POLYPUBLIE
Polytechnique Montréal

POLYTECHNIQUE MONTRÉAL
UNIVERSITÉ D'INGÉNIERIE

Titre: Modélisation numérique des écoulements instationnaires dans les turbomachines radiales
Title:

Auteur: Eric Théroux
Author:

Date: 2003

Type: Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

Référence: Théroux, E. (2003). Modélisation numérique des écoulements instationnaires dans les turbomachines radiales [Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie. https://publications.polymtl.ca/7160/
Citation:

Document en libre accès dans PolyPublie
Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: https://publications.polymtl.ca/7160/
PolyPublie URL:

Directeurs de recherche: Jean-Yves Trépanier, & Maryse Pagé
Advisors:

Programme: Non spécifié
Program:

Ce fichier a été téléchargé à partir de PolyPublie, le dépôt institutionnel de Polytechnique Montréal
This file has been downloaded from PolyPublie, the institutional repository of Polytechnique Montréal

https://publications.polymtl.ca

In compliance with the
Canadian Privacy Legislation
some supporting forms
may have been removed from
this dissertation.

While these forms may be included
in the document page count,
their removal does not represent
any loss of content from the dissertation.

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

MODÉLISATION NUMÉRIQUE DES ÉCOULEMENTS INSTATIONNAIRES DANS LES TURBOMACHINES RADIALES

ERIC THÉROUX
DÉPARTEMENT DE GÉNIE MÉCANIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES
(GÉNIE MÉCANIQUE)
JUIN 2003

© Eric Théroux, 2003.

National Library of Canada
Bibliothèque nationale du Canada

Acquisitions and Bibliographic Services
Acquisisitons et services bibliographiques

395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Your file Votre référence
ISBN: 0-612-86438-3
Our file Notre référence
ISBN: 0-612-86438-3

The author has granted a non-exclusive licence allowing the National Library of Canada to reproduce, loan, distribute or sell copies of this thesis in microform, paper or electronic formats.

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque nationale du Canada de reproduire, prêter, distribuer ou vendre des copies de cette thèse sous la forme de microfiche/film, de reproduction sur papier ou sur format électronique.

The author retains ownership of the copyright in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur qui protège cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou aturement reproduits sans son autorisation.

Canada

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé:

MODÉLISATION NUMÉRIQUE DES ÉCOULEMENTS INSTATIONNAIRES DANS LES TURBOMACHINES RADIALES

présenté par: THÉROUX Eric

en vue de l'obtention du diplôme de: Maîtrise ès sciences appliquées

a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de:

M. CAMARERO Ricardo, Ph.D., président

M. TRÉPANIER Jean-Yves, Ph.D., membre et directeur de recherche

Mme. PAGE Maryse, Ph.D., membre et codirectrice de recherche

Mme. DESCHÊNES Claire, Ph.D., membre

à Vicky, Justin et Mélodie

REMERCIEMENTS

Ce travail de maîtrise sur les turbomachines fut pour moi une expérience enrichissante et stimulante et aussi l'occasion idéale de parfaire des connaissances dans le domaine de la mécanique des fluides. Je tiens donc à exprimer ma gratitude envers tous ceux et celles qui m'ont appuyé au cours de mes années d'études afin que je puisse atteindre mes objectifs. Je tiens tout d'abord à remercier les personnes qui ont donné de leur temps pour diriger ma maîtrise. Je remercie sincèrement monsieur Jean-Yves Trépanier, professeur de génie mécanique - aérothermique de l'École Polytechnique de Montréal, ainsi que madame Maryse Page, chercheure à l'Institut de recherche d'Hydro-Québec (IREQ) de Varennes, pour leur soutien inestimable lors de la codirection de mes études supérieures.

J'exprime une grande gratitude envers l'IREQ pour son soutien financier et matériel pendant ces deux années. La direction et l'équipe de l'IREQ m'ont donné la chance de travailler sur un sujet scientifique actuel avec des outils informatiques de pointe. Je suis reconnaissant envers monsieur Bernard Massé, chef de l'Unité expertise mécanique et civil, ainsi qu'envers les membres-chercheurs de l'Institut pour leur support technique et nombreuses discussions: Anne-Marie Giroux, Robert Magnan, Sébastien Houde, Luc Marcouiller et Mathieu Soares.

J'ai également eu la chance de travailler conjointement pendant ce projet au Centre de recherche en calcul appliqué (CERCA) à Montréal. Je tiens donc à en remercier la direction et toute l'équipe pour m'avoir accueilli et permis de travailler avec leurs outils numériques. Je tiens aussi à remercier le Réseau québecois de calcul haute-performance (RQCHP) pour le temps de calcul qu'il m'a accordé sur sa station multi-processeurs.

Je remercie également les membres du jury qui ont porté intérêt envers le mémoire que j'ai produit: M. Ricardo Camarero, du département de génie mécanique de l'École Polytechnique de Montréal et Mme. Claire Deschênes, du département de génie mécanique de l'Université Laval à Québec.

Finalement, j'exprime ma gratitude envers toute ma famille, et tout spécialement à ma conjointe, pour son support pendant ces années d'études et surtout pour la grande patience dont elle a fait preuve.

RÉSUMÉ

Un des principaux buts de ce mémoire était d'approfondir le champ de connaissances entourant les écoulements instationnaires dans les turbomachines radiales en régime incompressible. Pour ce faire, on a abordé le problème numériquement à l'aide d'un logiciel de mécanique des fluides commercial. En ayant testé les capacités de ce code de calcul à capter les phénomènes instationnaires sur un cas test bien documenté, le but final de cette recherche fut d'étudier le comportement instationnaire des distributions de pression sur les aubages d'une turbine Francis. Les fluctuations instantanées de la pression ont une influence sur la durée de vie des turbines et il est important d'en saisir l'amplitude et la portée.

À cette fin, on a commencé par répertorier les différents phénomènes instationnaires présents dans les turbomachines, que celles-ci soient radiales ou axiales. Parmi la gamme d'instationnarités identifiées, on a pu mettre l'accent sur la prédominance des interactions d'aubages dans la suite des études numériques sur les turbomachines radiales.

Ces interactions instationnaires d'aubages peuvent être classifiées en deux types distincts et ne dépendent pas du point de fonctionnement de la turbomachine. Le premier regroupe les interactions instationnaires potentielles et celles-ci sont issues de l'effet elliptique sur le champ de pression. Les variations de ce dernier sont dues à la proximité des composantes en mouvement relatif des étages adjacents de la turbomachine. Elles se propagent donc indifféremment vers l'amont et l'aval, et l'instationnarité est d'autant plus forte que l'entrefer entre les composantes fixes et rotatives est faible. On observera donc une modification temporelle des contours de pression dans les canaux interaubes de la turbomachine avec le mouvement relatif des composantes.

L'autre type d'interactions d'aubages qui a été étudié est l'instationnarité de sillage. Cette dernière est issue d'un phénomène purement visqueux et résulte du transport vers les étages en aval des couches limites se développant sur les aubages de la turbomachine. On a vu que ce transport pouvait modifier localement et temporellement les profils de vitesses et de pression et ainsi venir modifier le chargement sur les aubages.

Afin de mieux évaluer l'influence des instationnarités d'aubages, on a suggéré l'utilisation du paramètre de fréquence réduite. Cette dernière sert à comparer les échelles de temps instationnaires et stationnaires pour le problème étudié. On a également proposé de diviser le signal instationnaire instantané en parties moyenne et fluctuante afin de mieux voir les régions affectées par les instationnarités d'aubages. L'étude du contenu fréquentiel des signaux instationnaires a aussi contribué à rechercher les principales caractéristiques de l'écoulement.

Une fois les interactions instationnaires identifiées, on est passé à l'étude de ces dernières par l'entremise d'un code de mécanique des fluides numérique commercial. Le code utilisé présentait différentes interfaces numériques pour solutionner les écoulements incompressibles et visqueux dans les turbomachines. La comparaison des résultats fournis par les interfaces stationnaire et instationnaire rotor/stator du code de calcul a été effectuée pour deux études de cas bien distinctes, le tout en se basant sur l'approche de moyennage des résultats proposée dans le présent mémoire.

La première étude numérique fut réalisée sur une pompe centrifuge opérant dans l'air en régime incompressible. De nombreux résultats expérimentaux instationnaires et moyennés étaient disponibles pour cette pompe. Également, plusieurs analyses numériques instationnaires, bidimensionnelles et tridimensionnelles, étaient

accessibles dans la littérature scientifique pour fins de comparaisons. Afin de réduire le temps de calcul, une analyse bidimensionnelle de la pompe complète a été menée avec les interfaces stationnaires et instationnaires. La géométrie de la pompe se prêtait bien à ce type d'analyses. Il a donc été démontré pour cette géométrie, et dans la mesure des hypothèses de modélisation bidimensionnelle à débit moyen, que les résultats numériques instationnaires et moyennés se comparaient très bien avec les mesures expérimentales tridimensionnelles. L'interface instationnaire numérique du code de calcul utilisé a été en mesure d'aller capter relativement bien le transport et le découpage du sillage vers l'aval, ainsi que les variations potentielles de l'écoulement vers l'amont et l'aval dues à la proximité des rangées d'aubages adjacentes. De plus, des analyses numériques ont été menées pour des modélisations stationnaires et instationnaires de la même pompe mais avec un nombre de passages interaubes limité. Les ressources numériques requises pour résoudre un tel problème étaient beaucoup moindres et il fut bénéfique de consacrer une partie de la recherche à cet aspect. Les résultats obtenus étaient très similaires à ceux de la modélisation complète et ceci laissait entrevoir des possibilités intéressantes pour la modélisation de la turbine Francis.

Étant confiant des capacités du code à recréer l'écoulement instantané pour un modèle avec un nombre de passages réduit, on a finalement entrepris l'étude tridimensionnelle visqueuse (stationnaire et instationnaire) de l'écoulement dans une turbine hydraulique radiale de type Francis. Dans une optique industrielle, on s'est attardé principalement aux distributions de pression sur les aubages de la roue, ainsi qu'à la portée et l'amplitude de leurs fluctuations. En comparant les données numériques avec les données expérimentales disponibles, on en est arrivé à la conclusion que, malgré certains écarts pouvant être accentués par les hypothèses de modélisation, le code de calcul permettait d'aller chercher la plupart des caractéristiques de l'écoulement instationnaire. Toutefois, les fluctuations

prévues numériquement étaient de l'ordre de la moitié des fluctuations mesurées expérimentalement. Une conclusion semblable avait été avancée pour la pompe. Globalement, on en est arrivé à la conclusion que les fluctuations numériques de pression instationnaires, pour la géométrie étudiée, se limitaient à la région d'entrefer minimal près de la ceinture. Celles-ci pouvaient atteindre instantanément des valeurs fluctuant d'environ 5% de la valeur moyenne locale. Dans le cas présent, le sillage issu des directrices ne se propageait pas vers l'aval à cause de l'écoulement fortement accéléré en entrée de roue. On a donc observé pour cette turbine hydraulique une prédominance de l'interaction potentielle limitée près de la ceinture.

ABSTRACT

One of the principal goals of this research was to deepen the field of knowledge surrounding the incompressible, unsteady flows in radial turbomachines with the assistance of a commercial software of fluid mechanics. Once having tested the capacities of this software to provide accurate calculations of unsteady effects on a well documented test case, the final aim of this research was to study the unsteady behavior of pressure distributions on the blades of a Francis turbine. The unsteady pressure fluctuations have an influence on the service life of the turbines and it is important to capture their amplitude and extent.

In order to do this, we first made a review of the unsteady effects present in turbomachines, whether those are radial or axial. Among the range of unsteady effects to identify during numerical studies, one could stress the predominance of blade interactions.

These unsteady blade interactions can be classified in two distinct groups which are not dependent of the operation point of the turbomachine. The first gathers potential interactions and those result from the elliptic effects on the pressure field. The pressure field variations are due to the proximity of adjacent stage components in relative motion. They are thus propagated indifferently upstream or downstream, and this effect is stronger as the gap between the fixed and rotary components is smaller. One will observe a temporal modification of the blade pressure contours as the components rotate one relative to the other.

The other type of unsteady blade interaction is due to downstream transport of the wake. This results from a purely viscous phenomenon, which is the development of boundary layers on the turbomachine blades. It was seen that this transport could

modify locally and temporally velocity and pressure profiles and thus modifies the blade loading.

In order to better evaluate the influence of these unsteady effects, it was suggested to use of the reduced frequency parameter. This parameter compares time scales associated with unsteady and steady effects for the studied problem. It was also proposed to divide unsteady instantaneous signal into average and fluctuating parts in order to better see the regions affected by unsteady blade effects. The study of the frequency contents of the unsteady signal has also contributed to seek the principal flow characteristics.

With the unsteady interactions identified, one could begin a numerical study of these effects on well documented problems. The code that was used for the different studies presented both stage averaging and unsteady rotor/stator numerical interfaces. Comparisons of results provided by the computer code's two interfaces were done for two distinct test cases. All the analysis are being based on the averaging approach proposed in this research.

The first incompressible, numerical study was carried out on a centrifugal pump in air. Many unsteady and averaged experimental results were available for this test case. Also, many numerical unsteady analysis, with two-dimensional or three-dimensional models, were available for comparisons. In order to reduce the computing time, a two-dimensional analysis of the complete pump was carried out with both stationary and non-stationary interfaces. The geometry of the pump was well suited for this type of analysis. Thus, it was demonstrated that for this geometry, and with an average flow hypothesis, unsteady and averaged results compared well with three-dimensional measurements. The unsteady rotor/stator interface of the code was able to capture relatively well downstream transport and chopping

of the wake, as well as potential variations of the flow upstream and downstream due to the adjacent blade rows in relative motion. Moreover, numerical analysis were carried out for the same pump with stage and transient interfaces with a reduced number of blade passages. The computer resources necessary to solve such a problem are much less and it was benefic to devote a part of research to this aspect. Results obtained were similar to those with the complete pump model and this showed the interesting possibilities for the modelling of the Francis turbine.

Being confident in the capacities of the code to recreate the unsteady flow for a model with a reduced number of passages, we finally undertook the viscous and three-dimensional (steady and unsteady) modelling of the flow in a radial Francis turbine. From an industrial point of view, the main concern of this study was the pressure distributions on the blades of the runner (amplitude and extent of the fluctuations). By comparing the numerical results with experimental data available, it was shown that, despite some discrepancies probably accentuated by modelling hypothesis, the code made it possible to capture the majority of the flow's unsteady features. However, the predicted fluctuations were about half of the experimental fluctuations. A similar conclusion had been found for the pump. All in all, one concludes that the numerical unsteady pressure fluctuations for the studied geometry are limited to the region of minimal gap near the band of the runner. Those could reach instant values fluctuating from approximately 5% of the local average value. In the present case, the wake from the wicket gates were not propagated downstream because of the strongly accelerated flow at the entrance of the runner. One thus has observed for this hydraulic turbine a predominance of the potential interactions in the band region.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE iv

REMERCIEMENTS v

RÉSUMÉ vii

ABSTRACT xi

TABLE DES MATIÈRES xiv

LISTE DES TABLEAUX xviii

LISTE DES FIGURES xix

LISTE DES NOTATIONS ET DES SYMBOLES xxvi

LISTE DES ANNEXES xxix

INTRODUCTION 1

CHAPITRE 1 ÉCOULEMENTS INSTATIONNAIRES DANS LES TURBOMACHINES 4

1.1 Nature instationnaire des écoulements en turbomachines 4

1.2 Définition de la fréquence réduite 6

1.3 Compressibilité des écoulements instationnaires 9

1.4 Sources d'instationnarités des écoulements dans les turbomachines . 10

1.4.1 Fréquences réduites des sources d'instationnarités 13

1.5 Mécanismes d'interactions rotor-stator 14

1.5.1 Interaction de sillage 15

1.5.1.1 Interaction de sillage dans les machines axiales . . 15

1.5.1.2 Transport du sillage dans les machines axiales . . . 19
1.5.1.3 Interaction de sillage dans les machines radiales . . 22
1.5.1.4 Transport du sillage dans les machines radiales . . 27
1.5.2 Interaction potentielle 33
1.5.2.1 Méthodologie d'analyse pour l'interaction potentielle 34
1.5.2.2 Interaction potentielle dans les machines axiales . 35
1.5.2.3 Interaction potentielle dans les machines radiales . 38
1.5.3 Interactions tridimensionnelles visqueuses 45
1.5.3.1 Interactions tridimensionnelles visqueuses dans les machines radiales 45
1.5.4 Conclusion 52

CHAPITRE 2 MODÈLES NUMÉRIQUES POUR L'ANALYSE DES ÉCOULEMENTS DANS LES TURBOMACHINES 55
2.1 Modèles stationnaires et instationnaires 55
2.2 Caractéristiques du code utilisé pour les études numériques 58
2.2.1 Notes sur les équations de Navier-Stokes en moyenne de Reynolds, modèles de turbulence et calculs instationnaires 59
2.3 Description sommaire des interfaces utilisées pour les études numériques 62
2.3.1 Discrétisation par méthode de volumes finis 62
2.3.1.1 Description des cellules de calcul 63
2.3.1.2 Formes discrètes des équations intégrales 67
2.3.1.3 Note sur la discrétisation temporelle du terme transitoire des équations de Navier-Stokes 68
2.3.1.4 Approche de résolution des équations 70
2.4 Descriptions des interfaces utilisés lors des calculs en turbomachines 71
2.4.1 Caractéristiques de l'interface *Stage* 71

2.4.2 Caractéristiques des interfaces *Frozen Rotor* et *Transient Rotor/Stator* 74

CHAPITRE 3 ÉTUDE NUMÉRIQUE DE L'ÉCOULEMENT INSTATIONNAIRE DANS UNE POMPE CENTRIFUGE AVEC DIFFUSEUR AUBÉ 77

3.1 Modèle étudié et mesures expérimentales 78

3.2 Études numériques bidimensionnelles de la pompe 81

3.2.1 Fréquence réduite pour les études numériques 83

3.2.2 Modélisations stationnaires avec interface de plan de mixage 83

3.2.3 Modélisations instationnaires 88

3.2.4 Comparaisons des champs de vitesses 90

3.2.5 Comparaisons des champs de pression 108

3.3 Étude numérique de l'écoulement instationnaire sur un modèle de pompe simplifié 123

3.4 Discussion et conclusion 131

CHAPITRE 4 ÉTUDE DE L'ÉCOULEMENT INSTATIONNAIRE DANS UNE TURBINE HYDRAULIQUE RADIALE 134

4.1 Modèle de turbine étudié 135

4.1.1 Fréquence réduite pour les études numériques 136

4.1.2 Modélisation stationnaire avec interface de plan de mixage . 137

4.1.3 Modélisation instationnaire 141

4.2 Analyse des résultats 141

4.2.1 Évolution temporelle et analyse fréquentielle du signal . . . 141

4.2.2 Description des champs de pression obtenus 145

4.2.2.1 Intrados de l'aube 148

4.2.2.2 Extrados de l'aube 152

4.2.2.3 Distributeur 156

4.2.2.4 Plan constant distributeur-roue 157
4.3 Discussion et conclusion 165

CONCLUSION 170

RÉFÉRENCES 174

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1.1 : Sources des phénomènes instationnaires dans les turbomachines 10
Tableau 1.2 : Fréquences réduites associées aux sources instationnaires . 14
Tableau 3.1 : Données géométriques du montage et conditions d'opération 80
Tableau 4.1 : Caractéristiques du prototype de turbine étudiée 136

LISTE DES FIGURES

Figure 1.1 : Processus de décollement tournant (Hill et Peterson, 1992) 12

Figure 1.2 : Schématisation des interactions dans les turbomachines (Longatte, 1998) 15

Figure 1.3 : a)Déficit de vitesses dans les 3 zones de sillage, b)Profil de vitesse axiale pour différentes stations d'entrefer (Lakshminarayana et Davino, 1980) 18

Figure 1.4 : Développement et propagation du sillage sur une aube de stator (Lakshminarayana et Davino, 1980) 18

Figure 1.5 : Triangles de vitesses pour un compresseur axial 19

Figure 1.6 : Triangles de vitesses pour une turbine axiale 19

Figure 1.7 : Exemple de l'interaction du sillage dans un canal de turbine axiale (Greitzer, 1985) 21

Figure 1.8 : Écoulement de type jet-sillage en sortie de roue d'une turbomachine centrifuge (Longatte, 1998) 23

Figure 1.9 : Exemple de la structure tridimensionnelle jet-sillage dans une turbomachine centrifuge (Lakshminarayana, 1996) . . . 24

Figure 1.10 : Influence de la force de Coriolis sur le sillage 25

Figure 1.11 : Influence de la cambrure des aubes sur la couche limite . 27

Figure 1.12 : Triangles de vitesses pour une machine centrifuge (Raabe, 1985) 28

Figure 1.13 : Processus de disparition des sillages (Croba, 1993) 29

Figure 1.14 : Variations temporelles du coefficient de pression instationnaire en entrée de diffuseur d'une pompe centrifuge (Shi et Tsukamoto, 2001) 31

Figure 1.15 : Interaction du sillage avec la roue dans une turbine Francis (Billdal et al., 1994) 31

Figure 1.16 : Fluctuations de pression statique en amont d'un étage de compresseur axial (Greitzer, 1985) 36
Figure 1.17 : Fluctuations de pression pariétale en fonction de l'entrefer pour le stator d'une turbine axiale (Dring et al., 1982) . . . 37
Figure 1.18 : Fluctuations de pression pariétale en fonction de l'entrefer pour le rotor d'une turbine axiale (Dring et al., 1982) . . . 37
Figure 1.19 : Modélisation simplifiée d'une machine centrifuge (Longatte, 1998) 39
Figure 1.20 : Évolution de la différence de pression entre la sortie et l'entrée du domaine pour différents entrefers et différentes fréquences réduites (Longatte, 1998) 40
Figure 1.21 : Fluctuations instationnaires de la vitesse absolue dans les canaux interaubes des directrices (Sato et He, 2001) 41
Figure 1.22 : Contours de pression statique à la position demi-pas dans le canal interaube des directrices (Sato et He, 2001) 42
Figure 1.23 : Profil de vitesse méridienne en entrée de roue dans une turbine radiale (Sato et He, 2001) 43
Figure 1.24 : Évolution temporelle de la force tangentielle (droite) et sa fluctuation (gauche) (Sato, 1999) 43
Figure 1.25 : a) Géométrie typique d'une turbomachine centrifuge b) Écoulement dans le plan méridien et influence sur le profil de vitesse (adapté de Longatte (Longatte, 1998)) 46
Figure 1.26 : Écoulements secondaires près de la section d'entrée 48
Figure 1.27 : Écoulements secondaires près de la transition axiale-radiale 49
Figure 1.28 : Écoulements secondaires près de la sortie 49
Figure 1.29 : Écoulements secondaires en sortie de roue pour a) une turbomachine centrifuge carénée et b) non carénée 51

Figure 1.30 : Écoulements secondaires dans la pompe radiale SHF (Hirsch et al., 1996) 51
Figure 2.1 : Volume de contrôle formé par les éléments finis 64
Figure 2.2 : Élément fini quadrilatéral 65
Figure 2.3 : Interface *Stage* 73
Figure 3.1 : Géométrie de la pompe centrifuge à l'étude 79
Figure 3.2 : Maillage utilisé dans les canaux interaubes rotor et stator lors du calcul stationnaire 86
Figure 3.3 : Portion du maillage utilisé lors du calcul instationnaire . . 89
Figure 3.4 : Comparaisons des profils de vitesses relatives moyennées en temps et des fluctuations en sortie de roue - mi-envergure (expérimental - calculs stationnaires et instationnaires) . . . 91
Figure 3.5 : Comparaisons des profils de vitesses relatives radiales pour quatre positions (sortie de roue - mi-envergure) 95
Figure 3.6 : Comparaisons des profils de vitesses relatives tangentielles pour quatre positions (sortie de roue - mi-envergure) 99
Figure 3.7 : Vitesses relatives dans la roue moyennées à partir du calcul instationnaire 100
Figure 3.8 : Fluctuations de la vitesse relative dans la roue basées sur le calcul instationnaire 101
Figure 3.9 : Vitesses relatives secondaires calculées dans la roue pour quatre instants différents 102
Figure 3.10 : Vitesses absolues dans le diffuseur moyennées à partir du calcul instationnaire 103
Figure 3.11 : Fluctuations de la vitesse absolue dans le diffuseur basées sur le calcul instationnaire 104
Figure 3.12 : Vitesses absolues secondaires calculées dans le diffuseur pour quatre instants différents 106

Figure 3.13 : Isocontours de k - $t/T_i = 0.126$ 107
Figure 3.14 : Comparaisons des coefficients de pression statique pour quatre positions (sortie de roue - côté carter) 109
Figure 3.15 : Coefficients de pression statique moyens dans la roue et ses fluctuations (expérimental - côté carter)(Ubaldi et al., 1996) 111
Figure 3.16 : Coefficients de pression statique moyens dans la roue (calcul) 112
Figure 3.17 : Fluctuations des coefficients de pression statique dans la roue (calcul) 112
Figure 3.18 : Coefficients de pression statique expérimentaux pour quatre positions dans la roue (côté carter)(Ubaldi et al., 1996) . . . 114
Figure 3.19 : Coefficients de pression statique calculés pour quatre positions dans la roue 115
Figure 3.20 : Coefficients de pression statique sur la face en pression de l'aube du rotor 116
Figure 3.21 : Coefficients de pression statique sur la face en dépression de l'aube du rotor 117
Figure 3.22 : Coefficients de pression statique sur la face en pression de l'aube du stator 118
Figure 3.23 : Coefficients de pression statique sur la face en dépression de l'aube du stator 119
Figure 3.24 : Distribution de pression statique calculée dans l'ensemble de la pompe pour un instant donné 121
Figure 3.25 : Évolution temporelle de la pression pour un point d'échantillonnage en sortie de roue (à gauche) et en entrée de diffuseur (à droite) (positions au demi-pas des canaux interaubes) 122

Figure 3.26 : Spectres en fréquences basés sur la pression pour un point d'échantillonnage en sortie de roue (à gauche) et en entrée de diffuseur (à droite) (positions au demi-pas des canaux interaubes) 122
Figure 3.27 : Évolution temporelle de la pression pour un point d'échantillonnage en sortie de roue (à gauche) et en entrée de diffuseur (à droite) (positions au demi-pas des canaux interaubes) - Calcul sur modèle de pompe simplifié 124
Figure 3.28 : Spectres en fréquences basés sur la pression pour un point d'échantillonnage en sortie de roue (à gauche) et en entrée de diffuseur (à droite) (positions au demi-pas des canaux interaubes - géométrie simplifiée) 125
Figure 3.29 : Comparaisons des profils de vitesses relatives moyennées en temps et des fluctuations en sortie de roue - mi-envergure (expérimental et instationnaires - pompe complète et simplifiée 126
Figure 3.30 : Vitesse relative dans la roue moyennée à partir du calcul instationnaire - pompe simplifiée 127
Figure 3.31 : Fluctuations de la vitesse relative dans la roue basées sur le calcul instationnaire - pompe simplifiée 128
Figure 3.32 : Vitesses absolues dans le diffuseur moyennée à partir du calcul instationnaire - pompe simplifiée 129
Figure 3.33 : Fluctuations de la vitesse absolue dans le diffuseur basées sur le calcul instationnaire - pompe simplifiée 129
Figure 3.34 : Coefficients de pression statique moyens dans la roue (calcul sur pompe simplifiée) 130
Figure 3.35 : Fluctuations du coefficient de pression statique dans la roue (calcul sur pompe simplifiée) 130

Figure 4.1 : Maillage utilisé pour le distributeur 138
Figure 4.2 : Maillage utilisé pour la roue 139
Figure 4.3 : Évolution temporelle de la pression pour un point d'échantillonnage sur l'intrados, près de la ceinture en entrée de roue (à gauche) et en sortie de distributeur, à mi-chemin du canal près du fond inférieur (à droite) 142
Figure 4.4 : Spectres en fréquences basés sur la pression pour un point d'échantillonnage sur l'intrados, près de la ceinture en entrée de roue (à gauche) et en sortie de distributeur, à mi-chemin du canal près du fond inférieur (à droite) 143
Figure 4.5 : Énergie cinétique de turbulence sur un plan d'élévation constante près du fond inférieur - calcul instationnaire . . . 144
Figure 4.6 : Spectre en fréquence expérimental pour le point de mesure dans la roue 145
Figure 4.7 : Distribution de pression sur une pseudo-ligne de courant près du capteur de pression 147
Figure 4.8 : Distribution de pression sur l'intrados de la roue - calcul stationnaire 148
Figure 4.9 : Distribution de pression sur l'intrados de la roue - calcul instationnaire moyenné 149
Figure 4.10 : Distribution de la fluctuation de pression sur l'intrados de la roue - calcul instationnaire moyenné 150
Figure 4.11 : Distribution de pression sur l'extrados de la roue - calcul stationnaire 152
Figure 4.12 : Distribution de pression sur l'extrados de la roue - calcul instationnaire moyenné 154
Figure 4.13 : Distribution de la fluctuation de pression sur l'extrados de la roue - calcul instationnaire moyenné 155

Figure 4.14 : Distribution de pression sur les aubes du distributeur - calcul stationnaire 156
Figure 4.15 : Distribution de pression sur les aubes du distributeur - calcul instationnaire moyenné 159
Figure 4.16 : Fluctuations de pression sur les aubes du distributeur - calcul instationnaire moyenné 160
Figure 4.17 : Distribution de pression moyenne sur un plan à élévation constante près de la paroi inférieure du distributeur - calcul instationnaire moyenné 161
Figure 4.18 : Fluctuations de pression sur sur un plan à élévation constante près du fond inférieur du distributeur - calcul instationnaire moyenné 162
Figure 4.19 : Distribution de pression instantanée sur un plan à élévation constante près de la paroi inférieure du distributeur - temps t 163
Figure 4.20 : Distribution de pression instantanée sur un plan à élévation constante près de la paroi inférieure du distributeur - temps $t+\Delta t$ 164

LISTE DES NOTATIONS ET DES SYMBOLES

a	Vitesse du son [m/s]
b	Envergure d'une aube [m]
M	Nombre de Mach [-]
t	temps [s]
T	Température [° K]
L	Longueur caractéristique [m]
D	Diamètre [m]
r, R	Rayon [m]
h	hauteur [m]
j	jeu [m]
g	Jeu entre l'aube et le carter [m]
y	Coordonnée circonférentielle [m]
Q	Débit [m^3/s]
f	Fréquence [Hz]
h	Enthalpie [J]
h_T	Enthalpie totale [J]
s	Entropie [J/K]
i	Incidence [°]
e, n	Vecteurs unitaires [-]
x, y, z	Référentiel cartésien [-]
r, θ, z	Référentiel cylindrique [-]
s, n, b	Référentiel local [-]
p	Pression [Pa]
p^*	Pression totale [Pa]
z	Nombre d'aubes [-]

α'	Angle d'écoulement absolu [°]
β'	Angle d'écoulement relatif [°]
ξ	Coordonnée adimensionnelle curviligne [-]
n	Vitesse de rotation [tr/min]
ω	Vitesse angulaire de rotation [rad/s]
U	Vitesse d'entraînement [m/s]
C	Vitesse dans le repère absolu [m/s]
W	Vitesse dans le repère relatif [m/s]
Re	Nombre de Reynolds [-]
Ro	Nombre de Rossby [-]
St	Nombre de Strouhal [-]
Cp	Coefficient de pression [-]
$\Delta\Psi$	Coefficient de pression instationnaire [-]
φ	Coefficient de débit [-]
ψ	Coefficient de pression totale [-]
ρ	Densité de l'air [kg/m^3]
Ω	Fréquence réduite [-]
Ω_s	Vorticité [rad/s]
$L.E$	Bord d'attaque [-]
$T.E$	Bord de fuite [-]
$P.S$	Face en pression (intrados) [-]
$S.S$	Face en dépression (extrados) [-]
$\emptyset$	Diamètre [-]
G	Distance d'un pas interaube [m]
T	Temps de passage de la roue [s]
y^+	Distance adimensionnelle [-]
k	Énergie cinétique turbulente [m^2/s^2]
ε	Taux de dissipation de l'énergie turbulente [m^2/s^3]

Tu	Intensité de turbulence [-]
μ	Viscosité dynamique moléculaire [kg/m·s]
μ_T	Viscosité dynamique turbulente [kg/m·s]
ϕ	Scalaire [-]
Φ	valeur nodale du scalaire ϕ[-]
Γ	Terme de dissipation [-]
S	Terme source [-]
s, t	Coordonnées locales [m]
X, Y	Coordonnées nodales [m]
N_i	Fonction de forme [-]

Indices et exposants

o	État de référence
$1, 2$	États à différentes positions
i, r	Rotor
d, s	Stator
r, θ, z	Coordonnées cylindriques
sil	Sillage
rel	Relatif
n, N	Nombre de mesures [-]
j	Position dans le domaine [tr/min]
$\bar{}$	Composante moyenne
$\tilde{}$	Composante instationnaire (fluctuante)

LISTE DES ANNEXES

ANNEXE I FICHIER DE PARAMÈTRES POUR LES CALCULS . . 184

INTRODUCTION

Les turbomachines radiales sont fortement présentes sur le marché actuel, et ce pour une multitude d'applications, que ce soit dans le domaine aéronautique pour les turbines à gaz, ou en industries, pour les pompes, compresseurs ou les turbines hydrauliques, par exemple. Ces turbomachines présentent généralement toutes des configurations rotor/stator, donc des parties qui sont en mouvement relatif. Dans le cas de ces configurations, les aubes des étages adjacents interagissent généralement entre eux de façon instationnaire, créant ainsi des interactions forcées d'aubages. Ces interactions sont d'autant plus importantes que l'entrefer entre les pièces en mouvements relatifs est faible. L'entrefer des turbomachines radiales est habituellement plus faible que celui des turbomachines axiales, ce qui peut laisser croire à une prédominance des effets instationnaires dus aux interactions d'aubages. Il devient alors intéressant de pouvoir récréer numériquement l'écoulement fluide instationnaire dans ces turbomachines radiales afin de prédire dans quelles mesures cette instationnarité viendra affecter leurs performances et durées de vie. Les fluctuations instationnaires peuvent parfois devenir non négligeables et entraîner divers phénomènes qui mettent en cause l'intégrité structurale de la turbomachine.

Les développements de codes commerciaux de mécanique des fluides, couplés à l'essor considérable des ressources et capacité de calcul ces dernières années, rendent le calcul instationnaire de plus en plus attrayant et accessible. La pratique courante aujourd'hui en industrie est de capter numériquement l'écoulement dans les turbomachines à l'aide d'une succession d'états stationnaires entre les étages. Cette pratique est tout à fait correcte dans la plupart des circonstances, mais ne permet pas la prédiction des fluctuations instationnaires sur les aubes de la turbomachine, ni la détermination de la zone d'influence de celles-ci. Les analyses numériques permettent aussi de capter bons nombres de phénomènes dans l'écoulement qui

sont parfois difficiles à capter expérimentalement, ce qui en fait un autre avantage. Toutefois, bien peu d'études numériques instationnaires à ce jour traitent des écoulements dans les turbomachines radiales. Il est donc intéressant d'aller de l'avant dans ce domaine dans le cadre de ce projet pour de multiples raisons:

- Acquérir une certaine expérience pratique sur la nature des interactions instationnaires dans ce type de turbomachine. Suggérer une méthodologie d'analyse pour ces écoulements instationnaires.
- Tester les capacités d'un code commercial utilisé en industrie à recréer fidèlement le comportement complexe tridimensionnel et instationnaire de l'écoulement au sein des turbomachines.
- Appliquer les capacités de calcul à l'étude de turbomachines industrielles spécifiques et permettre une meilleure prédiction de leurs performances et de leurs durées de vie. On peut aussi s'intéresser à la validité d'un calcul stationnaire par rapport à un calcul instationnaire. La motivation principale de ce projet est le calcul numérique de la valeur des fluctuations de pression sur les aubages d'une turbine hydraulique de type Francis, application d'intérêt industriel afin de trouver un chargement hydraulique acceptable pour le calcul de résistance des matériaux.

Dans la présente étude, on s'intéressera principalement à capter les instationnarités d'aubages dans deux types de turbomachines radiales avec un code commercial de mécanique des fluides spécifique. Afin de mieux comprendre quels paramètres et phénomènes sont importants à cette fin, ce mémoire sera divisé en quatre parties:

- Dans la première partie, on traitera de la nature instationnaire des écoulements dans les turbomachines. Afin de se faire une bonne idée des phénomènes

à observer, on s'intéressera autant au comportement des turbomachines axiales que radiales. Les instationnarités y seront répertoriées et analysées individuellement. Parmi ces interactions, on s'intéressera plus à celles qui sont présentes peu importe le point d'opération de la machine.

- Dans la deuxième partie, on traitera sommairement des caractéristiques du code commercial utilisé pour les calculs numériques fluides. On y verra quelques fondements sur la méthode de résolution des équations qui est utilisée par ce code et on décrira les types d'interfaces utilisés pour faire les calculs stationnaires et instationnaires couplés de l'écoulement dans les turbomachines.

- Dans la troisième partie, on applique le code précédemment décrit à un cas de validation semi industriel. Le calcul de l'écoulement stationnaire et instationnaire dans une pompe centrifuge y est effectué. Les résultats numériques sont comparés à des mesures expérimentales et on y effectue une analyse des phénomènes instationnaires en jeu. Différentes modélisations sont accomplies et des discussions sur la performance de chacun des modèles numériques sont présentées.

- Finalement, basé sur les résultats et approches du troisième chapitre, le quatrième chapitre portera sur les analyses stationnaires et instationnaires d'une turbine hydraulique de type Francis. On comparera les résultats numériques à des mesures expérimentales et on portera un jugement sur la validité des résultats.

CHAPITRE 1

ÉCOULEMENTS INSTATIONNAIRES DANS LES TURBOMACHINES

1.1 Nature instationnaire des écoulements en turbomachines

Les écoulements dans les turbomachines comptent sans doute parmi les plus complexes de la mécanique des fluides. Cette complexité cause bien des difficultés au niveau de la mécanique des fluides numérique et il est souvent nécessaire d'adopter des simplifications pour représenter ces écoulements afin de ne pas épuiser les ressources de calcul disponibles. Il est donc devenu pratique courante de représenter les écoulements au sein des turbomachines par une succession d'états stationnaires. Or, on sait que les écoulements dans ces dernières sont intrinsèquement instationnaires. En effet, le mouvement relatif des différentes composantes de la turbomachine (par exemple, le passage d'une aube de la roue près d'une aube de stator) est à la base de l'instationnarité de ces écoulements internes et ceux-ci subissent nécessairement des perturbations temporelles. De plus, ces derniers sont toujours pleinement turbulents et possèdent une structure hautement tridimensionnelle. Afin d'apporter une meilleure compréhension de ces écoulements, les chapitres qui suivent feront la description des principaux phénomènes instationnaires. On fera un parallèle avec les turbomachines axiales pour établir certaines bases, mais on s'intéressera surtout aux écoulements instationnaires des turbomachines radiales en régime incompressible, domaine d'intérêt pour le présent mémoire.

Une démonstration simple peut être faite pour souligner la nature instationnaire des écoulements dans les turbomachines. On considère tout d'abord l'écoulement isentropique et stationnaire au travers d'une turbomachine quelconque. En appliquant ces hypothèses, on tire de l'équation d'énergie de la thermodynamique la relation entre la variation d'enthalpie totale (h_T) entre l'entrée (état 1) et la sortie (état 2) de la machine et le taux de travail effectué par unité de masse:

$$h_{T_2} - h_{T_1} = -\{\text{taux de travail effectué par unité de temps}\} \tag{1.1}$$

avec $h_T = h + \frac{1}{2}C^2$ et C l'amplitude de la vitesse. Pour sa part, l'équation de la quantité de mouvement le long d'une ligne de courant au travers la turbomachine est donnée par:

$$-\frac{1}{\rho}\,\mathrm{d}p = C\,\mathrm{d}C \tag{1.2}$$

La deuxième loi de la thermodynamique stipule que $\mathrm{d}h = \mathrm{T}\mathrm{d}s + \frac{1}{\rho}\,\mathrm{d}p$. Ici, $\mathrm{d}s$ est nul car le processus est isentropique et, en introduisant l'équation 1.2 dans l'expression précédente, on obtient que:

$$\mathrm{d}h = -C\,\mathrm{d}C \tag{1.3}$$

En intégrant l'équation 1.3 le long d'une ligne de courant, on trouve que:

$$h_T = h + \frac{1}{2}C^2 = \text{constante le lond d'une ligne de courant} \tag{1.4}$$

et que:

$$h_{T_2} = h_{T_1} \tag{1.5}$$

Donc, la turbomachine n'effectue aucun travail selon ces hypothèses et la représentation stationnaire présente donc un paradoxe au niveau du travail effectué. En fait, ce paradoxe est le résultat de l'écriture des équations, car on ne tient pas compte de la nature instationnaire de l'écoulement au travers la machine. Dans

sa démonstration, Greitzer (Greitzer, 1985) montre l'importance d'introduire les termes instationnaires dans les équations le long d'une ligne de courant pour en arriver à la conclusion que:

$$\frac{Dh_T}{Dt} = \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial t} \tag{1.6}$$

où l'opérateur $\frac{Dh_T}{Dt}$ représente la dérivée matérielle le long d'une ligne de courant. De l'équation 1.6, on en conclut que l'enthalpie totale d'une particule le long d'une ligne de courant (et donc le travail) ne peut changer que si l'écoulement isentropique est *instationnaire*.

1.2 Définition de la fréquence réduite

La fréquence réduite associée à l'écoulement est un paramètre important en régime instationnaire. Afin d'illustrer son principe, on suppose un dispositif mécanique (un diffuseur ou le canal interaube d'une turbomachine) qui est soumis à un écoulement variable dans le temps. On suppose que cet écoulement subit une perturbation temporelle de la forme générale $e^{i\omega t}$. L'échelle de temps associée à cette perturbation est donc $1/\omega$, ce qui veut dire que les fluctuations de l'écoulement seront présentes dans un temps de l'ordre de $1/\omega$.

Le problème suggère qu'une autre échelle de temps soit utilisée. En effet, on peut également s'intéresser au temps associé au transport d'une particule fluide au travers du dispositif à l'étude. Si on suppose que ce dernier est de longueur caractéristique L et que la particule est convectée à une vitesse moyenne C, alors l'échelle de temps associée à ce transport est donc L/C. Par exemple, si on étudie une turbine radiale, ω sera la fréquence de rotation de la roue (en rads/s), le rayon d'entrée R de cette dernière représentera la longueur L et C_R sera la vitesse radiale (débitante) remplaçant C à cette station.

Le ratio de ces deux échelles de temps mène à la formation d'un nombre adimensionnel de *Strouhal*, mieux connu sous le nom de *fréquence réduite* en mécanique des fluides instationnaire. Cette dernière est donnée par l'expression:

$$\Omega = \omega L/C \tag{1.7}$$

Le changement local des propriétés de l'écoulement durant le passage de la particule dépend de cette dernière. L'amplitude de cette fréquence est en fait une mesure de l'importance relative des effets instationnaires en comparaison avec les effets quasi-stationnaires. De façon générale, on note que:

- Si $\Omega \ll 1$, alors les effets instationnaires sont faibles et l'écoulement est quasi-stationnaire
- Si $\Omega \gg 1$, alors les effets instationnaires sont prédominants
- Si $\Omega \sim 1$, alors les effets instationnaires et quasi-stationnaires sont tous deux importants

Cette fréquence réduite sert également à déterminer l'amplitude du champs de pression (effet potentiel). À titre d'exemple pour illustrer l'effet de ce paramètre sur la pression, on adimensionnalise l'équation d'Euler pour le mouvement. Pour ce faire, on utilise les formes adimensionnelles suivantes:

$$\tilde{u_i} = u_i/u_o \quad \tilde{\nabla} = \nabla L_o \quad \tilde{t} = t/t_o$$
$$\tilde{p} = p/p_o \quad \tilde{\rho} = \rho/\rho_o$$

où les surligneurs *tilde* représentent des quantités adimensionnelles, l'indice i indique une composante d'un vecteur et les indices o sont attribués à des quantité de référence. Pour sa part, l'équation d'Euler pour le mouvement est donnée par:

$$\frac{\partial \rho \vec{v}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}\vec{v}) = -\nabla p \tag{1.8}$$

En remplaçant les termes adimensionnels dans l'équation 1.8, on obtiet la formulation suivante:

$$\frac{L_o}{t_o u_o}\frac{\partial \tilde{\rho}\tilde{\vec{v}}}{\partial \tilde{t}} + \tilde{\nabla} \cdot (\tilde{\rho}\tilde{\vec{v}}\tilde{\vec{v}}) = -\frac{p_o}{\rho_o u_o^2}\tilde{\nabla}\tilde{p} \tag{1.9}$$

On remarque que le premier terme du membre de gauche est multiplié par le nombre de *Strouhal*. Si on veut traiter plus particulièrement d'une machine radiale de rayon R et de vitesse débitante C_R comme conditions de référence en régime incompressible, on utilise la forme équivalente de la fréquence réduite telle qu'introduite à l'équation 1.7 pour finalement trouver que:

$$\Omega\frac{\partial \tilde{\vec{v}}}{\partial \tilde{t}} + \tilde{\nabla} \cdot (\tilde{\vec{v}}\tilde{\vec{v}}) = -\frac{p_o}{\rho_o C_R^2}\frac{\tilde{\nabla}\tilde{p}}{\tilde{\rho}} \tag{1.10}$$

avec $\Omega = \omega R/C_R$. On démontre donc que pour $\Omega \ll 1$, l'écoulement est quasi-stationnaire et le premier terme de gauche contenant la dépendance temporelle devient négligeable. Le champ de pression est alors de l'ordre de $\rho_o C_R^2$ (donc $p_o \propto \rho_o C_R^2$). Si l'écoulement est instationnaire, alors $\Omega \gg 1$ et on trouve un champs de pression proportionnel à $\Omega\rho_o C_R^2$ ($p_o \propto \Omega\rho_o C_R^2$)

Cette fréquence réduite sert également à évaluer le nombre de structures de sillages coexistantes contenues dans une portion donnée de la turbomachine. Si on prend exemple sur une pompe centrifuge, on pourra alors estimer le nombre de structures de sillages provenant de la roue qui seront présentes dans le diffuseur aubé et ainsi faire une validation sommaire de la qualité de nos prédictions numériques.

Il est donc important de bien vérifier la fréquence réduite avant d'entreprendre une modélisation numérique instationnaire qui pourrait s'avérer fastidieuse. En effet, ceci permet d'économiser plusieurs ressources si l'écoulement peut être suffisamment bien décrit par une succession d'états quasi-stationnaires. Ceci assure également la validité de l'approche de moyennage circonférentiel (mieux connue sous l'appellation d'interface rotor-stator de type *Stage*) qui est couramment utilisée dans la pratique actuelle pour les calculs en régime permanent.

1.3 Compressibilité des écoulements instationnaires

Avant de poursuivre l'analyse des écoulements instationnaires, il est opportun d'ouvrir une brève parenthèse sur la compressibilité de ces derniers. Bien que la présente étude porte sur des écoulements purement incompressibles, il est intéressant d'observer ce qui se passe lorsque ces derniers entrent dans la plage compressible (cas général d'une machine axiale, par exemple). Le nombre de Mach est généralement suffisant en régime *stationnaire* pour définir la compressibilité de l'écoulement. Il est généralement accepté que les nombres de Mach inférieurs à 0.3 sont associés à des écoulements incompressibles. Or, bien que l'on pourrait croire que l'écoulement instationnaire à analyser soit incompressible (à un nombre de Mach bien inférieur à l'unité), Greitzer (Greitzer, 1985) démontre l'importance de vérifier un autre paramètre. Effectivement, on doit s'assurer que le produit de la fréquence réduite et du nombre de Mach soit faible par rapport à l'unité pour avoir affaire à un écoulement incompressible:

$$\Omega M = \omega L/a \ll 1 \tag{1.11}$$

où a est la vitesse du son dans le fluide à l'étude. Plus particulièrement, si on réalise une étude aérodynamique instationnaire, il peut s'avérer que l'on ait affaire

à un écoulement compressible et ceci pourrait remettre en cause la méthode de discrétisation numérique utilisée.

1.4 Sources d'instationnarités des écoulements dans les turbomachines

Dans la section 1.1, on vient d'illustrer que l'échange d'énergie de la turbomachine provient du fait que l'écoulement interne est de nature instationnaire. La principale source d'instationnarité provient donc du mouvement relatif des pièces de la turbomachine. Ce mouvement conduit donc à la première source d'instationnarité: les interactions dites d'aubages. Ces dernières sont reliées à la nature même du fonctionnement de la machine. De façon très générale, cette source se divise en interaction de sillages (propagation de ces derniers vers les étages en aval de la turbomachine) et en interaction potentielle (effets de la présence des étages amont et aval sur l'écoulement de l'étage à l'étude). Ces types d'interactions seront couvertes plus en détails dans des sections ultérieures. Le tableau 1.1 illustre d'autres sources d'instationnarités présentes dans les turbomachines, donne le domaine d'influence de ces dernières et indique si elles génèrent des phénomènes périodiques dans la machine (basé sur un exemple typique de turbomachine).

Tableau 1.1 : Sources des phénomènes instationnaires dans les turbomachines

Sources instationnaires	**Portée typique du phénomène**	**Échelle de temps typique**	**Phénomène périodique**
Turbulence	< 1 corde	—	non
Sillages (rotor/stator)	1 corde	10^{-4} sec	oui
Interaction potentielle	jeu $\simeq$ 1 corde	10^{-4} sec	oui
Distortion d'entrée	circonférence (rayon)	$5\text{x}10^{-3}$ sec	non
Décollement tournant	circonférence (rayon)	$10\text{x}10^{-3}$ sec	oui
Pompage	machine entière	10^{-1} sec	oui
Flottement	circonférence (rayon)	$5\text{x}10^{-3}$ sec	oui

Note: Basé sur un étage de compresseur de 50 aubes, 12000 rpm, ratio jeu/corde $\simeq$1. corde=5 cm, vitesse axiale=10 m/s. Source: (Greitzer, 1985)

Les interactions dites d'aubages sont associées à des *phénomènes instationnaires périodiques* non-reliés au point de fonctionnement de la turbomachine (présents peu importe le couplage débit-pression). D'autres *instationnarités périodiques* sont spécifiquement reliées aux conditions d'opération de la turbomachine. Dans la plupart des cas, ces dernières sont évitées lors du fonctionnement afin d'optimiser les performances.

D'autres instationnarités peuvent être associées à des *phénomènes transitoires et non-périodiques*, tels que rencontrés lors de la mise en opération ou l'arrêt de la machine. En général, ces phénomènes sont de courte durée lorsque comparés à la durée de fonctionnement de la machine mais peuvent avoir un impact significatif sur la durée de vie de l'appareil.

Le **pompage** compte parmi les *instationnarités périodiques reliées au point d'opération de la machine.* Souvent rencontré dans les machines axiales, il est caractérisé par de fortes oscillations de pression dans la turbomachine, et ce à une faible fréquence. Ce phénomène est nuisible à l'ensemble du circuit et peut mener à une destruction de la machine. Plus de détails sont fournis à ce sujet dans Hill et Peterson (Hill et Peterson, 1992).

Le **décollement tournant** est un autre phénomène classé dans la même famille que le pompage. Il est caractérisé pour sa part par un blocage du débit en mouvements circulaires (attribué à des zones de décollement) dans l'espace interaube de deux aubages voisins. Ce phénomène est généralement typique dans les compresseurs axiaux. Ce déplacement de la zone décrochée se fait dans le même sens que la rotation du rotor à une fraction de sa vitesse de rotation. Comme on peut le voir sur la figure 1.1, au temps t, l'aube #2 subit un décrochage, ce qui a pour effet de répartir le débit dans les autres canaux interaubes et ainsi d'augmenter le chargement sur l'aube adjacente (#3) et à décharger l'aube #1. Suite à cette

redistribution du débit, l'aube #2 redevient à un régime normal au temps $t+\Delta t$, et c'est maintenant l'aube #3 qui subit le décrochage. Le processus se répète en suivant le sens de rotation du rotor (vers la droite sur la figure) et décroche ainsi à tour de rôle l'écoulement sur les aubes. La zone décollée peut même couvrir plusieurs espaces interaubes. S'il n'est pas contrôlé, ce phénomène peut causer une excitation à la fréquence de résonance du système et causer une fatigue prématurée ou même la destruction de la turbomachine.

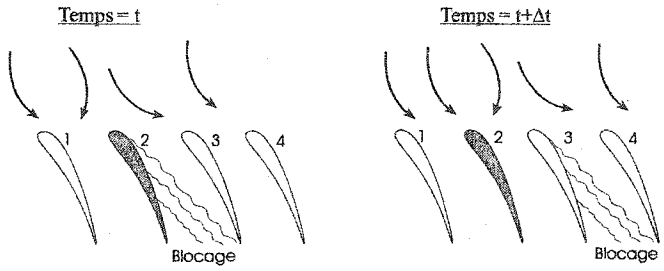

Figure 1.1 : Processus de décollement tournant (Hill et Peterson, 1992)

Un troisième phénomène instationnaire classé dans la même catégorie est le **flottement**. Ce dernier est issu d'un couplage entre le fluide circulant dans l'espace interaube et les aubes elles-mêmes. Il en résulte un phénomène oscillatoire aéroélastique qui dépend en grande partie des caractéristiques élastiques du solide. Les aubes, le disque et la ceinture d'un étage de turbomachine composent alors un système mécanique élastique complexe qui interagit avec le fluide environnant. L'énergie de déformation du système mécanique est alors retransmise au fluide par le biais d'énergie cinétique et potentielle. L'analyse d'un tel phénomène est fort complexe et dépasse le cadre de la présente étude.

Finalement, on retrouve des phénomènes instationnaires reliés au point d'opération qui sont souvent observés dans des machines radiales. La **cavitation** et la présence d'une **torche** associée en sortie de roue sont des phénomènes typiques rencontrés

avec des turbines hydrauliques radiales de type Francis. La cavitation consiste en l'apparition d'une poche de vapeur d'eau lorsque la pression locale de l'écoulement dans la roue devient inférieure à la pression de vaporisation du fluide. Cette poche de vapeur est convectée par l'écoulement et implose peu de temps après sa formation, ce qui résulte en une attaque directe de la surface de l'aube. Bien que le design des turbines hydrauliques soit de plus en plus adapté en conséquence de ce phénomène (voir par exemple Brekke et Billdal (Brekke et Billdal, 1997)), il est encore nécessaire de refaire périodiquement le fini de surface des aubes afin de préserver l'efficacité de la turbomachine.

La torche est souvent observée dans l'aspirateur en aval de la turbine pour des conditions d'opération à charges partielles. La torche est une structure instationnaire turbulente avec de fortes composantes en rotation et tourne de 20 à 40% de la vitesse de rotation de la roue. Cette dernière peut causer de très larges fluctuations de pression, même dans tout l'ensemble du système hydraulique, ce qui vient influencer la performance et la durée de vie des équipements, en plus de restreindre la plage d'opération des équipements.

Il est à mentionner que la plupart des phénomènes instationnaires précédemment mentionnés sont fortement dépendants du point d'opération de la machine et qu'ils sont en général moins présents au point de fonctionnement nominal.

1.4.1 Fréquences réduites des sources d'instationnarités

Ayant maintenant présenté au tableau 1.1 les sources d'instationnarités, leurs portées et leurs échelles de temps typiques, on peut en faire la classification selon leurs fréquences réduites pour l'exemple particulier. Pour une amplitude d'oscillation donnée, ceci permettra de vérifier l'importance relative des divers phénomènes

instationnaires en jeu. Comme on peut le voir dans le tableau 1.2, il est clair que,

Tableau 1.2 : Fréquences réduites associées aux sources instationnaires

Sources instationnaires	Échelle de temps typique	Fréquences réduites
Interactions d'aubages	10^{-4} sec	50
Distortion d'entrée	$5x10^{-3}$ sec	1
Décollement tournant	$10x10^{-3}$ sec	0.5
Pompage	10^{-1} sec	0.05
Flottement	$5x10^{-3}$ sec	1

Note: Basé sur les données du tableau 1.1
Source: Bert (Bert, 1996)

pour l'exemple aux conditions d'opération données au tableau 1.1, l'interaction d'aubages est dominante car sa fréquence réduite est bien supérieure à l'unité. Il ne faut toutefois pas négliger la présence des autres sources instationnaires pour un régime hors du point d'opération mentionné. En effet, il se pourrait qu'une interaction devienne dominante lorsque la machine opère près de conditions la rendant instable.

1.5 Mécanismes d'interactions rotor-stator

Tel que mentionné dans l'analyse précédente, les instationnarités d'interactions d'aubages (dites interactions rotor-stator) sont bien souvent prédominantes dans la plupart des turbomachines, qu'elles soient axiales ou radiales. Comme on l'a vu, ces interactions rotor-stator sont des phénomènes périodiques présents peu importe le régime de fonctionnement de la turbomachine. Il est maintenant possible de faire une classification plus approfondie des mécanismes d'interactions d'aubages.

En général, on répertorie ces dernières en deux catégories bien distinctes. La première est reliée aux interactions dues à la présence de pièces mécaniques en mouvement relatif les unes par rapport aux autres. Ces dernières sont station-

naires dans le repère de l'aubage qui les génère. On répertorie dans cette catégorie **l'interaction de sillage**, **l'interaction potentielle** et **les interactions tridimensionnelles visqueuses**. La seconde catégorie comporte l'interaction instationnaire des **vortex de** *Von Karman* marquée par son indépendance au repère d'observation. De plus, elle n'est pas spécifique aux écoulements dans les turbomachines. La figure 1.2 illustre ces interactions d'aubages. Les sections suivantes

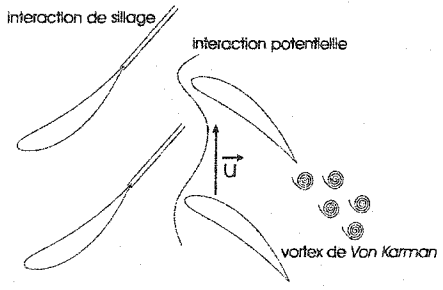

Figure 1.2 : Schématisation des interactions dans les turbomachines (Longatte, 1998)

servent donc à illustrer la nature de chacune de ces sources d'instationnarités, autant pour les machines axiales que radiales.

1.5.1 Interaction de sillage

1.5.1.1 Interaction de sillage dans les machines axiales

Le sillage observé dans les turbomachines axiales est un phénomène de nature purement visqueuse et consiste au prolongement des couches limites développées sur les parois des aubages. Il en résulte une zone de déficit de vitesse derrière l'aube qui lui est associée et cette dernière sépare l'écoulement sain entre deux canaux voisins. Le sillage possède une structure d'écoulements secondaires qui lui est propre. Ce sillage, convecté par l'écoulement moyen, est stationnaire dans le repère de l'aubage

qui lui donne naissance. Toutefois, le transport du sillage vers les étages en aval, qui sont en mouvements relatifs, introduit une source d'instationnarité à une fréquence multiple de la fréquence de rotation et du nombre d'aubes. En général, cette interaction a une forte influence sur l'écoulement en aval. Les fluctuations de vitesses introduites par l'interaction du sillage avec les étages en aval sont bien supérieures à celles produites par les autres types d'interactions dans les machines axiales à jeu (entrefer) modéré. Ceci en fait donc le phénomène instationnaire prépondérant parmi les mécanismes d'interactions d'aubages.

Plusieurs études numériques et expérimentales ont été faites sur des configurations de machines axiales. En effet, ce type de turbomachine a pris beaucoup d'essor lors du développement de la propulsion du secteur aéronautique. Il est donc plus courant de retrouver des articles à ce sujet, contrairement aux machines radiales, dont les études commencent à être plus nombreuses ces dernières années.

Bien que la structure de sillage des machines axiales soit fort différente de celle des machines radiales, il est tout de même intéressant d'en fournir une brève description afin de bien saisir la nature de cette dernière et le principe derrière son transport. À ce titre, il est opportun de mentionner les travaux expérimentaux de Lakshminarayana et Davino (Lakshminarayana et Davino, 1980) et les études numériques de Yu et Lakshminarayana (Yu et Lakshminarayana, 1995). Ces travaux sur les écoulements instationnaires illustrent, entre autres, les caractéristiques de transport du sillage et l'effet du jeu entre les étages d'un compresseur axial.

Dans le cadre de leurs travaux, Lakshminarayana et Davino ont identifié que le sillage se développant sur les aubes d'un stator comporte trois zones bien distinctes lors de son transport vers l'étage aval du rotor et ce comportement est typique dans le sillage des machines axiales. Ces zones sont illustrées à la figure 1.3. On y montre aussi l'allure typique du sillage à différentes stations derrière le stator.

La première zone est celle du *sillage près du bord de fuite.* Cette zone est marquée par une décroissance rapide du déficit de vitesse qui a pour cause un sévère gradient de pression, un taux élevé de turbulence et une courbure au niveau de la ligne centrale du sillage. De façon générale, le déficit de vitesse axiale dans cette zone diminue plus rapidement que ceux des vitesses tangentielles et radiales.

La deuxième zone est celle du *sillage proche.* Le déficit de vitesse du sillage diminue moins rapidement dans cette dernière. Le déficit de vitesse tangentielle diminue encore moins rapidement que l'axial. On y dénote toutefois une augmentation de la vitesse radiale qui est probablement due à des effets tridimensionnels de l'écoulement.

La troisième zone correspond au *sillage lointain.* Cette zone est principalement marquée par une disparition très lente du déficit de vitesse du sillage. On remarque qu'il atteint pratiquement une valeur asymptotique dans cette région.

De plus, l'étude de Lakshminarayana et Davino montre que le sillage derrière un étage de stator est fortement tridimensionnel. En effet, comme on peut le voir sur la figure 1.4, le sillage comporte une composante radiale dirigée vers le moyeu. Cette dernière est introduite par le déficit de vitesse de la couche limite près de la paroi par rapport à l'écoulement sain. La force centrifuge s'y développant est alors plus faible que dans l'écoulement non-perturbé et est insuffisante pour contrebalancer le gradient de pression local. Il en résulte alors l'écoulement mentionné ci-haut. On remarque aussi la déviation de direction de la ligne centrale du sillage qui se propage. En effet, ce phénomène est attribué au gradient de pression à l'intérieur du sillage, qui est le résultat du gradient présent entre l'extrados et l'intrados de l'aubage. Ce gradient de pression à une influence directe sur l'étendue du déficit de vitesse. On remarquera généralement que le déficit de vitesse, et donc le gradient de pression intrados-extrados, est moindre lorsque le bord de fuite est plus mince.

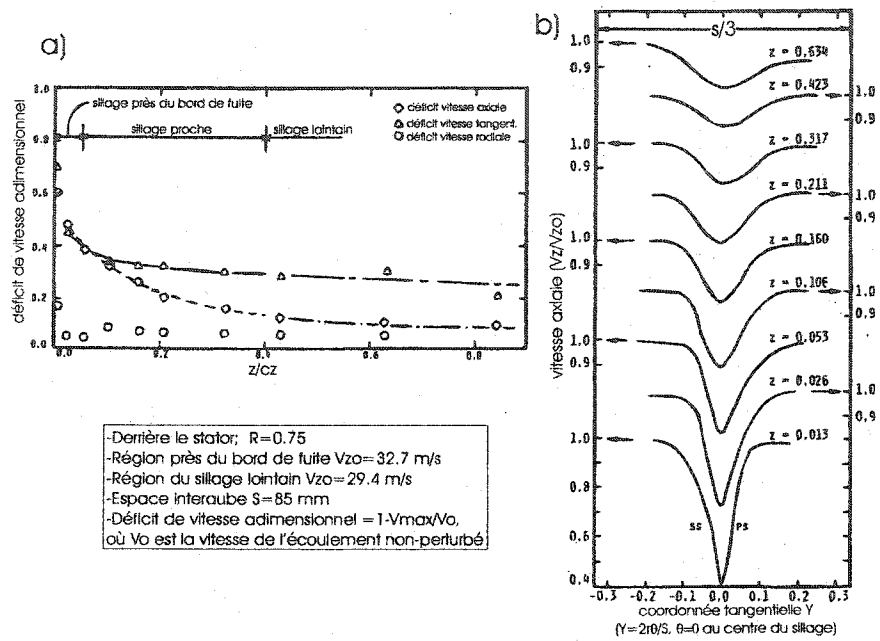

Figure 1.3 : a)Déficit de vitesses dans les 3 zones de sillage, b)Profil de vitesse axiale pour différentes stations d'entrefer (Lakshminarayana et Davino, 1980)

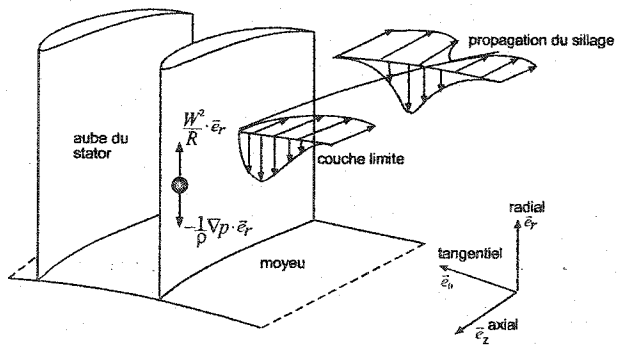

Figure 1.4 : Développement et propagation du sillage sur une aube de stator (Lakshminarayana et Davino, 1980)

De cette étude sommaire, on en arrive à la conclusion que l'interaction de sillage dans les machines axiales est toujours prépondérante. La portée des sillages vers les étages en aval fait en sorte que les conditions d'écoulement et d'entrefer (distance entre les composantes en mouvement relatif) deviennent secondaires pour l'analyse.

1.5.1.2 Transport du sillage dans les machines axiales

Le transport du sillage dans les machines axiales présente des caractéristiques fort intéressantes et son étude permet ainsi de bien cerner certaines bases qui seront utiles pour l'étude des sillages de machines radiales. Les sillages générés par les aubages se propagent vers les étages en aval et sont découpés par les composantes en mouvements relatifs. Les figures 1.5 et 1.6 illustrent les triangles de vitesses pour deux configurations axiales: le compresseur et la turbine.

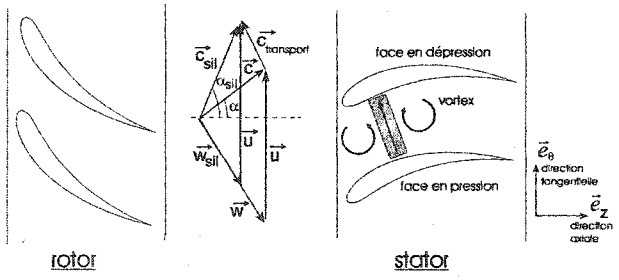

Figure 1.5 : Triangles de vitesses pour un compresseur axial

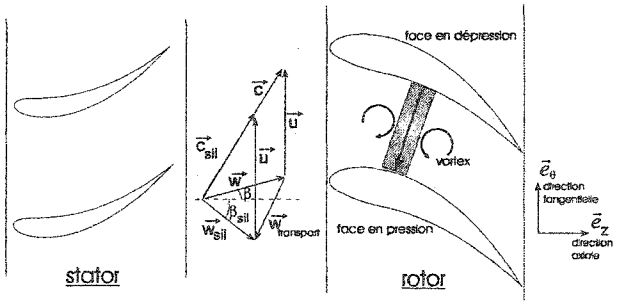

Figure 1.6 : Triangles de vitesses pour une turbine axiale

L'instationnarité est crée par le transfert de l'interaction d'aubage dans le repère de l'étage en aval, c'est donc pour cela qu'on étudie le sillage dans ce dernier. Les tendances observées pour le transport du sillage dans les étages en aval sont pratiquement universelles. Pour le compresseur (figure 1.5), le sillage est découpé par le bord d'attaque du stator. Il s'en suit alors une augmentation de l'angle d'attaque. Le sillage est toujours accompagné de deux structures tourbillonnaires contrarotatives. Avant et après le découpage du sillage, l'incidence est toujours réduite. Pour la turbine, le phénomène est inversé. On assiste à une diminution de l'incidence au découpage, précédée et suivie d'une augmentation.

De façon générale, le sillage est convecté par l'écoulement moyen dans le canal interaubes. Les structures tourbillonnaires qui l'accompagnent emporte le sillage vers la face en pression pour le compresseur et vers la face en dépression pour la turbine. Ces structures tourbillonnaires ont pour effet d'alimenter le sillage et ceci lui permet d'exister dans tout le canal interaubes. La figure 1.7 permet de bien illustrer les différentes étapes de la cinématique du transport du sillage dans un canal interaube d'une turbine axiale. On retrouve sur cette figure les vecteurs de vitesses secondaires, qui sont en fait la différence entre les vitesses instantanées et les vitesses moyennées en temps. Cette pratique permet de bien capter la forme des sillages. Il est également pratique courante d'utiliser des isocontours de vorticité ou d'énergie cinétique de turbulence pour visualiser les sillages. L'énergie cinétique de turbulence est généralement élevée dans les sillages, comme il est observé dans plusieurs études (Shi et Tsukamoto, 2001; Ubaldi et al., 1998).

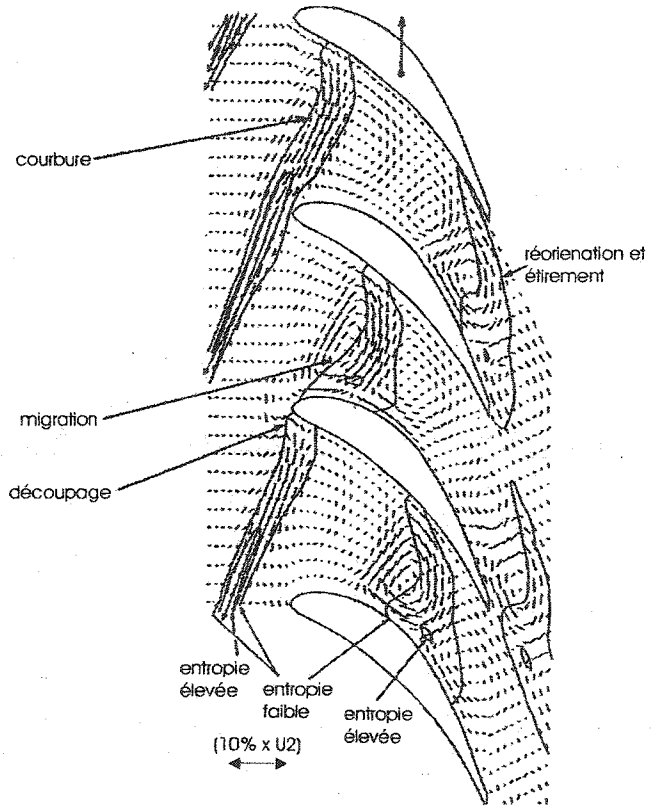

Figure 1.7 : Exemple de l'interaction du sillage dans un canal de turbine axiale (Greitzer, 1985)

Les gradients de pression rencontrés dans les canaux interaubes ont soit un effet d'opposition ou d'incitation sur la cinématique de transport du sillage. Pour un compresseur, le gradient de pression ralentit la propagation du sillage mais n'a pas tendance à y introduire de déformation à cause de la réalimentation de ses structures de vorticité. Pour une turbine, comme c'est le cas sur la figure 1.7, le sillage issu du stator aura tendance à diffuser plus rapidement à cause du gradient de pression présent dans le canal. Les phénomènes de courbure, de réorientation et d'étirement sont issus principalement de la répartition non-uniforme de la vitesse de convection saine. En effet, les gradients de pression entre les deux faces d'un canal interaube, ainsi que les effets géométriques d'élargissement et de rétrécissement de ce dernier, contribuent à la modification de la forme du sillage pendant son transport.

Finalement, il reste à mentionner pour conclure cette brève étude que le sillage des turbomachines axiales ne peut pas être qualifié de *faiblement énergétique*. Si on observe la schématique des triangles de vitesses, on remarque que la vitesse résultante provenant du sillage avec la vitesse de rotation est approximativement du même ordre de grandeur que la résultante de l'écoulement sain. Cette constatation est bonne peu importe la configuration étudiée.

1.5.1.3 Interaction de sillage dans les machines radiales

La présente section décrit les bases théoriques nécessaires à l'analyse des sillages des turbomachines radiales visées lors des études numériques (pompe centrifuge et turbine Francis). En s'appuyant sur les fondements de la section précédente, on y pointera les principales différences avec les machines axiales et on identifiera les mécanismes menant à la création et au transport du sillage.

Le sillage présent dans les turbomachines radiales possède une structure différente de celle trouvée dans les turbomachines axiales. On compte parmi les raisons expliquant cette différence la redirection de l'écoulement (axial à radial ou vice-versa) et l'influence des forces centrifuge et de Coriolis. Dans la plupart des cas de compresseurs et de pompes centrifuges, on observe en sortie de roue une structure typique d'écoulement qui est dépendante de la géométrie de la machine, des différentes forces en causes et des écoulements secondaires. Une telle structure d'écoulement est fortement tridimensionnelle et est souvent représentée par le modèle classique et idéalisé de jet-sillage (figure 1.8). Bien que ce modèle ne convienne pas à toutes les turbomachines centrifuges, des structures semblables ont souvent été observées lorsque les aubages ne sont pas trop inclinés *par en arrière* (Ubaldi et al., 1993; El Hajem et al., 1998; Hirsch et al., 1996; Lakshminarayana, 1996).

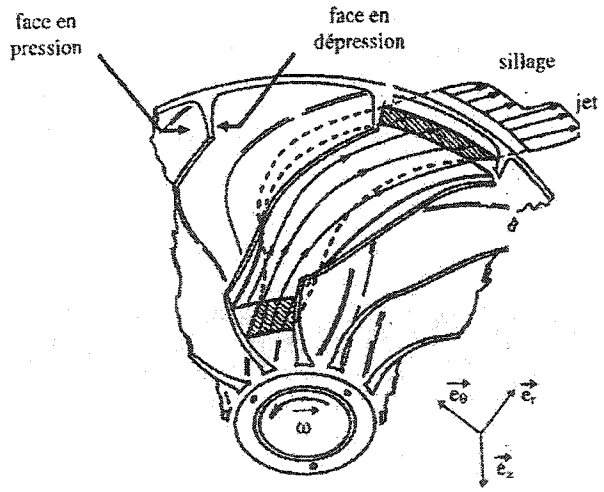

Figure 1.8 : Écoulement de type jet-sillage en sortie de roue d'une turbomachine centrifuge (Longatte, 1998)

Dans le cas général, le sillage des machines radiales est attribué à une zone d'énergie cinétique plus faible par rapport à l'écoulement sain dans la zone de jet; c'est donc une zone associées aux pertes. Contrairement à ce qu'on pourrait croire, cette

région est le résultat de l'équilibre entre les forces en jeu et les différentes contributions des écoulements secondaires et n'est donc pas exclusivement attribuée à la séparation de la couche limite tridimensionnelle. Comme le démontre Hirsch (Hirsch et al., 1996), la position d'équilibre du sillage est également fonction du transport radial du fluide des couches limites dans le canal interaube. Ce transport est principalement conséquent des contributions de différents types de tourbillons (traités en section 1.5.3). Dans la plupart des études expérimentales et numériques traitant de turbomachines centrifuges, la zone de sillage moins énergétique est retrouvée du côté dépression, près du carter. À titre d'exemple, la figure 1.9 illustre l'évolution typique du profil tridimensionnel de vitesse méridienne pour différentes stations dans un compresseur centrifuge. On remarque alors la transition de l'écoulement vers la position d'équilibre ci-haut mentionnée.

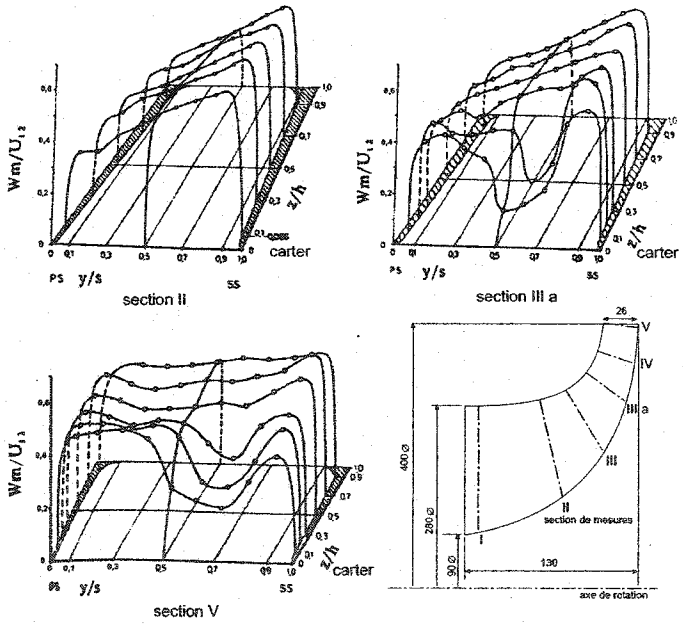

Figure 1.9 : Exemple de la structure tridimensionnelle jet-sillage dans une turbomachine centrifuge (Lakshminarayana, 1996)

Comme on peut le voir, plusieurs facteurs conditionnent l'écoulement dans la turbomachine. Il est donc important de traiter chaque cas séparément afin de déterminer dans quelles proportions chacun des facteurs (géométrie, séparation et écoulements secondaires) entrent en jeu pour façonner la structure de l'écoulement interne. Afin de mieux comprendre cette structure particulière attribuée aux machines centrifuges, il est opportun de traiter des facteurs qui la conditionnent de façon individuelle.

Une des principales forces présente dans toute machine centrifuge est la force de Coriolis. Cette dernière a deux incidences importantes: a) elle favorise le décollement de la couche limite sur la face en dépression et b) elle contribue grandement à maintenir la structure jet-sillage dans le canal interaube.

Pour illustrer l'influence de la force de Coriolis, on observe tout d'abord le comportement d'une particule fluide en équilibre dans l'espace interaube d'une turbomachine centrifuge purement radiale (figure 1.10).

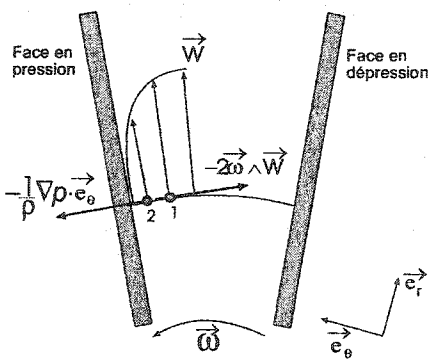

Figure 1.10 : Influence de la force de Coriolis sur le sillage

La particule au point 1, située dans la couche limite de la face en dépression, est en équilibre sur sa trajectoire sous l'action des forces de Coriolis ($-2\vec{\omega} \wedge \vec{W}$) et

de pression $-\nabla p/\rho \cdot \overrightarrow{e_\theta}$. L'équilibre de cette particule est donnée par:

$$(-2\overrightarrow{\omega} \wedge \overrightarrow{W})_1 = (\frac{-\nabla p}{\rho} \cdot \overrightarrow{e_\theta})_1 \tag{1.12}$$

Pour une particule au point 2, qui est encore plus près de la face de l'aube en dépression, on obtient l'équilibre suivant:

$$(-2\overrightarrow{\omega} \wedge \overrightarrow{W})_2 = (\frac{-\nabla p}{\rho} \cdot \overrightarrow{e_\theta})_2 \tag{1.13}$$

Puisque $W_1 > W_2$, il en suit donc que:

$$(\frac{-\nabla p}{\rho} \cdot \overrightarrow{e_\theta})_1 > (\frac{-\nabla p}{\rho} \cdot \overrightarrow{e_\theta})_2 \tag{1.14}$$

On suppose maintenant que la particule qui se situe au point 2 soit brusquement déplacée au point 1 par une perturbation quelconque, sans toutefois que son énergie cinétique n'ait eu le temps d'être modifiée. Si sa vitesse reste constante, il en va de même pour la force de Coriolis qui lui est appliquée. Cependant, le gradient de pression est supérieur en 1 qu'en 2. Ce gradient aura donc tendance à ramener la particule vers sa position d'équilibre initial. La force de Coriolis a donc un effet stabilisateur sur la turbulence de l'écoulement; ce phénomène diminuera l'amplitude de cette dernière et favorisera le décollement de la couche limite du côté de la face en dépression.

Les aubages d'une turbomachine sont très rarement radiaux et la cambrure de ces derniers favorise aussi le décollement des couches limites sur les surfaces convexes (surface en pression pour une pompe centrifuge). Un tel processus est illustré à la figure 1.11. En suivant la même démarche que précédemment, on trouve que la force centrifuge attribuée à une paroi convexe a tendance à stabiliser la couche limite. Cette dernière sera donc moins turbulente et sera plus soumise au phénomène de

séparation causée par des gradients de pression adverses. Le phénomène opposé est rencontré sur la face concave; l'augmentation de la turbulence au sein de la couche limite limitera ainsi le décollement.

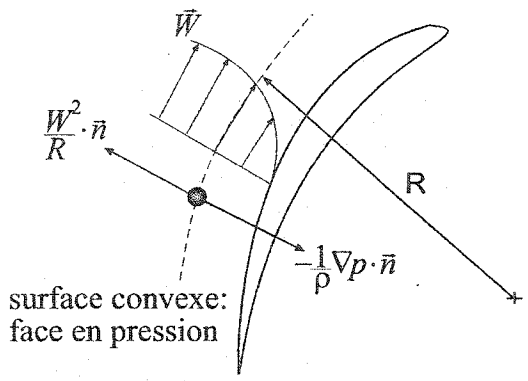

Figure 1.11 : Influence de la cambrure des aubes sur la couche limite

Tel que mentionné un peu plus tôt, le deuxième effet de la force de Coriolis est de maintenir la zone de sillage séparée de l'écoulement sain une fois formée dans le canal interaube. La zone de sillage est le résultat de plusieurs facteurs et on verra plus tard que cette force de Coriolis influence la structure tridimensionnelle de l'écoulement en favorisant le transport du fluide à l'intérieur des couches limites vers de nouvelles positions d'équilibre pour différentes stations dans le canal interaube.

1.5.1.4 Transport du sillage dans les machines radiales

L'étude de l'interaction du sillage avec les parties avales pour les machines radiales est, dans un sens, comparable à celle des machines axiales. Pour une pompe centrifuge, les sillages sont relâchés au bord de fuite des aubes de la roue et sont convectés vers le diffuseur aubé. Lorsqu'ils rencontreront ce dernier, ils seront découpés par le bord d'attaque, étirés par les gradients de pression et transportés

à l'intérieur du canal interaube du diffuseur par l'écoulement sain. La cinématique du transport du sillage pour une machine centrifuge à aubes couchées par en arrière est illustrée à la figure 1.12.

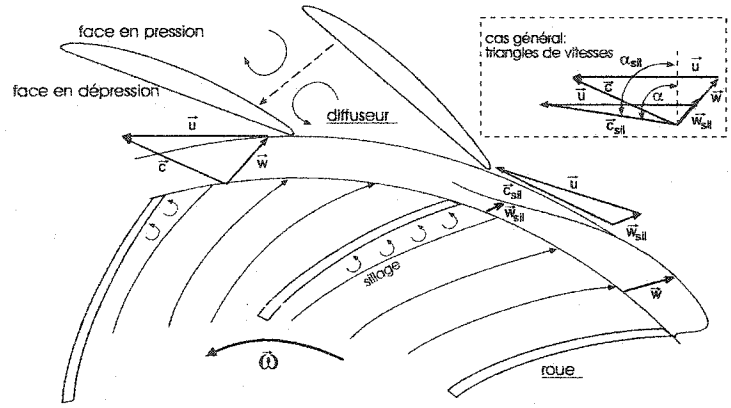

Figure 1.12 : Triangles de vitesses pour une machine centrifuge (Raabe, 1985)

Encore une fois, lorsqu'on regarde la schématique des triangles de vitesses, on remarque que la résultante de vitesse absolue du sillage est comparable à celle de la vitesse de l'écoulement sain. Il en résulte donc que le sillage est catégorisé de fortement énergétique. Dans le cas général, et comme il est démontré par Ubaldi (Ubaldi et al., 1998), le sillage dans la portion du canal interaube du diffuseur est dirigé vers la face en pression, accompagné de ses deux structures tourbillonnaires contrarotatives. L'incidence a tendance à augmenter quand le sillage est découpé par le diffuseur, et à diminuer avant et après son passage. Cependant, tout cela dépend fortement du chargement sur les faces du diffuseur. Les études de Blanc-Coquand (Blanc-Coquand et al., 2000) et Casey (Casey et al., 1995) démontrent que le sillage est convecté vers la face en dépression du diffuseur à cause de son chargement.

Dans les récentes études (Ubaldi et al., 1996; Shi et Tsukamoto, 2001), on démontre que le sillage est associé à une forte énergie cinétique de turbulence de la sortie de

la roue jusqu'à une certaine station dans le diffuseur. Dans bien des cas, la présence d'instationnarités dans le diffuseur est fortement atténuée lorsque le sillage a été découpé par le bord d'attaque de ce dernier et que la portion de sillage a été isolée à l'intérieur du canal interaube (Ubaldi et al., 1996). Les raisons proposées pour expliquer ce passage à un écoulement plus axisymétrique dans le diffuseur sont l'action du mélange convectif et le transfert d'énergie de turbulence de l'écoulement. Il est fréquent d'observer un écoulement pratiquement axisymétrique à une distance de 10 à 20% du rayon de sortie de roue. De façon plus quantitative, un modèle simplifié de ce phénomène est proposé par Croba (Croba, 1993) et est illustré à la figure 1.13.

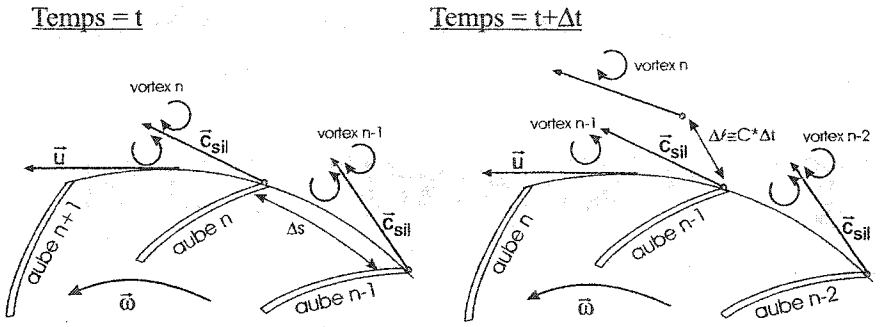

Figure 1.13 : Processus de disparition des sillages (Croba, 1993)

Au temps t, les vortex associés à l'aube sont relâchés. Ces vortex sont transportés dans l'entrefer vers le diffuseur à une vitesse approximative équivalente à C, celle de l'écoulement sain. Au temps $t+\Delta t$, l'aube $n-1$ est à la position de l'aube n au temps précédent et relâche à son tour une série de vortex. Les vortex associés à l'aube n se sont alors déplacés de $\Delta\ell \cong C \quad \Delta t$. Si la fréquence réduite est élevée, alors les vortex successifs ont tendance à se rattraper et à s'annuler mutuellement. Les deux sillages successifs sont trop lents pour se distancer dans l'entrefer et l'écoulement devient alors axisymétrique dans une distance d'environ 20 % du rayon de la roue.

L'effet du sillage instationnaire sur l'étage en aval est donc une alternance temporelle d'écoulements turbulents et d'écoulements sains (ces derniers se démarquent par leur faible turbulence). Cette alternance a pour conséquence d'influencer le comportement de la couche limite du diffuseur et peut induire le décollement de cette dernière. Des variations de l'angle d'incidence de plus de 20 degrés ont déjà été observés à cause de ce phénomène (Ubaldi et al., 1996). Le passage des sillages dans l'entrefer et dans l'espace interaube du diffuseur influence donc nécessairement la distribution temporelle de vitesse et de pression. Le passage du sillage induit alors des modifications significatives des profils temporels de la vitesse absolue, en induisant des pics de déficits sur ces composantes. Conjointement, ces minimums de vitesses seront associés à des maximum locaux de la pression. La figure 1.14 illustre le comportement temporel du coefficient de pression instationnaire pour un point de prise de pression en entrée d'un diffuseur aubé d'une pompe centrifuge (étude numérique et expérimentale de Shi et Tsakumoto (Shi et Tsukamoto, 2001)). Le coefficient de pression instationnaire $\Delta\psi$ est donné par:

$$\frac{\tilde{p} - P_{ef}}{\frac{1}{2}\rho U^2}$$

où U est la vitesse d'entraînement en sortie de roue et $\tilde{p}$ est la composante instationnaire de la pression (conf. section 1.5.2.1). L'axe horizontal représente le temps adimensionné par le temps de passage d'un pas de la roue.

Bien que le pic de pression P1 le plus important soit attribuable à des effets d'interaction purement potentielle (on y reviendra ultérieurement), les pics P2, P3 et P4 sont attribués au passage de sillages devant le point de mesure. De plus, les fluctuations de pression associées au passage de ces sillages sont observées à des fréquences multiples du produit de la fréquence de rotation de la roue et de son nombre de pales. On en déduit alors que les sillages peuvent influencer grandement les chargements sur les aubages de l'étage en aval. De plus, tout ce processus

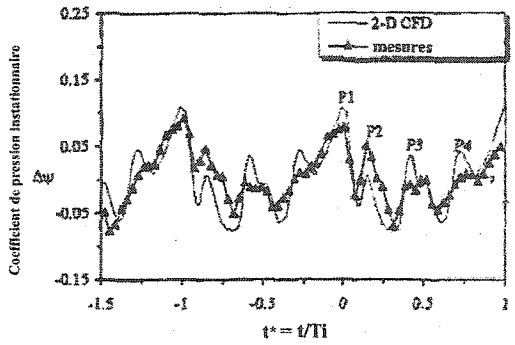

Figure 1.14 : Variations temporelles du coefficient de pression instationnaire en entrée de diffuseur d'une pompe centrifuge (Shi et Tsukamoto, 2001)

influence également le processus de recouvrement de pression.

Pour les turbines radiales, le sillage est issu du stator (directrices) qui est fixe par rapport à la roue. Contrairement à ce qui a été vu pour la structure jet-sillage dans les pompes et compresseurs, le sillage se propageant vers la roue est donc purement le résultat des effets visqueux sur les directrices. Une schématisation du sillage dans une turbine Francis est illustrée à la figure 1.15.

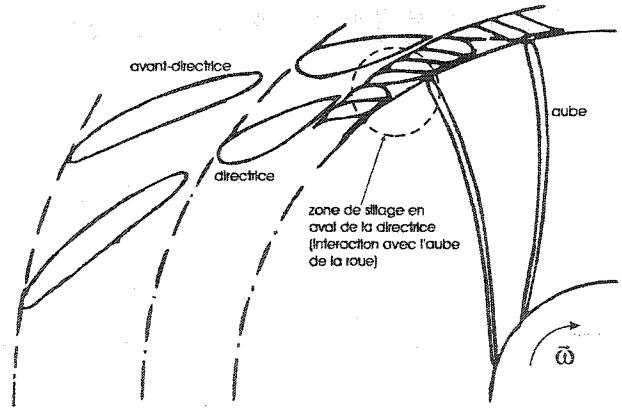

Figure 1.15 : Interaction du sillage avec la roue dans une turbine Francis (Billdal et al., 1994)

Très peu d'études démontrent le comportement précis du sillage et son influence lorsque transporté dans l'entrefer et ensuite dans la roue pour les turbines radiales. Dans son étude numérique instationnaire et bidimensionnelle d'une pompe-turbine en mode turbine, Blanc-Coquand (Blanc-Coquand et al., 2000) illustre le sillage dans la roue par l'entremise des vitesses secondaires et démontre la faible activité tourbillonnaire dans le canal interaube de la roue. Ceci suggère que le sillage se dissipe rapidement suite à son entrée dans la roue et que la perturbation du champ de vitesses et de pression due au sillage soit donc faible. Pour sa part, l'étude instationnaire tridimensionnelle de Billdal (Billdal et al., 1994) sur une turbine Francis démontre la présence de plusieurs sillages coexistants dans un même canal interaube à un temps précis. Cette analyse particulière démontre l'influence des sillages à différentes stations dans la roue en traçant les variations temporelles de la vitesse. Une approximation du nombre de sillages coexistants dans un canal de la roue est alors fournie par la fréquence réduite. On peut en conclure alors que les sillages pour ce cas particulier ont une portée assez étendue dans la roue.

Une étude récente de Sato et He (Sato et He, 2001) présente l'influence de l'entrefer sur les performances d'une turbine hydraulique. Pour cette étude tridimensionnelle, une turbine générique radiale a été utilisée. On y suggère que le transport des sillages dans la roue soit similaire à celui rencontré dans le cas d'une turbine axiale (voir figure 1.6). Le sillage débute sa déformation dans l'entrefer à cause de l'accélération de l'écoulement. Cependant, on démontre que les couches limites sur la surface des aubes de la roue sont minces et que le fluide accélère dans les canaux interaubes; ceci aurait donc pour conséquence que l'écoulement dans la roue ne soit que faiblement influencé par les sillages provenant de l'amont.

Contrairement à ce que l'on peut observer dans bien des cas pour les pompes et compresseurs axiaux ou centrifuges, les conclusions au sujet de la nature et de l'influence du sillage sur l'étage aval dans les turbines radiales ne semblent pas

mener vers une tendance *universelle*. On tentera donc de bien discerner l'influence des sillages sur l'écoulement au sein d'une turbine Francis dans cette étude. Ceci permettra donc de se donner une base sur la compréhension de l'interaction de sillage en tant que phénomène instationnaire dans les turbomachines radiales.

1.5.2 Interaction potentielle

L'interaction potentielle est induite par l'écoulement non-visqueux résultant du mouvement relatif des aubages d'étages adjacents. Elle se caractérise généralement par une répartition non-uniforme et instationnaire de la pression (et donc de la vitesse) dans les régions au voisinage de l'entrefer. Contrairement à un phénomène convectif (comme la propagation des sillages vers l'aval), l'interaction potentielle a pour effet de se propager vers l'amont et l'aval, avec généralement un effet plus prononcé sur l'étage en amont. Toutefois, la diminution des perturbations potentielles est très rapide et elle apparaît importante seulement pour les machines dont l'entrefer est relativement faible.

Si on prend exemple sur une machine rotor/stator, le champ de pression peut être décomposé approximativement en une partie stationnaire et uniforme, en une partie stationnaire et non-uniforme dans le repère du stator et en une partie stationnaire et non-uniforme dans le repère du rotor. L'interaction potentielle instationnaire observée dans le stator est causée par le mouvement du champ de pression non-uniforme mais stationnaire dans le repère du rotor, et vice-versa pour l'interaction potentielle instationnaire observée dans le repère du rotor.

1.5.2.1 Méthodologie d'analyse pour l'interaction potentielle

Avant de procéder à l'analyse plus physique de l'interaction potentielle dans les machines axiales et radiales, il est opportun de présenter la méthodologie adoptée pour représenter cette dernière. En effet, que l'on aborde un problème instationnaire de façon expérimentale ou numérique, un traitement particulier des données permettra de faire ressortir l'influence des effets potentiels sur l'écoulement. Cette méthodologie est basée sur l'approche utilisée par Ubaldi (Ubaldi et al., 1996).

Le signal instantané d'une grandeur de l'écoulement dans son propre repère est composé d'une partie moyenne et d'une partie fluctuante. Ainsi, si on considère la composante de vitesse relative, on aura que:

$$w = \bar{w} + \tilde{w} \tag{1.15}$$

où $\bar{w}$ représente la composante moyenne et $\tilde{w}$ la composante instationnaire. La composante moyenne dans le repère choisi pour une position donnée dans le domaine est le résultat de la moyenne des composantes instantanées effectuée sur un pas de la roue pour la même position j choisie. Ceci se résume par:

$$\bar{w}_j = \frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N} w_{jn} \tag{1.16}$$

où N représente le nombre de mesures (ou de variations de pas, pour un expérience numérique) prises à la position j sur une période de passage de la machine (c'est-à-dire un pas). Ayant maintenant énoncé ces quantités, on est en mesure d'introduire le concept d'instationnarités (ou de fluctuations instationnaires) induites par la présence d'un étage voisin sur l'écoulement. Par exemple, pour une turbine, on pourra quantifier les effets de la propagation vers l'aval des perturbations de l'écoulement potentiel des directrices sur l'écoulement dans la roue en calculant ces fluc-

tuations. La procédure est également applicable pour déterminer l'influence vers l'amont (donc sur les directrices) des perturbations potentielles induites par la roue. La fluctuation en un point donné j du repère à l'étude est exprimée par une valeur RMS:

$$\sqrt{\bar{\tilde{w}}_j^{\,2}} = \sqrt{\frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N}[w_{jn} - \bar{w}_j]^2} \tag{1.17}$$

1.5.2.2 Interaction potentielle dans les machines axiales

Afin de mieux cerner l'influence de l'interaction potentielle, on peut commencer par étudier le comportement des turbomachines axiales, dont de nombreux exemples peuvent être cités. On commencera par citer un exemple fourni par Greitzer (Greitzer, 1985). Ce dernier présente les fluctuations de pression statique en amont d'un étage de compresseur. Les résultats qui sont présentés à la figure 1.16 proviennent d'un calcul potentiel incompressible bidimensionnel. Ces fluctuations sont reportées sur l'axe horizontal à la position adimensionnelle sur un pas (un espace interaube). Les trois graphiques sont obtenus pour différentes positions en amont du bord d'attaque de l'étage du compresseur (des fractions du pas du compresseur) et chaque analyse est faite pour trois chargements (incidences à i=+10° (chargement élevé), i=0° (charge nominale) et i=-10° (chargement faible)).

On peut tirer comme conclusions de ces graphiques que la variation de pression statique est importante près des aubages et que cette dernière s'atténue rapidement lorsque l'on remonte en amont de l'étage. De plus, le chargement du compresseur influence grandement l'amplitude des variations de pression. On remarque cependant que l'influence du rotor sur l'écoulement provenant de l'amont est pratiquement estompée à une distance d'environ la moitié du pas et que l'angle d'incidence a peu d'influence à cette position.

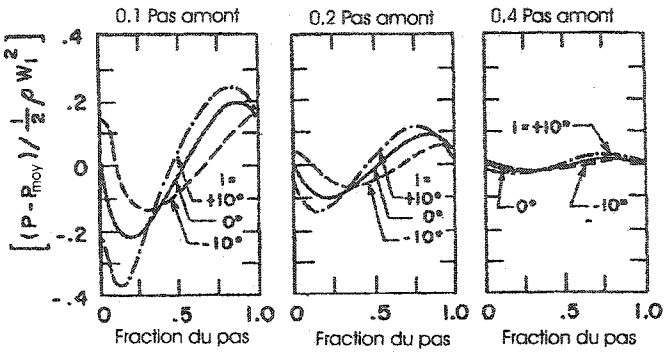

Figure 1.16 : Fluctuations de pression statique en amont d'un étage de compresseur axial (Greitzer, 1985)

Une autre étude expérimentale effectuée par Dring (Dring et al., 1982) permet de démontrer la portée des effets potentiels dans un étage de turbine axiale. Les figures 1.17 et 1.18 illustrent les fluctuations de pression pariétale ΔCp sur les aubes du stator et du rotor pour des jeux de 15% et de 65% de la corde axiale et pour trois écoulements différents. Les données expérimentales y sont également comparées avec un calcul potentiel.

Comme on peut le voir sur la figure 1.17, l'interaction potentielle du rotor sur le stator diminue considérablement et rapidement lorsque l'entrefer est augmenté et les données expérimentales concordent bien avec les tendances fournies avec le calcul potentiel.

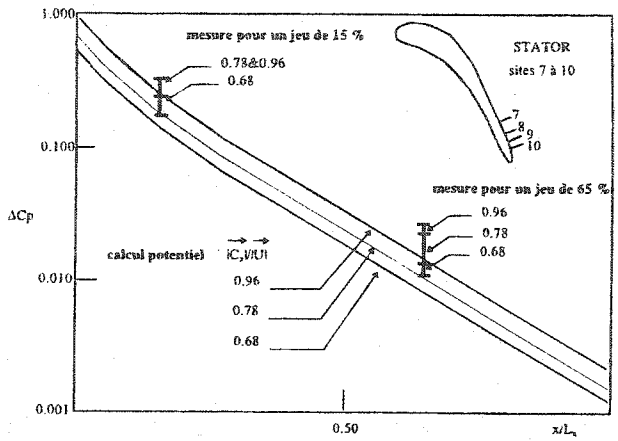

Figure 1.17 : Fluctuations de pression pariétale en fonction de l'entrefer pour le stator d'une turbine axiale (Dring et al., 1982)

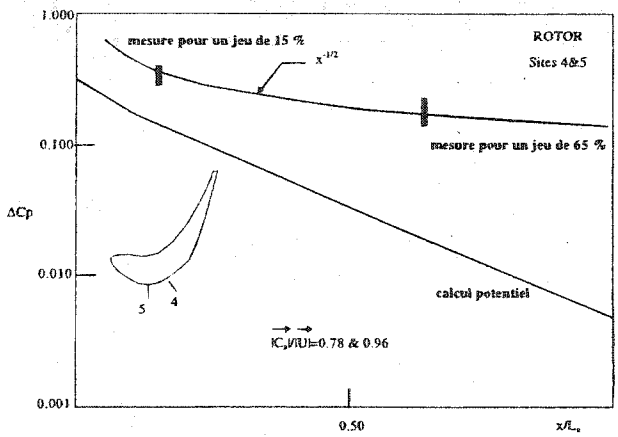

Figure 1.18 : Fluctuations de pression pariétale en fonction de l'entrefer pour le rotor d'une turbine axiale (Dring et al., 1982)

Au contraire, l'influence du stator sur l'étage aval du rotor s'éloigne du comportement purement potentiel prédit numériquement. Dring démontre alors que l'interaction prépondérante n'est plus potentielle mais bien celle du sillage. Cette différence devient de plus en plus évidente lorsque l'entrefer est élevé et ceci prouve la grande étendue de l'interaction de sillage sur les étages en aval. De façon générale,

lorsque l'entrefer est suffisamment faible pour que l'interaction potentielle soit non-négligeable, on retrouve que la fréquence des fluctuations induites sur le stator par le rotor est donnée par:

$$f = \frac{z_r \omega}{2\pi} \tag{1.18}$$

où z_r est le nombre d'aube du rotor et ω la vitesse de rotation du rotor. De façon similaire, la fréquence des fluctuations induites par le stator sur le rotor est fonction de ω et du nombre d'aubes z_s du stator:

$$f = \frac{z_s \omega}{2\pi} \tag{1.19}$$

On peut donc tirer comme conclusions que l'interaction potentielle dans les machines axiales est non-négligeable pour des entrefers inférieurs à environ 50% du pas de l'étage et que cette interaction se propage autant vers l'amont ou l'aval à partir du point source.

1.5.2.3 Interaction potentielle dans les machines radiales

Tout comme l'interaction de sillage, l'étude de l'interaction potentielle dans les turbomachines radiales incompressibles est un domaine plutôt récent et peu nombreuses sont les publications traitant de ce sujet. Dans la plupart des cas de compresseurs ou de pompes radiales, les entrefers sont presque toujours faibles et l'interaction potentielle affecte grandement les champs de vitesses et de pression dans la région entourant cet entrefer. Cependant, pour une turbine hydraulique radiale, l'entrefer peut devenir grand et ainsi l'influence de l'interaction potentielle peut devenir négligeable sur le chargement des aubages. C'est dans ces cas particuliers que l'on doit bien évaluer la fréquence réduite du système et juger si un calcul instationnaire peut être remplacé par un calcul quasi-stationnaire. On a vu

en section 1.2 l'influence de la fréquence réduite sur le champ de pression potentiel résultant dans une machine radiale.

Pour démontrer l'influence de l'interaction potentielle sur l'écoulement dans les turbomachines radiales, on peut citer quelques études numériques instationnaires relativement récentes. Ces dernières démontrent soit l'importance de la fréquence réduite et/ou de la dimension de l'entrefer sur l'interaction potentielle. La première, effectuée par calcul eulérien laminaire bidimensionnel, a été tenue par Longatte (Longatte, 1998) sur une machine radiale très simplifiée en régime incompressible représentant, par exemple, une pompe centrifuge. Une portion de la géométrie et du maillage utilisé sont illustrés à la figure 1.19. Il s'agit en fait d'une vanne unique tournante au centre et de plusieurs aubes de stator en périphérie. En entrée de domaine, pour le rayon le plus grand, la vitesse radiale est imposée pour avoir un débit constant et la pression statique est imposée comme étant constante à la sortie (au rayon le plus petit). Le jeu j et la vitesse de rotation ω peuvent alors être modifiés pour vérifier leurs influences.

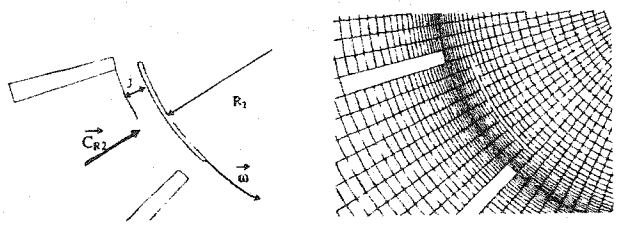

Figure 1.19 : Modélisation simplifiée d'une machine centrifuge (Longatte, 1998)

Cette étude permet de recréer la mécanique d'obstruction présente lors du passage d'un bec de volute près des canaux interaubes d'une pompe centrifuge, par exemple, ou d'une aube de la roue près des canaux du diffuseur. De plus, cette étude permet de déterminer l'influence de l'entrefer et de la fréquence réduite sur l'importance de l'interaction potentielle dans les machines radiales. La figure 1.20 illustre l'évolution de la différence de pression entre l'entrée et la sortie du domaine pour différents

entrefers et différentes fréquences réduites en fonction du temps adimensionnel (t/t_p=1 représente une position proche de la position de fermeture complète d'un canal interaube par la vanne pivotante).

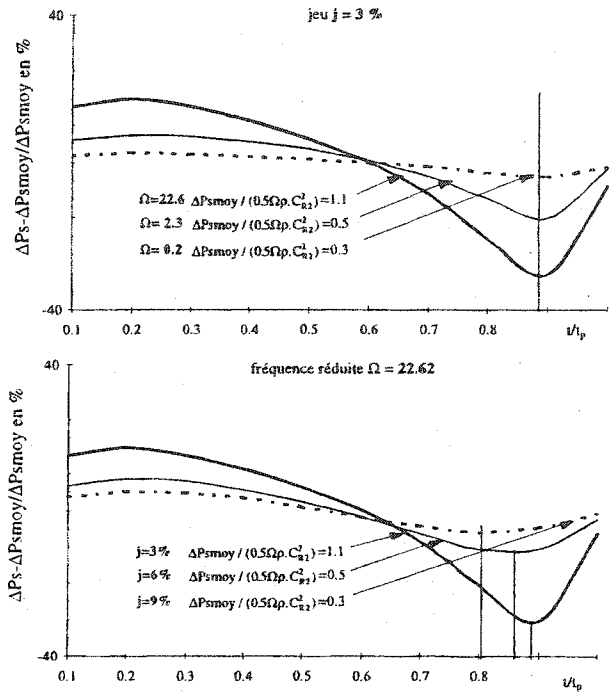

Figure 1.20 : Évolution de la différence de pression entre la sortie et l'entrée du domaine pour différents entrefers et différentes fréquences réduites (Longatte, 1998)

De la figure 1.20, on peut tirer deux tendances importantes sur l'interaction potentielle. La première est que la position du minimum de pression (donc lorsque la vitesse débitante est maximale et que l'aire de sortie de la roue est minimale) ne dépend pas de la fréquence réduite mais varie avec le jeu j. La position du maximum se produit lorsque que la section de sortie est maximale. La deuxième démontre que les variations décroissent lorsque le jeu est augmenté pour une même fréquence réduite et que, pour un jeu donné, les variations sont plus importantes pour une fréquence réduite $\Omega \gg 1$ (donc pour un écoulement instationnaire). De cette étude sommaire, on est en mesure de démontrer toute l'importance de l'interaction po-

tentielle induite par le mécanisme physique présent lorsque les composantes en mouvements relatifs se rencontrent dans une machine radiale.

La deuxième étude numérique instationnaire, celle de Sato et He (Sato et He, 2001), représente une situation plus près des turbomachines industrielles réelles. En effet, leur analyse porte sur une turbine hydraulique tridimensionnelle Francis (turbine générique mentionnée précédemment, avec entrée radiale et sortie axiale), composée d'une roue de 18 aubes opérant à une vitesse de rotation nominale de 500 tr/min et de 18 directrices de profil NACA 0012. Encore une fois, l'entrefer est variable pour cette étude et est imposé à 5, 10 et 15% du rayon d'entrée de la roue.

Sato et He démontrent alors l'importance de la proximité des composantes physiques sur l'interaction potentielle en traçant tout d'abord les isocontours de fluctuations instationnaires de la vitesse absolue, telles que décrites dans la section 1.5.2.1. Ainsi, l'influence du passage de la roue sur l'écoulement dans les canaux interaubes des directrices peut être identifiée. La figure 1.21 illustre ces isovaleurs pour les trois entrefers suggérés.

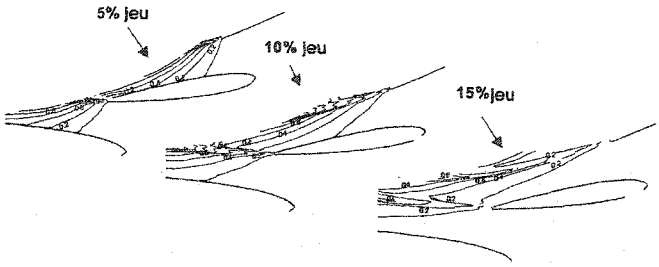

Figure 1.21 : Fluctuations instationnaires de la vitesse absolue dans les canaux interaubes des directrices (Sato et He, 2001)

La conclusion principale à tirer de cette figure est sans doute l'importance des perturbations potentielles sur l'écoulement dans le canal des directrices, ces dernières étant beaucoup plus prononcées dans le canal pour une configuration avec un en-

trefer faible. Les auteurs démontrent alors qu'une configuration de turbine avec un entrefer plus faible produira plus de pertes par mixage des non-uniformités de l'écoulement dans les canaux des directrices et, par conséquent, le rendement de l'étage en sera ainsi réduit (ceci suggère que l'efficacité soit augmentée avec un entrefer plus élevé).

Dans un deuxième temps, les auteurs ont étudié le comportement de l'interaction potentielle sur l'écoulement entrant dans la roue en traçant les isocontours moyens de la pression statique pour la position demi-pas du canal interaube des directrices. Ces contours sont illustrés à la figure 1.22.

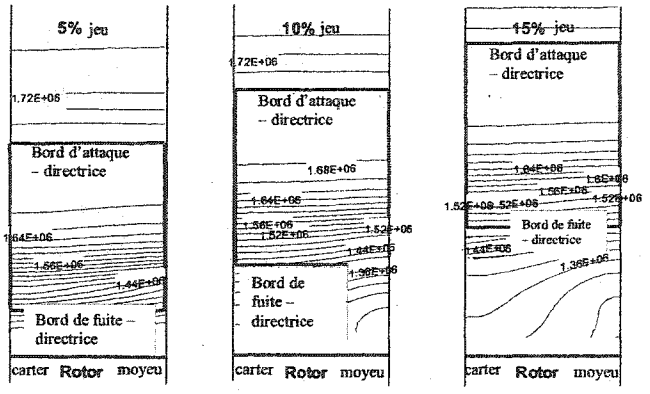

Figure 1.22 : Contours de pression statique à la position demi-pas dans le canal interaube des directrices (Sato et He, 2001)

Malgré l'aspect bidimensionnel des directrices utilisées et aussi de l'entrefer, l'écoulement potentiel généré par la roue introduit des non-uniformités dans la distribution de pression selon l'envergure du canal. La comparaison des distributions de pressions pour les différents jeux démontre que le gradient de pression est présent beaucoup plus en amont pour une configuration avec un entrefer élevé; cette évolution du gradient de pression avec l'entrefer suggère encore un comportement d'interaction des directrices avec l'écoulement potentiel généré par la roue. De plus, l'écoulement ayant subit ce gradient sur une plus grande distance (jeu

plus élevé), ceci aura tendance à introduire un écoulement transverse non-uniforme en entrée de roue, menant ainsi à la migration de l'écoulement vers le carter de la turbine (voir figure 1.23).

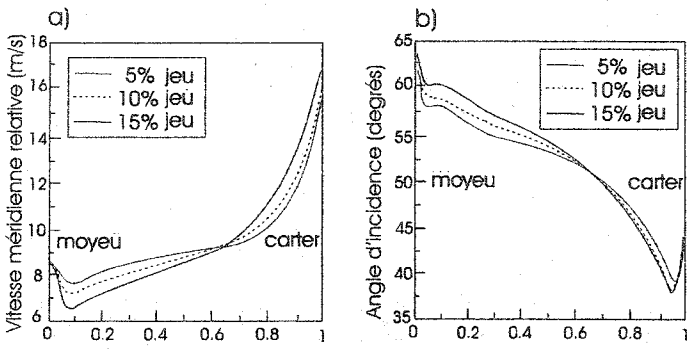

Figure 1.23 : Profil de vitesse méridienne en entrée de roue dans une turbine radiale (Sato et He, 2001)

Finalement, Sato (Sato, 1999) illustre l'effet du jeu sur les variations temporelles de la force tangentielle sur les aubes de la turbine (voir figure 1.24).

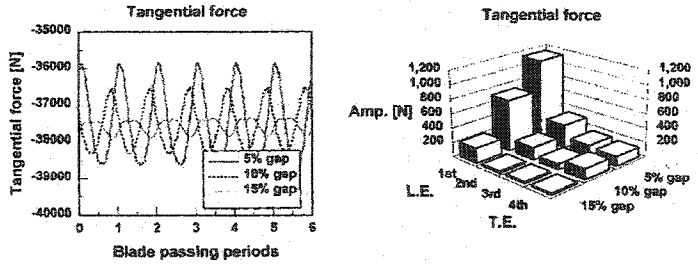

Figure 1.24 : Évolution temporelle de la force tangentielle (droite) et sa fluctuation (gauche) (Sato, 1999)

Lorsque le jeu est à 5%, la variation de la force peut atteindre jusqu'à 7% de la valeur moyenne. Les fluctuations associées, réparties sur 4 sections de l'aube, sont surtout importantes près du bord d'attaque. On peut donc envisager que ceci pourrait peut-être mener à une dégradation des caractéristiques mécaniques de la turbine et affecter sa durée de vie. Cependant, les fluctuations décroissent

rapidement lorsque le jeu radial augmente, et les variations temporelles de la force atteignent alors des valeur de 2 à 3% de la valeur moyenne lorsque le jeu est à 15% du rayon de la roue.

Finalement, on peut citer les travaux de Ruprecht (Ruprecht et al., 2000), ceux-ci visant l'étude des interactions rotor-stator dans une turbine Francis complète. La roue comporte 13 aubes et le distributeur compte 24 directrices et avant-directrices. Les simulations pour la géométrie étudiée mènent à croire que les sillages issus des directrices sont mixés très rapidement et n'ont qu'une très faible influence sur l'écoulement en entrée de roue. Les effets de variations de pression dans la roue sont donc principalement issus de l'interaction potentielle due à la proximité des composantes en mouvement relatif plus qu'à l'effet de transport des sillages dans la roue. Il faut rappeler que l'auteur mentionne que son maillage demeure grossier et que ceci peut ajouter à la diffusion rapide des sillages derrière les directrices. Néanmoins, les fluctuations temporelles de la force résultante sur les aubages de la roue ne sont que de l'ordre de 2%, ce qui est peu. Les résultats de distribution de pression peuvent donc se rapprocher de ceux fournis par un calcul stationnaire.

Il semble donc que les sillages soient transportés de façons très différentes dans les études numériques de turbines radiales préalablement mentionnées. Certaines études mentionnent que le sillage est présent très loin dans la roue, d'autres que ceux-ci sont pratiquement mixés avant leur entrée dans la roue. Ceci viendra s'ajouter ou non à l'effet potentiel et les fluctuations de pressions dans la roue risquent d'être très différentes d'une turbine hydraulique à l'autre. Il est donc difficile de statuer sur une tendance générale. Les effets d'entrefer et de sillages se doivent donc d'être étudiés plus en détails pour les différentes géométries présentes et leurs points d'opérations.

En conclusion suite à ces différentes études sur des machines axiales et radiales, il

est important de rappeler que l'interaction potentielle est toujours fortement liée à la géométrie de la turbomachine et que son effet est d'autant plus prononcé lorsque les deux étages en mouvements relatifs sont rapprochés (entrefer faible). On a démontré dans les pages précédentes l'importance du chargement des aubages sur cette interaction, ainsi que l'influence de l'entrefer sur l'amplitude des fluctuations de pression et de vitesses. Finalement, par l'entremise de l'étude de machines radiales en régime incompressible, on a pu démontrer que le champ de pression est proportionnel à la fréquence réduite pour les cas où $\Omega \gg 1$, et donc que cette dernière sert à fixer le point de transition entre les cas stationnaires et instationnaires.

1.5.3 Interactions tridimensionnelles visqueuses

Les écoulements dans les turbomachines industrielles sont très souvent affectés par la viscosité du fluide. On a vu que cette dernière, par l'entremise de la modification des couches limites, est à la base de la création des sillages. Toutefois, avec l'influence des facteurs géométriques de la machine, elle est également responsable de la formation d'interactions tridimensionnelles visqueuses. Tout comme les sillages, ces interactions seront transportées pour interagir avec les étages en aval.

1.5.3.1 Interactions tridimensionnelles visqueuses dans les machines radiales

Dans les sections qui suivent, on s'intéressera principalement à la génération des écoulements secondaires dans les turbomachines d'intérêt, à savoir les machines radiales. Ces interactions tridimensionnelles se manifestent par la présence d'écoulements secondaires (donc des tourbillons) dans les canaux interaubes et sont toujours

instationnaires dans le repère en mouvement relatif.

Dans une machine radiale, l'écoulement change de direction entre l'entrée et la sortie (de radial à axial ou vice-versa). Pour la démonstation, il est plus aisé de prendre exemple sur une pompe centrifuge de géométrie relativement simple, mais le raisonnement qui suit est également applicable à une turbine, en tenant compte des différences au niveau de la direction de l'écoulement et de la rotation. L'écoulement dans une section méridienne ressemble à celui rencontré dans un coude (voir figure 1.25). La décélération à réaliser est plus importante du côté carter que le long du côté moyeu. Ceci a pour effet d'induire un gradient de pression adverse du côté carter qui favorise le décollement de la couche limite. C'est donc pour cela que l'on se retrouve avec un profil qui subit de nombreuses variations transverses entre l'entrée et la sortie, ceci étant en partie à la base de la création des écoulements secondaires.

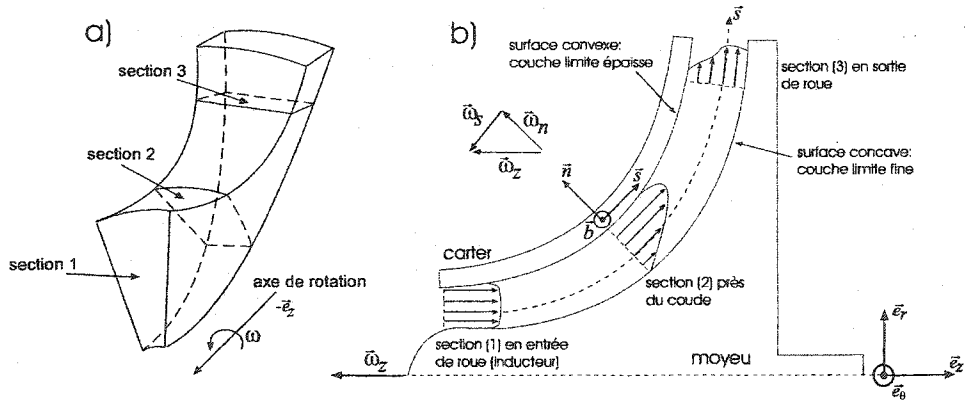

Figure 1.25 : a) Géométrie typique d'une turbomachine centrifuge b) Écoulement dans le plan méridien et influence sur le profil de vitesse (adapté de Longatte (Longatte, 1998))

De nombreuses approches ont été adoptées pour traiter de façon un peu plus théorique les écoulements secondaires dans les machines radiales. On peut citer, entre autres, les travaux de Johnson (Johnson, 1978), Van den Braembussche (Van den Braembussche, 1985) et Hirsch (Hirsch et al., 1996). Bien que les écoulements secondaires soient associés à la présence des couches limites, on utilisera une théorie basée sur les écoulements non-visqueux, stationnaires et incompressibles, et sur les forces en cause dans la roue pour faire leurs analyses.

Pour ce faire, on introduit tout d'abord la pression totale relative (de rotation) p^*:

$$p^* = p + \frac{1}{2}\rho(W^2 - u^2) = p + \frac{1}{2}\rho(W^2 - \omega^2 r^2) \tag{1.20}$$

Cette pression totale relative est constante le long d'une ligne de courant pour un écoulement isentropique et sa diminution est associée à des pertes. Ainsi, on retrouvera les valeurs les plus faibles de p^* dans les couches limites. Les écoulements secondaires sont alors générés par les gradients de pression totale relative dans les couches limites. Pour débuter l'analyse, on se base sur la figure 1.25 et on considère l'équilibre d'une particule le long d'une ligne de courant définie localement par le vecteur $\vec{s}$, de normale $\vec{n}$ associée au rayon de courbure R_n de l'écoulement dans un plan méridien et la direction binormale $\vec{b}$ associée au rayon de courbure R_b dans un plan aube-à-aube. Sous toutes ces hypothèses, on peut analyser la formation des écoulements secondaires par l'entremise du taux de variation de la vorticité Ω_s le long d'une ligne de courant. Le tout s'exprime selon la relation suivante:

$$\frac{\partial}{\partial s}\left(\frac{\Omega_s}{W}\right) = \frac{2}{\rho W^2}\left(\underbrace{\frac{1}{R_n}\frac{\partial p^*}{\partial b}}_{courbure} + \underbrace{\frac{\omega}{W}\frac{\partial p^*}{\partial z}}_{rotation}\right) \tag{1.21}$$

Le premier terme du membre de droite est associé à la courbure de l'écoulement au cours de sa progression dans le canal interaube et le deuxième terme est associé à

la présence de la force de Coriolis. De façon plus qualitative, voici ce qui se passe pour différentes sections stratégiques pour la roue schématisée:

- En entrée de roue (section 1), l'écoulement est généralement redressé par un inducteur (si tel est le cas) ou autre dispositif, et le fluide à basse p^* est alors convecté du moyeu et du carter vers la face en dépression du canal interaube, ceci étant dû à la force centrifuge (voir figure 1.26).

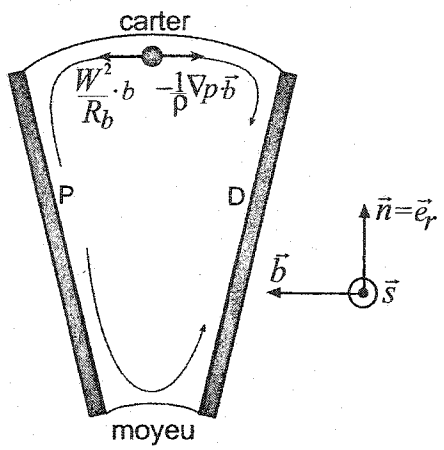

Figure 1.26 : Écoulements secondaires près de la section d'entrée

- Dans la courbure de transition axiale à radiale (section 2, figure 1.25), la force centrifuge dans le coude a tendance à déplacer le fluide à faible p^* des faces en pression et dépression, ainsi que de la position du moyeu, vers le carter (voir figure 1.27).

- Près de la sortie de la roue (section 3), l'écoulement est à toute fin pratique radial et la contribution de la rotation de l'équation 1.21 est prédominante sur l'écoulement. La force de Coriolis génère alors des écoulements secondaires qui déplacent le fluide à faible p^* des faces carter et moyeu vers un point d'équilibre sur la face en dépression (voir figure 1.28).

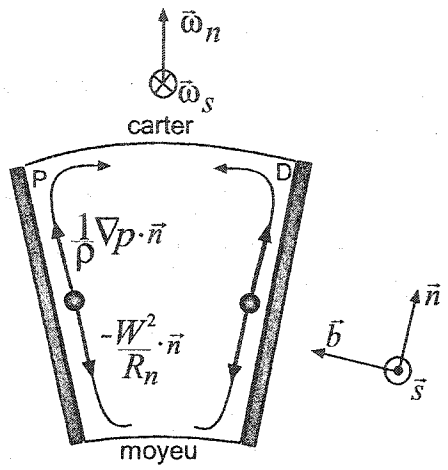

Figure 1.27 : Écoulements secondaires près de la transition axiale-radiale

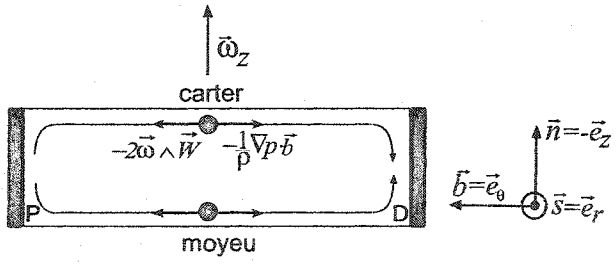

Figure 1.28 : Écoulements secondaires près de la sortie

En fait, la machine utilisée pour cet exemple est une représentation simplifiée et les turbomachines industrielles ont des géométries très complexes et les contributions identifiées ci-haut vont souvent se concurencer en même temps, vu la combinaison géométrique des sections préalablement mentionnées. Une façon de déterminer la position de la zone de sillage, donc de faible quantité de mouvement, est de regarder le rapport des contributions de la force centrifuge (identifiée au point 2) et de la force de Coriolis (identifiée au point 3) en introduisant le nombre de Rossby:

$$R_o = \frac{(W^2/R_n)}{(\omega W)} = \frac{W}{\omega R_n} \tag{1.22}$$

Lorsque ce nombre est faible devant l'unité, la force de Coriolis est prépondérante devant la force centrifuge (celle-ci étant due à la courbure méridienne de la roue). Le comportement sera alors près de celui de la figure 1.28. Dans le cas contraire, la force centrifuge sera prépondérante due à l'action d'une transition axiale-radiale et les écoulements secondaires se rapprocheront de ceux de la figure 1.27. Dans les machines réelles centrifuges, les écoulements secondaires vont se concurencer en sortie de roue et c'est pour cela que l'on retrouve très souvent la zone de sillage à faible momentum dans la région carter/face en dépression.

Pour une turbomachine radiale, outre le nombre de Rossby pour la courbure méridienne, il existe également un nombre de Rossby associé à la courbure dans le plan aube-à-aube R_b.

Dans le cas de certaines machines non carénée, il existe un jeu entre la roue et le carter et un écoulement secondaire de jeu est alors présent. La figure 1.29 illustre les écoulements secondaires en sortie de roue pour un compresseur centrifuge caréné ou non caréné.

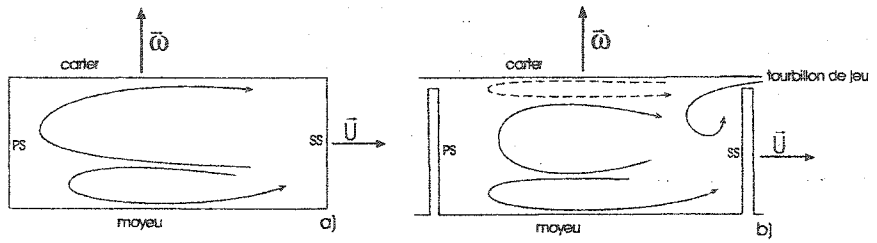

Figure 1.29 : Écoulements secondaires en sortie de roue pour a) une turbomachine centrifuge carénée et b) non carénée

À titre d'exemple, on peut illustrer la complexité de l'écoulement réel en citant les résultats obtenus par expériences numériques dans la pompe radiale SHF par Hirsch (Hirsch et al., 1996). Certains résultats, ainsi que la géométrie, sont illustrés à la figure 1.30. On voit alors la nature fortement tourbillonnaire de l'écoulement dans les différentes sections de la pompe.

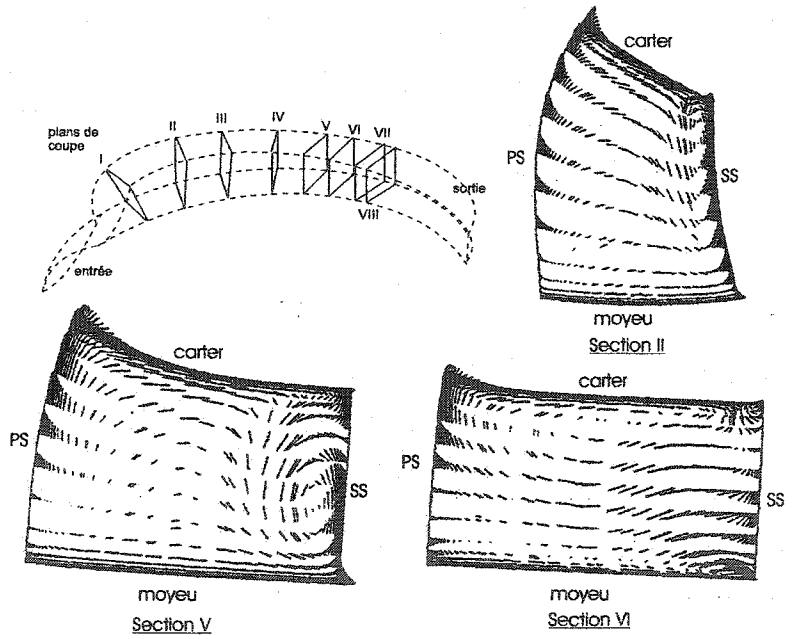

Figure 1.30 : Écoulements secondaires dans la pompe radiale SHF (Hirsch et al., 1996)

Pour les écoulements dans les roues de turbines, le même raisonnement est tout à fait applicable, bien que très peu d'études aient été faites sur le sujet. Le fait que l'écoulement accélère généralement dans la roue, et donc que les gradients de pression adverses ne soient pas présents, minimise les décollements de couches limites sur les aubages et les interactions tridimensionnelles risquent d'y être moins importants.

De façon plus générale, en tenant compte de toutes les contributions préalablement mentionnées, l'équation de quantité de mouvement d'une particule fluide le long d'une ligne de courant hors de la couche limite, en se basant sur la figure 1.25 est alors donnée par (voir Hirsch (Hirsch et al., 1996) et Longatte (Longatte, 1998)):

$$\rho W \frac{\partial W}{\partial s} \overrightarrow{s} = -\overrightarrow{\nabla} p - \rho \frac{W^2}{R_n} \overrightarrow{n} - \rho \frac{W^2}{R_b} \overrightarrow{b} - 2\rho \overrightarrow{\omega} \wedge \overrightarrow{W} + \rho \omega^2 r \overrightarrow{e_r} \tag{1.23}$$

Le membre de gauche correspond à l'accélération convective de la particule fluide. Cette particule est alors soumise à un gradient de pression (premier terme du membre de droite), à des accélérations centrifuges dues aux rayons de courbure (deuxième et troisième termes), à la force de Coriolis (quatrième terme) ainsi qu'à la force centrifuge due à la rotation de la roue (cinquième terme). Cette équation est alors applicable dans les différents plans pour une machine radiale et on peut ainsi retrouver les différentes contributions à la base des écoulements secondaires dans les canaux interaubes de la roue.

1.5.4 Conclusion

On a vu dans les sections précédentes les différentes sources d'instationnarités dans les turbomachines axiales et radiales, et ce pour des écoulements pratiquement incompressibles. On a démontré que l'écoulement dans les turbomachines

industrielles est fortement instationnaire. Ces sources d'instationnarités sont multiples, mais quelques-unes se démarquent par la nature même du fonctionnement de la machine. On a identifié trois sources principales, à savoir l'interaction de sillage, l'interaction potentielle et les interactions tridimensionnelles visqueuses. L'interaction de sillage est principalement le fruit de la viscosité du fluide et la structure qui en résulte est convectée vers les étages en aval pour influencer leurs performances de façon périodique. L'interaction potentielle est principalement reliée à la présence de deux pièces en mouvement relatif dans la turbomachine et sa propagation est indistinctement vers l'amont ou l'aval. Finalement, les interactions tridimensionnelles visqueuses sont toujours instationnaires dans le repère relatif et, tout comme le sillage, elles sont propagées vers l'aval pour affecter l'écoulement des étages suivants. Toutes ces interactions mises ensembles forment un écoulement fortement complexe et tridimensionnel et chaque géométrie différente doit être traitée avec soin pour identifier clairement l'importance de chacune des contributions.

Il est également important de mentionner que la plupart des études numériques sont effectuées sous l'hypothèse de débit constant en entrée de domaine. Cette hypothèse est souvent adoptée pour les simulations instationnaires numériques incompressibles, mais elle n'en demeure pas moins totalement justifiée. Une étude de Croba (Croba, 1993), qui présente l'évolution expérimentale et numérique de la pression dans la volute d'une pompe centrifuge, démontre les grandes différences pouvant survenir en adoptant l'hypothèse de débit constant en entrée de roue (avec la pression imposée constante en sortie de roue). Lorsque comparées avec les résultats expérimentaux, les fluctuations numériques de pressions sont de beaucoup surévaluées. Par contre, les fluctuations de vitesse en sortie de roue semblent être prédites correctement.

Le bon accord au niveau des vitesses et les différences au niveau des résultats en

pression est un résultat lié à l'incompressibilité de l'écoulement. En régime incompressible, une très faible variation de débit peut générer de très importantes fluctuations de pression dans la turbomachine. Lorsqu'un canal interaube de la roue rencontre le bord d'attaque du diffuseur dans une pompe, par exemple, on observe un effet de diminution de débit dans ce dernier. Il se peut très bien que cette diminution de débit ne soit pas entièrement compensée dans les autres canaux interaubes de la roue. Des résultats expérimentaux présentés par Talha (Talha, 1996) confirment cette hypothèse, et il obtient expérimentalement des variations de un millième du débit en entrée et sortie de pompe. Connaissant un tel comportement et ses répercussions sur les variations de pression, il se peut fort bien que l'hypothèse numérique de débit constant en entrée de roue soit mise à défaut. Pour modéliser correctement l'écoulement instationnaire en régime incompressible dans la turbomachine, il devient important de bien connaître les conditions aux limites du système. Une façon réaliste d'obtenir ces conditions (pour une turbine hydraulique radiale par exemple) passe presque nécessairement par des études expérimentales complètes (débit et pressions) en plusieurs stations d'un modèle du système à l'étude. On pourra alors se servir de ces résultats comme conditions aux limites lors des simulations numériques. À cette étape, les installations expérimentales disponibles ne permettent pas encore de telles études. C'est donc pourquoi le problème des interactions instationnaires dans les turbomachines radiales sera traité numériquement dans la présente étude sous l'hypothèse de débit constant, tout en étant conscient des répercussions d'une telle modélisation sur les résultats. Néanmoins, il apparaît tout de même important de s'attarder aux mécanismes fondamentaux d'interactions rotor/stator afin de quantifier leurs influences. On pourra ainsi mieux évaluer l'impact sur les performances des turbomachines et ultérieurement sur leurs comportements mécaniques dynamiques.

CHAPITRE 2

MODÈLES NUMÉRIQUES POUR L'ANALYSE DES ÉCOULEMENTS DANS LES TURBOMACHINES

Dans les sections qui suivent, on s'intéressera plus précisément aux modèles numériques qui serviront à l'analyse de la performance des turbomachines radiales pour le présent projet. Bien que ce chapitre ne présente pas une revue exhaustive des détails et développements numériques, on énumèrera les particularités des modèles et on identifiera dans quelles mesures chacun de ceux-ci peut mener à des résultats concluants.

2.1 Modèles stationnaires et instationnaires

De plus en plus, on s'intéresse en industrie à l'analyse des performances des turbomachines par l'entremise de la CFD. Cette étape permet de sauver bien du temps lors du design et donne l'opportunité de comparer l'expérimental avec le numérique. Les turbomachines réelles sont souvent composées de plusieurs rotors et stators, et il importe alors d'avoir un outil de calcul qui soit apte à traiter des particularités de l'écoulement induites par la présence des différentes composantes en mouvements relatifs. On veut donc être en mesure d'analyser simultanément les repères stationnaires et rotatifs. De plus, si l'interaction s'avère prononcée entre les composantes, alors il devient de plus en plus difficile d'imposer les bonnes conditions aux limites si l'on traite d'un problème multi-étages comme une succession d'étages individuels. Il faut donc être prudent dans l'approche numérique que l'on utilise. À cette fin, de nombreux développements de modèles numériques, tant

stationnaires qu'instationnaires, ont été faits ces dernières années. Ces méthodes semblent avoir atteint une certaine maturité et on peut leur accorder un niveau de confiance appréciable lorsque bien utilisées.

On a vu précédemment que l'écoulement au sein des turbomachines est intrinsèquement instationnaire et tridimensionnel. Tout dépendant de la fréquence réduite associée à l'écoulement, on peut traiter l'écoulement au travers des étages comme une succession d'états quasi-stationnaires. En se basant sur ce qui est recherché, avec les moyens mis à notre disposition, il existe plusieurs façon de modéliser les interactions entre les composantes stationnaires et rotatives dans les turbomachines. De façon générale, en voici quelques-unes:

- Calcul *Étage par étage*:

  Dans cette méthode simplifiée, la résolution en régime permanent de chaque composante se fait séparément dans son repère respectif, de l'amont vers l'aval. Les conditions aux limites de sortie du premier étage deviennent alors les conditions d'entrée de la seconde composante, et ainsi de suite. Il n'y a pas d'interaction entre les composantes avec cette méthode et les résultats dépendent alors des conditions aux limites que l'on impose en entrée de domaine. Idéalement, la démarche devrait être reprise itérativement jusqu'à ce que les conditions qui sont imposées ne varient plus de façon significative.

- Calcul avec *Plan de mixage*:

  Dans le but de réduire les coûts associés aux simulations avec de multiples étages, des modèles stationnaires avec plans de mixage entre les composantes ont été développés. Ces méthodes définissent bien souvent une interface de translation entre les deux domaines en mouvement relatif, et calculent simultanément des solutions stationnaires dans chacun des repères. Ces dernières

sont obtenues avec un moyennage des quantités de l'écoulement selon la direction circonférentielle à la sortie de l'étage amont (donc à la position de l'interface). On capte ainsi l'écoulement moyen stationnaire, mais l'aspect transitoire de l'écoulement est négligé.

- Calcul en *position relative fixe*:

  Avec cette méthode, la position relative des composantes de la turbomachine est fixe. On utilise alors une interface, qui tout comme celui du plan de mixage, permet le changement de repère de l'écoulement. Cependant, l'interface n'effectue pas de moyennage circonférentiel et ainsi on obtient une solution stationnaire dans chaque repère. L'écoulement peut recirculer librement au travers de l'interface. Les caractéristiques locales de l'écoulement sont alors transférées au travers de l'interface, mais chaque composante y voit des conditions en régime permanent. Les effets transitoires ne sont donc pas présents, et des erreurs de modélisation apparaissent si l'écoulement s'éloigne du régime permanent. Également, le phénomène de mixage des caractéristiques de l'écoulement qui s'effectue entre les composantes en mouvements relatifs ne peut être capté par ce type d'interface, même avec plusieurs simulations à différentes positions relatives.

- Calcul *instationnaire tridimensionnel*:

  Cette méthode de calcul est de loin la plus représentative de l'écoulement réel dans les turbomachines. L'interface permet le calcul des solutions dans chaque repère et le mouvement transitoire relatif des composantes est ainsi modélisé. Elle permet à la fois de capter les effets potentiels dus à la proximité des aubages ainsi que la propagation des sillages vers l'aval et le mixage de l'écoulement lors de son transfert entre les composantes en mouvements relatifs. Néanmoins, les approches utilisées demandent encore beaucoup de ressources de calcul et il devient pratiquement impensable de pouvoir les

incorporer dans un méthode rapide de design. De plus, les résultats sont difficiles à traiter, vu la grande quantité de données générées. Par contre, lorsqu'utilisée dans une approche d'analyse et recherche où des résultats plus fins sont requis, cette méthode devient intéressante.

2.2 Caractéristiques du code utilisé pour les études numériques

Les différentes études de turbomachines pour ce projet seront effectuées principalement à l'aide du code commercial CFX-TASCflow, version 2.11.1, de la compagnie AEA Technology Engineering Software Limited. Les méthodes de calcul par *plan de mixage (Stage)*, *position relative fixe (Frozen Rotor)* et *instationnaire (Unsteady Rotor-Stator)* mentionnées ci-haut y sont implantées et on verra dans les sections suivantes plus de détails spécifiques à leur sujet. Le code CFX-TASCflow traite des écoulements tridimensionnels selon la résolution des équations de Navier-Stokes en moyenne de Reynolds sous forme fortement conservative. Les équations de transport sont discrétisées implicitement avec une méthode conservative de volumes finis, basée sur les éléments finis pour le maillage. Comme la plupart des codes de volumes finis pour les écoulements incompressibles, une méthode de colocation des variables primitives (pression et vitesses cartésiennes - méthode de Rhie-Chow) est utilisée, autant dans le repère fixe que pour celui en rotation. Plusieurs modèles de turbulence et de lois de parois sont disponibles dans cette version, mais on utilisera principalement le modèle k-ε standard avec une loi de paroi fixe pour les études. Plus détails sont fournis dans la documentation technique du logiciel (Documentation CFX-TASCflow).

2.2.1 Notes sur les équations de Navier-Stokes en moyenne de Reynolds, modèles de turbulence et calculs instationnaires

Les écoulements dans les turbomachines sont à toute fin pratique toujours turbulents et contiennent donc de nombreuses structures tourbillonnaires de différentes grandeurs et d'échelles de temps. Comme on vient de le mentionner, le code CFX-TASCflow, ainsi que plusieurs autres codes commerciaux du même type, traitent des effets de la turbulence par l'entremise des équations de Navier-Stokes en moyenne de Reynolds. Ces équations sont développées à partir d'équations instationnaires tridimensionnelles de Navier-Stokes moyennées de façon telle que les structures instationnaires turbulentes de faibles échelles spatiales et temporelles soient représentées par leur effet moyen sur l'écoulement. De cette façon, les équations de Navier-Stokes en moyenne de Reynolds représentent la moyenne temporelle de l'écoulement. Un modèle mathématique de turbulence doit être développé pour s'assurer de la fermeture des équations, en modélisant le comportement des contraintes turbulentes de Reynolds. Par exemple, on utilise un modèle algébrique ou un modèle à deux équations, comme le modèle k-ε fréquemment utilisé en industrie.

Ceci étant dit, l'utilisation des équations de Navier-Stokes en moyenne de Reynolds et la fermeture par l'entremise du modèle de turbulence k-ε est tout à fait valide pour un calcul instationnaire, basé sur l'hypothèse que la moyenne temporelle des quantités turbulentes ne soit pas affectée par les instationnarités du système à l'étude. Ceci est physiquement réaliste si l'échelle de temps associée à la turbulence est beaucoup plus petite que l'échelle de temps des instationnarités. Si la fréquence associée à la turbulence est égale ou supérieure à la fréquence des phénomènes instationnaires, alors la modélisation de l'écoulement par l'entremise des équations de Navier-Stokes en moyenne de Reynolds (donc la démarche de moyennage) perd

son sens et on doit s'orienter vers d'autres méthodes pour modéliser l'écoulement turbulent (telles que des modèles non-linéraires, de contraintes de Reynolds (RSM) ou avec des simulations de type LES). Quelques détails peuvent être retrouvés à ce sujet dans Bert (Bert et al., 1996) et dans le guide pratique d'ERCOFTAC (ERCOFTAC, 2000). Vu le fait que les fréquences de la turbulence sont généralement très élevées, on ne peut les résoudre avec le modèle Navier-Stokes en moyenne de Reynolds avec les maillages et les pas de temps actuellement utilisés. C'est donc pourquoi on accepte généralement que les modèles ne traitent pas des instationnarités de l'écoulement associées à la turbulence, mais plutôt de celles de types auto-excitées ou forcées.

Pour appuyer cette argumentation, des études numériques récentes démontrent l'application du modèle de turbulence k-ε pour différents calculs instationnaires de composantes de turbomachinerie hydraulique. En effet, Ruprecht (Ruprecht, 2000) a fait des calculs instationnaires pour des turbines axiales et de type Francis avec son aspirateur en forme de coude. Pour le cas de l'interaction rotor/stator de la turbine axiale, il démontre que l'utilisation du modèle k-ε est tout à fait appropriée pour capter les phénomènes instationnaires d'interactions potentielles et de sillages. Il en arrive à la conclusion que des résultats intéressants en comparaison avec des mesures expérimentales peuvent être obtenus en se basant sur les mêmes critères de précision que pour un calcul stationnaire (finesse du maillage et respect des hypothèses de base du modèle de turbulence). Pour la turbine Francis, bien que la portée des interactions rotor/stator soit faible, il semble que le modèle k-ε soit également approprié, les effets d'interactions faibles étant attribuables au maillage et au pas de temps grossier en conjonction avec le type d'écoulement plus qu'à la modélisation de turbulence proprement dite.

Toutefois, il peut arriver que le modèle standard k-ε ne soit pas approprié. On dénote sous certaines circonstances que l'utilisation du modèle k-ε supprime les

mouvements physiques instationnaires de l'écoulement, notamment lors du calcul de la torche d'un aspirateur (instationnarité auto-induite). Le modèle standard k-ε démontre parfois une viscosité turbulente trop élevée pour certains écoulements instationnaires, et ceci résulte en un mouvement de l'écoulement trop amorti et mène ainsi vers une solution stationnaire. Le modèle ne fait pas de différence au niveau des échelles turbulentes et ceci peut s'avérer inapte pour certaines situations. Dans son étude numérique instationnaire d'un aspirateur de turbine hydraulique, Ruprecht (Ruprecht, 2000) démontre que l'utilisation du modèle k-ε standard mène à la solution d'un écoulement symétrique et stationnaire. En appliquant une version modifiée de k-ε qui tient compte de la dissipation pour les tourbillons de faibles et de grandes échelles, la solution devient alors instationnaire et on arrive à bien capter les mouvements de la torche. Dans une autre étude, Ciocan (Ciocan et al., 2000) arrive sensiblement aux mêmes conclusions. Dans le cas d'écoulements instationnaires turbulents avec de fortes composantes en rotation, il devient alors important de se baser sur un modèle de turbulence qui permette bien capter les effets anisotropiques de l'écoulement et aussi ne pas surévaluer la viscosité turbulente.

Néanmoins, lorsque l'on regarde dans la littérature scientifique, plusieurs études numériques instationnaires de turbomachines radiales à l'aide des équations de Navier-Stokes en moyenne de Reynolds ont été menées avec succès à ce jour, ce qui suggère que l'étude des phénomènes instationnaires pour les turbomachines industrielles avec un code commercial tel que CFX-TASCflow, qui est basé sur ces fondements, soit appropriée. Avec la technologie actuelle, l'utilisation de modèles de turbulence plus sophistiqués et plus précis pour le calcul instationnaire demeure encore un obstacle important, vu les ressources informatiques importantes et le temps de calcul beaucoup plus long qui en découle.

2.3 Description sommaire des interfaces utilisées pour les études numériques

Dans le présent chapitre, on fera tout d'abord un rappel de quelques notions de la méthode des volumes finis sur lesquelles repose la base du code CFX-TASCflow utilisé pour ce projet. Par la suite, on fera un survol des interfaces utilisées afin d'acquérir quelques notions avant de passer à son utilisation. On doit rappeler que les sections qui suivent ne servent qu'à introduire des concepts de base du code de calcul et que le lecteur est invité à lire la documentation technique pour plus de détails.

2.3.1 Discrétisation par méthode de volumes finis

Le code CFX-TASCflow repose sur une approche de volumes finis pour la résolution des équations de Navier-Stokes, mais utilise une méthode d'éléments finis pour discrétiser le domaine physique. L'avantage majeur de la méthode des volumes finis est la conservation des propriétés de l'écoulement. Les flux sont représentés en termes des variables conservatives de base et ces derniers sont conservés aux discontinuités.

Pour commencer, on rappelle les équations de Navier-Stokes en moyenne de Reynolds en régime incompressible, qui sont données par:

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0 \tag{2.1}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho u_i + \frac{\partial}{\partial x_j}\rho u_j u_i = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\mu_{eff}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)\right] \tag{2.2}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho\phi + \frac{\partial}{\partial x_j}\rho u_j\phi = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\Gamma_{eff}\left(\frac{\partial\phi}{\partial x_j}\right)\right] + S_\phi \tag{2.3}$$

L'équation 2.1 représente la continuité, l'équation 2.2 représente celle de la quantité de mouvement et l'équation 2.3 est une forme généralisée du transport d'un scalaire ϕ.

L'approche de volumes finis s'intéresse à la formulation intégrale des équations, et on procède à une intégration sur un volume de contrôle fixe. On applique le théorème de la divergence de Gauss pour finalement obtenir les formulations suivantes:

$$\int_s \partial u_j dn_j = 0 \tag{2.4}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_v \rho u_i dv + \int_s \rho u_j u_i dn_j = -\int_s P dn_i + \int_s \mu_{eff}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) dn_j \tag{2.5}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_v \rho\phi dv + \int_s \rho u_j \phi dn_j = \int_s \Gamma_{eff}\left(\frac{\partial\phi}{\partial x_j}\right) dn_j + \int_v S_\phi dv \tag{2.6}$$

avec les indices s et v pour définir une surface ou un volume et dn_i pour représenter les différentielles des composantes cartésiennes normales du vecteur pointant vers l'extérieur de la surface. Les intégrales de surfaces sont associées à l'intégration d'un flux d'une quantité conservative et les intégrales de volume représentent les termes sources et les accumulations (termes transitoires).

2.3.1.1 Description des cellules de calcul

Pour effectuer la discrétisation numérique des formulations intégrales des équations précédentes, on doit tout d'abord fractionner le domaine de calcul en plusieurs éléments (ou maillage). Dans les paragraphes qui suivent, on se servira uniquement

d'une approche bidimensionnelle cartésienne afin d'alléger les explications. Le code utilisé se sert de l'approche d'éléments finis pour discrétiser le domaine de calcul. Si on se sert du cas bidimensionnel, ces éléments finis sont donc, pour la démonstration qui nous intéresse, des quadrilatères ayant des noeuds à chaque coin. Ces éléments sont alors utilisés pour créer les volumes des contrôle. Les limites de ces derniers sont définis en séparant au milieu les côtés des éléments et en reliant les intersections opposées par un segment de droite. Ceci crée alors quatre quadrants. Chaque noeud du maillage est donc entouré de quatre quadrants provenant d'éléments différents et ceci forme le volume de contrôle associé à ce noeud. La figure 2.1 illustre ce principe.

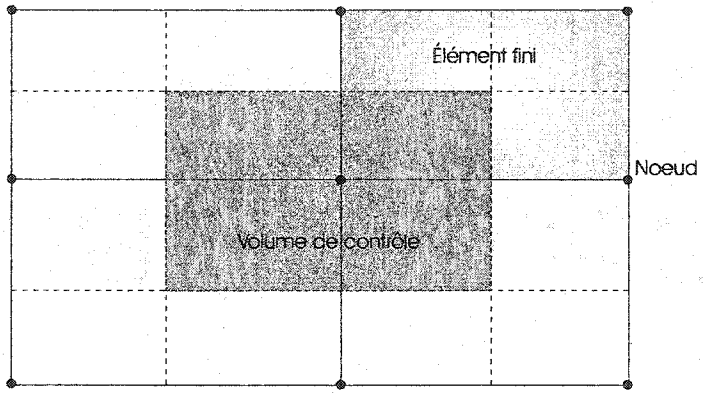

Figure 2.1 : Volume de contrôle formé par les éléments finis

Les équations intégrales 2.4 à 2.6 sont appliquées à chaque volume fini créé par cette technique. Les intégrales continues de surfaces sont discrétisées en les évaluant à des points d'intégration (PI). Les positions de ces points d'intégration sont illustrées à la figure 2.2. De plus, chaque quadrant de l'élément fini porte le nom de sous-volume de contrôle (SVC) et les côtés de ces sous-volumes sont définis comme étant des sous-surfaces (SS).

Pour un tel élément quadrilatéral, la transformation du système de coordonnées locales (s,t) vers un système de coordonnées globales (x,y) se fait par des fonctions

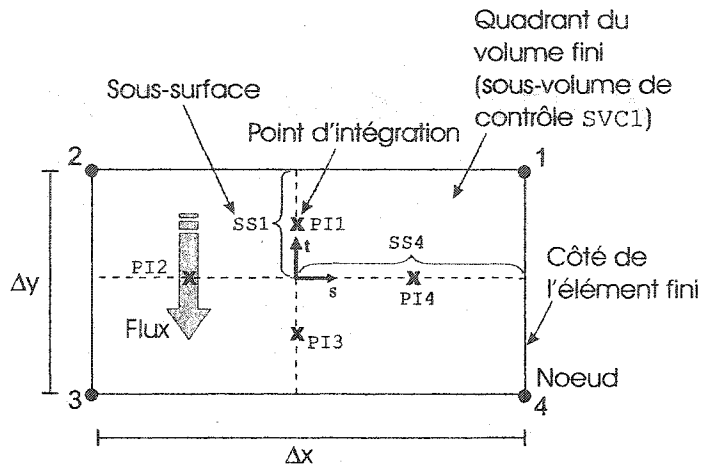

Figure 2.2 : Élément fini quadrilatéral

de forme bilinéaires, telles que:

$$x(s,t) = \sum_{i=1}^{4} N_i(s,t) X_i \tag{2.7}$$

$$y(s,t) = \sum_{i=1}^{4} N_i(s,t) Y_i \tag{2.8}$$

où N_i sont les fonctions de forme, et les X_i et Y_i sont les coordonnées nodales x,y. Plus particulièrement pour cet élément, on trouvera que les fonctions de formes valent:

$$N_1(s,t) = \frac{1}{4}(1+s)(1+t) \tag{2.9}$$

$$N_2(s,t) = \frac{1}{4}(1-s)(1+t) \tag{2.10}$$

$$N_3(s,t) = \frac{1}{4}(1-s)(1-t) \tag{2.11}$$

$$N_4(s,t) = \frac{1}{4}(1+s)(1-t) \tag{2.12}$$

Les mêmes fonctions de formes sont utilisées pour décrire la variation d'une pro-

priétés de ϕ de l'écoulement à l'intérieur de l'élément.

$$\phi(s,t) = \sum_{i=1}^{4} N_i(s,t)\Phi_i \tag{2.13}$$

avec Φ_i étant la valeur de ϕ au noeud i.

De même, si on s'intéresse aux dérivées de la variable ϕ, on retrouvera que:

$$\left.\frac{\partial \phi}{\partial x}\right|_{\mathrm{pi(s,t)}} = \sum_{i=1}^{4} \left.\frac{\partial N_i}{\partial x}\right|_{\mathrm{pi(s,t)}} \Phi_i \tag{2.14}$$

$$\left.\frac{\partial \phi}{\partial y}\right|_{\mathrm{pi(s,t)}} = \sum_{i=1}^{4} \left.\frac{\partial N_i}{\partial y}\right|_{\mathrm{pi(s,t)}} \Phi_i \tag{2.15}$$

Les dérivées cartésiennes des fonctions de forme peuvent être exprimées en termes des dérivées locales par l'entremise de la matrice jacobienne de transformation:

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial N}{\partial x} \\ \frac{\partial N}{\partial y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\partial x}{\partial s} & \frac{\partial y}{\partial s} \\ \frac{\partial x}{\partial t} & \frac{\partial y}{\partial t} \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} \frac{\partial N}{\partial s} \\ \frac{\partial N}{\partial t} \end{pmatrix} \tag{2.16}$$

Pour l'élément cartésien utilisé, on retrouve, avec la règle de dérivation en chaîne:

$$\left.\frac{\partial N_i}{\partial x}\right|_{\mathrm{(s,t)}} = \frac{2}{\Delta x} \left.\frac{\partial N_i}{\partial s}\right|_{\mathrm{(s,t)}} \tag{2.17}$$

$$\left.\frac{\partial N_i}{\partial y}\right|_{\mathrm{(s,t)}} = \frac{2}{\Delta y} \left.\frac{\partial N_i}{\partial t}\right|_{\mathrm{(s,t)}} \tag{2.18}$$

avec les dérivées des fonctions de forme suivantes:

$$\begin{array}{rclrcl} \frac{\partial N_1}{\partial s} & = & \frac{1}{4}(1+t) & \frac{\partial N_1}{\partial t} & = & \frac{1}{4}(1+s) \\ \frac{\partial N_2}{\partial s} & = & -\frac{1}{4}(1+t) & \frac{\partial N_2}{\partial t} & = & \frac{1}{4}(1-s) \\ \frac{\partial N_3}{\partial s} & = & -\frac{1}{4}(1-t) & \frac{\partial N_3}{\partial t} & = & -\frac{1}{4}(1-s) \\ \frac{\partial N_4}{\partial s} & = & \frac{1}{4}(1-t) & \frac{\partial N_4}{\partial t} & = & -\frac{1}{4}(1+s) \end{array} \tag{2.19}$$

2.3.1.2 Formes discrètes des équations intégrales

Avec les quelques détails donnés dans les sections précédentes, on peut maintenant introduire les formes discrètes des équations 2.4 à 2.6. Les flux de surfaces doivent être discrétisés aux points d'intégration afin de pouvoir transformer les intégrales continues en intégrales discrètes. Pour leur part, les intégrales continues de volume sont transformées de façon directe en formes discrètes. Si on suppose une discrétisation temporelle de premier ordre, on retrouvera alors les équations discrètes suivantes:

$$\sum_{\text{pi}} (\rho u_j \Delta n_j)_{\text{pi}} = 0 \tag{2.20}$$

$$\rho V \left(\frac{u_i - u_i^o}{\Delta t} \right) + \sum_{pi} \dot{m}_{pi} (u_i)_{pi} = -\sum_{\text{pi}} (P \Delta n_i)_{\text{pi}} + \sum_{\text{pi}} \left(\mu_{eff} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \Delta n_j \right)_{\text{pi}} \tag{2.21}$$

$$\rho V \left(\frac{\phi - \phi^o}{\Delta t} \right) + \sum_{\text{pi}} \dot{m}_{\text{pi}} \phi_{\text{pi}} = \sum_{\text{pi}} \left(\Gamma_{\text{eff}} \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \Delta n_j \right)_{\text{pi}} + \overline{S}_\phi V \tag{2.22}$$

avec

$$\dot{m}_{\text{pi}} = (\rho u_j \Delta n_j)^o_{\text{pi}} \tag{2.23}$$

Ici, V représente le volume du volume de contrôle, la somme est effectuée sur tous

les points d'intégration de la surface, Δn_j est la représentation discrète du vecteur de surface dn_j, Δt est l'intervalle de temps choisi et l'indice o représente une valeur à un temps antérieur, et le spécificateur *barre* indique une quantité moyenne sur le volume de contrôle. Des détails plus spécifiques concernant le traitement de chacun des termes des équations discrètes sont fournis dans la documentation du fournisseur.

2.3.1.3 Note sur la discrétisation temporelle du terme transitoire des équations de Navier-Stokes

On s'intéresse maintenant à la modélisation numérique des termes transitoires des équations de Navier-Stokes, telle qu'effectuée par le code CFX-TASCflow. Ces équations, telles qu'il les résout, peuvent être exprimées par une équation générique de transport de la forme:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + f(\phi) = 0.0 \tag{2.24}$$

où ϕ est un scalaire qui représente les différentes propriétés de l'écoulement et $f(\phi)$ est non-linéaire en termes de ϕ. Ici, $f(\phi)$ regroupe les flux convectifs et diffusifs, ainsi que les termes sources associés à la variable ϕ.

La modélisation numérique de CFX-TASCflow de l'équation 2.24 se fait à des niveaux de temps discrets. Ceci implique que le calcul de ϕ au temps courant n est basé sur des valeurs de ϕ connue à des temps antérieurs ($n-1$ ou $n-2$, par exemple). Comme la plupart des méthodes numériques incompressibles développées sur des bases de volumes finies, CFX-TASCflow utilise une modélisation pleinement implicite des équations à résoudre. Ceci veut donc dire que tous les termes spatiaux de l'équation générique de transport (contenus dans $f(\phi)$) sont résolus au temps courant n et que la seule dépendance de ϕ à des temps précédents réside dans la portion transitoire de celle-ci. CFX-TASCflow offre la possibilité de modéliser la

portion transitoire des équations avec des schémas de premier et deuxième ordre.

La discrétisation de premier ordre du terme transitoire au temps courant (implémentation par défaut dans CFX-TASCflow) est basée sur une approche de différences finies décentrées en amont:

$$\left.\frac{\partial \phi}{\partial t}\right|^{n} \approx \frac{1}{\Delta t}[\phi^{n} - \phi^{n-1}] \tag{2.25}$$

où Δt représente la variation de temps entre l'instant n et $n-1$. L'équation de transport avec discrétisation temporelle de premier ordre devient alors:

$$\frac{1}{\Delta t}\phi^{n} + f(\phi)^{n} = \frac{1}{\Delta t}\phi^{n-1} \tag{2.26}$$

Cette discrétisation étant de premier ordre, l'erreur de la réponse transitoire est réduite linéairement lorsque le pas de temps Δt est raffiné de façon linéaire.

Le discrétisation temporelle de deuxième ordre du terme transitoire est également fondée sur les différences finies décentrées en amont:

$$\left.\frac{\partial \phi}{\partial t}\right|^{n} \approx \frac{1}{\Delta t}\left(\frac{1}{r(r+1)}\right)[(2+r)r\phi^{n} - (1+r)^{2}\phi^{n-1} + \phi^{n-2}] \tag{2.27}$$

avec

$$r = \frac{\Delta t^{n-1}}{\Delta t}$$

où Δt^{n-1} représente le pas de temps entre $n-1$ et $n-2$ et Δt le pas de temps entre n et $n-1$. Cette méthode permet donc l'utilisation de pas de temps variables. Si on prend $\Delta t^{n-1} = \Delta t$, alors l'équation de transport devient:

$$\frac{1.5}{\Delta t}\phi^{n} + f(\phi)^{n} = \frac{1}{\Delta t}[2\phi^{n-1} - 0.5\phi^{n-2}] \tag{2.28}$$

L'erreur dans la représentation du terme transitoire est réduite de façon quadratique lorsque le pas de temps est raffiné linéairement.

Toutes les équations de continuité, de quantité de mouvement, d'énergie et de modélisation de la turbulence sont implantées avec ces discrétisations du terme transitoire.

2.3.1.4 Approche de résolution des équations

Généralement, l'approche de résolution utilisée par le code est la même pour un calcul stationnaire ou instationnaire, à quelques différences près. La fonction $f(\phi)$ de l'équation 2.24 est non-linéraire et "m" sous-itérations sont nécessaires pour la résoudre pour un temps n donné (où m représente l'itération courante pour le niveau de temps n). Sommairement, la démarche adoptée est la suivante:

1 Initialisation: prendre l'estimé courant de ϕ^n (dénoté $\phi^{n,m-1}$ et assembler un système linéaire d'équations où les termes non-linéaires de $f(\phi)$ sont évalués avec $\phi^{n,m-1}$).

2 Résolution du système linéaire d'équations.

3 Mise à jour de la variable ϕ^n, dénoté $\phi^{n,m}$, où "m" est le nombre de sous-itérations nécessaires pour résoudre les non-linéarités de $f(\phi)$.

4 Vérification du critère de convergence après "m" sous-itérations, puis avancer la solution au temps t + Δt (avance de l'indice n à n+1). Déplacer la grille de calcul de la quantité associée au pas de temps pour un calcul instationnaire.

Pour un calcul stationnaire, on utilise seulement une seule sous-itération par pas de temps ($m = 1$). Les termes transitoires des équations de masse et de quantité

de mouvement servent alors à relaxer la linéarisation de la solution. L'atteinte de la convergence se fait lors de l'avance de la solution dans le temps. Pour un problème transitoire, il faut des sous-itérations pour que les termes non-linéaires puissent s'ajuster à la nouvelle position de la turbomachine et atteindre le critère de convergence souhaité. La simulation pourra être interrompue par l'utilisateur quand l'écoulement tendra vers une périodicité temporelle.

2.4 Descriptions des interfaces utilisés lors des calculs en turbomachines

2.4.1 Caractéristiques de l'interface *Stage*

L'interface de type *Stage* de CFX-TASCflow est basée sur l'approche de *Plan de mixage* mentionnée plus tôt pour calculer des solutions stationnaires simultanément dans chaque repère étudié. Une interface de translation est utilisé entre les domaines en mouvements relatifs et on y applique alors une approche conservative de mixage. Le plan de mixage effectue un moyennage dans la direction circonférentielle. On suppose que le mixage physique de l'écoulement engendré par le mouvement relatif des composantes de la turbomachine soit assez important pour que le profil de vitesse provenant du repère en amont soit complètement mixé avant son arrivée dans l'étage aval. Cette hypothèse est généralement respectée lorsque l'entrefer entre les composantes de la turbomachine est suffisamment grand, comme on peut le rencontrer dans plusieurs turbines radiales. Toutefois, avant d'entreprendre cette modélisation en régime permanent, il est souhaitable d'évaluer la fréquence réduite de l'écoulement pour vérifier l'importance des effets quasi-stationnaires vis-à-vis les effets instationnaires.

L'interface *Stage* tient compte du changement de pas entre les étages de la tur-

bomachine, et comprime ou étire circonférentiellement les composantes locales de l'écoulement selon le besoin en se basant sur le ratio des secteurs angulaires de part et d'autre de l'interface. Ceci a pour avantage majeur de permettre la modélisation de passages uniques pour chaque composante de la machine, indépendamment de la variation de pas au travers de l'interface.

L'interface *Stage* est utile quand la moyenne temporelle des interactions instationnaires à la position de l'interface est bien représentée par des conditions stationnaires moyennes d'interface. Ceci est généralement le cas lorsque l'écoulement circonférentiel à l'interface ne subit que de faibles variations sur un tour complet de la turbomachine. Néanmoins, l'utilisation de l'interface pour une turbomachine donnée requiert une certaine expérience pratique et peut s'avérer efficace même pour une turbomachine fortement couplée.

L'interface de translation de type *Stage* rejoint deux ou plusieurs régions qui sont en mouvements relatifs et assure la conservation des quantités. Le traitement à cet interface permet le contact de deux maillages différents circonférentiellement, mais tous deux définis par des surfaces de révolution parfaitement concordantes (pas de conditions "d'overlap" des grilles de calcul). L'interface assure le changement de repère, et tous les volumes de contrôle sont associés à un seul domaine. Le changement de repère est assuré par une surface de contrôle entre les deux domaines. Cette surface de contrôle *Stage* est définie par une série de bandes parallèles au mouvement de la turbomachine (aucune résolution dans la direction ciconférentielle, même résolution que la grille amont dans la direction méridienne). Un exemple d'interface *Stage* est fourni à la figure 2.3. Les flux à l'interface sont assemblés sous formes d'équations de volume et de surfaces à résoudre. Le traitement de cet interface permet de garder la nature locale et elliptique du champ de pression entre les composantes. Des paramètres de contrôle respectifs à l'interface *Stage* permettent d'effectuer différents types de calculs. Entre autres, le paramètre

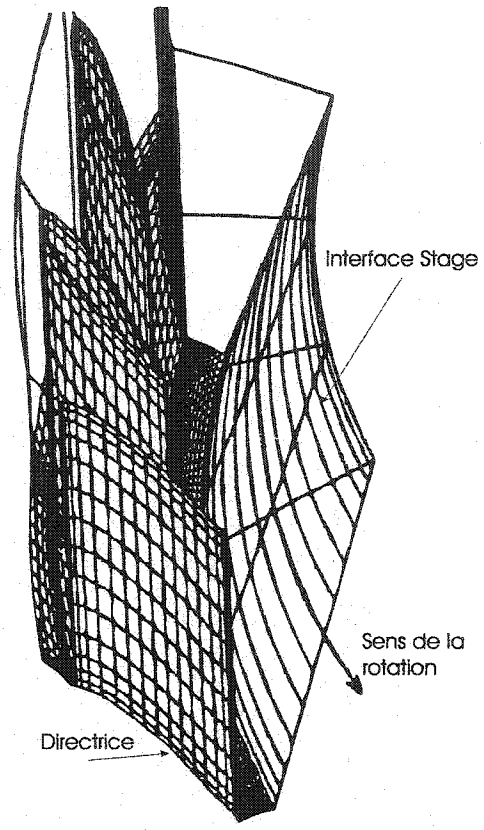

Figure 2.3 : Interface *Stage*

stage_constant_ptotal permet divers traitements sur la pression totale en aval de l'interface *Stage*. Avec stage_constant_ptotal = false, le calcul s'effectue de façon classique. Le moyennage de la vitesse est effectué et un profil de vitesse constant est imposé du côté aval de l'interface, dans le repère approprié. À cette même position, la pression totale peut varier selon les positions circonférentielles et méridienne. Avec stage_constant_ptotal = true, la pression totale relative du côté aval de l'interface sera constante circonférentiellement mais pourra varier selon la position méridienne. Les vitesses du côté aval de l'interface peuvent varier circonférentiellement, mais les angles d'écoulements sont fixés constants à une certaine

valeur. L'activation de ce paramètre pour un calcul *Stage* peut être souhaitable dans le cas d'une turbomachine fortement couplée (donc avec un entrefer relativement faible). Toutefois, la convergence est plus difficile et parfois impossible pour des conditions de charge partielle.

2.4.2 Caractéristiques des interfaces *Frozen Rotor* et *Transient Rotor/Stator*

L'interface de type *FrozenRotor* de CFX-TASCflow est basée sur l'approche de *position relative fixe* ci-haut mentionnée pour calculer des solutions stationnaires simultanément dans chaque repère étudié. On peut ainsi prédire une interaction de sillage, mais le mixage instationnaire de l'écoulement par le mouvement relatif des pièces de la turbomachine ne pourra être prédit. Ce type d'interface peut être utilisé dans le cas d'analyse où l'on voudrait prédire l'écoulement pour une position rotor/stator donnée lors de la conception, par exemple. Tel que mentionné, il y a changement de repère mais aucun mouvement relatif de part et d'autre de l'interface. Les recirculations sont permises au travers de cette dernière. Contrairement à l'interface *Stage*, la connectivité de la grille d'interface est basée sur la plus fine résolution des maillages de part et d'autre de l'interface. Les caractéristiques locales de l'écoulement sont transportées au travers de l'interface, même si la solution apparaît comme étant stationnaire. L'analyse *FrozenRotor* est possible pour des domaines où le rapport des pas entre les composantes fixe et tournante n'est pas entier. Dans un tel cas, les profils de l'écoulement au travers de l'interface sont artificiellement comprimés ou étirés circonférentiellement, basé sur le rapport d'aire entre les deux surfaces en contact. La qualité de la solution dégénère rapidement lorsque le ratio d'aires entre les deux composantes de la turbomachine s'éloigne de l'unité.

L'interface instationnaire *TransientRotor/Stator* de CFX-TASCflow s'avère être

une extension de l'interface *FrozenRotor*. La différence majeure entre les deux repose sur le fait que l'interface *TransientRotor/Stator* est repositionnée à chaque pas de temps (déplacé de la quantité angulaire correspondante au pas de temps choisi). Le changement de pas est également calculé automatiquement pour des domaines ayant des rapports d'aires différents à l'interface. L'interface permet de prédire tous les types d'interactions présents lors du mouvement relatif entre les parties fixes et tournantes, y compris les pertes par mixage de l'écoulement. La méthode utilisée pour la résolution de l'écoulement est la même que celle présentée sommairement à la section 2.3.1.4, et nécessite donc que des sous-itérations soient effectuées à chaque pas de temps.

De plus, on doit tenir compte qu'une simulation instationnaire demande beaucoup de ressources informatiques. En effet, afin de bien capter les phénomènes instationnaires, la grille de calcul doit être suffisamment fine dans les régions d'intérêt afin de ne pas diffuser numériquement l'écoulement. Ceci veut dire que les capacités de traitement et de stockage de l'information doivent être importantes et estimées avant d'entreprendre le calcul. Il est aussi conseillé d'utiliser une solution relativement bien convergée de type *FrozenRotor* pour initialiser le calcul instationnaire. Ceci permet de réduire le temps de calcul, car l'écoulement ainsi obtenu contient déjà en partie les caractéristiques de l'écoulement instationnaire recherché.

Il est également important de choisir un pas de temps suffisamment petit pour la simulation afin de capter les instationnarités de l'écoulement. Comme on l'a mentionné, l'implantation du pas de temps de CFX-TASCflow est implicite et donc il n'y a pas de restriction au niveau du choix de ce dernier, autre que le niveau de résolution choisi pour la simulation. Il est conseillé d'utiliser un pas de temps petit comparativement à une simulation stationnaire, à savoir de l'ordre de $0.01/\omega$ à $0.05/\omega$. Il est recommandé d'activer le schéma temporel de deuxième ordre afin d'améliorer la qualité de la solution instationnaire. De multiples paramètres

de calculs plus spécifiques à ce type d'interface sont nécessaires et un exemple commenté de fichier de paramètres est inclus en annexe 1. La description du code de calcul étant maintenant effectuée, on peut passer à des applications concrètes de turbomachines avec ce dernier dans les chapitres qui suivent.

CHAPITRE 3

ÉTUDE NUMÉRIQUE DE L'ÉCOULEMENT INSTATIONNAIRE DANS UNE POMPE CENTRIFUGE AVEC DIFFUSEUR AUBÉ

Le chapitre précédent a fait état des différents modèles numériques pouvant traiter des écoulements stationnaires et instationnaires. Le présent chapitre vise à éprouver ces derniers lors d'une situation concrète. Comme on l'a déjà mentionné, un des buts de ce projet est de voir dans quelles mesures l'application d'un calcul instationnaire est souhaitable en comparaison avec un calcul stationnaire. On cherche également à vérifier numériquement l'influence des instationnarités sur les performances des turbomachines radiales et cela tire son fondement sur la capacité du code à fournir des résultats raisonnables. Dans cette optique, ce chapitre présente les calculs 2D de l'écoulement dans une pompe centrifuge avec diffuseur aubé en régime incompressible et sert à faire la comparaison avec des données expérimentales. On s'attaque principalement à un calcul bidimensionnel car on doit demeurer dans les limites informatiques de calcul et de stockage d'informations actuellement disponibles pour ce projet. Même avec cette modélisation relativement simplifiée, on pourra voir dans quelles mesures le code est apte à fournir des résultats qui sont près de la physique du problème. Avant de parler plus en détails des différentes modélisations numériques, on commencera par présenter le prototype de turbomachine sur lequel les mesures expérimentales servant à la comparaison ont été effectuées.

Afin de mieux étudier le comportement des écoulements instationnaires dans les turbomachines centrifuges, le professeur Ubaldi et son équipe de l'Université de Gènes ont instrumenté un modèle simplifié d'une pompe. Ce montage expérimental

a servi à vérifier l'influence aérodynamique instationnaire du diffuseur aubé sur l'écoulement relatif en sortie de roue, ce dernier n'étant sûrement pas axisymétrique dû à l'effet potentiel causé par la proximité des composantes. De plus, si on tient compte du processus relativement rapide de mixage des sillages et du fait que les entrefers des machines centrifuges sont presque toujours très faibles, alors les effets visqueux et potentiel sont presque comparables et ce type de turbomachine est idéal pour étudier les comportements instationnaires. De nombreux détails, résultats et analyses concernant le montage de l'Université de Gènes sont présentés dans divers articles (Ubaldi et al., 1996).

Outre la disponibilité de données expérimentales pour la validation, il est intéressant de traiter de la même pompe car des résultats numériques relativement récents, obtenus avec différentes modélisations, sont disponibles dans la littérature scientifiques pour fins de comparaisons. À ce titre, on peut citer les études 2D et 3D (stationnaires et instationnaires) de Bert (Bert, 1996) avec une méthode d'éléments finis, l'analyse bidimensionnelle instationnaire de Torbergsen (Torbergsen et White, 1997) avec une méthode de volumes finis comparable à celle qui sera utilisée dans la présente étude, ainsi que les travaux de Sato (Sato, 1999), qui visent l'étude tridimensionnelle instationnaire de la même pompe avec une méthode de volumes finis basée sur une approche de pseudo-compressibilité.

3.1 Modèle étudié et mesures expérimentales

Les données expérimentales et géométriques utilisées dans les sections qui suivent sont rendues disponibles par l'entremise d'un atelier ERCOFTAC du groupe d'intérêt Turbomachines. Le modèle simplifié de pompe centrifuge consiste en un coude d'entrée, suivi d'une roue centrifuge purement radiale et non-carrénée de 420 mm de diamètre. Le diffuseur radial aubé, monté sur un disque pouvant être tourné

selon les besoins de positionnement de l'instrumentation, possède un diamètre en sortie de 664 mm. Le boîtier fixe (carter) de la pompe est transparent de façon à permettre la visualisation de l'écoulement et de positionner rapidement les sondes. La géométrie de ce dispositif expérimental est présenté à la figure 3.1

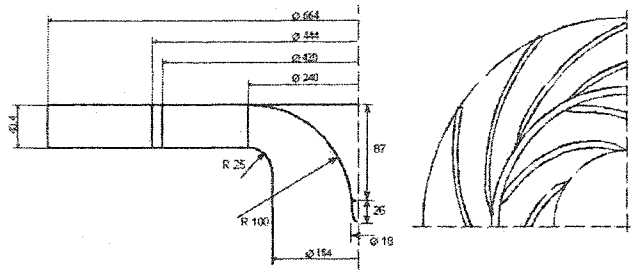

Figure 3.1 : Géométrie de la pompe centrifuge à l'étude

La roue centrifuge possède 7 aubes non-vrillées d'épaisseur constante et celles-ci sont fortement couchées vers l'arrière. Les bords d'attaque ont été biseautés. Il en va de même pour les bords de fuite, qui de plus sont coupés carrés. Pour cette étude expérimentale, le jeu entre l'aube et le boîtier fixe de la roue et du diffuseur est réduit à sa distance minimale, à savoir 0.4 mm, soit 1% de l'envergure des aubes. Le diffuseur comporte 12 aubes non-vrillées d'épaisseur constante. L'entrefer est ajusté à 6% du rayon R_2, soit environ 12 mm. Cet entrefer étant inférieur à 10% du rayon de sortie, on est en mesure de s'attendre à avoir un écoulement non-axisymétrique en sortie de roue.

Le modèle opère en circuit libre et l'air est amené par un long tuyau jusqu'au coude et est relâché à l'atmosphère à la sortie du diffuseur. La pompe fonctionne à une vitesse constante de 2000 tr/min au point d'opération nominal. L'air demeure à une température à peu près constante de 298K tout au long de son trajet dans la pompe. Considérant ceci et la faible vitesse de rotation de la pompe, l'écoulement est considéré comme incompressible et la densité demeure constante à environ 1.2 kg/m^3. Le reste des données géométriques et des conditions d'opération est donné

au tableau 3.1.

Tableau 3.1 : Données géométriques du montage et conditions d'opération

Roue			
Diamètre d'entrée	D_1	=	240 mm
Diamètre de sortie	D_2	=	420 mm
Envergure de l'aube	b	=	40 mm
Jeu entre l'aube et le carter	g	=	0.4 mm
Nombre d'aubes	z_i	=	7
Angle d'entrée de l'aube (avec la direction radiale)	β_1'	=	$-65°$
Angle de sortie de l'aube	β_2'	=	$-70°$
Diffuseur			
Diamètre d'entrée	D_3	=	444 mm
Diamètre de sortie	D_4	=	664 mm
Envergure de l'aube	b	=	40 mm
Nombre d'aubes	z_d	=	12
Angle d'entrée de l'aube	α_3'	=	$-74°$
Angle de sortie de l'aube	α_4'	=	$-68°$
Conditions d'opération			
Vitesse de rotation	n	=	2000 rpm
Vitesse d'entraînement en sortie de roue (à R_2)	U_2	=	43.98 m/s
Coefficient de débit $(4Q/(U_2\pi D_2^2))$	φ	=	0.048
Coefficient de pression totale $(2(P_{t_4} - P_{t_0})/(\rho U_2^2))$	ψ	=	0.65
Nombre de Reynolds (basé sur la corde de l'aube de la roue) $(U_2\ell/\nu)$	Re	=	$6.5\text{x}10^5$
Densité de l'air	ρ	=	1.2 kg/m^3
Température de référence à l'entrée	T	=	298° K

Des mesures instationnaires de vitesses et de pressions ont été effectuées dans la pompe. Les distributions instantanées des vitesses (radiales et tangentielles) sont obtenues avec des anémomètres à fil chaud sur un cylindre en sortie de roue (dans l'entrefer, à R/R_2=1.02), soit à 4 mm du bord de fuite de la roue et à 8 mm du bord d'attaque du diffuseur. Elles sont fournies pour 17 positions axiales, allant de z/b = 0.05 (près du moyeu) à $z/b = 0.95$ (près du carter). Elles sont présentées en fonction de la coordonnée circonférentielle y_i/G_i sur deux pas de rotor ($G_i = 2\pi R/z_i$),

et ce pour 4 positions relatives différentes (t/T_i=0.126, 0.226, 0.326 et 0.426, avec $T_i = 2\pi/\omega z_i$ étant la période de passage de la roue). Les pressions instantanées sont obtenues sur le carter à l'aide de transducteurs miniatures à réponse rapide. Elles sont fournies pour 10 positions radiales, allant de $R/R_2 = 0.533$ à $R/R_2 = 1.019$, en fonction de la coordonnée circonférentielle pour 2 pas de la roue et pour les quatre temps t/T_i = 0.0, 0.1, 0.2 et 0.3. Bien que les temps d'échantillonnages des vitesses et des pressions soient différents, la position de référence au temps t/T_i = 0.0 est la même dans les deux cas. À cet instant, le bord de fuite d'une aube de la roue est approximativement centré circonférentiellement dans un canal interaube du diffuseur. Les données instationnaires sont reconstituées en supposant la périodicité temporelle des grandeurs physiques. Les données moyennées circonférentiellement et les fluctuations instationnaires générées par le stator (telles que vues dans la section 1.5.2.1) sont également fournies pour 2 pas de roue (pour les vitesses résultantes et les pressions).

3.2 Études numériques bidimensionnelles de la pompe

Comme on l'a vu dans la section précédente, la roue et le diffuseur de la pompe à l'étude sont purement radiaux. Tel que démontré dans la section 1.5.3, il y aura prépondérance de la force de Coriolis dans les canaux interaubes de la roue. Ceci, couplé aux différences de vitesses entre les parois carter et moyeu dues à la présence du coude d'entrée et à la présence d'un tourbillon de jeu, mène nécessairement à des écoulements secondaires et à une structure tridimensionnelle de l'écoulement. Néanmoins, il existe plusieurs attraits à faire une modélisation numérique bidimensionnelle à cette étape. Premièrement, ceci permet évidemment de réduire les ressources nécessaires afin d'effectuer le calcul et le traitement de données. On doit demeurer dans des conditions réalistes de capacité de calcul. Une modélisation

tridimensionnelle serait certes réalisable, mais le nombre de noeuds nécessaires selon l'envergure pour bien capter les écoulements secondaires rendrait le temps de calcul excessivement long et la capacité de stockage actuelle serait près de ses limites. La modélisation bidimensionnelle sera d'abord intéressante car on pourra voir si, globalement, le code peut capter les effets prédominants de l'écoulement. Deuxièmement, connaissant les paramètres influençant les distributions de vitesses expérimentales (tridimensionnelles), on pourra ainsi juger de la qualité des résultats des calculs 2D et de la nécessité de faire une modélisation complète de la machine. On pourra aussi traiter plus facilement de l'aspect de modélisation du nombre de passages de roue/diffuseur et de l'influence de cet aspect sur les résultats moyennés en temps et la distribution de fréquences des phénomènes instationnaires dans la pompe. Mentionnons également le fait que d'autres études bidimensionnelles, stationnaires et instationnaires, ont déjà été effectuées avec un certain succès et ceci vient motiver la décision d'aller de l'avant avec cette approche.

Les études bidimensionnelles sont effectuées au plan moyen ($z/b = 0.5$). En effectuant ceci, on suppose alors que les écoulements secondaires tridimensionnels sont négligeables par rapport aux interactions d'aubages dans l'entrefer. Le coude en amont est remplacé par une entrée radiale de 200 mm de diamètre. Pour toutes les modélisations, le débit est supposé constant et correspond au point d'opération nominal. Ce dernier est alors réparti de façon uniforme sur la section d'entrée du domaine. On sait que l'hypothèse d'utiliser une vitesse débitante moyenne au plan médian sera probablement mise en défaut par la distribution non-uniforme des vitesses radiales selon l'envergure en sortie de roue due aux effets tridimensionnels, les principales causes étant mentionnées auparavant. Cependant, la représentation par débit moyen sera utilisée pour les modélisations car elle permet de respecter globalement les conditions d'opération de la turbomachine.

3.2.1 Fréquence réduite pour les études numériques

Si on se base sur la condition de vitesse débitante moyenne, on peut retrouver la fréquence réduite associée à l'écoulement dans la pompe. En effet, on trouvera alors que, selon les coordonnées radiales au rayon R_2 en sortie de roue :

$$\Omega = \omega R / C_R = \frac{43.98 \quad \mathrm{m/s}}{5.43 \quad \mathrm{m/s}} \approx 8.1$$

Avec cette fréquence réduite, on est en mesure de s'attendre à ce que l'influence de l'interaction potentielle sur l'écoulement dans les environs de l'entrefer ne puisse être négligée, et tenant compte du fait que ce dernier soit faible, on aura certainement un écoulement instationnaire.

3.2.2 Modélisations stationnaires avec interface de plan de mixage

On commencera par effectuer des calculs stationnaires en utilisant l'interface *Stage* de CFX-TASCflow. On retrouve plus de détails concernant cette interface à la section 2.4.1. En se rappelant des objectifs de ce projet, cette première approche permettra de voir les capacités d'une telle interface à représenter l'écoulement moyen en comparaison avec les données expérimentales. Effectivement, bien que la fréquence réduite soit supérieure à l'unité, cela ne conduit pas obligatoirement à écarter d'emblée toute modélisation avec une méthode stationnaire. Comme le mentionne Galpin (Galpin et al., 1995), même si les variations circonférentielles de l'écoulement ne sont pas négligeables, une modélisation *Stage* peut être effectuée si la moyenne temporelle des résultats instationnaires est raisonnablement bien représentée par des conditions d'interface moyen. Il en résulte donc qu'une certaine expérience pratique est recommandée lors de l'utilisation de ce type d'interface.

Plusieurs modélisations stationnaires ont été effectuées afin de trouver des paramètres satisfaisants pour les modélisations ultérieures. On a utilisé les modèles de turbulence k-ε et k-ω avec différentes combinaisons de loi de paroi. On a également fait varier les conditions de turbulence à l'entrée de la pompe, et on a observé les solutions obtenues en variant la valeur du paramètre stage_constant_ptotal. Quoi qu'il en soit, afin de pointer directement vers les développements les plus concrets, on ne rapportera ici que les paramètres intéressants de ces nombreuses études. Le modèle k-ω n'ayant pas fournit de différences marquées sur les résultats numériques, on a opté pour l'utilisation du modèle classique k-ε avec loi de paroi standard qui est fréquemment utilisé en mécanique des fluides numériques.

L'interface *Stage* étant principalement basée sur un principe de moyennage dans la direction circonférentielle, on ne modélise alors qu'un seul canal interaube de la roue et du diffuseur. Ceci permet d'obtenir des résultats dans un laps de temps relativement court.

La géométrie présentant un faible entrefer, et donc un fort couplage rotor-stator, le positionnement de l'interface *Stage* peut s'avérer une tâche délicate pour l'obtention de résultats concluants. Pour ce faire, trois positions d'interface dans l'entrefer ont été effectuées (a) $R = 214$ mm (au plan de mesures expérimentales), b) $R = 215{,}5$ mm et c) $R = 217$ mm). La convergence des calculs *Stage* est d'autant plus difficile que l'interface est près du bord de fuite des aubes du rotor. Les résultats numériques sont d'autant plus satisfaisants comparativement aux résultats expérimentaux lorsque l'interface est plus près du bord d'attaque des aubes du diffuseur. Il semble de plus que le positionnement de l'interface dans le cas de fort couplage influence grandement la convergence et la qualité des résultats. L'expérience suggère dans le cas présent de positionner l'interface plus près du stator, soit à $R = 217$ mm (donc à 7 mm de la roue et à 5 mm du diffuseur). De plus, bien que le profil en entrée du domaine numérique stator présente encore des variations cir-

conférentielles de la vitesse, on peut croire que l'on respecte un peu plus l'hypothèse de mixage circonférentiel de l'interface *Stage*, le profil de vitesse issu du rotor ayant été quelque peu "mixé" par le processus d'annulation des sillages. En sortie de diffuseur, on étend le domaine numérique afin de mieux se rapprocher de la condition d'écoulement libre à l'atmosphère. En résumé, on impose alors au domaine du rotor une entrée radiale à un rayon de 100 mm et on positionne l'interface *Stage* à 217 mm. L'entrée du domaine stator est à cette même position, et sa sortie est étendue à un rayon de 365 mm.

Le code utilisé résout les équations tridimensionnelles de Navier-Stokes, alors les domaines rotor et stator pour cette modélisation 2D comportent 3 noeuds selon l'envergure, avec des conditions de symétrie de l'écoulement sur les faces "carter" et "moyeu". Tout en essayant de respecter les conditions de y^+ associées à la modélisation de turbulence k-ε (pratique courante en industrie) avec loi de paroi standard, le maillage structuré multiblocs du rotor comporte 9234 noeuds (5822 éléments hexaèdriques) et le domaine stator comporte 6366 noeuds (4482 éléments hexaèdriques). Tel que mentionné dans le guide de pratiques industrielles ERCOFTAC (ERCOFTAC, 2000), il est important de vérifier la qualité du maillage près des parois solides pour un écoulement turbulent. Ceci se fait principalement par l'entremise du respect du critère y^+. Il faut que le premier point du maillage près de la paroi solide soit dans la zone logarithmique de la couche limite turbulente; ceci implique généralement que la valeur de y^+ soit entre 30 et 500. Cette hypothèse est généralement respectée pour le maillage généré. Cependant, il est important de mentionner que le nombre de Reynolds est relativement faible pour le problème étudié et donc qu'un modèle de turbulence de type "deux couches ou Low Reynolds" pour écoulements à plus faibles nombres de Reynolds aurait pu être utilisé. Toutefois, il n'est que rarement utilisé dans la pratique courante et on a opté pour le modèle classique k-ε. Ceci étant dit, le maillage de la modélisation

stationnaire est illustré à la figure 3.2.

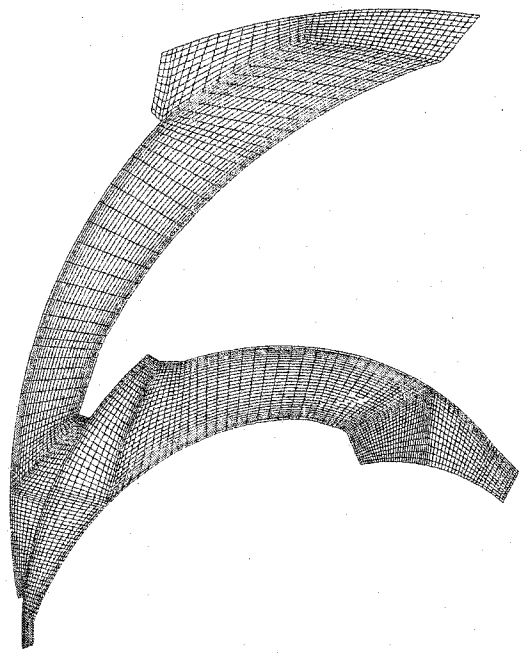

Figure 3.2 : Maillage utilisé dans les canaux interaubes rotor et stator lors du calcul stationnaire

Voici les conditions aux limites pour cette modélisation:

- En entrée de roue, on impose une vitesse radiale dans le domaine absolu pour respecter les conditions de débit (à $R = 100$ mm, $V_{rad} \approx 11.4$ m/s). On impose aussi les quantités pour le modèle de turbulence k-ε, à savoir une intensité de turbulence Tu = 5% et un ratio de viscosité μ_T/μ de 10 (selon les recommandations du guide des pratiques industrielles d'ERCOFTAC (ERCOFTAC, 2000)).

- En sortie de diffuseur, on impose pour débuter le calcul une sortie de type "outflow" avec une pression constante atmosphérique (nulle). Ce type de condition à la sortie ne permet pas au fluide de recirculer librement dans le

domaine. Par la suite, on vient remplacer celle-ci par une condition "opening" pour permettre les recirculations. On y associe encore une pression statique nulle et la direction de l'écoulement est alors déterminée implicitement lors du calcul.

- On utilise une loi de paroi standard pour faire le traitement entre la sous-couche visqueuse, la région logarithmique et la région pleinement turbulente.
- Tel qu'énoncé plus tôt, on modélise 1/7 de la roue et 1/12 du diffuseur, en imposant des conditions de périodicité sur les parois latérales de chacun des domaines. L'interface *Stage* assure le lien entre les domaines stator et rotor.

Le maillage employé est relativement grossier, et il est difficile de respecter complètement les hypothèses de validité de loi de paroi standard avec le modèle k-ε, car le nombre de Reynolds est plutôt faible pour cette machine. Dans ce sens, des tests sur la hauteur des premiers éléments ont été faits et on n'a pas remarqué de différences importantes sur les résultats, probablement dû au fait que l'on effectue un calcul bidimensionnel, et c'est pourquoi on a conservé le maillage présenté. De plus, et ce malgré de nombreux tests, il fut impossible de faire converger toutes les simulations avec un maillage plus raffiné dans la région de l'entrefer. On pourrait alors suggérer que le maillage grossier utilisé a pour effet d'ajouter à la diffusion numérique des sillages et ainsi stabiliser le traitement dans la région de l'interface numérique. Il se pourrait également que la divergence des calculs sur maillages plus raffinés soit attribuable au fait que le calcul soit difficilement réalisable pour un entrefer aussi faible avec la méthode de plan de mixage. Dans le cas présent, on pourra juger de la qualité de résolution de l'interface avec des mesures expérimentales. Dans le cas où de telles mesures ne seraient pas disponibles, il faudrait être prudent pour ne pas converger vers des résultats non-physiques.

On doit mentionner que la convergence pour le maillage utilisé a été obtenue pro-

gressivement en plusieurs étapes en ajustant le pseudo pas de temps. Tous les calculs ont d'abord été convergés avec le paramètre stage_constant_ptotal = true. Le paramètre de relaxation stage_pconstant_factor a aussi son importance dans la convergence, et il a été fixé à 0.95. Toutes autres valeurs de ce paramètre ont entraîné la divergence ou l'oscillation des calculs. Une discrétisation spatiale du deuxième ordre est employée pour tous les calculs. Le critère d'arrêt sur le résidu maximal des composantes cartésiennes de la vitesse est fixé à $1.0\text{x}10^{-04}$.

3.2.3 Modélisations instationnaires

Le calcul instationnaire est effectué avec la géométrie bidimensionnelle complète de la pompe centrifuge à l'aide de l'interface instationnaire de CFX-TASCflow, dont les fondements sont énoncés à la section 2.4.2. La modélisation de tous les canaux interaubes évite des problèmes de traitement numérique à l'interface dus au changement de pas entre les parties fixes et tournantes. L'interface instationnaire est positionnée au même rayon que celui du modèle stationnaire. On utilise essentiellement les mêmes conditions aux limites que pour le calcul stationnaire, à l'exception de la loi de paroi standard qui a été modifiée pour mettre à l'essai une nouvelle loi de paroi fixe.

Pour cette étude instationnaire, on a utilisé deux maillages. Le premier est le même que pour les études stationnaires (64638 noeuds (40754 éléments hexaèdriques) pour le domaine rotor et 76392 noeuds (53784 éléments) pour le domaine stator, pour un total de 141030 noeuds (94538 éléments)). Pour effectuer une brève étude de concentration de maillage, on a aussi raffiné ce dernier dans les régions de l'interface, tentant du même coup de mieux prédire les effets potentiels et de sillages. Celui-ci est composé de 104853 noeuds (66948 éléments hexaèdriques) pour le rotor et de 201384 noeuds (129600 éléments) pour le stator, pour un total de 306237

noeuds (196548 éléments). Une portion de ce maillage est illustrée à la figure 3.3. Rappelons qu'on a mis l'accent sur la qualité du maillage et sa densité dans la région de l'interface afin de ne pas trop diffuser artificiellement l'évolution des sillages, le code utilisé pour l'étude étant de surcroît reconnu comme étant diffusif dans son traitement numérique. Afin d'accélérer le calcul, les résultats d'un calcul

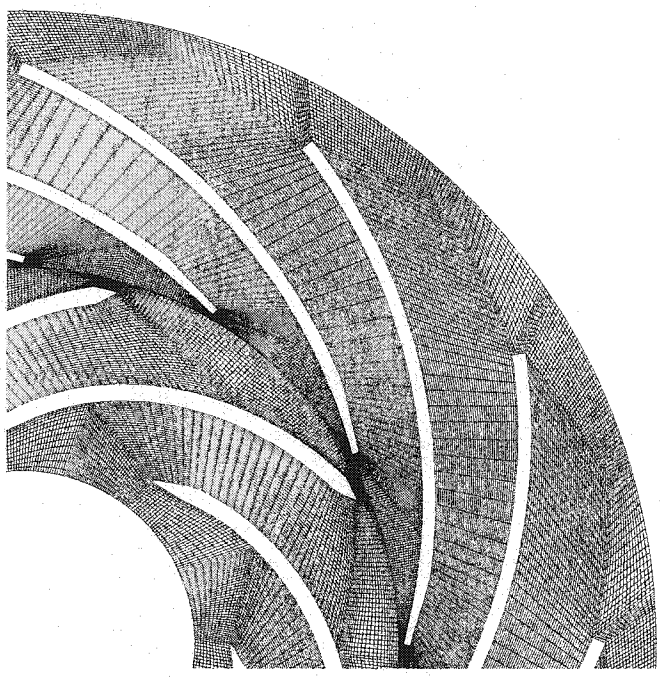

Figure 3.3 : Portion du maillage utilisé lors du calcul instationnaire

de type *Frozen Rotor* sont choisis pour initialiser les champs de vitesses et de pression. On utilise des schémas spatiaux et temporels de deuxième ordre pour les calculs instationnaires, bien que des tests aient été effectués préalablement sur le maillage grossier avec un schéma temporel de premier ordre. La convergence vers un état périodique est atteinte après deux tours de roue, soit 720 itérations, ce qui correspond à un pas de temps de 8.33×10^{-5} seconde (soit un degré) par itération.

3.2.4 Comparaisons des champs de vitesses

Dans un premier temps, on comparera les profils de vitesses expérimentaux moyennés en temps du professeur Ubaldi avec les résultats numériques stationnaires et instationnaires moyennés temporellement. La figure 3.4 présente les vitesses relatives adimensionnelles (expérimentales et numériques), ainsi que ses fluctuations induites par le diffuseur au plan de prise de mesure. Tous ces résultats sont adimensionnés avec la vitesse d'entraînement en sortie de roue et sont représentés sur deux pas de roue adimensionnels.

En plus des résultats instationnaires moyennés temporellement, on y présente les résultats de deux études stationnaires distinctes, une effectuée sans contrainte particulière à l'interface (stage_constant_ptotal = false) et l'autre avec une contrainte additionnelle de pression totale relative constante circonférentiellement en aval de l'interface rotor (stage_constant_ptotal = true). Selon les propos de Kaechele (Kaechele et al., 2000), la pression totale dans une pompe centrifuge n'est pas nécessairement constante circonférentiellement, mais dans le cas présent pour une pompe présentant un fort couplage entre les composantes, il semble que cette contrainte additionnelle aide à la convergence des calculs (ceci est en accord avec ce qu'on retrouve dans la documentation technique du fournisseur). Les trois modélisations présentées mènent à des résultats assez semblables à première vue au plan de mesures en sortie de roue. Tout d'abord, on remarque que les calculs instationnaires moyennés et stationnaires prédisent bien la vitesse dans la ligne centrale du sillage ($W/U_2 = 0.43$). Dans tous les cas, le maximum de vitesse, qui est situé aux alentours de l'intersection de l'intrados et du plan biseauté du bord de fuite, est bien positionné, mais on remarque des différences au niveau des amplitudes. En effet, les modèles stationnaire à pression totale constante et instationnaire moyenné mènent à des amplitudes semblables (environ $W/U_2 = 0.72$, soit un écart de 11%

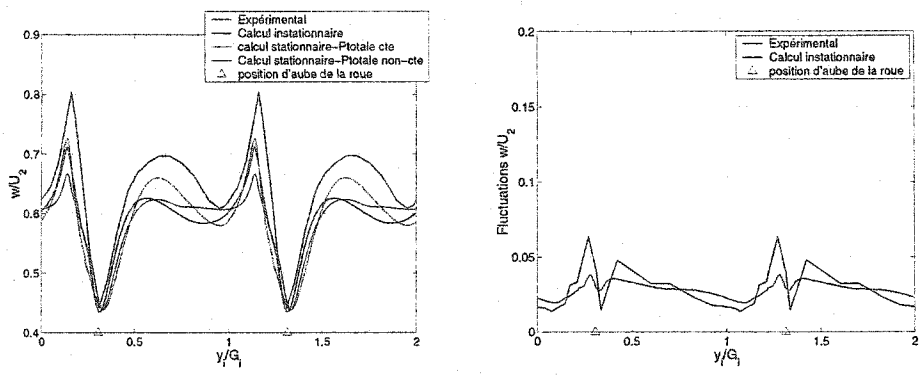

Figure 3.4 : Comparaisons des profils de vitesses relatives moyennées en temps et des fluctuations en sortie de roue - mi-envergure (expérimental - calculs stationnaires et instationnaires)

de la valeur expérimentale). Le modèle stationnaire à pression totale non-constante fournit une valeur encore moindre ($W/U_2 = 0.66$, soit un écart de 17%). Au niveau de l'écoulement dans le canal interaube, tous les modèles mènent à une prédiction globalement correcte de l'allure de l'écoulement. En effet, on capte un maximum local qui se situe aux alentours de $y_i/G_i = 0.7$. Toutefois, les amplitudes de ce dernier sont sous-évaluées par rapport à l'expérience, la meilleure prédiction étant attribuée cette fois au modèle stationnaire à pression totale constante. Quant à lui, le minimum local aux environs de $y_i/G_i = 1.0$ est bien capté par les modèles instationnaire moyenné et stationnaire avec stage_constant_ptotal = true. Quoi qu'il en soit, les amplitudes des vitesses relatives calculées seront presque toujours inférieures à celles expérimentales à cause de la répartition réelle non-uniforme de la vitesse radiale débitante selon l'axe z. Néanmoins, il demeure surprenant que l'on obtienne des résultats qui sont globalement meilleurs aux niveaux amplitudes et positions des vitesses relatives avec un modèle stationnaire (stage_constant_ptotal = true) qu'avec un modèle instationnaire moyenné en temps, ce dernier étant effectué de surcroît sur un maillage plus raffiné. Il semble que dans ce cas la modélisation

stationnaire soit bien représentative de l'écoulement moyen en temps, même si ce dernier est instationnaire. On propose que les écarts entre ce modèle et le modèle instationnaire moyenné soit attribuables au traitement numérique additionnel imposé par la contrainte de pression totale constante. Pour récapituler, les modèles stationnaire avec pression totale constante et instationnaire moyenné en temps mènent à des répartitions de vitesses moyennes intéressantes en comparaison avec les mesures expérimentales. Le modèle stationnaire sans pression totale non-constante mène à des résultats un peu moins intéressants pour cette étude, mais il ne faut pas en rejeter d'amblée les capacités.

La figure 3.4 présente aussi les fluctuations de la vitesse, qui sont une mesure de l'instationnarité générée par le stator sur l'écoulement en sortie de rotor. Le niveau moyen des fluctuations obtenues par le biais du moyennage des vitesses instantanées (résultats avec interface instationnaire) est à toutes fins pratiques identique à celui des fluctuations mesurées. Le calcul positionne également très bien les variations dans la région du bord de fuite des aubes du rotor, avec un minimum dans la ligne centrale des sillages et un maximum du côté pression des aubes. Cependant, on remarque que l'amplitude des fluctuations est sous-estimée par le calcul. La diminution progressive de la fluctuation du côté en dépression vers le côté en pression est captée par le calcul. Les fluctuations sont à des valeurs minimales dans le centre du sillage et près de $y_i/G_i = 1.0$, où on a précédemment observé un minimum local de vitesse. Ceci veut donc dire que l'écoulement à ces endroits n'est que peu affecté par les effets du stator. Le maximum des fluctuations est associé au maximum de vitesse près du bord de fuite côté intrados; c'est le point où l'écoulement subira le plus d'influence du stator en aval à ce point. On observe que ni le raffinement du maillage ni le changement d'ordre du schéma de discrétisation temporelle n'ont amélioré la prédiction des amplitudes des fluctuations de vitesses en sortie de roue. On peut donc penser qu'une modélisation complète tridimensionnelle avec

plusieurs éléments selon la direction axiale pour bien capter les écoulements secondaires transverses serait à envisager pour aller chercher une amplitude correcte des fluctuations. On doit se rappeler que le traitement effectué à l'interface peut aussi ajouter à la diminution des amplitudes des gradients. Quoi qu'il en soit, les résultats obtenus sont comparables et intéressants, ce qui donne une bonne indication sur les capacités du code.

Avant de conclure sur les résultats moyennés temporellement, on peut faire une discussion additionnelle sur les interfaces stationnaires utilisées pour cette étude. Sans entrer dans de multiples détails, on peut évaluer les capacités numériques de ces dernières en observant si les comportements auxquels on pourrait s'attendre se produisent bien. Pour le modèle avec stage_constant_ptotal = false, on retrouve bien le fait que la vitesse résultante en entrée de stator (domaine aval) est pratiquement constante et que la pression totale relative subit des variations circonférentielle. Pour ce qui est du modèle stage_constant_ptotal = true, la vitesse résultante en entrée de stator subit des variations circonférentielles, mais que les angles d'écoulements associés sont maintenus pratiquement constants. La pression totale relative est elle aussi presque constante circonférentiellement. De plus, à titre indicatif, les deux modèles prédisent une diminution de l'énergie mécanique aux travers de l'interface, ce qui est physiquement réaliste, cette baisse étant attribuable aux pertes par mixage des sillages issus des aubes de roue dans la région de l'entrefer.

Pour conclure sur ce point, il semblerait donc qu'une modélisation stationnaire puisse être représentative de l'écoulement instationnaire moyen, même s'il existe un fort couplage entre les parties fixes et tournantes. En effet, il semble se dégager de cette étude que l'on puisse obtenir des résultats comparables avec des modèles stationnaires et instationnaires moyennés. Si on est intéressé par l'écoulement moyen d'une turbomachine avec écoulement instationnaire, comme ce serait le cas lors

d'un calcul de performances, il semble donc souhaitable de commencer les analyses par un calcul stationnaire. Ce dernier peut s'avérer moins lourd et moins coûteux qu'un calcul instationnaire proprement dit, mais on ne peut capter les fluctuations des quantités en jeu. Il faut aussi rappeler que la convergence avec de tels modèles stationnaires pour cette étude a été très longue à obtenir et qu'elle fût conditionnelle à de nombreux ajustements de paramètres numériques. Plusieurs autres tests additionnels sur un maillage plus raffiné seraient nécessaires pour statuer de façon plus formelle sur les performances de l'interface. Néanmoins, les résultats fournis avec l'interface stationnaire sont satisfaisants dans le cadre des études effectuées.

La figure 3.5 présente les composantes radiales instantanées de la vitesse relative (expérimentales et numériques) pour quatre temps successifs (t/T_i=0.126, 0.226, 0.326 et 0.426). La position fixe du bord de fuite du rotor est indiquée par un triangle, alors que le stator, représenté par des carrés, est en mouvement relatif vers la droite. La courbe en rouge indique la moyenne temporelle de la composante de vitesse. Globalement, les amplitudes moyennes calculées des vitesses radiales pour cette modélisation bidimensionnelle sont légèrement inférieures à celles expérimentales à cause de la répartition non-uniforme du débit dans la direction axiale de l'écoulement réel (comparativement à l'hypothèse de débit au plan moyen). Les interactions potentielles, tout comme celles de sillages, se démarquent par la présence de déficits dans les profils de vitesses radiales. Comme on peut l'observer, les amplitudes des déficits de vitesses correspondants aux interactions potentielles dues à la présence du diffuseur aval (comme par exemple, les déficits près des aubes en positions $y_i/G_i = 0.6$ et 1.75, pour $t/T_i = 0.126$) sont bien prédits. La vitesse y passe donc sous la moyenne temporelle, et de part et d'autre du déficit, les vitesses radiales sont supérieures à cette moyenne. On pourra observer cet effet plus précisément avec un tracé des vitesses secondaires. Toutefois, le calcul positionne les pics des déficits de vitesse du côté pression des aubes du diffuseur, alors

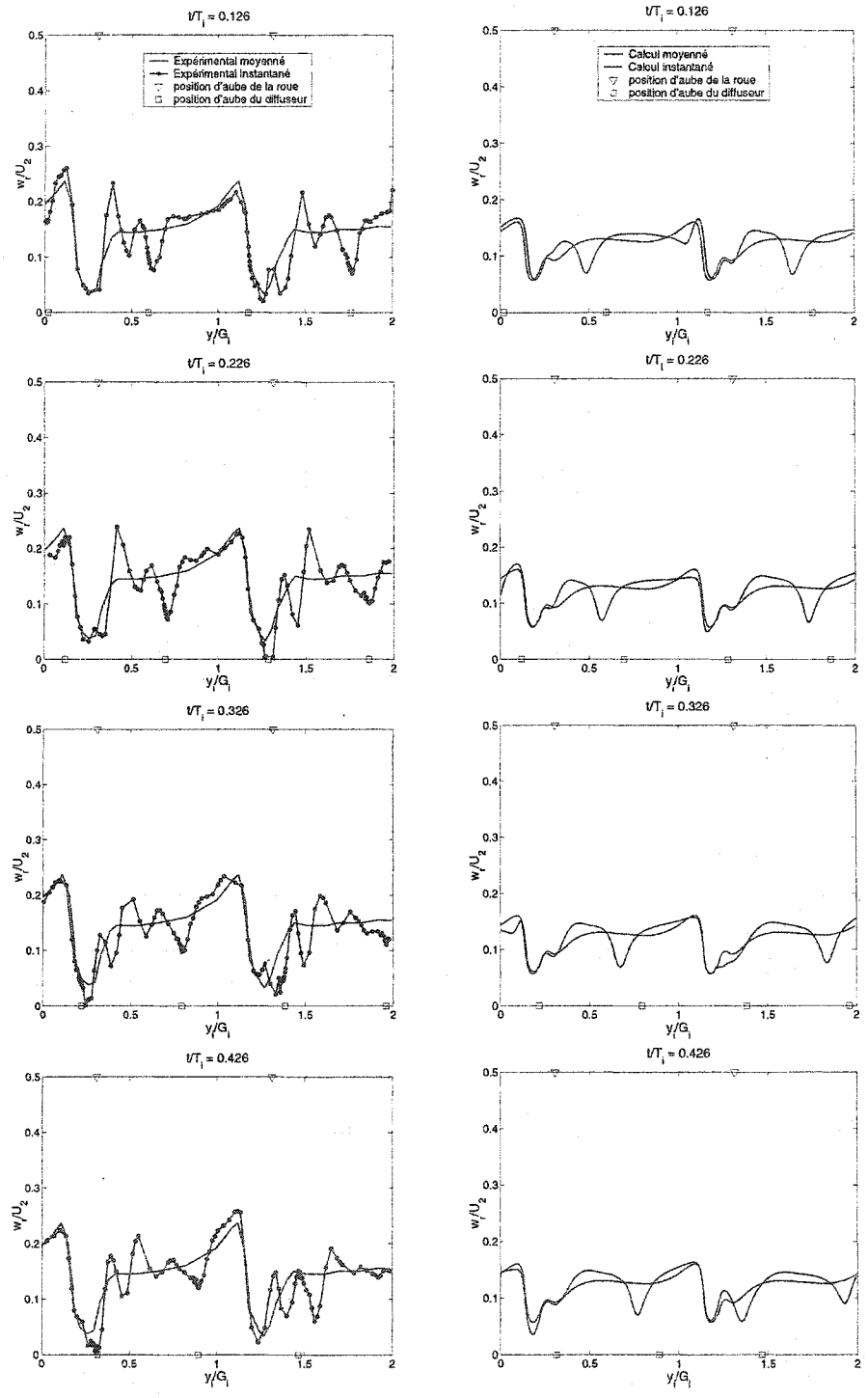

Figure 3.5 : Comparaisons des profils de vitesses relatives radiales pour quatre positions (sortie de roue - mi-envergure)

qu'expérimentalement elles sont pratiquement alignées avec ces dernières. Pour leur part, les amplitudes des déficits associés aux sillages des aubes de la roue sont moins bien prédits, mais leurs positions par rapport aux aubes de la roue semblent correctes. En effet, le sillage calculé se situe sur la figure à gauche des aubes de la roue (côté pression de celles-ci), là où un minimum de l'angle relatif de l'écoulement est observé, comme il est mentionné dans l'analyse expérimentale de Ubaldi. Cet angle relatif calculé se situe aux alentours de β_{rel}=85° dans le sillage. On peut associer l'écart du déficit de vitesse calculé dans le sillage à la différence de pression entre l'intrados et l'extrados de l'aubage de roue. En effet, comme on le verra plus loin, le calcul prédit un différentiel de pression moins important entre les deux faces de l'aube que les résultats expérimentaux. Comme on l'a mentionné au chapitre 1, on devrait ainsi retrouver un déficit de vitesse moins important dans le sillage, là où cette différence de pression s'équilibre après le bord de fuite. De plus, comme cette étude est bidimensionnelle, le calcul d'un déficit de vitesse moins important dans le sillage tend à réduire l'amplitude des maximums de vitesse locaux à cause de la conservation du débit, ce qui peut expliquer les écarts entre le calcul et les résultats expérimentaux.

On peut noter aussi sur les profils expérimentaux une série de pics et vallées qui suivent l'interaction potentielle, qui se propagent dans la direction circonférentielle à une vitesse d'environ -0.6 U_2 et qui réduisent en amplitudes avec le temps. Ces pics ne sont pas captés par la présente simulation bidimensionnelle. Les études numériques de Bert (Bert, 1996) ne captaient pas non plus ce phénomène. Toutefois, l'étude tridimensionnelle de Sato (Sato, 1999) effectuée avec un code Navier-Stokes avec méthode de pseudo-compressibilité permet de capter cet effet. Il est principalement associé à la déviation (glissement) vers la roue de l'écoulement près de la face en dépression de l'aube du diffuseur (donc à la variation de l'angle d'écoulement suite au découpage du sillage par le bord d'attaque). Le présent calcul ne capte pas une telle réorientation de l'écoulement, mais il faudrait conduire une étude tridimensionnelle plus approfondie afin de statuer sur la capacité du code à capter un phénomène aussi fin. Quoi qu'il en soit, l'analyse des vitesses radiales instantanées de cette étude bidimensionnelle est satisfaisante pour les besoins du projet à cette étape, si on tient compte des hypothèses de modélisation.

Pour sa part, la figure 3.6 illustre les profils des composantes tangentielles de la vitesse relative instantanée. On a vu précédemment que les amplitudes des vitesses débitantes étaient affectées par les conditions de modélisation bidimensionnelle et de compensation de débit. Les vitesses tangentielles ne sont pas affectées par de tels comportements et on peut ainsi remarquer que les vitesses instantanées calculées sont généralement en bon accord avec l'expérimentation. On trouve en moyenne que le minimum de -0.7 U_2, où on a retrouvé précédemment un maximum de vitesse relative, est proche de -0.8 U_2. Le maximum près d'une valeur moyenne de -0.42 U_2 est positionné dans le centre du sillage et correspond bien aux résultat expérimentaux. On retrouve les mêmes comportements moyens dans le canal interaube que pour la vitesse relative, à l'exception d'une inversion au niveau des maximums et des pics de déficits de vitesses. Les perturbations induites

par le diffuseur sur l'écoulement en sortie de roue sont identifiables sur les variations instantanées de vitesses tangentielles aux abords des aubes du diffuseur. Si on prend exemple sur la deuxième aube de diffuseur, l'interaction potentielle se dénote encore par un minimum local sur les courbes de vitesses tangentielles. On remarque dans le temps l'apparition d'un pic de vitesse sur son côté en dépression, phénomène présent mais moins facile à identifier sur les courbes expérimentales. Du côté en pression de l'aube du diffuseur, le maximum local tend à diminuer en amplitude avec le temps, ce qui est aussi identifiable sur les profils expérimentaux. On s'intéresse aussi à l'effet du bord d'attaque du diffuseur sur le sillage des aubes de roue, ce qui est plus facile à traiter sur les profils de vitesses tangentielles. Si on observe le sillage près de $y_i/G_i = 0.4$ à t/T_i=0.426, la vitesse tangentielle passe sous la moyenne, alors que le second sillage est supérieur à cette dernière. Bien que la fluctuation de vitesse soit plus faible à ces endroits (c'est ce qu'on observe en regardant l'évolution temporelle des profils de vitesse), ceci indique que la perturbation n'est pas limitée dans sa propagation vers les autres canaux interaubes par la présence des sillages. Si c'était le cas, on pourrait s'attendre à ce que les valeurs du sillage demeurent pratiquement sur la moyenne et soient tous deux de valeurs semblables. Les valeurs plus élevées des fluctuations calculées peuvent être attribuables à la superposition de forts gradients circonférentiels dans les profils de vitesses tangentielles et de la variation de ces dernières par rapport à la moyenne. En conclusion, on observe généralement un bon accord au niveau des vitesses tangentielles calculées et le fait de capter la plupart des particularités de l'écoulement vient appuyer la capacité du code à fournir des résultats raisonnables.

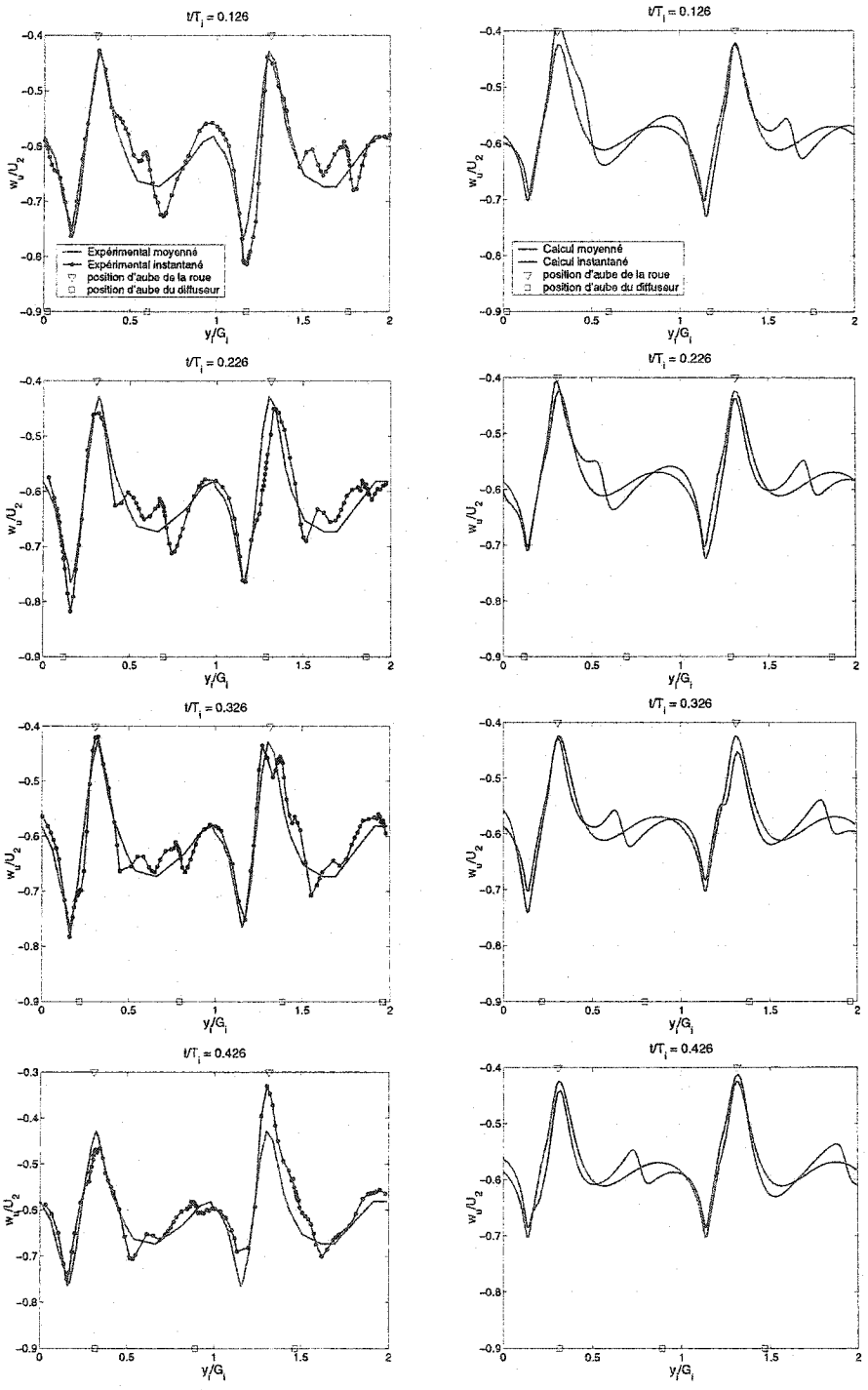

Figure 3.6 : Comparaisons des profils de vitesses relatives tangentielles pour quatre positions (sortie de roue - mi-envergure)

La figure 3.7 présente les isocontours de vitesses relatives dans la roue moyennés à partir des solutions instationnaires calculées.

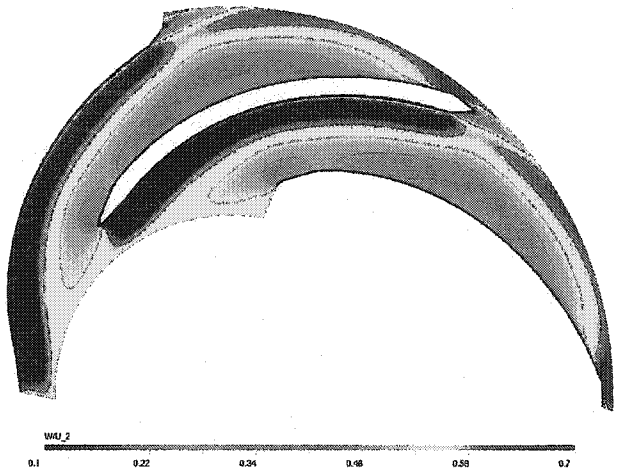

Figure 3.7 : Vitesses relatives dans la roue moyennées à partir du calcul instationnaire

On remarque que l'écoulement sur la face en dépression possède un maximum local près du bord d'attaque et ne subit qu'une faible décélération jusqu'au bord de fuite, résultante du gradient de pression adverse. Par la suite, si on suit une ligne de courant, on remarque une décélération plus marquée, puis une nouvelle accélération en sortie de domaine. Sur la face en pression, on remarque que l'écoulement ne subit qu'une légère décélération sur presque tout l'aubage. L'écoulement est accéléré près du bord de fuite, où il atteint le maximum local identifié précédemment près de la singularité géométrique créée par l'intersection de l'intrados et du bord de fuite biseauté.

La figure 3.8 présente les isovaleurs de la fluctuation de la vitesse relative autour de la moyenne illustrée auparavant. On voit que la fluctuation est pratiquement nulle sur une bonne portion du domaine. L'effet du diffuseur en aval se fait ressentir principalement dans l'entrefer, pour des valeurs supérieures à $R = 210$ mm. On

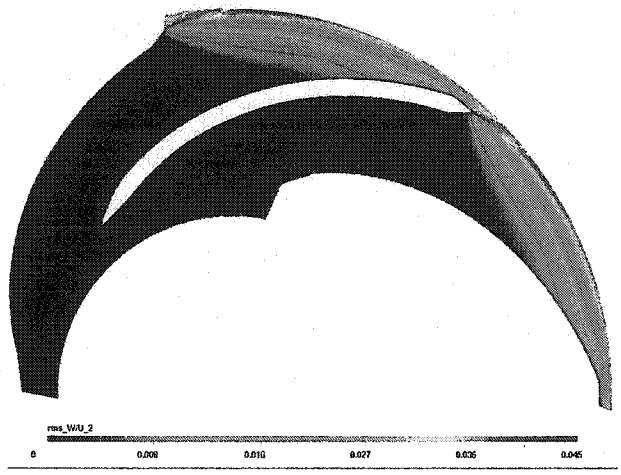

Figure 3.8 : Fluctuations de la vitesse relative dans la roue basées sur le calcul instationnaire

dénote que pour un problème aussi couplé avec un faible entrefer que l'étendue de l'interaction vers l'amont demeure relativement faible. Des gradients de fluctuations de vitesses sont présents sur les derniers 25% de la corde du côté en pression, la face en dépression n'étant pratiquement pas affectée. On confirme avec la présente figure l'observation que le centre du sillage est moins affecté par la présence du diffuseur. On y dénote aussi que la fluctuation subit des variations circonférentielles.

Afin de mieux visualiser les fluctuations décrites, on trace les champs de vitesses secondaires. Ces dernières se donnent par la différence entre la vitesse instantanée et la vitesse moyenne. On les présente pour quatre instants à la figure 3.9 avec les positions du bord d'attaque des aubes du diffuseur.

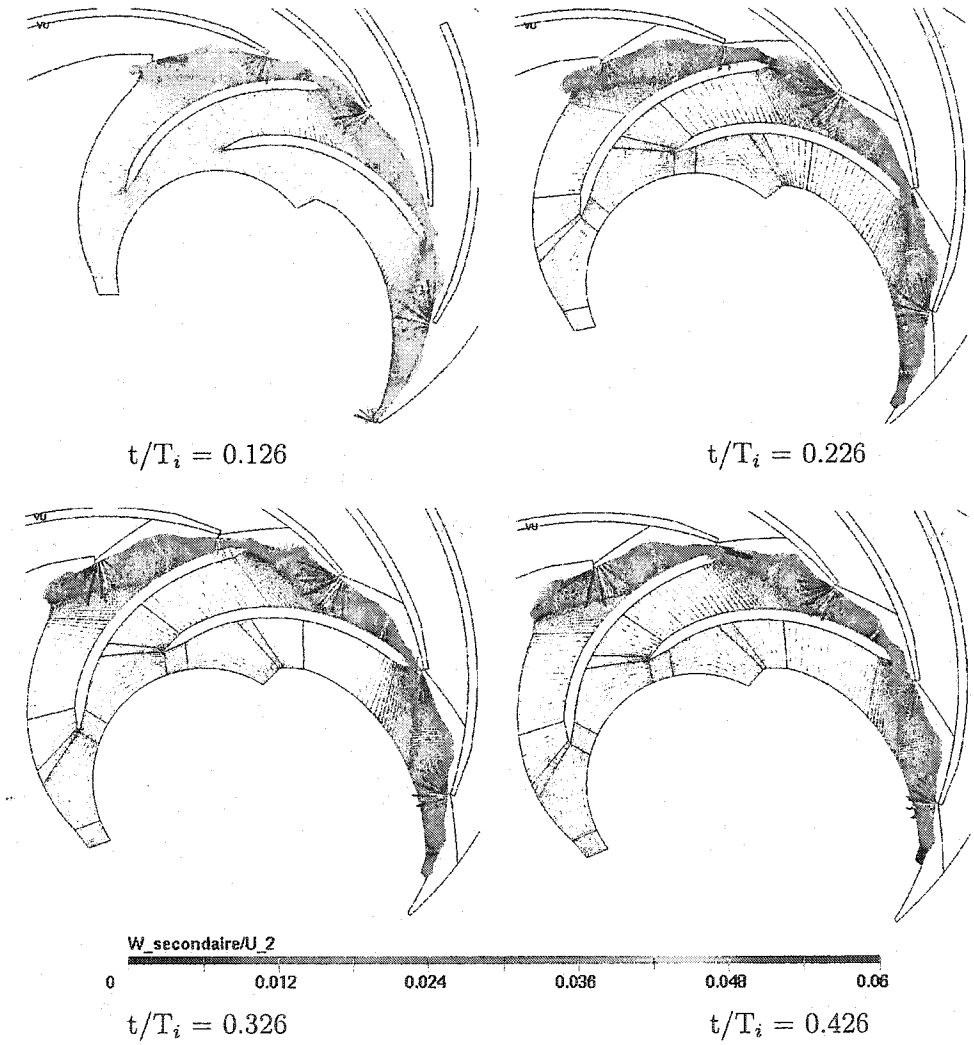

Figure 3.9 : Vitesses relatives secondaires calculées dans la roue pour quatre instants différents

On remarque en observant les vitesses relatives secondaires que les bords d'attaque des aubes du diffuseur agissent comme des points sources qui font passer localement les vitesses instantanées en dessous de la moyenne temporelle. Cet effet potentiel localisé donne à l'écoulement secondaire une forte composante radiale négative. De part et d'autre du bord d'attaque, on observe des vitesses secondaires radiales positives. Ce phénomène potentiel est clairement identifiable sur les courbes de vitesses débitantes de la figure 3.5; de chaque côté du pic local de déficit de vitesse, les amplitudes passent au-dessus de la moyenne temporelle. On voit aussi avec les vitesses secondaires les mêmes zones d'influence décrites dans les paragraphes précédents.

La figure 3.10 présente pour sa part les isovaleurs de vitesses absolues moyennées en temps dans un canal de diffuseur.

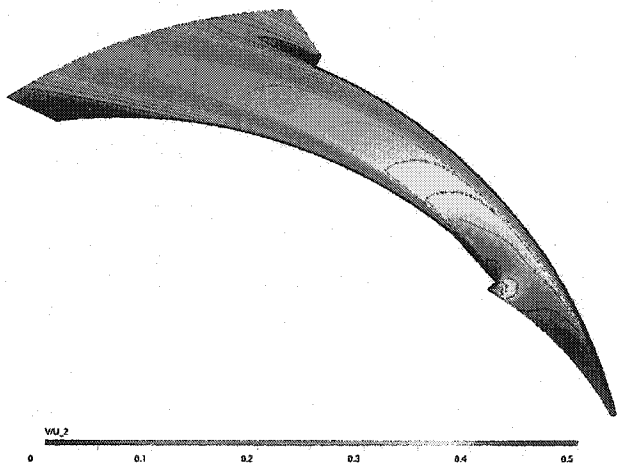

Figure 3.10 : Vitesses absolues dans le diffuseur moyennées à partir du calcul instationnaire

On remarque l'effet de stagnation dû à la surface biseautée du bord d'attaque, ainsi que l'importance des couches limites sur les aubages. L'incidence légèrement négative près du bord d'attaque se dénote par des vitesses d'écoulement en entrée de diffuseur plus importantes du côté en dépression que du côté en pression, avec

une accélération de l'écoulement interne à l'intersection de la face en pression et du plan biseauté. L'ordre de grandeur de ces vitesses absolues correspond bien avec les résultats présentés par Ubaldi en entrée de diffuseur (Ubaldi et al., 1996).

Les fluctuations associées aux vitesses absolues sont présentées à la figure 3.11.

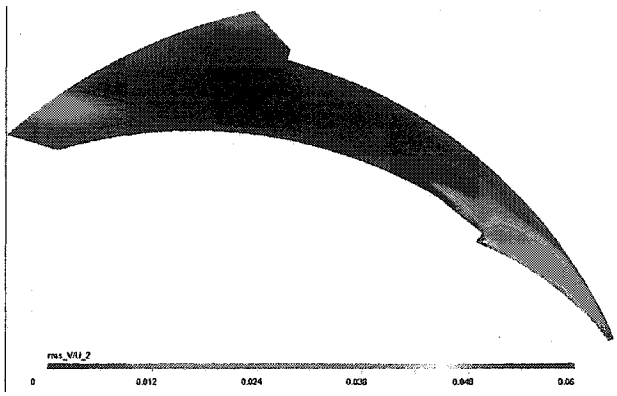

Figure 3.11 : Fluctuations de la vitesse absolue dans le diffuseur basées sur le calcul instationnaire

On remarque qu'elles se concentrent essentiellement dans la région d'entrée du diffuseur et dans l'entrefer. En fait, elles sont associées principalement à l'influence des sillages issus du rotor et se concentrent dans la région de mixage de ces derniers. Le mélange du sillage, et donc l'atténuation de l'instationnarité de l'écoulement, se manifeste rapidement lorsque le sillage a été découpé par le bord d'attaque du diffuseur et qu'il est isolé dans le canal interaube.

La figure 3.12 présente les vitesses secondaires absolues dans le diffuseur pour quatre instants différents. La zone d'influence des vitesses secondaires correspond bien à la zone d'instationnarité présentée plus tôt. Les sillages issus de la roue se présentent sur cette figure par la présence de deux tourbillons contrarotatifs. En observant l'évolution de ces tourbillons, on note que le sillage est convecté vers la face en pression du diffuseur par ces derniers, ce qui correspond bien au comportement observé suite à l'expérience de Ubaldi menée dans le même diffuseur (Ubaldi et al., 1998). Le sillage qui voyage dans l'entrefer est très incliné. Après être découpé par le bord d'attaque du diffuseur, il est convecté par l'écoulement moyen et se redresse progressivement pour devenir presque orthogonal aux parois avant de disparaître.

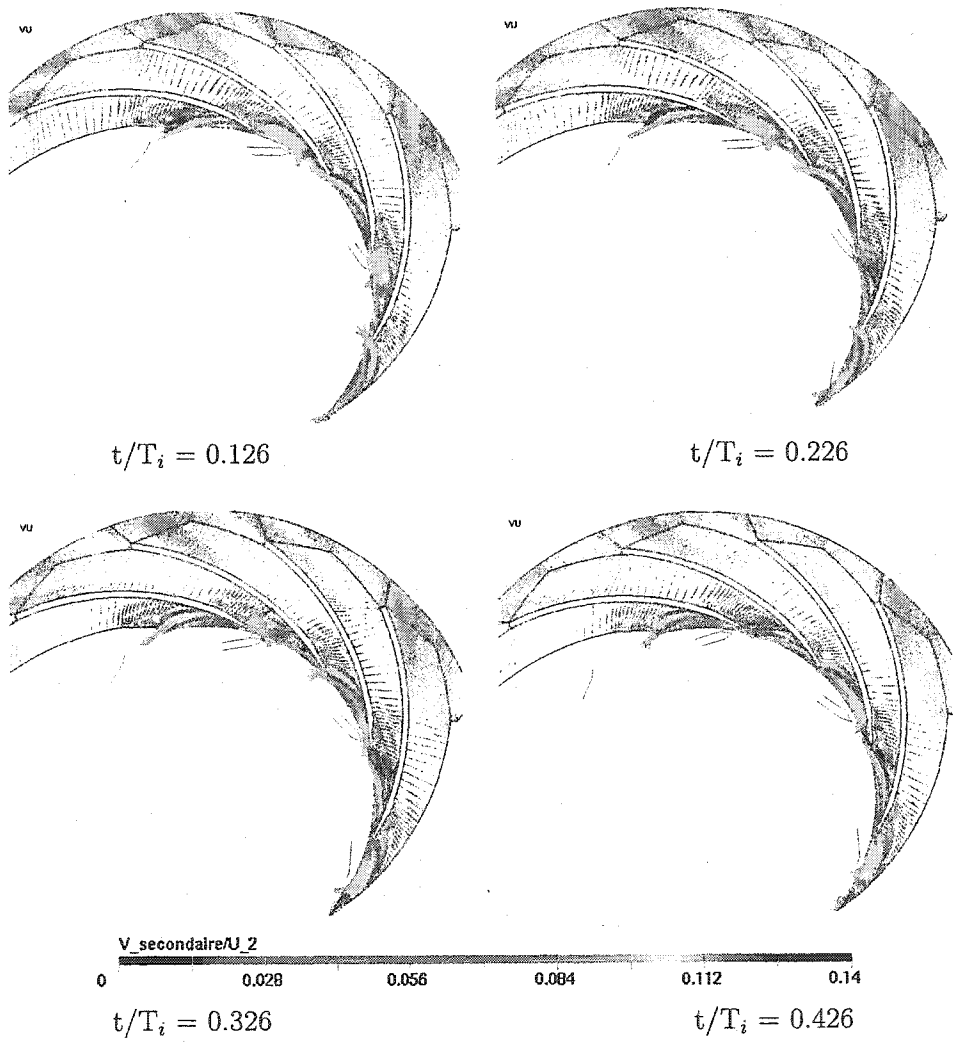

Figure 3.12 : Vitesses absolues secondaires calculées dans le diffuseur pour quatre instants différents

L'évolution du transport du sillage peut être effectuée en regardant les isovaleurs de l'énergie cinétique de turbulence, qui est plus élevée dans les sillages que dans l'écoulement moyen, à un instant donné. À la figure 3.13, on observe que le sillage,

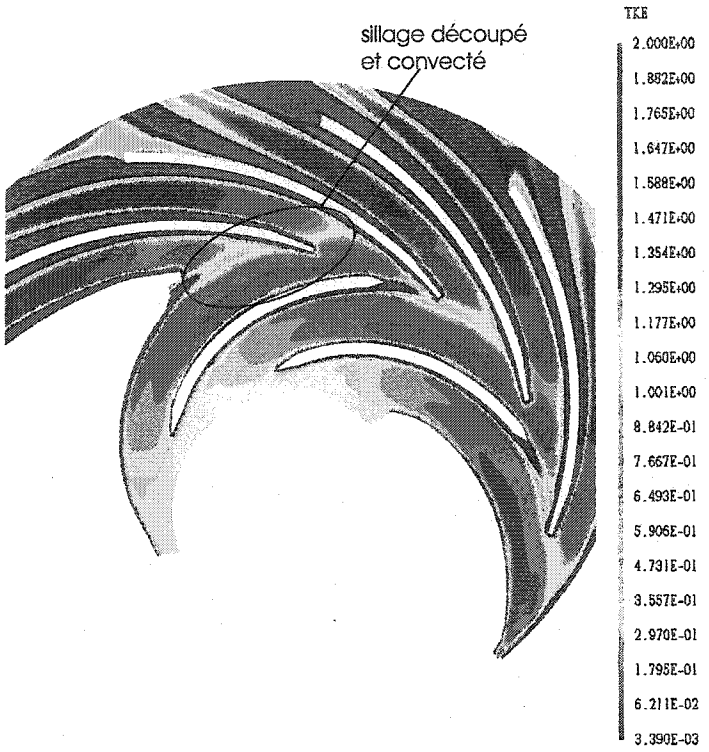

Figure 3.13 : Isocontours de k - $t/T_i = 0.126$

et donc l'instationnarité associée par son évolution, disparaissent assez tôt dans le canal interaube et n'existent pratiquement plus pour des valeurs supérieures à $R/R_2 = 1.2$, comme le suggère le processus de mixage du sillage dans les pompes centrifuges. Les fluctuations associées aux sillages sont présentes dans la région du bord d'attaque des aubes du diffuseur. Des variations d'angle d'incidence seront notables dans cette zone et on peut penser d'emblée aux conséquences sur la structure des aubes dues aux contraintes dynamiques et aux vibrations des interactions fluide-structure.

3.2.5 Comparaisons des champs de pression

Pour faire suite à l'analyse des champs de vitesses, on peut s'intéresser maintenant au comportement des pressions instationnaires. En effet, l'équipe du professeur Ubaldi avait procédé dans son étude au prélèvement des pressions sur la paroi carter de la pompe centrifuge. Ceci peut a priori poser quelques difficultés puisque notre modèle est basé sur une étude au plan moyen. De plus, l'écoulement près de la paroi carter est sensiblement influencé par les effets du jeu de 0.4 mm. Quoi qu'il en soit, la comparaison demeure intéressante pour fins de vérifications et d'évaluation des fluctuations sur le chargement dynamique appliqué à la structure.

La figure 3.14 représente les coefficients de pression statique expérimentaux et numériques aux instants $t/T_i = 0.0$, 0.1, 0.2 et 0.3 pour le même rayon que celui des analyses de vitesses. On retrouve que le niveau moyen des coefficients de pression est environ 10% plus élevé que celui trouvé expérimentalement. De plus, les pics de déficits de pression sont sous-évalués (0.55, comparativement à 0.3). Autre fait intéressant à noter, le calcul positionne ces extrémums sur les côtés en pression des aubes du rotor, alors qu'expérimentalement ils se situent sur le côté dépression des aubages. En fait, le calcul positionne le minimum de pression à la singularité géométrique près du bord de fuite, côté pression, où on avait vu précédemment un maximum de vitesse relative. On peut supposer que les différences au niveau des amplitudes moyennes soient attribuables à différents effets tridimensionnels non-modélisés, comme l'effet de jeu en bout d'aube, l'effet de courbure méridienne du coude d'entrée et l'influence des parois carter et moyeu.

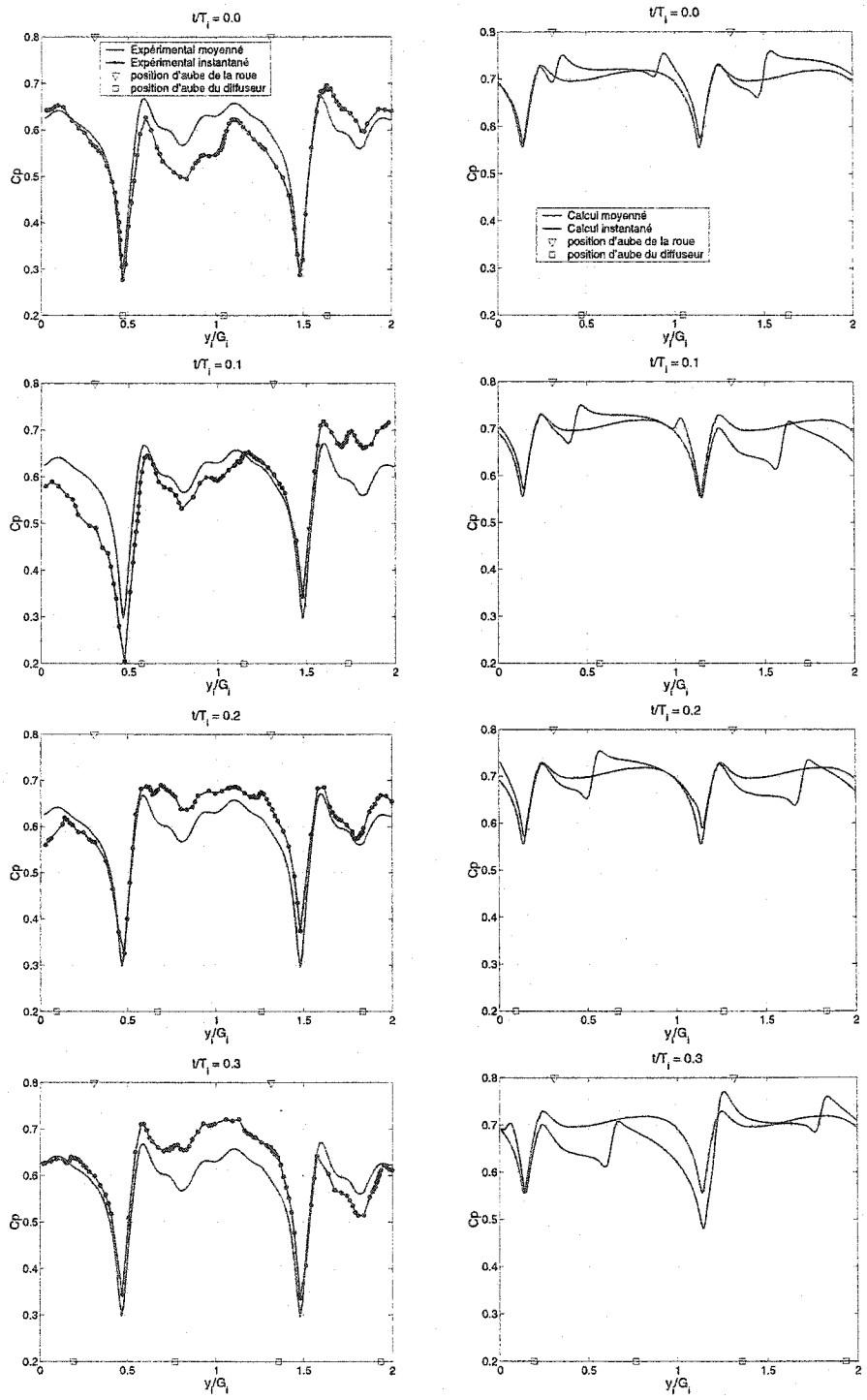

Figure 3.14 : Comparaisons des coefficients de pression statique pour quatre positions (sortie de roue - côté carter)

Expérimentalement, on dénote que l'influence du stator vers l'amont se caractérise par une variation temporelle du niveau de pression dans le canal entier entre les deux minimums absolus identifiés. On n'observe pas de phénomène localisé comme c'est le cas pour la vitesse; les variations s'effectuent à chaque passage de diffuseur (de période t = 0.583 T_i). Ceci est remarquable, puisque l'interaction potentielle modifie généralement le champ de pression amont en agissant comme un point source localisé (effet elliptique). Au contraire, le calcul capte plutôt des combinaisons de minimums/maximums locaux en proximité des aubes de diffuseur, en plus des variations temporelles des pressions à différentes positions dans le canal. Quoi qu'il en soit, il n'en demeure pas moins difficile de conclure sur un tel point, les différences pouvant être reliées à l'efficacité de la prise de mesure ou à la modélisation numérique.

Étant conscient des incertitudes possibles, on peut tout de même tenter quelques comparaisons des champs de pression dans la roue. La figure 3.15 démontre le champ de pression moyen dans la roue ainsi que sa fluctuation, tels que mesurés expérimentalement. Les figures 3.16 et 3.17 présentent les résultats numériques du champ de pression moyen dans la roue ainsi que sa fluctuation. On remarque d'emblée que le champ de pression moyen calculé et sa fluctuation sont tous deux forts différents des mesures expérimentales. Sur une bonne portion du canal inter-aube, les gradients sont pratiquement normaux aux parois. Bien que la complexité du champ expérimental ne soit pas retrouvée, on trouve tout de même un bon accord au niveau des amplitudes calculées dans la plupart du canal. Cependant, en sortie de roue, on remarque que le différentiel de pression calculé entre l'intrados et l'extrados est plus faible que celui expérimental. Tel qu'on le mentionnait un peu plus tôt, ce phénomène pourrait être responsable du faible déficit de vitesse radiale dans le sillage. Pour sa part, la répartition des fluctuations de pression est très différente de celle mesurée.

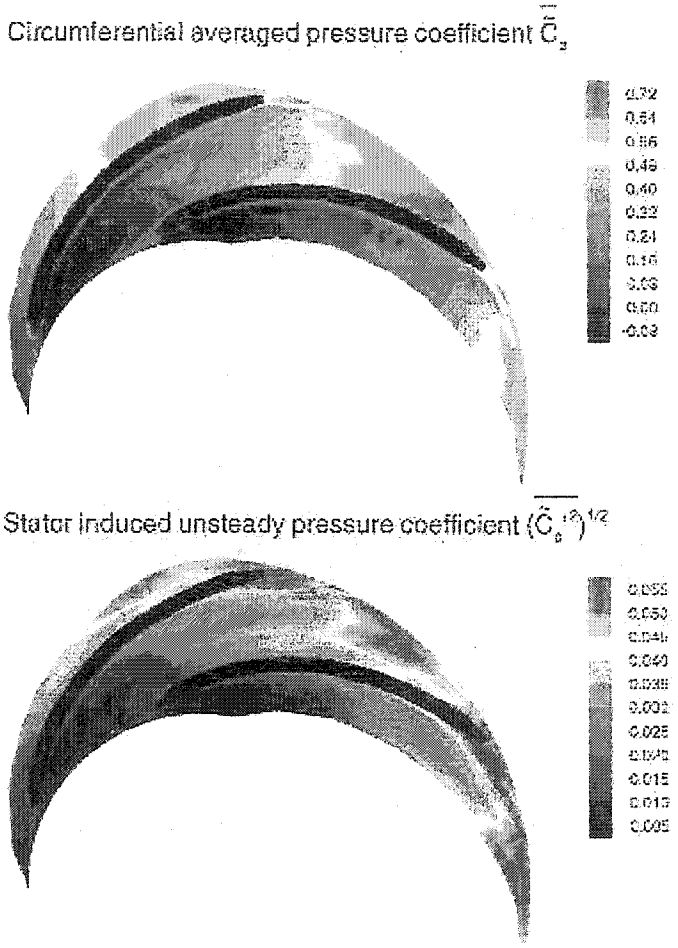

Figure 3.15 : Coefficients de pression statique moyens dans la roue et ses fluctuations (expérimental - côté carter)(Ubaldi et al., 1996)

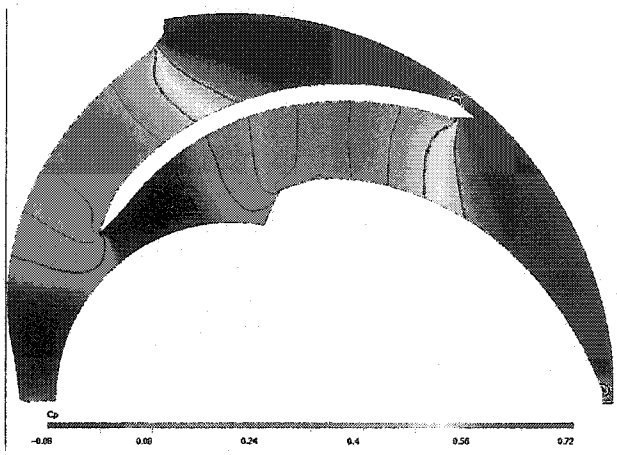

Figure 3.16 : Coefficients de pression statique moyens dans la roue (calcul)

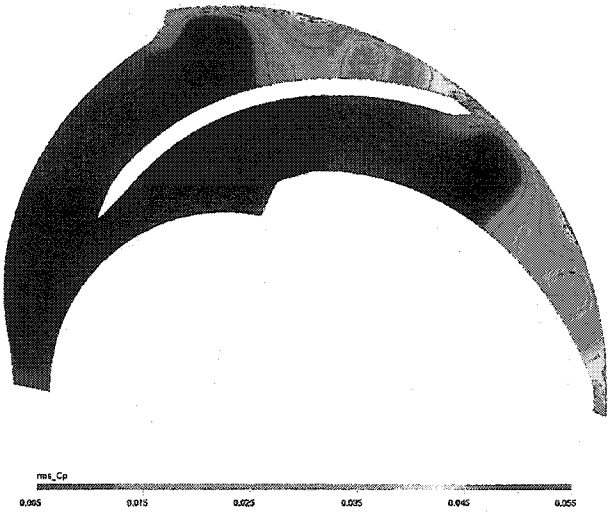

Figure 3.17 : Fluctuations des coefficients de pression statique dans la roue (calcul)

Dans la région de la sortie de roue, le maximum calculé atteint une valeur de 0.045 Cp sur deux secteurs très localisés (région de la singularité géométrique de l'intrados et milieu du canal interaube), alors qu'expérimentalement le maximum atteint 0.055 Cp, et ce sur pratiquement toute la largeur du canal interaube. Dans la région du bord de fuite, la fluctuation calculée est beaucoup plus faible que celle mesurée. On remarque aussi que le calcul prédit une zone de faibles fluctuations juste en dehors du sillage, du côté face en dépression. Pour sa part, le champ mesuré ne montre pas un tel phénomène et la fluctuation varie presque linéairement avec la distance radiale. Quoi qu'il en soit, on remarque que la présence du stator en aval vient perturber le champ de pression de façon importante sur presque la moitié de l'intrados de l'aube. On y dénote des fluctuations du chargement aérodynamique pouvant atteindre des valeurs d'environ 4.5% des valeurs locales (pour un entrefer de 6%). Bien que les fluctuations soient un peu plus faibles dans le calcul, la région d'influence couverte par celle-ci demeure comparable. On voit donc que la distribution de pression sur les aubages peut varier de façon appréciable dû à la présence du stator en aval. On peut statuer dans le cas présent que le code de calcul capte des phénomènes qui peuvent permettre de fournir de bons estimés sur la nature du chargement aérodynamique des aubages.

Afin de mieux saisir le phénomène dynamique de variation de pression, on présente aux figures 3.18 et 3.19 les coefficients de pression aux instants $t/T_i = 0.0$, 0.1, 0.2 et 0.3. Tel que mentionné précédemment, on remarque des variations importantes sur un bonne partie du canal interaube, plus particulièrement sur la face en pression, près de la sortie de roue.

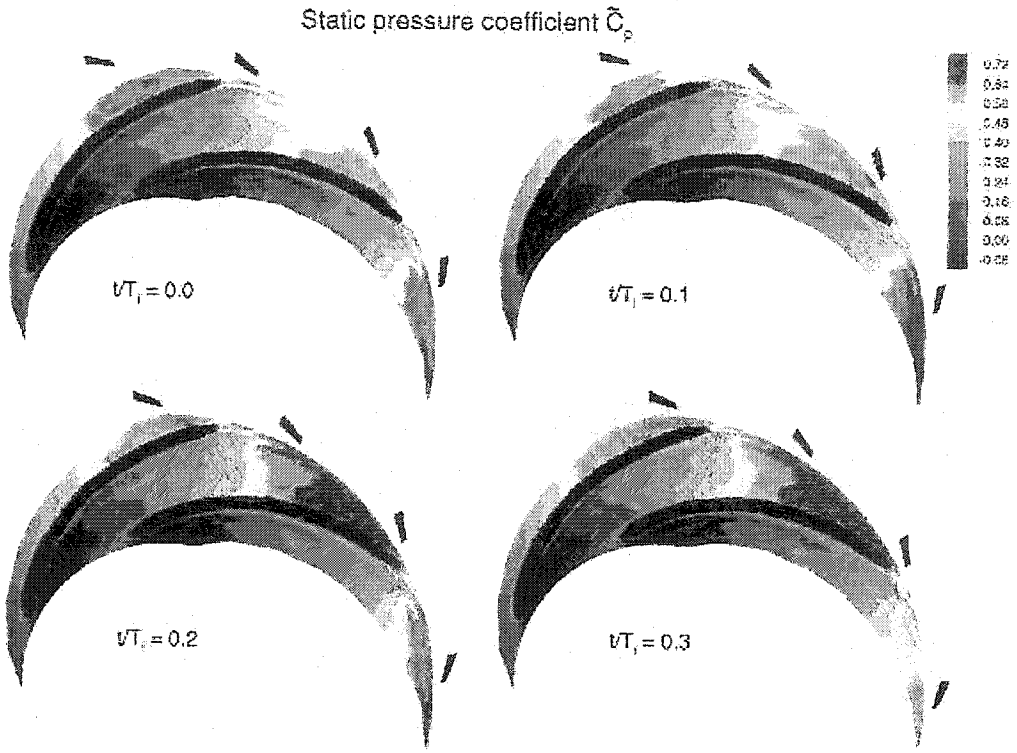

Figure 3.18 : Coefficients de pression statique expérimentaux pour quatre positions dans la roue (côté carter)(Ubaldi et al., 1996)

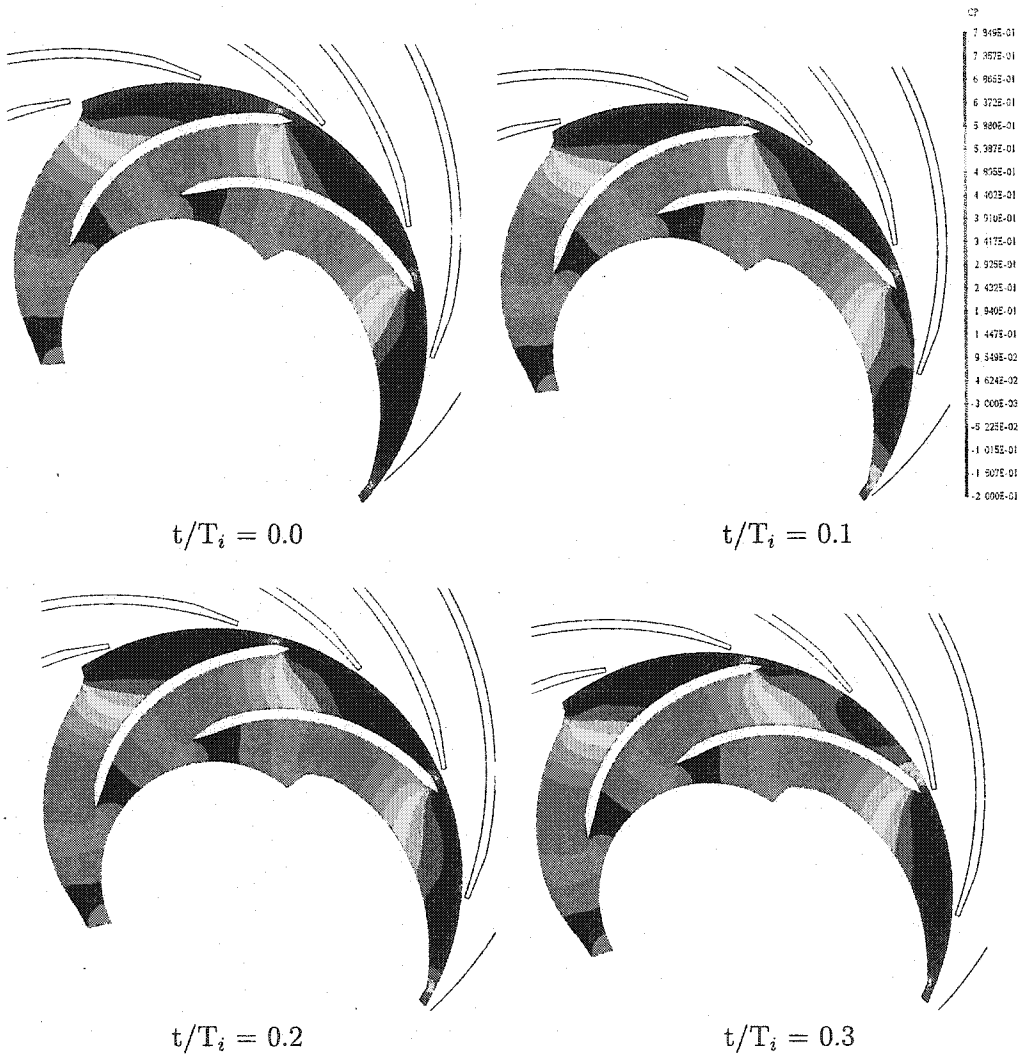

Figure 3.19 : Coefficients de pression statique calculés pour quatre positions dans la roue

Les figures 3.20, 3.21, 3.22 et 3.23 montrent l'évolution temporelle des coefficients de pression pariétaux calculés selon la coordonnée curviligne adimensionnelle ξ à partir du bord d'attaque (aubes de la roue et du diffuseur - côtés intrados et extrados). On a représenté ces courbes pour un intervalle de temps correspondant à un passage de roue. On observe les aubages d'un même canal interaube.

On remarque que pour l'aube de la roue, on obtient des variations importantes de la pression de $\xi = 0.7$ à $\xi = 0.95$ (singularité géométrique) du côté en pression, le Cp variant de 0.55 à 0.7 pour certaines positions. Pour la face en dépression, les variations sont présentes vers $\xi = 0.9$, mais beaucoup moindres. Après les singularités géométriques, les pressions de chaque côté atteignent des valeurs semblables. Le minimum de pression sur l'intrados correspond bien à la position du maximum de vitesse relative déjà identifié. On remarque que les variations ont une période de $t/T_i = 0.583$, soit la période de passage des aubes du diffuseur.

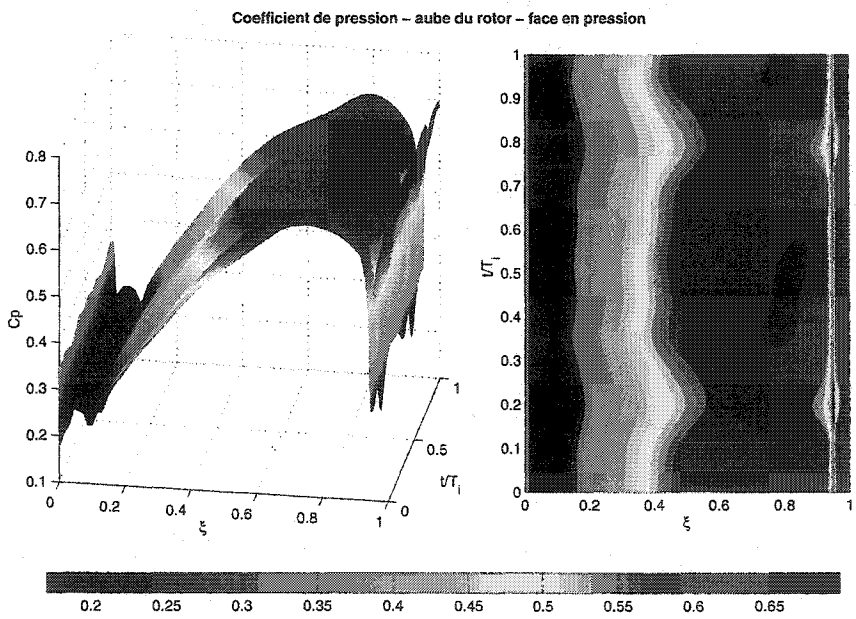

Figure 3.20 : Coefficients de pression statique sur la face en pression de l'aube du rotor

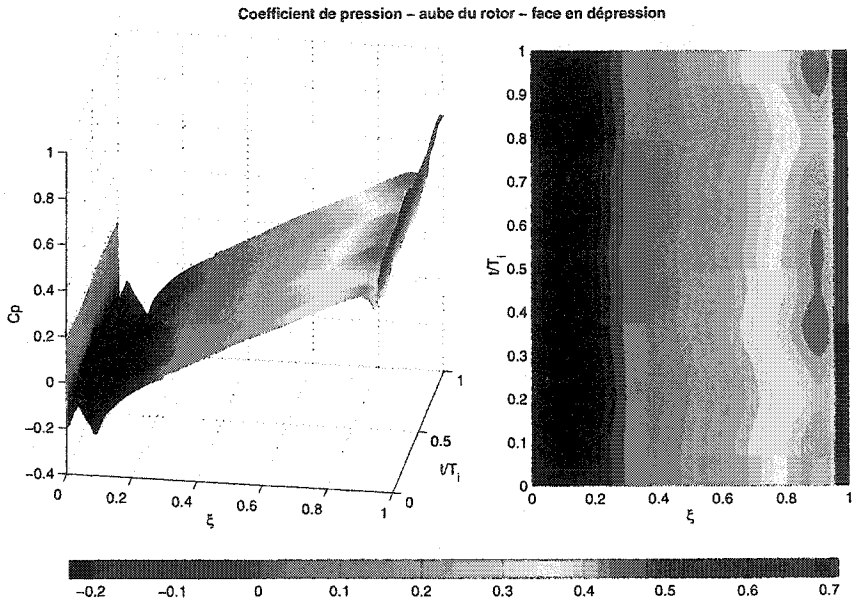

Figure 3.21 : Coefficients de pression statique sur la face en dépression de l'aube du rotor

Pour les aubes du diffuseur, la singularité géométrique à $\xi = 0.15$ sur l'intrados (face convexe) introduit une chute des coefficients de pression pendant toute la période. De plus, on remarque que l'instationnarité de l'écoulement introduit des variations temporelles importantes sur les faces en pression (convexe) et dépression (concave). Sur la face en pression, le Cp passe localement de 0.65 à 0.75 et la région affectée par ces variations temporelles correspond à environ 60% de l'aube. Sur la

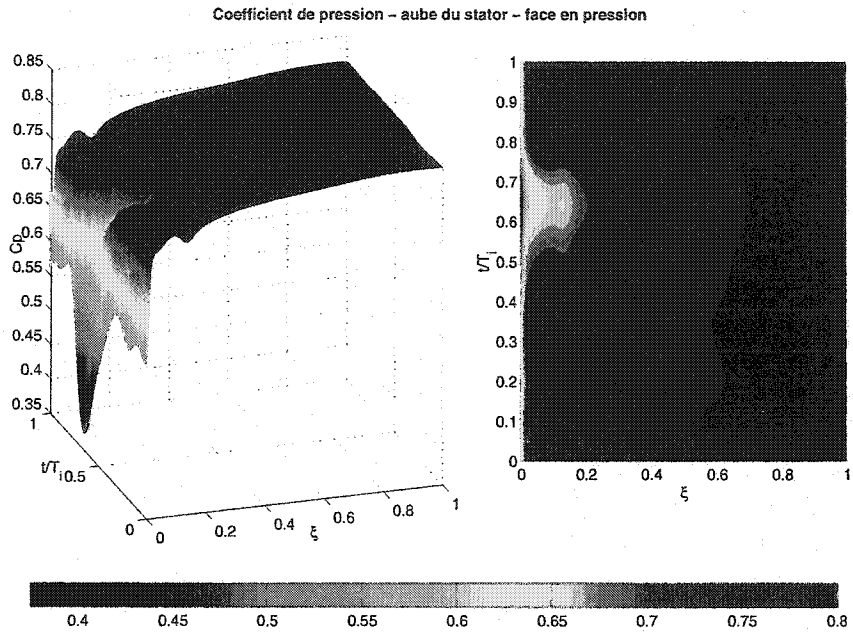

Figure 3.22 : Coefficients de pression statique sur la face en pression de l'aube du stator

face en dépression, l'instationnarité affecte la pression sur environ 80% de l'aube. Les variations du Cp y sont encore importantes et similaires, avec des valeurs allant de 0.65 à 0.75 localement. Cependant, les variations temporelles sont visibles sur pratiquement toute la longueur de l'aube. On peut aussi remarquer des figures précédentes et de la distribution de pression dans l'ensemble de la pompe 3.24 un autre phénomène qui affecte temporellement le niveau de pression dans les canaux interaubes de la pompe. Ce phénomène est associé au blocage du canal du diffuseur

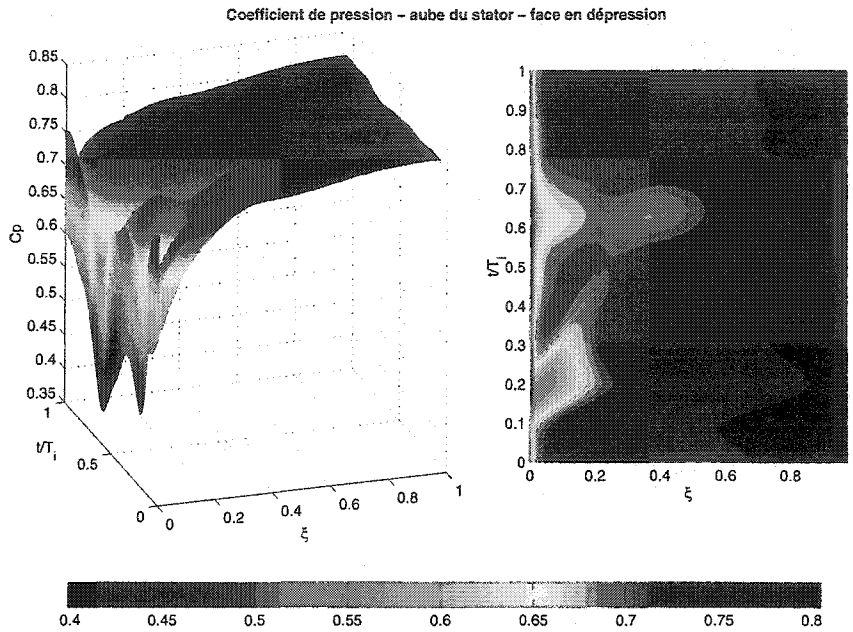

Figure 3.23 : Coefficients de pression statique sur la face en dépression de l'aube du stator

par le passage de la roue. La distribution de pression dans un canal interaube de diffuseur présente des valeurs maximales quand un canal de roue l'alimente en entier (c'est-à-dire qu'aucune aube d'un canal de roue n'est présente vis-à-vis un canal de diffuseur). De même, la pression est plus basse dans le canal de diffuseur quand une aube de roue sépare ce dernier en deux. La pression est à son point le plus bas de tout le cycle sur la face en dépression du diffuseur quand une aube de roue est vis-à-vis une aube de diffuseur (interaction potentielle). On peut tirer les mêmes conclusions si on s'intéresse à l'évolution de la pression dans la roue (voir figure 3.19). Les courbes instantanées de pression en sortie de roue démontrent aussi ce phénomène en passant de part et d'autre de la moyenne pour différentes positions relatives de la roue et du diffuseur.

Une autre façon de regarder les phénomènes instationnaires peut se faire avec une analyse dans le domaine fréquentiel. Le signal temporel de la pression est

échantillonné en deux points (un en sortie de roue et un en entrée de diffuseur, à la position demi-pas des canaux). Ces deux signaux sont présentés à la figure 3.25 pour un passage de roue. On vient par la suite extraire le contenu fréquentiel de ces signaux à l'aide d'un module de FFT externe (*Matlab* - figure 3.26). La fréquence est adimensionnée par la fréquence de passage des aubes de la roue ($z_i f_0$=7*33.34 Hz = 233.38 Hz, avec f_0 étant la fréquence de rotation du rotor).

On remarque en sortie de roue que l'effet potentiel sur la pression associé au passage des aubes du diffuseur est prédominant et qu'on retrouve la fréquence de passage de ces dernières ($z_d f_0 / z_i f_0 = 12/7 = 1.714$). Dans le diffuseur, on peut voir que la pression fluctue avec la fréquence de passage des aubes de la roue ($f / z_i f_0 = 1.0$), ainsi qu'avec ses harmoniques supérieurs. Ceux-ci sont dus au passage des sillages vis-à-vis le point d'échantillonnage (des analyses semblables dans des pompes centrifuges mènent à des conclusions similaires ((Shi et Tsukamoto, 2001), (Torbergsen et White, 1997))).

Il semble donc que le champ de pression instantané dans le diffuseur soit le résultat d'un couplage entre l'interaction potentielle, le passage des sillages et de l'effet de blocage des canaux dans la pompe. Globalement, on voit que les variations de pression sur les aubages du diffuseur et de la roue demeurent importantes pour ce faible entrefer. Les effets potentiels et de sillages deviennent tous deux importants dans l'analyse des champs de vitesses et de pressions instationnaires pour la pompe analysée. Plus particulièrement, on dénote que les fluctuations de pression peuvent avoir une amplitude et une zone d'influence appréciable et que ceci peut avoir des répercussions sur la durée de vie des composantes de la turbomachine.

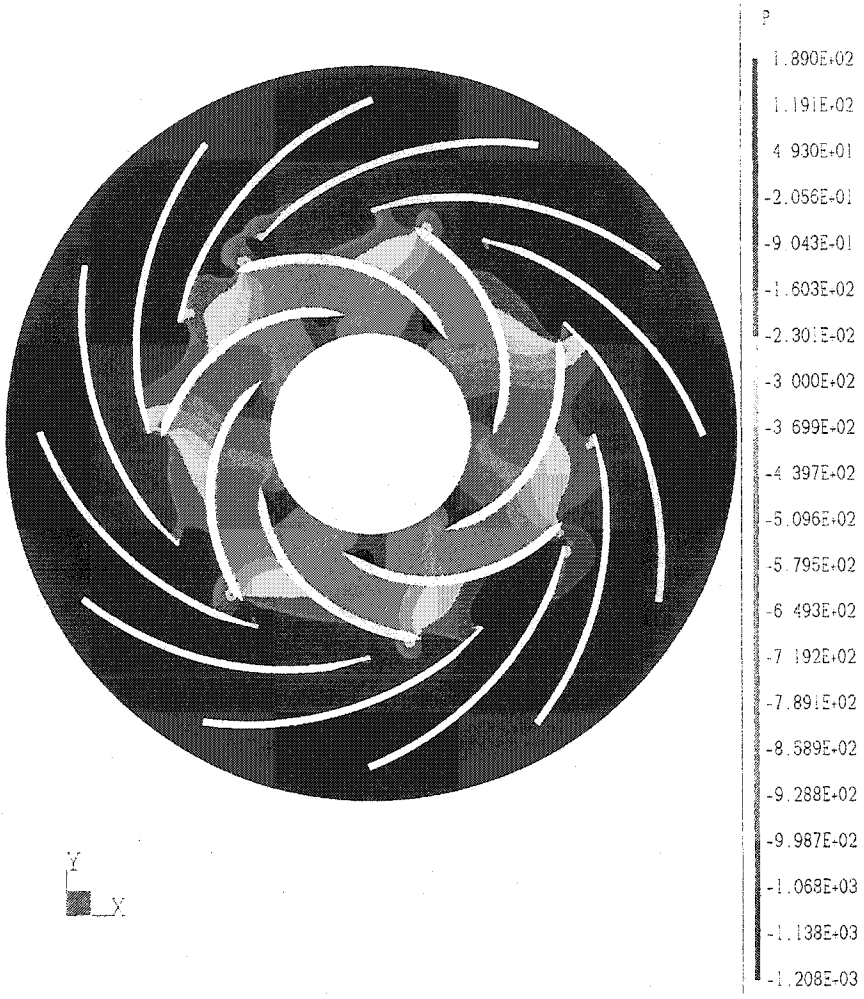

Figure 3.24 : Distribution de pression statique calculée dans l'ensemble de la pompe pour un instant donné

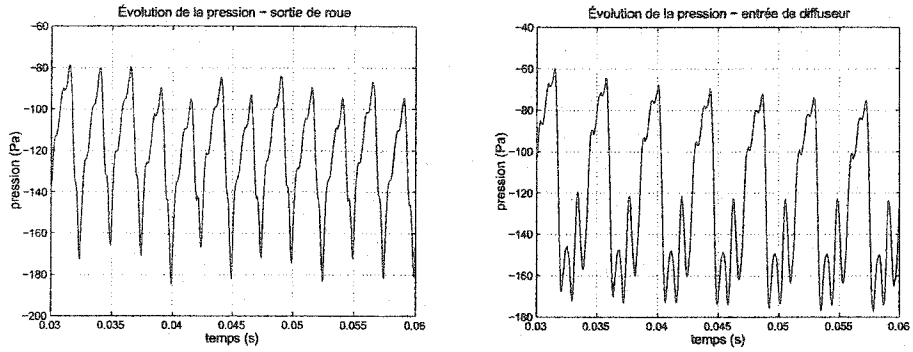

Figure 3.25 : Évolution temporelle de la pression pour un point d'échantillonnage en sortie de roue (à gauche) et en entrée de diffuseur (à droite) (positions au demi-pas des canaux interaubes)

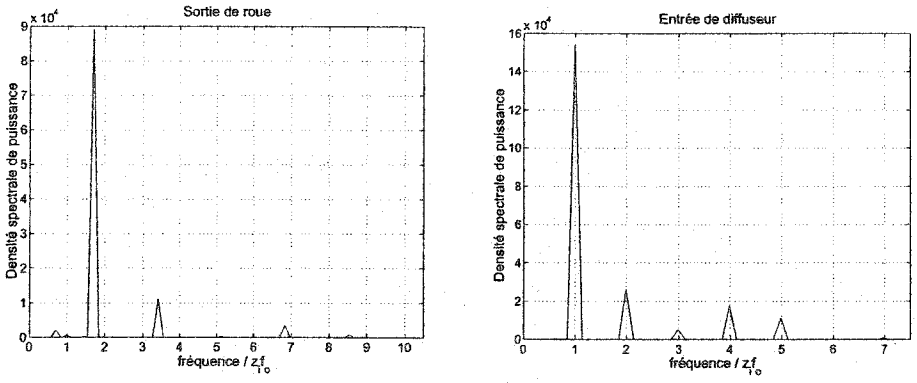

Figure 3.26 : Spectres en fréquences basés sur la pression pour un point d'échantillonnage en sortie de roue (à gauche) et en entrée de diffuseur (à droite) (positions au demi-pas des canaux interaubes)

3.3 Étude numérique de l'écoulement instationnaire sur un modèle de pompe simplifié

Une étude instationnaire sur une pompe complète bidimensionnelle comme celle effectuée précédemment requiert tout de même des ressources de calcul et de stockage appréciables. Il est donc intéressant de voir quelles pourraient être les conclusions sur un modèle encore plus simplifié de la même pompe centrifuge, surtout au niveau du temps de calcul et de la précision des résultats . C'est ce qui sera fait brièvement dans les paragraphes qui suivent avant de conclure le présent chapitre sur l'étude de la pompe.

Le code CFX-TASCflow permet le calcul instationnaire sur des géométries qui ne possèdent pas des rapports entiers (comme c'était le cas pour le modèle précédent). Le module ajuste automatiquement les profils de vitesses en les étirant ou en les comprimant dans la direction circonférentielle dans le cas où le rapport du nombre de passages de rotor et de stator n'est pas entier. Par conséquent, si le ratio est près d'un rapport entier, les solutions demeureront assez précises, mais se dégraderont s'il s'en éloigne trop.

Dans le cas présent, on a décidé d'entreprendre une courte étude avec un modèle bidimensionnel constitué de deux passages de diffuseur (basés sur la géométrie originale) et d'un passage de roue. Le ratio original de la pompe complète étant de $12/7 = 1.714$, le rapport dans le cas présent sera de 2. N'ayant toutefois pas modifié la géométrie du diffuseur pour l'adapter dans la direction circonférentielle, on sait que l'écoulement ne pourra être réellement périodique. On veut donc étudier les résultats sous ces conditions, car le modèle de turbine dont l'étude sera faite dans le chapitre suivant répond à ce critère. Il devient très coûteux de régénérer des géométries entières pour les adapter au bon ratio périodique dans la direction circonférentielle, en plus de tenir compte de la modification des profils d'aubes

pour éviter le blocage de l'écoulement. Dans le cas général, il est assez difficile de déterminer les corrections à apporter pour obtenir un rapport entier pour une bonne simulation: modifier le nombre de passages rotor ou stator, conserver le ratio des secteurs angulaires ou changer la géométrie des aubages. L'étude servira donc de test pour voir les capacités du code lorsque l'on garde les géométries originales.

Les simulations sont entreprises avec les mêmes conditions aux limites et les mêmes paramètres que pour la pompe bidimensionnelle complète. Tel que mentionné, les mêmes maillages sont utilisés à nouveau. Le temps de calcul total, incluant l'initialisation du calcul avec un état stationnaire, prend au total 4 jours sur la même station de calcul, ce qui représente un gain intéressant (comparativement à environ une semaine).

La figure 3.27 démontre l'évolution de la pression pour deux points situés en sortie de roue et en entrée de diffuseur (mi-pas des canaux interaubes) pour un passage de roue. L'évolution du signal dans le diffuseur en régime établi est comparable

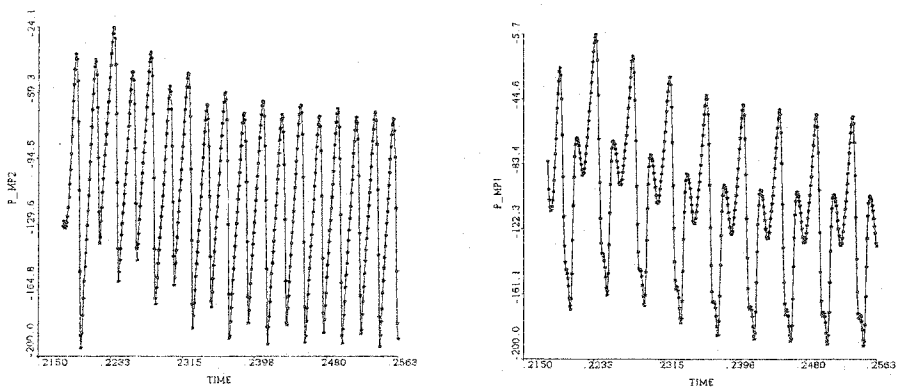

Figure 3.27 : Évolution temporelle de la pression pour un point d'échantillonnage en sortie de roue (à gauche) et en entrée de diffuseur (à droite) (positions au demi-pas des canaux interaubes) - Calcul sur modèle de pompe simplifié

à celui retrouvé à la figure 3.25, mais ne présente pas la complexité du champ de la pompe complète. Les amplitudes crêtes-à-creux sont toutefois comparables. On peut en dire autant du signal en sortie de roue. Toutefois, ce dernier présente 14 pics sur un tour de roue, contrairement à 12, ce qui correspondrait au passage des aubes du diffuseur pour la géométrie originale utilisée. Ce phénomène s'explique par le fait que le code de calcul attribue des conditions périodiques au domaine du diffuseur modélisé, même si la géométrie utilisée pour les deux passages de diffuseur ne respecte pas une telle condition numérique. Le rotor voit donc 14 passages de diffuseur au lieu de 12 sur un tour complet. Pour mieux se rapprocher des phénomènes captés avec la pompe complète avec notre modèle simplifié, il faudrait que le code utilisé puisse permettre des conditions frontières du type "périodiques avec déphasage temporel", option qui n'est pas disponible pour l'instant avec le module utilisé. Une analyse de FFT est effectuée et les résultats sont présentés à la figure 3.28. On observe bien une fréquence prépondérante associée au deuxième

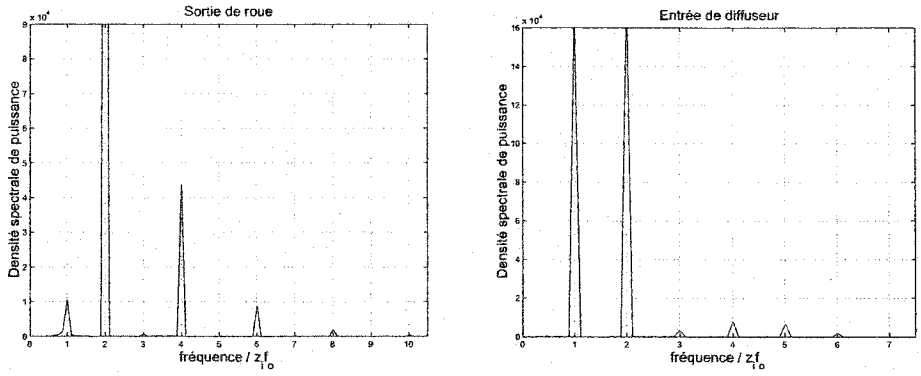

Figure 3.28 : Spectres en fréquences basés sur la pression pour un point d'échantillonnage en sortie de roue (à gauche) et en entrée de diffuseur (à droite) (positions au demi-pas des canaux interaubes - géométrie simplifiée)

harmonique dans la roue, indiquant le passage de 14 aubes de diffuseur (14 passages de diffuseur/7 passages de roue = 2). Du côté du signal dans le diffuseur, on

retrouve le même contenu fréquentiel qu'avec la modélisation complète, mais cette fois-ci le deuxième harmonique est important, ce qui vient confirmer la présence de l'interaction de sillage en combinaison avec l'interaction potentielle pour cet écoulement.

On présente brièvement les résultats obtenus lors du calcul. En reprenant l'approche des chapitres précédents, la figure 3.29 présente la vitesse relative en sortie de roue résultant du moyennage temporel pour le modèle simplifié, ainsi que sa fluctuation RMS. On illustre aussi les résultats du moyennage temporel pour la pompe complète, ainsi que les résultats expérimentaux. On note que les courbes numériques de profils moyens sont très similaires. Il en va de même pour les fluctuations numériques calculées. On peut donc affirmer que le modèle simplifié permet d'arriver à des conclusions intéressantes, même si on perd inévitablement la complexité du champ réel. L'état moyen et ses fluctuations semblent être bien calculés, mais pour appuyer cette hypothèse, on présentera les champs moyens de vitesses et de pression dans toute la roue et dans le diffuseur. Les figures 3.30 et

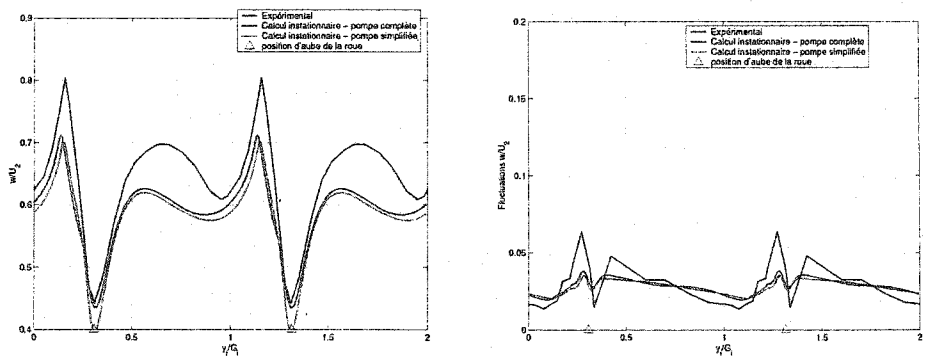

Figure 3.29 : Comparaisons des profils de vitesses relatives moyennées en temps et des fluctuations en sortie de roue - mi-envergure (expérimental et instationnaires - pompe complète et simplifiée

3.31 illustrent la vitesse moyenne et sa fluctuation dans la roue. Si on les compare

aux figures 3.7 et 3.8, on en conclut que les champs résultants sont pratiquement confondus, ce qui est positif, puisque c'est dans le rotor qu'on avait observé une différence temporelle au niveau du signal échantillonné.

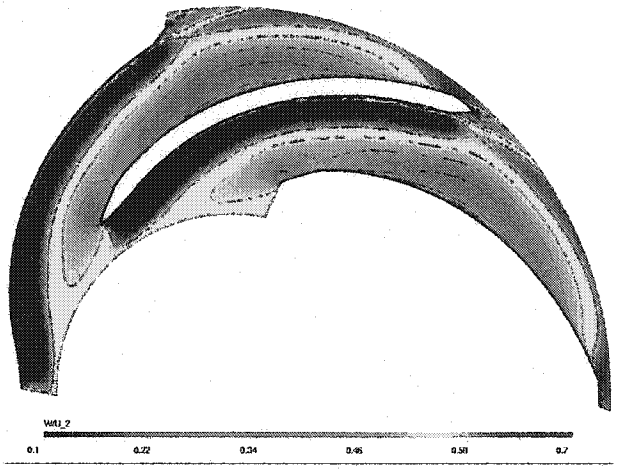

Figure 3.30 : Vitesse relative dans la roue moyennée à partir du calcul instationnaire - pompe simplifiée

De même, les figures 3.32 et 3.33 présentent les vitesses absolues moyennes et les fluctuations dans le diffuseur. En effectuant la comparaison avec les figures 3.10 et 3.11, on remarque un accord presque parfait. Les amplitudes sont légèrement différentes en entrée de canal et les fluctuations affectent essentiellement les mêmes zones du diffuseur. On dénote une légère différence du champ de fluctuations en sortie de diffuseur, probablement due aux différentes conditions instantanées résultantes du modèle simplifié. La zone qui nous intéresse est celle située dans l'entrefer et les prédictions y sont concluantes.

On termine cette comparaison en présentant le champ de pression moyen et sa fluctuation aux figures 3.34 et 3.35. Encore une fois, on peut voir le bon accord en comparant avec les figures 3.16 et 3.17. Les résultats sont presque identiques. Les coefficients de pression ainsi calculés sont d'amplitudes similaires et les fluctuations

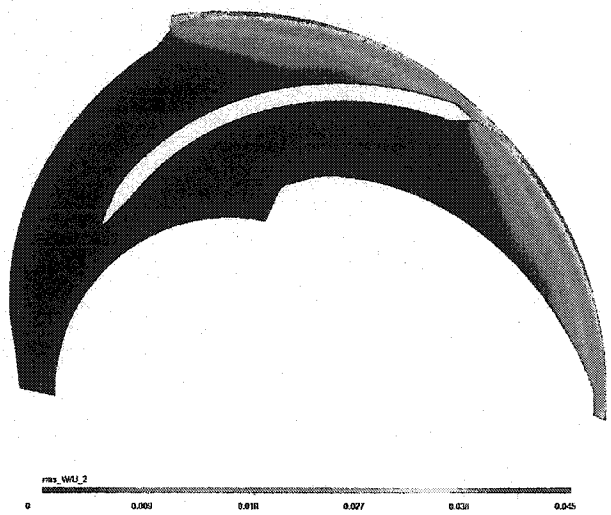

Figure 3.31 : Fluctuations de la vitesse relative dans la roue basées sur le calcul instationnaire - pompe simplifiée

ont des grandeurs et des zones d'influence très comparables.

L'exercice de cette section était de démontrer la capacité du code à fournir des résultats sur une pompe simplifiée qui étaient comparables à ceux de la pompe complète. On a vu que le module perd les détails plus complexes de l'écoulement transitoire, mais que l'état moyen de ce dernier, ainsi que sa fluctuation, pouvaient néanmoins être bien captés. En reprenant la même approche de présentation des résultats que pour la pompe complète, on a pu en arriver à la conclusion que les résultats sur le modèle simplifié étaient à toutes fins pratiques confondus avec ceux préalablement illustrés. Ceci nous place donc en confiance pour la prochaine étape de ce projet, à savoir le calcul de l'écoulement instationnaire dans une turbine de type Francis.

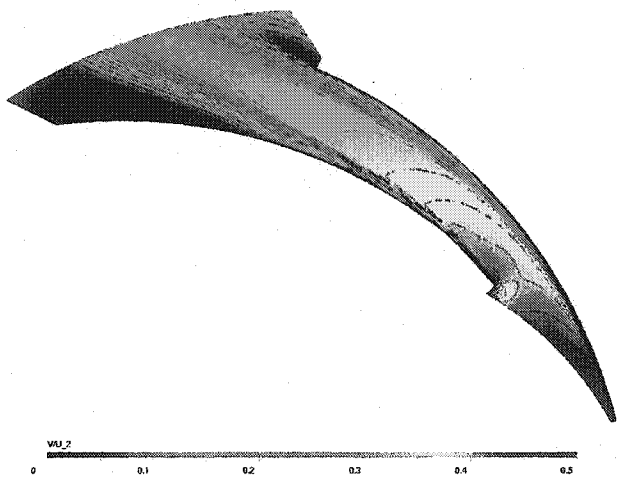

Figure 3.32 : Vitesses absolues dans le diffuseur moyennée à partir du calcul instationnaire - pompe simplifiée

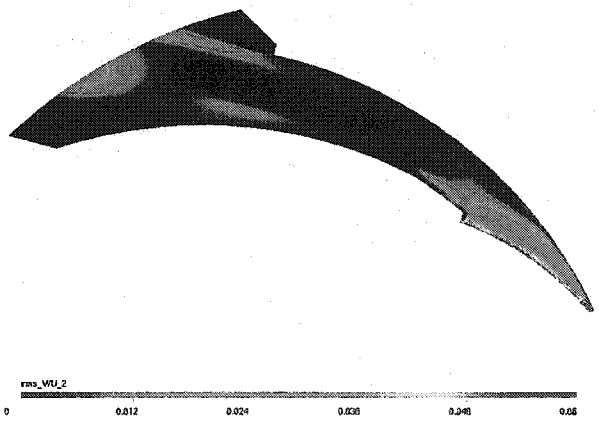

Figure 3.33 : Fluctuations de la vitesse absolue dans le diffuseur basées sur le calcul instationnaire - pompe simplifiée

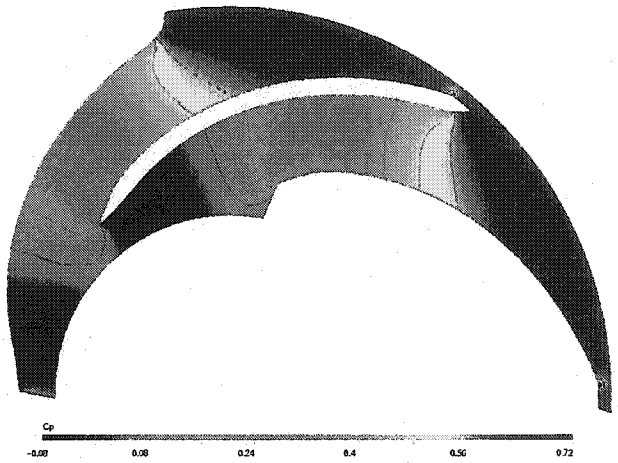

Figure 3.34 : Coefficients de pression statique moyens dans la roue (calcul sur pompe simplifiée)

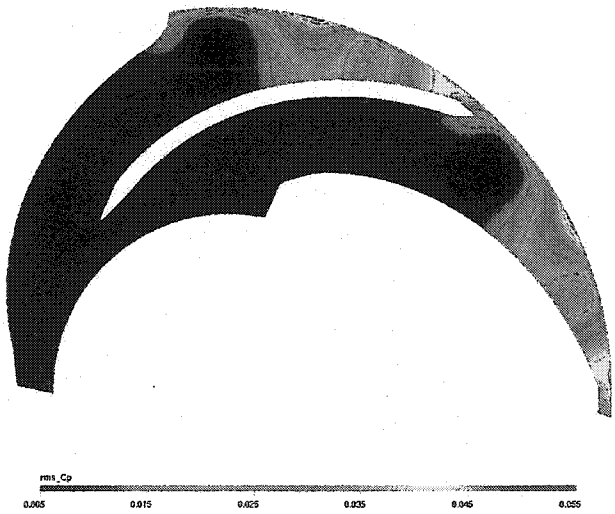

Figure 3.35 : Fluctuations du coefficient de pression statique dans la roue (calcul sur pompe simplifiée)

3.4 Discussion et conclusion

Le présent chapitre avait pour but de tester les capacités du code de calcul choisi à bien capter les phénomènes instationnaires d'interaction rotor/stator dans les turbomachines radiales. Pour ce faire, l'étude numérique bidimensionnelle d'une pompe centrifuge avec diffuseur aubé a été réalisée. Des modèles complets et simplifiés de la pompe 2D ont été testés dans ce chapitre. Les modules avec interfaces de plan de mixage et rotor/stator ont tous deux été testés au cours des simulations.

Les résultats numériques instationnaires et stationnaires ont été comparés avec des données expérimentales obtenues sur le prototype de pompe à l'université de Gènes par le professeur Ubaldi. Dans le but d'économiser les ressources de calcul disponibles, une simplification bidimensionnelle de la pompe a été adoptée. Les effets de jeu entre le carter et les pales du rotor n'ont pas été modélisés, ni l'influence du coude d'entrée. On a pu comparer les données instantanées et moyennées des vitesses et pressions, bien que certaines différences au niveau de la position de lecture des pressions aient été rencontrées.

Au cours des comparaisons, on a pu démontrer que le code de calcul capte relativement bien les phénomènes d'interaction rotor/stator ainsi que leurs étendues pour ce cas de validation. On a vu que l'interface de plan de mixage, bien que difficile à faire converger dans la configuration présente, prédit un écoulement moyen en sortie de roue raisonnable, même si la fréquence réduite associée à l'instationnarité potentielle de la roue ($\Omega = 8.1$) tend à prédire des effets instationnaires importants. On a pu démontrer que la répartition des fluctuations circonférentielles des vitesses correspondait avec le profil de vitesse en sortie de roue et ainsi l'état moyen résultant pouvait en être déduit. Cette étude a donc permis de vérifier la zone d'influence des termes non-linéaires en temps en sortie de roue. De plus, les amplitudes et zones d'influence corroborent bien avec les résultats expérimentaux,

ce qui est fort encourageant pour la suite de ce projet.

Ces fluctuations se traduisent par des vitesses secondaires instantanées agissant principalement en sortie de roue, dans l'entrefer et en entrée de diffuseur. Dans la roue, l'interaction potentielle agit comme un point source qui crée un déficit de vitesse radiale en proximité des aubes du diffuseur. De part et d'autre de ce déficit, on observe que l'écoulement passe au-dessus de la moyenne temporelle.

Dans le diffuseur, l'interaction potentielle et de sillage deviennent couplées. On observe dans le canal du diffuseur le phénomène de transport et de découpage du sillage. Ce dernier se présente avec sa structure tourbillonnaire et fait varier temporellement l'angle d'incidence de l'écoulement au bord d'attaque du diffuseur. Ce sillage est transporté vers la face en pression du diffuseur et le mixage rapide le fait disparaître avant d'atteindre la moitié de la longueur du canal interaube. Au niveau de l'interaction potentielle, on dénote une diminution de la pression près du bord d'attaque des aubes du diffuseur quand le rotor et le stator viennent en proximité. On a vu que les fluctuations du chargement aérodynamique pouvaient atteindre environ 5% près de la zone d'entrefer (ce dernier ayant une valeur de 6%). On peut penser que ce chargement dynamique pourra certainement avoir une influence non-négligeable sur la durée de vie des composantes de la turbomachine.

D'un point de vue comparatif, la méthode choisie pour simuler les instationnarités rotor/stator pour ce cas de validation présente des résultats semblables à ceux obtenus antérieurement avec d'autres types de codes de calcul. Les travaux de Bert (Bert, 1996) sur la même pompe bidimensionnelle avec un code d'éléments finis avait mené à des résultats fort semblables à ceux présentés ici. Une autre étude bidimensionnelle de la pompe de Gènes avait été entreprise avec le code de volumes finis CFX 4.1 par Torbergsen (Torbergsen et White, 1997) et avait fourni des résultats comparables. Enfin, une étude numérique tridimensionnelle

menée récemment par Sato (Sato, 1999) avec un code de volumes finis avec pseudo-compressibilité fournit des résultats très près des résultats expérimentaux. L'auteur ayant effectué des comparaisons, on peut en conclure que la méthode choisie pour simuler l'instationnarité de l'écoulement est comparable avec celle des autres codes présentement utilisés dans l'industrie.

De plus, grâce à cette étude, on a pu tester différents paramètres numériques du code de calcul. Entre autres, on a pu voir la capacité du code à résoudre un écoulement pour un domaine qui n'est pas nécessairement périodique (basé sur les géométries utilisées). Les résultats moyens et les fluctuations calculées dans le cas d'une pompe bidimensionnelle simplifiée furent encourageants pour la prochaine étape de ce projet.

En conclusion, on peut mentionner que la présente étude a été l'occasion d'explorer les capacités du code utilisé et ainsi se mettre en confiance. De plus, on a pu approfondir certaines connaissances sur la nature des interactions rotor/stator, ce qui sera fort utile pour la modélisation instationnaire d'une turbine hydraulique de type Francis, ce qui sera fait dans le chapitre suivant.

CHAPITRE 4

ÉTUDE DE L'ÉCOULEMENT INSTATIONNAIRE DANS UNE TURBINE HYDRAULIQUE RADIALE

Dans le chapitre précédent, on a démontré les capacités du code à capter raisonnablement bien les phénomènes instationnaires d'interactions rotor/stator sur un modèle de pompe centrifuge bidimensionnel. Dans le présent chapitre, on étend les capacités de ce dernier au domaine des turbines hydrauliques, plus particulièrement à celles de type Francis.

Généralement, un calcul couplé de type rotor/stator en régime stationnaire dans la turbine permet de déterminer le chargement hydraulique moyen qui est appliqué sur les aubages de la roue. Cette démarche permet ainsi de calculer les contraintes statiques dans la roue, mais les fluctuations du champ de pression dans le canal interaube demeurent inconnues. À défaut d'avoir des mesures expérimentales précises, ces dernières sont souvent estimées selon un pourcentage de l'amplitude des pressions statiques moyennes (par exemple, de l'ordre de 5%). Connaissant la fréquence réelle de cette composante dynamique du chargement hydraulique, on peut alors effectuer un calcul de résistance des matériaux pour déterminer les contraintes dynamiques dans les aubages de la roue. Il devient intéressant d'effectuer un calcul instationnaire du chargement hydraulique dans la roue pour arriver à cette fin. Ceci permettrait de fixer l'ordre de grandeur des fluctuations du champ de pression dans la turbine, mais aussi de voir la portée et les zones d'influence précises des interactions de type rotor/stator.

Dans cette optique, on sait que l'écoulement dans les roues des turbines Francis accélère et donc que les couches limites sur les aubages risquent d'être moins importantes que dans les pompes et compresseurs (absence de gradient de pression adverse). On peut s'attendre à ce que l'instationnarité de sillage de l'écoulement dans ces turbines radiales soit donc moins prédominante que celle rencontrée dans les compresseurs. L'effet potentiel, pour sa part, est toujours présent, peu importe le type de turbomachine. Toutefois, son influence diminue lorsque la distance entre les composantes en mouvement relatif augmente. L'importance relative de ces deux instationnarités dépend donc de la géométrie et de la condition d'opération de la turbomachine et il faut donc traiter chaque turbine comme un cas séparé.

Les sections qui suivent feront mention des résultats numériques obtenus pour une turbine hydraulique radiale, en se basant sur l'approche et l'expérience des simulations présentées dans le chapitre précédent. On y discutera des résultats numériques stationnaires et instationnaires, en plus de comparer ces derniers à des mesures expérimentales dynamiques de pressions prises dans une turbine d'une centrale hydroélectrique.

4.1 Modèle de turbine étudié

Pour les simulations numériques, on étudiera le couplage distributeur/roue d'un prototype d'une centrale hydroélectrique. Cette turbine a été choisie pour l'analyse car des mesures effectuées en centrales étaient disponibles. On utilisera donc un passage de distributeur et un passage de roue pour cette turbine Francis. Les simulations seront effectuées au point de rendement maximal de la turbine. Quelques caractéristiques du prototype étudié sont présentées au tableau 4.1.

Tableau 4.1 : Caractéristiques du prototype de turbine étudiée

Roue			
Rayon approximatif d'entrée de la roue	R_1	=	2.761 m
Nombre d'aubes	z_i	=	13
Distributeur			
Nombre d'avant-directrices	z_{av-dir}	=	12
Nombre de directrices	z_{dir}	=	24
Ouverture des directrices pour le rendement maximal	γ_{dir}	=	23°
Entrefer rotor/stator minimal = 8%			
Conditions d'opération			
Vitesse de rotation de la roue	n	=	75 rpm
Débit associé au rendement maximal de la turbine	Q	=	182 m^3/s
Densité de l'eau	ρ	=	999.1 kg/m^3
Viscosité cinématique de l'eau	μ	=	1.139e-3 kg/m·s
Température de référence à l'entrée	T	=	15° C

4.1.1 Fréquence réduite pour les études numériques

En se basant sur des conditions de vitesse débitante moyenne et sur les coordonnées radiales en entrée de roue, la fréquence réduite pour la turbine Francis étudiée est:

$$\Omega = \omega R / C_R = \frac{7.854 \cdot 2.761 \quad \text{m/s}}{5.5 \quad \text{m/s}} \approx 3.94$$

Avec cette fréquence réduite, on est en mesure de s'attendre à ce que l'influence de l'interaction potentielle sur l'écoulement dans les environs de l'entrefer ne puisse être négligée. De plus, en tenant compte du fait que cet entrefer est faible, on aura certainement un écoulement instationnaire. L'entrefer n'est pas constant sur toute la hauteur de la machine. L'entrefer minimal, soit 8%, est observé près du fond inférieur. On peut s'attendre à ce que l'influence de l'instationnarité, du moins celle due à l'interaction potentielle, soit atténuée près de la couronne de la roue.

4.1.2 Modélisation stationnaire avec interface de plan de mixage

On commencera par effectuer des calculs stationnaires en utilisant l'interface *Stage* de CFX-TASCflow, dont les détails ont déjà été abordés à la section 2.4.1. La géométrie et le maillage du distributeur analysé sont représentés à la figure 4.1. Le passage du distributeur modélisé est constitué d'une avant-directrice et de deux directrices. Ce passage représente 1/12 du distributeur complet. Il n'y a pas eu de modification au secteur angulaire du canal de distributeur, étant donné que le code de calcul permet de traiter des rapports de pas non-entiers sur des géométries rotor/stator pour des calculs stationnaire ou instationnaire. On voit que le domaine est prolongé vers l'amont afin de laisser le temps à l'écoulement de s'établir dans l'avant-distributeur avant de rencontrer l'avant-directrice. Le maillage de distributeur utilisé pour tous les calculs est composé de 384 536 noeuds (362 041 éléments hexahédriques). On a porté une attention particulière à la densité et la qualité du maillage près des aubes et de la région de sortie du distributeur. En faisant cela, on permet de minimiser la quantité de diffusion numérique introduite dans l'écoulement et ainsi mieux permettre le transport du sillage vers la roue. Pour sa part, la géométrie et le maillage de la roue Francis sont présentés à la figure 4.2. On a prolongé le domaine de la roue dans le cône de l'aspirateur en aval afin de pouvoir y imposer des conditions aux limites provenant d'un calcul de diffuseur existant. Ce maillage est utilisé pour toutes les simulations et comporte 344 196 noeuds (328 176 éléments hexahédriques). On a raffiné le maillage en entrée de roue afin d'obtenir des tailles d'éléments similaires à celles des éléments près de l'interface dans le distributeur et on a également mis un nombre appréciable de noeuds en entrée de domaine afin de ne pas diffuser numériquement l'écoulement provenant des directrices. Dans tous les cas, les maillages ont été adaptés afin de respecter les conditions de y^+ à la paroi. Les régions de chaque côté du passage hydraulique du distributeur et de la roue sont imposées comme étant des surfaces

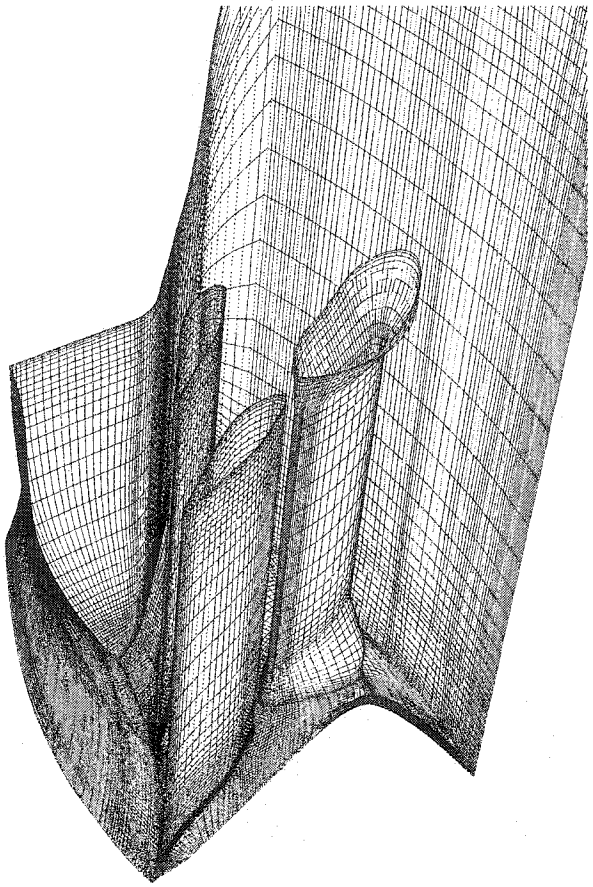

Figure 4.1 : Maillage utilisé pour le distributeur

périodiques, à l'exception des surfaces intrados et extrados de l'aube. Les régions associées à la couronne, à la ceinture, à l'extrados et à l'intrados sont des parois solides en rotation. Les aubes et les parois du canal de distributeur, ainsi que la partie du cône d'aspirateur modélisé, sont des parois solides fixes.

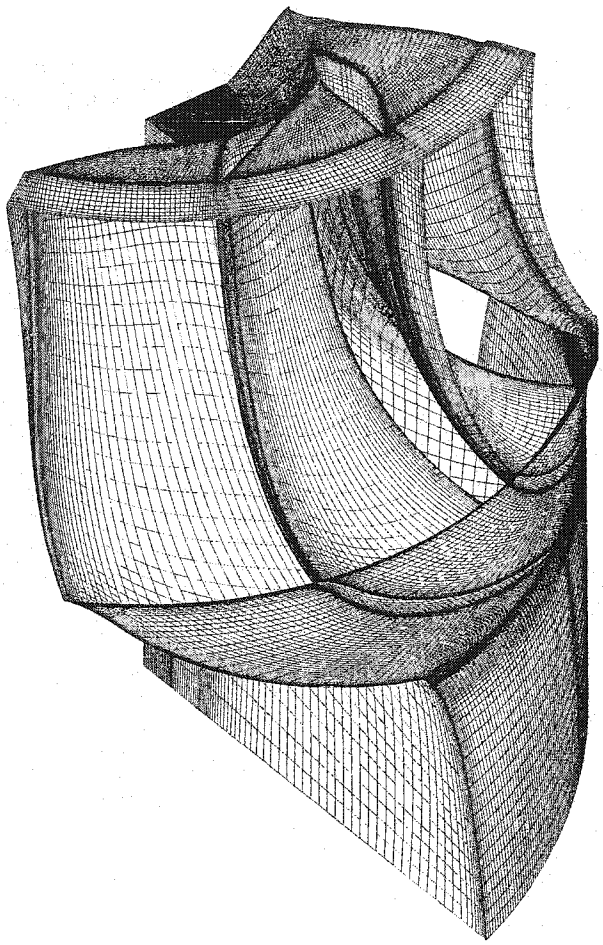

Figure 4.2 : Maillage utilisé pour la roue

En résumé, voici les conditions aux limites pour les modélisations:

- En entrée de distributeur, on impose le débit pour un passage hydraulique de distributeur, ainsi que l'angle d'écoulement. On impose l'intensité de turbulence à 0.05 et le rapport $\mu_T/\mu = 1100$, basé sur des conditions de simulations en entrée de distributeur pour des turbines semblables.

- En sortie de roue, on impose un profil de pression moyenné, provenant d'un calcul en régime permanent dans l'aspirateur de la roue pour la centrale étudiée.

- On utilise une loi de paroi fixe (fixed_wall_distance_model = T) pour faire le traitement entre la sous-couche visqueuse, la région logarithmique et la région pleinement turbulente. Comme pour les simulations dans la pompe centrifuge, le modèle de turbulence k-ε standard est utilisé.

- Tel qu'énoncé plus tôt, on modélise 1/13 de la roue et 1/12 du diffuseur, en imposant des conditions de périodicité sur les parois latérales de chacun des domaines.

Le modèle de Kato-Launder (Documentation CFX-TASCflow) est utilisé pour fournir des valeurs plus réalistes de la production d'énergie cinétique de turbulence près des points de stagnation. Dans ce cas-ci, le calcul est effectué avec le paramètre stage_constant_ptotal=false pour faciliter la convergence. Le paramètre stage_pconstant_factor a été fixé à 0.9 pour cette étude et le critère de convergence sur le résidu maximal des composantes cartésiennes de la vitesse est imposé à $1.0\text{x}10^{-04}$.

4.1.3 Modélisation instationnaire

La modélisation instationnaire est complétée avec la même interface numérique instationnaire que pour la pompe centrifuge. Le calcul étant très exigeant pour les ressources informatiques disponibles, on utilise les mêmes géométrie, maillage et conditions aux limites que pour le calcul stationnaire. Le rapport des secteurs angulaires amont et aval des géométries étant près d'un entier, on peut s'attendre à ce que les résultats ne soient pas trop influencés par le traitement numérique particulier de l'interface instationnaire. Afin d'accélérer un peu le calcul, on utilise les résultats du calcul stationnaire pour amorcer le calcul instationnaire. On utilise des schémas spatiaux et temporels de deuxième ordre pour ce calcul. Le pas de temps imposé est de $0.01091/\omega$, soit une rotation de 0.625 degré par itération. La convergence vers un état périodique est atteinte après environ 8 passages de canal de roue, soit l'équivalent d'une rotation de la roue d'environ 220°. Afin d'avoir des données suffisantes pour le post-traitement, on continue le calcul jusqu'à une rotation complète de la roue par rapport à sa position initiale.

4.2 Analyse des résultats

4.2.1 Évolution temporelle et analyse fréquentielle du signal

On peut tout d'abord présenter l'évolution temporelle de la pression pour deux points distincts dans la turbine. Comme on le mentionnait brièvement en introduction de ce chapitre, des mesures dynamiques de pression statique ont été prises sur la roue en centrale par une équipe d'Hydro-Québec. La prise de données a été effectuée à l'aide d'un unique capteur situé sur l'intrados, très près du bord d'attaque et proche de la ceinture de la roue. On a mis un point d'échantillonnage

numérique sur le maillage au même endroit afin de pouvoir comparer l'évolution du signal numérique avec le signal expérimental. On a aussi inséré un autre point d'échantillonnage dans le domaine du distributeur près du fond inférieur, à mi-chemin entre les deux directrices, afin de suivre l'évolution temporelle du signal numérique. Ces deux signaux sont illustrés à la figure 4.3 à une certaine étape du calcul. On voit que le signal échantillonné évolue bien vers un état périodique.

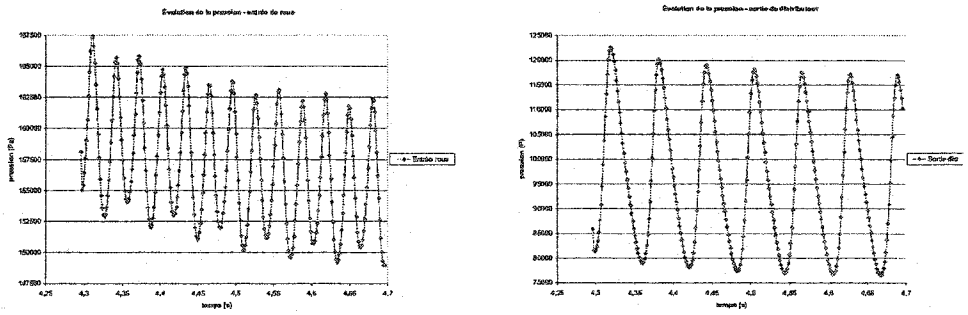

Figure 4.3 : Évolution temporelle de la pression pour un point d'échantillonnage sur l'intrados, près de la ceinture en entrée de roue (à gauche) et en sortie de distributeur, à mi-chemin du canal près du fond inférieur (à droite)

Une fois la rotation complète de la roue effectuée, on traite la portion établie du signal temporel pour en extraire le contenu fréquentiel. On effectue encore une fois une analyse de type FFT avec l'aide d'un module externe (*Matlab*). Le fruit d'une telle analyse sur les deux signaux échantillonnés est présenté à la figure 4.4. La fréquence est adimensionnée par la fréquence de passage des aubes de la roue (soit $z_i f_0$=13*1.25 Hz = 16.25 Hz, avec f_0 la fréquence associée à la rotation de la roue).

Pour le signal en entrée de roue, on retrouve principalement la fréquence numérique de passage des directrices. Le signal présente un pic pour une fréquence adimensionnelle de deux. Ceci revient à retrouver le rapport de deux directrices pour une aube de roue sur le modèle numérique utilisé (soit 2*16.25 Hz = 32.5 Hz). On re-

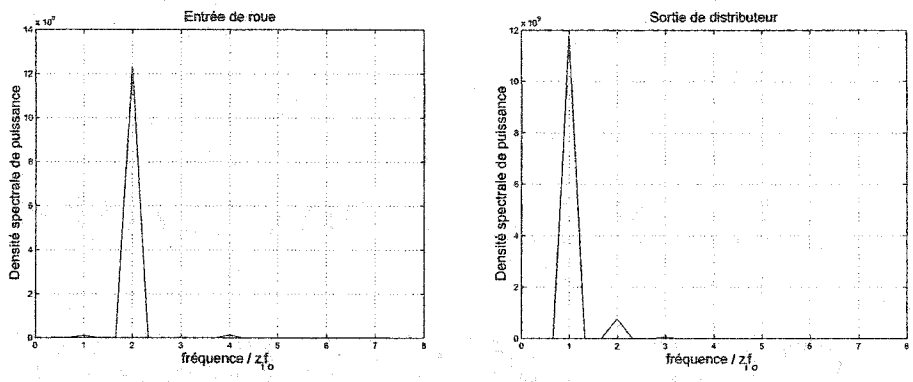

Figure 4.4 : Spectres en fréquences basés sur la pression pour un point d'échantillonnage sur l'intrados, près de la ceinture en entrée de roue (à gauche) et en sortie de distributeur, à mi-chemin du canal près du fond inférieur (à droite)

marque toutefois l'absence d'harmoniques supérieurs sur le signal en entrée de roue. Comme on l'a vu dans le cas de la pompe, ces derniers sont associés au découpage du sillage transporté vers l'aval dans l'écoulement. Ceci semble indiquer que les sillages sont mixés très rapidement par l'écoulement sain et donc que l'instationnarité qui leur est associée n'affectera pas l'écoulement dans la roue. La figure 4.5 montre les contours d'énergie cinétique de turbulence sur un plan d'élévation constante près du fond inférieur pour un certain temps lors du calcul instationnaire. Le sillage est effectivement dissipé avant d'entrer dans la roue. L'énergie cinétique de turbulence, plus élevée dans les couches limites des directrices, chute rapidement aux alentours du bord de fuite. L'instationnarité de sillage n'est pas présente dans la roue pour la configuration de turbine étudiée.

Pour ce qui est du signal en sortie de distributeur, on voit qu'il présente principalement une seule composante, à savoir la fréquence de passage des aubes de la roue (16.25 Hz). En regardant les composantes principales des spectres en fréquence pour ces deux points, on voit que l'interaction instationnaire présente dans la région d'entrefer de la turbine sera principalement de type potentielle. L'absence

d'harmoniques supérieurs sur le signal de la roue indique l'absence d'interaction de sillage pour la configuration analysée.

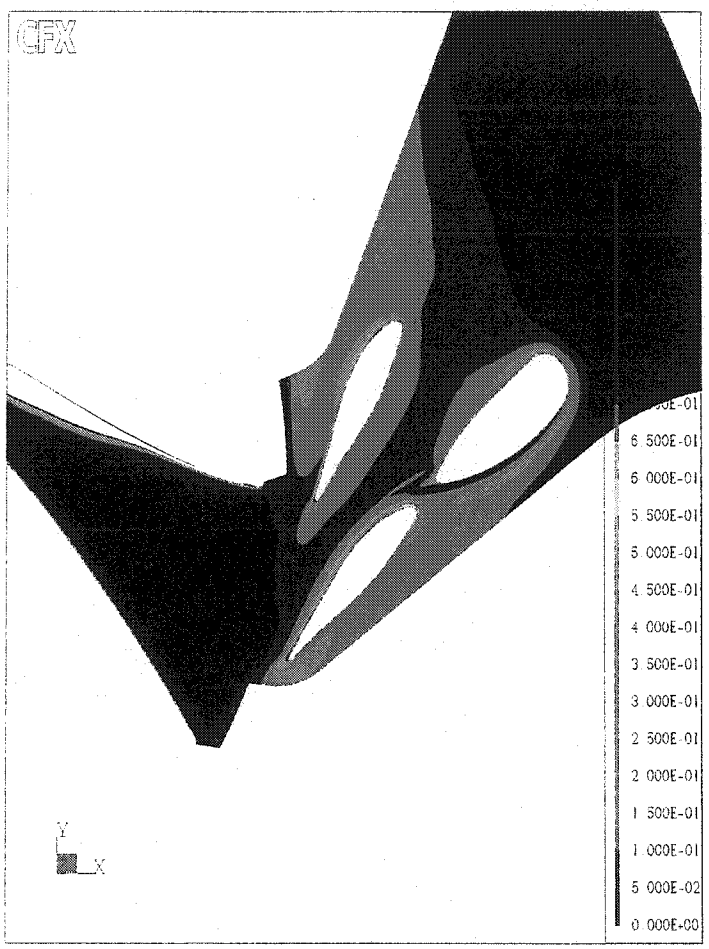

Figure 4.5 : Énergie cinétique de turbulence sur un plan d'élévation constante près du fond inférieur - calcul instationnaire

La figure 4.6 présente une analyse en fréquence du signal de pression expérimental échantillonné dans la roue. On voit que ce dernier présente un pic à une fréquence de 30 Hz, ce qui est la fréquence exacte que l'on aurait retrouvée si on avait effectué une modélisation complète de la turbine. La fréquence de 30 Hz correspond au passage des directrices vis-à-vis les canaux de la roue prototype. Numériquement, on trouve que cette fréquence est modulée à 32.5 Hz. Ceci est l'effet direct du traitement numérique de l'interface instationnaire pour des géométries dont les rapports de secteurs angulaires ne sont pas des entiers. En imposant une périodicité spatiale à une combinaison de domaines rotor/stator qui ne l'est pas réellement, l'interface instationnaire modifie la fréquence numérique de passage des directrices (ceci revient à attribuer une fréquence qui est le produit de la fréquence réelle de passage des directrices par le rapport des secteurs angulaires (30 Hz * $30^o/27.6923^o$ = 32.5 Hz).

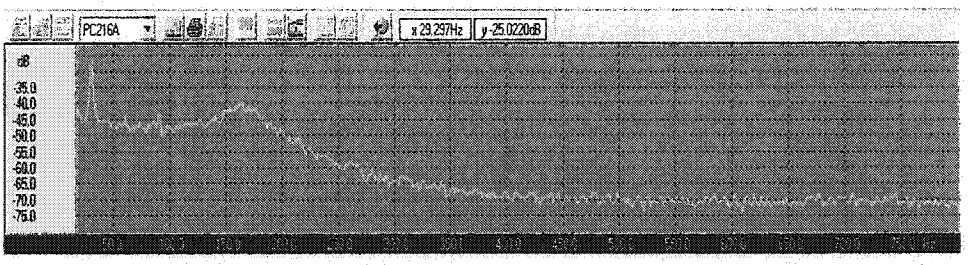

Figure 4.6 : Spectre en fréquence expérimental pour le point de mesure dans la roue

4.2.2 Description des champs de pression obtenus

Comme on le mentionnait plus tôt, un des principaux buts de l'analyse est de capter la nature instationnaire du chargement en pression sur les aubages de la roue. On portera une attention particulière à cet aspect dans les lignes qui suivent.

Dans la section précédente, on a remarqué l'absence d'harmoniques supérieurs associés à l'instationnarité du sillage dans le contenu fréquentiel du signal en entrée de roue. Toutefois, la fréquence réduite propose qu'il y ait un effet instationnaire dans l'entrefer. On peut s'attendre à ce que l'effet potentiel dû à la proximité des composantes en mouvement relatif soit présent sur les distributions de pression.

Dans un premier temps, on peut regarder l'évolution de la pression le long d'une pseudo-ligne de courant passant par le point de maillage près du capteur de pression. On rappelle que ce capteur est situé près du bord d'attaque d'une aube de roue, sur l'intrados près de la ceinture. À la figure 4.7, on compare la distribution de pression obtenue par calcul stationnaire à des distributions instantanées à quatre positions différentes de la rotation de la roue sur un pas. La pression est présentée à l'intrados et à l'extrados pour la même pseudo-ligne de courant en fonction de la position adimensionnelle le long de l'aube de la roue.

À première vue, on remarque que les calculs stationnaire et instationnaire produisent des distributions de pressions similaires, sauf du bord d'attaque à 25% de la corde pour l'intrados et l'extrados. La valeur maximale de pression sur l'intrados est surévaluée d'environ 30 kPa pour le calcul stationnaire par rapport au calcul instationnaire. À l'extrados, le minimum de pression est moins important d'environ 125 kPa pour le calcul stationnaire. Ces différences près du bord d'attaque entre les modèles stationnaire et instationnaire semblent indiquer qu'une interface stationnaire, pour un cas qui semble présenter une instationnarité potentielle moyennement élevée, ne soit pas tout à fait indiquée pour la géométrie analysée, au point d'opération évalué.

À la même figure, on peut comparer la pression pour quatre positions relatives différentes de la roue par rapport au distributeur (on couvre quatre positions à intervalle régulier du secteur de distributeur). On remarque que le signal instantané

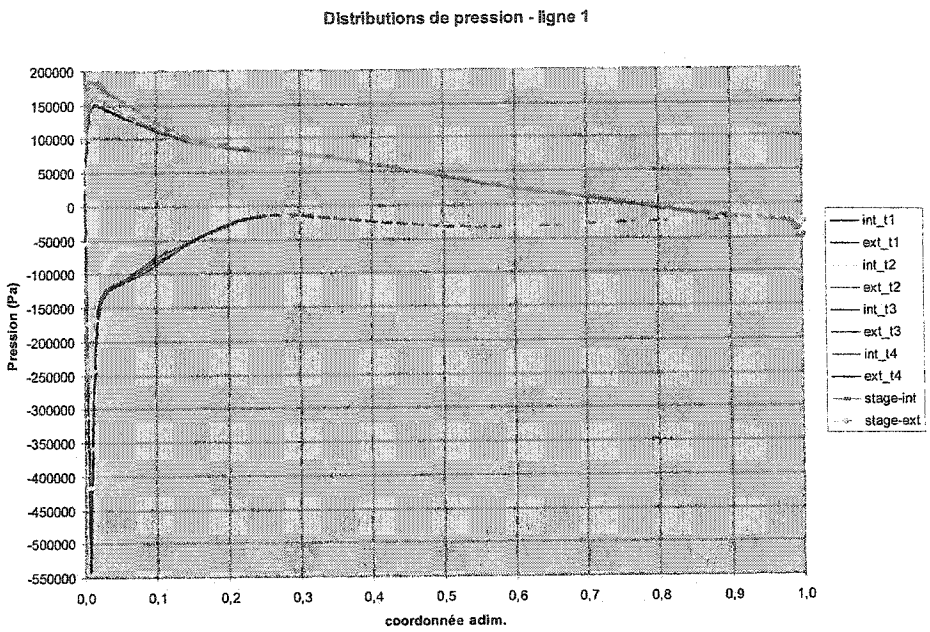

Figure 4.7 : Distribution de pression sur une pseudo-ligne de courant près du capteur de pression

à l'intrados, en son point maximal près du bord d'attaque, subit une variation de 6 kPa pour les temps représentés. À l'extrados, le signal, en son point minimal près du bord d'attaque, subit une variation de 20 kPa au cours des temps représentés. On verra un peu plus loin le détail de l'étendue calculée des fluctuations de pression par rapport à la moyenne issue des résultats instationnaires.

Ayant présenté quelques résultats issus des calculs stationnaires et instationnaires, il est intéressant de présenter les cartes de distributions de pression sur les aubages de la roue et du distributeur. Dans les sections qui suivent, on comparera les pressions stationnaires et celles provenant de la moyenne instationnaire, ainsi que les fluctuations RMS, le tout conformément à la méthodologie adoptée au chapitre 1.

4.2.2.1 Intrados de l'aube

La figure 4.8 montre la répartition de pression sur l'intrados de l'aube de la roue issue du calcul stationnaire. En comparaison, on présente à la figure 4.9 la carte

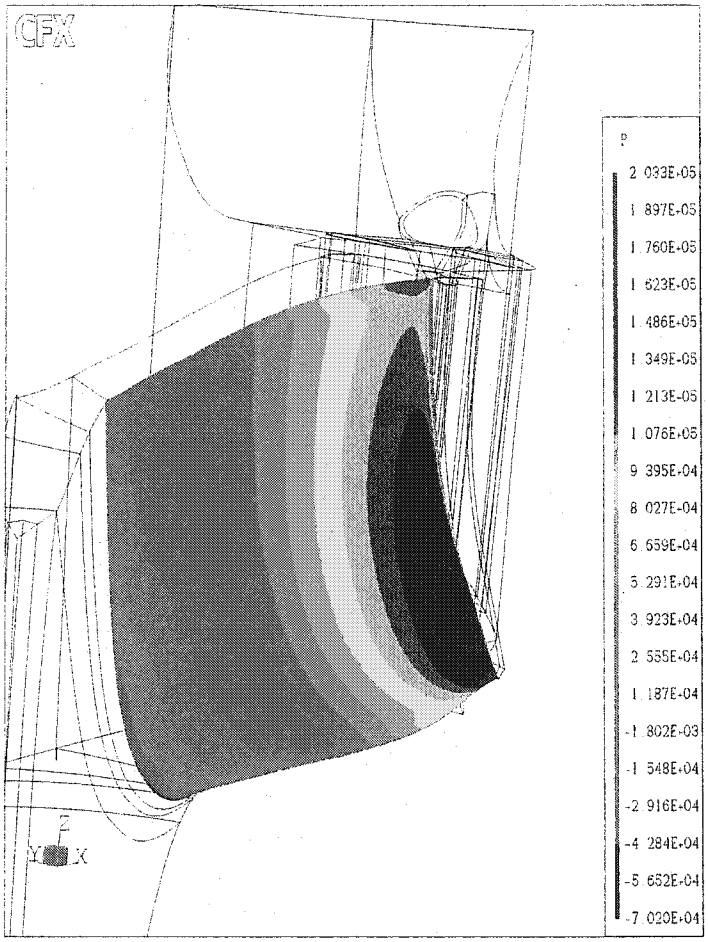

Figure 4.8 : Distribution de pression sur l'intrados de la roue - calcul stationnaire

des pressions sur l'intrados provenant du moyennage des valeurs instationnaires. Comme on l'a observé à la figure 4.7, les niveaux de pression, ainsi que leurs répartitions, sont sensiblement différents sur le premier quart de l'aubage près de la ceinture pour ces deux cartes moyennées. Toutefois, en s'approchant de

la couronne, on retrouve des valeurs de pressions moyennes semblables. Les distributions sont similaires de la mi-aube au bord de fuite. On obtient donc des distributions différentes principalement près de la région où les aubes de la roue sont près des directrices. Le calcul stationnaire semblerait donc ne pas permettre de capter certains détails associés aux effets de proximité des rangées d'aubages dans cette région.

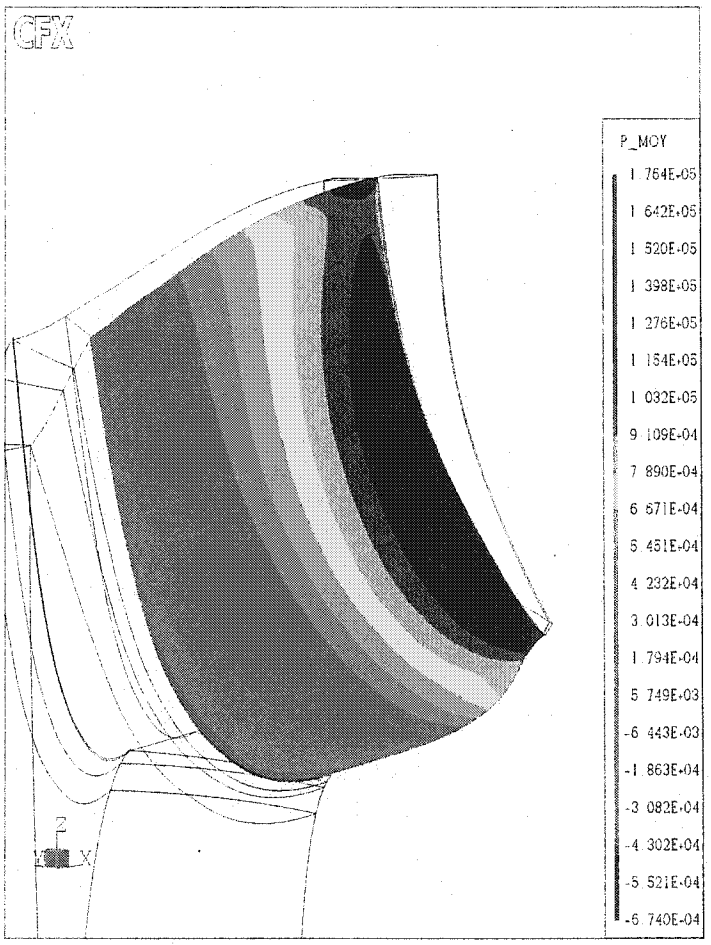

Figure 4.9 : Distribution de pression sur l'intrados de la roue - calcul instationnaire moyenné

La figure 4.10 illustre la répartition de la fluctuation de pression sur l'intrados de l'aube issue du moyennage des pressions instationnaires. Cette figure confirme que

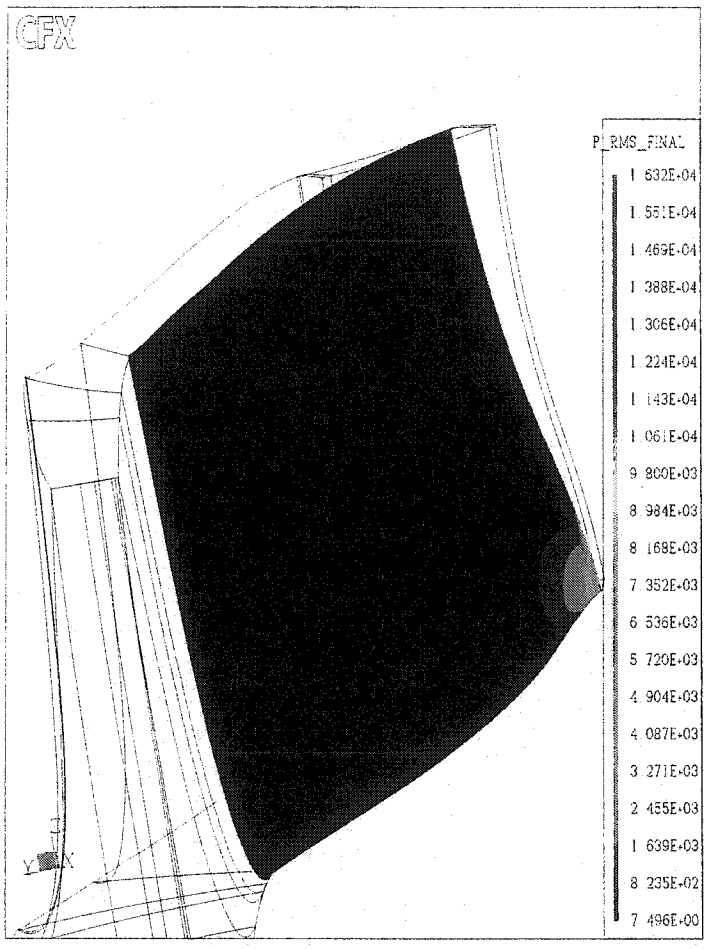

Figure 4.10 : Distribution de la fluctuation de pression sur l'intrados de la roue - calcul instationnaire moyenné

la zone d'influence de l'instationnarité potentielle due à la proximité des aubages est très limitée dans son étendue sur l'aubage et se concentre surtout en entrée de roue, près de la ceinture.

Si on revient à l'échantillonnage expérimental de la pression sur l'intrados, on obtient pour ce point une valeur moyenne de 115.1 kPa et une fluctuation RMS

associée de 8.25 kPa, ce qui représente une variation d'environ 7% par rapport à la moyenne. En calibrant les valeurs de la simulation numérique selon la valeur moyenne expérimentale au point d'échantillonnage, on obtient une valeur RMS numérique de 4.37 kPa pour la pression, ce qui correspond à 3.8% de la valeur moyenne, pour un entrefer de 8% du rayon d'entrée de la roue. On a donc un écart d'environ 47% sur la valeur RMS par rapport à la valeur expérimentale aux alentours du capteur de pression. Des valeurs similaires sont retrouvées près de la région d'entrefer minimal.

4.2.2.2 Extrados de l'aube

Dans la même optique, on présente les distributions de pression moyennes issues des calculs stationnaires et instationnaires sur l'extrados des aubages aux figures 4.11 et 4.12. Comme on le mentionnait plus tôt pour la pseudo-ligne de courant, la carte

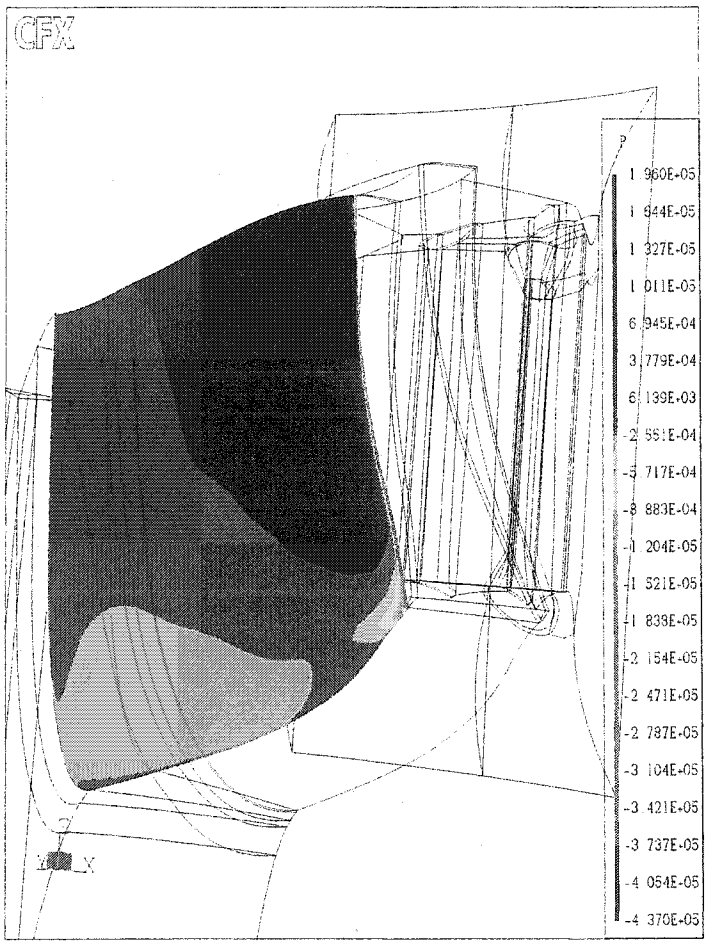

Figure 4.11 : Distribution de pression sur l'extrados de la roue - calcul stationnaire

de pression pour l'extrados est différente sur les premières fractions de l'aubage de la roue. Les valeurs issues des deux types de moyennages sont sensiblement confondues sur le reste de l'extrados de l'aube. Il semble donc que l'instationnarité

affecte de façon significative les valeurs instantanées de pression sur une région très localisée près du bord d'attaque, et encore plus près de la ceinture de la roue. Il en résulte donc, pour les mêmes conditions aux limites de simulations, que les valeurs de pression près de l'entrefer présentent des distributions moyennes différentes pour un calcul stationnaire ou instationnaire moyenné. Une possibilité qui pourrait expliquer les différents niveaux de pression rencontrés près de l'entrefer est que le calcul avec interface de plan de mixage, qui fait le moyennage circonférentiel du profil de vitesse à l'interface, ne soit pas apte à représenter les conditions moyennes de l'écoulement perturbé par les instationnarités potentielles, comme on l'a expliqué dans l'article de Galpin (Galpin et al., 1995).

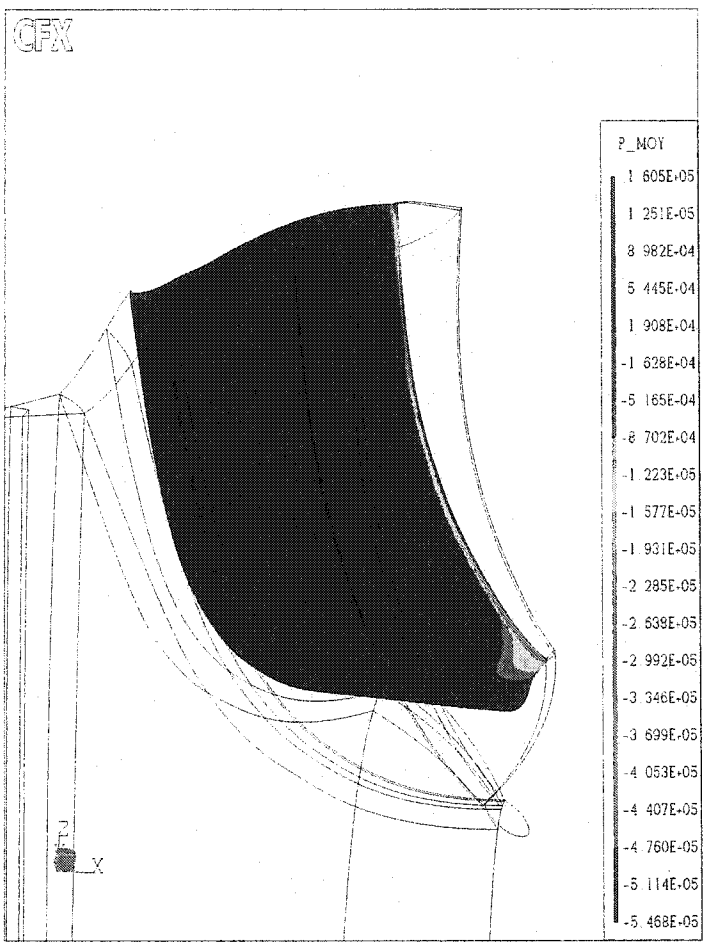

Figure 4.12 : Distribution de pression sur l'extrados de la roue - calcul instationnaire moyenné

La figure 4.13 montre la fluctuation RMS de pression sur l'extrados. La zone d'influence de l'instationnarité potentielle sur l'aube de la roue est encore très limitée près du bord d'attaque et de la ceinture, là où l'entrefer est pratiquement à son minimum. Tout comme pour l'intrados, plus on se rapproche de la couronne, plus l'instationnarité potentielle diminue. Toutefois, que l'on soit à l'intrados ou à l'extrados, on atteint des valeurs RMS de pression allant jusqu'à 10% de la valeur moyenne près du bord d'attaque de la roue.

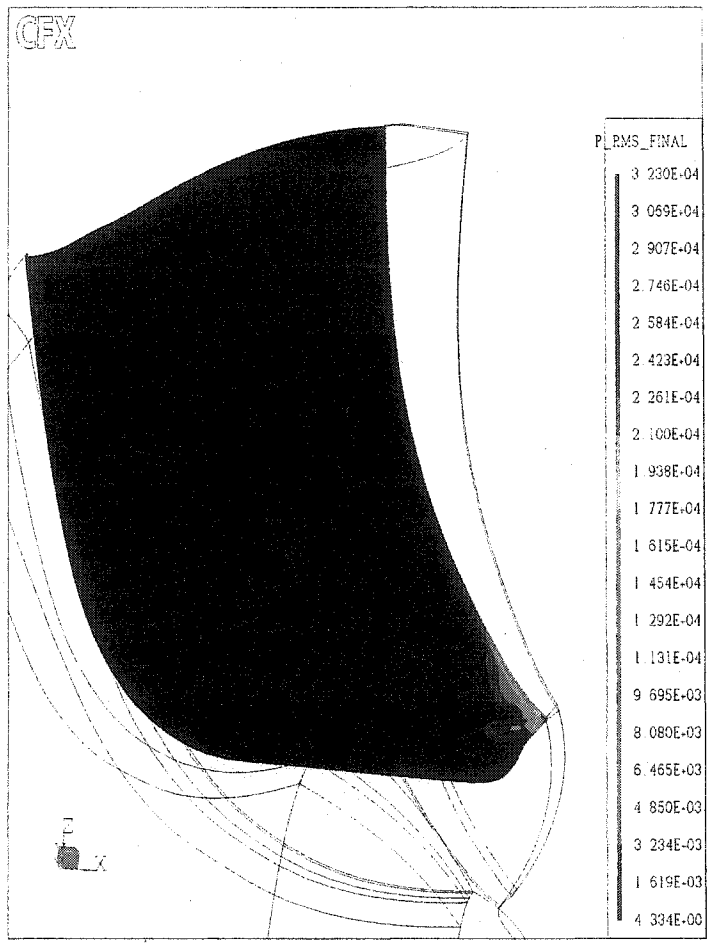

Figure 4.13 : Distribution de la fluctuation de pression sur l'extrados de la roue - calcul instationnaire moyenné

4.2.2.3 Distributeur

Poursuivons l'analyse des résultats pour le distributeur. Les figures 4.14 et 4.15 présentent les distributions moyennes de pression des calculs stationnaires et instationnaires dans le distributeur. Il en résulte de ces figures que, comme pour le

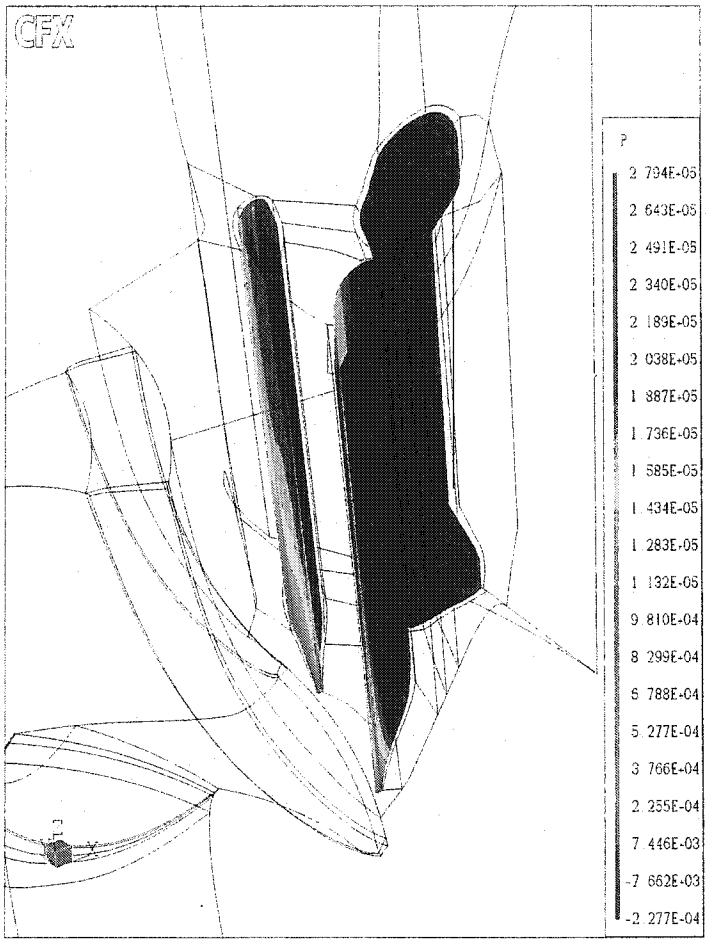

Figure 4.14 : Distribution de pression sur les aubes du distributeur - calcul stationnaire

cas des cartes de pressions dans la roue, les différences entre calculs stationnaires et instationnaires sont présentes dans la région d'entrefer minimal, près du fond

inférieur. L'instationnarité potentielle, présentée sur la figure 4.16, se fait surtout ressentir très près du fond inférieur, dans la zone d'entrefer minimal.

4.2.2.4 Plan constant distributeur-roue

Les figures 4.17 et 4.18 présentent les pressions moyennes et les fluctuations RMS provenant des calculs instationnaires sur un plan d'élévation constante près du fond inférieur. Pour fins de comparaisons, on présente également aux figures 4.19 et 4.20 les pressions instantanées pour la même élévation, pour deux positions différentes de la roue sur sa période de passage, un premier temps lorsque l'aube de la roue est entre deux directrices, l'autre quand celle-ci est vis-à-vis une directrice.

En comparant l'état moyen de la figure 4.17 aux figures d'états instantanés 4.19 et 4.20, on remarque premièrement que l'écoulement autour des directrices du domaine stator présente une variation temporelle appréciable. En effet, les zones de dépression du côté extrados varient sur la presque totalité de la directrice quand l'aube de roue évolue dans sa rotation. L'état moyen montre ces zones de dépression côté extrados, résultat de l'incidence légèrement positive sur les directrices. De plus, on note que le calcul de l'état moyen est symétrique sur les deux directrices, ce qui donne un indice sur la qualité du moyennage et de l'évolution vers un état périodique du calcul.

Toujours en comparant les résultats instantanés, on observe, au contraire de l'extrados, que seuls les derniers 25% de l'intrados subissent des variations de pressions relativement importante (l'état moyenné en temps et les états instantanés pour les premiers 75% des aubages sont pratiquement identiques). On retrouve bien les comportements instationnaires potentiels ci-haut mentionnés sur la figure 4.18. Les fluctuations sont assez importantes sur les aubages du distributeur dans les zones

mentionnées. On voit aussi que l'écoulement autour de l'avant-directrice n'est pratiquement pas perturbé par la présence de la roue en aval. De la figure 4.18, on en conclut que l'influence de l'instationnarité potentielle se limite vers l'amont aux alentours du cercle des directrices. On note également que le moyennage des valeurs instantanées présente de très fortes fluctuations de pression vers l'amont dans la région de l'entrefer, encore plus que dans le canal interaube des directrices.

On observe cependant que l'interaction potentielle due à la proximité des aubages ne semble pas être aussi forte numériquement vers l'aval. En effet, l'observation du champ de pression en entrée de roue sur les figures 4.19 et 4.20 porte à conclure que la variation instantanée de pression due au mouvement relatif des aubes n'est pas captée comme on aurait pu s'y attendre sur les premières fractions de la roue. Les fluctuations RMS de pression (figure 4.18) y sont relativement faibles en comparaison à celles présentes dans l'état amont, juste de l'autre côté de l'interface numérique instationnaire. On pourrait s'attendre à ce que ces dernières soient au moins tout aussi importantes. Au premier coup d'oeil, les variations instantanées dans la zone près du bord d'attaque sont relativement peu prononcées lors de la rotation de la roue, et l'état moyen est comparable aux états instantanés sur la coupe observée. Néanmoins, les fluctuations potentielles sont surtout concentrées au bord d'attaque de la roue.

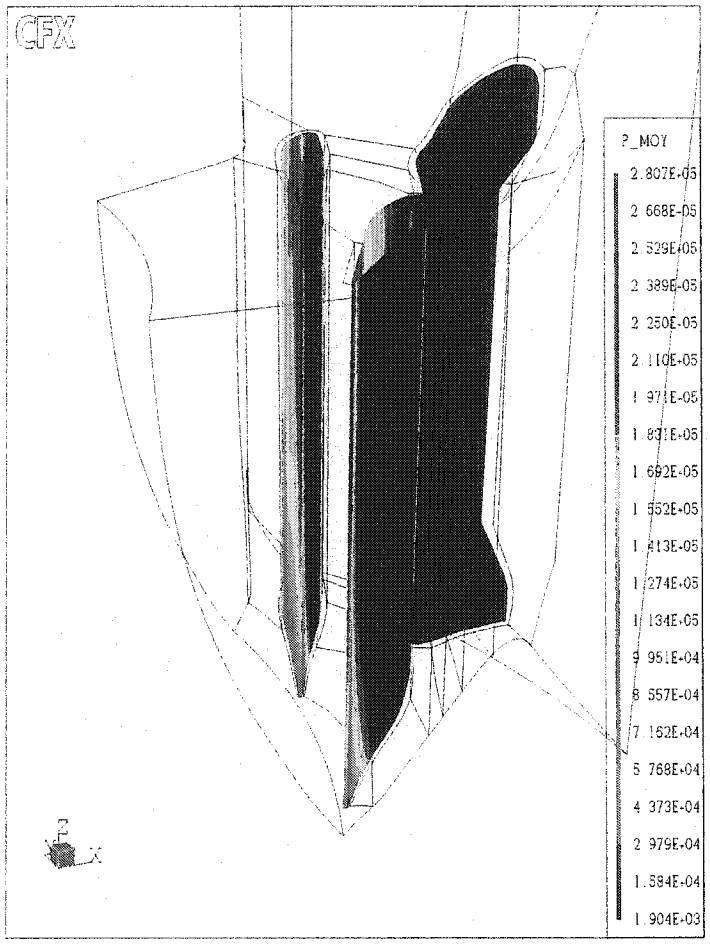

Figure 4.15 : Distribution de pression sur les aubes du distributeur - calcul instationnaire moyenné

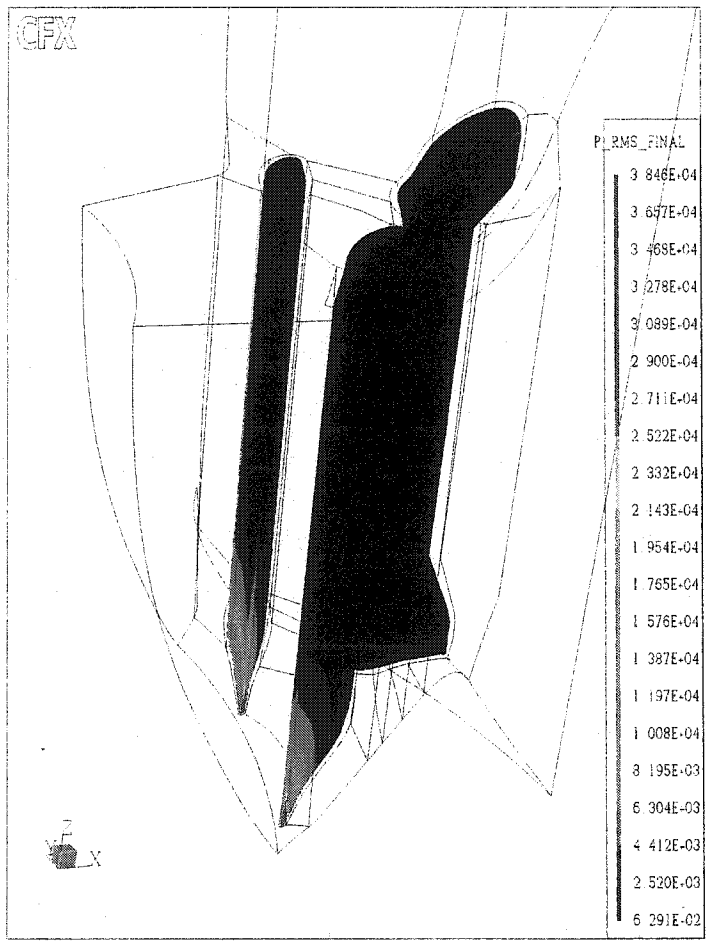

Figure 4.16 : Fluctuations de pression sur les aubes du distributeur - calcul instationnaire moyenné

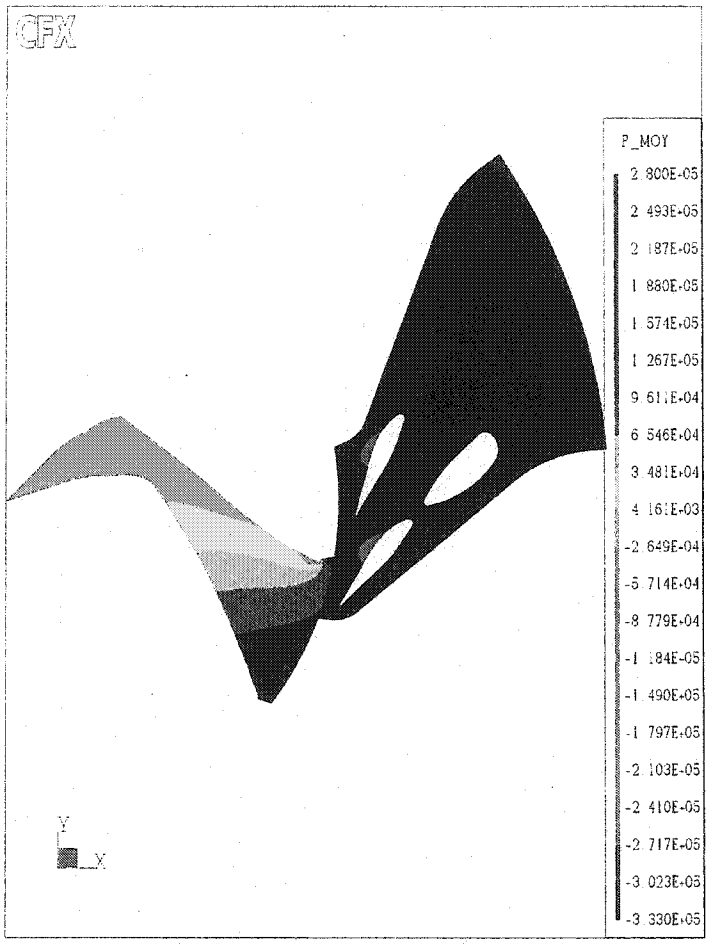

Figure 4.17 : Distribution de pression moyenne sur un plan à élévation constante près de la paroi inférieure du distributeur - calcul instationnaire moyenné

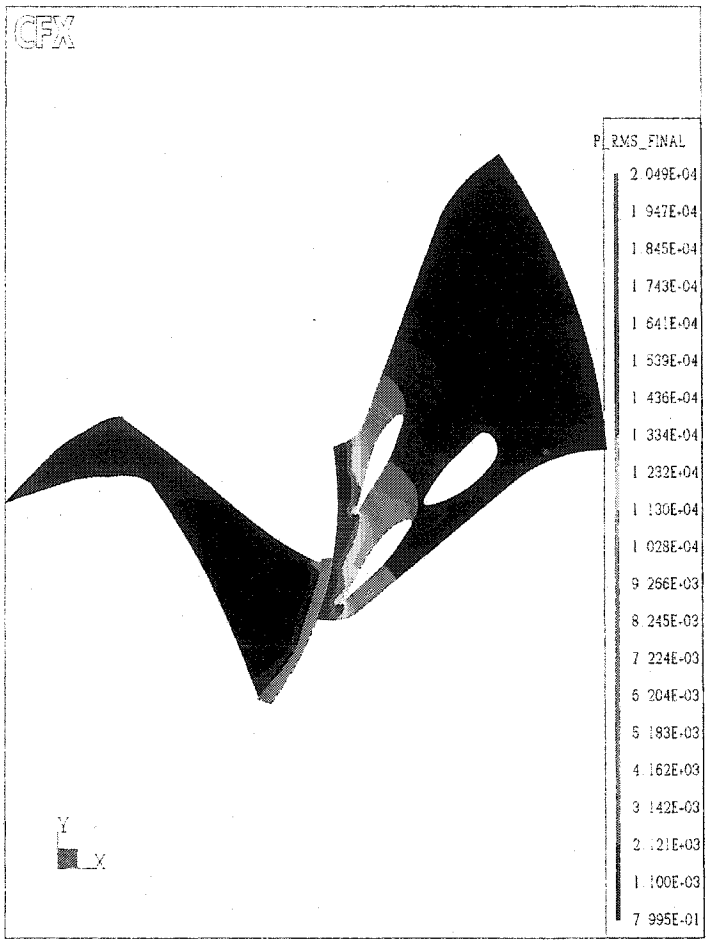

Figure 4.18 : Fluctuations de pression sur sur un plan à élévation constante près du fond inférieur du distributeur - calcul instationnaire moyenné

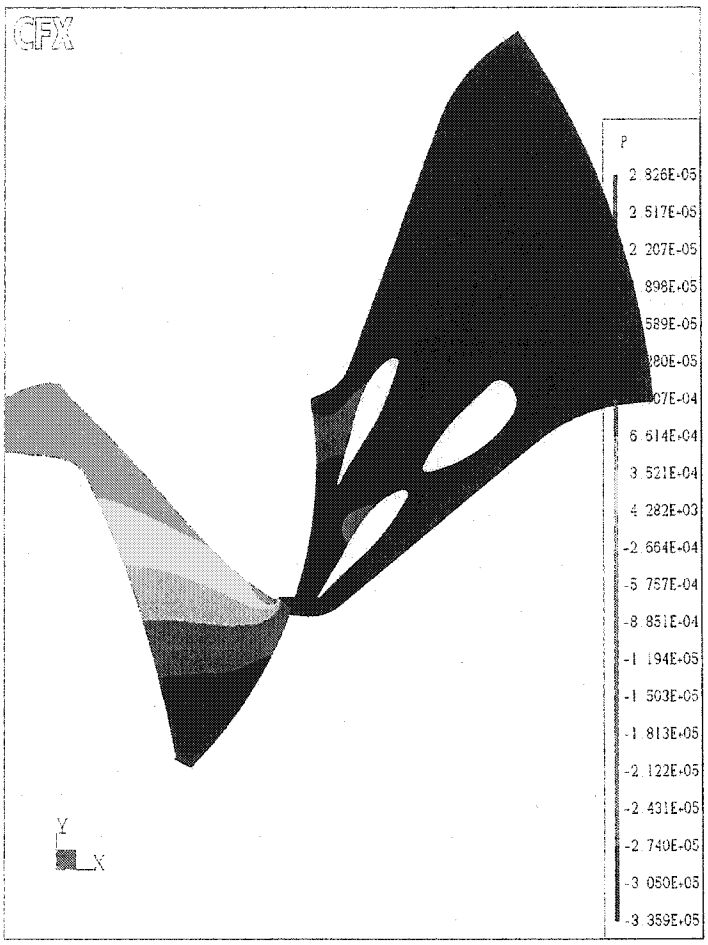

Figure 4.19 : Distribution de pression instantanée sur un plan à élévation constante près de la paroi inférieure du distributeur - temps t

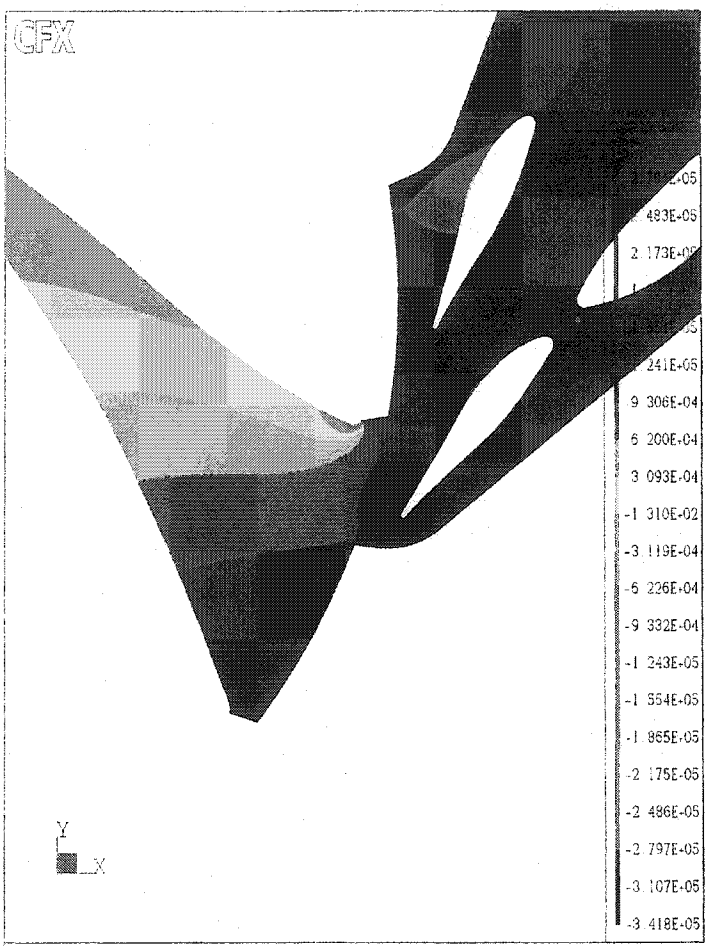

Figure 4.20 : Distribution de pression instantanée sur un plan à élévation constante près de la paroi inférieure du distributeur - temps $t+\Delta t$

4.3 Discussion et conclusion

Suite à ces comparaisons, il est possible d'apporter quelques commentaires sur l'analyse effectuée. Dans un premier temps, il est important de mentionner que la turbomachine modélisée pour l'étude ne présente pas un entrefer constant sur toute la hauteur de la roue. En effet, ce dernier est minimal près de la ceinture, et c'est dans cette région que les fluctuations de pression sont les plus importantes, que l'on regarde le domaine rotor ou stator. Les fluctuations sont beaucoup moins importantes en se rapprochant de la couronne de la roue, là où l'entrefer devient plus élevé. Dans ce sens, le calcul instationnaire capte les caractéristiques de l'écoulement auxquelles on pourrait s'attendre. Aussi, on a vu que l'analyse du contenu fréquentiel de l'écoulement pour des points d'échantillonnage numériques dans le domaine démontrait l'absence de propagation de sillage vers l'aval et donc une prédominance de l'interaction potentielle. Ce même comportement fut également noté lors de l'analyse fréquentielle du signal expérimental de pression dans la roue. On a également vu que les fluctuations numériques de pression au point d'échantillonnage dans la roue étaient tout de même relativement proches des fluctuations expérimentales captées lors des essais. Bref, l'analyse instationnaire de l'écoulement et le moyennage des quantités instantanées semblent mener à de bons résultats quand il s'agit d'aller chercher les principales caractéristiques instationnaires de l'écoulement dans la turbine.

Néanmoins, il semble que l'interface instationnaire choisie, couplée aux différentes conditions de simulations numériques, ne permette pas d'aller chercher tout le détail de l'écoulement comme il serait souhaité. L'écart entre la fluctuation de pression numérique et expérimentale en est le symptôme. On a également vu précédemment que l'instationnarité potentielle semblait avoir de la difficulté à être propagée vers l'aval. Les faibles fluctuations de pression en aval, comparativement

à celles observées en amont dans le distributeur (juste de l'autre côté de l'interface numérique rotor/stator), font état de cette limitation. On pourrait s'attendre à ce que l'instationnarité potentielle traverse l'interface dans les deux sens, alors qu'on semble noter une plus grande influence de l'aval vers l'amont pour le cas présent. Ceci nous mène donc à avancer quelques facteurs devant être pris en considération pour tenter d'expliquer ce comportement.

Premièrement, on doit rappeler que, par soucis d'économie des ressources informatiques et de temps de calcul, on a choisi d'effectuer une simulation sur un domaine rotor/stator qui n'est pas périodique dans l'espace et que l'on vient y forcer une périodicité. Bien que le rapport des secteurs angulaires de part et d'autre de l'interface soit très près d'un entier et que le code nous permette un tel artifice de calcul, il va de soit que l'on commet une erreur de modélisation. En effet, en plus de venir altérer le contenu fréquentiel de l'écoulement, on force le code à venir adapter les quantités de l'écoulement au travers de l'interface pour s'accommoder d'un domaine n'étant pas réellement périodique. En faisant ainsi, on perd de l'information sur l'instationnarité de l'écoulement traversant l'interface.

D'autre part, il est reconnu que le code de calcul choisi introduit une certaine quantité de diffusion numérique aux solutions calculées de par sa méthode de résolution numérique, et l'écoulement au travers de l'interface n'y fait pas exception. Bien que l'on ait porté une attention particulière au maillage aux alentours de l'interface, il serait souhaitable dans la poursuite des travaux de raffiner encore plus le maillage du côté aval de l'interface. Ainsi, on pourrait confirmer que le maillage n'est bel et bien pas une cause de l'atténuation des mouvements instationnaires de l'écoulement. Au même titre, on doit mentionner que les directrices sont en porte-à-faux dans le canal hydraulique de la roue pour l'ouverture choisie. Afin de simplifier le maillage, l'espace entre la directrice et le fond inférieur n'a donc pas été modélisé. Il va de soi que cette caractéristique géométrique de l'agencement réel

en centrale doit avoir une influence certaine sur l'instationnarité rencontrée dans la roue, notamment sur la turbulence de l'écoulement dans la région mentionnée. Il est aussi fort probable que le modèle de turbulence choisi afin de réduire le temps de calcul, soit le modèle k-ε standard, ne permette pas de capter toute la complexité de l'écoulement en atténuant les mouvements instationnaires. Un modèle modifié ou de type différent, mais beaucoup plus lourd à utiliser, serait un choix à considérer pour raffiner les analyses.

Également, il a déjà été mentionné que les conditions en sortie du domaine de la roue et en entrée de distributeur sont imposées comme étant constantes. Il est clair qu'en réalité le problème est couplé entre les composantes de la turbine. Dans ce sens, il aurait été plus approprié d'utiliser des conditions dynamiques à ces endroits pour effectuer les simulations. Néanmoins, ceci implique de simuler complètement la bâche spirale et l'aspirateur, et ceci devient pratiquement irréaliste dans le contexte actuel de simulation. Dans le cas présent où l'on s'intéressait principalement aux interactions d'aubages, l'utilisation d'un débit constant s'est avéré un choix correct pour les simulations. Dans la poursuite des recherches sur les interactions instationnaires dans l'ensemble des composantes de la turbine, il serait fort intéressant d'orienter l'approche vers la prise de mesures à plusieurs sections stratégiques lors d'essais modèles.

Enfin, il est possible de conclure que l'interface stationnaire du code de calcul utilisé permet d'aller capter la plupart des caractéristiques de l'écoulement, mais que les prédictions dans la zone de faible entrefer étaient fortement différentes de l'état instationnaire moyenné. Il serait alors probable que l'interface stationnaire pour calculer l'état moyen ne soit que partiellement adapté à la configuration de turbine à l'étude. De plus, la convergence des calculs stationnaires s'est avérée difficile et dépendante de la position de l'interface délimitant les domaines rotor et stator dans la région de l'entrefer. Ceci suggère que l'utilisation de l'interface instationnaire

pour la présente turbine soit un choix approprié.

Avant de conclure ce chapitre, il est intéressant d'ouvrir une parenthèse au niveau de la comparaison des résultats obtenus au cours de la présente étude avec d'autres études numériques instationnaires sur des turbines radiales, bien que celles-ci soient relativement peu nombreuses à ce jour. Parmi les relativement récentes, on peut tout d'abord rappeler les grandes lignes de l'étude tridimensionnelle de Ruprecht (Ruprecht et al., 1998) sur une turbine Francis complète. Sa principale conclusion était que la portée des interactions rotor/stator demeurait faible. L'écoulement est fortement accéléré près de la ceinture en entrée de roue et les sillages issus des directrices sont mixés très rapidement, de par le fait même atténuant l'instationnarité lui tant associée. Une autre étude bidimensionnelle sur une pompe-turbine en mode turbine, effectuée par Blanc-Coquand (Blanc-Coquand et al., 2000), mène aux mêmes conclusions. L'analyse des structures tourbillonnaires des vitesses secondaires démontre que l'instationnarité de sillage est atténuée rapidement dans la roue et que la perturbation du champ de vitesses et de pression due au sillage soit donc faible. La dernière étude tridimensionnelle instationnaire dont nous ferons mention est celle de Sato (Sato, 1999) sur une turbine Francis générique. Il en arrive à la conclusion que le sillage débute sa déformation dans l'entrefer à cause de l'accélération de l'écoulement. Le sillage est toutefois propagé dans la roue et n'est pas mixé rapidement. Cependant, on démontre que les couches limites sur la surface des aubes de la roue sont minces, et que ceci aurait donc pour conséquence que l'écoulement dans la roue ne soit que faiblement influencé par les sillages provenant de l'amont. La présente étude fait également état de ce même phénomène. Il en demeure donc que l'interaction instationnaire rotor/stator est une composition des influences plus ou moins prédominantes des sillages et de l'interaction potentielle, et tout ceci est fortement dépendant de la géométrie à l'étude. Néanmoins, les résultats que l'on obtient semblent se comparer avec les autres études numériques

sur des configurations semblables de turbines radiales.

En résumé à cette conclusion, on peut rappeler que des simulations numériques à l'aide d'interfaces stationnaires et instationnaires ont été effectuées pour une turbomachine radiale. Une turbine de type Francis ayant un entrefer relativement faible a permis d'étudier le comportement dynamique du chargement de pression sur les aubages de la roue. La comparaison du contenu fréquentiel expérimental et numérique pour un point d'échantillonnage de pression dans la roue a permis de conclure que le code de calcul permettait d'aller chercher les principales caractéristiques de l'écoulement. On y dénote principalement l'absence d'interaction de sillage et la prépondérance de l'interaction potentielle. Les fluctuations numériques de pression pour le point d'échantillonnage dans la roue représentent environ 3.8% de la valeur moyenne, alors qu'expérimentalement elles sont de l'ordre de 7% de la valeur moyenne. Bien que ceci représente un écart de près de 50% entre les fluctuations numériques et expérimentales, les résultats des simulations instationnaires sont très satisfaisants, compte tenu des hypothèses de modélisation et du traitement numérique effectué à l'interface rotor/stator instationnaire. On a vu que l'on peut capter l'essentiel du comportement instationnaire, autant dans la roue que dans le distributeur. Bien que ce type d'analyse soit plus exigeant au niveau des ressources informatiques, les simulations instationnaires s'avèrent être un choix intéressant si on veut obtenir un chargement de pression dynamique sur les aubages de la turbomachine radiale.

CONCLUSION

Suite aux nombreuses théories, hypothèses et analyses présentées dans ce rapport, il est possible de synthétiser les éléments apportés lors de cette recherche. En effet, le présent mémoire visait à mettre l'accent sur le développement des connaissances dans le domaine de la simulation numérique des écoulements instationnaires, visqueux et incompressibles dans les turbomachines radiales. Pour ce faire, on s'est basé sur l'utilisation d'un code commercial qui permettait de faire à la fois des analyses en régimes stationnaire et instationnaire. Le principal but de la recherche était d'estimer numériquement les fluctuations de pression sur les aubages d'un prototype de turbine Francis. Cette application était d'un intérêt industriel et pratique afin de mieux prédire le comportement dynamique des chargements hydrauliques, ces derniers ayant une influence directe sur la durée de vie des composantes.

Avant de débuter les études numériques, on a présenté un état des connaissances sur les différents types d'interactions instationnaires rencontrés dans les turbomachines, le tout afin de mieux cibler les efforts de recherche lors des simulations numériques. On est arrivé à la conclusion que ce sont les interactions instationnaires d'aubages qui sont surtout prédominantes dans les turbomachines radiales. Celles-ci se divisent principalement en interactions de sillage, issues du transport vers l'aval des couches limites d'aubages, et en interactions potentielles, affectant le champs de pression et de vitesse vers l'amont et l'aval à cause de la proximité des composantes adjacentes en mouvement relatif. Différents modèles numériques permettant de traiter des écoulements fluides visqueux ont été présentés avant de se lancer dans des études plus approfondies.

La présente recherche a également permis de présenter une méthodologie d'analyse des résultats instationnaires qui semble être une approche industrielle pratique

pour traiter des instationnarités. En effet, il semble que la décomposition du signal instantané en partie moyenne et fluctuante ait portée fruit dans les études de cas réalisées. L'analyse fréquentielle pour observer la nature des instationnarités sur le signal a permis d'aborder le sujet d'un autre point de vue et d'appuyer les conclusions présentées.

L'étude numérique stationnaire et instationnaire à l'aide d'un code commercial de mécanique des fluides dans une pompe centrifuge en régime incompressible fut amorcée dans un premier temps. Par soucis de réduire le temps de calcul, on s'est attaqué à un modèle bidimensionnel de la pompe complète. En ayant de nombreuses données expérimentales instationnaires et moyennées, on a pu se mettre en confiance sur les capacités du code à fournir des résultats numériques adéquats et comparables aux données expérimentales. La mise en application de la méthodologie d'analyse proposée a permis de présenter des résultats numériques, qui étaient, dans la mesures des hypothèses émises, comparables aux mesures tridimensionnelles expérimentales. On a également effectué des tests numériques sur un modèle bidimensionnel simplifié de la pompe (deux passages de diffuseur - un passage de roue). En arrivant à des résultats comparables à ceux de la modélisation bidimensionnelle complète de la pompe, on pouvait passer à l'analyse de la turbine Francis avec un bon niveau de confiance.

La dernière étape de cette recherche, basée sur l'expérience acquise lors des simulations numériques instationnaires précédentes, fut l'analyse d'une turbine hydraulique radiale de type Francis. On a surtout mis l'emphase sur la nature de l'instationnarité des champs de pression sur les aubages de la roue. Des comparaisons avec des données expérimentales de pression sur les aubages de la roue ont été menées, autant d'un point de vue temporel que fréquentiel. La principale conclusion est que l'instationnarité, pour la géométrie étudiée, était principalement de type potentiel, et que cette dernière se limitait dans son champ d'influence aux

alentours de l'entrefer minimal entre la roue et le distributeur. La comparaison des fluctuations de pression expérimentales et numériques a permis de conclure que la méthode de calcul instationnaire, à l'intérieur de certaines limites bien établies, permettait de fournir des résultats réalistes. Néanmoins, on a dû faire appel à un modèle simplifié tridimensionnel de la roue et du distributeur pour limiter les ressources informatiques requises lors des calculs. L'approche de simulation instationnaire sur les turbines hydrauliques radiales demeure cependant une approche viable et intéressante dans l'obtention des chargements hydrauliques pour les analyses mécaniques dynamiques.

Sans enlever de valeur aux analyses présentées dans ce mémoire, on peut tout de même apporter quelques recommandations dans le cadre de futures recherches sur le sujet.

Dans un premier temps, on doit rappeler que l'on a utilisé un modèle de turbulence standard à deux équations afin de réduire le temps de calcul. On a donc assumé que les longueurs d'échelles associées à la turbulence étaient beaucoup plus faibles que celles des phénomènes instationnaires étudiés. Le modèle de turbulence utilisé pour les simulations instationnaires est basé sur un principe de moyennage local et temporel, et il se pourrait que l'on vienne atténuer numériquement par ce processus une partie de l'instationnarité de l'écoulement. Dans ce sens, si les ressources informatiques le permettent, il serait souhaitable d'utiliser des modèles de turbulence plus avancés, mais plus lourds à solutionner (par exemple, le modèle LES-Large Eddy Simulation), pour lever une partie de cette incertitude.

Il a aussi été mentionné que le code utilisé pouvait introduire de la diffusion numérique sur les résultats obtenus, ayant pour cause de diminuer les mouvements instationnaires de l'écoulement. Il serait recommandé de tester les mêmes géométries avec d'autres codes pouvant permettre le calcul instationnaire pour

comparer les résultats obtenus. Aussi, un code ayant des options de parallélisation optimisées de calcul multi-processeurs serait à envisager, car le temps de calcul pour de gros problèmes peut faire place à une réduction appréciable.

Finalement, afin de contribuer à l'avancement de la recherche des phénomènes instationnaires dans les turbomachines radiales, il est important de rappeler que les analyses numériques devraient être comparées avec des mesures expérimentales. Dans le contexte actuel de recherche, les comparaisons numérique-expérimental serviront à bâtir une expérience complémentaire dans le domaine de la mécanique des fluides.

RÉFÉRENCES

ABRAMIAN, M. et HOWARD, J.H.G. (1994), "Experimental Investigation of Steady and Unsteady Relative Flow in a Model Centrifugal Impeller Passage", *Journal of Turbomachinery*, Vol.116, 269-279

AKHRAS, A., EL HAJEM, M., MOREL, R. et CHAMPAGNE, J.Y. (2000), "The Internal Flow Investigation of a Centrifugal Pump", 10th *International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lisbon

AKHRAS, A., EL HAJEM, M., MOREL, R. et CHAMPAGNE, J.Y. (2000), "Internal Flow Investigation of a Centrifugal Pump at the Design Point", *Flucome 2000, Sixth Triennal Int. Symp. on Fluid Control, Measurement and Visualisation*, Sherbrooke, Canada

ARNDT, N., ACOSTA, A.J., BRENNEN, C.E. et CAUGHEY, T.K. (1990), "Experimental Investigation of Rotor-Stator Interaction in a Centrifugal Pump with Several Vaned Diffusers", *Journal of Turbomachinery*, Vol.112, 98-108

AYSHESHIM, W. et STOFFEL, B. (2000), "Experimental Investigation on a Centrifugal Pump Stage With and Without a Vaned Diffuser", *SHF-Conférence sur les instationnarités, novembre 2000*, 153-160

BERT, P.F. (1996), *Modélisation des écoulements instationnaires dans les turbomachines par une méthode éléments finis*, Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble

BERT, P.F., COMBES, J.F. et KUENY, J.L. (1996), "Unsteady Flow Calculation in a Centrifugal Pump Using a Finite Element Method". Dans *Hydraulic Machinery and Cavitation*, Éditeurs : CABRERA, E. et al., Kluwer Academic Publishers, 371-380

BILLDAL, J.T., ANDERSSON, H.I., BREKKE, H. et HOLT, B. (1994), "A Study on Nonstationary Flow Effects in a Francis Turbine Runner Caused by the Guide Vane Effects", *Proceedings of the XVII IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Cavitation*, Beijing, 1161-1171

BLANC-COQUAND, R., LAVIGNE, S. et DENIAU, J.L. (2000), "Experimental and Numerical Study of Pressure Fluctutations in High Head Pump-Turbine", *Proceedings of the XX IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Cavitation*, Charlotte

BLANC-COQUAND, R. et LAVIGNE, S. (2001), "Étude numérique et expérimentale des fluctuations de pression dans l'entrefer d'une turbine-pompe", *La Houille Blanche*, no 3/4, 46-50

BLANCO-MARIGORTA, E., FERNANDEZ-FRANCOS, J., GONZALEZ-PEREZ, J. et SANTOLARIA-MORROS, C. (2000), "Numerical Flow Simulation in a Centrifugal Pump With Impeller-Volute Interaction", *Proceedings of the 2000 ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting*, FEDSM200-11297

BREKKE, H. et BILLDAL, J.T. (1997), "Francis Runners Designed for Best Off Point Operation ", *Hydropower and Dams*, Vol.3

CASCIARO, C. et SELL, M. (1999), "Wake/Blade Interaction in a HP Axial Turbine Validation ", *Proceedings of the 1999 CFX User Conference*, Allemagne

CASEY, M.V., EISELE, M., ZHANG, Z., GÜLICH, J. et SCHACHENMANN, A. (1995), "Flow Analysis in a Pump Diffuser, Part 1 : LDA and PTV Measurements of the Unsteady Flow", *ASME FED Summer Meeting, Symposium on Laser Anemometry*, Vol.229, 89-100

CASEY, M.V., EISELE, M., MUGGLI, F., GÜLICH, J. et SCHACHENMANN, A. (1995), "Flow Analysis in a Pump Diffuser, Part 2 : Validation of a CFD Code

for Steady Flow", *ASME FED Summer Meeting, Symposium on Laser Anemometry*

CFX-TASCFLOW. *Documentation - version 2.10*, AEA Technology Engineering Software Limited

COMBES, J.F., BERT, P.F. et KUENY, J.L. (1997), "Numerical Investigation of the Rotor-Stator Interaction in a Centrifugal Pump Using a Finite Element Method", *Proceedings of the 1997 ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting*, FEDSM97-3454

CHEN, X., SONG, C.C.S., TANI, K., SHINMEI, K., NIIKURA, K. et SATO J. (2000), "Simulation of Pressure Fluctutations in Pump-Turbines Induced by Runner-Guide Vane Interactions", *Proceedings of the XX IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Cavitation*, Charlotte

CHU, S., DONG, R. et KATZ, J. (1995), "Relationship Between Unsteady Flow, Pressure Fluctuations and Noise in a Centrifugal Pump - Part B : Effects of Blade Tongue Interactions", *Journal of Fluids Engineering*, Vol.117, 30-35

CIOCAN, G.D., MAURI, S., ARPE, J.A. et KUENY, J.-L. (2000), "Étude du champ instationnaire de vitesse en sortie de roue de turbine -Étude expérimentale et numérique", *Document électronique, École Polytechnique Fédérale de Lausanne*

CROBA, D. (1993), *Modélisation de l'écoulement instationnaire dans les pompes centrifuges. Interaction roue et volute*, Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble

DRING, R.P., JOSLYN, H.D., HARDIN L.W. et WAGNER, J.H. (1982), "Turbine Rotor-Stator Interaction", *Journal of Engineering for Power*, Vol.104, 729-742

EISELE, K., MUGGLI, F., ZHANG, Z. et CASEY, M.V. (1998), "Experimental and Numerical Studies of Flow Instabilities in Pump-Turbine Stages", *Proceedings of the XIX IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Cavitation*, Singapore, 169-175

EISELE, K., MUGGLI, F., ZHANG, Z. et CASEY, M.V. (1998), "Écoulement instationnaire dans un diffuseur aubé d'une pompe centrifuge", *La Houille Blanche*, no 3/4, 23-30

EL HAJEM, M., SPETTEL, F., HENRY, C. et MOREL, R. (1995) "Numerical and Experimental Investigation of Flow Characteristics of a Centrifugal Impeller", 7th *International Conference on Computational Methods and Experimental Measurements*, Capri, Italy, 347-354

EL HAJEM, M., MOREL, R., CHAMPAGNE, J.Y. et SPETTEL, F. (1998), "Centrifugal Impeller Flow Investigation", *Proceedings of the 1998 ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting*, FEDSM98-5124

EL HAJEM, M., AKHRAS, A., MOREL, R. et CHAMPAGNE, J.Y. (1998), "Analyse de l'écoulement instationnaire dans l'entrefer roue-diffuseur d'une pompe centrifuge", *SHF-Conférence sur les instationnarités, novembre 2000*, 137-144

EL HAJEM, M., MOREL, R., SPETTEL, F. et BOIS, G. (1998), "Étude de l'écoulement moyen en sortie de roue d'une pompe centrifuge (Roue SHF) ", *La Houille Blanche, no. 7*

ERCOFTAC (2000), *ERCOFTAC Special Interest Group on Quality and Trust in Industrial CFD - Best Practice Guidelines*, 1ere version.

FARHAT, M., AVELLAN, F. et SEIDEL, U. (2002), "Pressure Fluctuation Mesurements in Hydro Turbine Model", *Proceedings of the 9th International Symposium on Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery*, Hawaii

GALPIN, P.F., BROBERG, R.B., et HUTCHINSON, B.R. (1995), "Three- Dimensionnal Navier-Stokes Predictions of the Steady State Rotor-Stator Interaction with Pitch Change", *Proceedings of the 3rd Annual Conference of the CFD Society of Cananda*, Banff, Canada

GINTER, F., RUPRECHT, A. et GOEDE, E. (1996), "Comparison of the Stationary and the Unsteady Flow Simulation Through an Axial Hydraulic Turbine", *Modelling, Testing and Monitoring for Hydro Powerplant, II*, Lausanne

GREITZER, E.M. (1985), "An Introduction to Unsteady Flow in Turbomachines". Dans *Thermodynamics and Fluid Mechanics of Turbomachinery*, Vol. II, Éditeurs : UCER A.S., STOW, P., HIRSCH, CH., NATO ASI Series, Dordrecht, 967-1024

GIROUX, A.M., PASTOREL, H. et MAGNAN, R. (2000), "Estimation de la composante dynamique de la pression sur les aubes de roue à la centrale 1 de Beauharnois", *Rapport interne IREQ*, IREQ-99-292

GUEDES, A., KUENY, J.-L., CIOCAN, G.D. et AVELLAN, F. (2002), "Unsteady Rotor-Stator Analysis of a Hydraulic Pump-Turbine - CFD and Experimental Approach ", *Proceedings of the XXI IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems*, Lausanne

HE, L. et SATO, K. (2001), "Numerical Solution of Incompressible Unsteady Flows in Turbomachinery", *Journal of Fluids Engineering*, Vol.123, 680-685

HILL, P. et PETERSON, C. (1992), *Mechanics and Thermodynamics of Propulsion*, 2e édition, Addison-Wesley, New-York

HIRSCH, CH., KANG, S. et POINTEL, G. (1996), "A Numerically Supported Investigation of the 3D Flow in Centrifugal Impellers, Part I : The Validation Base", *Publication ASME*, 96-GT-151

HIRSCH, CH., KANG, S. et POINTEL, G. (1996), "A Numerically Supported Investigation of the 3D Flow in Centrifugal Impellers, Part II : Secondary Flow Structure", *Publication ASME*, 96-GT-152

JOHNSON, M.W. (1978), "Secondary Flow in Rotating Bends", *Journal of Engineering for Power*, Vol.100, 553-560

KAECHELE, T., HAUFF, C. et ASCHENBRENNER, T. (2000), "Discussion of Several Numerical Approaches for the Stator-Rotor Interaction", *Proceedings of the XX IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Cavitation*, Charlotte

KANG, S. et HIRSCH, CH. (1999), "Numerical Investigation of the Three-Dimensional Flow in NASA Low-Speed Centrifugal Compressor Impeller", *Proceedings of the 4th ISAIF Conference*, 274-284

LAKSHMINARAYANA, B. et DAVINO, R. (1980), "Mean Velocity and Decay Characteristics of the Guidevane and Stator Blade Wake of an Axial Flow Compressor", *Journal of Engineering for Power*, Vol.102, 50-60

LAKSHMINARAYANA, B. (1996), *Fluid Dynamics and Heat Transfer of Turbomachinery*, John Wiley and Sons, Inc., New-York

LONGATTE, F. (1998), *Contribution à l'analyse phénoménologique des écoulements instationnaires dans les turbomachines : étude du couplage pompe-circuit et rotor-stator*, Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble

LONGATTE, F. (—), "Analyse phénoménologique couplage rotor-stator dans les pompes centrifuges - étude sous Fluent d'une pompe 2D avec diffuseur aubé", *source indéterminée*

MARX, Y.P. (1997), "Unsteady Simulations of Impeller-Diffuser Interactions in a Centrifugal Pump", *EPFL Supercomputing Review*, Vol.9

MARX, Y.P. (1997), "Investigation of Stator-Rotor Interaction Phenomena in a Centrifugal Pump". Dans *Unsteady Aerodynamics and Aeroelasticity of Turbomachines*,Éditeur : FRANSSON, T.H., Kluwer Academic Publishers, 371-380

MAURI, M.V., KUENY, J.-L. et AVELLAN, F. (2000), "Numerical Prediction of the Flow in a Turbine Draft Tube - Influence of the Boundary Conditions ", *ASME FED Summer Meeting*, Boston

MUGGLI, F.A., WISS, D., EISEILE, K., ZHANG, Z. et CASEY, M.V. (1996), "Unsteady Flow in the Vaned Diffuser of a Medium Specific Speed Pump", *Publication ASME*, 96-GT-157

PAGE, M. et GIROUX, A.M. (2001), "Étude de modèles de turbulence appliqués au calcul numérique de l'écoulement dans une turbine hydraulique ", *Rapport interne IREQ*, IREQ-2000-264

QIAN, Y., SUZUKI, R. et ARAKAWA, C. (1998), "Multiple-Channel Computations of 3-D Unsteady Simulation in a Pump-Turbine Using Zonal Techniques", *Proceedings of the XIX IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Cavitation*, Singapore, 183-191

QIAN, Y. et ARAKAWA, C. (1997), "Analysis of Rotor-Stator Interaction Phenomena in a Pump-Turbine", *Proceedings of the* 27th *Congress of the International Association of Hydraulic Research, IAHR. Part D*, San Francisco, 302-307

RAABE, J. (1985), *Hydro Power*, VDI, Verlag GmbH, Düsseldorf

RIEDELBAUCH, S., KLEMM, D. et HAUFF, C. (1996), "Importance of Interaction Between Turbine Components in Flow Field Simulation", *Proceedings of the XVIII IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Cavitation*, Valencia

RUPRECHT, A., HEITELE, M., HELMRICH, T., FAIGLE, P. et MOSER, W. (1998), "Numerical Modelling of Unsteady Flow in a Francis Turbine", *Proceedings of the XIX IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Cavitation*, Singapore, 203-209

RUPRECHT, A., BAUER,C. et HEITELE, M. (1999), "Unsteady Forces on the Blading of an Axial Turbine Caused by Rotor-Stator Interaction", *IAHR Working Group - The Behavior of Hydraulic Machinery Under Steady Oscillatory Conditions*, Brno

RUPRECHT, A., HEITELE, M., HELMRICH, T., ASCHENBRENNER, T. et MOSER, W. (2000), "Numerical Simulation of a Complete Francis Turbine Including Unsteady Rotor/Stator Interactions", *Proceedings of the XX IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Cavitation*, Charlotte

RUPRECHT, A. (2000), "Unsteady Flow Analysis in Hydraulic Turbomachinery", *Proceedings of the XX IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Cavitation*, Charlotte

SATO, K. (1999), *Blade Row Interaction in Radial Turbomachines*, Thèse de doctorat, Université de Durham

SATO, K. et HE, L. (2001), "Numerical Investigation into the Effects of a Radial Gap on Hydraulic Turbine Performance", *Proc. Inst. Mech. Engrs.*, Vol.215, part A, 99-107

SHI, F. et TSUKAMOTO, H. (2001), "Numerical Study of Pressure Fluctuations Caused by Impeller-Diffuser Interaction in a Diffuser Pump Stage", *Journal of Fluids Engineering*, Vol.123, 466-474

SICK, M., CASEY, M.V. et GALPIN, P.F. (1996), "Validation of a Stage Calculation in a Francis Turbine". Dans *Hydraulic Machinery and Cavitation*, Éditeurs: CABRERA, E. et al., Kluwer Academic Publishers, 257-266

TALHA, A. (1996), *Étude hydroacoustique d'une pompe centrifuge et de son circuit immédiat par l'analyse des pressions et vitesses instaitonnaires*, Thèse de doctorat, École nationale supérieure des Arts et Métiers de Lille

TORBERGSEN, E. et WHITE, M.F. (1997), "Transient Simulation of Impeller/Diffuser Interactions", *Proceedings of the 1997 ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting*, FEDSM97-3453

UBALDI, M., ZUZINO, P. et CATTANEI, A. (1993), "Relative Flow and Turbulence Measurements Downstream of a Backward Centrifugal Impeller", *Journal of Turbomachinery*, Vol.115, 543-551

UBALDI, M., ZUZINO, P., BARIGOZZI, G. et CATTANEI, A. (1996), "An Experimental Investigation of Stator Induced Unsteadiness on Centrifugal Impeller Outflow", *Journal of Turbomachinery*, Vol.118, 41-54

UBALDI, M., ZUZINO, P., BARIGOZZI, G. et GHIGLIONE, A. (1996), "LDV Investigation of the Rotor-Stator Aerodynamic Interaction in a Centrifugal Turbomachine ", 8th *International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lisbon

UBALDI, M., ZUZINO, P. et CATTANEI, A. (1998), "Étude expérimentale de l'écoulement instationnaire dans le diffuseur aubé d'une turbomachine centrifuge", *La Houille Blanche*, no.3/4, 31-37

VAN DEN BRAEMBUSSCHE, R. (1985), "Description of Secondary Flow in Radial Flow Machines". Dans *Thermodynamics and Fluid Mechanics of Turbomachinery*, Vol. II, Éditeurs : UCER A.S., STOW, P., HIRSCH, CH., NATO ASI Series, Dordrecht, 665-684

YU, W.S. et LAKSHMINARAYANA, B. (1995), "Numerical Simulation of the Effects of Rotor-Stator Spacing and Wake-Blade Count Ratio on Turbomachinery Unsteady Flows", *Journal of Engineering for Power*, Vol.117, 638-645

ANNEXE I

FICHIER DE PARAMÈTRES POUR LES CALCULS

Exemple de fichier paramètres (*prm*) utilisé lors du calcul instationnaire pour la turbine Francis, avec le code CFX-TASCflow, version 2.11.1. On rappelle que le problème en entier, incluant un domaine rotor et un domaine stator, comporte 728 732 noeuds (690 217 éléments hexahédriques).

Gestion de la mémoire

! buildcase_tasctool_memory = -nnode 800k

! tasctool_memory =

! tascbob3d_memory = -nnode 979K

! tascflow3d_memory = -s20 -ni60000000

Critères d'arrêt

ERTIME = 1.0e-4

KNTIME = 360

KNTLIN = 13

(On effectue 360 pas de temps. Pour chaque pas de temps, un maximum de 13 sous-itérations seront effectuées, dans le cas où les résidus maximums n'auront pas atteint la valeur 1.0e-04.)

Vitesses de rotation

omega1 = -7.853982

arot1@(0.000000,0.000000,0.000000)

brot1@(0.000000,0.000000,1.000000)

omega1@VOLREG_R1 omega = 0

arot@(0.000000,0.000000,0.000000)

brot@(0.000000,0.000000,1.000000)

Pas de temps

DTIME = 0.01091/abs(omega1)

Discrétisations

scalar_diff_eq_visc = T

IO_WALLS = f

ISKEW = 3

lpac = T

TURBULENCE_MODEL = 2

TWO_EQUATION_MODEL = 1

KATO_LAUNDER_MODEL = T

FIXED_WALL_DISTANCE_MODEL = T

equation_of_state = F

TIMESTEP_CHOICE = 1

Propriétés du fluide

!working_fluid = Water @ STP (SI)

grav@(0.0, 0.0, 0.0)

tref = 0.0

poff = 0.

rhofld = 999.1

viscfl = 0.001139

condfl = 0.597

cpfld = 4182

cvfld = 4182

beta = 0.00021

Informations de sortie additionnelles

BCINFO = t

VORTICITY = f

Paramètres pour le régime instationnaire

TRANSIENT = t

second_order_transient = t

mp1@[1,13,47]:GRID6_R1_1

mp2@[10,16,16]:GRID9

transient_files = t

trnu = f

trn_hybrid = t

trnv = f

trnw = f

trnp = t

trnk = f

trne =f

Gestion de mémoire du régime instationnaire

ggi_intersection_resolution = 500

sliding_rs_memory_factor = 3.0