



HAL
open science

Analyse et contrôle des écoulements en compresseur centrifuge avec diffuseur aspiré

Aurélien Marsan

► **To cite this version:**

Aurélien Marsan. Analyse et contrôle des écoulements en compresseur centrifuge avec diffuseur aspiré. Autre. Ecole Centrale de Lyon, 2013. Français. NNT : 2013ECDL0018 . tel-00965080

HAL Id: tel-00965080

<https://theses.hal.science/tel-00965080v1>

Submitted on 24 Mar 2014

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

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

Ecole Centrale De Lyon

Ecole Doctorale MEGA Mécanique, Energétique, Génie Civil Et Acoustique

Analyse et contrôle des écoulements en compresseur centrifuge avec diffuseur aspiré

Soutenue le 8 Juillet 2013 par

Aurélien Marsan

En vue d'obtenir le titre de

Docteur de l'Ecole Centrale de Lyon

Composition du jury

<i>Gérard Bois</i>	<i>Professeur, École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers, Lille.</i>	<i>Rapporteur</i>
<i>Laurent Joly</i>	<i>Professeur, Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace, Toulouse.</i>	<i>Rapporteur</i>
<i>Tony Arts</i>	<i>Professeur, von Karman Institute, Rhode- Saint-Genèse, Belgique.</i>	<i>Examineur</i>
<i>Nicolas Gourdain</i>	<i>Docteur HDR, CERFACS, Toulouse.</i>	<i>Examineur</i>
<i>Sylvain Coste</i>	<i>Ingénieur aérodynamicien. Méthodes Aérodynamiques, Turbomeca, Pau.</i>	<i>Examineur</i>
<i>Isabelle Trébinjac</i>	<i>Professeur, École Centrale de Lyon</i>	<i>Directrice</i>

Résumé

L'étude effectuée au cours de cette thèse s'inscrit dans le contexte du contrôle des écoulements en turbomachines. Suite à l'intérêt avéré de l'aspiration de la couche limite en compresseurs axiaux pour en améliorer les performances, elle vise à évaluer si cette méthodologie de contrôle est pertinente en géométrie radiale. Elle s'appuie pour cela sur un compresseur centrifuge transsonique Turbomeca.

Le fonctionnement du compresseur est d'abord analysé sur la base de simulations numériques stationnaires et instationnaires chorochroniques, réalisées grâce au code de calcul elsA développé par l'Onera et en utilisant le modèle de turbulence k-l de Smith. La validité des résultats numériques est vérifiée par comparaison avec les données expérimentales disponibles : performances mono-dimensionnelles et signaux de pressions instationnaires. Ces données sont issues à la fois de la caractérisation expérimentale du compresseur effectuée par Turbomeca et de campagnes de mesures menées à l'ISAE, où le compresseur est monté sur un banc de recherche dédié à l'étude des interactions entre le rouet et le diffuseur radial.

L'analyse détaillée des résultats numériques révèle le développement d'un décollement de coin dans le diffuseur, entre la paroi moyeu et la face en dépression des aubages, lorsque le point de fonctionnement se rapproche du pompage. L'étude topologique du spectre du frottement pariétal permet d'en préciser le lieu et la structure, et de localiser les points singuliers ainsi que la ligne de séparation principale.

En stationnaire, la croissance du décollement aboutit au décrochage du diffuseur, et compromet les performances de l'étage de compression et finalement la stabilité numérique.

L'exploitation des résultats instationnaires permet de préciser le comportement temporel de l'écoulement : l'étendue du décollement fluctue sous l'effet du défilement des ondes de pression générées par l'interaction rouet-diffuseur, mais les trajectoires des particules fluides impliquées dans le décollement sont en accord avec les lignes de courant du champ de l'écoulement moyenné temporellement. Le décollement instationnaire est fixe, et sa topologie correspond à celle prévue par les simulations stationnaires. En particulier, le lieu du décollement est prévu de façon similaire par les modèles stationnaires et instationnaires.

Une stratégie d'aspiration est ensuite développée sur la base de ces observations : une fente de prélèvement est positionnée au voisinage du col de séparation principal, dont le lieu correspond à celui du maximum du gradient de pression adverse stationnaire. Cette stratégie est implémentée au sein des modèles numériques stationnaires et instationnaires.

En stationnaire, un prélèvement de 1 % de la valeur totale du débit traversant le rouet permet un contrôle total du décollement dans le diffuseur, et conduit à une augmentation significative de la plage de stabilité numérique. La réduction du débit de prélèvement à 0,3 % du débit total permet un contrôle partiel du décollement, et conduit également à une augmentation de la plage de stabilité numérique.

En instationnaire, le décollement de coin initial est contrôlé. Mais les résultats mettent en évidence le rôle majeur joué par le défilement des ondes de pression le long des aubages du diffuseur. Celles-ci se renforcent au passage du col du diffuseur, et engendrent l'existence d'un important gradient de pression adverse instantané. Ce maximum du gradient de pression instantané conduit au développement d'un nouveau décollement de coin, en aval de la fente de prélèvement, et la plage de stabilité des calculs instationnaires n'est pas augmentée.

Ces résultats mettent en évidence la possibilité d'agir sur les décollements se produisant dans les diffuseurs radiaux à l'aide de la technique d'aspiration de la couche limite. Il apparaît possible de les contrôler, à condition de prendre en compte les effets instationnaires qui jouent un rôle majeur dans ce composant, et notamment le défilement des ondes de pression qui modifient de façon conséquente le gradient de pression adverse instantané auquel est soumise la couche limite.

Une stratégie de prélèvement prenant en compte cette conclusion est proposée au terme de cette thèse, et pourra être évaluée dans les suites qui seront données à cette étude.

Abstract

The study presented in this manuscript takes place in the context of flow control within turbomachinery. Following the demonstration of the effectiveness of the boundary layer suction technique in axial compressors for improving their performance, the present work aims at determining if this same technique may be relevant in radial compressors. Boundary layer suction is then applied on a centrifugal compressor stage, designed and built by Turbomeca, Safran group.

The working of the compressor is first analyzed thanks to steady-state and unsteady numerical simulations, performed using the elsA solver developed by Onera, the French Aerospace Laboratory. The turbulence is modeled with the two equations k-l model of Smith. The validity of the numerical results is ensured by comparison with available experimental measurements results: one-dimensional performance coefficients and time-dependent pressure signals. This data were obtained by both Turbomeca, during the characterization of the compressor, and the fluid mechanics laboratory of ISAE, Université de Toulouse, where the compressor is mounted in an experimental test rig dedicated for studying the impeller-diffuser interactions.

The detailed analysis of the numerical results reveals the growth of a corner separation within the diffuser between the hub endwall and the vane suction side when the operating point moves toward surge. The precise location and the internal structure of that boundary layer separation are then elucidated thanks to a topological study, which allows to identify the singular points and the separating lines of the skin-friction pattern.

In steady-state numerical simulations, the development of that corner separation leads to the stall of the diffuser, which compromises the compressor stage performance and finally the stability of the numerical model.

Unsteady numerical simulations results allow to specify the temporal behavior of the corner separation: the extent of the separated zone is modulated by the scrolling of pressure waves created by the impeller-diffuser interaction, but the trajectories of fluid particles within the separation match with the streamlines of the time-averaged flow field. The unsteady separation is then fixed, and its topology is in agreement with the prediction of the steady-state numerical simulations. In particular, the location of the separation is predicted similarly by the steady-state and the unsteady numerical models.

Afterward, a control strategy using suction technique is developed thanks to the previous conclusions. The suction slot is set in the neighborhood of the main saddle of the separation, which corresponds to the location of the maximum of the time-averaged adverse pressure gradient. This strategy is implemented within both the steady-state and unsteady numerical models.

The steady-state numerical model predicts the complete control of the separated zone with a removal of 1% of the total massflow through the compressor. This leads to a significant increase of the numerical stable range. With a removal of 0.3% of the compressor total massflow, the numerical model predicts only a partial control of the corner separation, but it also leads to a significant increase of the numerical stable range.

With the unsteady numerical model, the initial hub corner separation is again controlled thanks to aspiration. But the results also highlight the major role played by the scrolling of pressure waves. They reinforce when crossing the diffuser throat, and generates a strong instantaneous adverse pressure gradient. This maximum provokes a new boundary layer separation, further downstream of the suction slot. The stable range of the unsteady numerical model is not increased.

These results put into evidence the possibility to act on boundary layer separation that occur in radial diffusers thanks to the boundary layer suction technique. It seems possible to control them, on condition that the unsteady flow behavior is taken into account. They indeed play a major role on the flow behavior within that component, and in particular the pressure waves that significantly alter the adverse pressure gradient that the boundary layer has to face.

Finally, a suction strategy is suggested at the end of the manuscript, and may be the subject of future work.

Remerciements

C'est un chapitre entier qu'il faudrait rajouter à ce mémoire pour que je puisse remercier autant que je le voudrais toutes les personnes qui m'ont accompagné au cours de ces dernières années, tant celles-ci ont été riches sur le plan professionnel autant que personnel. Le découpage de la thèse entre Bordes, à Turbomeca, et Lyon, au laboratoire, complexifie notamment la tâche : c'est un peu comme si j'avais eu deux tranches de vie pendant ces trois ans, et c'est donc ainsi que sont organisés ces remerciements.

En premier lieu, ces trois années (un peu plus...) ont évidemment constitué la toute première pierre de mon expérience professionnelle. Et je me rends compte du chemin parcouru lorsque je me remémore mon arrivée à Turbomeca pour mon stage de fin d'étude. C'était avant la construction de la nouvelle usine. Le service Méthodes et Outils était encore dans les anciens locaux : le « village Turbomeca » à Bordes. Les nombreuses armoires étaient encore pleines de papiers et Gilles avait encore beaucoup d'informations diverses à disposition immédiate sur son bureau. C'était en avril 2009, j'avais tout juste 22 ans. Gilles, Sylvain, Nicolas, André, Frédéric, et Sébastien – qui a rejoint le groupe un peu plus tard – vous avez ainsi pu profiter de mes années de jeunesse certainement un peu idéaliste, impétueuse et débordante d'énergie (Stéphane, ne t'inquiète pas : il m'en reste encore bien assez pour le post-doctorat!). Je vous remercie de m'avoir accueilli parmi vous. Je vous remercie pour le soutien moral, technique et scientifique que vous m'avez apporté, que ce soit pour comprendre la signification d'un message du type « Error 3303: check your code », densifier un maillage en conservant les interfaces, ou toutes les autres choses qu'on oublie ou qui seraient bien trop longues à lister. Je vous remercie aussi pour la bonne ambiance et les pauses café qui – je crois – m'ont permis de grandir, de m'épanouir, en même temps que de m'informer sur les techniques de rénovation de vieilles maisons béarnaises et les travaux d'appartements !

Nicolas en particulier : je te remercie pour tout le temps que tu m'as accordé, au début de mon stage de fin d'étude à Turbomeca d'abord lorsqu'il a fallu commencer par m'expliquer comment changer de dossier dans un terminal ou modifier un fichier texte avec « v-àïe », puis tout au long de ma thèse. Je te remercie pour l'attention que tu as portée à mes interrogations scientifiques, pour ton sens du détail et tes précieux conseils sur des aspects numériques et physiques. Autant de qualités qui m'ont très souvent permis de « rester gonflé » au cours de ces trois années de thèse. J'ai eu énormément de plaisir à échanger avec toi, dans le travail et en dehors. J'espère que d'autres doctorants auront l'occasion d'en profiter. Bien que ce temps passé n'ait pas été comptabilisé, il a été d'une importance de tout premier ordre pour moi et pour mon travail.

Sylvain, en tant que responsable de ma thèse à Turbomeca, tu as aussi joué un rôle important. Gilles également, en tant que chef de groupe. Sur le plan technique d'abord, pour m'aider à « parler » elsA et maîtriser la chaîne V2. Mais aussi pour toutes ces petites choses du quotidien qui se voient moins : obtention de droits d'administrateur sur ma machine, transmission à l'audit des articles de journaux et de conférences terminés de rédiger « juste à temps », problèmes de comptes informatiques, de remboursement de frais de déplacement, transmission de données oubliées lors de mon départ pour le laboratoire, action de projet de recherche bien choisie, etc. Vous êtes souvent intervenu pour me « faciliter la vie », ce qui m'a permis de mieux me consacrer à mon travail de thèse. Vous avez aussi su mettre le petit coup de pression qui allait bien en milieu de deuxième année, me témoigner de l'attention et exiger de moi le meilleur, alors qu'il fallait que je prenne le tournant vers la fin de thèse dans lequel je tardais à m'engager et sans lequel le résultat final n'aurait certainement pas été le même. Merci.

Plus loin sur le site de Bordes, mais qui ont suivi de près mes travaux, je remercie Nicolas Bulot le doc' grand frère dont l'expérience m'a été précieuse à plusieurs reprises, Nicolas Rochuon le doc' grand père (UVParametrizationFilter!), Laurent Tarnowski et Jérôme Porodo les yeux « de la vraie vie », et enfin Pierre Biscay l'expert super joker toujours accessible et ouvert.

De Turbomeca, je me souviendrai également de Eric le vendeur de moquette rigolo du midi, Stéphane le compagnon VTT-iste bourreau des bécasses, Michel Capblanc, Denis Aguerri et Francis Guerrier, les « normalisateurs » dont j'ai partagé le bureau pendant quelques mois puis plusieurs pauses, et Nabil Marouf l'ami-collègue doctorant super-actif œuvrant dans le monde de la mécanique des solides.

Pour les jeudis soirs, il y a aussi eu Fabien Oyhenart « Txuli » et toute la troupe de l'ASCT Rugby, avec qui j'ai posé au sens propre et sale les pieds et le visage dans les terres du Béarn et du Pays Basque.

Et pour presque tout le temps, il y a évidemment Sylvette Sage, assistante de direction à Turbomeca, mais tellement d'autres choses : voisine de proximité, fameuse cuisinière, reine de l'Axa, de la garbure et du pâté béarnais, franche Béarnaise, initiatrice aux « hilh de pute » (expression béarnaise), sage-femme pour Pétronille et j'en passe. On aura l'occasion de partager d'autres bons moments, mais déjà pour tous ceux passés je t'adresse un énorme merci.

Pour la transition en douceur, entre Turbomeca et le LMFA géographiquement et temporellement parlant, j'ai eu la chance de profiter d'un passage à Toulouse (ô mon país) au DAEP de l'ISAE, où Nicolás García Rosa (avec les accents!) m'a accueilli avec une grande attention, gentillesse et disponibilité à l'occasion de la campagne d'essai qui m'a permis d'avoir les données nécessaires à valider les simulations numériques. Évidemment, comme cinq jours passent beaucoup trop rapidement, toutes les mesures n'avaient pas été effectuées à la fin de la semaine. Mais elles me sont pourtant bien parvenues quelques temps après. Merci Nicolás.

Enfin, côté laboratoire, mes remerciements vont en tout premier lieu à ma directrice de thèse, Isabelle Trébinjac. Par l'intérêt qu'elle a témoigné envers mes travaux, son enthousiasme, son immense expérience qui n'a en rien altéré sa curiosité et son ouverture d'esprit, elle a su me motiver et me re-motiver dans les moments plus difficiles – notamment lors de la rédaction – me débloquer de situations quand je ne voyais pas la porte de sortie, mettre les briques dans le bon ordre quand je commençais à les agencer dans un ordre original. Isabelle, je te remercie chaleureusement pour ton soutien sans faille, pour ta confiance, pour ton écoute, pour la franchise et la simplicité avec laquelle tu m'as guidé tout au long de cette thèse. J'ai énormément appris auprès de toi. En ce qui concerne les turbomachines bien sûr, mais aussi plus largement en ce qui concerne la passion de transmettre aux autres, de rendre claires des choses compliquées, de résoudre des problèmes et d'en trouver des nouveaux, de travailler à plusieurs. Tu m'as aussi soutenu lorsque j'ai souhaité expérimenter l'activité d'enseignement, et je t'en remercie. Je m'envole sous ton impulsion vers une contrée lointaine où l'on prononce différemment le français, mais j'espère que nous aurons bientôt l'occasion de travailler à nouveau ensemble.

Le laboratoire, c'est ensuite tous les membres du groupe turbomachines. Ceux que j'ai eu comme professeurs au cours de ma scolarité à l'ECL et qui m'ont embarqué dans l'aventure des machines à brasser de l'air : on y retrouve Isabelle évidemment, mais aussi « Dédé » qui continue malgré la retraite à rédiger des polys de cours sur les liquides, Jérôme qui a rendu possible l'existence d'un projet d'élève sur le vol battu lors de mon année d'ATER au laboratoire et avec qui j'ai eu beaucoup de plaisir à travailler (merci !), Pascal, et Francis... professeur exceptionnel, personne exceptionnelle, qui nous a quitté bien trop tôt.

Ceux que j'ai découverts plus tard en arrivant au laboratoire : Xavier de là rondéllà, Sébastien, Pierre, Benoît, Gilbert, Antoine, Yannick, Ghislaine, Joëlle et Jean-Marie. J'en ai côtoyé certains plus que d'autres, notamment Antoine et ses éléphants, mon guru en aspiration auprès duquel je suis venu chercher des informations avant même de commencer la thèse et qui m'a des fois pris sous son aile comme son jeune padawan (« ja vo*i »), Ghislaine dont l'aide a été déterminante pour le montage du cas elsA Chimère (merci !), et Xavier qui apprend aux doctorants les bonnes astuces pour gérer le stress en congrès (camelback et autres incantations magiques). Les petites discussions complètement improbables dans le petit bureau juste après l'escalier à propos du fis-ton joyeux ou mon petit oiseau ont aussi eu leur importance, ainsi que la transmission d'une invitation pour un salon du vin (même si je n'ai pas trouvé/pris le temps d'y aller), le coup de boost pour le permis moto (« mais tu l'as pas encore passé ?! »), etc.

La fin de thèse étant parsemée de procédures administratives diverses, un merci revient également à Christine sans qui tout serait indéniablement beaucoup plus compliqué. Et pour le bon fonctionnement des moyens informatiques, leur réparation ou leur reconfiguration (...) un merci à Bernard Barbier, médecin d'urgence des imprimantes et des Linux en voie de perdition.

Puis il y a bien évidemment les amis, la troupe des doctorants, collègues mais adversaires sans pitié au babyfoot. François et les Nico du labo, le grimpeur compagnon des galères Turbomeca et le gratteur défricheur avant moi d'une bien jolie partition, avec qui on a partagé un bon bout de chemin depuis la troisième année à Centrale et que j'ai enfin rejoint dans le monde des

docteurs après quelques mois de prolongations. Sans oublier Florence qui va nous rejoindre à son tour d'ici quelques mois après nous avoir tous précédés côté vie de famille ! Puis, dans le désordre : Pierre le paisible, Pierre le vigoureux, Sébastien l'invincible, Bouba grâââve l'ogive, Shyam "j'y croâ pâ !" le technicien indien appliqué, fin connaisseur de l'accent lyonnais, Guillaume l'amateur de mes postures, Colin le spectateur, Jorge dit "Rorré", Li Zhe, Gang Huang, Gao Feng, Annabelle et ses multiples petites surprises chinoises flashy mais comestibles, Mickaël, Johannes le German, Emmanuel le jeune 1A, Hervé le "sévère", Tristan le premier stagiaire, sans oublier l'italien Gherardo « ah naaaaaan !!! », Zambonini comme les pâtes, qui nous a bien fait rigoler pendant que ses sondes fils chauds s'étalonnaient toutes seules (« ça a l'air bien l'expé », se dit le numéricien avant d'y avoir touché), Marion l'acousticienne, et Marie-Lys l'architecte extérieure à tout ça mais bien souvent là. Les parties de baby du midi plus ou moins courtes, les sorties au beers et autres barbecues plus ou moins bien improvisés vont sans aucun doute me manquer. Merci à tous. Je vous laisse en échange de mon départ le poulain pissette, qui a déjà bien pris la relève et à qui je fais entièrement confiance pour continuer à vous faire travailler votre défense.

Pour la région Paloise, c'était Nabil (encore lui !), Nicolas C., Fabienne, Caro, Manu et Élo qui m'ont permis de changer d'air, de « prendre le recul nécessaire à avoir des bonnes idées », et en particulier de renouer avec le monde équestre que j'avais perdu de vue. Les bons et beaux souvenirs sont innombrables, et n'ont pas leur place ici, mais ils ont compté énormément.

Voilà. Je crois que j'arrive au bout. Trois pages. J'imagine Isabelle prendre son stylo et retoucher mes belles phrases à rallonge :). Mais non, celles-ci resteront telles qu'elles, et vous pouvez du coup imaginer ce à quoi ressemblait le « premier jet » du manuscrit, celui que les rapporteurs et le jury auraient eu plus de mal à lire.

Messieurs Bois, Joly, Gourdain, Arts, je profite d'ailleurs de ce paragraphe pour vous remercier à nouveau d'avoir accepté d'examiner mon travail, pour vos commentaires, ainsi que pour vos questions et l'échange qui a succédé à ma présentation.

Le bout, ça n'est pas le moins important : Papa, Maman, Matthieu et Camille. Bien que je ne sois pas certain que vous ayez tout à fait encore bien compris les problématiques de pompage et d'aspiration de la couche limite (pas facile, surtout quand on a suivi que le son de la soutenance à travers la porte !), vous avez toujours été à mes côtés, m'avez toujours soutenu, et je vous dois une grande partie de ce que je suis aujourd'hui. Papa qui m'a posé dans l'aviation avec trois ou quatre coussins pour que je puisse voir par dessus le tableau de bord du DR400 alors que je ne dépassais pas l'aile (basse!) d'un centimètre, Maman qui m'a donné le goût de la lecture, de l'écriture, de la curiosité, Matthieu le grand frère qui reste derrière les vraies portes mais ouvre celles de la vie devant moi, Camille l'hurluberlue communicante et la fille de la fratrie qui m'observe avec son regard de petit sœur. C'est un peu la synthèse de vous tous qui prend forme dans la finalisation de cette thèse aujourd'hui.

Et Clémence. Ma jolie artiste. La « mégaflu » n'est pas ton domaine, mais tu as suivi l'arrière-plan de la thèse depuis le début, et ça n'a pas toujours été facile... Tu m'as ouvert l'esprit vers des choses qui m'ont indéniablement enrichi et qui ont sans aucun doute eu une influence sur tout le reste, mon travail et ce que je suis : les séjours au fin fond de la diagonale du vide – le plateau plein de vie de Millevaches – les visites de musées (c'est mieux quand il pleut !), les couvents, les prisons, les centres de vacances abandonnés, le béton de la Part-Dieu où personne ne voit rien sauf toi, les séances de collage de billes, l'odeur tenace des poissons que tu ébouillantais pour en récupérer les arêtes, etc. Autant de souvenirs qui jalonnent ces dernières années. Et si je suis fier d'être docteur aujourd'hui, je suis surtout fier d'être avec toi.

Merci à tous.

Aurélien

« On peut pas savoir tant qu'on a pas essayé. »

不入虎穴焉得虎子

Table des matières

Nomenclature	15
Avant-propos	17
Chapitre 1 Introduction	19
1.1 Généralités sur les turbomoteurs.....	19
1.2 Compresseurs centrifuges.....	21
1.2.1 Architecture et intérêt des compresseurs centrifuges.....	21
1.2.2 Limitations des performances des compresseurs centrifuges.....	22
1.3 Objectifs de l'étude.....	23
1.4 Structure du mémoire.....	24
Chapitre 2 Cas test et module d'essai	27
2.1 Instrumentation conventionnelle.....	29
2.2 Instrumentation spécifique.....	29
Chapitre 3 Méthodologie numérique	31
3.1 Modélisation numérique.....	31
3.1.1 Équations de conservation.....	31
3.1.2 Description statistique des écoulements turbulents.....	33
3.1.3 Approches stationnaires et instationnaires en turbomachines.....	34
3.1.4 Schémas numériques et modèle de turbulence.....	34
3.1.5 Hypothèse d'homogénéité – réduction à un seul canal par roue.....	36
3.1.6 Conditions limites.....	38
3.1.7 Réglage du pas de temps – influence sur le temps de convergence.....	41
3.2 Maillages.....	42
3.2.1 Topologie du maillage.....	42
3.2.2 Qualité des maillages.....	43
3.3 Post-traitement des résultats numériques.....	49
3.3.1 Principes de réduction spatiale des données numériques.....	49
3.3.2 Post-traitement temporel.....	52
3.3.3 Calcul des performances.....	54
3.4 Bilan sur les outils d'analyse de l'écoulement.....	58
Chapitre 4 Couche limite : décollements, analyse topologique et contrôle	59
4.1 Notion de couche limite.....	59
4.2 Décollement de la couche limite.....	61
4.2.1 Principe physique, décollement bidimensionnel.....	61
4.2.2 Décollement de la couche limite tridimensionnelle.....	62
4.3 Analyse du spectre de frottement pariétal pour la description des décollements tridimensionnels.....	63
4.3.1 Spectre pariétal, points singuliers.....	63
4.3.2 Comportement de l'écoulement au voisinage des points singuliers.....	64

4.3.3	Lignes de frottement séparatrices, surfaces de courant séparatrices.....	66
4.3.4	Cohérence topologique du spectre pariétal.....	67
4.3.5	Séparation de la couche limite.....	67
4.4	Séparations instationnaires.....	71
4.4.1	Séparations instationnaires fixes et mobiles.....	73
4.4.2	Séparation de particules inertielles – notion de temps de réponse des particules....	76
4.5	Principes de contrôle de l'écoulement.....	78
4.6	Aspiration de la couche limite.....	80
4.6.1	Mécanismes de contrôle.....	80
4.6.2	Application aux compresseurs axiaux.....	82
4.6.3	Application aux compresseurs centrifuges.....	83
4.7	Conclusion.....	86
Chapitre 5 Analyse de l'écoulement dans le compresseur centrifuge		89
5.1	Comparaison expérimentale/numérique.....	89
5.1.1	Points de fonctionnement similaires – variables réduites et variables standard.....	90
5.1.2	Performance de l'étage de compression.....	92
5.1.3	Contributions de chacun des composants aux performances globales.....	94
5.1.4	Signaux de pressions instationnaires.....	97
5.1.5	Bilan sur la comparaison des performances numériques et expérimentales.....	99
5.2	Écoulements dans les diffuseurs radiaux.....	100
5.2.1	Généralités sur les diffuseurs radiaux.....	100
5.2.2	Rôle du diffuseur radial dans le déclenchement des instabilités en compresseurs centrifuges.....	105
5.3	Analyse mono-dimensionnelle du fonctionnement du diffuseur.....	119
5.3.1	Courbes de performance numériques – sensibilité au maillage.....	119
5.3.2	Caractéristiques des sous-composants du diffuseur.....	120
5.3.3	Conclusions.....	123
5.4	Analyse bi-dimensionnelle.....	124
5.4.1	Champs méridiens moyens.....	124
5.4.2	Nappe à 10 % de la hauteur de veine.....	128
5.4.3	Évolution de l'entropie le long de la face en dépression.....	130
5.4.4	Conclusions.....	131
5.5	Analyse tridimensionnelle – Topologie de l'écoulement dans le diffuseur radial.....	132
5.5.1	Spectre pariétal et structure de l'écoulement – RANS et URANS moyenné.....	132
5.5.2	Comportement instationnaire du décollement.....	146
5.6	Évolutions du blocage.....	152
5.7	Conclusion.....	155
Chapitre 6 Mise en place du contrôle par aspiration		157
6.1	Paramètres de la technique de contrôle par aspiration.....	158
6.1.1	Taux de prélèvement.....	158
6.1.2	Position de la fente d'aspiration.....	159
6.1.3	Surface de la fente d'aspiration.....	160
6.2	Implémentation numérique.....	160

6.3 Résultats stationnaires.....	162
6.3.1 Prélèvement $c_q = 1\%$	162
6.3.2 Prélèvement $c_q = 0.3\%$	172
6.3.3 Conclusions.....	175
6.4 Résultats instationnaires.....	177
6.4.1 Courbes de performances.....	177
6.4.2 Topologie de l'écoulement dans le diffuseur.....	180
6.4.3 Origine du décollement.....	182
6.4.4 Perspectives d'amélioration de la stratégie d'aspiration.....	184
6.5 Conclusion.....	185
Chapitre 7 Conclusions et perspectives	187
Bibliographie	191
Table des figures	197
Annexe I – Périodicités dans un étage rotor-stator	203
Annexe II – Détermination des itérations à extraire à l'issue d'un calcul instationnaire chorochronique	209
Annexe III – Précisions sur la notation de l'énergie totale dans la formulation des équations RANS	211
Annexe IV – Retour d'expérience sur la gestion du paramètre N_{q0} en instationnaire chorochronique	213
Annexe V – Liste des publications liées aux travaux de thèse	217
Annexe VI – Liste des personnes habilitées à diriger la recherche à l'Ecole Centrale de Lyon	219

Nomenclature

Variables

\dot{m}	débit massique [kg.s ⁻¹]	h_0	enthalpie totale massique [J.kg ⁻¹]
T_0	température totale [K]	p_0	pression totale [Pa]
T	température statique [K]	p	pression statique [Pa]
s	entropie [J.K ⁻¹ .kg ⁻¹]	M	nombre de Mach
\vec{V}	vecteur vitesse absolu.	\vec{W}	vecteur vitesse relatif.
α	angle absolu	β	angle relatif
c_p	capacité thermique massique de l'air à pression constante [J.kg ⁻¹ .K ⁻¹]	c_v	capacité thermique massique de l'air à volume constante [J.kg ⁻¹ .K ⁻¹]
γ	indice adiabatique – $\gamma = c_p / c_v$		
ω	Vitesse de rotation de la roue 1 par rapport à la roue 2 – i.e. du rouet [rad.s ⁻¹]	t	temps [s]
σ	tenseur des contraintes	τ	tenseur des contraintes visqueuses

Les tenseurs sont notés en gras, les vecteurs avec une flèche.

Coefficients de performance

	<i>Grandeur</i>	<i>Notation / Formule</i>
Étage	débit ramené aux conditions standards en entrée de compresseur (section 1)	$\dot{m}_1^{\text{std}} = \dot{m} \times \sqrt{\frac{T_{01}}{T_0^{\text{std}}} \frac{p_0^{\text{std}}}{p_{01}}}$
	taux de température totale	$T_{03}/T_{01} = T_{02}/T_{01}$
	taux de pression totale	$\pi = p_{03}/p_{01}$
	taux de pression totale-à-statique	$\pi^{\text{st}} = p_3/p_{01}$
	rendement isentropique total-à-statique	$\eta_{\text{is}}^{\text{st}} = \frac{(p_3/p_{01})^{\gamma-1/\gamma} - 1}{(T_{03}/T_{01}) - 1}$
Rouet	vitesse spécifique	$N_s = \frac{\omega \sqrt{\dot{m}_1^{\text{std}}}}{(\Delta h_0)^{3/4}}$
	taux de température totale	T_{02}/T_{01}
	taux de pression totale	$\pi_{1-2} = p_{02}/p_{01}$
	taux de pression totale-à-statique	$\pi_{1-2}^{\text{st}} = p_{s2}/p_{01}$
	rendement isentropique total-à-statique	$\eta_{\text{is}, 1-2}^{\text{st}} = \frac{(p_2/p_{01})^{\gamma-1/\gamma} - 1}{(T_{02}/T_{01}) - 1}$
	coefficient de pertes de charge	$K_{1-2} = \frac{p_{01,\text{rel}} - p_{02,\text{rel}}}{p_{02,\text{rel}} - p_2} \times \frac{p_{01,\text{rel}}}{p_{01}}$
Diffuseur	coefficient de récupération de pression statique	$C_p = \frac{p_3 - p_2}{p_{02} - p_2}$
	coefficient de pertes de charge	$K_{2-3} = \frac{p_{02} - p_{03}}{p_{02} - p_2}$

Avant-propos

Depuis le 12 avril 1937, date de fonctionnement du premier turboréacteur conçu par Frank Whittle, la fiabilité et les performances des turbines à gaz ont été considérablement améliorées. Aujourd'hui, l'aviation¹ est le moyen de déplacement le plus rapide, et également l'un des plus sûrs. Elle permet de créer un lien entre les habitants au travers du monde entier, entre les économies de pays éloignés, faisant de chacun d'entre nous un *citoyen du monde* et favorisant l'émergence d'une conscience collective mondiale.

Elle rend également des services inestimables pour des missions de proximité : les hélicoptères permettent d'atteindre rapidement des zones difficiles d'accès, soit pour y porter secours, soit pour y transporter du matériel. Ils sont devenus indispensables pour certaines missions qui nécessitent des capacités de décollage/atterrissage dans des terrains non-préparés et étroits, de vol stationnaire, et de manœuvrabilité.

En parallèle de l'excellence technologique sur laquelle il repose, le secteur aéronautique est aussi l'un des plus gros pourvoyeur d'emplois en Europe, avec 4.5 millions d'emplois. Il mobilise des acteurs privés aussi bien que publics, des grands groupes aux PME, en passant par les laboratoires de recherche et partenaires académiques. La contribution du secteur aéronautique à l'économie Européenne est majeure.

La très bonne santé actuelle du secteur aéronautique en Europe peut laisser penser au premier abord à sa grande pérennité. De nombreux challenges restent pourtant à relever compte-tenu de la raréfaction des ressources pétrolières, du réchauffement climatique et des problématiques de pollution atmosphérique. D'autre part, une augmentation annuelle de 4-6 % de la demande de trafic aérien est attendue jusqu'à 2030, tirée par les pays d'Asie, du Moyen-Orient et d'Amérique Latine. Ces facteurs sont antagonistes, et une amélioration continue des performances est indispensable.

Le but affirmé est que la diminution de la consommation et des émissions de gaz à effet de serre compense au minimum l'augmentation du trafic aérien. C'est dans cette optique que les objectifs suivants ont été déterminés par l'ACARE (*Advisory Council for Aeronautics Research in Europe*) pour les avions qui seront produits en 2020 en comparaison de ceux qui étaient produits en 2000 :

- une réduction de 50 % des émissions de dioxyde de carbone (CO₂) ;
- une réduction de 80 % des émissions d'oxyde d'azote (NOx) ;
- une réduction de 50 % du bruit perçu.²

Le respect de ces objectifs, récemment extrapolés à l'horizon 2050 par le *High Level Group for Aviation Research* constitué par la Commission Européenne, doit permettre d'assurer la viabilité économique et environnementale du transport aérien, et la compétitivité de l'Europe dans ce domaine.

Afin d'illustrer plus concrètement la problématique énergétique à laquelle est soumise le secteur aéronautique, la figure 1.1 montre la courbe d'évolution du trafic aérien mondial en parallèle de celle de la demande en kérosène depuis l'an 2000. Sur cette figure, on peut constater que la diminution de consommation a effectivement permis jusqu'à aujourd'hui de compenser l'augmentation du trafic aérien. Ce résultat a été rendu possible par un travail d'optimisation du plan

1 Le terme *aviation* désigne ici l'ensemble de l'activité aérienne, tous appareils confondus.

2 Ce dernier point n'a pas été introduit dans ce qui précède. Il est pourtant important compte-tenu de la proximité grandissante entre les lieux de décollage/atterrissage et les lieux d'habitation.

de vol des avions existants et des infrastructures aéroportuaires, et par le remplacement progressif des avions les plus anciens par d'autres de nouvelle génération, intégrant les dernières avancées technologiques et moins consommateurs de carburant.

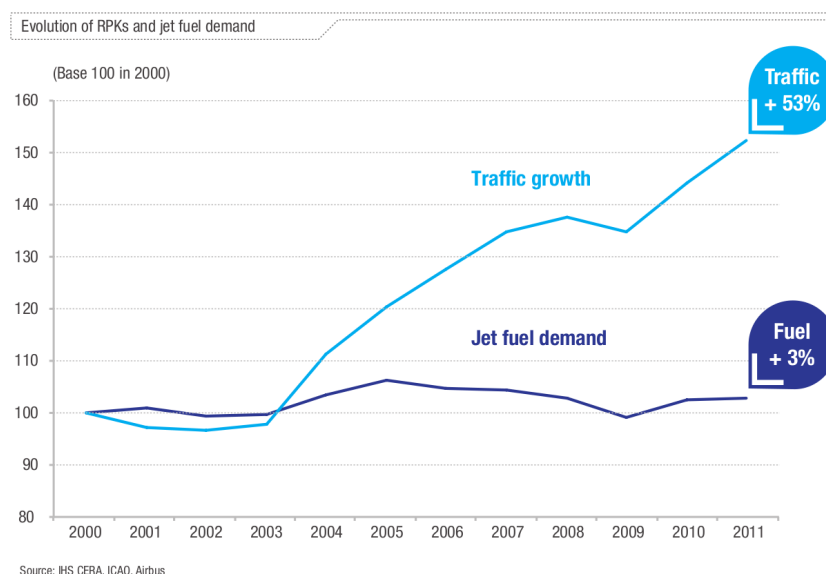


Fig 1.1: Évolution du trafic aérien en parallèle de la demande en kérosène.
« AIRBUS : Global Market Forecast 2012-2031 », 2012.

Avec l'arrivée prochaine sur le marché d'avions tels que l'A320 Néo, qui permettront une réduction considérable de la consommation, la tendance représentée sur la figure 1.1 devrait se poursuivre au cours de la prochaine décennie. Elle sera en partie portée par l'arrivée sur le marché de nouveaux moteurs tels que le LEAP-X de CFM International ou le PW1000G de Pratt & Whitney.

Une autre part de la diminution de la consommation pourra être portée par l'optimisation des infrastructures et du trafic aérien, l'optimisation de l'utilisation de l'énergie embarquée, de nouvelles architectures d'avions, etc. Le principe de *Green Taxiing* développé par Safran³ est un exemple parmi d'autres de ce type d'optimisation : les avions utilisent actuellement leurs turbo-réacteurs pour se déplacer entre le parking et la piste. Sachant qu'un turboréacteur consomme plus de 10kg de carburant par minute pendant le roulage et qu'un avion parcourt chaque jour plusieurs kilomètres au sol, l'utilisation de moteurs électriques pour le roulage permet de diminuer sensiblement la quantité totale de carburant consommée au cours d'une mission de vol.

Le trafic aérien allant poursuivre sa croissance, il reste dans tous les cas indispensable de préparer dès maintenant la prochaine génération de moteurs. Ceux-ci devront être encore moins consommateurs en carburant, encore plus propres, et toujours aussi sûrs. Une rupture technologique majeure sera alors certainement nécessaire...

C'est dans ce contexte d'amélioration perpétuelle que s'inscrit le travail de thèse présenté dans ce mémoire. En étudiant la possibilité d'améliorer les performances d'un compresseur centrifuge à l'aide d'une technique de contrôle de l'écoulement par aspiration, il vise à mettre à disposition des motoristes une brique technologique supplémentaire pour concevoir les moteurs de demain.

Sources :

- "Flightpath 2050, Europe's Vision for Aviation." 2011. Report of the High Level Group on Aviation Research. European Commission.
- "Airbus : Global Market Forecast 2012-2031." 2012. AIRBUS.

3 L'équivalent chez Boeing est dénommé *WheelTug*.

Chapitre 1 Introduction

1.1 Généralités sur les turbomoteurs

Les turbomoteurs sont une catégorie particulière de turbines à gaz. Leur rôle est de fournir un couple sur un arbre moteur, à la différence des turbo-réacteurs qui équipent généralement des avions et dont l'objectif est la création d'une force de poussée axiale. Ils sont en particulier utilisés pour la motorisation des hélicoptères, dont le rotor est entraîné par un turbomoteur via la boîte de transmission principale.

Comme les turbines à gaz, leur fonctionnement repose sur le cycle thermodynamique de Brayton (figure 1.2), constitué :

- d'une compression adiabatique irréversible (1→2). Un apport d'énergie au fluide est nécessaire ;
- d'un apport de chaleur à pression constante⁴, au cours de laquelle l'enthalpie totale du fluide est augmentée (2→3) ;
- d'une détente adiabatique irréversible (3→4). L'enthalpie totale du fluide diminue. De l'énergie est prélevé au fluide. Une part sert à alimenter la compression (1→2), l'autre part constitue l'énergie disponible en sortie du cycle thermodynamique.

Ce cycle est moteur dès lors que $h_{03} - h_{04} > h_{02} - h_{01}$, i.e. que l'énergie récupérée lors de la phase de détente est supérieure à celle nécessaire à alimenter la compression. Cela est rendu possible compte-tenu de l'allure exponentielle des isobares dans le diagramme entropie-enthalpie.

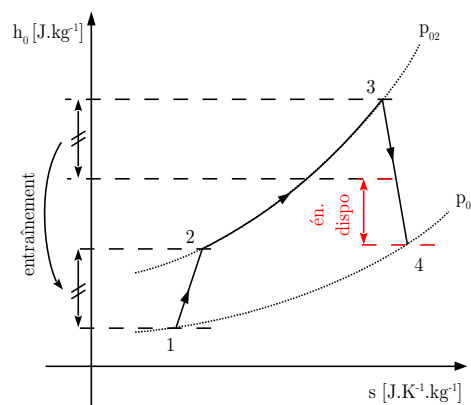


Fig 1.2: Cycle de Brayton.

4 Aux pertes près.

Concrètement, ce cycle thermodynamique est réalisé grâce à un montage dont le principe de base est exposé sur la figure 1.3. Dans le cas d'un turboréacteur, seule la quantité d'énergie nécessaire à entraîner les compresseurs est récupérée au travers des turbines, le reste étant relâché en sortie de tuyère d'éjection sous la forme d'énergie cinétique dans le but de créer une poussée axiale. Dans le cas d'un turbomoteur, la plus grande part d'énergie possible est récupérée au niveau de la turbine libre afin de la transmettre sous la forme de puissance mécanique sur l'arbre de sortie moteur. L'énergie cinétique du fluide restante en sortie de tuyère d'éjection est donc réduite.

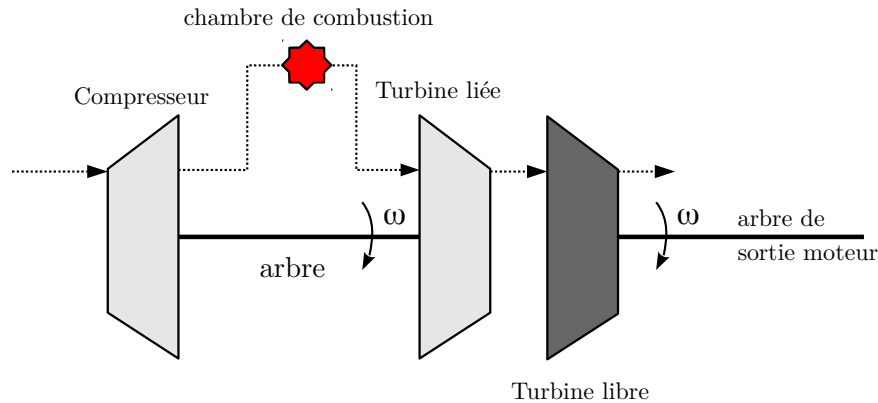


Fig 1.3: Architecture de base d'une turbine à gaz.

À l'heure actuelle, les turbines à gaz sont incontournables pour la propulsion aéronautique. En comparaison des autres moteurs à combustion, elles présentent un effet une puissance massique élevée qui les rend particulièrement bien adaptées aux applications aéronautiques. Le carburant utilisé est un mélange d'hydrocarbures appelé *kérosène*, dont l'importante capacité calorifique permet d'atteindre un très bon rapport entre la masse de carburant embarquée et la puissance disponible.

Cet état de fait justifie l'utilisation des turbomoteurs pour la motorisation des hélicoptères. La figure 1.4 expose à titre d'exemple une architecture de turbomoteur Turbomeca. Celle-ci comporte un compresseur centrifuge, qui se distingue des compresseurs axiaux par la direction radiale du flux en sortie de la roue mobile.

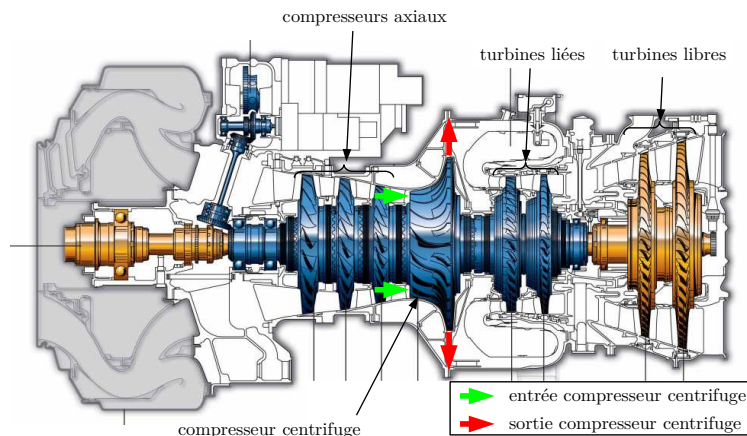


Fig 1.4: Exemple d'architecture Turbomeca

Tous les turbomoteurs Turbomeca sont équipés d'un (ou plusieurs) compresseur(s) centrifuge(s). Ceux-ci sont en effet capables de fournir un taux de pression élevé, pour une masse et un encombrement réduits. Ce sont des éléments déterminants pour les performances du turbomoteur.

1.2 Compresseurs centrifuges

1.2.1 Architecture et intérêt des compresseurs centrifuges

Les deux composants spécifiques aux compresseurs centrifuges sont le rouet et le diffuseur radial, schématisé sur la figure 1.5. Ils peuvent éventuellement être suivis par un redresseur axial.

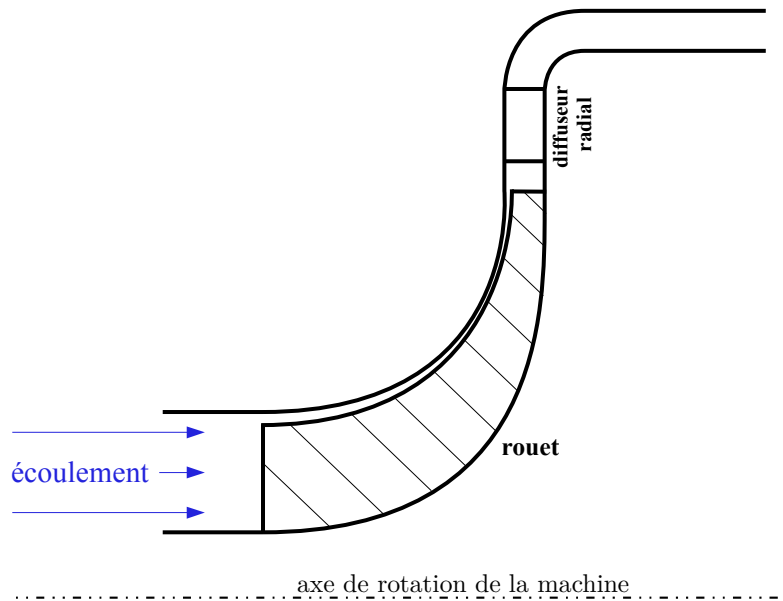


Fig 1.5: Composants d'un compresseur centrifuge – Vue méridienne.

L'intérêt d'une architecture centrifuge en comparaison d'une architecture axiale, et qui explique le fait qu'elle soit capable de réaliser un taux de pression important, réside dans le fait que la force d'inertie de Coriolis est mise à profit pour réaliser la compression. Elle participe en effet activement au travail du rouet. Ce travail supplémentaire dû à la force de Coriolis peut être quantifié à l'aide de la relation d'Euler, qui exprime la hausse de l'enthalpie totale du fluide au travers d'un rouet mobile

$$\Delta h_0 = \Delta(U V_\theta) \quad (1.1)$$

Compte-tenu du changement de rayon entre les sections 1 et 2, et en notant ω la vitesse de rotation du rouet, (1.1) peut s'écrire sous la forme

$$\Delta h_0 = \Delta(U W_\theta) + \underbrace{\omega(r_2^2 - r_1^2)}_{\text{mise à profit de la force de Coriolis}} \quad (1.2)$$

Cette expression met bien en évidence la hausse d'enthalpie totale supplémentaire imputable à l'augmentation du rayon moyen entre l'entrée (r_1) et la sortie du rouet (r_2).

Un autre intérêt d'une architecture centrifuge vient du diffuseur radial, dont la section augmente linéairement avec le rayon. Cette particularité permet d'atteindre des taux de diffusion importants, la pression augmentant théoriquement en incompressible que l'inverse du carré de la section.

Malgré ces avantages considérables, les compresseurs centrifuges sont soumis – comme tout domaine dépendant de la mécanique des fluides – à des limitations de leurs performances liées à des comportements non-linéaires de l'écoulement.

1.2.2 Limitations des performances des compresseurs centrifuges

La figure 1.6 est un exemple typique de carte de fonctionnement d'un étage de compresseur centrifuge. Elle représente le taux de pression de l'étage en fonction du débit ramené aux conditions standards en entrée du rouet. Les lignes en rouge correspondent aux courbes de fonctionnement pour une vitesse de rotation du rouet donnée. Les lignes en vert correspondent aux lignes à iso-rendement. La position du rendement maximal est indiquée par une ligne en pointillés noirs.

La plage de fonctionnement de l'étage est limitée vers la droite par la *ligne de blocage aérodynamique*. Celle-ci limite la valeur du débit maximal pouvant traverser le compresseur, pour une vitesse de rotation donnée. Physiquement, cette valeur maximale du débit peut être imposée par l'un des deux phénomènes suivants :

- l'apparition d'un choc droit au col du rouet ou du diffuseur. Dans cette configuration de l'écoulement, l'influence d'une diminution de la pression à l'aval ne peut pas se propager en amont du col sonique, et la valeur du débit est imposée ;
- l'augmentation des pertes visqueuses : pertes par frottement et développements éventuels de décollements de la couche limite. Dans ce cas, le rouet n'est plus en mesure de fournir l'énergie nécessaire à contrer les pertes visqueuses, et le débit atteint une valeur limite.

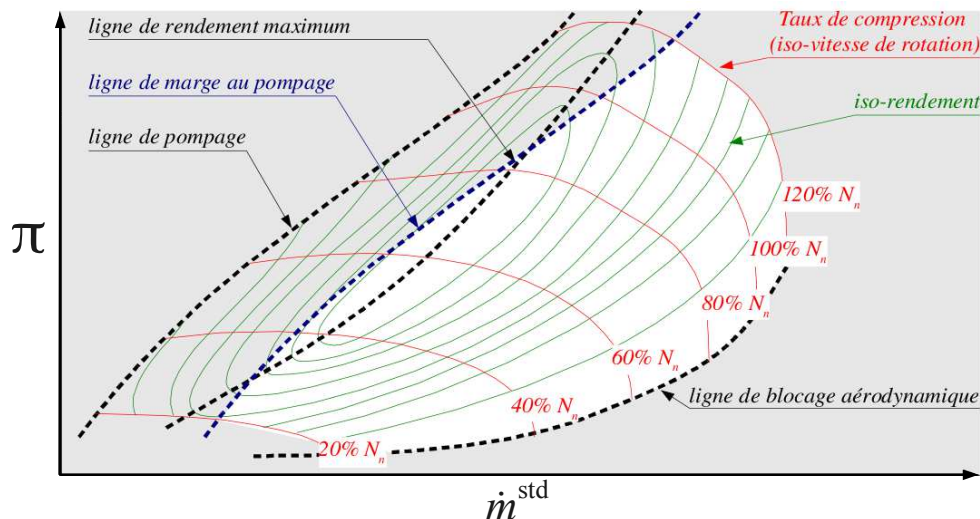


Fig 1.6: Exemple de carte de fonctionnement d'un compresseur centrifuge.

(Nicolas Bulot 2010)

Vers la gauche, la plage de fonctionnement est limitée par la *ligne de pompage*. Celle-ci marque le déclenchement d'instabilités violentes, qui peuvent conduire à une inversion du débit au travers du compresseur. Elles compromettent radicalement le fonctionnement du compresseur et peuvent être destructrices. Elles doivent donc à tout prix être évitées lors de l'opération du turbomoteur.

Pour cette raison, les constructeurs définissent une *marge au pompage*, comprise entre la ligne de marge au pompage (ligne en pointillés bleus) et la ligne de pompage (ligne en pointillés noirs). L'opération du compresseur dans cette zone est interdite, afin de garantir la sécurité d'opération. Or, pour la majorité des compresseurs centrifuges, le maximum du taux de pression est atteint pour un point de fonctionnement inclus dans cette marge au pompage. Celle-ci est donc directement préjudiciable aux performances du turbomoteurs, le fonctionnement du compresseur à son taux de pression maximal étant interdit.

Elle limite également le taux d'accélération du turbomoteur, ce qui est extrêmement pénalisant dans le cadre de la motorisation d'un hélicoptère pour lequel le besoin « *remise de gaz en urgence* » est important.

Plusieurs stratégies peuvent dès lors être envisagées afin de remédier à cette limitation :

- la diminution de la largeur de la marge au pompage. Cela nécessite une bonne connaissance des mécanismes d'entrée en pompage du compresseur, afin de maintenir le niveau de sécurité. Lorsque cette stratégie est choisie, des précurseurs de pompage peuvent être recherchés. Une technique de surveillance de ces précurseurs peut alors être mise en place, afin de piloter le fonctionnement du compresseur de façon à ce qu'il n'entre pas en pompage. Toutefois, la recherche de tels précurseurs est une tâche complexe, et il ne semble pas toujours possible de pouvoir en identifier (Buffaz 2012).
D'autre part, il existe une marge au pompage incompressible, qui doit prendre en compte le vieillissement de la machine, les dispersions liées aux tolérances de fabrication, etc.
- le contrôle de la croissance des instabilités dans le compresseur à l'aide d'une technique de contrôle actif. Celle-ci peut consister en l'utilisation d'une vanne de décharge micro-métrique en sortie du compresseur, dont la loi de commande est conçue de façon à ce qu'elle s'oppose à la croissance des oscillations de débit au travers du compresseur. Cette approche a été mise en application avec succès sur des bancs d'essai compresseurs (Paduano, Greitzer, and Epstein 2001), mais elle n'est pas généralisable et semble difficilement applicable au sein du turbomoteur en opération.
- le retardement du déclenchement des instabilités afin de décaler la ligne de pompage vers des valeurs plus faibles de débits. La marge au pompage est alors décalée d'autant vers des valeurs plus faibles de débit, et le fonctionnement du compresseur à son maximum du taux de pression est autorisé. Cette stratégie nécessite également une bonne compréhension du mécanisme d'entrée en pompage du compresseur considéré. Dès lors, soit la géométrie peut être modifiée afin de retarder le pompage, soit une technique de contrôle de l'écoulement peut être mise en œuvre afin de supprimer l'origine du déclenchement des instabilités.

C'est dans le cadre de cette dernière stratégie que se situe la présente étude doctorale.

1.3 Objectifs de l'étude

La technique de contrôle retenue est celle *d'aspiration de la couche limite*. Cette technique est en effet connue de longue date pour sa capacité à contrôler les décollements (Prandtl 1904; Guy Maillart 1946). Elle a d'autre part fait ses preuves pour l'amélioration des performances des compresseurs axiaux (Merchant et al. 2005). À notre connaissance, aucune étude similaire visant à évaluer sa pertinence dans le cas des compresseurs centrifuges n'a été menée pour l'instant.

Les travaux de N. Bulot (2010) ont montré pour un compresseur centrifuge Turbomeca à fort taux de pression et à forte vitesse de rotation que le développement d'un décollement dans le diffuseur était impliqué dans le déclenchement des instabilités à faibles débits. Le mécanisme d'entrée en pompage est décrit de façon simplifiée sur la figure 1.7. Lorsque le point de fonctionnement se rapproche du pompage, l'incidence sur les aubages du diffuseur augmente. Il en résulte le développement d'un décollement sur la face en dépression des aubages du diffuseur. Ce décollement modifie considérablement la structure l'écoulement dans le diffuseur, et en particulier celle du choc : celui-ci remonte vers le bord d'attaque des aubages et se renforce, accentuant du même coup le décollement. Finalement, celui-ci couvre l'intégralité du canal du diffuseur, qui ne peut plus assurer le passage du débit. L'écoulement est dévié vers le canal voisin

(voir la trajectoire en vert sur la figure). L'incidence sur l'aubage voisin devient très importante et un décollement se développe dans le canal correspondant, qui devient bloqué à son tour, et ainsi de suite jusqu'à ce que le fonctionnement du compresseur soit compromis.

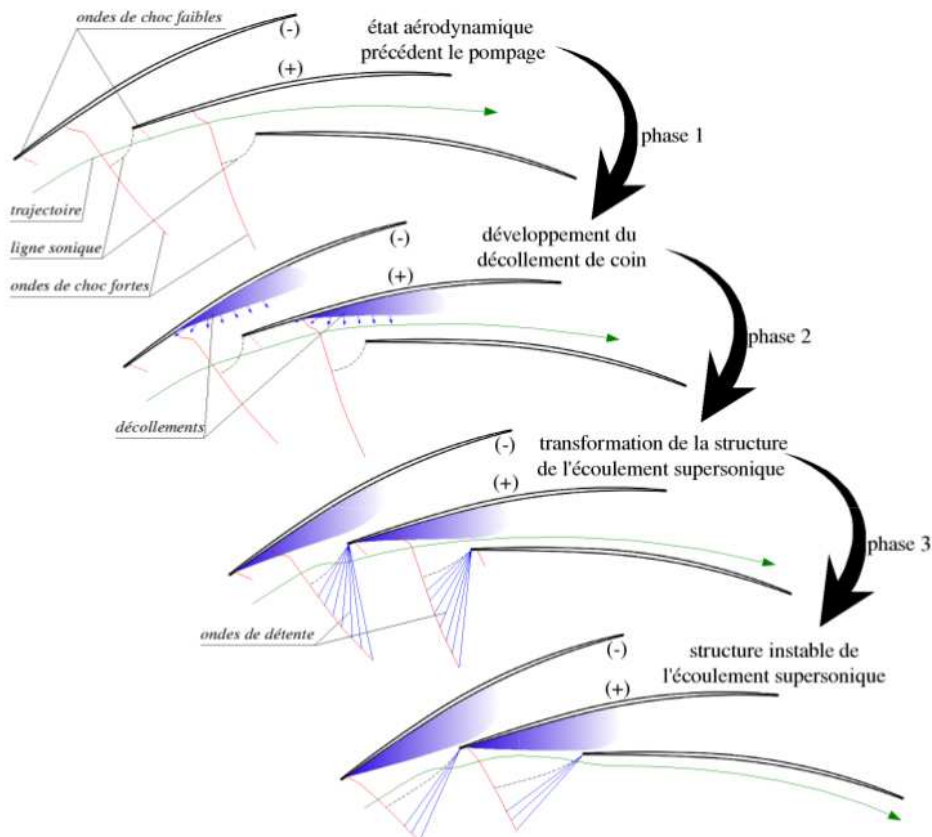


Fig 1.7: Mécanisme d'entrée en pompage d'un compresseur centrifuge transsonique Turbomeca. (Nicolas Bulot 2010)

Ce scénario d'entrée en pompage pour ce compresseur transsonique a récemment été confirmé par les travaux de N. Buffaz (2012). Il est en accord avec plusieurs études précédentes, qui ont montré que le diffuseur radial joue un rôle déterminant dans le déclenchement des instabilités pour les compresseurs centrifuges à hautes vitesses de rotation (Hunziker and Gyarmathy 1994; J. N. Everitt and Spakovszky 2011).

Il est alors supposé que le contrôle des décollements se produisant dans le diffuseur radial puisse permettre de repousser la ligne de pompage vers des valeurs plus faibles du débit, et ainsi autoriser le fonctionnement du compresseur centrifuge à son maximum du taux de pression. Ce contrôle est envisagé à l'aide de la technique d'aspiration de la couche limite.

1.4 Structure du mémoire

Le cas test, fourni par Turbomeca, est d'abord présenté dans le chapitre 2.

Le chapitre 3 présente les méthodes numériques utilisées pour l'analyse de l'écoulement. Le code de simulations ainsi que les techniques de post-traitement des résultats y sont abordés.

Les notions relatives au décollement de la couche limite sont présentées dans le chapitre 4.

Elles sont ré-investies dans le chapitre 5, qui présente l'analyse du fonctionnement du compresseur sur l'ensemble sa plage de fonctionnement. L'étude se limite à l'iso-vitesse nominale.

Les courbes de performances sont dans un premier temps analysées, puis une étude topologique de l'écoulement est menée afin de déterminer la structure des décollements de couche limite dans le diffuseur.

Finalement, une stratégie de contrôle par aspiration est développée, puis mise en œuvre numériquement. Les résultats font l'objet du chapitre 6 de ce mémoire.

Chapitre 2 Cas test et module d'essai

Le cas test support de cette étude est un étage de compresseur centrifuge situé à l'aval d'un ensemble de compression, faisant partie d'un moteur d'hélicoptère conçu par Turbomeca. Le compresseur complet est composé de 3 étages de compresseurs axiaux, suivis par le compresseur centrifuge considéré (cf figure 1.4, page 20).

Le compresseur centrifuge est composé d'un rouet à aubages couchés en arrière, avec aubes intercalaires et carter fixe, et d'un diffuseur radial aubé. Son taux de compression nominal est proche de 4, l'écoulement en entrée du diffuseur étant alors faiblement transsonique.

Des données expérimentales sur le fonctionnement de ce compresseur ont été obtenues à la fois à l'aide du banc de caractérisation compresseur Turbomeca, et au sein du Département d'Aérodynamique, Énergétique et Propulsion (DAEP) de l'Institut Supérieur d'Aéronautique et de l'Espace à Toulouse (ISAE) où le compresseur est monté sur un banc d'essai dédié à l'étude des interactions entre le rouet et le diffuseur.

Dans la suite les performances globales du compresseur ainsi que celles de ses composants sont commentées à l'aide des valeurs des grandeurs aérothermodynamiques dans les sections 1, 2, 21, 22 et 3 indiquées sur la figure 2.1.

- La section 1 est située 10,5 mm en amont du bord d'attaque des aubes du rouet. C'est la station *amont* de l'étage.
- La section 2 est située à mi-diffuseur lisse, i.e. au rayon moyen entre le bord de fuite des aubages du rouet et le bord d'attaque des pales du diffuseur. Il est positionné à 0.5 millimètres en aval du plan d'interface entre les domaines du rouet et du diffuseur⁵.
- Les sections 21 et 22 permettent de caractériser le comportement de l'écoulement dans le diffuseur lisse. Elles sont situées respectivement à 0.1 millimètres en aval du bord de fuite des aubages du rouet et à 0.1 millimètres en amont des pales du diffuseur.
- La section 3 est située 1.25 millimètres en aval du bord de fuite des pales du diffuseur.

La section au col sera également utilisée et est pour cette raison également schématisée sur la figure 2.1. Il est important toutefois de noter qu'elle n'est pas un plan à rayon constant.

5 plan de mélange en RANS, plan d'interface chorochronique en URANS.

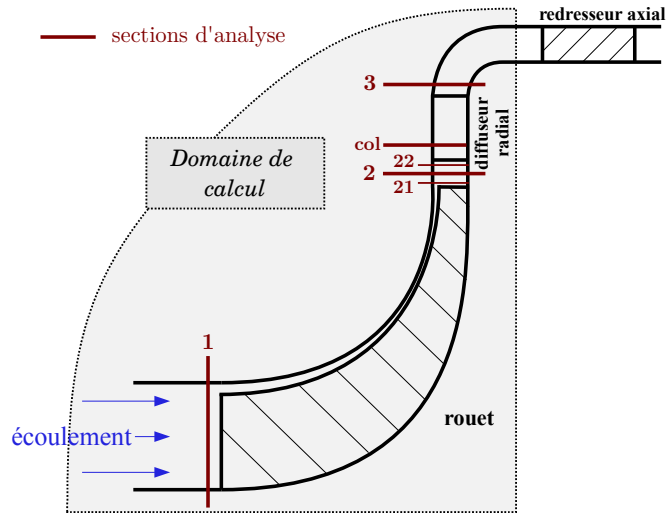


Fig 2.1: Désignation des sections utilisées pour la caractérisation du fonctionnement du compresseur

Le compresseur étudié est monté au laboratoire DAEP de l'ISAE, à Toulouse, sur un banc d'essai alimenté par un moteur électrique de 400kW et décrit dans le mémoire de thèse de O. Domercq (1998). Son architecture globale, schématisée sur la figure 2.2, est constituée d'un pavillon d'entrée d'air, de la veine compresseur et d'une chambre de tranquillisation aval. Une vanne principale et une vanne micrométrique à l'aval permettent le réglage du point de fonctionnement du compresseur. La vanne micrométrique est contrôlée automatiquement de manière à atteindre un point de fonctionnement respectant un rapport donné entre le débit et le taux de pression. Une vanne antipompage est montée sur une conduite parallèle en sortie de compresseur, et permet de décharger rapidement le compresseur en cas de déclenchement du pompage.

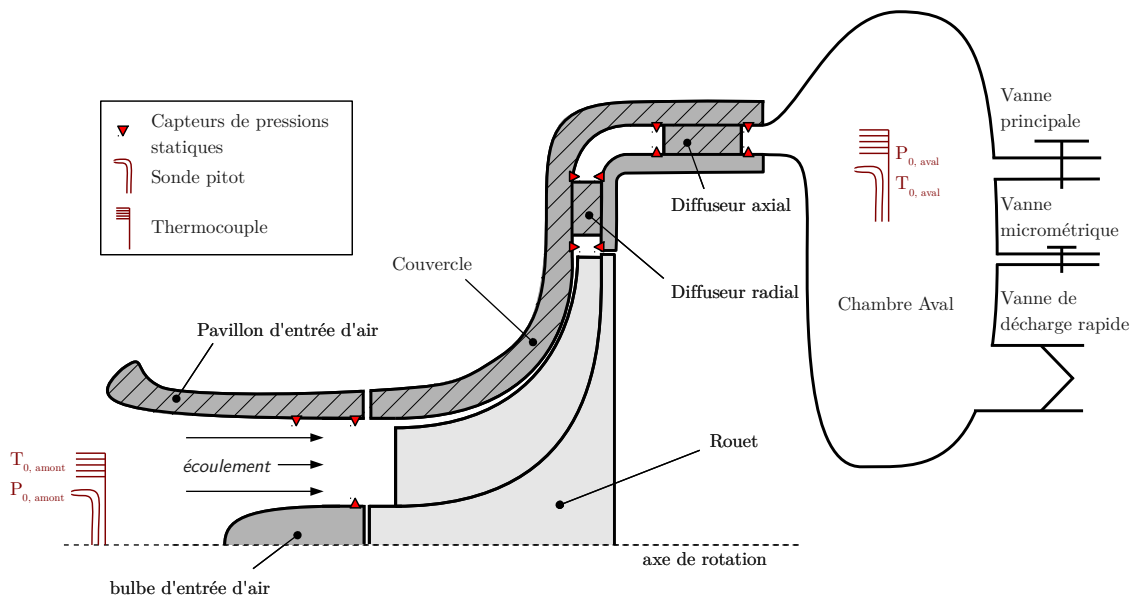


Fig 2.2: Architecture globale du banc d'essai

Deux types d'instrumentation sont montées sur le banc de recherche : une instrumentation conventionnelle permettant d'accéder aux performances de l'étage de compression, et une instrumentation spécifique dédiée à l'étude des interactions entre le rouet et le diffuseur radial.

2.1 Instrumentation conventionnelle

L'instrumentation conventionnelle permet de caractériser le point de fonctionnement du compresseur. Elle est constituée par :

- des prises de pressions stationnaires réparties azimutalement sur les parois moyeu et carter au niveau des sections 1, 2 et 3. À titre d'exemple, la pression statique au moyeu dans la section 2 est mesurée grâce à 31 trous équi-répartis sur la circonférence, et débouchant dans une chambre annulaire commune au sein de laquelle la pression est mesurée.
- une mesure du débit, assurée de façon classique au niveau du pavillon d'entrée d'air. Le principe repose sur l'obtention de la pression dynamique en une section donnée du pavillon.
- la température totale est mesurée à l'amont et dans la cuve aval à l'aide de thermocouples avec une précision d'environ 1°K.
- la pression totale est mesurée à l'amont et dans la cuve aval.

La vitesse de rotation est réglée par l'ensemble électrique, avec une précision de 1 tr/min. La précision et les incertitudes concernant les mesures de pression ne sont pas disponibles dans le document de référence (Domercq 1998).

2.2 Instrumentation spécifique

L'instrumentation spécifique dédiée à l'étude des interactions entre le rouet et le diffuseur est composée d'un ensemble de capteurs de pression instationnaires, localisés au carter dans la zone de captation du diffuseur.

Un hublot est implanté au travers du carter au dessus du bord d'attaque de l'une des pales du diffuseur radial. Il couvre une zone qui s'étend sur un canal du diffuseur, du rayon de bord de fuite du rouet au col du diffuseur. Il peut-être équipé de différents pavés accueillant des capteurs de pressions instationnaires Kulite.

Quatre pavés sont disponibles. Les positions des mesures de pressions instationnaires correspondantes à chacun des hublots sont indiquées sur la figure 2.3.

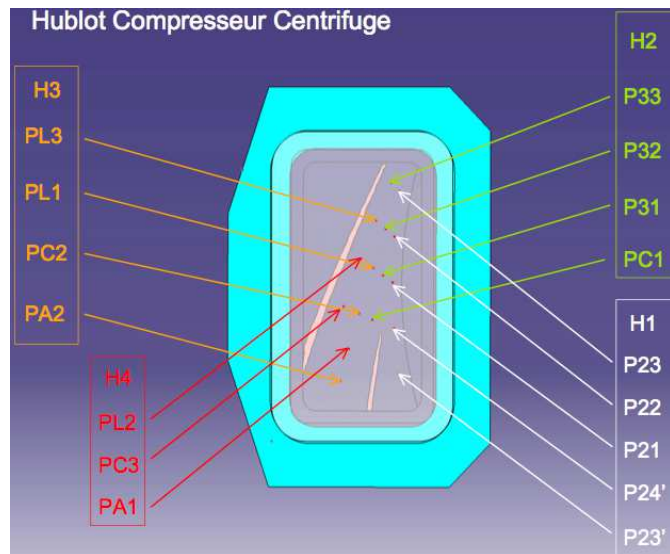


Fig 2.3: Pavés de mesures des pressions instationnaires dans le diffuseur radial

L'ensemble des mesures a été effectué avec une fréquence d'échantillonnage correspondant à 35 instants de mesure par période du canal du diffuseur, soit environ 220 kHz. Un cycle d'acquisition élémentaire est déclenché par le passage d'un top-tour et pour une durée correspondant au passage de 14 top-pales, soit un tour complet plus un canal. Une séquence d'acquisition complète est constituée de 100 cycles. Dans ces conditions, et compte-tenu de l'ensemble de la chaîne d'acquisition, les signaux issus de trois capteurs de pression instationnaires peuvent être enregistrés simultanément.

Ces moyens expérimentaux ont été mis à profit au cours de cette thèse pour valider les résultats obtenus par simulation numérique de l'écoulement dans le compresseur. Les méthodes numériques qui ont été utilisées sont présentées dans le prochain chapitre.

Chapitre 3 Méthodologie numérique

Ce chapitre présente les méthodes numériques mises en œuvre au cours de cette thèse afin d'étudier le comportement de l'écoulement dans le compresseur centrifuge Turbomeca. La première partie décrit le code de simulation numérique utilisé, *elsA*, et les principaux paramètres numériques qui ont été choisis pour cette étude. La description inclut notamment les schémas numériques, le modèle de turbulence et les conditions aux limites.

La qualité du maillage utilisé pour discrétiser le domaine spatial à étudier étant aussi déterminante pour la qualité des prévisions, une deuxième partie est consacrée à la description des maillages utilisés pour les simulations.

Enfin, les sections 3.3 et 3.3.3 sont consacrées aux techniques de post-traitement des résultats numériques et aux méthodes de comparaison des résultats numériques et expérimentaux.

3.1 Modélisation numérique

L'ensemble des calculs d'écoulements effectués au cours de cette thèse a été réalisé en utilisant le code de simulation *elsA*, développé par l'ONERA⁶ et le CERFACS⁷. Celui-ci permet de résoudre les équations de la mécanique des fluides pour des écoulements visqueux, compressibles, tridimensionnels, stationnaires ou instationnaires. Il est basé sur la méthode des volumes finis, appliquée sur un maillage structuré par blocs.

Cette partie décrit succinctement les techniques de résolution utilisées dans *elsA*, ainsi que les principaux paramètres choisis. Les détails sont disponibles dans le manuel théorique d'*elsA* (*elsA Theoretical Manual V2.1 2010*). La version du code utilisée est la v3.2-p2.

3.1.1 Équations de conservation

Nous considérons dans la suite que l'écoulement dans le compresseur est celui d'un gaz parfait, mono-espèce, compressible et non-réactif. Dans ce cadre, l'écoulement est entièrement décrit par la connaissance de

- la masse volumique ρ ;
- des trois composantes de la vitesse \vec{W} , exprimée dans le repère relatif à la roue considérée ;
- de l'énergie totale du fluide $E = e + W^2/2$, où e est l'énergie interne du fluide.

Ces grandeurs sont les inconnues du problème. Elles peuvent être déterminées en utilisant les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie totale écrites dans le repère relatif. Le système d'équations à résoudre est alors le suivant :

⁶ Office National d'Études et de Recherches Aéronautiques.

⁷ Centre Européen de Recherche et de Formation Avancée en Calcul Scientifique.

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \rho \\ \rho \vec{W} \\ \rho E \end{pmatrix} + \text{div} \begin{pmatrix} \rho \vec{W} \\ \rho \vec{W} \otimes \vec{W} - \boldsymbol{\sigma} \\ \rho E \vec{W} - \boldsymbol{\sigma} \cdot \vec{W} + \vec{q} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \rho(\Omega^2 \vec{r} - 2\vec{\Omega} \wedge \vec{W}) \\ \rho \Omega^2 \vec{r} \cdot \vec{W} \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

où l'opérateur \otimes désigne le produit tensoriel, $\vec{\Omega}$ est le vecteur vitesse de rotation du repère, et le vecteur \vec{r} correspond au rayon dans un système de coordonnées cylindriques d'axe confondu avec l'axe de rotation. Les termes $\rho \Omega^2 \vec{r}$ et $-2\rho \vec{\Omega} \wedge \vec{W}$ représentent respectivement les forces inertielles d'entraînement et de Coriolis engendrées par la rotation du repère.

Dans (3.1), $\boldsymbol{\sigma}$ est le tenseur des contraintes. Il se décompose en la somme d'un terme de pression et d'un terme de contraintes visqueuses

$$\boldsymbol{\sigma} = -p \mathbf{I} + \boldsymbol{\tau} \quad (3.2)$$

En supposant que l'écoulement est celui d'un fluide newtonien, $\boldsymbol{\tau}$ se décompose lui-même en la somme d'un terme de compression et d'un terme de cisaillement, associés respectivement à une constante de *viscosité de compression* (coefficient de viscosité dynamique) et une constante de *viscosité de cisaillement* (coefficient de seconde viscosité).

$$\boldsymbol{\tau} = \underbrace{\lambda \mathbf{I} \text{div} \vec{W}}_{\text{compression}} + \underbrace{2\mu \mathbf{D}}_{\text{cisaillement}} \quad (3.3)$$

où $\mathbf{D} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial W_i}{\partial x_j} + \frac{\partial W_j}{\partial x_i} \right)$ est le tenseur des vitesses de déformation.

Les coefficients de viscosité λ et μ sont reliés par la relation de Stokes

$$\lambda = -\frac{2}{3}\mu \quad (3.4)$$

Et la loi de Sutherland est utilisée pour calculer la valeur de μ , avec $T_s = 273 \text{ K}$, $S = 110.4 \text{ K}$ et $\mu_s = 1.717 \cdot 10^{-5} \text{ Pa.s}$.

$$\mu = \mu(T) = \mu_s \left(\frac{T}{T_s} \right)^{\frac{3}{2}} \times \frac{1+S}{1+S} \quad (3.5)$$

$\boldsymbol{\tau}$ est ainsi exprimé en fonction du champ de vitesse \vec{W} et de la température.

Dans (3.2), la pression p est exprimée en fonction de ρ et T grâce à la loi des gaz parfaits :

$$p = \rho r_{\text{gaz}} T \quad (3.6)$$

avec $r_{\text{gaz}} = (\gamma - 1) c_v$, $c_v = 114.816 \text{ J.kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ et $\gamma = 1.4$

Reste finalement la température T dans (3.5) et (3.6) : elle est en fonction de la chaleur spécifique à volume constant c_v et de l'énergie interne e , qui s'exprime elle-même en fonction de l'énergie totale et de l'énergie cinétique.

$$T = \frac{e}{c_v} = \frac{1}{c_v} (E - W^2/2) \quad (3.7)$$

Dans (3.1), \vec{q} est le flux de chaleur par conduction thermique. Il est exprimé à l'aide de la loi de Fourier

$$\vec{q} = -\kappa \text{grad} T \quad (3.8)$$

dans laquelle la constante κ est déterminée par la relation

$$\kappa = \frac{-c_p \mu}{\text{Pr}} \quad (3.9)$$

avec $c_p = \gamma c_v$.

Dans la suite, le nombre de Prandtl est supposé constant

$$\text{Pr} = 0.72$$

Ainsi, le système (3.1) peut être exprimé à l'aide des seules inconnues du problème : ρ , \vec{W} et E .

3.1.2 Description statistique des écoulements turbulents

Dans les modèles RANS et URANS (*Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes*), l'écoulement est abordé d'un point de vue statistique afin de s'affranchir du caractère aléatoire de la turbulence : seul le champ moyenné au sens de la turbulence est résolu. Une moyenne d'ensemble est donc appliquée au système (3.1). Toute variable Φ est décomposée en un champ moyen et un champ fluctuant de moyenne nulle, selon la décomposition de Reynolds :

$$\Phi = \overline{\Phi} + \Phi', \quad \overline{\Phi'} = 0 \quad (3.10)$$

Pour les écoulements compressibles, l'écriture des équations moyennées est simplifiée par l'utilisation de la moyenne de Favre pour E et \vec{W} . Cette dernière correspond à une moyenne pondérée par le débit, et la décomposition de Favre d'une grandeur Φ s'écrit

$$\Phi = \tilde{\Phi} + \Phi'' \quad \text{avec} \quad \tilde{\Phi} = \frac{\overline{\rho \Phi}}{\overline{\rho}} \quad (3.11)$$

Avec ces décompositions et en introduisant l'enthalpie $h = E + p/\rho - W^2/2$, le système des équations RANS s'écrit⁸

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \overline{\rho} \\ \overline{\rho \vec{W}} \\ \overline{\rho E} \end{pmatrix} + \text{div} \begin{pmatrix} \overline{\rho \vec{W}} \\ \overline{\rho \vec{W} \otimes \vec{W}} - \overline{\boldsymbol{\sigma}} \\ \overline{\rho E \vec{W}} - \overline{\boldsymbol{\sigma} \cdot \vec{W}} + \overline{q} \end{pmatrix} \\ \underbrace{\hspace{10em}}_{\text{termes moyens turbulents}} \\ + \text{div} \begin{pmatrix} 0 \\ \overline{\rho \vec{W}'' \otimes \vec{W}''} \\ \overline{\rho h'' \vec{W}''} + \overline{\rho \vec{W}'' \otimes \vec{W}'' \cdot \vec{W}} + \underbrace{\overline{\rho (\vec{W}'' \otimes \vec{W}'')} \cdot \vec{W}}_{\substack{\text{terme d'ordre 3} \\ \Rightarrow \text{négligé}}} \end{pmatrix} \\ = \begin{pmatrix} 0 \\ \overline{\rho (\Omega^2 \vec{r} - 2 \vec{\Omega} \wedge \vec{W})} \\ \overline{\rho \Omega^2 \vec{r} \cdot \vec{W}} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (3.12)$$

Les termes supplémentaires par rapport à (3.1) sont dus à la non-linéarité des équations de Navier-Stokes et traduisent l'influence de la turbulence sur le champ moyen. Le terme $\overline{\rho \vec{W}'' \otimes \vec{W}''}$ est en particulier couramment désigné en tant que *tension de Reynolds*.

Dans le cadre des approches RANS et URANS, l'influence de ces termes moyens turbulents sur l'écoulement moyen sont modélisés. On parle de *modèle de turbulence*. Le choix de ce modèle de turbulence est un paramètre important qui affecte sensiblement la solution de la simulation numérique. Ce point est abordé dans la partie 3.1.4 , page 35.

⁸ Les relations utiles pour la démonstration sont : $\overline{\rho \Phi_1 \Phi_2} = \overline{\rho} \overline{\Phi_1 \Phi_2} + \overline{\rho' \Phi_1 \Phi_2}$, $\overline{\Phi'} = 0$, $\overline{\rho \Phi'} = 0$ et $\overline{(\Phi')''} = \Phi''$. D'autre part, le terme $\overline{\boldsymbol{\tau} \cdot \vec{W}''}$ est négligé, ce qui permet d'écrire $\overline{\boldsymbol{\tau} \cdot \vec{W}} = \overline{\boldsymbol{\tau} \cdot \vec{W}}$

3.1.3 Approches stationnaires et instationnaires en turbomachines

L'équation (3.12) prend en compte le caractère instationnaire de l'écoulement au travers du terme de dérivée temporelle. Afin de réduire les temps de calcul, l'écoulement peut être supposé indépendant du temps dans les référentiel relatifs aux roues fixes et mobiles. Les simulations visant à calculer l'écoulement sous une telle hypothèse sont qualifiées de *stationnaires*, par opposition aux simulations *instationnaires* qui prennent en compte les fluctuations temporelles de l'écoulement. Dans le cadre d'une description statistique de l'écoulement – qui sera abordée dans la prochaine section – on parle de simulations RANS et URANS (pour *unsteady* RANS).

Les méthodes numériques RANS et URANS sont toutes les deux des méthodes de résolution itératives du système d'équations (3.12). Elles font toutes les deux intervenir un *pas d'avance en temps*.

En stationnaire, ce pas d'avance n'est qu'une variable d'itération, et n'a pas de signification physique. La variable temporelle t n'existe que en tant que paramètre de la méthode de résolution itérative. Le pas d'avance en temps peut alors être défini localement, ce qui permet d'accélérer la convergence du processus itératif. L'utilisateur fixe dans ce cas le pas de temps local en prescrivant un nombre de Courant–Friedrichs–Lewy (CFL).

En instationnaire en revanche, le pas d'avance correspond à un pas de temps physique. Il doit être commun à tout le domaine de calcul. L'utilisateur définit un pas de temps global.

Compte-tenu des temps de convergence, l'approche stationnaire est celle qui est la plus utilisée en conception. Mais dans certaines circonstances, l'hypothèse de stationnarité n'est pas valable. En particulier dans le cas des compresseurs centrifuges transsoniques, les travaux de Trébinjac et al. (2009) ont montré que les calculs stationnaires ne sont pas en mesure de rendre correctement compte des phénomènes d'interaction entre le rouet et le diffuseur, avec pour conséquence des écarts importants entre les performances de l'étage prévues par le modèle stationnaire et celles mesurées expérimentalement. Ces phénomènes d'interaction se renforcent pour des points de fonctionnement à proximité du pompage, où l'hypothèse de stationnarité est fortement invalidée.

Dans le cadre de cette étude, des simulations instationnaires ont donc été réalisées en plus de simulations stationnaires :

- le faible coût des simulations stationnaires a été mis à profit afin d'explorer rapidement l'évolution de l'écoulement dans le diffuseur sur toute la plage de fonctionnement, et mettre au point une stratégie de contrôle ;
- les simulations instationnaires – beaucoup plus coûteuses – ont permis de compléter les conclusions établies sur la base des simulations stationnaires et d'enrichir la compréhension de l'écoulement dans le diffuseur en permettant l'étude des phénomènes instationnaires.

3.1.4 Schémas numériques et modèle de turbulence

Schéma spatial

Pour la résolution numérique, l'opérateur de divergence intervenant dans (3.12) doit être discrétisé. Dans le cadre de cette thèse le schéma de discrétisation spatial utilisé est le schéma de Roe décentré vers l'amont d'ordre 2. Il est complété par la *correction d'entropie de Harten*, qui correspond à une modification de l'expression de calcul des flux sans laquelle le schéma de Roe peut conduire à des solutions ne respectant pas le second principe de la thermodynamique.⁹

Schéma temporel

L'opérateur de dérivation temporelle est quant à lui discrétisé à l'aide d'un schéma implicite d'ordre 1 de type Euler rétrograde, et le système implicite obtenu est résolu à l'aide d'une mé-

⁹ L'entropie ne peut que croître au cours d'une transformation réelle.

thode dite de « surrelaxation successive » à 4 itérations. Cette méthode est une variante de la méthode de Gauss-Seidel, elle-même basée sur la technique de décomposition d'une matrice en matrices triangulaires supérieures et inférieures LU.

Pour les simulations instationnaires, le schéma temporel implicite Euler rétrograde d'ordre 1 a été conservé, dans la continuité des pratiques de N. Rochuon (Rochuon 2007) et N. Bulot (N. Bulot 2010). Cependant, les résultats obtenus récemment par A. Gomar et reportés par N. Gourdain (2011), ainsi que les travaux de thèse de F. Wlassow (2012) et N. Buffaz (2012) indiquent que les coût des calculs URANS pourraient être diminués grâce à l'utilisation d'un schéma temporel d'ordre 2 de type « pas de temps dual ». Cette conclusion devra être prise en compte pour des travaux futurs.

Modèle de turbulence

Un certain nombre de modèles de turbulence sont disponibles dans le code *elsA*, chacun étant plus ou moins apte à rendre correctement compte de l'influence de la turbulence sur l'écoulement moyen, en fonction des caractéristiques de l'écoulement considéré.

Pour les compresseurs centrifuges, plusieurs travaux ont montré que le modèle de turbulence k-l de Smith permet de bien rendre compte des résultats expérimentaux :

- Pour le même diffuseur radial que celui qui sert de support à cette thèse, et en comparant les résultats numériques aux résultats expérimentaux obtenus par O. Domercq (1998), C. Dano (2003) conclue à la supériorité du modèle k-l linéaire de Smith par rapport au modèle k-l non-linéaire pour la description de l'écoulement dans le diffuseur au point de fonctionnement nominal. Plus largement, et sur l'ensemble des cas testés au cours de son travail d'évaluation des modèles de turbulence, Dano identifie le modèle k-l de Smith comme le plus adapté à la description des écoulements en turbomachines en comparaison avec les autres modèles de turbulence à deux équations de transport k- ω et k- ε : le modèle k- ω procure des résultats plus éloignés de ceux expérimentaux, tandis que le modèle k- ε est sujet à des problèmes de stabilité numérique.
- Cette conclusion a été confirmée par les travaux de N. Rochuon (2007) pour un étage rouet-diffuseur radial transsonique à fort taux de compression. Le modèle k- ε a notamment de nouveau posé des problèmes de stabilité numérique.
- N. Bulot (2010) a poursuivi l'étude du fonctionnement du même compresseur centrifuge que N. Rochuon (2007) à proximité du pompage, en conservant le modèle de turbulence k-l de Smith. La comparaison avec les données expérimentales – pressions instationnaires dans le diffuseur et champ du vecteur vitesse mesuré par vélocimétrie laser (LDA) – s'est une nouvelle fois révélée tout à fait satisfaisante, confirmant la capacité du modèle k-l de Smith à correctement modéliser l'influence de la turbulence sur le champ moyen pour les écoulements en compresseurs centrifuges transsoniques.

Compte-tenu de ces travaux antérieurs, le choix du modèle k-l de Smith n'a pas été remis en cause au cours de cette thèse, et il a été retenu pour effectuer l'ensemble des simulations RANS et URANS. Nous rappelons ici ses caractéristiques principales. Une description plus détaillée est donnée par exemple dans le mémoire de thèse de C. Dano (2003).

Le modèle k-l de Smith est formulé dans le cadre de *l'hypothèse de Boussinesq* : l'effet de la turbulence sur le champ moyen est supposé pouvoir être représenté par un tenseur de contraintes turbulentes τ_t , et un flux de chaleur turbulent \vec{q}_t , définis par analogie avec (3.3) et (3.8) en fonction d'un coefficient de viscosité turbulente μ_t , d'un nombre de Prandtl turbulent Pr_t et de l'éner-

gie cinétique moyenne de la turbulence k .

$$\boldsymbol{\tau}_t = -\overline{\rho \tilde{\mathbf{W}}'' \otimes \tilde{\mathbf{W}}''} = -\frac{2}{3} \mu \mathbf{I} \operatorname{div} \tilde{\mathbf{W}} + 2\mu \tilde{\mathbf{D}} - \frac{2}{3} \bar{\rho} k \mathbf{I} \quad (3.13)^{10}$$

$$\vec{q}_t = \overline{\rho h'' \tilde{\mathbf{W}}''} = \frac{c_p \mu_t}{\operatorname{Pr}_t} \overrightarrow{\operatorname{grad} T} \quad (3.14)$$

Ainsi, le système (3.12) s'écrit sous la forme plus simple suivante

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \bar{\rho} \\ \bar{\rho} \tilde{\mathbf{W}} \\ \bar{\rho} \tilde{E} \end{pmatrix} + \operatorname{div} \begin{pmatrix} \bar{\rho} \tilde{\mathbf{W}} \\ \bar{\rho} \tilde{\mathbf{W}} \otimes \tilde{\mathbf{W}} - (\bar{\boldsymbol{\sigma}} + \boldsymbol{\tau}_t) \\ \bar{\rho} \tilde{E} \tilde{\mathbf{W}} - (\bar{\boldsymbol{\sigma}} + \boldsymbol{\tau}_t) \cdot \tilde{\mathbf{W}} + \bar{q} + \vec{q}_t \end{pmatrix} \\ = \begin{pmatrix} 0 \\ \bar{\rho} (\Omega^2 \vec{r} - 2\tilde{\Omega} \wedge \tilde{\mathbf{W}}) \\ \bar{\rho} \Omega^2 \vec{r} \cdot \tilde{\mathbf{W}} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (3.15)$$

où $\tilde{E} = \tilde{e} + \frac{1}{2} \tilde{\mathbf{W}} \tilde{\mathbf{W}} + \frac{1}{2} \overline{\tilde{\mathbf{W}}'' \tilde{\mathbf{W}}''}$.¹¹

Le nombre de Prandtl turbulent Pr_t – intervenant dans (3.14) – est pris constant (égal à 0.9 pour les calculs réalisés au cours de cette thèse), et la fermeture des équations se réduit finalement à la détermination de μ_t et k .

La viscosité turbulente μ_t est exprimée en fonction d'une longueur caractéristique de la turbulence l , et deux équations de transport pour k et l sont ajoutées au système (3.15). Le problème est alors fermé, et la résolution numérique peut être menée.

3.1.5 Hypothèse d'homogénéité – réduction à un seul canal par roue

Par une hypothèse d'homogénéité de l'écoulement entre les différents canaux du rouet et du diffuseur, justifiée par la périodicité des géométries du rouet et du diffuseur, il est possible de réduire le domaine de calcul à un seul canal par roue. Cette réduction permet de diminuer drastiquement la taille du volume à discrétiser, et donc le nombre de points total du maillage et la durée des calculs.

L'hypothèse d'homogénéité de l'écoulement est distincte de celle de stationnarité évoquée précédemment, des calculs stationnaires pouvant tout à fait être conduits sur une configuration roue complète.

Cette section expose les relations de périodicité à la base de la réduction du domaine de calcul à un seul canal par roue.

Les techniques numériques associées sont abordées dans la partie suivante où il est question des conditions limites (§3.1.6, page 38).

Relations de périodicité

En stationnaire, l'hypothèse d'homogénéité de l'écoulement entre les différents canaux se traduit par une simple relation de périodicité spatiale de l'écoulement, de période égale à celle des géométries des roues. En considérant une variable ϕ_i exprimée dans le repère relatif à la roue considérée et en coordonnées cylindriques, cette relation s'écrit

¹⁰ Dans l'expression du tenseur visqueux turbulent, la présence du dernier terme est nécessaire pour assurer l'égalité des traces des tenseurs, qui s'annulerait par contraction des indices sinon. Il peut être considéré comme l'analogie d'une pression turbulente due aux mouvements d'agitation.

¹¹ Voir la précision sur la notation de l'énergie totale moyennée, Annexe III – Précisions sur la notation de l'énergie totale dans la formulation des équations RANS.

$$\forall \theta, \phi_i(x, r, \theta) = \phi_i(x, r, \theta + \Theta_i) \quad (3.16)$$

où $\Theta_i = 2\pi/N_i$ est la périodicité géométrique de la roue, avec N_i son nombre d'aubes. Compte-tenu de cette relation, la connaissance de ϕ_i sur un seul canal suffit à la connaître sur l'ensemble de la roue.

En instationnaire, la relation de périodicité prend la forme d'une relation de déphasage spatio-temporel, qui peut être établie à l'aide des coïncidences métalliques suivant le principe illustré sur la figure 3.1.

- Dans la roue mobile 1 : (rouet dans le cas considéré ici)

$$\forall \theta, \forall t, \phi_1(x, r, \theta, t) = \phi_1(x, r, \theta - \Theta_1, t + \underbrace{\frac{\Theta_1 - \Theta_2}{\Omega}}_{\Delta T}) \quad (3.17)$$

- Dans la roue fixe 2 : (diffuseur dans le cas considéré ici)

$$\forall \theta, \forall t, \phi_2(x, r, \theta, t) = \phi_2(x, r, \theta - \Theta_2, t + \Delta T) \quad (3.18)$$

où Ω est la vitesse de rotation de la roue 1 par rapport à la roue 2, et où ΔT est le déphasage temporel entre deux canaux adjacents d'une même roue.¹²

$$\Delta T = \frac{2\pi/N_1 - 2\pi/N_2}{\Omega} \quad (3.19)$$

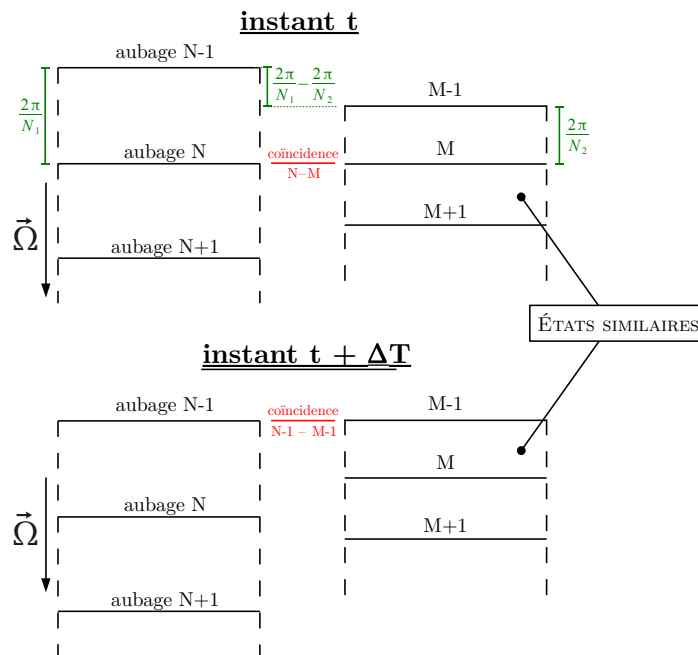


Fig 3.1: Illustration de la périodicité chorochronique

Ainsi, et de façon similaire au cas stationnaire, la connaissance d'une grandeur ϕ_i sur un seul canal et à tout instant suffit à la connaître sur l'ensemble de la roue. Une forme plus générale des relations (3.17), (3.18) et (3.19) est donnée par J. Neubauer (2004).

Limitations introduites par l'hypothèse d'homogénéité

L'hypothèse d'homogénéité de l'écoulement entre tous les canaux du rouet et du diffuseur permet de réduire considérablement la durée des simulations. Cependant, tout comme l'hypothèse de stationnarité, sa plage de validité est limitée.

Cette dernière repose essentiellement sur trois conditions :

¹² ΔT ne doit pas être confondue avec la plus petite période d'interaction. Voir Annexe I – Périodicités dans un étage rotor-stator.

1. Les canaux doivent être parfaitement identiques géométriquement.
2. Les distorsions azimutales de l'écoulement ne doivent être engendrées que par les éléments inclus dans le domaine de calcul.
3. L'état de l'écoulement ne doivent dépendre que de la configuration géométrique.

La mise en défaut de la première condition peut provenir d'une dispersion géométrique des canaux. Celle-ci peut être inhérente au procédé de fabrication (tolérance de fabrication), ou provoquée par des différences de niveau d'endommagement/érosion entre les aubages d'une même roue. Cette dispersion peut conduire à des écarts entre les niveaux de performance aérodynamique attendu et réel, et fait l'objet de travaux de recherche à part entière (Goodhand and Miller 2012). Ce point sort du cadre de la présente thèse, qui se positionne en amont de telles considérations.

La deuxième condition qui porte sur l'homogénéité de l'écoulement à l'amont et à l'aval du compresseur est quant à elle susceptible d'être invalidée par des effets d'installation : la présence d'un bras à l'amont du rouet par exemple, qui ne serait pas inclus dans le domaine de calcul.

Ces effets d'installation sont importants du point de vue du moteur, mais n'entrent pas dans le cadre de cette thèse qui se focalise sur l'étude du fonctionnement d'un compresseur centrifuge isolé.

La troisième condition signifie qu'à une configuration géométrique correspond un unique état de l'écoulement. C'est une hypothèse forte sur le comportement temporel de l'écoulement, qui permet l'établissement de (3.18) à partir des *coïncidences métalliques*. En instationnaire, elle suppose que tous les phénomènes aérodynamiques sont synchrones avec le défilement des aubages du rouet devant ceux du diffuseur.

Cette hypothèse est – en autres – incompatible avec la description des décollements tournants, dont la vitesse de rotation est inférieure à celle de la machine (Spakovszky 2004). Les décollements tournants sont susceptibles de se produire dans un compresseur pour les points à faibles débits. Dans cette partie de la plage de fonctionnement, i.e. proche pompage, une confrontation entre les résultats numériques et expérimentaux est indispensable afin de lever les doutes quant à la validité du modèle chorochronique.

3.1.6 Conditions limites

Cette partie décrit les conditions limites stationnaires et instationnaires utilisées dans les simulations numériques au cours de ce travail de thèse.

Les conditions infinies amont et aval sont identiques pour les calculs stationnaires et instationnaires.

Celles aux frontières latérales des canaux et à l'interface entre le rouet et le diffuseur sont en revanche différentes : ce sont elles qui traduisent du point de vue numérique les hypothèses de stationnarité et d'homogénéité présentées précédemment, §3.1.3 et §3.1.5 .

Sur les parois solides, une condition d'adhérence est appliquée et les échanges thermiques entre le fluide et le solide sont négligés (parois adiabatiques).

Conditions amont / aval du domaine de calcul

Les conditions limites appliquées sur les frontières amont et aval du domaine de calcul sont des conditions subsoniques classiques :

- en amont, les valeurs de pression totale et d'enthalpie totale sont imposées ainsi que l'angle de l'écoulement. La pression totale et l'enthalpie totale sont choisies égales aux conditions standards.
Ici, l'angle est imposé égal à zéro, i.e. l'écoulement est imposé axial en entrée du compresseur.
L'utilisation d'un modèle de turbulence à deux équations de transport nécessite égale-

ment d'imposer à l'amont les valeurs des deux grandeurs turbulentes. Dans notre cas, les valeurs de l'énergie cinétique turbulente $k=0,1964 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$ et de la longueur caractéristique de la turbulence $l=0,35 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ sont imposées à l'amont. Compte-tenu du niveau moyen de vitesse à l'amont, ces conditions correspondent à un taux de turbulence¹³

$$T_u = \frac{\sqrt{u'^2}}{U_{amont}} = \frac{\sqrt{2/3 \times k}}{U_{amont}} \simeq 0,5\%$$

- en aval, la valeur de la pression statique est imposée à mi-hauteur de veine puis propagée sur l'ensemble de la section en fonction des conditions de l'écoulement par l'équation d'équilibre radial.

D'autre part, pour les points de fonctionnement à proximité du pompage, la valeur de contre-pression est ajustée au cours du calcul de telle sorte à respecter un rapport donné entre les valeurs de débit et de pression statique au niveau de la section de sortie du domaine. La valeur de contre-pression évolue d'une itération à la suivante selon la *loi de vanne* suivante :

$$[p_s]^{(n+1)} = [p_s]^{(n)} \times \left(1 + \Lambda \times \left[\frac{[p_s / \dot{m}]^{(n)}}{[p_s / \dot{m}]^{(ref)}} - 1 \right] \right), \quad \Lambda \in [0; 1] \quad (3.20)$$

où Λ est un coefficient de relaxation, et où le rapport $[p_s / \dot{m}]^{(ref)}$ est désigné comme le *rapport de calage* du calcul.

En comparaison avec l'application d'une simple contre-pression, cette technique de prescription de la contre-pression permet de modéliser le fonctionnement du compresseur pour des points de fonctionnement à débits plus faibles que celui au pic de la caractéristique du compresseur. Cette aptitude du modèle est nécessaire pour étudier le fonctionnement du compresseur à proximité du pompage (Hill IV 2007).

Cette technique facilite d'autre part l'obtention d'un point de fonctionnement numérique homologue à un point de fonctionnement expérimental pré-existant, auquel on souhaite comparer la solution numérique. (cf. figure 3.2)

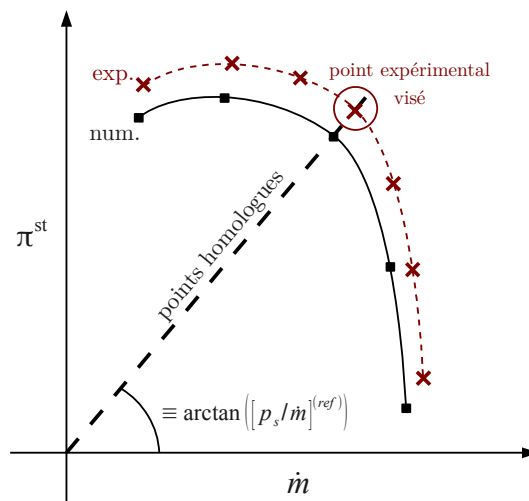


Fig 3.2: Points homologues, ligne de calage

Conditions limites stationnaires

Dans le modèle stationnaire, la condition limite appliquée sur les frontières latérales est une condition classique de raccord¹⁴, qui transfère directement l'écoulement de part et d'autre de la

¹³ Ce taux de turbulence est en accord avec la pratique Turbomeca. Il est faible en comparaison du taux de 5 % imposé par N. Rochuon (Rochuon 2007) et N. Bulot (N. Bulot 2010).

¹⁴ Et même de raccord coïncident, la répartition des points du maillage sur les frontières latérales inférieures et supérieures ayant

frontière. Dans le cas où le domaine de calcul est réduit à un seul canal par roue, cette condition limite traduit l'hypothèse de périodicité spatiale de l'écoulement relatif (cf. §3.1.5) en imposant que l'écoulement soit identique sur les frontières latérales supérieures et inférieures de ce canal.

La condition limite appliquée au niveau de l'interface entre le rouet et le diffuseur est quant à elle spécifique au traitement stationnaire des écoulements en turbomachines.

L'écoulement étant supposé stationnaire à la fois dans le repère relatif au rouet et dans le repère relatif au diffuseur, les grandeurs transférées à l'interface rouet-diffuseur doivent être stationnaires à la fois du point de vue du rouet et du point de vue du diffuseur. Une technique pour satisfaire cette condition est de transférer des grandeurs moyennées selon la direction azimutale. Cette technique est dite *technique du plan de mélange*, en référence au « mélange » azimutal qu'elle fait subir aux grandeurs afin de s'affranchir de l'effet du défilement du rouet devant le diffuseur.

Dans notre cas, ce sont les invariants de Riemann complétés par les variables turbulentes k et l qui sont moyennés azimutalement.

Conditions limites instationnaires

Les conditions limites instationnaires sont basées sur les relations de périodicités spatio-temporelles dans chacune des roues (3.17) et (3.18) et sur les périodicités temporelles des écoulements relatifs (cf. figure 3.3)

- dans le rouet :

$$\phi_1(x, r, \theta, t) = \phi_1(x, r, \theta, t + \Theta_2/\Omega) \quad (3.21)$$

- dans le diffuseur :

$$\phi_2(x, r, \theta, t) = \phi_2(x, r, \theta, t + \Theta_1/\Omega) \quad (3.22)$$

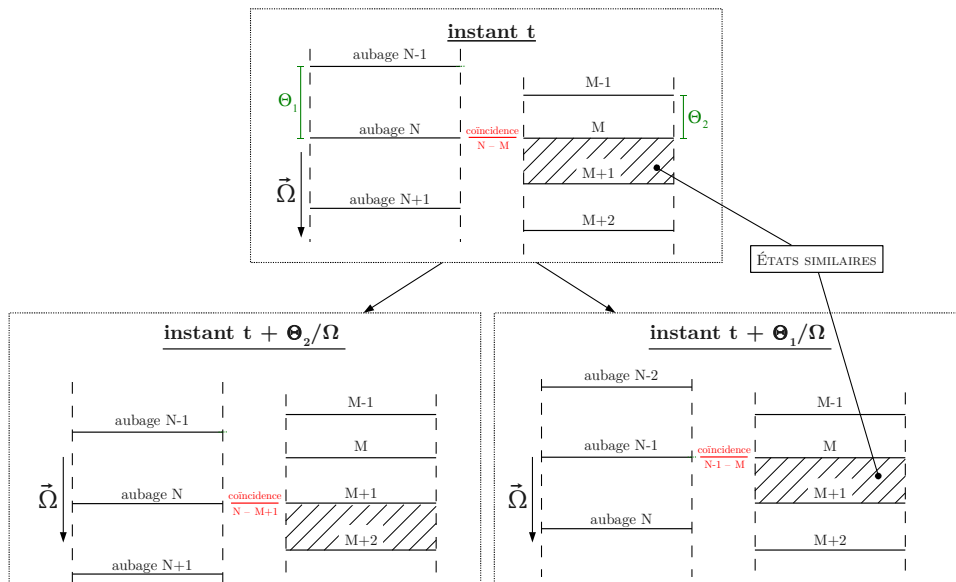


Fig 3.3: Périodes temporelles dans le rouet et le diffuseur

En chaque point des frontières latérales et inter-roues, l'écoulement est *enregistré* à l'aide de séries de Fourier temporelles dont les coefficients sont mis à jour au cours du calcul. Ces séries sont ensuite utilisées pour calculer les conditions limites à imposer à l'itération suivante, en prenant en compte l'avance en temps et la rotation du rouet.

été choisies identiques.

Pour les calculs URANS effectués au cours de cette thèse, les rangs maximums des harmoniques stockées aux frontières ont été fixés à 63 dans le rouet et à 39 dans le diffuseur. Ces nombres correspondent à 3 fois le nombre de canaux dans le rouet et le diffuseur. Cette méthode de prescription du nombre d'harmoniques stockées aux frontières assure que les fréquences des harmoniques supérieures dans le rouet et le diffuseur sont les mêmes. En effet, compte-tenu des périodicités temporelles (3.21) et (3.22)

$$\left. \begin{aligned} f_{\text{harm,max},1} &= 3 N_1 f_1 = 3 N_1 \frac{\Omega}{2\pi/N_2} \\ f_{\text{harm,max},2} &= 3 N_2 f_2 = 3 N_2 \frac{\Omega}{2\pi/N_1} \end{aligned} \right\} = 3 N_1 N_2 \times \frac{\Omega}{2\pi} \quad (3.23)$$

La figure 3.4 expose les maximums des amplitudes des 7 grandeurs stockées au niveau de la frontière chorochronique inter-roues, pour un calcul instationnaire convergé proche pompage. Les valeurs d'amplitudes sont normalisées par celle de la première harmonique afin de mettre en évidence la décroissance des amplitudes des harmoniques. En abscisse sont indiquées les fréquences des harmoniques normalisées par rapport à la fréquence de rotation du rouet.

L'ordre de grandeur des décroissances obtenues pour les amplitudes des harmoniques est compris entre 10^2 et 10^3 . Ce niveau paraît faible au premier abord, mais il a permis d'obtenir des résultats numériques en accord avec les mesures expérimentales de pressions instationnaires.

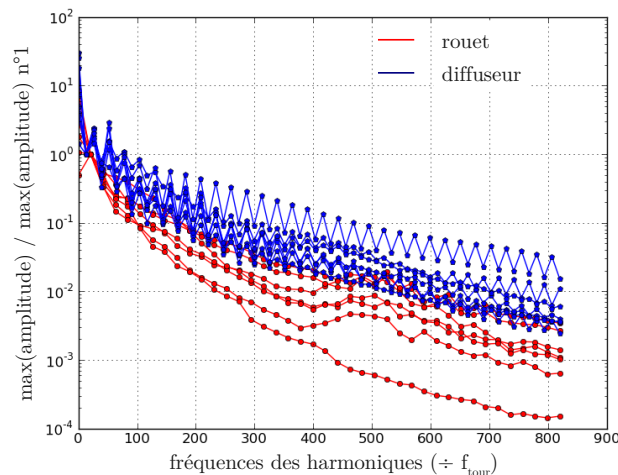


Fig 3.4: Amplitudes des harmoniques stockées à la frontière rouet-diffuseur, normalisées par rapport à l'amplitude de la première harmonique. Calcul convergé proche pompage.

3.1.7 Réglage du pas de temps – influence sur le temps de convergence

Le réglage du pas de temps doit permettre d'atteindre un compromis satisfaisant entre le temps de convergence et la précision du calcul.

Au cours de cette thèse, les calculs ont été réalisés sur le ordinateur vectoriel *Mercur* du Centre de Calcul Recherche et Technologie (CCRT), composé de processeurs NEC SX-8 délivrant chacun une puissance de calcul de 16 GigaFlops.

Simulations RANS

Toutes les simulations stationnaires ont été convergées pour un nombre de CFL égal à 40. La technique d'accélération multigrille disponible dans elsA¹⁵ a d'autre part été mise à profit. Dans

¹⁵ Technique dite « W », à deux sous niveaux de grille.

ces conditions, 5000 itérations ont été suffisantes à stabiliser les valeurs des débits dans les plans d'entrée et de sortie du rouet et du diffuseur, quel que soit le point de fonctionnement considéré (cf. figure 3.5).

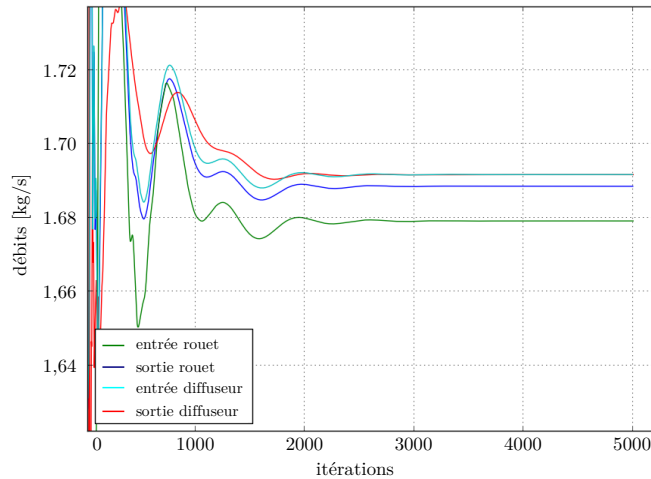


Fig 3.5: Courbe type de convergence des débits – Simulation stationnaire proche pompage

Compte-tenu de la puissance d'un processeur NEC SX-8 et avec un maillage comptant 4.9 millions de points, un peu plus de 12 heures étaient nécessaires à effectuer ces 5000 itérations.

Simulations URANS

Pour les simulations instationnaires chorochroniques, le pas d'avance en temps est prescrit à l'aide d'un paramètre noté Nqo comme¹⁶

$$\delta t = \frac{2\pi}{\Omega N_1 N_2} \times \frac{1}{Nqo} \quad (3.24)$$

De cette façon, les périodes temporelles du rouet et du diffuseur sont toutes les deux décrites en un nombre entier d'itérations : $Nqo \times N_1$ itérations pour celle du rouet et $Nqo \times N_2$ itérations pour celle du diffuseur. Ce paramètre permet alors de comparer les niveaux de raffinement temporel entre deux cas différents.

En pratique, la valeur de Nqo doit être augmentée progressivement, jusqu'à ce qu'il n'ait plus d'influence sur la solution. Une telle pratique assure que la *convergence en pas de temps* est bien atteinte. Ce processus peut être fastidieux. Des détails et recommandations sur la gestion du Nqo sont donnés en Annexe IV – Retour d'expérience sur la gestion du paramètre Nqo en instationnaire chorochronique.

3.2 Maillages

Comme indiqué précédemment, *elsA* résout les équations de la mécanique des fluides sur un maillage structuré par blocs. L'assemblage de plusieurs blocs de maillage structurés forme un maillage multiblocs qui décrit l'ensemble du domaine fluide à calculer. L'intérêt de l'utilisation d'un maillage multiblocs est de permettre l'assemblage de blocs de topologies différentes afin de discrétiser correctement les zones fluides pour un nombre total de points qui reste modéré.

3.2.1 Topologie du maillage

Un bloc structuré est un assemblage ordonné d'hexaèdres, chaque point pouvant être repéré par un triplet (i,j,k) correspondant à son rang dans le maillage. Les hexaèdres peuvent être as-

¹⁶ Il n'est pas judicieux de définir le pas de temps comme une fraction de la plus petite période d'interaction, i.e. comme $\delta t = 2\pi \times \text{pgcd}(N_1, N_2) / \Omega N_1 N_2 \times 1/Nqo$.

semblés de différentes façons : les topologies d'assemblage les plus courantes sont celles en H, en C et en O. Le nombre de blocs choisis et leurs topologies doivent permettre une discrétisation suffisante des zones proches des parois et des singularités géométriques, sans que le nombre total de points constituant le maillage ne soit trop élevé, ce qui aurait pour conséquence des temps de calcul numérique excessifs.

Pour les compresseurs centrifuges comme pour d'autres applications faisant intervenir des corps profilés, les topologies en C et en O permettent de satisfaire ce compromis entre le nombre de points total du maillage et le raffinement nécessaire à la description des couches limites sur les aubages. Compte-tenu de la forme du bord de fuite des aubages du rouet – épais et rectangulaire – une topologie en C est utilisée pour le contour des aubes principales du rouet. Pour les pales du diffuseur radial, une topologie en O est plus adaptée. Le jeu en tête des aubages du rouet est maillé avec un bloc C et un bloc H, de façon à assurer le raccord coïncident avec le bloc en C autour des aubages.

Au final, en comptant les blocs H amont et aval ainsi que ceux décrivant le milieu du canal, le maillage dans le rouet est de type $2 \times (C6H+CH)$, et celui dans le diffuseur est de type O6H. (figure 3.6)

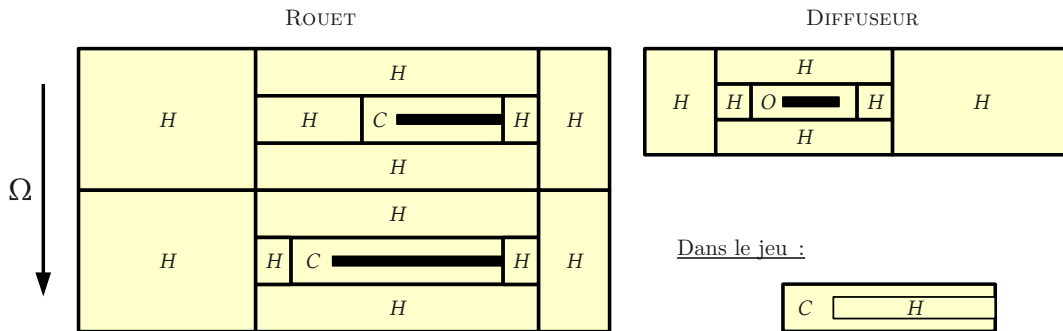


Fig 3.6: Topologie du maillage

Pour tous les maillages réalisés au cours de cette étude, le plan d'interface entre les domaines du rouet et du diffuseur a été positionné à 0,5mm en aval de la section 2, i.e. 0.5mm en aval de la section à mi-diffuseur lisse.

3.2.2 Qualité des maillages

Critères de qualité

Le maillage peut avoir une influence importante sur les résultats obtenus. Certains critères permettent une évaluation *a priori* de sa qualité :

- la hauteur de la première maille à la paroi. Celle-ci doit être suffisamment faible pour que la première maille à la paroi soit située dans la sous-couche visqueuse. Dans tous les maillages réalisés au cours de cette étude, les premières mailles sont distantes de $1\mu\text{m}$ des parois solides, ce qui correspond à une distance à la paroi adimensionnée y^+ de l'ordre de 1.
- la distorsion, l'allongement et l'angle d'inclinaison des mailles. Ceux-ci doivent être modérés afin d'assurer la conservation des flux.
- le rapport d'expansion, qui pour les mêmes raisons doit lui aussi être modéré. Ce rapport correspond au maximum des rapports des dimensions caractéristiques des mailles adjacentes.

Ces critères sont schématisés de façon simplifiés sur la figure 3.7. Ils sont détaillés dans (Stimpson et al. 2007).

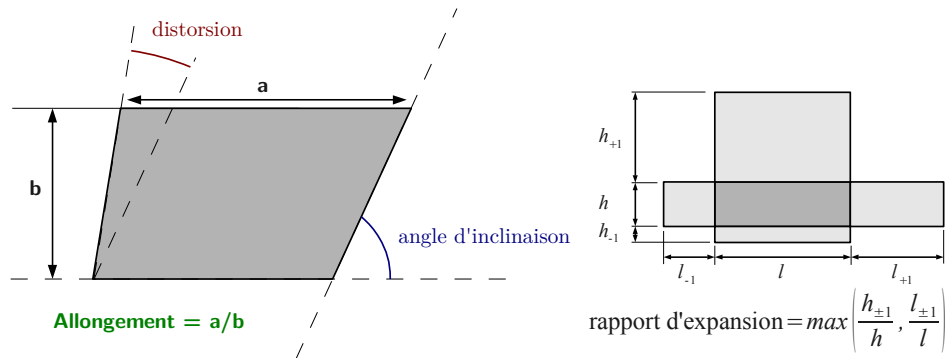


Fig 3.7: Schématisation simplifiée des critères de distorsion, d'allongement, d'inclinaison et d'expansion

Le respect de ces critères ne suffit toutefois pas à garantir la validité des résultats numériques obtenus, et en particulier leur indépendance vis-à-vis du maillage.

Pour s'assurer de cette indépendance, trois maillages différents du diffuseur ont été réalisés :

- un maillage *de base*, pour lequel un compromis entre le raffinement et le nombre total de points du maillage a été recherché
- un maillage dé-raffiné dans le diffuseur
- et un maillage excessivement raffiné dans le diffuseur.

Le tableau 3.1 expose les principales caractéristiques de ces trois maillages.¹⁷

Les valeurs de distorsion, d'allongement, d'inclinaison et d'expansion restent très modérées sur la grande majorité du maillage : la distorsion est inférieure à 10 %, l'allongement est inférieur à 500, l'angle d'inclinaison est inférieur à 45 degrés et le ratio d'expansion maximum est inférieur à 3. Il existe en revanche certaines zones où les critères de qualité sont nettement moins bons. Le diffuseur étant l'élément central de l'étude effectuée au cours de cette thèse, la localisation de ces zones dans le diffuseur est précisée dans la suite.

Dans le diffuseur, la valeur maximale de l'angle d'inclinaison des mailles – environ 70 degrés – est atteinte au milieu du canal du diffuseur (voir figure 3.8). Cette inclinaison importante est engendrée par l'accumulation des contraintes suivantes lors de la réalisation du maillage :

- Volonté de conserver des raccords coïncidents entre tous les blocs ;
- la discrétisation doit être plus fine aux bord d'attaque et bord de fuite des pales du diffuseur ;

Dans notre cas, la finesse de la discrétisation et la qualité des mailles dans la zone de captation du diffuseur – où l'on souhaite capturer correctement les effets instationnaires – a été favorisée au détriment de l'angle d'inclinaison des mailles au milieu du canal.

¹⁷ Les critères ont été calculés en utilisant le filtre `vtkMeshQuality`, de la librairie VTK, lui-même basé sur la librairie Verdict (Stimpson et al. 2007), à l'exception du calcul du ratio d'expansion qui a été calculé à l'aide d'une routine perso.

	<i>ROUET</i>	<i>DIFFUSEUR</i>		
		<i>base</i>	<i>dé-raffiné</i>	<i>raffiné</i>
<i>Nombre total de points</i>	4,9.10 ⁶	1,2.10 ⁶	4,4.10 ⁵	4,17.10 ⁶
<i>Dimensions principales directions i / j / k (sans blocs H amont rouet / aval diffuseur)</i>	217 / 137 / 81 21 points dans le jeu	141 / 81 / 77	73 / 37 / 65	277 / 153 / 89
<i>Taille de première maille</i>	1 μm	1 μm		
<i>Distorsion</i>				
- moyenne	0,02	0,03	0,05	0,02
- écart type	0,02	0,03	0,05	0,01
- maximum	0,53	0,37	0,59	0,35
<i>Allongement</i>				
- moyenne	1,7.10 ²	1,5.10 ²	2,2.10 ²	8,5.10 ¹
- écart-type	3,5.10 ²	3,0.10 ²	4,7.10 ²	1,8.10 ²
- maximum	4,4.10 ³	3,4.10 ³	4,5.10 ³	4.0.10 ³
<i>Angle d'inclinaison</i>				
- moyenne	24 deg	20 deg	22 deg	28 deg
- écart-type	17 deg	18 deg	16 deg	22 deg
- maximum	76 deg	72 deg	73 deg	71 deg
<i>Ratio d'expansion max.</i>				
- direction i	1,56	1,47	1,49	1,86
- direction j	2,56	2,44	2,89	2,0
- direction k	1,68	1,24	1,30	1,24

Tableau 3.1: Principales caractéristiques des maillages utilisés

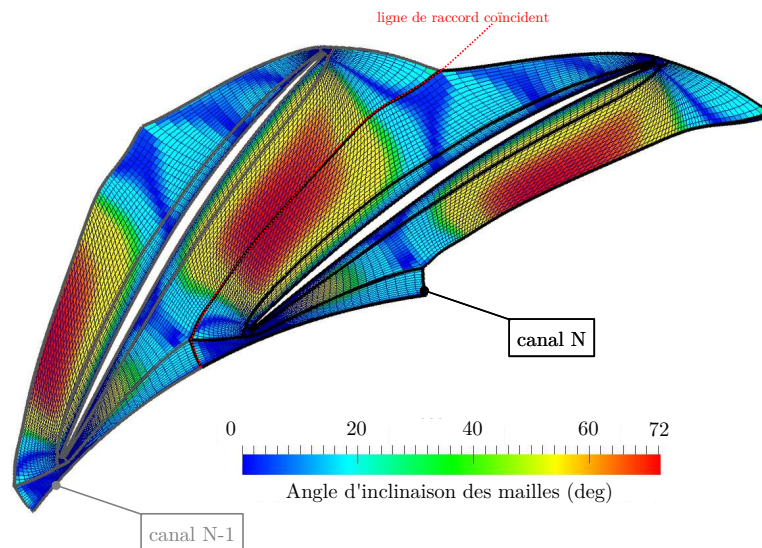


Fig 3.8: Angle d'inclinaison des mailles dans le diffuseur de base

La figure 3.9 expose quant à elle les valeurs de distorsion des mailles dans le diffuseur, toujours pour le maillage de base. La distorsion atteint sa valeur maximale dans une seule maille, située à l'intersection des quatre blocs H et indiquée sur la figure 3.9. Cette distorsion localement plus élevée que dans le reste du maillage (40%) n'a pas engendré de problème visible du point de vue de la qualité de la solution numérique.

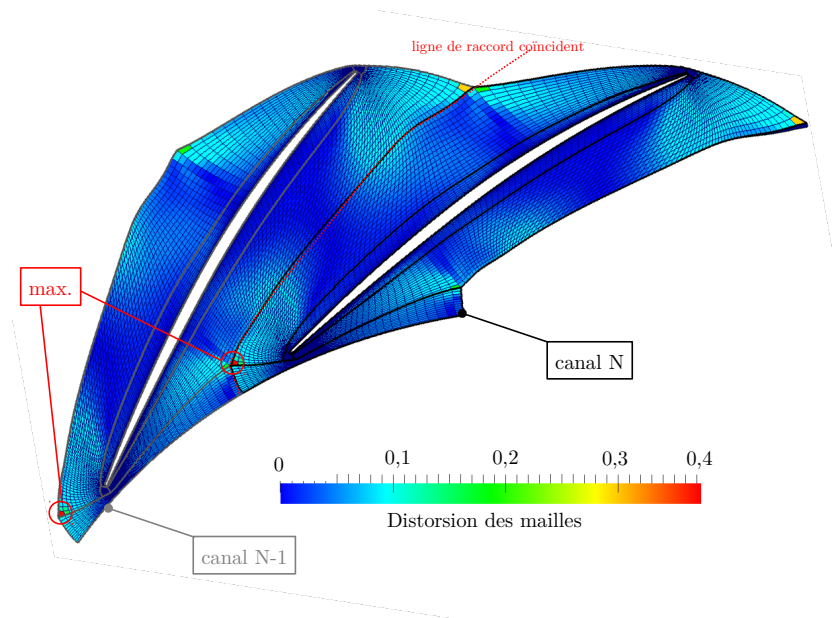


Fig 3.9: Distorsion des mailles dans le diffuseur de base

Rapport des extensions azimutales des mailles à l'interface rouet-diffuseur

Au cours de la réalisation des simulations URANS chorochroniques, un autre paramètre spécifique à la mise en œuvre de simulations instationnaires s'est avéré avoir une influence considérable sur la qualité des résultats. Une mauvaise transmission de l'écoulement au niveau du plan d'interface chorochronique entre le rouet et le diffuseur a été observée avec un premier maillage antérieur à ceux du tableau 3.1. En particulier, le niveau moyen de pression statique calculé du côté du rouet était inférieur à celui calculé du côté du diffuseur.

L'augmentation du raffinement azimutal du maillage dans le rouet a permis de résoudre ce problème. La figure 3.10 expose le champ de pression statique au travers du plan d'interface rouet-diffuseur, avant et après raffinement azimutal et à l'instant le plus défavorable où la maille la plus large côté rouet est en face du bord d'attaque du diffuseur.

Cette conclusion pourra à l'avenir être prise en compte dès la phase de réalisation du maillage, en s'assurant que le rapport maximum des extensions azimutales des mailles côté rouet et côté diffuseur reste modéré. On pourra pour cela se comparer aux rapports des densités azimutales de mailles indiqué sur la figure 3.10.

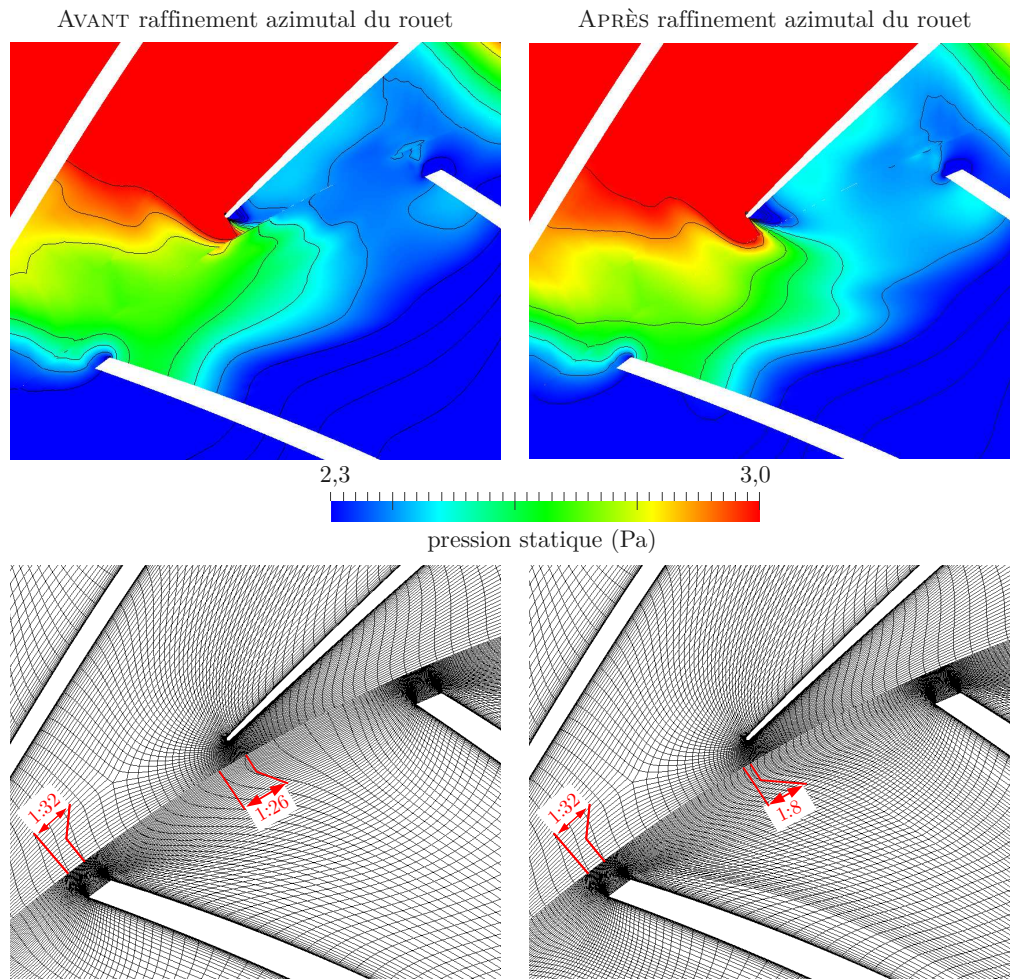


Fig 3.10 : Champ de pression statique au travers du plan d'interface chorochronique – avant et après raffinement azimuthal du maillage côté rouet

Perspectives d'amélioration du maillage

Dans le cadre de ses travaux de thèse, N. Bulot (2010) a choisi de modifier la topologie du maillage et d'appuyer le domaine de calcul sur les parois des aubages (figure 3.11). Il indique que de cette façon, la quantité d'informations à stocker au cours d'une simulation instationnaire est considérablement diminuée (i.e. le nombre de coefficients de la série de Fourier – cf. § 3.1.6 sur les conditions limites). Dans notre cas, un tel redécoupage du maillage aurait permis de réduire le nombre de points constituant l'interface chorochronique dans le diffuseur de $1,6 \cdot 10^4$ à $1,1 \cdot 10^4$.

En contre-partie, les frontières latérales du domaine de calcul passent alors par les bord d'attaque et de fuite des aubages du rouet et du diffuseur. Or l'écoulement au voisinage du bord d'attaque du diffuseur est fortement instationnaire, ce qui pourrait ralentir, voire perturber la convergence des coefficients de la série de Fourier utilisées pour *enregistrer* l'évolution des grandeurs de l'écoulement aux frontières.

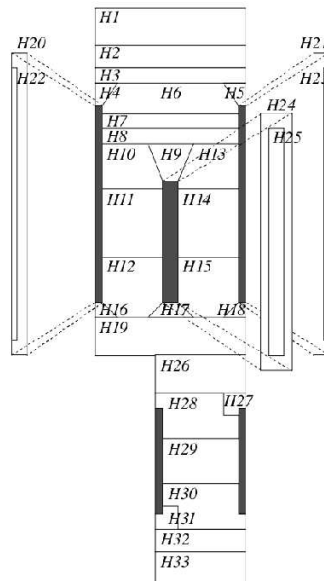


Fig 3.11: Maillage « aube-à-aube » dans le diffuseur
(N. Bulot 2010)

Une autre recherche d'amélioration de la qualité du maillage pourrait se concentrer sur les blocs H à l'amont du rouet, au sein desquels un niveau faible mais non-négligeable de non-conservation du débit a été constaté. Voir la figure 3.12 qui expose l'évolution dans les blocs à l'amont du rouet, tracée en fonction de l'abscisse méridienne ($x_m=0$ correspond au bord d'attaques des aubages du rouet). Ce défaut de conservation du débit est responsable de la moitié de l'écart entre les débits entrée/sortie observé sur les courbes de convergence (figure 3.5, page 42).

L'origine de ce défaut de conservation du débit dans les blocs H à l'amont semble provenir de la forte inclinaison de l'écoulement dans le référentiel relatif en entrée de rouet : le nombre de Mach axial étant environ égal à 0,2 et la composante tangentielle étant égale en valeur absolue à la vitesse d'entraînement du repère relatif – i.e. Ωr – l'angle d'écoulement relatif en entrée du domaine du rouet est proche de 80 degrés, dans une zone où les mailles sont relativement allongées dans la direction axiale.

L'utilisation d'une topologie mieux adaptée à la description d'un écoulement autant incliné, ou un raffinement supérieur des blocs H amont, pourraient peut-être permettre d'améliorer la conservation du débit à l'amont du rouet. Il pourrait aussi être envisagé de calculer l'écoulement dans le référentiel absolu dans la totalité ou une partie des blocs H amont. Un plan de mélange par exemple devrait alors être introduit à l'amont du rouet.

Ce défaut du maillage ayant été constaté relativement tard au cours de la troisième année de cette thèse, de telles pistes n'ont pas été explorées. Comme il reste localisé à l'amont du rouet, il ne remet pas en question la validité de la description de l'écoulement dans les domaines du rouet et du diffuseur.

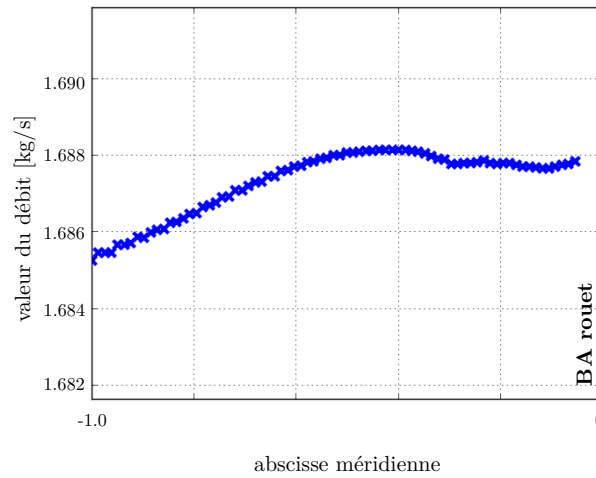


Fig 3.12: Évolution du débit au travers du rouet – Calcul proche pompage

3.3 Post-traitement des résultats numériques

Le modèle numérique dont les paramètres ont été présentés dans les parties précédentes donne accès à une représentation tridimensionnelle de l'écoulement, stationnaire ou instationnaire, qui prend la forme du champ des grandeurs conservatives ρ , $\rho \vec{W}$, ρE et de deux grandeurs turbulentes. Ce champ est défini en chacun des points du maillage et à chaque itération extraite dans le cas d'une simulation URANS. La quantité d'informations à traiter est donc considérable.

À partir de ces informations, le post-traitement doit permettre de mener une analyse monodimensionnelle (performance), bidimensionnelle et tridimensionnelle (analyse topologique), qui permette de mettre clairement en évidence les caractéristiques du fonctionnement du compresseur et les principales structures de l'écoulement qui déterminent ses performances.

3.3.1 Principes de réduction spatiale des données numériques

Application de la moyenne spatiale (1D)

La caractérisation du fonctionnement du compresseur nécessite le calcul de grandeurs moyennées spatialement. En particulier, les valeurs de T_0 , p_0 et p dans les différentes sections doivent être extraites du champ de l'écoulement obtenu par le calcul.

Les valeurs moyennes des grandeurs totales sont calculées à l'aide d'une opération de moyenne pondérée par le débit masse surfacique. Par exemple, la valeur de température totale dans la section 1 s'écrit

$$T_{01} = \frac{\iint_{S_1} T_0 \times \rho \vec{W} \cdot \vec{n} dS}{\iint_{S_1} \rho \vec{W} \cdot \vec{n} dS} \quad (3.25)$$

Les valeurs moyennes des grandeurs statiques résultent quant à elles de simples moyennes surfaciques. Par exemple, la valeur moyenne de pression dans la section 1 s'écrit

$$p_1 = \frac{\iint_{S_1} p dS}{\iint_{S_1} dS} \quad (3.26)$$

Profils de grandeurs moyennées azimutalement (2D)

Pour analyser les structures d'écoulement, les évolutions selon la hauteur de veine ou l'abscisse méridienne des grandeurs de l'écoulement moyennées dans la direction circonférentielle pourront être tracées (angle de l'écoulement en entrée de diffuseur tracé en fonction de la hauteur de veine par exemple). Comme dans le cas précédent, les grandeurs totales et statiques sont distinguées pour l'application de la moyenne circonférentielle.

La hauteur de veine est déterminée à partir de la ligne médiane entre le moyeu et le carter, déterminée à l'aide de la méthode des cercles inscrits (figure 3.13). L'abscisse méridienne correspond alors à l'abscisse curviligne calculée le long de la ligne à mi-hauteur de veine et propagée selon la perpendiculaire à la ligne à mi-hauteur de veine.

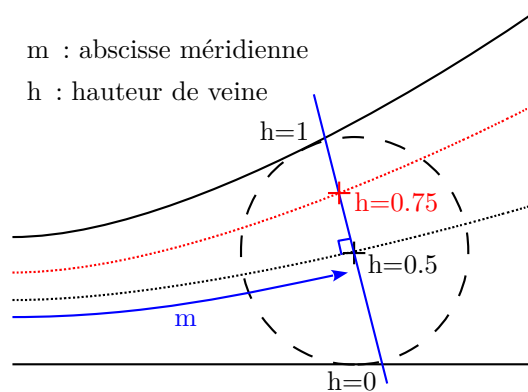


Fig 3.13: Méthode de calcul de la hauteur dans la veine

Représentation d'un champ vectoriel – *Line Integral Convolution* (3D)

Au cours de cette thèse, la technique *Line Integral Convolution* (LIC) a été utilisée pour visualiser le spectre du frottement pariétal. Cette technique, initialement proposée en 1993 par Cabral et Leedom (1993), permet de représenter de manière extrêmement explicite un champ de vecteurs sur une surface quelconque, le résultat obtenu étant proche de celui obtenu expérimentalement par une technique de *peinture de surface* – voir Faure (1999) pour des exemples de techniques.

L'un des avantages majeurs de cette technique est qu'elle est une méthode *globale*, qui permet de visualiser le champ de vecteurs directement sur l'ensemble de la surface sans qu'il soit nécessaire d'indiquer de points sources pour le calcul de lignes de courant surfaciques (Shen 1997). La précision de la visualisation est liée à la taille des pixels de l'écran, et il suffit alors de *zoomer* sur une zone donnée pour y observer les détails de la topologie. Son utilisation est donc extrêmement intuitive.

Numériquement, la technique LIC repose sur l'application d'un produit de convolution le long des lignes de courant du champ de vecteurs, appliqué à une *texture aléatoire de gris*. Plus simplement, et selon le principe illustré sur la figure 3.14, la valeur du gris en chacun des points de l'image est déterminée par la moyenne des gris de ses proches voisins appartenant à la même ligne de courant.

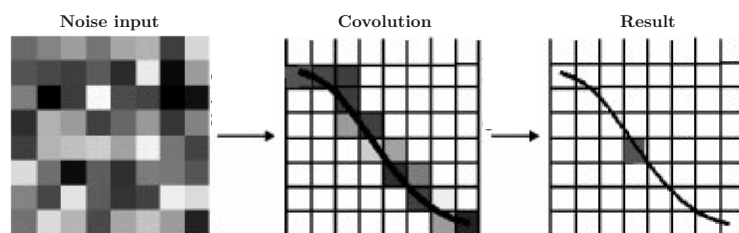


Fig 3.14: Principe de la technique de *Line Integral Convolution* (Shen 1997)

Ainsi, les valeurs de gris au sein de l'image obtenue sont corrélées le long des lignes de courant, et permettent de les mettre en évidence. La figure 3.15 est un exemple de résultat obtenu par l'application de la technique LIC à un champ de vecteur dont les lignes de courant forment une spirale.

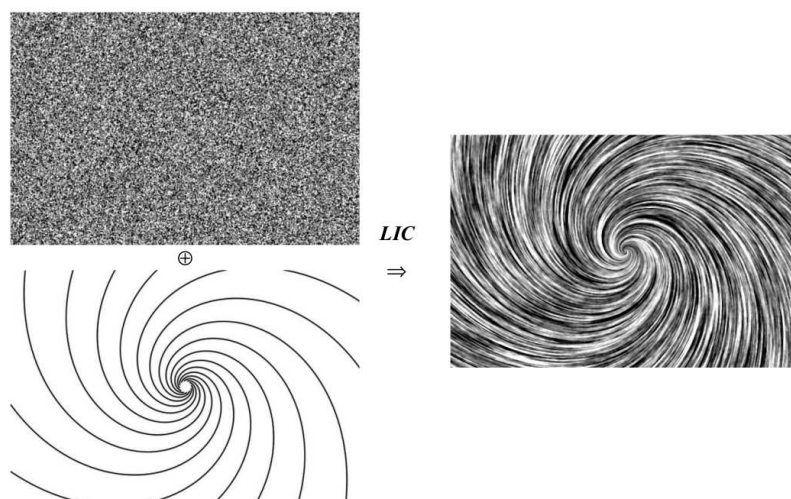


Fig 3.15: Exemple de résultat obtenu par l'application de la technique *Line Integral Convolution* à un champ de vecteur « en spirale ». (Sundquist 2001)

Cette figure permet en outre de comparer le résultat qui aurait pu être obtenu par la méthode classique de tracé des lignes de courant surfaciques (figure en bas à gauche) avec celui obtenu par la technique LIC. Son caractère global est alors évident : elle permet de s'assurer qu'aucune singularité¹⁸ n'est omise au sein du champ de vecteurs.

La technique LIC est disponible dans la bibliothèque logicielle libre VTK, qui a été utilisée de façon intensive au cours de cette thèse et est au cœur du logiciel open-source de visualisation Paraview (Paraview UsersGuide 3.14 2012).

L'implémentation de la technique LIC dans VTK/Paraview est basée sur les travaux de Laramée, Jobard et Hauser (2003); elle exploite les capacités de calcul de la carte graphique (GPU) ce qui permet un rendu quasiment immédiat sur une surface de plusieurs millions de points¹⁹.

Elle a été appliquée pour visualiser le champ du vecteur vitesse dans la première nappe de maillage à proximité des parois du diffuseur. Comme indiqué par Détery (2009), les lignes de frottement pariétal sont confondues avec les *lignes de courant limites*, qui correspondent aux limites des lignes de courant quand la distance à la paroi tend vers zéro. Pour les maillages utilisés au cours de cette étude, la première maille la plus proche de la paroi est située à 1 μ m de cel-

¹⁸ d'une taille de l'ordre de grandeur

¹⁹ La carte graphique utilisée NVIDIA GeForce 8400 GS, driver 195.36.24, compatible DirectX 10.0 et OpenGL 2.1. Le site www.gpureview.com permet de vérifier les versions DirectX et OpenGL d'une carte graphique donnée.

le-ci. L'analyse topologique peut donc être effectuée en observant le spectre du vecteur vitesse projeté dans la première nappe du maillage proche paroi. Cette méthodologie présente l'avantage de ne pas nécessiter le calcul d'une grandeur supplémentaire (le frottement) par rapport aux grandeurs résolues, et de limiter les temps de calcul nécessaires au post-traitement.²⁰ Les topologies observées à partir des lignes de frottement et à partir des lignes de courant limites dans la première nappe du maillage proche paroi ont été comparées pour plusieurs points de fonctionnement, et se sont à chaque fois révélées parfaitement identiques.

Dans la suite, les lignes de courant limite et les lignes de frottement étant confondues, la distinction n'a pas lieu d'être, et les termes de *lignes de frottement* et de *spectre pariétal* seront employés.

3.3.2 Post-traitement temporel

Les données obtenues d'une simulation URANS consistent en un ensemble de champs des grandeurs conservatives, chacun étant organisé de la même façon qu'un jeu de données obtenu à l'issue d'un calcul stationnaire. Les champs sont alors identifiés par les numéros des itérations du calcul auxquelles ils ont été extraits (figure 3.16).

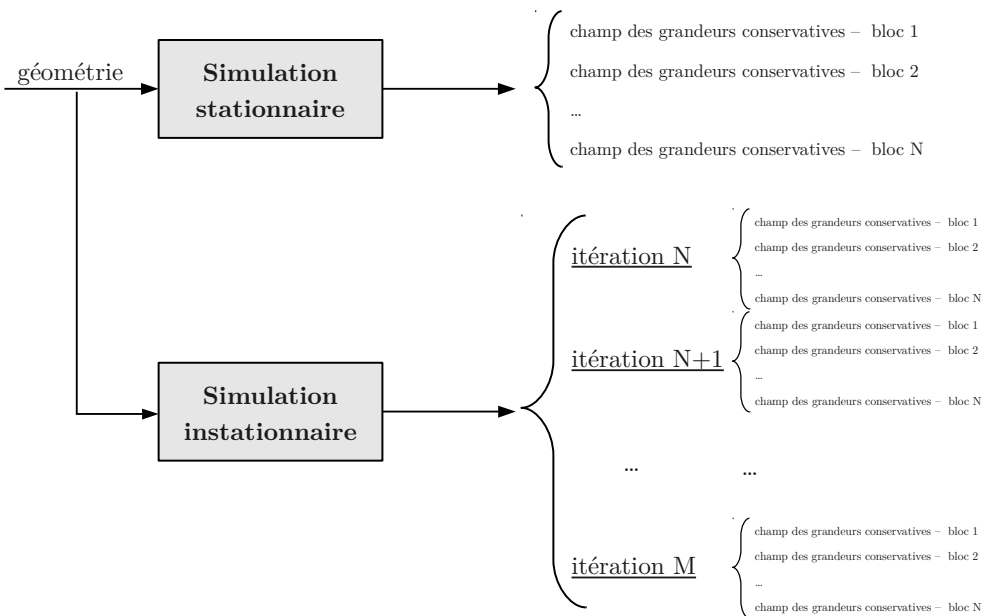


Fig 3.16: Organisation des résultats stationnaires et instationnaires

Extraction des champs instationnaires

Une fois la convergence d'un calcul instationnaire chorochronique atteinte, les itérations auxquelles extraire les champs des grandeurs conservatives doivent être spécifiées.

Les contraintes à respecter sont alors les suivantes :

- (i) l'intervalle de temps couvert par les itérations extraites doit inclure une période complète du rouet et une période complète du diffuseur ;
- (ii) les champs nécessaires à la reconstruction de l'écoulement dans la roue complète doivent être disponibles.²¹

La contrainte (i) se traduit comme une largeur minimale de l'intervalle d'extraction. En notant t_i l'instant initial d'extraction, il est alors nécessaire d'extraire au minimum jusqu'à l'instant

²⁰ Le temps de rendu de l'algorithme *Surface LIC* est quasi-instantané (calcul GPU), à l'inverse de celui de calcul d'une grandeur, en l'occurrence le gradient de vitesse à la paroi.

²¹ À moins de s'autoriser d'interpoler les champs de l'écoulement entre deux itérations extraites, auquel cas cette contrainte n'a plus lieu d'être.

$$t_f = t_i + \max\left(\frac{2\pi}{N_1\Omega}, \frac{2\pi}{N_2\Omega}\right) \quad (3.27)$$

La contrainte (ii) porte quant à elle sur la discrétisation des périodes du rouet et du diffuseur. Le champ des grandeurs conservatives extrait à un instant t décrit l'état de l'écoulement dans les canaux principaux des roues, i.e. les canaux dans lesquels l'écoulement est simulé. Alors, selon l'hypothèse de déphasage spatio-temporel à la base du modèle chorochronique, les instants correspondants aux états de l'écoulement dans l'ensemble des canaux des roues sont (figure 3.17)

- dans le rouet

$$t_n = t + n \times \Delta T, \quad \forall n \in [0 ; N_1 - 1] \quad \text{avec} \quad \Delta T = \frac{2\pi N_1 - 2\pi N_2}{\Omega}$$

- dans le diffuseur

$$t_n = t + n \times \Delta T, \quad \forall n \in [0 ; N_2 - 1]$$

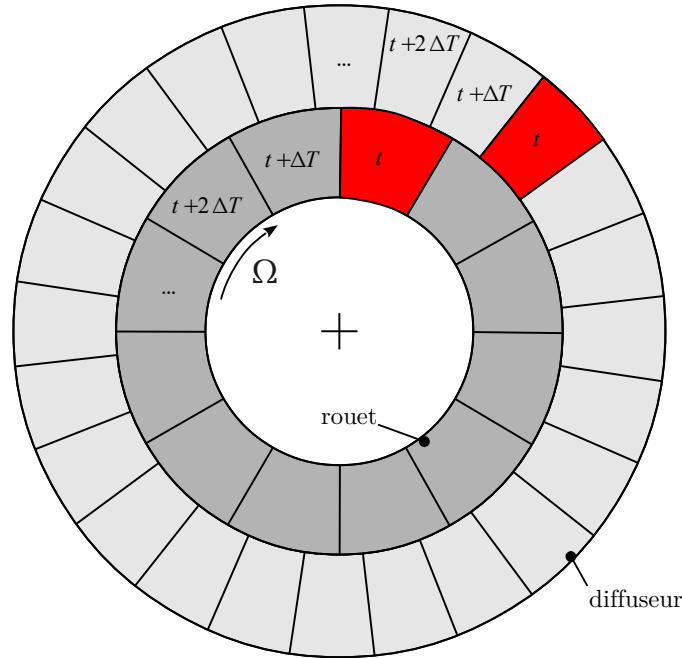


Fig 3.17: Instants correspondant aux états de l'écoulement dans les différents canaux

Compte-tenu de la périodicité de l'écoulement, et en notant T_1 et T_2 les périodes respectives dans le rouet et le diffuseur, cet ensemble d'instants correspond également à :

- dans le rouet

$$t_n = t + n \times \Delta T + k T_1, \quad \forall n \in [0 ; N_1 - 1], k \in \mathbb{Z} \quad \text{avec} \quad T_1 = 2\pi / N_2 \Omega$$

- dans le diffuseur

$$t_n = t + n \times \Delta T + k T_2, \quad \forall n \in [0 ; N_2 - 1], k \in \mathbb{Z} \quad \text{avec} \quad T_2 = 2\pi / N_1 \Omega$$

La liberté dans le choix de l'entier k permet de se ramener dans l'intervalle d'extraction, quel que soit le canal considéré (i.e. $\forall n$), puisque la largeur de l'intervalle d'extraction est supérieure à la fois à T_1 et T_2 .

Dans le cas où le pas de temps du calcul est réglé à l'aide du paramètre $Nq\theta$ selon la relation (3.24), i.e.

$$\delta t = \frac{2\pi}{\Omega N_1 N_2} \times \frac{1}{Nqo}$$

les deux contraintes (i) et (ii) sont respectées lorsque, à partir d'une itération M_i , quelconque, l'ensemble des itérations suivantes est extrait²²

$$\left\{ M_i ; M_i + \frac{Nqo}{p} ; M_i + 2 \times \frac{Nqo}{p} ; \dots ; M_i + \max(N_1, N_2) \times Nqo \right\}$$

avec $p \in \llbracket 1 ; Nqo \rrbracket$ un paramètre à choisir en fonction du nombre d'itérations que l'on souhaite extraire. Il est alors possible de reconstruire p états différents de la roue complète,²³ et les périodes des canaux du rouet et du diffuseur sont décrites respectivement en $p \times N_1$ et $p \times N_2$ itérations.

Le cas particulier $p = Nqo$ revient à extraire toutes les itérations du calcul. L'espace disque nécessaire dans un tel cas peut toutefois être considérable, notamment avec un grand Nqo . Le cas $p = 1$ correspond à l'autre extrême, ou un seul état de la roue complète peut être reconstruit.

Dans le cadre de cette thèse, pour les calculs URANS convergés avec $Nqo = 160$, p a été choisi égal à $Nqo/10 = 16$ de telle sorte que 336 itérations ont été extraites, soit environ 75 GB en termes d'espace disque. De cette façon, 16 états différents de la roue complète ont pu être reconstruits, la période d'un canal du rouet est décrite en 208 itérations et celle du diffuseur en 336.

Application de la moyenne temporelle

Afin d'étudier le champ moyen de l'écoulement, une opération de moyenne temporelle doit être effectuée à partir des itérations extraites. La question se pose alors de savoir sur quelle(s) grandeur(s) cette opération de moyenne doit être appliquée.

Deux méthodologies ont été utilisées au cours de cette thèse :

- le calcul du champ des grandeurs conservatives moyennées temporellement à partir des champs instantanés des grandeurs conservatives à chaque itération extraite. Cette méthodologie fournit un champ moyen qui peut être comparé à celui issu d'une simulation stationnaire. Toutes les grandeurs de l'écoulement peuvent être calculées à partir de ce champ moyen, ce qui garantit la cohérence entre elles de toutes les grandeurs calculées. C'est ce type de moyenne qui a été appliquée lors de l'analyse tridimensionnelle de l'écoulement moyen.
- le calcul des valeurs instantanées en chacune des itérations extraites, puis l'application de la moyenne à ces valeurs instantanées. Cette méthodologie fournit un résultat plus proche la mesure expérimentale, et elle a été utilisée pour la comparaison des performances mono-dimensionnelles expérimentale et numérique (voir §3.3.3).

3.3.3 Calcul des performances

Pour s'assurer de la validité de l'écoulement prévu par le modèle numérique, les résultats numériques sont comparées aux résultats expérimentaux. Cette comparaison est effectuée en confrontant les courbes caractéristiques numériques et expérimentales.

L'objectif est alors d'appliquer aux données numériques un traitement similaire à celui appliqué aux données expérimentales.

La méthodologie de calcul des performances à partir des données expérimentales mesurées est d'abord présentée. Le calcul des performances à partir des données numériques vient en suivant.

²² Voir Annexe II – Détermination des itérations à extraire à l'issue d'un calcul instationnaire chorochronique

²³ Les états de la roue complète à l'itération M et à l'itération $M + Nqo$ étant identiques, Nqo étant le nombre d'itérations correspondant à la plus petite période d'interaction entre les deux roues.

Calcul de type expérimental

Hypothèses de calcul

Toutes les grandeurs nécessaires à la caractérisation expérimentale du point de fonctionnement du compresseur ne sont pas directement accessibles, et des hypothèses doivent donc être faites.

1. Les débits de fuite autres que ceux pris en compte dans le cadre de l'étude sont négligés. Ainsi, le débit massique se conserve au travers du compresseur.
2. La composante de la vitesse selon la hauteur de veine est supposée négligeable.
3. Les profils de pression statique dans les sections de mesures sont supposés linéaires entre le moyeu et le carter.
4. La moyenne réalisée par le dispositif de mesure (plusieurs prises réparties sur la circonférence et débouchant dans une chambre annulaire commune où est mesurée la pression) est supposée être analogue à une moyenne azimutale de la pression.
5. Les échanges thermiques au niveau des parois sont supposés négligeables (hypothèse de parois adiabatiques). Ainsi $T_{01} = T_{0, \text{amont}}$ et $T_{02} = T_{03} = T_{0, \text{aval}}$.
6. L'écoulement est supposé purement axial en entrée de compresseur (section 1). Cette hypothèse est utilisée pour le calcul de la pression totale p_{01} .
7. L'angle de l'écoulement en sortie du diffuseur est supposé être imposé par l'angle de bord de fuite des pales du diffuseur, à un angle de glissement près. Cette hypothèse est nécessaire au calcul de la pression totale en sortie du diffuseur radial, et donc au calcul des pertes de charges dans le diffuseur. Une valeur pour cet angle de glissement a été choisie en considérant les résultats numériques stationnaires et instationnaires (figure 3.18). Il a été pris égal à 2,0 degrés.

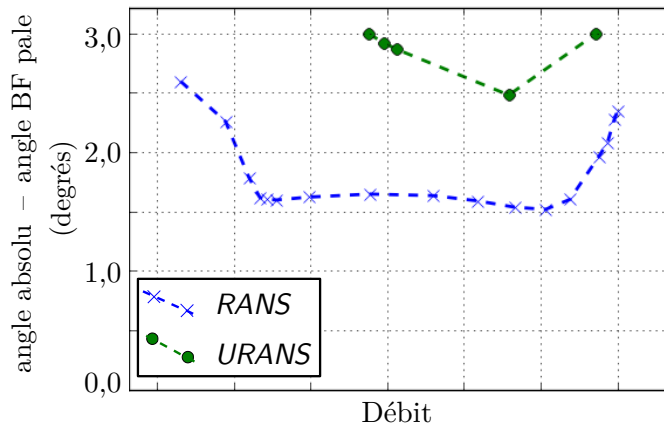


Fig 3.18: Angle absolu d'écoulement en sortie de diffuseur radial (station 3) par rapport à l'angle métal au bord de fuite.

Compte-tenu des hypothèses 3 et 4, la valeur de la pression est connue dans toutes les sections en fonction des pressions statiques mesurées aux parois et des géométries des sections, et les valeurs moyennes pondérées par la surface peuvent être calculées.

L'expression de la pression statique moyenne dans la section 1 s'écrit par exemple

$$p_1 = \frac{\iint_S p_s(r) r dr d\theta}{\iint_S r dr d\theta} = \frac{p_1^{\text{moyeu}} + p_1^{\text{carter}}}{2} + (p_1^{\text{moyeu}} - p_1^{\text{carter}}) \times \frac{r_1^{\text{carter}} - r_1^{\text{moyeu}}}{6(r_1^{\text{moyeu}} + r_1^{\text{carter}})}$$

avec

$$p_1^{\text{moyeu}} = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^N p_{1,k}$$

où N représente le nombre de prises de pressions statiques réparties sur la circonférence dans la section 1. L'expression de p_1^{carter} est similaire.

Calcul des pressions totales

En considérant connues les valeurs du débit massique, de pression statique et de température totale dans chacune de ces sections, une information supplémentaire doit être apportée pour le calcul de la pression totale.

Pour le calcul de la pression totale dans la section 1, l'hypothèse utilisée est celle d'un écoulement purement axial en entrée de compresseur. Le débit s'écrit alors simplement $\dot{m} = \rho_1 V_1 S_1$, où S_1 est l'aire de la section 1 et V_1 la norme de la vitesse du fluide dans la section 1. L'équation suivante, d'unique inconnue M_1 , peut alors être écrite

$$M_1 \sqrt{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2} - \sqrt{\frac{r}{\gamma}} \frac{\dot{m} \sqrt{T_{01}}}{p_1 S_1} = 0 \quad (3.28)$$

Le membre de gauche dans (3.28) est une expression strictement croissante en fonction de M_1 , et l'équation peut donc être résolue par dichotomie en cherchant une solution entre 0 et 2 par exemple.²⁴ La pression totale P_{01} peut ensuite calculée à l'aide de l'expression

$$p_{01} = p_1 \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2 \right)^{\gamma/\gamma-1} \quad (3.29)$$

Dans la section 2, en sortie de rouet, le calcul de la pression totale fait intervenir la relation d'Euler. Celle-ci permet d'écrire l'équation suivante, d'unique d'inconnue T_2

$$T_2 \left[1 + \frac{\gamma-1}{2} \times \frac{1}{\gamma r T_2} \left(\left(\frac{\dot{m} r T_2}{S_2 p_2} \right)^2 + \left(\frac{c_p \Delta T_{0,1-2}}{U_2} \right)^2 \right) \right] - T_{02} = 0 \quad (3.30)$$

qui est également résolue par dichotomie. La valeur de la pression totale peut ensuite être calculée à l'aide de la relation (3.29) appliquée pour la section 2.

En section 3, l'information supplémentaire nécessaire au calcul de la pression totale est apportée par l'hypothèse concernant la valeur de l'angle de l'écoulement en sortie de diffuseur (angle de glissement égal à 2 degrés). Sous cette hypothèse, le nombre de Mach dans cette section peut être calculé à l'aide de la formule suivante, établie de façon similaire à (3.28).

$$M_3 \sqrt{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_3^2} - \sqrt{\frac{r}{\gamma}} \frac{\dot{m} \sqrt{T_{03}}}{p_3 S_3 \cos(\alpha_3)} = 0 \quad (3.31)$$

où S_3 est l'aire de la section 3. Cette équation est résolue par dichotomie, puis la pression p_{03} est calculée à l'aide de la relation

$$p_{03} = p_3 \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_3^2 \right)^{\gamma/\gamma-1} \quad (3.32)$$

Calcul de type numérique

La partie précédente a montré que le calcul des performances à partir des données expérimentales s'appuie sur un certain nombre d'hypothèses fortes. Celles-ci influencent fortement le résultat du calcul des coefficients de performance. N. Bulot (N. Bulot 2010) a en particulier estimé que le coefficient de récupération du diffuseur C_p pouvait être sous-estimé de 10 % compte-tenu de l'influence des hypothèses utilisées pour le dépouillement des données expérimentales, tandis que la part due aux erreurs de mesure n'était que de $\pm 1,59$ %.

²⁴ La solution est recherchée à 1.10^{-9} près.

Ainsi, lorsque l'on souhaite confronter les résultats numériques et expérimentaux, il est nécessaire de s'affranchir des écarts engendrés par l'utilisation de méthodologies de calcul des performances différentes. Cela implique de traiter les données numériques et expérimentales de façon similaire. En particulier, les valeurs de pression doivent être extraites du champ numérique sur les surfaces sensibles des capteurs de pression, et les coefficients de performance doivent être calculés à partir de ces valeurs en appliquant le même ensemble d'hypothèses.

Cela dit, il est également possible à partir des résultats numériques de calculer directement les valeurs moyennes des grandeurs dans les sections et sans utiliser d'hypothèses pour le post-traitement. Deux méthodologies de calcul des performances doivent alors être distinguées (figure 3.19) :

- la première s'applique lorsque l'on souhaite estimer les performances d'un compresseur à partir de résultats de simulations numériques. Elle ne nécessite l'introduction d'aucune hypothèse autre que celles utilisées par le modèle numérique, et met à profit la connaissance complète du champ de l'écoulement tridimensionnel. Les valeurs moyennes des grandeurs dans les sections sont dans ce cas calculées directement, par intégration numérique ;
- la seconde s'applique lorsque l'on souhaite comparer les résultats numériques à des données expérimentales. Dans ce cas, les données sont extraites du calcul sur les surfaces sensible des capteurs de pression et l'ensemble des hypothèses nécessaire au post-traitement expérimental est utilisé, afin que la méthodologie de calcul des performances soit similaire à celle appliquée aux données expérimentales.

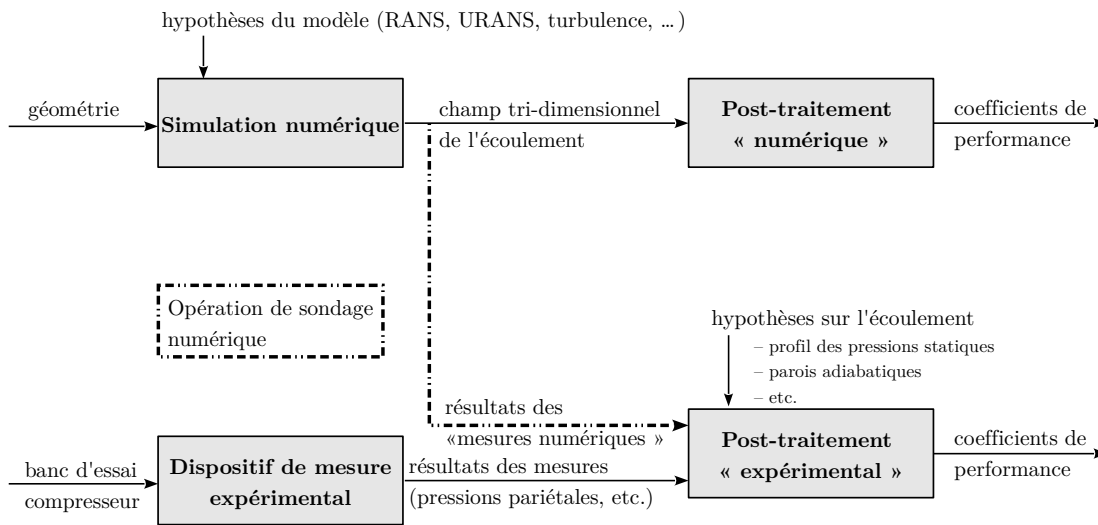


Fig 3.19: Principes de post-traitement « numérique » et « expérimental » – Comparaison numérique / expérimental

Entre la détermination expérimentale des performances du compresseur et la détermination numérique, aucune ne permet de rendre compte de façon idéale des performances réelles du compresseur : les simulations numériques sont basées sur un ensemble d'hypothèses contenues dans le modèles utilisés, tandis que la détermination expérimentale nécessite au moment du post-traitement l'utilisation d'hypothèses pour le calcul des performances.

La dualité expérimental-numérique prend alors tout son sens : les mesures expérimentales fournissent un ensemble de données *ponctuelles* (i.e. positionnés au niveau des capteurs), dont la validité est assurée aux erreurs de mesure près. Ces données ponctuelles sont confrontées aux résultats numériques afin de s'assurer de la validité du modèle utilisé pour le calcul. Par commodité – et pour conserver un certain sens physique – la comparaison se fait sous la forme de coefficients de performance calculés à partir de ces mesures ponctuelles.

Une fois les résultats numériques validés par la comparaison avec l'expérimental, le modèle est supposé rendre correctement compte de l'écoulement dans tout son volume, et le champ tri-dimensionnel issu de la simulation peut être analysé en détails.

Précision sur l'opération de mesure des pressions pariétales à partir des résultats numériques

Pour les calculs stationnaires, et *dans le domaine du diffuseur*, les signaux de pression peuvent être extraits aux endroits des prises de pressions expérimentales. Une moyenne arithmétique des valeurs de la pression statique sondées aux niveaux des différentes prises de pression est alors appliquée. Cette opération de moyenne est supposée représentative de celle de la chambre annulaire commune.

Dans le domaine du rouet en revanche, et toujours pour les calculs stationnaires, il est nécessaire de rendre compte du défilement du champ de l'écoulement calculé dans le repère lié à la roue mobile. Pour cela, la pression mesurée est le résultat d'une moyenne le long de lignes à x constant²⁵ au moyeu et au carter passant par les positions des prises de pression.

En URANS, aucune technique particulière n'est nécessaire. Les signaux de pression peuvent être extraits aux endroits exacts des capteurs, dans le domaine du rouet comme dans celui du diffuseur. Une opération dite de *reconstruction chorochronique* doit être effectuée. Elle correspond à une opération de reconstruction de l'écoulement sur la roue complète à partir des champs de l'écoulement extraits et des relations de périodicité chorochroniques.

3.4 Bilan sur les outils d'analyse de l'écoulement

Dans ce chapitre, les méthodes numériques mises en œuvre au cours de cette thèse ont été présentées. Elles sont dans la suite utilisées pour étudier l'écoulement dans le compresseur centrifuge Turbomeca, en particulier dans le diffuseur radial. Celui-ci est en effet supposé être à l'origine du déclenchement des instabilités limitant la plage de fonctionnement du compresseur vers les bas débits, en raison notamment de décollements s'y produisant.

Une fois la validité des résultats numériques confirmée par confrontation aux résultats expérimentaux, la technique *Surface Line Integral Convolution* (LIC) sera mise à profit pour étudier ces décollements. Cette technique permet de représenter le champ du vecteur frottement à la paroi, et d'appréhender la topologie de l'écoulement.

Les résultats obtenus seront interprétés à la lumière de l'étude bibliographique sur le décollement de la couche limite présentée dans le chapitre suivant.

²⁵ x étant l'axe de rotation moteur

Chapitre 4 Couche limite : décollements, analyse topologique et contrôle

Le décollement aérodynamique a un impact significatif sur les performances des systèmes, et constitue donc un phénomène important dans tout domaine dépendant de la mécanique des fluides. Parmi ses effets néfastes, on peut citer le décrochage d'une aile d'avion, l'augmentation de la traînée de forme, la perte de manœuvrabilité, la modification des efforts exercés sur la structure, le déclenchement de vibrations au sein de la structure mécanique, l'augmentation des émissions sonores, etc. En d'autres termes, le décollement aérodynamique est un phénomène qui conduit à un fonctionnement hors-adaptation d'un système lorsque celui-ci est conçu dans le cadre d'un écoulement non-décollé. Sa prévision est alors un enjeu important de la conception aérodynamique, et ce tout particulièrement pour les compresseurs, dont la plage de fonctionnement peut-être drastiquement limitée par des décollements.

A l'heure actuelle, la résolution numérique des équations de Navier-Stokes permet une certaine prise en compte des effets des décollements lors de la phase de conception des compresseurs. L'accès à une modélisation du champ aérodynamique tridimensionnel permet en outre d'en étudier l'origine. Dès lors, des techniques particulières peuvent être mises en œuvre afin de les limiter, voire de les supprimer totalement, et d'améliorer ainsi les performances aérodynamiques.

Dans la suite, la physique des décollements est présentée. Le principe du décollement bidimensionnel, simple mais inadapté au cas d'écoulements fortement tridimensionnels, est d'abord rapidement exposé. Il est suivi par l'analyse des décollements tridimensionnels, qui généralise les interprétations physiques du cas bidimensionnel grâce à l'observation des points singuliers du champ du vecteur frottement à la paroi. Enfin, les moyens d'action sur la couche limite en vue de contrôler les décollements font l'objet de la dernière partie de ce chapitre.

4.1 Notion de couche limite

La notion de couche limite a été introduite pour la première fois par Prandtl (1904) alors qu'il cherchait à mieux calculer les écoulements incompressibles à grands nombre de Reynolds. Compte-tenu des difficultés de résolution analytique des équations de Navier-Stokes et pour parvenir à une solution mathématique du problème, les calculs d'écoulements effectués alors supposaient soit

- (a) le terme d'inertie comme négligeable devant celui de viscosité, hypothèse valable seulement dans le cas des écoulements à faible nombre de Reynolds ;
- (b) le terme de viscosité comme négligeable devant celui d'inertie pour les écoulements à grand nombre de Reynolds.

Or si la stratégie (b) permettait de rendre bien compte des valeurs de portance observées expérimentalement, elle ne rendait pas compte de la force de traînée, avec pour conséquence le paradoxe de d'Alembert.

La modélisation proposée par Prandtl, qui introduit le concept de couche limite, apporte une réponse à cette limitation de l'approche (b), tout en aboutissant à une formulation mathématique qui peut être résolue de manière analytique. Cette modélisation repose sur deux constatations :

- i. l'effet de la viscosité peut être négligé sans induire trop d'erreurs partout où le gradient de vitesse est négligeable :
- ii. la condition d'adhérence du fluide à la paroi, aussi appelée condition de non-glissement, engendre une variation rapide de la vitesse à proximité de la paroi.

Ces constatations justifient la division de l'écoulement en deux zones distinctes : (1) l'écoulement principal, loin des parois et couramment qualifié « d'écoulement externe », qui peut être considéré comme un fluide non-visqueux et dont le comportement est correctement décrit par l'équation d'Euler ; (2) l'écoulement contenu dans une "couche de transition" située à proximité des parois et qui constitue la "couche limite". Il est soumis à un fort gradient de vitesse et les effets visqueux doivent être pris en compte pour décrire son comportement.

« Den physikalischen Vorgängen in der Grenzschicht zwischen Flüssigkeit und festem Körper wird man in genügender Weise gerecht, wenn man annimmt, daß die Flüssigkeit an den Wänden haften, daß also dort die Geschwindigkeit überall gleich Null bzw gleich der Körpergeschwindigkeit sei. [...]

In der schmalen Übergangsschicht ergeben dann die schroffen Geschwindigkeitsunterschiede trotz der kleinen Reibungskonstanten merkwürdige Wirkungen. »

Prandtl, 1904.

On calculera de manière suffisamment satisfaisante les processus physiques dans la couche de transition entre le courant de fluide et le corps solide en admettant que le fluide adhère aux parois, et que donc la vitesse du fluide est nulle partout sur celles-ci, ou plus précisément, égale à la vitesse du solide. [...]

Dans cette mince couche de transition, et malgré la faible valeur de la constante de viscosité, les différences de vitesse importantes engendrent alors des effets notables.

Après des simplifications liées au petit ordre de grandeur de l'épaisseur de la couche limite et permettant d'ignorer dans la couche limite les composantes normales à la paroi de la vitesse et du gradient de pression, l'application de la stratégie proposée par Prandtl pour le calcul de l'écoulement aboutit au résultat représenté sur la figure 4.1.

Cette figure constitue la première représentation du phénomène de décollement de la couche limite.

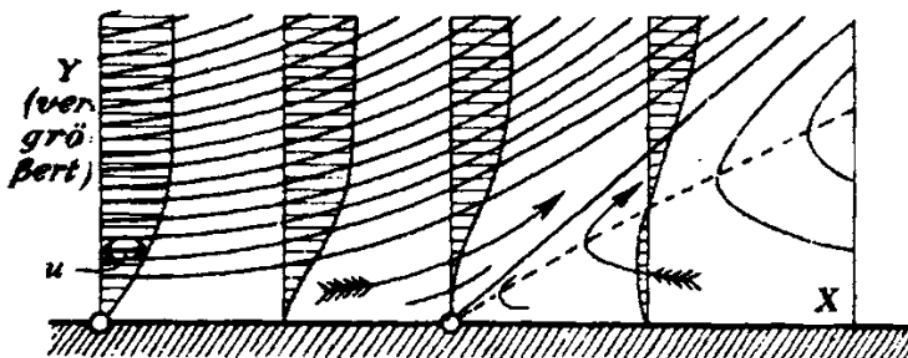


Fig 4.1 : Croissance et séparation d'une couche limite sur la paroi une plaque plane infinie en présence d'un gradient de pression adverse. (Prandtl 1904).

A la suite de ces travaux, les recherches sur le comportement de la couche limite ont été largement stimulées, portées par le développement de l'aéronautique, et ont permis d'aboutir à une bonne compréhension de la physique des décollements.

Aujourd'hui, les capacités de résolution numériques peuvent permettre de résoudre directement les équations de Navier-Stokes, et la modélisation de la couche limite proposée par Prandtl n'est donc plus nécessaire au calcul de l'écoulement. Les concepts qu'il a introduit restent néanmoins indispensables à la compréhension du comportement des écoulements, en particulier du phénomène de décollement.

4.2 Décollement de la couche limite

4.2.1 Principe physique, décollement bidimensionnel

Dans le cadre d'un écoulement bidimensionnel et homogène à la surface d'une plaque plane infinie, l'épaisseur de la couche limite croît continûment dans le sens de l'écoulement (Blasius 1907). Cet épaissement s'explique par la diffusion, sous l'action de la force de viscosité, de la valeur nulle de la vitesse imposée à la paroi par la condition d'adhérence : les particules contenues dans une couche de fluide à proximité de la surface du plan sont ralenties par la force de frottement contre la paroi, et ralentissent alors à leur tour les particules contenues dans la couche supérieure, auxquelles elles sont connectées par l'intermédiaire de la force de viscosité.

Dans le cas où un gradient de pression longitudinal existe dans l'écoulement extérieur, l'effet de la force de pression se superpose à celui de la viscosité ; elle influence alors également le profil de vitesse à proximité de la paroi. Son effet peut être décrit en considérant l'équation de conservation de la quantité de mouvement pour un fluide incompressible et homogène écrite en $y=0$ et projetée dans la direction longitudinale :

$$\left. \frac{\partial p}{\partial x} \right|_{y=0} = \mu \left. \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right|_{y=0} \quad (4.1)$$

- si $\frac{\partial p}{\partial x} < 0$, la dérivée seconde de la vitesse selon y est négative pour $y=0$. Le profil de vitesse évolue alors de façon parabolique jusqu'à atteindre la valeur U_e ;
- si $\frac{\partial p}{\partial x} > 0$, la dérivée seconde de la vitesse selon y est positive pour $y=0$. Il existe alors un point d'inflexion dans le profil de vitesse à proximité de la paroi.

Lorsque le gradient de pression devient trop défavorable, i.e. engendrant une force opposée au sens de l'écoulement principal trop importante, la couche limite peut décoller. Selon une interprétation déjà proposée par Prandtl, ce décollement peut s'expliquer par le fait que le fluide à proximité de la paroi est déjà fortement ralenti sous l'action du frottement. En présence en plus d'un gradient de pression adverse, il peut ne plus posséder suffisamment d'énergie cinétique pour continuer sa progression. Il est alors éjecté transversalement à la paroi, avant d'être ré-énergétisé et entraîné vers l'aval par l'écoulement extérieur sous l'effet du frottement visqueux et du mélange turbulent.

Dans un écoulement stationnaire, un décollement est associé à une inversion du sens de l'écoulement proche paroi à l'aval du point de séparation.

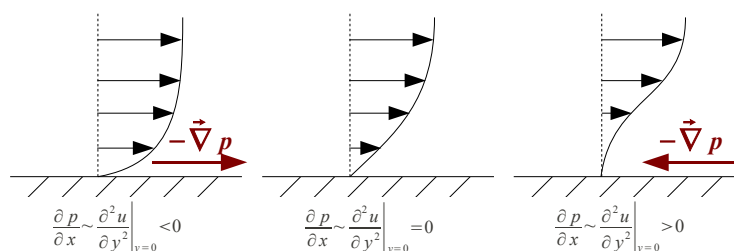


Fig 4.2: Effet du gradient de pression sur le profil de vitesse proche paroi.

4.2.2 Décollement de la couche limite tridimensionnelle

Tandis que dans le cas bidimensionnel, la seule direction à disposition de la couche limite pour se dérober face au gradient de pression adverse est la direction normale à la paroi, la direction transversale doit également être considérée pour analyser correctement le comportement de la couche limite dans le cas tridimensionnel. L'importance de cette prise en compte est confirmée par de nombreuses observations expérimentales, et a été largement illustrée par Déleroy (2001). La figure 4.3 montre un exemple classique de décollement tridimensionnel au bord d'attaque d'une aile delta sous incidence.

D'importantes modifications des structures des décollements résultent de la disponibilité de cette dimension spatiale supplémentaire. La description et la compréhension de ces structures nécessitent alors l'utilisation de techniques d'analyse adaptées : le frottement à la paroi est un marqueur de l'interaction entre le fluide et le solide, l'analyse de son spectre s'est avérée à plusieurs reprises être une méthode efficace.



Fig 4.3: Exemple de décollement tridimensionnel ; tourbillons émis au bord d'attaque d'une aile delta à 75 ° en incidence.

(J. M. Déleroy 2001).

4.3 Analyse du spectre de frottement pariétal pour la description des décollements tridimensionnels

L'analyse du spectre de frottement pariétal s'appuie sur l'étude de l'organisation des singularités du champ du vecteur frottement, et repose en grande partie sur les travaux de Henri Poincaré. Elle permet de décrire de façon rationnelle et systématique l'interaction entre le fluide et le solide.

À partir de ce spectre, observable à la fois expérimentalement et numériquement, des critères ont été établis afin de repérer l'occurrence d'un décollement et sa localisation (Legendre 1956; Lighthill 1963; J. M. Détery 1999). Cette méthodologie est particulièrement adaptée au développement d'une technique de contrôle de l'écoulement par des actionneurs pariétaux, dont le positionnement par rapport au point de décollement est déterminant pour l'efficacité du contrôle.

Dans la suite, les éléments nécessaires à la lecture du spectre de frottement pariétal sont présentés. Cette lecture permet l'identification des structures de l'écoulement. Les principes de l'interprétation du spectre pariétal en termes de structures d'écoulement sont exposés.

L'écoulement, et donc le spectre pariétal, sont dans un premier temps considérés comme étant stationnaires, ce qui permet de poser avec plus de facilité les principales bases de l'analyse topologique. Le cas d'un écoulement instationnaire est ensuite traité, et constitue une extension de l'approche stationnaire.

4.3.1 Spectre pariétal, points singuliers

En écoulement stationnaire, le spectre pariétal est constitué de l'ensemble des trajectoires du champ du vecteur frottement à la paroi. Ces lignes sont appelées « lignes de frottement ». Elles peuvent aussi être qualifiées de « lignes de courant limite » : pour un fluide newtonien, le vecteur frottement est colinéaire à la direction limite de la vitesse à proximité de la paroi, et les lignes de frottement pariétales sont confondues avec les lignes de courant limites (J. Détery 2009). La direction des lignes de frottement à la paroi peut donc être assimilée à celle de l'écoulement proche paroi.

Le spectre pariétal peut être visualisé expérimentalement en enduisant par exemple le solide d'un mélange contenant un marqueur visuel avant de le placer dans l'écoulement (R. E. Peacock 1971). Numériquement, il peut être construit à partir du vecteur frottement calculé depuis le champ du vecteur vitesse suivant la relation

$$\vec{\tau} = \nu \left. \frac{\partial \vec{v}}{\partial \vec{n}} \right|_{y=0} \quad (4.2)$$

Dans le cas simple d'un écoulement à la surface d'un plan (\vec{x}, \vec{y}) de normale \vec{z} , les lignes de frottement sont alors définies par la relation

$$\frac{dx}{\tau_x} = \frac{dy}{\tau_y} \quad (4.3)$$

L'observation du spectre pariétal révèle l'existence de points particuliers. Ces points correspondent à des zéros du vecteur frottement, qui conduisent à des singularités dans la définition des lignes de frottement : ce sont les points singuliers, ou points critiques, de l'équation différentielle (4.3).

Les allures des lignes de frottement possibles au voisinage des points singuliers peuvent être étudiées en utilisant les techniques mathématiques introduites par Henri Poincaré, qui conduisent à la formulation d'un problème aux valeurs propres et dont la résolution aboutit à la classification des différents types de points singuliers représentés sur la figure 4.4.

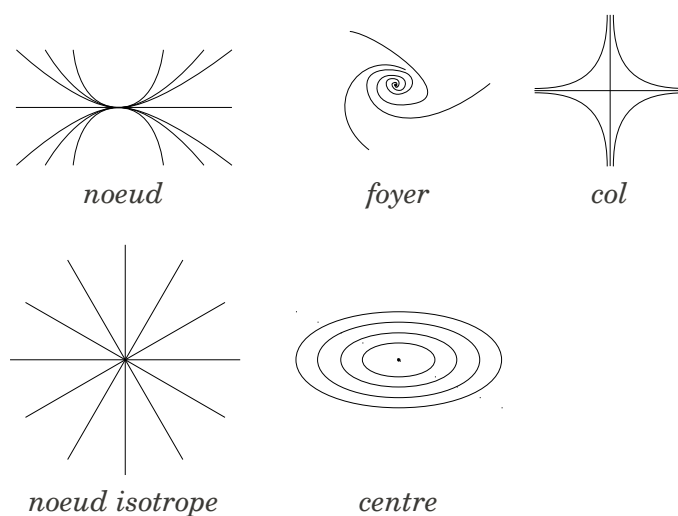


Fig 4.4: Les différents types de points singuliers

4.3.2 Comportement de l'écoulement au voisinage des points singuliers.

Chacun des points singuliers représentés sur la figure 4.4 témoigne d'un comportement particulier de l'écoulement. Mais si la composante de la vitesse de l'écoulement tangente à la surface est directement déductible de l'observation du spectre de frottement, la composante de la vitesse normale à la surface n'apparaît pas de façon évidente. Elle doit cependant aussi être considérée pour décrire correctement les structures fluides correspondants aux points singuliers.

Selon un critère initialement proposé par Lighthill (1963), et confirmé par les récents travaux de Surana et al. (2006), la composante normale de la vitesse à proximité de la paroi peut se déduire de la rapidité de convergence des lignes de frottement. Une explication simple du principe à la base de cette déduction a été formulée par Tobak and Peake (1982): en considérant un tube de courant délimité par deux lignes de frottement reposant sur la surface et deux lignes de courant (Fig 4.5), la conservation du débit permet de montrer que la convergence des lignes de frottement doit nécessairement s'accompagner d'un éloignement des lignes de courant par rapport à la surface.

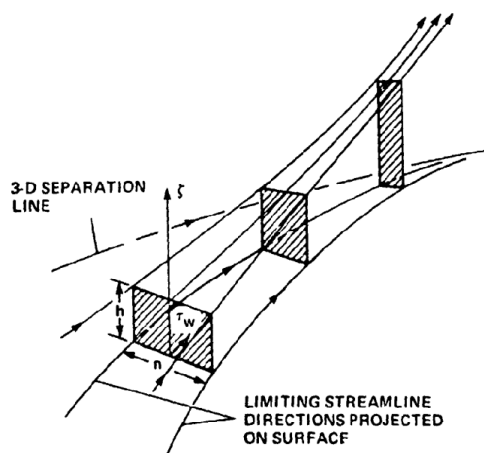


Fig 4.5: Lignes de frottement à proximité d'une ligne de séparation.
(Tobak and Peake 1982)

Compte-tenu de ce principe, il devient possible d'appréhender le comportement de l'écoulement au voisinage des points singuliers à partir de la seule lecture du spectre de frottement. Le sens de parcours des lignes de frottement doit également être considéré afin de déterminer si le fluide se rapproche ou s'éloigne de la paroi.

On conclut alors :

- que la présence d'un foyer au sein du spectre pariétal témoigne de l'existence d'une structure tourbillonnaire au sein de l'écoulement. Selon le sens de parcours des lignes de frottement, ce tourbillon peut venir impacter la paroi, ou au contraire s'en échapper. Dans le cas représenté sur la figure 4.6, le foyer à la paroi correspond à un détachement tourbillonnaire de la couche limite. La convergence très rapide des lignes de frottement est en accord avec la valeur importante de la composante de vitesse normale à la paroi.

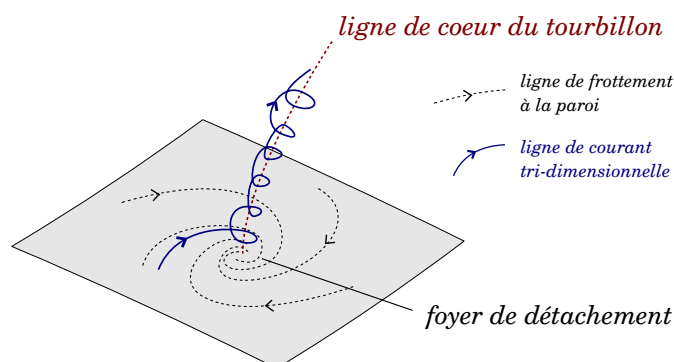


Fig 4.6: Tourbillon s'échappant d'un foyer de détachement

- qu'un nœud marque l'attachement, ou le détachement de fluide à la surface. La rapidité de l'attachement / du détachement du fluide à la paroi est estimable au travers de la vitesse de divergence / convergence des lignes de frottement. Contrairement au cas du foyer, il n'y a pas d'enroulement des lignes de courant.

En général, cet attachement ou détachement du fluide sur la surface se fait selon une direction privilégiée (Fig 4.7), marquée par l'axe principal du nœud et dépendante de l'écoulement et de la forme de l'objet. Cependant, lorsque des conditions particulières de symétrie sont réunies, ce qui est rarement le cas lorsque l'écoulement est fortement tridimensionnel, le nœud est isotrope (Fig 4.8).

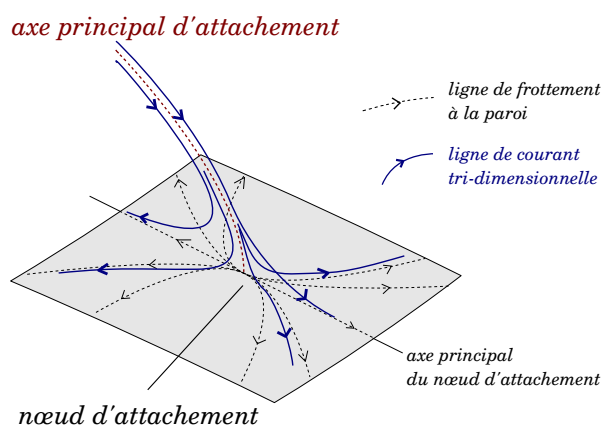


Fig 4.7: Nœud d'attachement

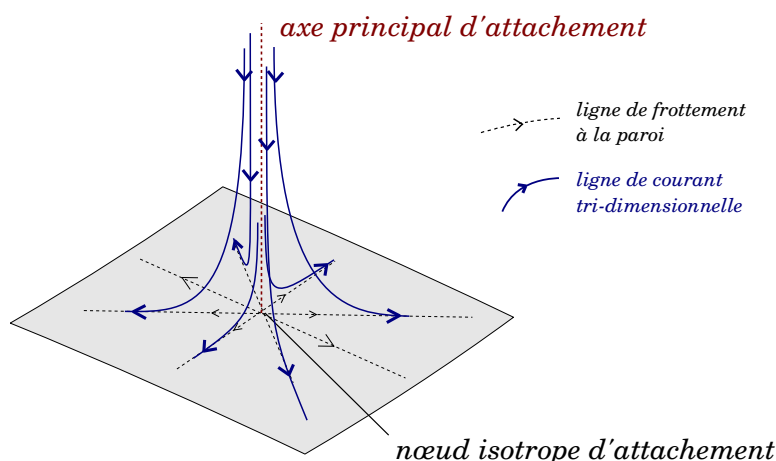


Fig 4.8: Nœud isotrope d'attachement

4.3.3 Lignes de frottement séparatrices, surfaces de courant séparatrices

Parmi les points singuliers listés Fig 4.4, le col occupe une place particulière : il est situé à l'intersection de deux lignes de frottement, qui font office de frontières au sein du spectre pariétal et délimitent quatre cadrans correspondant à autant de parties distinctes de l'écoulement. Ces lignes sont qualifiées de « lignes séparatrices ».

La schématisation d'un spectre de frottement pariétal Fig 4.9 illustre leur rôle sur un cas simple : lorsqu'un corps profilé est placé dans un écoulement, sans incidence et en absence de décollement, il est divisible en deux parties passant chacune de part et d'autre cet l'obstacle. La ligne séparatrice (a) à l'amont du col S_1 témoigne de cette division et marque au sein du spectre pariétal la frontière entre les parties tracées par chacune des parties de l'écoulement. Compte-tenu de la présence du solide, elle se termine en S_1 , que l'on qualifie alors un « demi-col ». La deuxième ligne séparatrice (b) joue également un rôle de frontière en séparant la zone de l'écoulement fluide de celle occupée par le solide.

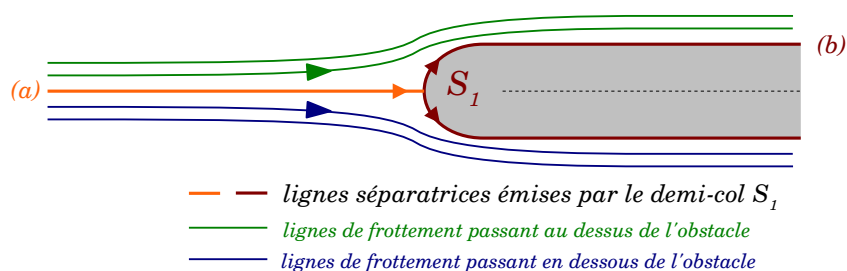


Fig 4.9: Spectre pariétal en amont d'un corps profilé, sans incidence.
Absence de décollement

A l'image des séparatrices du spectre pariétal, il existe au sein de l'écoulement tridimensionnel une surface de courant séparatrice située à l'interface entre les deux parties de l'écoulement, et qui repose sur une ligne séparatrice du spectre pariétal.

La Fig 4.10 représente un exemple de surface de séparation à l'amont d'un l'obstacle, pour un cas simple correspondant au spectre pariétal Fig 4.9. Afin de ne pas compliquer inutilement le dessin, la surface de séparation a été représentée par un plan, ce qui est dans la réalité rarement le cas. Au sein d'écoulements tridimensionnels tels que ceux rencontrés en turbomachines, les surfaces de séparation sont en général fortement tridimensionnelles, et leur détermination exacte est une tâche complexe. L'identification des cols et des lignes séparatrices du spectre pariétal est alors une étape majeure dans l'analyse de l'écoulement. Elle permet de repérer les différentes parties le constituant afin d'appréhender leurs comportements séparément. En particulier, dans

de nombreux cas d'écoulements décollés, un col est présent au sein du spectre pariétal et l'une de ses séparatrices délimite la zone du spectre pariétal correspondant à l'écoulement décollé. L'intérêt de la connaissance des positions des cols et lignes séparatrices dans le cadre du développement de techniques de contrôle est alors évident.

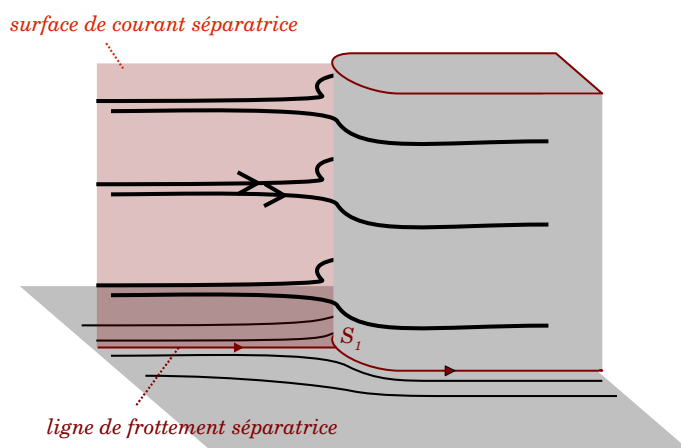


Fig 4.10: Exemple de surface de séparation en amont d'un corps profilé, sans incidence. Absence de décollement.

4.3.4 Cohérence topologique du spectre pariétal

Au vu des interprétations précédentes, il apparaît que les nœuds et les foyers sont topologiquement équivalents : ce sont des sources ou des puits pour les lignes de frottement qui traduisent l'attachement ou le détachement de fluide à la surface du solide. Les lignes de frottement sur un corps fermé et borné sont nécessairement émises par un nœud ou un foyer d'attachement, et finalement capturées par un nœud ou un foyer de détachement.

Le cas où plusieurs singularités d'attachement ou de détachement sont présents à la surface d'un corps est possible : il existe alors des lignes séparatrices qui font office de frontière entre chacune des parties du spectre, alimentées et captées par les différentes singularités. La théorie de Poincaré-Bendixon donne la relation suivante, qui relie le nombre de nœuds, à ceux des foyers et des cols présents au sein du spectre pariétal.

$$\sum (\text{noeuds} + \text{foyers}) - \sum \text{cols} = 2 - 2p \quad (4.4)$$

où p est le genre de la surface. Si la surface est fermée²⁶, son genre est zéro. Si elle comporte par exemple un trou, elle est de genre 1.

Lors de l'analyse d'un spectre de frottement numérique ou expérimental, cette relation peut être utilisée pour vérifier la cohérence du spectre pariétal, et s'assurer ainsi qu'il a été bien appréhendé.²⁷

4.3.5 Séparation de la couche limite

Le terme « séparation de couche limite » désigne l'éloignement rapide des lignes de courant contenues dans la couche limite par rapport à la surface du solide. En reprenant le principe illustré Fig 4.5, une séparation de la couche limite peut être repérée au travers de la forte convergence des lignes de frottement à la paroi.

On distingue les séparations pour lesquelles il existe une unique ligne de frottement vers lesquelles les autres convergent, de celles pour lesquelles une telle ligne ne peut pas être définie. Les premières correspondent à des topologies particulières du spectre pariétal et seront dans la

²⁶ ou, selon un terme plus mathématique : connexe

²⁷ Lorsque cette relation est appliquée dans un plan de l'écoulement, il faut considérer la présence de nœuds à l'infini amont et aval.

suite désignées en tant que « séparations topologiques ». Les secondes, compte-tenu des circonstances dans lesquelles elles sont rencontrées, seront qualifiées de « séparations longitudinales ».

On trouve d'autre part dans la littérature anglophone les termes de « closed separations » et « open separations », que l'on peut traduire par « séparations bornées » et « séparations non-bornées ». Cette terminologie distingue les séparations qui s'effectuent le long d'une ligne séparatrice reliant deux singularités du spectre pariétal, de celles dont la topologie est différente. Une séparation se produisant le long d'une ligne reliant un col à un nœud de détachement est un exemple de séparation bornée.

Compte-tenu de la terminologie introduite, les séparations bornées sont toutes des séparations topologiques.

Séparations topologiques

Dans la littérature, les séparations topologiques ont fait le sujet d'un grand nombre d'études. Ce sont en effet des cas spectaculaires de séparations, qui incluent par exemple le détachement tourbillonnaire à la surface d'un corps profilé (Fig 4.11). Elles ont pour point commun l'existence d'une surface de courant particulière le long de laquelle les particules fluides éjectées de la surface s'accumulent.

Cette surface est appelée surface de séparation. Elle repose à la surface du solide sur une ligne de frottement vers laquelle l'ensemble des autres lignes de frottement converge et qui est appelée ligne de séparation.



Fig 4.11: Visualisation expérimentale d'une séparation topologique à la surface d'un corps émoussé à symétrie de révolution (J. M. Détery 2001)

L'étude mathématique menée par Surana et al. (2006) a déterminé les seuls types de lignes de séparation possibles permettant l'existence d'une surface de séparation unique, continue, bornée et robuste. Elles sont représentées sur la figure 4.12.

- (S1) lignes reliant un col à un foyer de détachement ;
- (S2) lignes reliant un col à un nœud de détachement ;
- (S3) lignes reliant un col à un cycle limite ;
- (S4) cycle limite. (cf. figure 4.13)

L'appartenance d'une ligne de frottement à l'une des catégories citées ci-dessus est un critère nécessaire et suffisant pour qu'elle soit une ligne de séparation. On cherchera donc à identifier

de telles lignes de frottement au cours de l'étude d'un spectre pariétal. Les lignes de séparation des types (S1), (S2) et (S3) étant toutes des séparatrices du spectre pariétal, on s'attachera en particulier à localiser les cols, depuis lesquels une ligne de séparation est susceptible d'être émise.

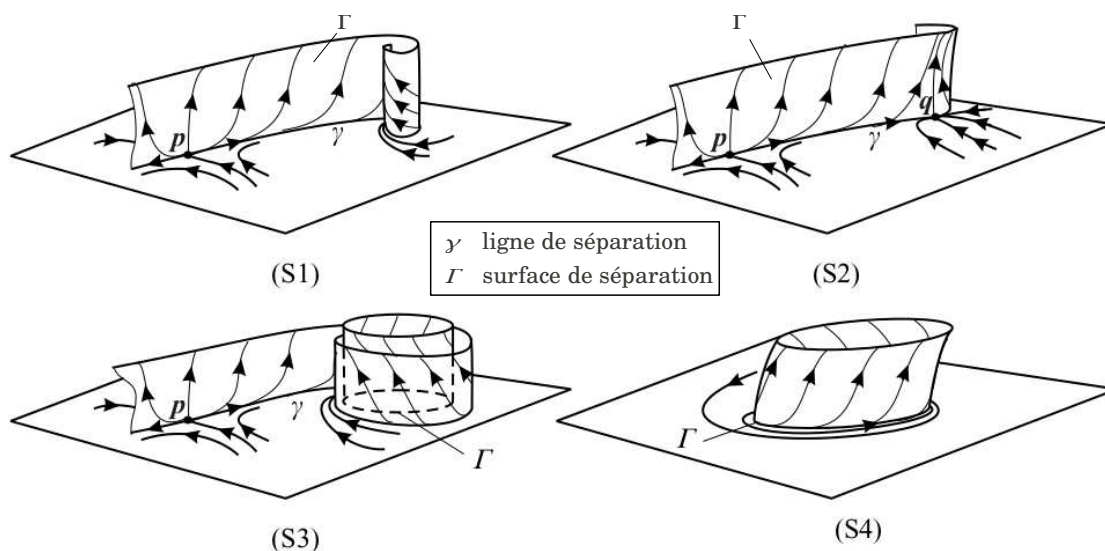


Fig 4.12: Les quatre types de surfaces de séparation uniques, continues, bornées et robustes, possibles au sein d'un écoulement. (A. Surana, Grunberg, and Haller 2006)

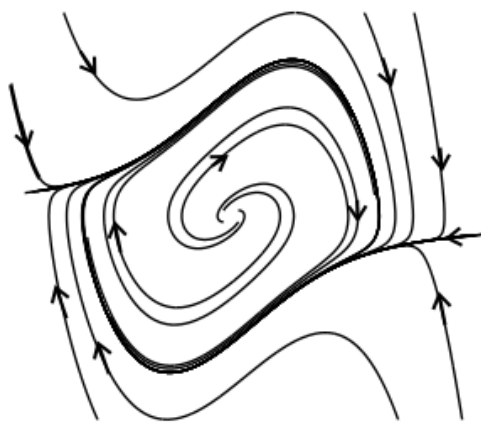


Fig 4.13: Cycle limite
(A. Surana, Grunberg, and Haller 2006)

Un exemple de séparation topologique couramment observées dans les grilles d'aubes est le décollement de coin (Fig 4.14). Son développement fait intervenir le gradient de pression adverse, l'accumulation des particules fluides à faible énergie cinétique dans le coin sous l'action du gradient de pression transverse, et la distorsion de vitesse à l'entrée de la grille d'aubes (Lei, Spakovszky, and Greitzer 2006). Deux lignes de séparation sont présentes au sein du spectre pariétal – elles relient le col dans le coin aux foyers de détachement sur les parois du moyeu et de l'aubage – et témoignent des détachements tourbillonnaires simultanés des deux couches limites au moyeu et sur la paroi de l'aubage.

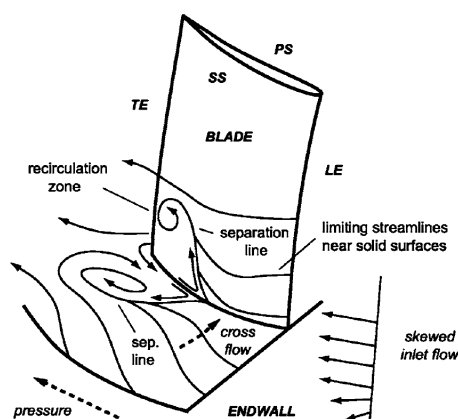


Fig 4.14: Décollement de coin dans une grille d'aubes
(Lei, Spakovszky, and Greitzer 2006)

Séparations longitudinales

La figure 4.15 schématise un exemple de séparation longitudinale au bord d'attaque d'un corps émoussé à symétrie de révolution. Dans un tel cas, la ligne indiquée en pointillés pourrait apparaître au premier abord comme étant la ligne de séparation principale. Cependant, d'autres lignes satisfont de la même manière le critère de convergence des lignes de frottement à leur voisinage, et pourraient tout aussi bien être choisies. Il est donc impossible de définir une unique ligne vers laquelle l'ensemble des lignes de frottement converge, et il est également impossible de définir une unique surface de séparation.

Ce type de séparation est observé lorsque la couche limite s'épaissit dans le sens de l'écoulement principal sans que cela n'engendre d'écoulement de retour. Les lignes de frottement convergent les unes vers les autres, mais aucune topologie particulière du spectre pariétal n'est associée à la séparation.

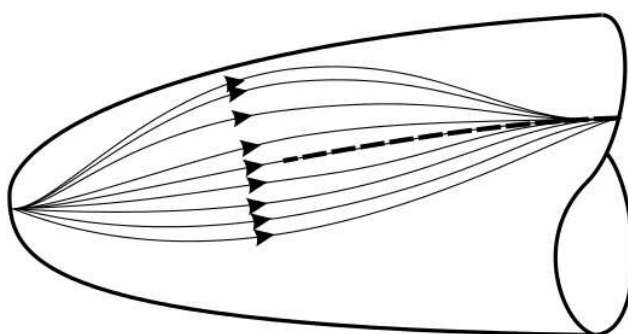


Fig 4.15: Séparation longitudinale au bord d'attaque d'un corps émoussé à symétrie de révolution
(A. Surana, Grunberg, and Haller 2006)

Séparations marginales

L'observation du spectre pariétal peut permettre de repérer les séparations de la couche limite. Toutefois, le frottement à la paroi ne permet pas d'évaluer l'étendue des structures d'écoulements dans la direction normale à la paroi, et la topologie observée peut ne correspondre qu'à un comportement de l'écoulement très localisé à proximité de la paroi, et sans incidence sur l'écoulement principal. La séparation est alors qualifiée de *marginale*. La distinction des séparations marginales et globales justifie le fait que l'analyse mathématique menée par Surana et al. (2006) considère la vitesse d'éjection des particules fluides dans la direction normale à la paroi.

Les séparations marginales peuvent être identifiées grâce à l'observation des lignes de courant à proximité de la paroi, afin d'évaluer si la structure observée au sein du spectre pariétal correspond à un comportement de l'écoulement global ou non.

4.4 Séparations instationnaires

La théorie des points singuliers de Poincaré pouvant être appliquée à n'importe quel champ continu de vecteurs, les principes de classification topologique présentés précédemment dans le cas stationnaire s'appliquent également aux champs instantanés du frottement pariétal dans un écoulement instationnaire. Comme en stationnaire, les points singuliers observés correspondent alors à des structures particulières du champ instantané du vecteur vitesse.

Cependant, les critères établis en stationnaire pour repérer la séparation de l'écoulement à partir de l'analyse du frottement à la paroi ne sont pas transposables au cas instationnaire. Pour un écoulement instationnaire, les descriptions Eulériennes et Lagrangiennes de l'écoulement diffèrent : lignes de courant et trajectoires ne sont plus confondues, et le lien entre spectre pariétal et mouvement des particules n'est pas aussi direct que dans le cas stationnaire. En particulier, le point de séparation dans un écoulement bidimensionnel instationnaire ne correspond par forcément à celui du zéro du frottement à la paroi. L'inversion du sens de l'écoulement dans la couche limite est un phénomène distinct de celui de la séparation de la couche limite, et d'autres critères pour localiser les séparations instationnaires sont nécessaires.

Les premiers travaux de compréhension des séparations instationnaires se sont appuyés sur l'étude des écoulements bidimensionnels à la surface de parois en mouvement de translation parallèle à elles-mêmes. Par changement de repère, ce cas d'étude est représentatif d'un cas particulier de séparations instationnaires mobiles à la surface d'un solide fixe.

La figure 4.16 a été obtenue par Sears et Telionis (1975) d'après leur étude du champ de vitesse instantané au voisinage d'une séparation bidimensionnelle instationnaire à la surface d'une paroi en déplacement vers l'aval. Compte-tenu de la condition d'adhérence, la vitesse du fluide à la surface de la paroi est égale à la vitesse de translation de celle-ci. La figure 4.17 représente le même écoulement après changement de repère. Le zéro de frottement apparaît en amont de la séparation. Le sens de l'écoulement est inversé entre le zéro du frottement et le lieu de séparation, mais la couche limite reste mince et attachée à la paroi jusqu'au lieu de séparation de la couche limite ; l'annulation du frottement à la paroi n'a pas d'autre signification que celle de l'inversion du sens de l'écoulement dans la couche limite, qui peut n'être que instantané à l'endroit concerné.

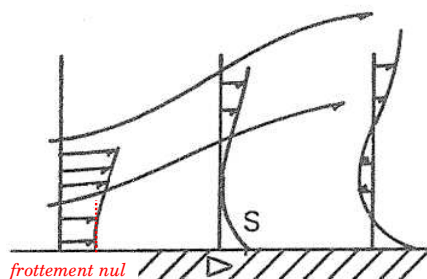


Fig 4.16: Profil de vitesse au voisinage d'une séparation - paroi en translation vers l'aval. S : lieu de la séparation. (Sears and Telionis 1975)

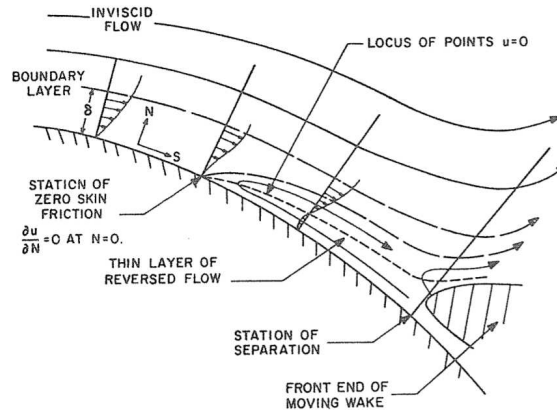


Fig 4.17: Schéma de principe d'un profil de séparation se déplaçant vers l'amont. Représentation des lignes de courant instantanées. (Sears and Telionis 1975)

Le critère de Moore-Rott-Sears (MRS) a été proposé à partir de ces observations. Il localise le point de séparation dans l'épaisseur de la couche limite, en un lieu où la contrainte de cisaillement longitudinale s'annule en même temps que la vitesse relative entre le fluide et le pic de séparation (qui est l'équivalent en bidimensionnel d'une surface de séparation en tridimensionnel). Soit,

$$\frac{\partial u}{\partial y} = 0 \quad \text{et} \quad u - u_s = 0 \quad (4.5)$$

où u_s est la vitesse de déplacement de la séparation. Dans le cas stationnaire où $u_s = 0$, (4.5) se réduit au critère de Prandtl.

Plusieurs travaux expérimentaux et numériques ont validé ce critère. Toutefois, la connaissance *a priori* de la vitesse de déplacement de la structure de séparation qu'il requiert le rend difficilement applicable à des cas autres que ceux d'écoulement stationnaires à la surface de parois en mouvement, pour lesquels il a été développé initialement. En outre, une démonstration mathématique rigoureuse de sa validité faisait défaut. D'autres travaux ont donc succédé à l'établissement du critère MRS.

Goldstein ayant démontré, dans le cas stationnaire et à partir des équations de la couche limite de Prandtl, la correspondance entre le zéro du frottement et l'existence d'une singularité du champ de vitesse, il a d'abord été proposé qu'une séparation instationnaire soit également localisable par une telle singularité, au voisinage de laquelle la composante normale à la paroi prend une valeur infinie (Sears and Telionis 1975). Concrètement, et compte-tenu de la technique numérique utilisée, cette association entre singularité et séparation s'avère être d'un grand intérêt pratique : le lieu de la séparation est supposé être signalé par la non-convergence de l'algorithme de résolution des équations de la couche limite.

L'application de cette technique a permis l'étude numérique du développement des séparations dans les écoulements instationnaires, autour de solides en phase d'accélération notamment. Elle a en outre permis de confirmer la non correspondance du zéro du frottement et du point de séparation en instationnaire.

Mais une telle singularité – désignée comme singularité de Goldstein – est un événement purement mathématique se produisant dans le cadre de la modélisation de la couche limite de Prandtl, qui ne prend notamment pas en compte l'interaction entre la couche limite et l'écoulement extérieur. Or les travaux ultérieurs de Sychev ont montré qu'elle ne pouvait pas être ignorée au voisinage d'une séparation, sous peine d'obtenir des solutions très éloignées de la réalité, et l'existence de singularités étant impossible une fois cette interaction modélisée, le critère précédent devient inutilisable.

En parallèle de l'approche précédente, d'autres travaux ont mis en évidence la possibilité d'utiliser les coordonnées Lagrangiennes pour la description du comportement des particules fluides au voisinage d'une séparation. En travaillant toujours avec les équations de la couche limite de Prandtl, mais en adoptant un point de vue Lagrangien grâce à l'introduction de la variable

$$s = f(t) = \int_{t_0}^t z(r) dr$$

définie le long d'une trajectoire, Van Dommelen et al. (1983) ont établi le critère de séparation suivant

$$\frac{\partial x(t; x_0, y_0, t_0)}{\partial x_0} = 0, \quad \frac{\partial x(t; x_0, y_0, t_0)}{\partial y_0} = 0 \quad (4.6)$$

où $x(t; x_0, y_0, t_0)$ représente l'abscisse à l'instant t de la particule située au point (x_0, y_0) au temps t_0 . Ce critère traduit l'accumulation en une même abscisse des particules fluides initialement situées au voisinage de (x_0, y_0) . En utilisant l'équation de conservation de la masse, Van Dommelen montre que cette accumulation s'accompagne nécessairement d'un étirement infiniment large de l'élément fluide infinitésimal dans la direction normale à la paroi, qu'il associe au phénomène de séparation observé expérimentalement.

L'établissement du critère (4.6) ne s'affranchit toutefois pas des équations de la couche limite de Prandtl, non-valides à proximité d'un profil de séparation. D'autre part, un étirement infiniment large de l'élément infinitésimal fluide est nécessairement associé à une singularité du champ du vecteur vitesse, identique à celle utilisée par Sears et Telionis comme critère de séparation, et il est donc sujet aux mêmes critiques (Haller 2004). Pour finir, le critère (4.6) n'est pas plus évident à utiliser dans un cas concret que le critère de Moore-Rott-Sears, et ne répond pas au besoin exprimé par Sears et Telionis d'un critère calculable expérimentalement à partir de grandeurs pariétales (Sears and Telionis 1975).

Ces travaux ont donc récemment été poursuivis par Wu et al. (2000) puis Surana et al. (2008), qui ont repris le point de vue Lagrangien de la séparation utilisé par Van Dommelen, mais en se détachant de l'utilisation des équations de la couche limite de Prandtl. De cette façon, l'étude du phénomène de séparation se ramène à un problème de stabilité linéaire qui peut être étudié avec les techniques classiques de problèmes aux valeurs propres. Ce sont ces techniques qui ont permis d'établir les quatre types de séparations topologiques possibles dans un écoulement stationnaire tridimensionnel (figure 4.12).

L'extension de cette technique au cas des séparations instationnaires a ensuite permis à Surana, Haller et al. de définir des critères de séparation purement cinématiques, et de préciser la physique des séparations instationnaires. En particulier, ils ont introduit la distinction entre les *séparations instationnaires fixes*, principalement observées dans les écoulements périodiques et dont la base à la paroi est fixe dans le temps, et les *séparations instationnaires mobiles*.

4.4.1 Séparations instationnaires fixes et mobiles

Séparation instationnaires fixes

Les notions de séparations instationnaires fixes et mobiles ont d'abord été introduite par Haller (2004) dans le cas bidimensionnel, avant d'être reprises dans le cas tridimensionnel par Surana et al. (2008).

Cette distinction s'appuie sur l'étude expérimentale du comportement d'un profil de séparation dans un écoulement autour d'un cylindre en rotation, oscillant autour de sa position moyenne (figure 4.18). Dans le cas où le mouvement de translation du cylindre est périodique, ou pseudo-périodique, le pic d'éjection des particules fluides reste attaché à une position fixe sur la surface inférieure ; sa forme varie dans le temps, en particulier l'angle qu'il forme par rapport à la surface plane, mais sa base reste ancrée à la même abscisse.

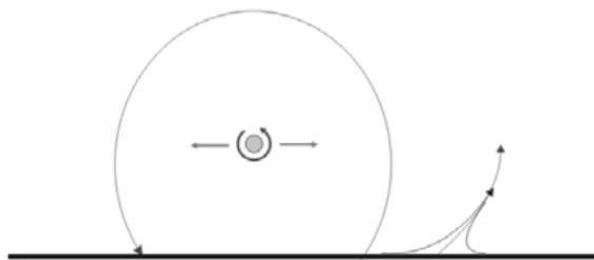


Fig 4.18: Séparation dans un écoulement autour d'un cylindre en rotation-translation. (T. Peacock, Coral, and Haller 2005)

En combinant un mouvement de rotation du cylindre à une vitesse de 20.89rad.s^{-1} avec un mouvement d'oscillation de période égale à 6s, pour une distance entre le cylindre et la surface égale de 44mm et un fluide fortement visqueux (glycérol), Weldon et al. (2008) ont observé que le caractère fixe de la base du pic de séparation est maintenu pour des amplitudes comprises entre 8mm et 40mm. Pour ce type de séparations instationnaires, dites fixes, l'étude du spectre de frottement instantané ne permet pas de conclure quant au lieu de séparation. Le frottement à la paroi variant de façon quasi-instantanée avec les fluctuations de l'écoulement, il ne peut pas rendre compte du caractère stationnaire du profil de séparation. Selon les travaux mathématiques de Haller en bidimensionnel, c'est un champ moyen du frottement à la paroi qui doit être considéré pour localiser les séparations fixes (Haller 2004).

Ce résultat a récemment été étendu au cas des séparations instationnaires tridimensionnelles fixes par Surana, Jacobs, Grunberg et Haller (2008). En s'appuyant sur la condition d'adhérence à la paroi, ceux-ci ont démontré que compte-tenu de l'effet de la condition d'adhérence, le comportement du fluide à proximité de la paroi pouvait être considéré comme quasi-stationnaire. Le problème de localisation de la séparation dans l'écoulement instationnaire peut alors être ramené à celui de la localisation d'une séparation à l'aide des critères stationnaires appliqués à un champ moyen de frottement, calculé selon l'expression

$$\tilde{\tau}(\vec{x}) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{t_0-T}^{t_0} \exp\left(\int_{t_0}^{\zeta} \frac{\partial w}{\partial z}(\vec{x}, 0, s) ds\right) \tilde{\tau}(\vec{x}, \zeta) d\zeta \quad (4.7)$$

formulée dans le cas d'une surface plane de normale \vec{z} et dans laquelle w désigne la composante de la vitesse normale à la paroi.

Cette expression prend en compte les effets de compressibilité du fluide. Pour un écoulement incompressible, elle se réduit à une simple moyenne temporelle du frottement pariétal.

$$\tilde{\tau}(\vec{x}) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{t_0-T}^{t_0} \tilde{\tau}(\vec{x}, \zeta) d\zeta$$

Physiquement, ce résultat stipule que les trajectoires des particules fluides à proximité de la paroi sont correctement déterminées par un champ de vitesse moyen. Compte-tenu de l'effet de la condition d'adhérence, la dynamique du fluide proche paroi serait diminuée de telle sorte que les fluctuations temporelles de l'écoulement ne les dévient pas suffisamment de leurs trajectoires pour que leur mouvement global en soit modifié. La base du pic d'éjection des particules est alors fixe, déterminée par le comportement moyen du fluide proche paroi.

Dans le cadre d'un écoulement instationnaire périodique, la limite de l'expression (4.7) étant correctement définie, les séparations observées sont selon les auteurs fortement susceptibles d'être de type fixes. Toutefois, la modélisation mathématique ne prend pas en compte les effets

de la turbulence, et les auteurs relèvent dans leur conclusion que si le temps caractéristiques des fluctuations turbulentes est trop faible comparé à celui de l'écoulement moyen, le pic de séparation observé peut ne plus être fixe dans le temps malgré le caractère périodique de l'écoulement.

Ce possible changement de nature de la séparation a été observé par Weldon et al. (2008) au cours de leur travail expérimental : pour des fréquences très faibles d'oscillations du cylindre, i.e. lorsque le mouvement du cylindre est fortement ralenti, le pic de séparation suit précisément le cylindre dans son mouvement, et semble être correctement déterminé par l'observation du champ de frottement pariétal instantané.

Séparations instationnaires mobiles

Ce deuxième type de séparation, désigné comme séparation mobile, a été également étudié par Surana et Haller (2008), sur la base des travaux de Kilic, Haller et Neihstadt (2005). Ils ont pour cela considéré le cas d'un écoulement constitué de deux échelles de temps distinctes Φ et t , pouvant s'écrire comme une fonction de

$$(\vec{x}, \Phi, t), \text{ avec } \frac{d\Phi}{dt} = \epsilon \ll 1 \quad (4.8)$$

La décomposition (4.8) s'applique en particulier à un écoulement turbulent, pour lequel l'échelle de temps très rapide des phénomènes turbulents est superposée à celle plus longue de l'écoulement moyen. Dans ce cadre, toute grandeur peut être décomposée en la somme d'un terme moyen, fluctuant lentement et fonction de Φ , et d'un terme turbulent.

$$f(\vec{x}, \Phi, t) = \underbrace{f^0(\vec{x}, \Phi)}_{\text{terme moyen}} + \underbrace{\tilde{f}(\vec{x}, \Phi, t)}_{\text{terme turbulent}} \quad (4.9)$$

Pour un écoulement bidimensionnel de ce type, Surana et Haller montrent que la base du pic de séparation ne repose plus à la surface du solide mais est située dans l'épaisseur de la couche limite, conformément au critère de Moore-Rott-Sears. Ce décalage par rapport à la paroi est nécessaire à la mobilité de la structure de séparation, qui compte-tenu de la condition d'adhérence resterait dans le cas contraire ancrée en un point fixe de la paroi.

D'autre part, les auteurs démontrent que la séparation a lieu à proximité du point où le frottement à la paroi calculé à partir du champ de vitesse moyen s'annule. Cela revient donc à appliquer le critère de séparation de Prandtl aux champs instantanés de vitesse moyennés au sens de la turbulence, sans prendre en compte la composante turbulente. La structure de séparation ainsi identifiée n'est pas robuste à proximité de la paroi vis-à-vis des perturbations turbulentes, et le pic de séparation n'existe dans l'écoulement qu'à partir d'une certaine distance de la paroi (figure 4.19).

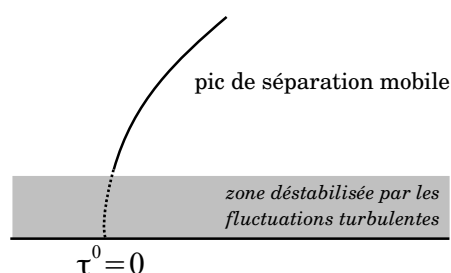


Fig 4.19: Pic de séparation mobile

Un critère supplémentaire est également établi, à l'image de la deuxième condition du critère MRS (l'annulation de la vitesse relative entre le fluide et la structure de séparation) : pour qu'une séparation ait effectivement lieu, la vitesse d'éjection du fluide doit être supérieure à la vitesse de déplacement du pic de séparation.

Il apparaît donc que le critère à appliquer est dépendant du caractère fixe ou mobile de la séparation instationnaire : dans le cas d'une séparation instationnaire fixe, le champ temporel

moyen doit être considéré, tandis que ce sont les champs instantanés de frottement moyenné au sens de la turbulence qui doivent l'être dans le cas d'une séparation instationnaire mobile. Et aucun critère systématique n'existe à ce jour pour déterminer *a priori* la nature d'une séparation instationnaire. Selon les travaux de Haller, Surana et al., les écoulements périodiques à la surface de paroi avec condition de non-glissement sont davantage sujets au développement de séparations instationnaire fixes, tandis que les écoulements fortement fluctuants (et à plus forte raison, les écoulements turbulents) sont plutôt sujets au développement de séparations mobiles.

Dans le contexte des turbomachines, où les écoulements sont à la fois périodiques et turbulents, il est difficile de prédire *a priori* si les séparations vont être fixes ou mobiles. Quelques éléments de réponse peuvent être apportés sur la base des travaux de Jacobs sur la réponse de particules inertielles transportées par un écoulement.

4.4.2 Séparation de particules inertielles – notion de temps de réponse des particules

Le cas étudié par Jacobs (2007) est celui d'un écoulement se développant autour d'une marche descendante bidimensionnelle, pour un nombre de Reynolds basé sur la hauteur de la marche et la vitesse de l'écoulement incident égal à 1500, et un nombre de Mach incident égal à 0.4.

L'écoulement est d'abord étudié en détails à l'aide de simulations numériques instationnaires DES et LES (Sengupta et al. 2009). Il apparaît comme le siège d'un lâcher tourbillonnaire périodique : un tourbillon prend périodiquement naissance au niveau de l'arrêt de la marche, avant de grandir progressivement puis d'être entraîné dans l'écoulement, laissant la place au tourbillon suivant. Ce cas test inclue d'autre part un deuxième tourbillon, situé dans le coin de la marche et associé à un pic de séparation (figure 4.20). L'observation des trajectoires de particules fluides révèle que ce pic de séparation est de type mobile, périodiquement convecté vers l'aval en même temps que le lâcher tourbillonnaire.

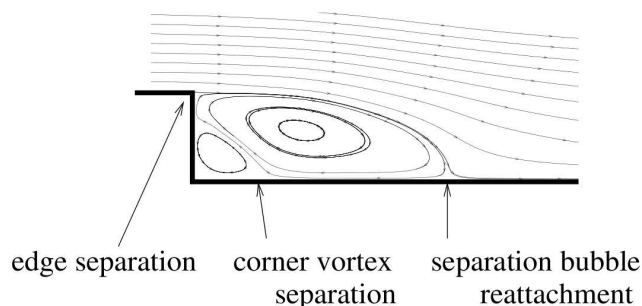


Fig 4.20: Écoulement moyen autour de la marche descendante : existence d'un tourbillon de coin (Jacobs 2007)

Cette première observation confirme que les effets de la turbulence peuvent devenir prépondérants par rapport au caractère périodique de l'écoulement qui tend au contraire à fixer le pic de séparation. Elle dresse également un contexte favorable à l'étude du comportement de particules inertielles introduites dans le coin de la marche, dont la réponse au voisinage du pic de séparation mobile n'est pas évidente.

L'auteur utilise pour cela un modèle numérique basé sur une hypothèse de couplage simple, i.e. la modification du champ de vitesse du fluide par les particules inertielles est négligée. En faisant varier la masse des particules inertielles introduites dans l'écoulement, il étudie le lien entre leur inertie et leur comportement au voisinage du pic de séparation du fluide. Compte-tenu de leurs masses, ces particules ont en effet un temps de réponse t_d plus grand que celui des particules fluides. Le problème est caractérisé par un nombre adimensionnel de Stokes, défini comme le rapport entre le temps de réponse des particules inertielles sur un temps caractéristique de l'écoulement, le nombre de Reynolds Re_j étant calculé à partir de la vitesse de l'écoulement.

ment incident et de la hauteur de la marche.

$$St = \frac{t_d}{t_f} = \frac{d_d^2 \rho_d Re_f}{18} \quad (4.10)$$

$$\text{avec } \begin{cases} \rho_d & \text{masse volumique de la particule inertielle} \\ d_d & \text{diamètre de la particule inertielle} \end{cases}$$

Selon les travaux de Jacobs, lorsque St varie entre 0.1 et 5, le profil de séparation des particules inertielles évolue d'un pic de séparation mobile, similaire à celui du fluide, vers un pic de séparation fixe dont la base correspond au zéro du frottement moyen. Autrement dit, le profil de séparation devient fixe lorsque le temps de réponse des particules est supérieur au temps caractéristique de l'écoulement.

Ce résultat met en évidence l'importance du temps de réponse des particules dans la détermination du type fixe ou mobile de la séparation instationnaire.

Pour les particules fluides et dans le cas d'un écoulement bi-dimensionnel, un nombre adimensionnel comparable au nombre de Stokes défini pour des particules inertielles, et homogène à un nombre de Strouhal, peut être écrit sous la forme (Greitzer, Tan, and Graf 2004)

$$Str = \delta \sqrt{\frac{\omega}{V}} \propto \sqrt{\frac{\omega x}{\bar{u}_E}} \quad (4.11)$$

où δ est une épaisseur de la couche limite, ω une fréquence caractéristique des instationnarités, \bar{u}_E une vitesse moyenne caractéristique de l'écoulement extérieur, et x la distance de développement de la couche limite. Lorsque ce nombre est petit, les effets visqueux dominent ceux d'inertie dans la détermination du comportement de la couche limite, et la séparation est quasi-stationnaire. L'évaluation de ce nombre dans le cas d'un écoulement en turbomachine est toutefois délicate, étant donné que le résultat de (4.11) est fortement dépendant des choix des grandeurs caractéristiques (fréquence, distance et vitesse).

Or la nature fixe ou mobile d'une séparation instationnaire est susceptible d'impacter considérablement l'efficacité d'une technique de contrôle. En effet, et comme indiqué dans la partie suivante, la position des actionneurs de contrôle de l'écoulement est intimement liée au lieu de séparation de l'écoulement.

Le travail de thèse présenté dans ce mémoire ayant pour objet le contrôle des décollements dans le diffuseur radial d'un compresseur centrifuge, l'analyse du comportement de l'écoulement devra donc statuer sur la nature fixe ou mobile des décollements à contrôler.

4.5 Principes de contrôle de l'écoulement

L'idée d'agir sur l'écoulement de manière à contrôler le décollement de la couche limite s'est développée simultanément avec la compréhension de ce phénomène et l'introduction de la notion de couche limite. En même temps que l'introduction du concept de couche limite en 1904, Prandtl montrait en effet déjà comment il était possible d'influer sur l'écoulement s'établissant à l'aval d'un cylindre en prélevant une petite quantité de fluide au travers d'une fente disposée sur la surface du cylindre (figure 4.21).

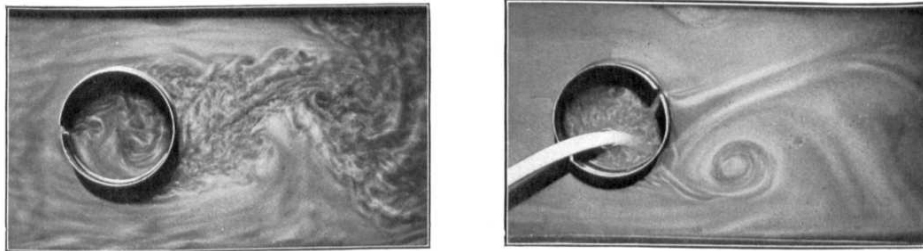


Fig 4.21: Effet d'une fente d'aspiration sur l'écoulement à l'aval d'un cylindre – sans aspiration (à gauche) ; avec aspiration (à droite)
(Prandtl 1904)

Compte-tenu de l'intérêt porté aux décollements dans le cadre de l'amélioration des performances aérodynamiques, de nombreux moyens de contrôle de l'écoulement ont ensuite été expérimentés. L'objectif étant de trouver la méthode de contrôle la plus efficace et la moins coûteuse à implémenter.

Ce chapitre présente succinctement les différents principes de contrôle de l'écoulement, avant d'aborder plus en détails la technique d'aspiration de la couche limite. Une revue détaillée des différentes techniques de contrôle est disponible par exemple dans l'ouvrage écrit par M. Gad-El-Hak (2000).

Modification du profil de vitesse proche paroi

L'équation de conservation de la quantité de mouvement prise en $y=0$ pour un écoulement instationnaire non-homogène (i.e. μ variable) à la surface d'une paroi de faible courbure, en présence d'une vitesse de prélèvement/injection à travers la surface, projetée selon l'axe longitudinal s'écrit

$$\underbrace{\frac{\partial p}{\partial x}}_a \Big|_{y=0} + \underbrace{\rho v_p \frac{\partial u}{\partial y}}_b \Big|_{y=0} - \underbrace{\frac{\partial \mu}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial y}}_c \Big|_{y=0} = \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \Big|_{y=0} \quad (4.12)$$

Chacun des termes de gauche permet de modifier le profil de vitesse à proximité de la paroi, à l'image du gradient de pression adverse dont l'implication dans le processus de séparation de la couche limite a été présenté au 4.2.1. Chacun d'eux peut donc être utilisé de manière à stabiliser la couche limite.

Les actions suggérées par l'équation (4.12) sont :

- la modification de la courbure de la surface, afin d'agir sur le terme a représentant le gradient de pression adverse.

Pour un profil bidimensionnel, cela consiste à répartir au mieux la courbure de la surface en fonction de l'encombrement maximal autorisé et de la déviation objectif, de façon à contrôler le gradient de pression adverse imposé dans la couche limite.

En tridimensionnel, la composante transversale du gradient de pression peut aussi être modifiée afin de contrôler les écoulements secondaires.

- l'introduction d'une vitesse à la paroi : $v_p < 0$.
Cette technique, dite « d'aspiration de la couche limite » est présentée plus en détail dans la partie suivante.
- la modification du gradient de viscosité proche paroi : $\partial\mu/\partial y > 0$
La viscosité de l'écoulement extérieure étant fixée, cela correspond à diminuer la viscosité proche paroi. La viscosité d'un gaz augmentant avec sa température²⁸, cet effet peut être obtenu en refroidissant la paroi solide. L'injection au niveau de la paroi d'un autre fluide aux propriétés différentes, ou la modification de la rugosité de la paroi peuvent également être envisagées.

Apport d'énergie dans la couche limite

Un autre principe de contrôle des écoulements repose sur l'apport de quantité de mouvement dans la couche limite. L'énergie ainsi apportée peut provenir

- d'un système extérieur.
C'est le cas par exemple lorsque du fluide est injectée à travers la paroi. Compte-tenu de l'apport d'énergie extérieure, la technique de contrôle est alors qualifiée d'active.
- de l'écoulement principal.
Le contrôle consiste alors en une redistribution de quantité de mouvement depuis l'écoulement principal vers le fluide proche paroi. Une telle redistribution peut être effectuée en utilisant des générateurs de tourbillons comme celui représenté sur la figure 4.22. Ce type de contrôle ne nécessite pas d'apport d'énergie extérieur, et la technique est donc qualifiée de passive.

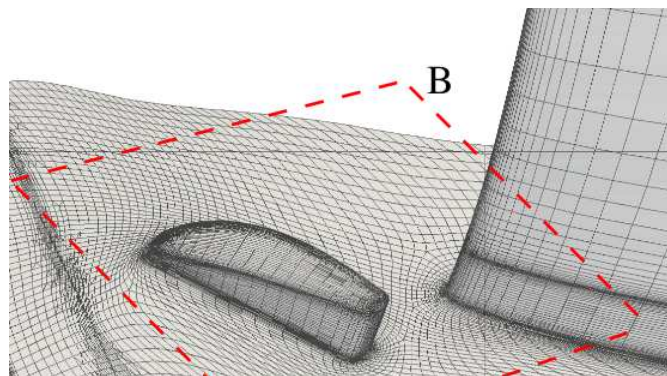


Fig 4.22: Exemple de générateur de tourbillon
(Ortmanns, Pixberg, and Gümmer 2011)

Amplification du niveau de turbulence

Du fait du mélange qu'elle engendre entre la couche limite et l'écoulement extérieur, la turbulence rend la couche limite plus résistante au gradient de pression adverse. Une augmentation du taux de turbulence dans la couche peut ainsi permettre de contrôler un décollement. Cette augmentation se fait généralement à l'aide d'actionneurs passifs appelés turbulateurs. Dans le cadre d'une couche limite laminaire, ceux-ci provoquent sa transition laminaire-turbulente.

À proximité d'une paroi, le niveau de turbulence est également dépendant de la courbure ; une courbure convexe stabilise la turbulence et diminue ainsi le transfert de quantité de mouvement entre les différentes couches de fluides. À l'inverse, une paroi concave augmente le niveau de turbulence proche paroi. Ainsi, la couche limite est donc en général plus résistante au gradient de pression adverse sur une paroi concave que sur une paroi convexe.

28 Loi de Sutherland

Autres techniques

La mise en mouvement de la surface est une technique qui fait intervenir deux des principes énoncés ci-dessus : la modification du profil de vitesse et l'apport d'énergie à la couche limite. Une application concrète consiste à l'implantation de cylindres tournants à la surface d'un profil afin d'en repousser l'angle de décrochage (Fig 4.23).



Fig 4.23: Réduction du décollement au bord d'attaque d'un profil à l'aide d'un cylindre tournant.

D'après (Gad-el-Hak 2000).

D'autres techniques de contrôle sont également étudiées, comme par exemple le contrôle électromagnétique ou le contrôle par jets synthétiques. La première vise à exploiter la force de Lorentz qui s'exerce sur une particule d'un fluide conducteur lorsqu'elle est mise en mouvement au sein d'un champ électromagnétique. La seconde consiste en l'utilisation de jets pulsés, correspondant à une alternance d'aspiration et de soufflage, le débit moyen étant nul. De tels jets, appelés jets synthétiques peuvent être obtenus en utilisant par exemple un haut-parleur placé à l'intérieur d'une cavité.

4.6 Aspiration de la couche limite

La technique d'aspiration de la couche limite étant connue de longue date, c'est celle qui est aujourd'hui la mieux maîtrisée. Sa capacité de contrôle des décollements en présence d'un fort gradient de pression adverse a été prouvée au cours de nombreuses expériences. C'est cette technique de contrôle qui a été retenue dans le cadre du présent travail pour améliorer le fonctionnement du diffuseur centrifuge étudié.

Son principe, ainsi que les différents paramètres intervenant dans sa mise en œuvre sont présentés plus en détails dans cette partie.

4.6.1 Mécanismes de contrôle

L'action sur l'écoulement d'un prélèvement d'une petite quantité de fluide à travers la surface repose sur deux principes, représentés figure 4.24 et commentés dans les paragraphes suivants. Une revue détaillée des mécanismes de contrôle de la technique d'aspiration de la couche limite peut aussi être trouvée dans l'ouvrage « Aspiration de la couche limite » rédigé par Guy Maillart (1946).²⁹

Introduction d'une vitesse normale à la paroi En introduisant une composante de vitesse normale à la paroi, l'aspiration du fluide induit une courbure des lignes de courant et donc un gradient de pression dont l'effet s'étend au delà du voisinage de la fente de prélèvement. La pression à la paroi en amont de la fente d'aspiration est diminuée, tandis qu'elle est augmentée en aval par rapport au cas sans aspiration. L'effet stabilisateur de l'aspiration remonte en amont de la fente de prélèvement.

En revanche, un gradient de pression plus défavorable est imposé à l'écoulement en aval de la fente. Mais il est imposé à du fluide à plus forte énergie cinétique qui a remplacé la couche limite retirée, et qui est davantage capable de le contrer sans décoller.

²⁹ Cette publication a été traduite ultérieurement en anglais, sous la forme d'un rapport technique de la NASA, plus facilement disponible (G. Maillart 1980).

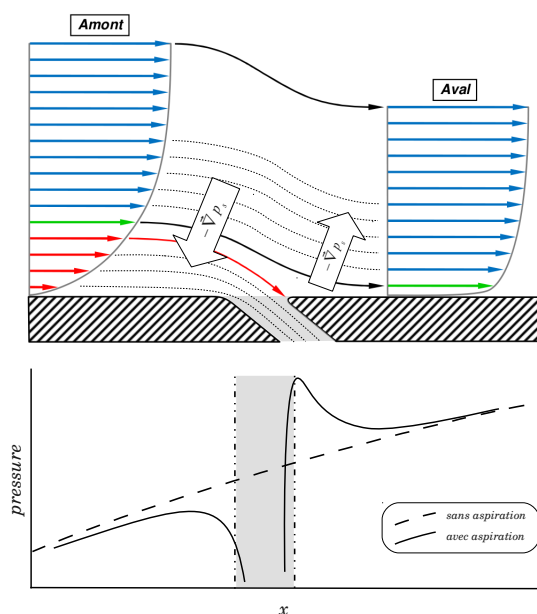


Fig 4.24: Mécanismes d'action de l'aspiration sur l'écoulement.

Soustraction-substitution Le fluide le moins énergétique contenu dans les couches inférieures de la couche limite étant soustrait, il est remplacé par du fluide à plus forte énergie cinétique. Une nouvelle couche limite se substitue donc à l'ancienne à l'aval de la fente d'aspiration, et est davantage capable de supporter le gradient de pression adverse.

Lorsque l'aspiration est appliquée à proximité d'un point de décollement, la croissance exponentielle de la couche limite renforce l'effet positif de cette substitution selon le mécanisme mis en équation par Merchant (2003) et illustré figure 4.25. Sur celle-ci, $\Delta\theta(s)$ représente la variation de l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche limite à l'aval de l'aspiration, l'écoulement étant supposé laminaire et incompressible. Dans le cas où l'aspiration est appliquée sur un écoulement attaché, $\Delta\theta(s)$ est une constante proportionnelle à la quantité de mouvement retirée par l'aspiration $\Delta\theta_2$; lorsqu'elle est appliquée à proximité du point de décollement, $\Delta\theta(s)$ varie exponentiellement en fonction de s .

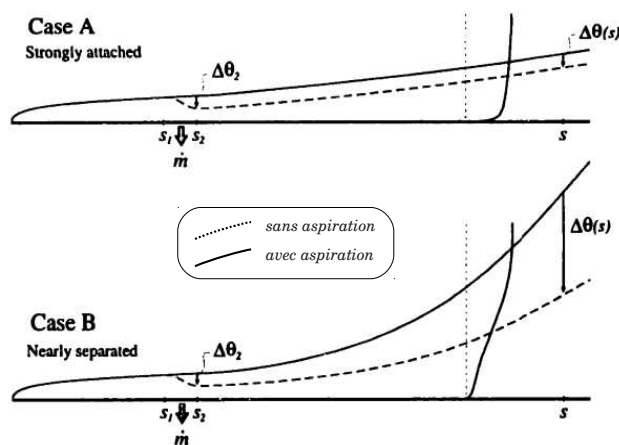


Fig 4.25: Influence du prélèvement sur la croissance de la couche limite (Merchant 2003)

4.6.2 Application aux compresseurs axiaux

D'abord appliquée avec succès afin d'améliorer les performances aérodynamiques des ailes d'avion, Ackerett (1926) ayant montré dès 1926 la possibilité de réduire de moitié la traînée d'un profil d'aile en aspirant la couche limite sur l'extrados, cette technique a ensuite naturellement été testée dans le cadre des écoulements internes. Prandtl notamment a fourni une démonstration remarquable de l'effet de l'aspiration appliquée à une conduite de diffusion (figure 4.26).

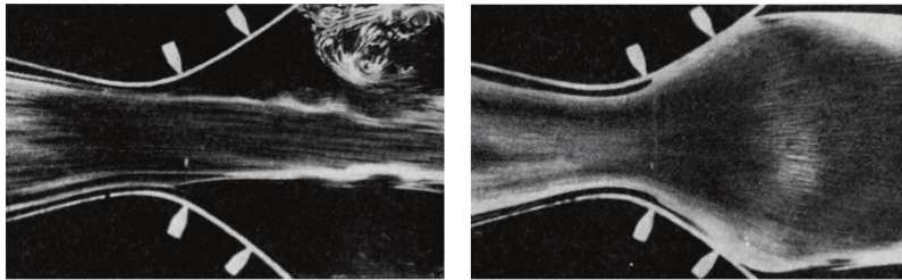


Fig 4.26: Application de l'aspiration à l'écoulement dans un canal de diffusion (Schlichting and Gersten 2000). Initialement de Prandtl et Tietjens, 1931.

Plus tard, Peacock (1971) fait la démonstration au cours de travaux de recherche en partenariat avec Rolls-Royce de la possibilité de contrôler un décollement de coin dans une grille d'aubes subsonique rectiligne grâce à l'application de la technique d'aspiration, et en prélevant moins de 0.6% du débit total traversant la grille.

En même temps, Miller et al. (1968) mènent une campagne d'essais systématiques sur un stator annulaire au NASA Lewis Research Center, dont le but est l'évaluation de l'impact des techniques d'aspiration / soufflage pour différentes conditions d'écoulement incident et différents taux de débit prélevé / injecté. Ils démontrent une dégradation systématique des performances consécutive à l'utilisation de la technique d'injection. Cette détérioration provient de l'importante distorsion du profil de vitesse engendrée par l'injection le long de la paroi d'un fluide à plus haute vitesse, qui engendre un niveau importante de pertes par frottement visqueux en aval de l'injection (pertes par homogénéisation). En revanche, Miller et al. observent qu'une amélioration notable des performances du stator est possible grâce à l'aspiration. Ils notent toutefois que le résultat obtenu est très sensible à la localisation de la fente d'aspiration : un positionnement trop à l'amont du point de séparation ne permettant pas le contrôle du décollement de coin, tandis qu'un positionnement plus à l'aval contraint à augmenter la quantité de débit prélevé pour assurer un contrôle effectif.

Merchant (2003) confirme cette observation au cours de ses travaux de développement et d'expérimentation d'une soufflante transsonique composée d'un rotor et d'un stator à aubages aspirés fortement chargés. La conception de ce compresseur vise à utiliser l'aspiration non plus comme un élément correctif appliqué à posteriori à un compresseur déjà existant pour contrôler les décollements observés, mais comme élément de design pris en compte dès les premières phases de conception. A terme, un étage aspiré assurant un taux de pression de 3.0 et un rendement adiabatique de 0.83% est réalisé, pour un nombre de Mach en tête d'aube égal à 1.5 et des facteurs de diffusion égaux de 0.76 dans le rotor et 0.68 dans le stator, et des taux d'aspiration dans le rotor et dans le stator de 1.5 % et 2 %, démontrant ainsi la faisabilité de l'implémentation de la technique d'aspiration dans un cas réel. L'augmentation de la charge aérodynamique de chacun des étages de compression possible grâce à l'aspiration permet en effet de diminuer le nombre d'étages de compression nécessaires au fonctionnement du moteur, et donc de diminuer drastiquement la masse du moteur complet, et par là-même sa consommation (Kerrebrock 2005).

Un autre exemple de l'intérêt de la prise en compte de l'aspiration comme élément de conception initiale est donné par la grille de stator subsonique conçue par Godard (2010). Dans ce cas,

le dessin de la grille de stator axiale repose sur la concentration de la courbure en un point de la corde (figure 4.27). En ce point, un décollement a naturellement lieu, et la localisation du décollement est ainsi fixée. Une fente d'aspiration placée juste à l'aval du point de forte courbure permet alors le contrôle de ce décollement. Au final, un stator capable d'assurer une déflexion fluide de 60 degrés et supportant un facteur de diffusion de 0,73 au point nominal est obtenu avec cette stratégie, pour un nombre de Mach amont de 0,5 et un taux d'aspiration de 1,1%.

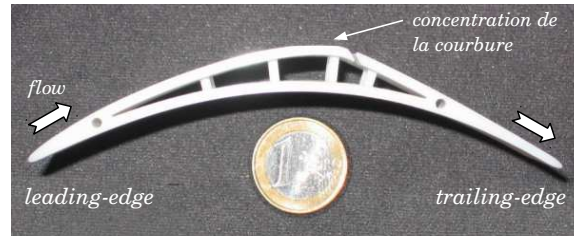


Fig 4.27: Section d'un aubage de la grille aspirée
« Godard » (Godard 2010)

L'aspiration permet donc d'augmenter la charge aérodynamique sur les aubages sans qu'un décollement n'ait lieu. Elle peut être alors avantageusement associée à d'autres concepts de design, tels que celui de rotors contra-rotatifs qui favorise l'augmentation du taux de pression de deux rotors consécutifs et permet la suppression du stator intermédiaire. Cette association permet de diminuer encore davantage le poids total du système de compression. Sa faisabilité a récemment été démontrée par les travaux de Kerrebrock et al. (2008), qui ont conçu une soufflante aspirée contra-rotative assurant un taux de pression nominal de 2.9 pour un rendement adiabatique de 89%.

4.6.3 Application aux compresseurs centrifuges

L'ensemble des travaux cités précédemment concernent des machines axiales. Pour les machines radiales, les exemples d'application de l'aspiration sont beaucoup moins nombreux. Cette technique est pourtant évoquée par Came (1977) au terme d'un article décrivant l'état de la recherche sur les compresseurs centrifuges, et au sein duquel il cite la technique d'aspiration comme étant une voie d'amélioration des diffuseurs radiaux.

Dans un article écrit en 1986, Raw (1986) évoque une campagne expérimentale menée par Pratt & Whitney Canada dans les années 1970 visant à évaluer l'intérêt de l'aspiration. Sur un compresseur de recherche baptisé "F", du fluide était prélevé dans le diffuseur radial au travers de trous répartis sur la circonférence au moyeu et au carter, et débouchant dans une même chambre annulaire (figure 4.28). Les résultats obtenus avec aspiration ont semble-t-il été peu concluants, le principal effet sur les performances de l'étage ayant été obtenu lorsque aucun débit n'était prélevé. Les auteurs ont à ce moment supposé que l'élargissement de la plage de fonctionnement obtenue était due à l'homogénéisation de l'écoulement entre les canaux du diffuseur, mis en relation par la chambre annulaire commune. Ce processus d'homogénéisation s'opérait toutefois au prix d'une baisse de rendement, qu'une optimisation de la forme des trous et de la chambre a permis de minimiser. Peu de détails sont cependant donnés quant à cette campagne expérimentale, la localisation des trous ainsi que le débit prélevé n'étant par exemple pas indiqués. Le diffuseur étant de plus de type "pipe-diffuseur", les données communiquées ne permettent pas de conclure quant à l'intérêt d'appliquer la technique d'aspiration aux diffuseurs radiaux dans le cas général.

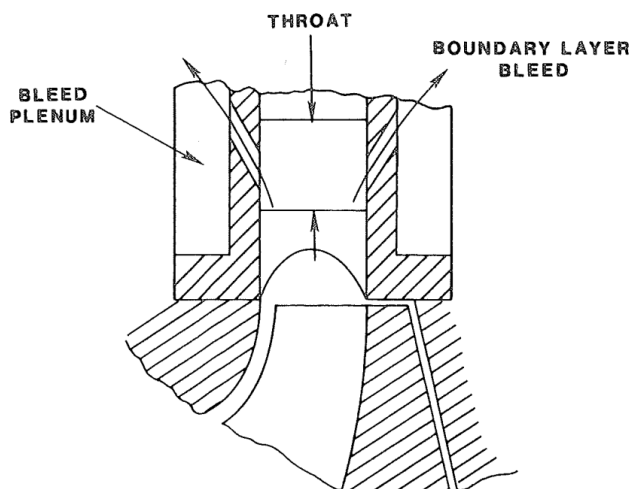


Fig 4.28: Vue schématique du dispositif d'aspiration dans le compresseur de recherche "F", Pratt & Whitney.
(Raw 1986)

Les autres publications relatives à l'utilisation de l'aspiration dans des compresseurs centrifuges sont des brevets. Jones et Rodgers (1991) considèrent une cavité de recirculation en entrée de rouet, aspirant du fluide au carter à proximité du bord d'attaque du rouet puis le ré-injectant en amont (figure 4.29). Ce dispositif vise à augmenter la plage de fonctionnement du compresseur en contrôlant le décollement tournant au bord d'attaque du rouet.

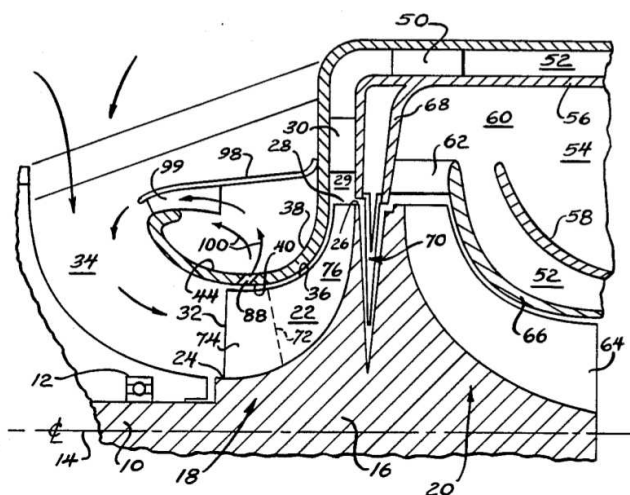


Fig 4.29: Dispositif de recirculation au bord d'attaque du rouet
(Jones and Rodgers 1991)

Schönenborn (2001) considère quant à lui l'aspiration de fluide sur la face en dépression des aubages du diffuseur, en association avec une forme particulière des aubages (figure 4.30). Afin de ne pas diminuer le rendement global du moteur, il propose que le fluide aspiré soit utilisé pour refroidir les parties chaudes du moteur.

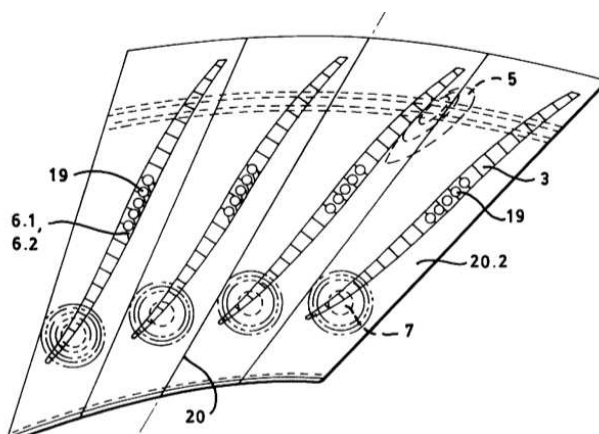


Fig 4.30: Aspiration sur la face en dépression des aubages du diffuseur (Schonenborn 2001)

Le brevet déposé récemment par Leblanc (2010) pour Pratt & Whitney considère un dispositif de recirculation dans le diffuseur radial. Le fluide est aspiré sur la face en dépression des aubages du diffuseur puis ré-injecté en amont, entre le rouet et le diffuseur (figure 4.31). Le contrôle est passif : l'écoulement dans la cavité est provoqué par la différence de pression liée au fonctionnement du compresseur.

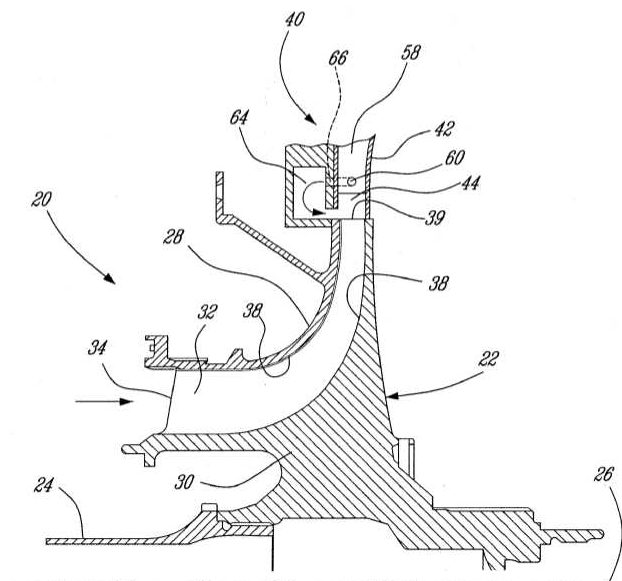


Fig 4.31: Dispositif de recirculation dans le diffuseur - aspiration sur la face en dépression des aubages. (Leblanc 2010)

Ces récents brevets témoignent d'un fort intérêt actuel envers la technique d'aspiration, appliquée au cas des compresseurs centrifuges. Le retard entre l'application de cette technique aux compresseurs centrifuges par rapport aux compresseurs axiaux peut s'expliquer en partie par le fait que lorsque Came décrivait l'état des connaissances sur les compresseurs centrifuges en 1977, le taux de pression maximal des compresseurs centrifuges était de 8:1, les rendements de-

venant trop faibles pour des taux supérieurs. Hors la majorité des pertes se situaient alors dans le rouet (Fig 4.32). Les efforts de recherche se sont donc concentrés en priorité sur la compréhension de l'écoulement dans le rouet et son amélioration.

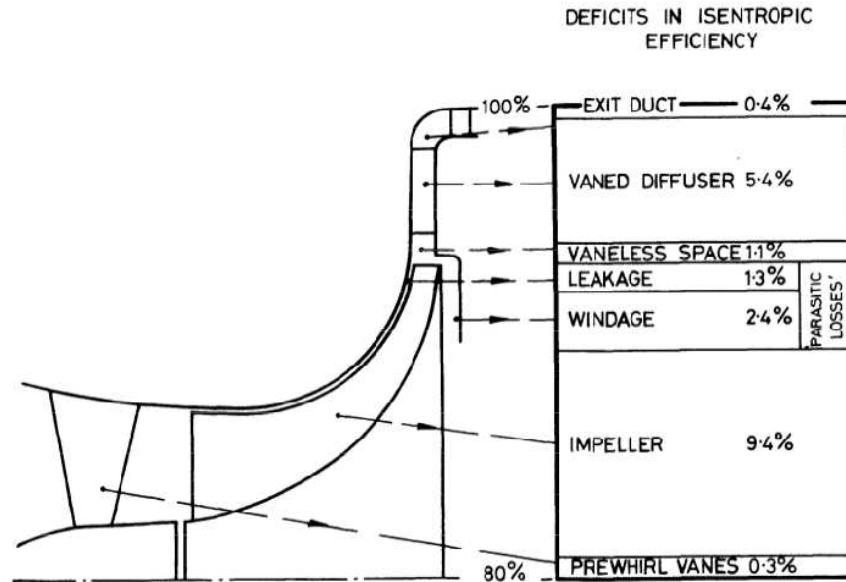


Fig 4.32: Répartition des pertes dans un compresseur centrifuge à taux de pression de 8:1, représentatif du savoir-faire en 1977. (Came 1977)

La comparaison des géométries des rouets et diffuseurs actuels témoigne bien de cette orientation, les premiers étant dessinés de plus en plus tridimensionnels tandis que les aubages des diffuseurs radiaux sont encore bidimensionnels.

Les données se sont toutefois inversées depuis : le rendement des rouets a été largement augmenté et permet d'atteindre des taux de pression supérieurs à 8:1 tout en conservant de très bons rendements. Les efforts d'amélioration s'orientent donc sur le diffuseur, en envisageant notamment l'utilisation de l'aspiration afin d'augmenter le taux de compression et la plage de fonctionnement des compresseurs centrifuges.

4.7 Conclusion

Le phénomène de décollement de la couche limite intervient dans la limitation des performances de tous les systèmes dépendants de l'aérodynamique. L'exemple du décrochage d'une aile est un exemple bien connu. Les compresseurs – dont le fonctionnement repose sur un mécanisme de génération de portance similaire à celui utilisé pour les profils d'ailes – sont aussi concernés par ce phénomène.

Les travaux de recherche en aérodynamique externe effectués au cours de la première moitié du XX^e siècle ont permis d'améliorer la compréhension du mécanisme de décollement de la couche limite. Ils ont pu ensuite être mis à profit en aérodynamique interne afin d'améliorer le fonctionnement des compresseurs. En particulier, la technique de contrôle de l'écoulement par aspiration a été appliquée dès les années 1970 à des grilles d'aubes rectilignes et annulaires. Les premiers travaux ont consisté à concevoir une technique d'aspiration pour contrôler un décollement pré-existant, et ainsi diminuer le niveau de pertes aérodynamiques, ou augmenter la plage de fonctionnement stable des compresseurs. L'intérêt de l'utilisation de l'aspiration dans le cadre de l'aérodynamique interne des compresseurs ayant été démontrée par ces travaux, d'autres plus récents se sont orientés vers la prise en compte de l'aspiration dès les premières étapes de la conception : la limite de décrochage des grilles avec aubages aspirés étant repoussée vers des

valeurs plus importantes de l'angle d'incidence, ils ont démontré la possibilité de concevoir des étages plus fortement chargés, et donc de diminuer considérablement le nombre nécessaire à assurer un taux de compression donné (Kerrebrock et al. 2008; Godard 2010).

Aucun des travaux de recherche cités dans l'étude bibliographique ne permet toutefois de conclure quant à l'intérêt de la technique d'aspiration dans le cas des compresseurs centrifuges. Celle-ci pourrait pourtant être également susceptible d'améliorer les performances de cette catégorie de compresseur. C'est à ce point que s'adresse l'étude présentée dans ce mémoire de thèse.

Elle s'appuie pour cela sur le compresseur centrifuge présenté dans le chapitre 2, et dont les performances sont supposées être limitées par l'occurrence de décollements dans le diffuseur radial. L'analyse présentée dans la suite a pour objectif de localiser ces décollements à l'aide des principes d'analyse topologique qui ont été présentés dans ce chapitre. Elle doit fournir les informations nécessaires au développement d'une stratégie d'aspiration.

Chapitre 5 Analyse de l'écoulement dans le compresseur centrifuge

Ce chapitre présente l'analyse de l'écoulement dans le compresseur centrifuge support de cette étude. Seule l'iso-vitesse nominale est considérée. L'objectif est de localiser et d'identifier les structures aérodynamiques à l'origine de la limitation de la plage de fonctionnement du compresseur vers les bas débits. Il est une étape préalable au développement d'une technique de contrôle de l'écoulement.

Les résultats des simulations RANS et URANS sont dans un premier temps comparés aux résultats expérimentaux. Au delà de la confirmation de la pertinence des résultats numériques, les courbes de performances permettent de désigner le diffuseur comme l'élément limitant de la plage de fonctionnement vers les bas débit pour l'iso-vitesse considérée (iso-vitesse nominale).

L'étude des résultats numériques effectuée dans la suite se concentre donc sur l'évolution de l'écoulement dans le diffuseur en fonction du point de fonctionnement du compresseur. La structure de l'écoulement est appréhendée suivant les principes d'analyse topologique exposés dans le chapitre précédent. Ceux-ci permettent de révéler la croissance d'un décollement de coin dans le diffuseur lorsque le point de fonctionnement se rapproche du pompage.

5.1 Comparaison expérimentale/numérique

Cette première partie a pour objectifs :

- de confronter d'un point de vue global les résultats numériques et expérimentaux afin d'évaluer la validité des résultats numériques.
- d'identifier l'élément limitant a priori la plage de fonctionnement vers les bas débits, et sur lequel l'analyse numérique devra se focaliser.

Les résultats numériques étant confrontés aux résultats expérimentaux, les coefficients de performance résultent du post-traitement du type « expérimental ».

Seuls les résultats obtenus avec le maillage de base sont considérés dans cette partie ; la sensibilité de la prévision numérique des performances vis-à-vis des différents maillages sera abordée dans la la suite.

La première étape de confrontation des résultats numériques et expérimentaux nécessite de déterminer la façon dont deux courbes de fonctionnement différentes sont comparées. Plusieurs méthodologies sont en effet envisageables : comparaison de points de fonctionnement à débits ou taux de pression identiques, à mêmes coefficients de pertes de charges, à rapports du débit divisé par le débit de blocage de l'étage identiques, etc. Le choix de l'une ou l'autre de ces mé-

thodologies est déterminant puisqu'il influe directement sur l'évaluation des écarts entre les résultats expérimentaux et numériques, et donc sur les conclusions à propos des capacités de prédiction du modèle numérique utilisé.

Dans le cas présent, l'approche retenue repose sur la notion de *similitude de deux points de fonctionnement définie par l'approche dimensionnelle*. Elle est présentée en détails avant d'aborder la comparaison des courbes de performance.

5.1.1 Points de fonctionnement similaires – variables réduites et variables standard

Lors de la validation de résultats numériques par comparaison à des résultats expérimentaux ou de la comparaison de résultats fournis par différents modèles numériques entre eux, il est nécessaire de comparer les points de fonctionnement de façon à ce que les écarts observés ne soient imputables qu'aux erreurs de modélisation numérique et aux erreurs de mesure, et non pas par exemple à des différences de conditions d'alimentation. Pour cela, les points de fonctionnement comparés doivent être *similaires*.

La notion de similarité employée ici est celle de l'analyse dimensionnelle : le fonctionnement d'un élément³⁰ est totalement décrit par la connaissance d'un certain nombre de variables sans dimension dites *variables réduites indépendantes* du problème, et dont dépendent de façon injective les *variables réduites dépendantes* qui caractérisent les performances. Deux points de fonctionnement sont similaires s'ils partagent les mêmes variables réduites indépendantes.

L'ensemble des variables réduites est déterminé par l'application du théorème de Vaschy-Buckingham, guidée par la pratique et la connaissance des paramètres déterminants du problème. Pour les turbomachines à fluides compressibles, il est d'usage de considérer les variables réduites indépendantes listées dans le tableau 5.1, dans lequel $T_{0,\text{amont}}$ et $p_{0,\text{amont}}$ désignent les valeurs de température et pression totale à l'amont de l'élément considéré, \dot{m} le débit masse, ω la vitesse de rotation, μ la viscosité dynamique et L une longueur caractéristique de référence. Deux points de fonctionnement sont alors similaires si et seulement si ils partagent le même ensemble de variables réduites indépendantes.

$\frac{\dot{m}\sqrt{rT_{0,\text{amont}}}}{L^2 p_{0,\text{amont}}}$	Débit réduit par rapport aux conditions à l'amont
$\frac{\omega L}{\sqrt{rT_{0,\text{amont}}}}$	Vitesse de rotation réduite par rapport aux conditions à l'amont
α_{amont}	Angle de l'écoulement à l'amont
$\text{Re} = \frac{\dot{m}}{\mu L}$	Nombre de Reynolds ($\sim UL/\mu$)
γ	Rapport des capacités thermiques massiques

Tableau 5.1: Variables réduites indépendantes

Dans la pratique, et lorsque les configurations sont géométriquement identiques (même longueur de référence L), il est courant de considérer le *débit standard* et la *vitesse de rotation standard* au lieu du débit réduit et de la vitesse réduite. Ces grandeurs – désignées comme *grandeurs corrigées* ou *grandeurs standard* – correspondent aux valeurs que prendraient le débit et la vitesse de rotation dans le cas où l'amont serait aux conditions standard de température et de pression $T_0^{\text{std}} = 288,15 \text{ K}$ et $p_0^{\text{std}} = 101325 \text{ Pa}$, à valeurs réduites constantes. Elles sont donc homogènes à un débit (kg/s) et à une vitesse de rotation (rad/s), ce qui facilite leur interprétation physique. Leurs expressions sont données dans le tableau 5.2.

³⁰ Dans notre cas : de l'étage complet, du rouet seul ou du diffuseur seul.

$\frac{\dot{m} \sqrt{T_{0,\text{amont}}}}{p_{0,\text{amont}}} \times \frac{p_0^{\text{std}}}{\sqrt{T_0^{\text{std}}}}$	Débit ramené aux conditions standard à l'amont (kg/s)
$\frac{\omega \sqrt{T_0^{\text{std}}}}{\sqrt{T_{0,\text{amont}}}}$	Vitesse de rotation ramenée aux conditions standard à l'amont (rad/s)

Tableau 5.2: Débit et vitesse de rotation ramenés aux conditions standard à l'amont

Étage complet ou rouet seul

Lorsque les courbes de performance comparées concernent l'étage complet ou le rouet seul, la station amont correspond à la section d'entrée du compresseur (section 1) ; les conditions à l'amont sont définies par (T_{01}, p_{01}) . L'ensemble des variables réduites et standard à égaliser pour comparer des points de fonctionnement similaires est alors le suivant, tableau 5.3.

$\dot{m}_1^{\text{std}} = \frac{\dot{m} \sqrt{T_{01}}}{p_{01}} \times \frac{p_0^{\text{std}}}{\sqrt{T_0^{\text{std}}}}$	Débit ramené aux conditions standard dans la section 1 (kg/s)
$\omega_1^{\text{std}} = \frac{\omega \sqrt{T_0^{\text{std}}}}{\sqrt{T_{01}}}$	Vitesse de rotation ramenée aux conditions standard dans la section 1 (rad/s)
α_1	Angle de l'écoulement dans la section 1
$\text{Re} = \frac{\dot{m}}{\mu L}$	Nombre de Reynolds
γ	Rapport des capacités thermiques massiques

Tableau 5.3: Variables réduites et standard en section 1

Certaines de ces variables sont directement égales :

- la vitesse de rotation du rouet est asservie au cours des expériences pour respecter une valeur donnée de vitesse de rotation standard. L'égalité entre les valeurs de vitesse de rotation standard numériques et expérimentales est donc respectée aux erreurs de mesures près (vitesse de rotation : ± 1 tr/min – température totale : ± 1 K).
- l'écoulement à l'amont du compresseur est axial : $\alpha_1 = 0$;³¹
- le fluide considéré étant de l'air dans les deux cas, le rapport des capacités thermiques massiques est constant : $\gamma = 1,4$.

Restent le débit ramené aux conditions standard dans la section 1 et le nombre de Reynolds.

Dans notre cas, le nombre de Reynolds est élevé (de l'ordre de 10^7 dans le cas présent) et l'écoulement est complètement turbulent. Dans ces conditions, son influence sur l'écoulement est faible sauf pour de très grands écarts, et l'on peut négliger l'influence du nombre de Reynolds.

Finalement, deux points de fonctionnement qui partagent la même valeur de débit ramené aux conditions standard en entrée du compresseur sont similaires, et les courbes de performances de l'étage complet et du rouet seul seront tracées en fonction de \dot{m}_1^{std} .

Diffuseur

Pour le diffuseur, la section amont correspond à la section 2 ; les conditions d'alimentation sont (T_{02}, p_{02}) . La vitesse de rotation n'ayant pas lieu d'être considérée, l'ensemble des variables réduites indépendantes est celui indiqué dans le tableau 5.4.

31 Pas ou peu d'erreur sur ce point vue l'architecture du banc.

$\dot{m}_2^{\text{std}} = \frac{\dot{m} \sqrt{T_{02}}}{p_{02}} \times \frac{p_0^{\text{std}}}{\sqrt{T_0^{\text{std}}}}$	Débit ramené aux conditions standard dans la section 2 (kg/s)
α_2	Angle de l'écoulement dans la section 2
$\text{Re} = \frac{\dot{m}}{\mu L}$	Nombre de Reynolds
γ	Rapport des capacités thermiques massiques

Tableau 5.4: Variables réduites et standard en section 2

Le même raisonnement que celui appliqué pour l'étage complet ou le rouet seul dans la partie permet de retirer le nombre de Reynolds et γ de la liste des variables à considérer. L'angle de l'écoulement α_2 ne peut par contre pas cette fois être écarté. Au final, deux points de fonctionnement sont similaires du point de vue du diffuseur si et seulement si ils partagent à la fois :

- la même valeur de débit ramené aux conditions standard en entrée de diffuseur ;
- la même valeur de l'angle de l'écoulement en entrée de diffuseur.

Pour les données expérimentales et numériques qui seront traitées par la suite, la figure 5.1 permet de confirmer que ces deux conditions sont bien respectées : les courbes expérimentales et numériques sont superposées, ce qui signifie que les valeurs prises par le couple $(\alpha_2, \dot{m}_2^{\text{std}})$ sont identiques et que le diffuseur fonctionne *dans les mêmes conditions*.

Dans la suite, les courbes de performances du diffuseur seront tracées en fonction du débit ramené aux conditions standard en entrée de diffuseur, ce qui permettra de comparer directement les valeurs des coefficients de performance en des points similaires. Cette pratique est en accord avec celle utilisée par (J. N. Everitt and Spakovszky 2011) lors de l'étude du décrochage d'un diffuseur radial aubé.

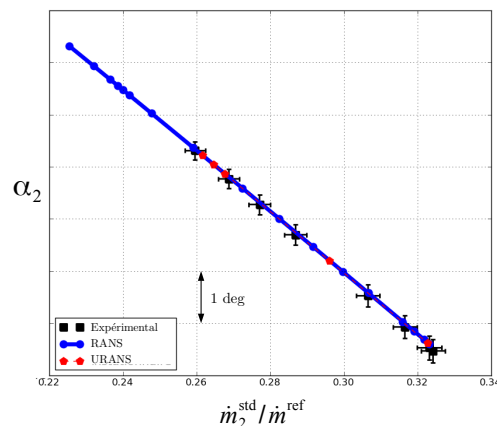


Fig 5.1: Angle d'écoulement en fonction du débit standard en entrée de diffuseur. Le débit standard est divisé par la valeur de référence du débit au travers du compresseur.

5.1.2 Performance de l'étage de compression

Le niveau de performance de l'étage rouet-diffuseur est caractérisé par son taux de pression totale-à-statique et son rendement isentropique totale-à-statique. Ces deux grandeurs sont tracées sur la figure 5.2 en fonction du débit ramené aux conditions standard dans la section 1 et divisé par le débit de référence du compresseur. Les barres d'erreurs représentent l'influence de

la précision de la mesure de température totale ($\pm 1^\circ$) sur les résultats. La barre d'erreur horizontale correspondante à l'incertitude de mesure sur le débit ramené aux conditions standard dans la section 1 est également représentée, mais elle est très petite (de l'ordre de $\pm 2,5 \cdot 10^{-3}$) et n'est pas visible sur la figure.

Deux jeux de données expérimentales sont représentés, et correspondent respectivement :

- aux données obtenues par Turbomeca lors de la mesure des performances de l'étage de compression. C'est au cours de cette campagne de mesure qu'a été déterminé le débit d'entrée en pompage du compresseur. Il est indiqué par la ligne verticale en pointillés noirs ;
- aux données expérimentales obtenues sur le banc compresseur au DAEP. C'est au cours de cette campagne de mesure qu'ont été effectuées les mesures de pression instationnaires dans le diffuseur, exploitées dans la suite.

Ces deux jeux de données expérimentales sont bien cohérents entre eux, même s'il existe une légère différence entre les débits de blocage – de l'ordre de 1 % – qui peut être due aux différences des moyens de mesure du débit ou encore à un certain niveau d'encrassement du compresseur. D'autres travaux sur le même compresseur visent en effet à mettre en œuvre des mesures par vélocimétrie laser dans le diffuseur et nécessitent l'ensemencement de l'écoulement avec de l'huile injectée au travers du palier amont du compresseur. Au fur et à mesure du fonctionnement du compresseur, cette huile se dépose sur les parois solides, et les performances du compresseur se dégradent. En 2004, à l'issue d'une série de travaux portant sur l'évaluation de différentes techniques d'ensemencement, la dégradation des performances avait atteint un niveau tel qu'un démontage complet du compresseur en vue de le nettoyer avait été nécessaire. C'est à l'issue de ce nettoyage – effectué par Turboméca – que les données expérimentales représentées par les carrés en noir sur la figure 5.2 ont été obtenues.

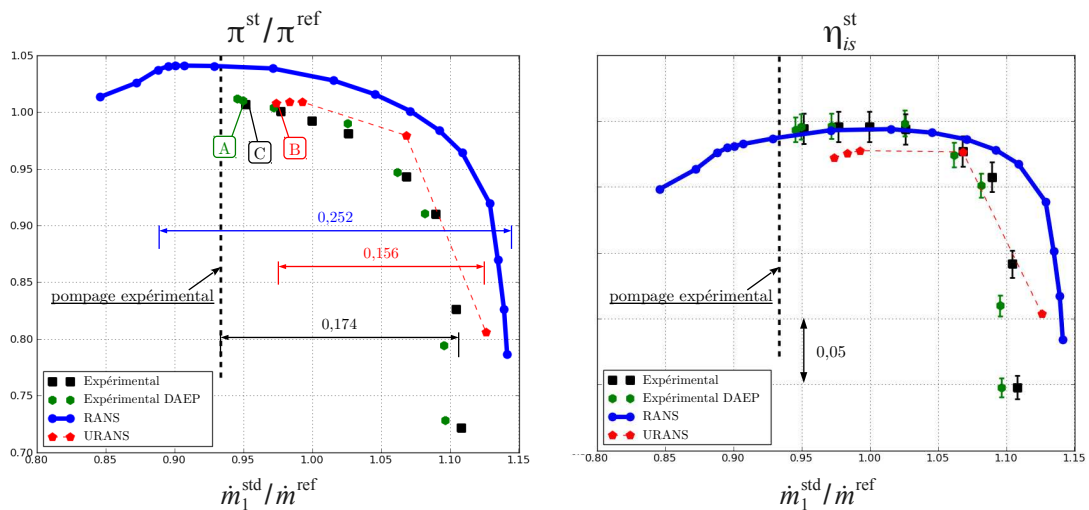


Fig 5.2: Courbes caractéristiques de l'étage complet

En ce qui concerne la comparaison des coefficients de performance expérimentaux et numériques, la figure 5.2 met en évidence la meilleure capacité de prédiction du modèle URANS par rapport au modèle RANS. Tandis que le modèle RANS sur-estime de façon importante la largeur de la plage de fonctionnement, le modèle URANS prévoit une largeur de plage de fonctionnement plus proche de celle mesurée expérimentalement. Les simulations URANS prévoient également beaucoup mieux le niveau maximum de taux de pression totale-à-statique de l'étage.

Les deux modèles numériques sur-estiment par contre tous les deux le débit de blocage entre 2 % et 3,5 % par.

La sur-estimation du débit de blocage par les simulations stationnaires avait déjà été observée au cours d'autres travaux de thèse menés au LMFA portant sur un autre compresseur centrifuge transsonique Turbomeca (N. Bulot 2010; Buffaz 2012), de même que l'importante sur-estimation de la plage de fonctionnement. Ce phénomène semble pouvoir être considéré comme une limitation de l'approche stationnaire.

Par contre, le modèle URANS chorochronique avait permis d'obtenir une correspondance parfaite du débit de blocage numérique avec celui expérimental (N. Bulot 2010; Buffaz 2012), ce qui n'est pas le cas ici. La suite de l'analyse des courbes de performance par composant s'attachera donc à expliquer l'origine de l'écart observé dans le cas présent.

Le rendement isentropique totale-à-statique de l'étage est quant à lui sous-estimé à proximité du pompage par les simulations URANS tandis qu'il semble mieux prévu par les simulations stationnaires. L'analyse présentée dans la suite cherche également à déterminer l'origine de cet écart.

5.1.3 Contributions de chacun des composants aux performances globales

Cette partie vise à identifier l'origine des écarts entre les courbes de performance de l'étage complet exposés dans la partie précédente grâce à l'analyse des courbes caractéristiques du rouet et du diffuseur.

Rouet

Les courbes caractéristiques du fonctionnement du rouet sont exposées sur la figure 5.3 : taux de température totale, rendement isentropique totale-à-totale, taux de pression totale-à-totale et taux de pression statique-à-totale, en fonction du débit standard en entrée de compresseur. À nouveau, les barres d'erreurs représentées correspondent à une incertitude de mesure de ± 1 degré sur les températures totales à l'amont et à l'aval du compresseur.

Les données expérimentales obtenues sur le banc compresseur au DAEP ne permettant pas de déterminer les conditions de l'écoulement en sortie de rouet,³² seules les données expérimentales obtenues au banc compresseur Turbomeca sont représentées sur les figures du rendement et des taux de pression.

À partir de ces courbes, il apparaît qu'à une valeur de débit donnée, les simulations numériques sur-estiment le travail du rouet sur l'ensemble de la plage de fonctionnement. Le taux de température totale numérique est supérieur à celui expérimental de l'ordre de 1,3 %. Cette sur-estimation du travail du rouet entraîne en une sur-estimation du taux de pression totale-à-totale du rouet.

L'origine de l'erreur de prédiction des modèles numériques concernant le travail fourni par le rouet n'a pas été identifiée avec certitude, mais il est possible qu'elle provienne d'une différence entre les valeurs de jeu expérimentale et numérique. En effet, une augmentation du jeu en tête d'aubages dans le rouet entraîne une diminution du débit de blocage de l'étage de compression ainsi que de son taux de température totale-à-totale et de son taux de pression totale-à-totale (Buffaz 2012). Ainsi, un jeu réel plus important que celui du modèle numérique pourrait être à l'origine des écarts numérique-expérimental observés : sur-estimation du travail du rouet et du débit de blocage par les modèles numériques.

Malgré ces écarts, il apparaît que le modèle URANS permet d'améliorer la prédiction des performances du rouet, principalement en raison de l'incapacité des calculs stationnaires à prévoir correctement la plage de fonctionnement du compresseur : le modèle stationnaire prévoit l'existence d'une zone de fonctionnement stable bien en deçà du pompage expérimental, dans laquelle le rendement isentropique et le taux de pression totale-à-statique du rouet décroissent en même temps que le débit. Cette tendance n'est pas observée expérimentalement.

³² La mesure de pression au carter en sortie de rouet était défailante au moment de la campagne expérimentale au DAEP.

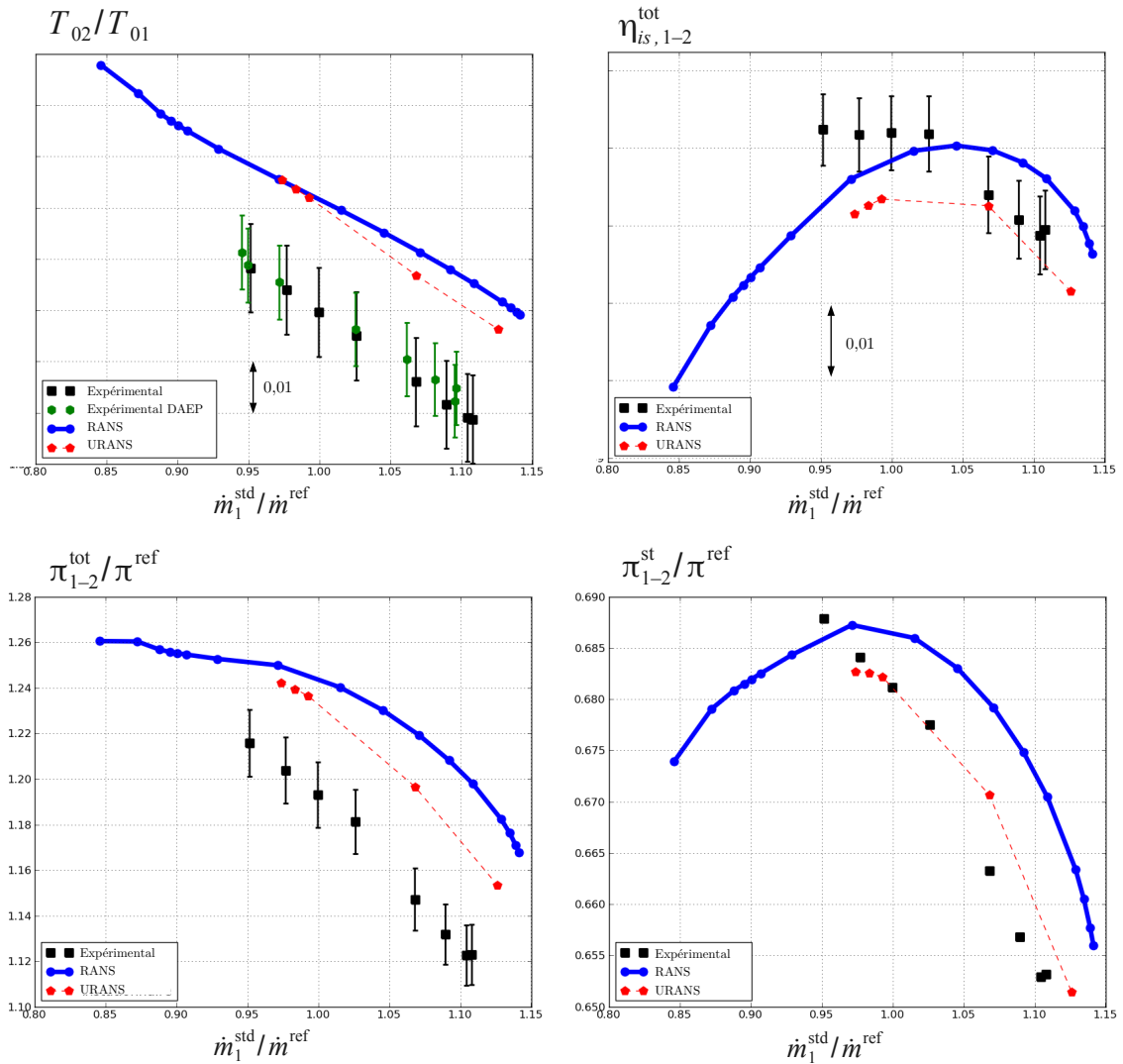


Fig 5.3: Courbes caractéristiques du rouet

Diffuseur

Les performances du diffuseur sont caractérisées par le coefficient de récupération C_p – qui quantifie la part de la pression dynamique disponible en sortie du rouet qui est convertie en pression statique grâce au processus de diffusion – et un coefficient de pertes K_{2-3} , défini comme le rapport des pertes de charges dans le diffuseur sur la pression dynamique en entrée de diffuseur.

$$C_p = \frac{p_3 - p_2}{p_{02} - p_2} \quad (5.1)$$

$$K_{2-3} = \frac{p_{02} - p_{03}}{p_{02} - p_2} \quad (5.2)$$

La figure 5.4 donne les courbes de C_p et K_{2-3} en fonction de \dot{m}_2^{std} divisé par la valeur du débit de référence du compresseur.

On constate une (très) bonne adéquation des courbes de performances expérimentales avec celles numériques, indifféremment avec le modèle stationnaire et instationnaire. Le niveau maximal du coefficient de récupération du diffuseur est bien prédit, et les valeurs maximales du débit standard sont confondues. Cette dernière observation signifie que le blocage dans le diffu-

seur est correctement prédit par les simulations numériques. Ainsi, l'écart entre les débits de blocage observé sur les courbes de performance de l'étage est la conséquence de l'écart entre les conditions d'alimentation du diffuseur, et non d'une mauvaise prédiction du fonctionnement du diffuseur par les modèles numériques. Il semble donc imputable aux erreurs de prédiction du fonctionnement du rouet par les modèles numériques, identifiés précédemment et peut-être attribuables à un écart entre les valeurs de jeu numérique et expérimentale.

Le principal écart entre les courbes numériques et expérimentales sur la figure 5.4 concerne à nouveau la largeur de la plage de fonctionnement prévue par les simulations numériques. Les autres écarts sont de l'ordre de grandeur des incertitudes de mesures à proximité du pompage : $\pm 1,6\%$ sur le coefficient de récupération et $\pm 8\%$ sur le coefficient de pertes. Ces incertitudes importantes à proximité du pompage sont la conséquence de la diminution du rapport \dot{m}/p_2 (diminution de \dot{m} et augmentation de p_2 lorsque l'on se rapproche du pompage) en même temps que l'augmentation du travail du rouet $\Delta T_{0,1-2}$, ce qui augmente l'incertitude dans le calcul de la température statique en sortie de rouet T_2 (voir formule (3.30), §, page 56).

Une autre observation qui peut être faite à partir des courbes de la figure 5.4 concerne l'évolution du coefficient de récupération prévue par les simulations stationnaires vers la limite inférieure de la plage de stabilité³³ : une saturation, puis une chute rapide du coefficient de récupération du diffuseur. Cette allure de la courbe de C_p évoque la croissance d'un décollement de couche limite dans le diffuseur vers les bas débits, évoluant en un décrochage complet des aubages du diffuseur. Ce décrochage s'accompagne d'une augmentation rapide du niveau de pertes de charge dans le diffuseur.

Les courbes expérimentales et instationnaires ne présentent pas tout à fait la même allure. Une saturation puis une légère diminution du coefficient de récupération du diffuseur vers les faibles débits sont bien visibles, simultanément à la hausse des pertes de charge dans le diffuseur, mais les courbes ne présentent pas a priori de point de fonctionnement décroché stable. Il est probable que le décrochage du diffuseur compromette en réalité la stabilité de l'étage de compression, et que le modèle stationnaire soit numériquement stabilisé sous l'effet du plan de mélange et de la contrainte d'homogénéité de l'écoulement entre tous les canaux. Cette hypothèse est supportée par plusieurs travaux antérieurs portant sur des compresseurs pour lesquels le pompage était également initié dans le diffuseur et qui suggèrent que les simulations stationnaires mono-canal basées sur l'approche *plan de mélange* ne sont pas capables dans ce cas de capturer correctement les mécanismes de déclenchement d'entrée en pompage (Hill IV 2007; N. Bulot 2010). Elle est également en accord avec les observations de Phillips (Phillips 1997) : lors de la comparaison de résultats de calculs stationnaires mono-canal et de mesures expérimentales, l'auteur indique que les simulations stationnaires prévoient le développement d'un décollement massif mais stable sur la face en dépression des aubages du diffuseur pour des valeurs importantes d'angle de l'écoulement incident, au lieu du décrochage tournant observé expérimentalement et qui compromettrait le fonctionnement du diffuseur.

Cette incapacité du modèle stationnaire à rendre correctement compte du déclenchement d'instabilités dans le diffuseur est probablement à l'origine de la sur-estimation de la largeur de la plage de fonctionnement par ce modèle.

Dans tous les cas, la hausse du coefficient de pertes dans le diffuseur associée à la saturation du coefficient de récupération, observées à la fois expérimentalement et numériquement, laissent penser que le décrochage du diffuseur radial est bien le phénomène limitant la plage de stabilité du compresseur.

³³ Les critères de convergence habituels étant respectés pour tous les points représentés (convergence des courbes de débits et décroissance des résidus).

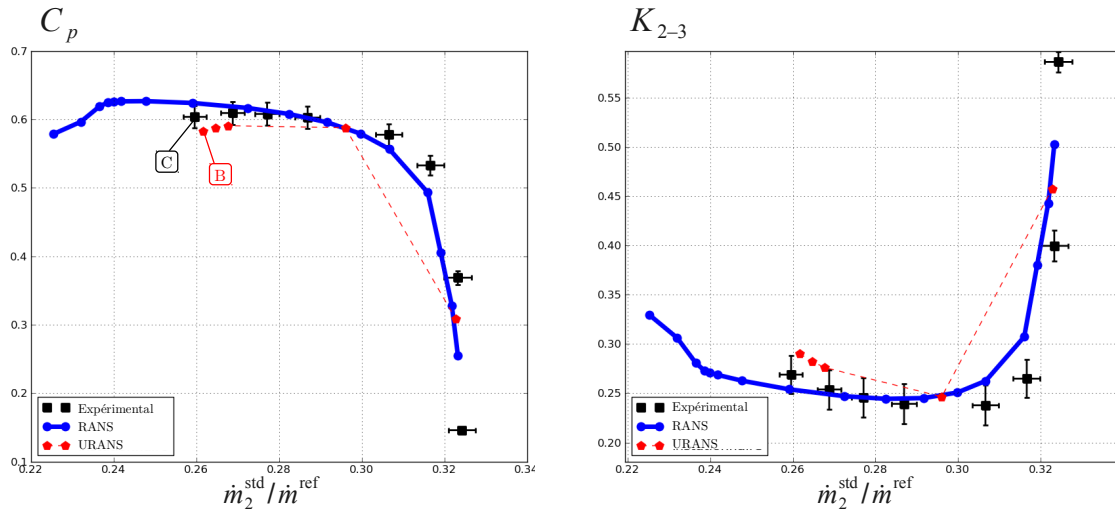


Fig 5.4: Courbes caractéristiques du diffuseur

5.1.4 Signaux de pressions instationnaires

La figure 5.5 montre l'évolution de signaux de pressions instationnaires dans le diffuseur pour les points de fonctionnement numériques instationnaires et expérimentaux proches pompage notés A et B sur la figure 5.2 (page 93), qui partagent la même valeur de débit standard en entrée de diffuseur \dot{m}_2^{std} ³⁴.

Huit signaux seulement sont représentés, les pressions instationnaires n'ayant pas été mesurées avec les hublots 1 et 4.

Les signaux sont tracés sur une période du diffuseur, chacun étant divisé par sa propre valeur moyenne. Les courbes représentées ne permettent donc pas de comparer les niveaux absolus de pression mais seulement l'amplitude des variations et l'allure du motif du signal de pression sur une période du diffuseur. L'expérience montre en effet que les niveaux absolus de pression statique ne sont pas toujours correctement rendus par les capteurs de pression instationnaires. La courbe expérimentale est le résultat d'une moyenne des signaux sur toutes les périodes du diffuseur enregistrées au cours des cycles d'acquisition. Un motif moyen de l'évolution de la pression au cours du temps est ainsi obtenu pour chacun des capteurs instationnaires. Cette méthodologie de post-traitement est en accord avec l'hypothèse de périodicité spatio-temporelle sur laquelle repose le modèle chorochronique. Celle-ci est vérifiée expérimentalement, à une certaine dispersion des signaux de pression près, visible sur la figure 5.5 grâce aux lignes discontinues qui indiquent les enveloppes mini et maxi des signaux de pression avant application de la moyenne.

La comparaison des signaux de pressions instationnaires met en évidence la très bonne prédiction par le modèle URANS des fluctuations de pression au niveau des capteurs considérés. Les positions et amplitudes relatives des pics de pression sont bien restituées. Les principaux écarts concernent les signaux issus des capteurs P33, PC2 et PA2, mais le résultat du sondage numérique reste toujours dans l'enveloppe expérimentale. La correspondance des signaux de pression numériques avec ceux expérimentaux moyennés au sens chorochronique est globalement excellente. Le modèle chorochronique est donc bien capable de prévoir l'écoulement instationnaire se développant dans le diffuseur.

³⁴ A-C sur la figure 5.2 et B-C sur la figure 5.4.

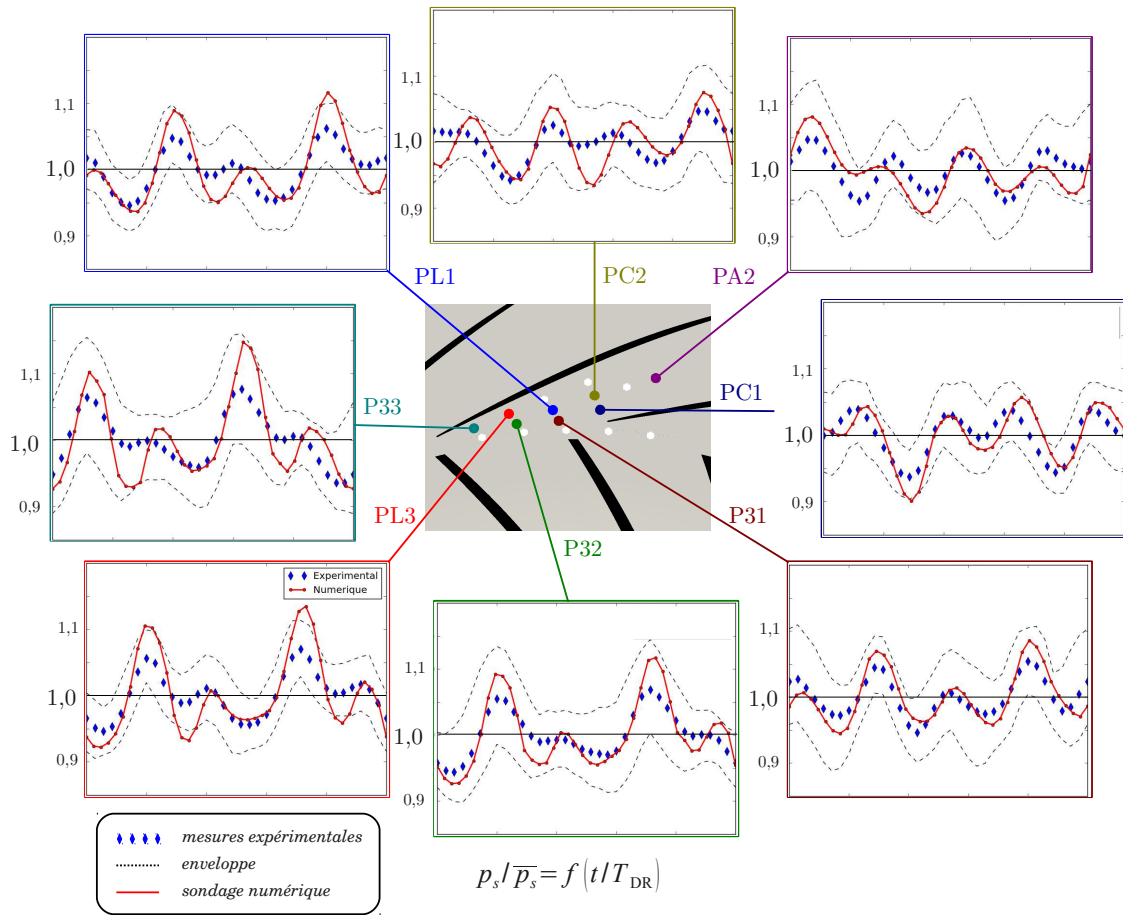


Fig 5.5: Comparaison des signaux de pressions instationnaires dans le diffuseur à proximité du pompage.

En ce qui concerne les allures des signaux de pressions instationnaires, ceux-ci montrent quatre pics par motif périodique. Chacun de ses pics correspond au passage d'une onde de pression progressive, résultant de l'interaction entre le rouet et le diffuseur. Ces structures d'interaction ont été décrites par N. Bulot (2010) et N. Buffaz (2012): le passage des aubes du rouet devant les aubages du diffuseur génère une onde de pression qui se propage dans le canal du diffuseur plus rapidement que le déplacement des aubages du rouet (cf. figure 5.6). Au cours d'une période du diffuseur, un capteur de pression instationnaire (schématisé par un disque noir) voit donc défilé successivement l'onde de pression résultant de l'interaction des aubes du rouet avec l'aube adjacente au canal considéré (α_1^+), puis l'onde de pression résultant de l'interaction avec l'aube voisine (α_2^+).

Compte-tenu du bon accord entre les signaux de pression numériques et instationnaires, l'influence de ces ondes de pression sur les structures d'écoulement dans le diffuseur – et en particulier sur les décollements – pourra être analysée.

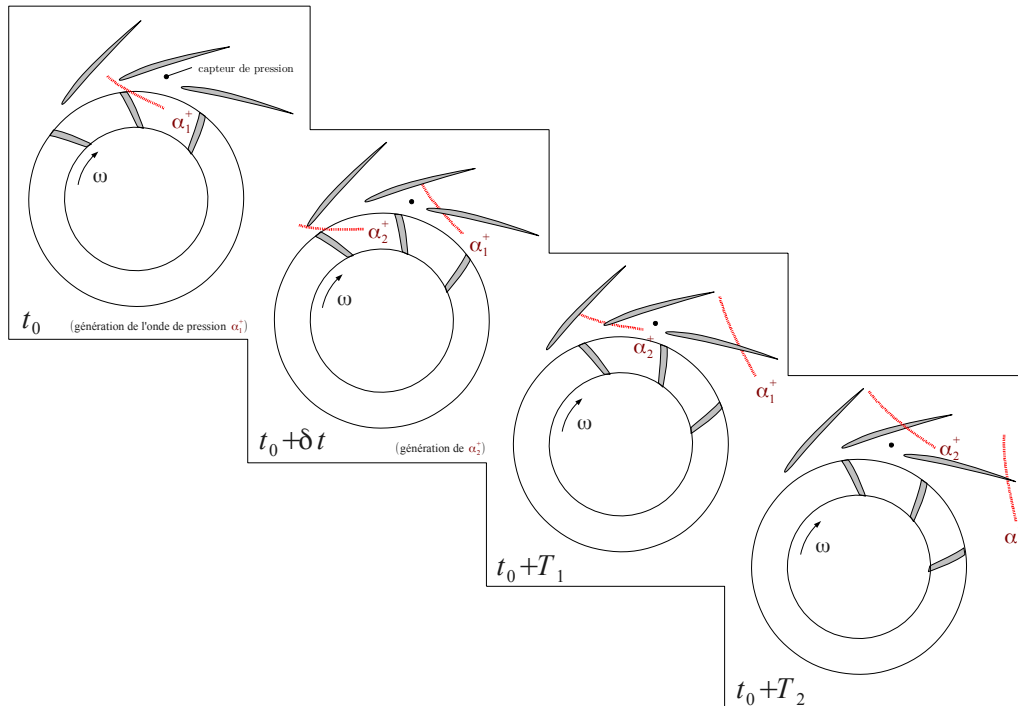


Fig 5.6: Défilement des ondes de pressions engendrées par l'interaction rouet-diffuseur

5.1.5 Bilan sur la comparaison des performances numériques et expérimentales

La comparaison des résultats numériques et expérimentaux présentée dans cette partie aboutit à trois conclusions principales :

- le modèle URANS permet d'améliorer nettement les capacités de prédiction numérique, principalement en ce qui concerne la largeur de la plage de fonctionnement du compresseur.
- cependant, ni le modèle stationnaire ni le modèle instationnaire ne rendent correctement compte du fonctionnement du rouet. Tous les deux sur-estiment le travail qu'il fournit. Cet écart pourrait s'expliquer par une différence entre les valeurs des jeux expérimental et numérique, hypothèse que ne permet pas de confirmer le travail effectué au cours de cette thèse. Il se traduit au niveau des conditions d'alimentation du diffuseur par des niveaux plus importants de températures et pressions totales, et donc une augmentation du débit de blocage de l'étage (celui-ci étant fixé par le débit réduit en entrée de diffuseur) ;
- le fonctionnement du diffuseur est quant à lui bien prévu par les simulations stationnaires et instationnaires (hormis la sous-estimation du débit de pompage par le modèle stationnaire). Le débit de blocage ramené aux conditions standard en entrée de diffuseur est en particulier correctement prédit, et la sur-estimation du débit de blocage observée sur les courbes de performances de l'étage est directement imputable aux erreurs de prédiction concernant le fonctionnement du rouet.

La comparaison des signaux de pressions instationnaires à proximité du pompage révèle de plus un très bon accord entre les données expérimentales et numériques.

Outre la validation des résultats expérimentaux, le tracé des courbes de performances permet de mettre en évidence la saturation, puis la diminution du coefficient de récupération du diffuseur pour les points de fonctionnement à plus faibles débits. Dans le cas des simulations stationnaires, cette diminution évolue en une décroissance brutale lorsque le débit diminue encore davantage. Cette observation évoque la croissance d'un décollement de couche limite dans le dif-

fuseur, évoluant d'après les résultats stationnaires en un décrochage complet du diffuseur. Il est supposé que cette situation ne puisse pas être observée expérimentalement ou prévue par le modèle instationnaire en raison de sa nature instable, les simulations stationnaires bénéficiant d'un effet *stabilisateur* de la part du plan de mélange et des conditions de périodicités appliquées aux frontières latérales des domaines du diffuseur. .

La plage de fonctionnement du compresseur semble donc limitée vers les bas débits par le décrochage du diffuseur. Afin de confirmer cette hypothèse, l'analyse des résultats numériques effectuée dans la suite se focalise sur ce composant.

5.2 Écoulements dans les diffuseurs radiaux

5.2.1 Généralités sur les diffuseurs radiaux

Le niveau d'énergie cinétique disponible en entrée de diffuseur radial est généralement important, et représente une grande partie de l'énergie apportée au fluide au cours de sa traversée du rouet (van den Braembussche 2012). Pour le compresseur considéré dans le cadre de ce travail, la pression dynamique en sortie de rouet $p_{02} - p_2$ représente plus de 40 % de la pression totale (cf. figure 5.3). Le taux de récupération de pression statique du diffuseur radial, qui quantifie la part de cette énergie cinétique convertie en pression statique au travers du diffuseur, est donc un paramètre déterminant pour les performances de l'étage de compression.

On distingue parmi les diffuseurs radiaux ceux dits *non-aubés* de ceux dits *aubés*. Entre les deux, il existe également des diffuseurs dits *à faible solidité*, qui correspondent à des diffuseurs aubés avec peu d'aubages, suffisamment espacés pour ne pas définir de col géométrique et permettre le passage de débits importants. Les *pipe diffusers* sont encore une autre variante particulière de diffuseur radial, dont les canaux sont définis par un certain nombre de cylindres inclinés par rapport à la direction radiale (figure 5.7).

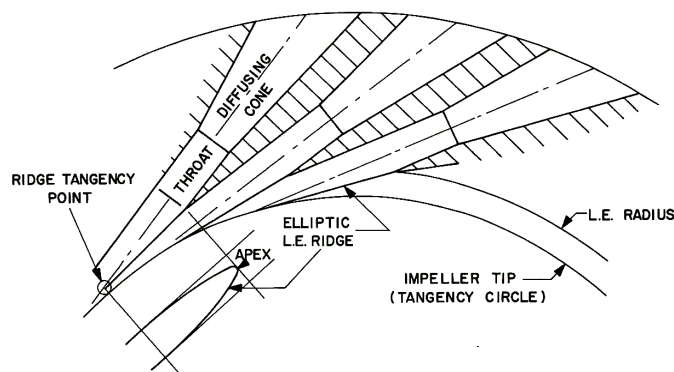


Fig 5.7: *Pipe diffuser* (Kenny 1970)

L'avantage des diffuseur non-aubés réside dans la largeur de leur plage de fonctionnement. Tandis que celle d'un diffuseur aubé est limitée par le blocage sonique au col du diffuseur vers les hauts débits et par le développement de décollements tournants engendrés par la sur-incidence de l'écoulement sur les aubages vers les bas débits, les diffuseurs non-aubés sont capables de fonctionner pour une plus large gamme d'angles d'écoulement en entrée, sans considération d'incidence étant donnée l'absence d'aubages. D'autre part, les interactions instationnaires avec le rouet sont plus faibles, ce qui facilite leur conception et limite l'occurrence d'instabilités excitées par l'interaction instationnaire entre le rouet et le diffuseur.

En contre-partie, le coefficient de récupération de pression statique d'un diffuseur non-aubé est inférieur à celui d'un diffuseur aubé, en raison de la plus grande longueur des trajectoires dans un diffuseur non-aubé d'une part³⁵ – ce qui a pour conséquence d'augmenter le niveau de

35 Pour un diffuseur dont le rapport des rayons sortie/entrée est égal à 2, et pour un angle d'écoulement en entrée de l'ordre de 70

perdes de charge et de diminuer la pression statique en sortie – et de la linéarité des mécanismes de diffusion avec le rayon d'autre part – dans un diffuseur non-aubé, les composantes radiales et tangentielles de la vitesses décroissent toutes les deux *naturellement* comme l'inverse du rayon, comme exposé dans la suite.

L'implantation d'aubages dans le diffuseur permet à la fois de diminuer la longueur des trajectoires dans le diffuseur (et donc les pertes par frottement), et de mettre davantage à contribution la composante tangentielle de la vitesse en entrée du diffuseur afin d'accroître le taux de diffusion par rapport à un diffuseur lisse. À taux de pression constant, cette capacité de diffusion supérieure des diffuseurs aubés peut être utilisée afin de réaliser un diffuseur plus compact et réduire la surface frontale de l'étage de compression.

C'est ce type de diffuseur qui équipe le compresseur centrifuge étudié.

Mécanisme de base de diffusion dans un diffuseur radial

Les diffuseurs lisses constituent un cas simple sur lequel mettre en évidence les mécanismes de diffusion mis en œuvre dans un diffuseur radial. En supposant l'écoulement incompressible, axisymétrique, stationnaire, et en négligeant les frottements ainsi que la composante tangentielle du gradient de pression, les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement s'écrivent en coordonnées cylindriques

$$\rho_0 u_r 2 \pi r H = \dot{m} \quad (5.3)$$

$$\rho_0 u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{\rho_0 u_\theta^2}{r} = - \frac{\partial p}{\partial r} \quad (5.4)$$

$$\rho_0 u_r \frac{\partial u_\theta}{\partial r} + \frac{\rho_0 u_r u_\theta}{r} = 0 \quad (5.5)$$

où ρ_0 est la masse volumique du fluide et H la hauteur de la veine, supposée constante dans la suite.

Les équations (5.3) et (5.5) permettent de déduire l'évolution des composantes radiales et tangentielles de la vitesse.

$$r u_r = \text{cste} = r_2 u_{r,2} = \frac{\dot{m}}{2 \pi H \rho_0} \quad (5.6)$$

$$r u_\theta = \text{cste} = r_2 u_{\theta,2} \quad (5.7)$$

où r_2 , $u_{r,2}$ et $u_{\theta,2}$ indiquent respectivement le rayon et les composantes radiales et tangentielles de la vitesse en entrée du diffuseur. Ainsi,

- u_r et u_θ diminuent comme l'inverse du rayon
- l'angle de l'écoulement défini par $\alpha = \arctan(u_\theta/u_r)$ est constant.

Il en résulte que dans un diffuseur lisse et sous les hypothèses listées précédemment, la pression évolue comme l'inverse du rayon au carré. Les équations (5.4), (5.6) et (5.7) permettent en effet d'écrire

$$\frac{p - p_2}{1/2 \rho u_2^2} = 1 - \left(\frac{r_2}{r} \right)^2 \quad (5.8)$$

où p_2 désigne la pression statique en entrée du diffuseur. C'est là l'intérêt des diffuseurs radiaux en comparaison des diffuseurs axiaux, dans lesquels seule la composante tangentielle de la vitesse peut être mise à contribution pour la diffusion. Dans un diffuseur radial lisse, compte-tenu de l'augmentation de la section débitante, les composantes radiales et tangentielles de la vitesse sont toutes les deux diffusées.

degrés, une trajectoire tourne de plus d'un tour avant d'atteindre la sortie du diffuseur (van den Braembussche 2012).

Selon la formule (5.8), le taux de pression d'un diffuseur lisse est directement piloté par le rapport des rayons de sortie et d'entrée du diffuseur. Le principe de diffusion exposé précédemment reste vrai dans le cas d'un diffuseur radial aubé, mais la présence des aubages permet de diffuser davantage la composante tangentielle de la vitesse, et de réduire l'encombrement d'un diffuseur radial pour un même taux de compression.

Le gradient de pression est considérablement modifié par la présence des aubages, et il s'aligne dans leur direction.³⁶

Diffuseurs aubés

Il existe un grand nombre de variantes de diffuseurs aubés. Les plus courantes sont représentées sur la figure 5.8.

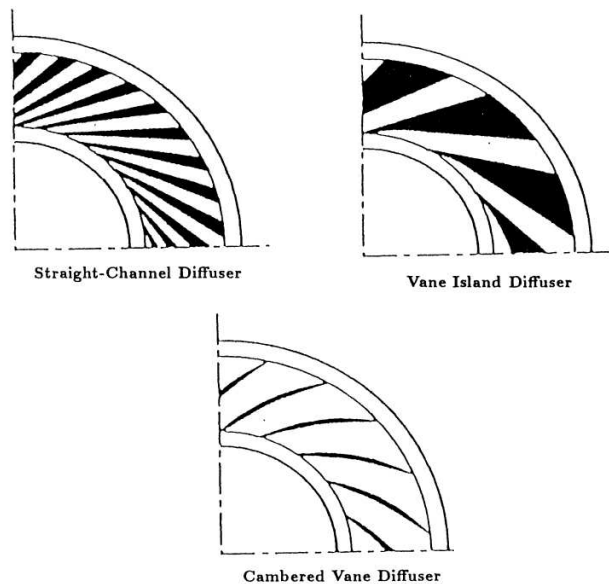


Fig 5.8: Différents types de diffuseurs aubés – d'après (Deniz 1997).

Toutes ces variantes de diffuseurs sont purement bidimensionnelles. Les aubages ne sont pas vrillés, et le bord d'attaque est droit. Compte-tenu de la distorsion de l'écoulement en sortie de rouet, l'une des voies d'amélioration possible est la modification de la forme du bord d'attaque des aubages du diffuseur (Kenny 1970; Jansen and Rautenberg 1982; Rodgers 1988; Palat 2010). La forme elliptique du bord d'attaque des *pipe diffuser* – voir figure 5.7 – est d'ailleurs supposée être l'une des raisons qui permet à ce type de diffuseurs d'atteindre des coefficients de récupération supérieurs, au prix toutefois d'une plage de fonctionnement réduite (Kenny 1970; Liang 1994). Les *pipe diffuser* sont d'autre part appréciés pour leurs coûts de fabrication modérés. Mais en règle générale, la fabrication d'un diffuseur tri-dimensionnel est plus complexe et coûteuse que celle d'un diffuseur purement bidimensionnel, ce qui peut expliquer qu'ils ne soient pas davantage répandus à l'heure actuelle.

De ce point de vue, les *straight-channel* ou *vane island diffusers* sont les diffuseurs les plus simples à fabriquer, et donc les plus répandus (Phillips 1997). Leurs faces en pression et en dépression consistent simplement en deux plans divergents, qui s'intersectent au niveau du bord d'attaque du diffuseur. Le canal délimité par les parois est symétrique, au bénéfice de l'homogénéité de l'écoulement et du taux de diffusion. En revanche, l'épaisseur du bord de fuite engendre une largeur conséquente du sillage en aval du diffuseur, et donc des pertes par mélange (van den Braembussche 2012).

³⁶ Tandis qu'il est principalement radial dans un diffuseur non-aubé.

Les diffuseurs à aubages cambrés apportent une réponse à cette problématique grâce à un bord de fuite mince. Les faces en pression et en dépression correspondent alors par exemple à deux arcs de cercles qui s'intersectent au niveau des bords d'attaque et de fuite des aubages, le bord d'attaque étant arrondi. C'est ce type de diffuseur qui équipe le compresseur étudié.

Désignation des différentes parties d'un diffuseur aubé

Afin de décrire le fonctionnement d'un diffuseur aubé, il est d'usage de définir trois zones indiquées sur la figure 5.9.

Le diffuseur lisse correspond à l'espace entre le rayon du bord de fuite du rouet et le rayon du bord d'attaque du diffuseur. Il est le lieu d'un écoulement fortement tri-dimensionnel et instationnaire, influencé à la fois par le défilement de l'écoulement relatif dans le repère du rouet (structure jet-sillage) et l'effet potentiel lié à la présence des aubages du diffuseur. L'élargissement du diffuseur lisse tend à diminuer les interactions instationnaires entre le rouet et le diffuseur, au prix d'un niveau de pertes par frottement plus élevé. À l'inverse, un diffuseur lisse trop court augmente les interactions instationnaires entre le rouet et le diffuseur, et peut dégrader les performances globales du compresseur, en particulier la largeur de la plage de fonctionnement. À partir de cette constatation, un certain nombre d'études ont eu pour but de déterminer la largeur optimale du diffuseur lisse du point de vue des performances de l'étage. Une valeur du rapport entre le rayon du bord d'attaque du diffuseur sur celui du bord de fuite du rouet égale à 1.05 semble couramment admise comme un optimum (van den Braembussche 2012). Ce paramètre pour le compresseur étudié est légèrement inférieur à cette valeur.

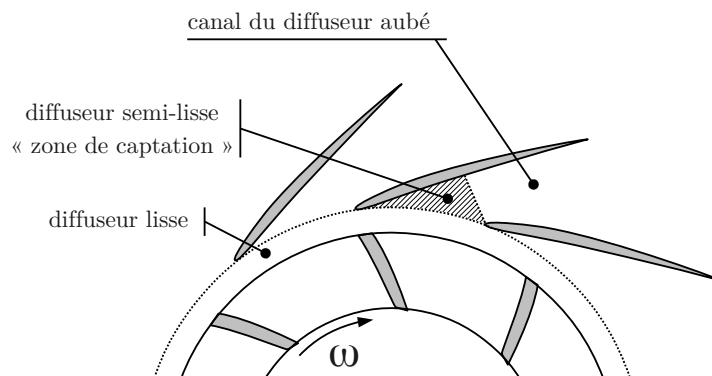


Fig 5.9: Désignation des différentes parties d'un diffuseur aubé

Le diffuseur semi-lisse correspond à la zone entre le bord d'attaque et le col du diffuseur. Elle peut aussi être désignée en tant que *zone de captation du diffuseur*. Dans cette zone du diffuseur, l'écoulement subit une homogénéisation plus ou moins prononcée, et le gradient de pressions – principalement radial en sortie de rouet – s'aligne avec les aubages avant d'atteindre le col.³⁷

Compte-tenu de ce réaligement de l'écoulement, le diffuseur semi-lisse agit sur l'écoulement comme un convergent ou comme un divergent en fonction de l'angle de l'écoulement en entrée de diffuseur, et donc du point de fonctionnement. Ainsi, lorsque le compresseur opère à des valeurs importantes du débit, i.e. à proximité du blocage, l'angle de l'écoulement en entrée du diffuseur pris par rapport à la direction radiale est faible, et la zone de captation agit comme un convergent (figure 5.10). Les aubages travaillent sous incidence négative. À l'inverse, lorsque le débit diminue, l'angle de l'écoulement en entrée du diffuseur augmente, et l'incidence sur les aubages devient positive ; la zone de captation agit sur l'écoulement comme un divergent, et contribue à la hausse de la pression statique à travers le diffuseur.

³⁷ L'écoulement est d'ailleurs supposé être aligné avec les aubages au niveau du col dans certaines pratiques de conception (Phillips 1997).

Le fonctionnement de la zone de captation du diffuseur influence l'épaisseur des couches limites au niveau du col, i.e. le *blocage au col* : lorsqu'elle agit comme un convergent, les couches limites arrivant au col sont minces ; lorsqu'elle agit comme un divergent, les couches limites s'épaississent avant d'atteindre le col.

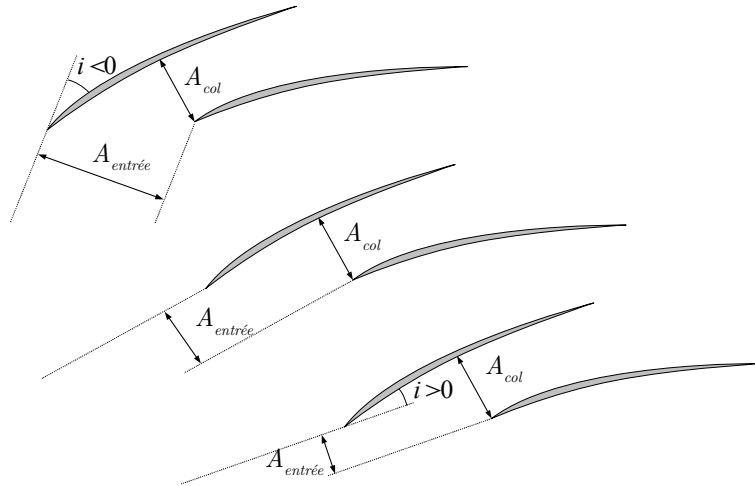


Fig 5.10: Influence des conditions d'alimentation du diffuseur sur le fonctionnement du diffuseur semi-lisse – d'après (van den Braembussche 2012)

La dernière partie d'un diffuseur aubé est le *canal* du diffuseur. Dans cette partie, l'écoulement est guidé par les faces en pression et en dépression de deux aubages voisins. Théoriquement, le taux de récupération maximum serait atteint avec des aubages purement radiaux en sortie du diffuseur, qui convertirait la totalité de la composante tangentielle de la vitesse en pression statique. Mais comme pour un diffuseur axial à déviation trop importante, des décollements massifs pourraient se produire. C'est la raison pour laquelle les aubages des diffuseurs à aubages cambrés sont encore inclinés en sortie du diffuseur, d'un angle toutefois moins important qu'en entrée (voir la comparaison entre γ_{BA} et γ_{BF} sur la figure 5.11)

Les écoulements secondaires habituels désignés en tant que *tourbillons de passage* se développent. Ces écoulements secondaires ont en revanche une organisation particulière, puisque étant donné la courbure des aubages et la composante radiale du gradient de pression, ils sont orientés de la face en dépression vers la face en pression au niveau des parois moyeu et carter, à l'inverse des diffuseurs axiaux. Les couches limites au moyeu et au carter tendent donc à *glisser* vers la face en pression des aubages du diffuseur (figure 5.11).

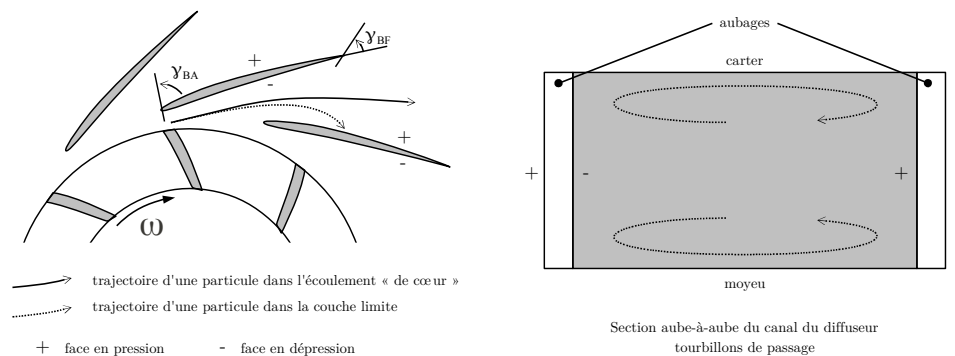


Fig 5.11: Tourbillons de passage dans un diffuseur radial

5.2.2 Rôle du diffuseur radial dans le déclenchement des instabilités en compresseurs centrifuges

Dans le cadre de l'amélioration des performances des compresseurs, un grand nombre de travaux de recherche menés au cours des trente dernières années ont eu pour objectif d'améliorer la compréhension des phénomènes limitant leur plage de fonctionnement vers les bas débits. Ces travaux ont été effectués sur la base de mesures expérimentales détaillées (mesures de pression instationnaires et vélocimétrie laser) et de résultats de simulations numériques. L'expérimentation de différentes techniques de contrôle visant à élargir la plage de fonctionnement vers les bas débits – avec plus ou moins de succès – a aussi contribué à confirmer ou infirmer les hypothèses établies, et à accroître la compréhension des paramètres déterminant la stabilité du fonctionnement des compresseurs.

Pour les compresseurs centrifuges à forte vitesse de rotation et à fort taux de pression équipés d'un diffuseur radial aubé, ces études ont convergé vers l'identification de l'entrée du diffuseur comme un composant jouant un rôle déterminant dans le déclenchement des instabilités. Compte-tenu du sujet de cette thèse et de l'étendue du sujet des instabilités dans les compresseurs, cette partie n'a pour objectif que de présenter de manière synthétique les principaux travaux ayant conduit à cette conclusion.

Des informations plus détaillées sont disponibles dans le mémoire de thèse de N. Buffaz (2012) et les articles de Paduano et al. (2001) et Tan et al. (2010), ainsi que dans l'article très récent de Pullan et al. (2012).

Les notions fondamentales à propos des instabilités aérodynamiques dans les compresseurs sont d'abord brièvement présentées dans une première partie, avant la seconde qui se focalise sur les compresseurs centrifuges.

Classification des instabilités en compresseurs

La synthèse proposée ici ne concerne que les instabilités aérodynamiques rencontrées dans des étages isolés de compresseurs. Les instabilités sévères se décomposent classiquement en deux catégories : le *pompage* et le *décollement tournant*.

Pompage

Le pompage³⁸ correspond à une instabilité monodimensionnelle du système complet. Il est caractérisé par d'importantes oscillations du débit moyen, pouvant même conduire à l'existence de périodes de fonctionnement où celui-ci est négatif.³⁹ L'opération du système dans de telles conditions est à proscrire, étant donné les contraintes mécaniques extrêmement importantes sur les aubages du compresseur, et – dans le cas d'un générateur de gaz – de la possible remontée dans les étages de compression de fluide à très haute température issu de la chambre de combustion. Le pompage est un phénomène cyclique dont la fréquence varie généralement de quelques Hertz à une cinquantaine de Hertz (Gourdain 2005), soit un ordre de grandeur inférieur à la fréquence de rotation de la roue mobile. Il compromet le fonctionnement du système et peut être destructif.

Ainsi, une *marge au pompage* est définie par rapport à la ligne de pompage du compresseur afin de prévenir l'entrée du compresseur en pompage. Le fonctionnement du compresseur y est pros crit. Comme il a été expliqué en introduction de ce mémoire, cette *marge au pompage* nécessaire à assurer la sécurité du fonctionnement interdit par ailleurs le fonctionnement du compresseur dans la zone où son taux de pression est maximal. Il est donc cherché à la réduire au maximum ou à la décaler vers des valeurs plus faibles du débit, ce qui nécessite d'améliorer la compréhension des phénomènes à l'origine du déclenchement des instabilités.

Le déclenchement du pompage dans un système de compression a pour la première fois été modélisé en 1981 par Greitzer. Ses travaux ont permis de déterminer les rôles importants joués

³⁸ *surge* dans la littérature anglophone

³⁹ On parle alors de « pompage profond » (*deep surge*), par opposition au « pompage classique » (*mild surge*) pour lequel le débit reste positif. Les compresseurs à fort taux de pression sont davantage sujets au pompage profond.

par la vanne et le volume à l'aval du compresseur (Greitzer 1981), et ont mis en évidence la nécessité d'adopter une *approche système* pour décrire le pompage. Le modèle – purement monodimensionnel et basé sur la courbe caractéristique (\dot{m}, π) du compresseur – prévoit deux types d'instabilités possibles dans un système de compression et conduisant au pompage.

La première est désignée par l'auteur en tant qu'*instabilité statique du système de compression*, par opposition à l'*instabilité dynamique* qui sera présentée ensuite. Elle se produit lorsque la vanne en sortie de compresseur impose un niveau de pertes de charge tel que le compresseur n'est plus en mesure de fournir l'énergie suffisante au fluide pour qu'il puisse contrer le gradient de pression. Cette situation est rencontrée lorsque la pente de la caractéristique du compresseur devient supérieure à celle des pertes de charge imposées par la vanne à l'aval : à partir du point de fonctionnement marqué B sur la figure 5.12 à gauche, et lorsque la vanne est fermée d'avantage, le compresseur devrait changer son point de fonctionnement brusquement de B à C. Mais lors de cette transition rapide, la pression statique en sortie du compresseur devient inférieure à celle du fluide contenu dans le volume à l'aval (réservoir d'énergie potentielle), qui se *décharge* alors dans le compresseur et provoque l'entrée en pompage du compresseur.

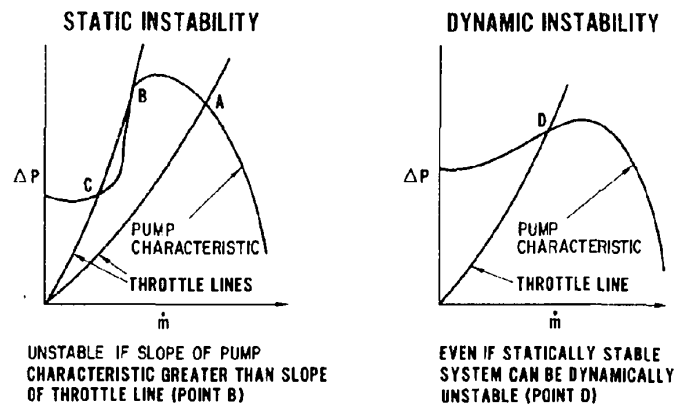


Fig 5.12: Instabilités statiques et dynamiques dans un système de compression – (Greitzer 1981)

Le deuxième type d'instabilités est quant à lui un phénomène lié à la réponse dynamique du système de compression lorsqu'il est soumis à une petite perturbation, d'où le nom d'*instabilités dynamiques* employé par Greitzer. Dans ce cas, l'introduction d'une petite perturbation de l'écoulement est nécessaire à l'impulsion des instabilités.

La description du déclenchement de ce type d'instabilités est expliquée dans le modèle de Greitzer par le comportement en *résonateur de Helmholtz* du système de compression vis-à-vis d'une petite perturbation : le compresseur agit en tant qu'excitateur, les conduites fournissent une inertie au système, tandis que le volume aval agit comme un composant capable de stocker puis de retourner l'énergie potentielle au système et que la vanne agit comme un composant dissipatif (J. J. N. Everitt 2010). Sous certaines conditions, une onde de pression peut se propager dans le système de compression et voir son amplitude s'accroître. La condition principale est que la pente de la caractéristique du compresseur soit positive (figure 5.12, droite, point de fonctionnement D) : une petite diminution de débit $d\dot{m} < 0$ engendre alors une diminution du taux de pression du compresseur $d\pi < 0$, tandis qu'à l'inverse, $d\dot{m} > 0 \Rightarrow d\pi > 0$. Dans les deux cas, le produit $d\dot{m} \times d\pi$, qui représente l'énergie absorbée par les fluctuations, est positif, et la perturbation est amplifiée (Paduano, Greitzer, and Epstein 2001).

Le modèle de Greitzer prévoit la fréquence du pompage comme étant la fréquence de résonance de Helmholtz.

$$\omega_h = c \sqrt{\frac{S_c}{V_p L_c}} \quad (5.9)$$

où c est la vitesse du son, S_c la section du compresseur, L_c sa longueur et V_p le volume du réservoir à l'aval. Il met aussi en évidence le rôle joué par un paramètre noté B qui évalue la tendance d'un système de compression à entrer en pompage selon ce scénario de résonance d'une perturbation

$$B = \frac{U}{2c} \sqrt{\frac{V_p}{S_c L_c}} \quad (5.10)$$

où U indique la vitesse tangentielle moyenne du rotor.

Physiquement, ce paramètre peut être interprété comme le rapport des forces de pression sur les forces d'inertie. Lorsqu'il est grand, le système de compression est susceptible d'entrer en pompage par résonance d'une perturbation.

Le premier modèle proposé par Greitzer en 1981 a permis une première approche théorique du phénomène du pompage dans les compresseurs. Ses capacités de modélisation sont en revanche limitées par son caractère purement monodimensionnel. Il a alors été étendu par Moore et Greitzer au cas bidimensionnel (Moore and Greitzer 1985). L'approche de la stabilité du système reste similaire, mais elle est appliquée en considérant les instationnarités dans le compresseur comme la somme d'ondes circumférentielles tournantes. Ces ondes sont désignées par leur rang n , qui désigne leurs nombres de lobes répartis sur la circonférence. Les ondes purement monodimensionnelles considérées par le modèle monodimensionnel de Greitzer sont les ondes de rang zéro.

L'apport du modèle de Moore & Greitzer porte sur les ondes circumférentielles tournantes d'ordre $n \geq 1$, dont il est capable de prévoir la résonance. L'onde concernée voit alors son amplitude augmenter progressivement, et se manifeste une fois complètement développée sous la forme d'une ou plusieurs cellules de décollement tournant⁴⁰. Ce décollement tournant altère le fonctionnement du compresseur et peut conduire à terme au déclenchement du pompage (excitation des harmoniques d'ordre zéro).⁴¹

L'entrée directe du système de compression en pompage est susceptible de se produire lorsque $B \gg 1$. À l'inverse, le déclenchement des instabilités est préférentiellement dû à l'occurrence de décollements tournants lorsque B est petit. Dans le cas d'un compresseur intégré à un turbomoteur, le volume V_p du réservoir à l'aval qui doit être considéré dans la formule (5.10) est celui de la chambre de combustion. Il est donc relativement petit, et B l'est également. Le pompage est alors souvent précédé par un décollement tournant.

Les modèles proposés par Greitzer et Moore & Greitzer permettent d'expliquer l'occurrence de décollements tournants et/ou du pompage par la résonance d'ondes de pression, monodimensionnelles ou tournantes. L'origine des instabilités est dans ce cas une petite perturbation de l'écoulement dont l'origine est extérieure au système et dont l'amplitude croît en son sein. Cette croissance peut être repérée par une analyse fréquentielle du comportement de l'écoulement, qui permet de déterminer l'harmonique sujette à la résonance.⁴² Or plusieurs travaux ont mis en évidence l'existence d'un mécanisme de déclenchement des instabilités pour lequel la perturbation initiale est issue du système lui-même. Elle a alors un caractère très local et tri-dimensionnel, et un décollement tournant se développe de façon soudaine, pouvant entraîner le compresseur en pompage en quelques tours de roues seulement.

40 *rotating stall*

41 Il existe des cas de compresseurs pouvant fonctionner en régime pseudo-stable, en présence d'un décollement tournant, sans que celui ne provoque l'excitation de la composante axi-symétrique des instabilités (i.e. l'entrée pompage au sens du terme défini par Greitzer).

42 Les choses sont volontairement simplifiées, par soucis de synthèse. La détermination des résonances n'est en réalité par aussi aisée que cela pourrait paraître. Une fois encore, le lecteur est invité à se reporter au mémoire de N. Buffaz.

Les déclenchements de ces deux types de décollements tournants sont fondamentalement différents. Ils sont respectivement désignés par les termes de *modal* pour celui prévu par le modèle de Moore & Greitzer et faisant intervenir une résonance du système de compression, et *spike* pour celui provoqué par l'émergence d'une perturbation très localisée au sein de l'écoulement. Le terme *modal* fait référence à la réponse en fréquence du système de compression, tandis que le terme *spike* est issu de l'observation de la perturbation locale, qui se manifeste sous la forme d'un pic (*spike*) de pression.

La suite présente les différences majeures entre ces deux types de déclenchements, *modal* et *spike*.

Déclenchement d'un décollement tournant de type modal

Le déclenchement de décollement tournant de type *modal* s'appuie sur des perturbations circouférentielles à grandes longueurs d'onde, et s'explique par les résonances naturelles du système de compression. Elles sont prises en compte dans le modèle analytique de Moore et Greitzer. La perturbation s'étend dans ce cas généralement sur plusieurs canaux de la roue (Paduano, Greitzer, and Epstein 2001). Un signal typique observé en sortie de compresseur est montré sur la figure 5.13.

Le déclenchement de ce type d'instabilité repose sur la croissance d'une perturbation de vitesse et de pression, dont l'amplitude augmente au fur et à mesure. Sa vitesse de rotation est en général inférieure à celle de la rotation du rotor, et classiquement comprise entre 20 % et 50 % de la vitesse de rotation de la roue mobile (Tan et al. 2010). Les oscillations observées, qui seraient sinusoïdales dans le cas d'un écoulement uniforme sur la circonférence, ont une signature spectrale plus riche dans le cas d'un écoulement fortement hétérogène, ce qui explique la forme particulière des signaux représentés sur la figure 5.13.

Comme dans le modèle de Greitzer pour les ondes mono-dimensionnelles, ces *modes* sont susceptibles d'apparaître au voisinage du pic de la caractéristique du compresseur. Ils peuvent être détectés plusieurs dizaines de tours de roue avant que leurs amplitudes ne deviennent suffisamment importantes pour qu'ils dégénèrent en un décollement tournant complètement développé, et aboutissent éventuellement à l'entrée en pompage du compresseur.

La possibilité de cette détection précoce et le caractère modal de ces instabilités a ouvert la voie au développement de diverses méthodes de contrôle actives basées sur une approche fréquentielle du comportement du système, certaines visant à stabiliser les modes instables et à augmenter la plage de fonctionnement stable, d'autres ayant pour objectif de contenir la croissance des instabilités par une action globale afin d'autoriser le fonctionnement du système dans des configurations instables par nature. Une revue détaillée des différentes tentatives est disponible dans l'article de Paduano et al. (2001).

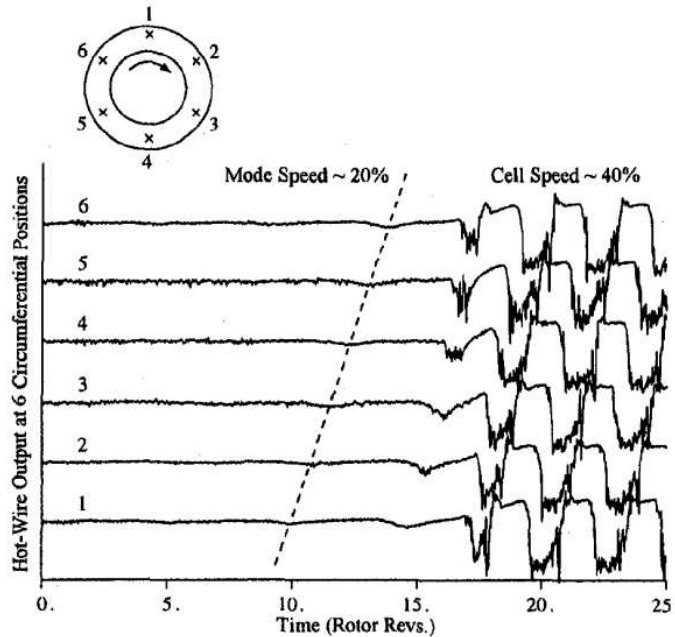


Fig 5.13: Signaux typiques d'un décollement tournant de type modal – (J. J. N. Everitt 2010)

Déclenchement de décollements tournants/pompage de type spike

Le second scénario d'entrée en décollement tournant/pompage est caractérisé par son caractère brutal, tri-dimensionnel et non-linéaire. Il correspond à l'émergence soudaine d'une perturbation très locale, dont l'étendue circumférentielle est du même ordre de grandeur que celle des canaux de la roue. Tan et al. (2010) indiquent qu'une étendue circumférentielle de l'ordre de un à deux canaux est généralement observée. La vitesse de rotation de l'instabilité dans le référentiel relatif⁴³ est généralement de l'ordre de 20 % à 30 % de la vitesse de rotation de la roue mobile (Pullan et al. 2012).

Ces instabilités peuvent se produire indifféremment sur la partie à pente positive ou négative de la courbe caractéristique du compresseur, et elles évoluent en un décollement tournant complètement développé, voire en pompage, en quelques tours de roue seulement.

Ce caractère brutal rend ce type de déclenchement extrêmement difficile à observer, et nécessite l'emploi de moyens de mesures et d'analyse perfectionnés tels que ceux mis en œuvre au LMFA dans le cadre de la thèse de N. Buffaz (2012). Il n'entre pas dans le cadre du modèle analytique de Moore et Greitzer. Son étude numérique nécessite a priori la mise en œuvre de simulations coûteuses, instationnaires et sur roue complète (360°). D'autres approches moins coûteuses sont aussi explorées, à l'image des simulations instationnaires sur un secteur angulaire du diffuseur isolé mises en œuvre par Hill (2007) puis exploitées par Everitt (2010) visant à étudier la réponse du diffuseur à une perturbation du champ incident. Une autre approche possible consiste à coupler un modèle tri-dimensionnel pour décrire l'écoulement au sein de l'étage de compression avec un modèle monodimensionnel qui décrit la réponse du système environnant. Elle est mise en œuvre par F. De-Crécy (2013) au cours de sa thèse. Mais ces approches restent complexes à mettre en œuvre et reposent sur des hypothèses fortes (interactions rouet-diffuseur partiellement prises en compte, écoulement filtré à l'interface rouet-diffuseur par l'application d'une moyenne circumférentielle, couplage 1D-3D)

Cette complexité d'étude fait que le déclenchement des décollements tournants de type *spike* reste mal compris, et qu'aucune théorie générale n'est établie à l'heure actuelle.

⁴³ La précision du repère relatif est importante. Dans le cas où la perturbation apparaît dans le rotor, elle se propage dans le référentiel absolu à 70-80 % de la vitesse de rotation du rouet.

Les figures 5.14 montrent deux exemple de signaux typiquement observés dans le cadre d'un déclenchement de type *spike*. Sur la figure de gauche, un pic de pression est visible un tour de roue environ avant la croissance d'instabilités à larges amplitudes. Ce déclenchement est caractéristique du type *spike*, et le pic de pression observé en justifie l'appellation. Ce pic se propage très rapidement (les 8 sondes sont dans ce cas répartis sur un quart de la circonférence de la machine), et son amplitude augmente très rapidement également.⁴⁴

La figure de droite permet quant à elle de prendre la mesure de la complexité de l'étude du déclenchement des instabilités dans un compresseur. Tandis que la croissance modale d'une perturbation est observée environ quinze tours de roue avant l'observation d'instabilités complètement développées, un *spike* est observé environ un tour avant et se propage à une vitesse nettement supérieure à celle du mode. Ainsi, et contrairement à ce qui aurait pu être attendu, le déclenchement des instabilités est piloté non pas par un déclenchement de type modal, mais par un déclenchement de type *spike*. Les deux types d'instabilités peuvent être couplées. Au voisinage du pic de la caractéristique du compresseur, des instabilités modales peuvent cohabiter avec des instabilités *spike*, voire les provoquer.

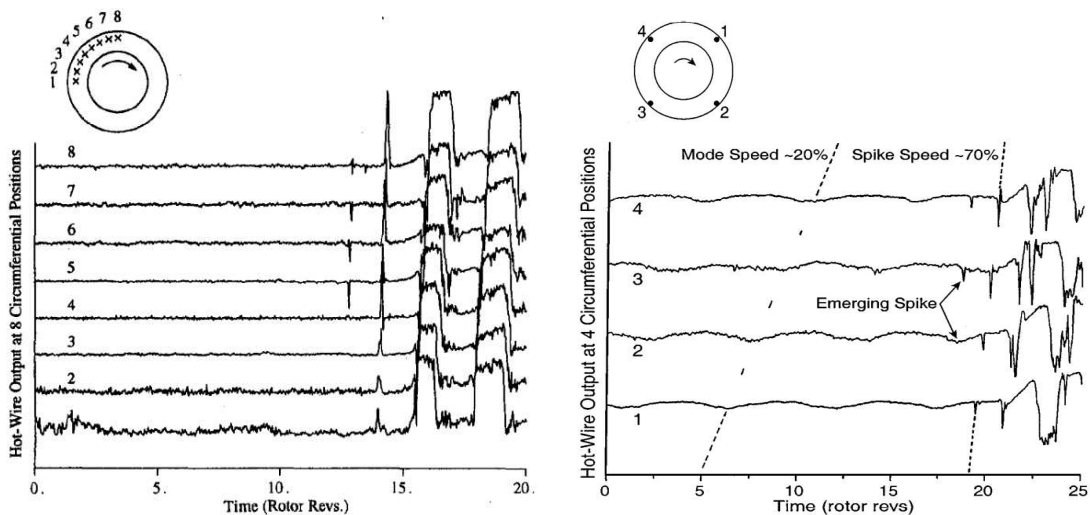


Fig 5.14: Signaux typiques d'un décolllement tournant de type *spike* (J. J. N. Everitt 2010; Paduano, Greitzer, and Epstein 2001)

En ce qui concerne l'explication physique du déclenchement de décolllements tournants de type *spike*, un scénario couramment adopté et qui a prouvé sa pertinence au vu des tous derniers résultats de recherche a été proposé par Emmons et al. (1955). Il permet d'expliquer comment un décolllement local peut se propager sur la circonférence et avoir un effet global. Il est représenté sur la figure 5.15.

Lorsqu'un décolllement suffisamment important apparaît sur l'un des aubages de la roue, indifféremment fixe ou mobile, il génère un blocage aérodynamique et le débit est transféré vers les canaux voisins. Les lignes de courant sont déviées, et l'incidence est augmenté dans l'un des canaux voisins tandis qu'elle est diminuée dans l'autre. Le canal soumis à l'augmentation d'incidence devient à son tour le lieu d'un décolllement, tandis que l'écoulement se rétablit dans le canal initialement décollé. La cellule de décolllement se propage de proche en proche. Elle peut grossir au cours de sa progression et entrainer le compresseur en pompage.

⁴⁴ Sur la figure, l'apparente disparition du pic pendant la fraction de tour succédant à son apparition n'est en fait dû qu'à sa propagation circumférentielle : les sondes ne permettant dans ce cas que d'observer un quart de la circonférence, le *spike* sort rapidement de la fenêtre d'observation vu sa vitesse de propagation importante, et les oscillations visibles ensuite témoignent de l'entrée en pompage du compresseur.

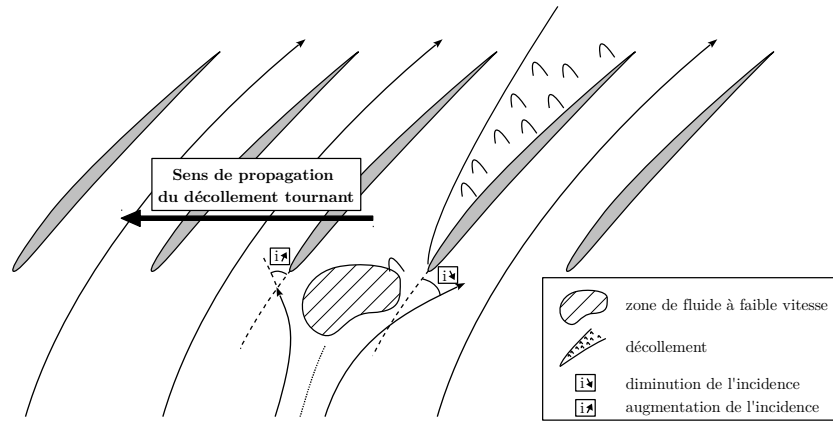


Fig 5.15: Scénario de propagation d'un décollement tournant selon (Emmons, Pearson, and Grant 1955)

Ce scénario de décollement tournant permet de comprendre la raison de la propagation circconférentielle d'un décollement une fois que celui-ci est présent dans l'un des canaux de la roue. Mais il n'apporte pas d'informations quant à la raison pour laquelle un tel décollement se produit initialement. Des travaux de recherche ont donc succédé à la proposition du scénario figure 5.15 par Emmons et al. afin d'identifier les mécanismes d'initiation d'un décollement tournant et d'établir des critères permettant de le prévoir.

L'une des premières pistes a été ouverte par l'étude de Camp & Day (1998) portant sur l'étude des instabilités se développant dans un compresseur axial à quatre étages, avec différentes grilles de pré-rotation en entrée de compresseur. Les auteurs montrent qu'il existe pour le premier étage de compression une *incidence critique* en tête de rotor, à partir de laquelle l'apparition de précurseurs de type *spike* précède le déclenchement d'un décollement tournant dans le compresseur. En faisant varier les conditions de fonctionnement du compresseur (grille de pré-rotation), les auteurs montrent que le *spike* est observé lorsque l'incidence critique en tête du premier rotor est atteinte avant le pic de la caractéristique, tandis que le déclenchement est de type modal lorsque le point de fonctionnement passe le pic de la caractéristique avant que cette incidence critique ne soit atteinte.

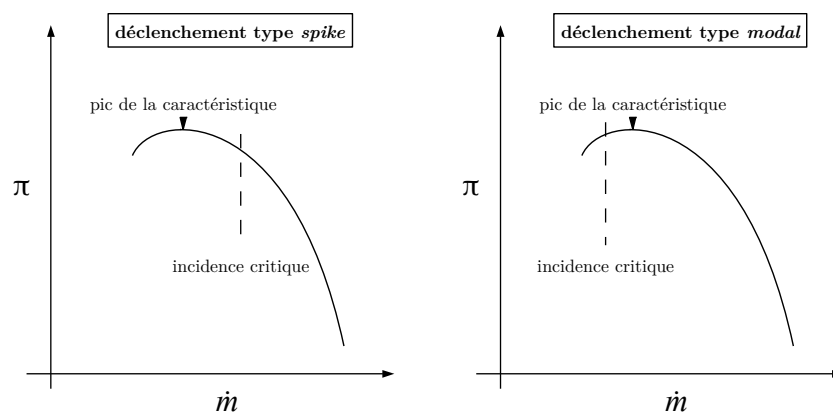


Fig 5.16: Type de déclenchement de décollement tournant en fonction de l'incidence critique – (Camp and Day 1998)

La conclusion de Camp & Day (1998) met en évidence le rôle joué par l'incidence sur les aubages dans le déclenchement des instabilités. Le fait que l'incidence en tête soit la plus sensible amène les auteurs également à penser que le jeu en tête des aubages intervient dans le déclenchement, ce que plusieurs études numériques ont cherché à confirmer.

Parmi celles-ci, les travaux menés au MIT, entamés dans le cadre de la thèse de Vo (2001) et

poursuivis jusqu'à récemment par Vo, Tan et Greitzer (2008), se sont appuyés à la fois sur des simulations stationnaires mono-canal et des simulations instationnaires multi-canaux pour étudier l'implication de l'écoulement de jeu dans la limitation de la plage de fonctionnement d'un compresseur axial. Les premières ont été utilisées pour analyser les phénomènes limitant la plage de fonctionnement stationnaires du compresseur et confirmer la pertinence de leur utilisation en phase de conception. Les secondes ont permis de valider les conclusions établies sur la base des simulations stationnaires.⁴⁵ Les deux ont prévu vers les bas débits un comportement de l'écoulement de jeu tel que celui représenté sur la figure 5.17. Le canal central sur la figure est celui qui correspond au canal bloqué dans la représentation de Emmons et al. du décollement tournant (figure 5.15).

Les simulations stationnaires mono-canal prévoient la croissance régulière du blocage en tête des aubages lorsque le point de fonctionnement se déplace vers les bas débits, jusqu'à ce que – une fois que le blocage a atteint le moyeu – elles ne puissent plus converger (Vo 2001). Les simulations instationnaires sont quant à elles instables dans cette configuration, et l'état représenté sur la figure 5.17 n'est que transitoire avant le déclenchement du décollement tournant.⁴⁶

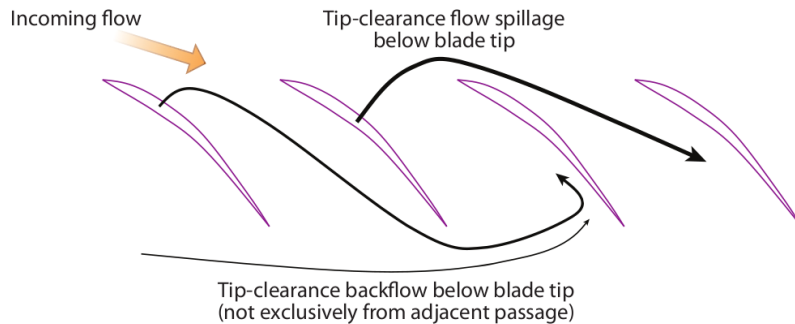


Fig 5.17: Comportement de l'écoulement de jeu à proximité du décollement tournant de type *spike* – (Vo 2001).

Ces observations ont amené à proposer l'occurrence simultanée des événements représentés sur la figure 5.17 comme une condition nécessaire au déclenchement *spike* d'un décollement tournant :

- la remontée de l'écoulement de jeu en amont du bord d'attaque de l'aube adjacent côté face en dépression (*tip-clearance spillage*). La vitesse axiale est donc négative à proximité du carter.
- le contournement du bord de fuite de l'aube considéré par l'écoulement de jeu issu de l'aube adjacent côté face en pression (*tip-clearance backflow*).

Des observations expérimentales de ce type de comportement de l'écoulement de jeu sont venues renforcer la pertinence de ce scénario, et il a été supposé que l'occurrence simultanée de (a) et (b) corresponde avec l'incidence critique introduite par Camp & Day.

Cependant, deux expériences au moins ont aussi mis en évidence la possibilité d'entrée en décollement tournant de type *spike* en l'absence de jeu en tête d'aubes : l'une concerne un compresseur axial à carter tournant étudié au MIT, et donc sans jeu ; l'autre est compresseur centrifuge dans lequel le déclenchement de type *spike* des instabilités se produit à l'iso-vitesse nominale dans le diffuseur radial aubé, également sans jeu (Spakovszky and Roduner 2009). Ces deux expériences ont remis en cause le caractère nécessaire des conditions (a) et (b) et l'intervention de l'écoulement de jeu en tant que source de la perturbation *spike*. Cette remise en cause a récem-

⁴⁵ Cette approche est similaire à celle adoptée dans le cadre des travaux de thèse présentés dans ce mémoire.

⁴⁶ C'est ce qui est supposé se produire avec le décollement dans le diffuseur étudié.

ment été renforcée par les travaux de thèse de N. Buffaz (2012), qui a déterminé que l'entrée en pompage *spike* d'un compresseur centrifuge à fort taux de pression était initié par un décollement dans le diffuseur radial (sans jeu).

Les travaux de recherche se sont donc poursuivis par la réalisation de simulations du fonctionnement d'un compresseur axial avec et sans jeu (Pullan et al. 2012). Celles-ci ont révélé que sous l'effet d'une sur-incidence locale en tête, avec ou sans jeu indifféremment, un tourbillon prend naissance au bord d'attaque du rouet et à proximité du carter. Il s'étend entre la face en dépression des aubages et la paroi carter (figure 5.18). Il se détache du bord d'attaque et se propage à travers le canal et vers le bord d'attaque de l'aubage voisin, qui est alors à son tour soumis à une sur-incidence, ce qui provoque à nouveau la croissance d'un tourbillon de décollement de bord d'attaque, qui vient s'ajouter au précédent, etc. En quelques tours, le tourbillon a atteint une taille suffisante pour évoluer en une large cellule de décollement tournant. Ce scénario de déclenchement *spike* est en accord avec celui proposé par Inoue et al. (2000) pour expliquer leurs observations expérimentales.

Le tourbillon émis au bord d'attaque du rotor est prévu par les simulations numériques avec et sans jeu. Le développement de ce tourbillon est donc susceptible d'être favorisé par la présence d'un écoulement de jeu, mais la présence d'un jeu n'est pas indispensable (Pullan et al. 2012).

Depuis l'obtention de ces résultats numériques, des mesures expérimentales effectuées à Cambridge sur un compresseur axial mono-étage basse vitesse ont confirmé la croissance d'une zone de faible pression sur la paroi carter (Weichert and Day 2012), dont la localisation correspond à celle du tourbillon dans le scénario de déclenchement *spike* proposé, renforçant ainsi sa validité.

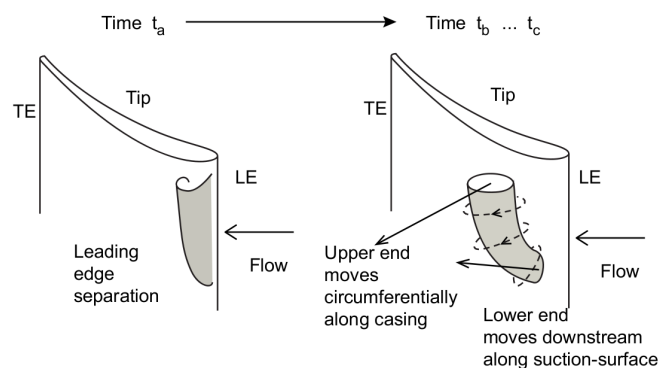


Fig 5.18: Structure tourbillonnaire à l'origine du déclenchement *spike* des instabilités (Pullan et al. 2012)

Finalement, Pullan et al. (2012) concluent leur article en indiquant que la perturbation *spike* semble provenir dans tous les cas d'un décollement de sur-incidence à proximité du bord d'attaque et sur la face en dépression, qui fait naître un tourbillon qui se propage sur la circonférence en s'amplifiant.

“In a conventional blade row with tip clearance, leakage flow can sometimes exacerbate leading edge incidence. In all cases, however; regardless of the precise cause of increased incidence, spike development is due to leading edge flow separation and vortex formation.” (Pullan et al. 2012)

Compte-tenu des variétés des géométries rencontrées dans les compresseurs, cette affirmation semble toutefois devoir être vérifiée par des travaux complémentaires.

Instabilités en compresseurs centrifuges

Les mécanismes d'entrée en pompage et/ou décollement tournant en compresseurs centrifuges ont été étudiés plus tardivement que ceux en compresseurs axiaux, et les études restent aujourd'hui encore beaucoup moins nombreuses. La tâche est d'autre part complexifiée pour les compresseurs centrifuges par la grande variété de géométries existantes, notamment en ce qui concerne les diffuseurs radiaux aubés.

Toutefois, et malgré les différences fondamentales entre les compresseurs axiaux et centrifuges, les résultats obtenus au cours des dix dernières années semblent indiquer une forte similitude entre les mécanismes d'entrée en pompage des compresseurs axiaux et centrifuges. Ces résultats sont présentés rapidement dans cette partie, afin d'orienter l'analyse de l'écoulement dans le diffuseur radial qui sera faite ensuite.

Influences des composants du compresseur sur la stabilité

Une étude expérimentale majeure des limites de stabilité des compresseurs centrifuges a été effectuée par Hunziker & Gyarmathy (1994). Ces auteurs étudient le fonctionnement d'un étage centrifuge à faible taux de pression composé d'un rouet à aubages couchés de 30 degrés par rapport à la direction radiale et dans le sens opposé à de la rotation, équipé d'un diffuseur radial aubé de type *circular-arc* – un sous-ensemble du type *cambered vane diffusers* représenté sur la figure 5.8. Ce diffuseur a été conçu pour qu'il soit possible de faire varier le calage des aubages en les faisant pivoter autour de leur bord d'attaque. L'espacement entre le rouet et le diffuseur est relativement important, le rapport du rayon au bord d'attaque du diffuseur sur le rayon de bord de fuite du rouet étant égal à 1,16 (ce rapport est inférieur à 1,07 pour le compresseur Turbomeca étudié). La vitesse de rotation maximale du compresseur est de 22000 tr/min. Le plenum à l'aval du compresseur est une chambre torique de 300mm de diamètre interne et de 400mm de rayon, à comparer au rayon de sortie du diffuseur égal à 280mm et à une hauteur de veine de 16.8mm dans le diffuseur.

Les auteurs étudient le fonctionnement de l'étage pour trois calages du diffuseur : 15 degrés, 25 degrés et 30 degrés, l'angle étant compté par rapport à la direction tangentielle. Ils analysent l'origine des instabilités conduisant au pompage du compresseur à l'aide des pentes des caractéristiques de l'étage et de chacun des composants (rouet, entrée du diffuseur et canal du diffuseur), selon le principe des pentes des caractéristiques proposé par Greitzer (une pente positive témoigne d'un effet déstabilisateur).

La première observation concerne l'influence du calage du diffuseur sur les performances de l'étage :

- le taux de pression maximum de l'étage est supérieur lorsque le calage du diffuseur est le plus faible (aubages le plus *couchés*) ;
- le débit de pompage diminue lorsque le calage du diffuseur est diminué (aubages couchés) ;
- mais le débit de blocage est également diminué lorsque le calage du diffuseur est réduit (diminution de la largeur au col). Il diminue de plus davantage que le débit de pompage n'est diminué, de telle sorte que la largeur de la plage de fonctionnement est au final plus réduite lorsque les aubages du diffuseur sont plus *couchés*.

En ce qui concerne la stabilité de l'étage, Hunziker & Gyarmathy rapportent que :

- lorsque l'entrée en pompage est directe, i.e. sans passage par un décollement tournant, il se déclenche au pic de la courbe de la caractéristique de l'étage, conformément à la théorie de Greitzer pour les systèmes de compression à paramètre B important ;

- le rouet a toujours un effet stabilisateur⁴⁷ (pente < 0), sauf lorsque une zone de recirculation est présente à son bord d'attaque ;
- *pour les basses vitesses*, le diffuseur est un composant stabilisateur sur toute la plage de fonctionnement. *Pour les plus fortes vitesses de rotation*, il devient un élément déstabilisateur à proximité du pompage.

L'analyse des caractéristiques des différentes parties du diffuseur montre ensuite que :

- l'entrée du diffuseur (diffuseur lisse + zone de captation) a un effet fortement stabilisateur pour les points de fonctionnement à proximité du blocage, i.e. lorsqu'elle agit sur l'écoulement comme un convergent. Cet effet stabilisateur s'affaiblit au fur et à mesure que le point de fonctionnement se déplace vers le pompage, ou que la vitesse de rotation est augmentée. La pente de la caractéristique de l'entrée du diffuseur se rapproche alors de zéro. À forte vitesse de rotation, celle-ci devient même positive, et l'entrée du diffuseur a un effet déstabilisateur ;
- le canal du diffuseur a un effet toujours déstabilisateur. Cet effet est maximal pour le diffuseur calé à 15 degrés, i.e. le plus couché.

La diminution de l'effet stabilisateur de l'entrée du diffuseur lorsque le point de fonctionnement se rapproche du pompage conduit les auteurs à conclure au rôle important joué par cette zone du diffuseur dans le déclenchement des instabilités. Cette conclusion est en accord avec le lieu du décollement observé par Bulot (2010) et rappelé en introduction de ce mémoire. L'étude se concentrera donc par la suite tout particulièrement sur cette partie du diffuseur

L'approche de Hunziker & Gyarmathy met en outre en évidence l'intérêt de l'analyse des courbes caractéristiques de chacun des sous-composant pour la détermination de l'élément pilotant le déclenchement des instabilités. Cette technique sera employée dans la suite.

Décollements tournants en compresseurs centrifuges

À la suite de l'étude de Hunziker & Gyarmathy, plusieurs études se sont succédées afin de déterminer la nature des instabilités observées en compresseurs centrifuges, à la lumière des travaux de Greitzer (1981) et Moore & Greitzer (1985). Ceux-ci ont montré que la classification des instabilités présentée précédemment est également valable pour les compresseurs centrifuges. En particulier, différentes études ont indiqué l'existence de déclenchements de décollements tournants de type *spike* et *modal* en compresseurs centrifuges.

Parmi ces études, celle menée par Spakovszky (2004) porte sur un compresseur radial équipé d'un diffuseur aubé de type *straight channel diffuser*, effectuant un taux de pression de 4 pour une vitesse de rotation de 21789 tr/min. Les aubes du rouet sont inclinées vers l'arrière de 50 degrés au niveau du bord de fuite, et le rouet compte 15 aubes principales et 15 aubes intercalaires.

Spakovszky reprend l'approche de Moore et Greitzer basée sur la prévision des résonances naturelles d'un système de compression à partir des courbes caractéristiques, qu'il adapte au cas des compresseurs centrifuges en intégrant notamment l'influence des zones non-aubés entre les roues sur la réponse du système. Il prend ainsi en compte l'influence du diffuseur lisse sur la réponse du système de compression à une perturbation. L'auteur montre que sous certaines conditions, le modèle prévoit la résonance d'une harmonique dont le sens de rotation est opposé à celui du rouet. Ce résultat contraste fortement avec le fait communément admis en compresseurs axiaux que les décollements tournants de type *modal* tournent toujours dans le même sens que la roue mobile.

Des mesures expérimentales confirment ensuite l'existence et la résonance de cette harmonique à proximité du pompage.

⁴⁷ Cette observation est conforme au fait que les aubages du rouet soient inclinés vers l'arrière au bord de fuite, ce qui entraîne la diminution du *work input* lorsque le débit augmente (van den Braembussche 2012).

Le modèle de Spakovszky identifie le diffuseur lisse est comme le lieu où le phénomène de résonance est à son maximum. Celui-ci est le lieu de propagation d'une *onde transmise* depuis la sortie de rouet et d'une *onde réfléchie* sur le bord d'attaque du diffuseur, dont l'interaction donne naissance à l'onde tournante rétrograde prévue par le modèle de Spakovszky. Dans le cas où l'espacement inter-roues est négligé, aucune onde modale rétrograde ne peut exister et les prévisions du modèle sont dans ce cas identiques à celles du modèle de Moore et Greitzer.

Ainsi, le diffuseur lisse apparaît comme un lieu important dans le déclenchement des décollements tournants de type *modal*, et il rend possible l'existence d'ondes modales rétrogrades dans les compresseurs centrifuges. Cette conclusion est confirmée par les résultats obtenus suite à l'expérimentation d'une technique de contrôle de l'écoulement dans le diffuseur lisse pour repousser le déclenchement *modal* du pompage. De l'air est injecté au travers de 8 injecteurs répartis sur la circonférence au carter du diffuseur lisse, dans la direction *tangentielle* et dans le sens de la rotation du rouet. Cette technique permet d'augmenter considérablement la marge au pompage. L'effet invoqué est une modification des courbes caractéristiques de chacun des composants :

- l'augmentation de la composante tangentielle de la vitesse absolue en sortie de rouet modifie l'angle de l'écoulement. L'effet de l'injection va à l'encontre de celui de l'inclinaison des aubages du rouet vers l'arrière, et tend à déstabiliser le rouet.
- l'augmentation de l'angle absolu de l'écoulement en sortie du rouet renforce par contre la diffusion dans la partie captatrice du diffuseur, qui se comporte davantage comme un divergent. Ainsi, les pentes des caractéristiques des diffuseurs lisse et semi-lisse restent positives à proximité du pompage avec injection. L'injection stabilise la zone d'entrée du diffuseur. Cet effet explique l'augmentation de la plage de fonctionnement obtenues grâce à la mise en œuvre de l'injection.

Les deux effets précédents sur la stabilité de l'étage de compression sont opposés, et une augmentation excessive du débit d'injection peut conduire à une diminution de la plage de fonctionnement du compresseur en comparaison du cas sans prélèvement.

Cette étude met en évidence l'importance du signe de la pente de la caractéristique de l'entrée du diffuseur pour le déclenchement des instabilités, en accord avec les conclusions de Hunziker et Gyarmathy.

Cette conclusion est confirmée par les travaux ultérieurs de Spakovszky & Roduner (2009). Ceux-ci s'appuient sur un compresseur centrifuge à haute vitesse, fournissant un taux de pression de 5, composé d'un rouet à 9 aubes et 9 aubes intercalaires inclinées vers l'arrière au niveau du bord de fuite, suivi par un diffuseur aubé de type *cambered vanes*. Pour ce compresseur, le prélèvement d'environ 0,5 % du débit total en sortie de rouet au moyeu entraîne une diminution de l'ordre de 50 % de la largeur de la plage de fonctionnement.

L'étude expérimentale de ce compresseur menée par Spakovszky & Roduner montre que le prélèvement ne modifie pas les courbes de performance du rouet. En revanche, le prélèvement a pour effet d'augmenter le taux de pression du diffuseur lisse et de diminuer celui de la zone de captation. Autrement dit, elle stabilise le diffuseur lisse, et déstabilise le diffuseur semi-lisse. En conséquence, la pente de la caractéristique du diffuseur semi-lisse s'annule prématurément en présence du prélèvement, à proximité du déclenchement des instabilités.

En parallèle, les résultats de mesures de pressions instationnaires permettent de déterminer que le déclenchement des instabilités est de type *spike* sans prélèvement (croissance rapide de perturbations à faible longueur d'onde), tandis qu'il devient *modal* en présence du prélèvement. Dans ce cas, la perturbation observée est à grande longueur d'onde, et tourne dans le sens opposé à celui de la rotation du rouet, en accord avec les résultats du modèle de Spakovszky (2004). Appliqué à ce compresseur, ce modèle prévoit la résonance de la quatrième harmonique spatiale rétrograde (4 lobes) lorsque le prélèvement est pris en compte.

En comparant les cas avec et sans prélèvement, Spakovszky & Roduner (2009) proposent alors le critère suivant : lorsque le pic de la caractéristique du diffuseur semi-lisse est atteint avant celui de la caractéristique du diffuseur complet, le déclenchement des instabilités est de type *modal*. Les auteurs indiquent toutefois que la généralisation de ce critère devra être validée par des travaux futurs.

Il est important à ce niveau de remarquer que la zone désignée en tant que « diffuseur semi-lisse » par Spakovszky & Roduner diffère de celle employée dans ce mémoire et inclut une partie du diffuseur lisse, probablement en raison de l'emplacement des prises de pression à disposition des auteurs – voir la figure 5.19 en comparaison de la figure 5.9, page 103.

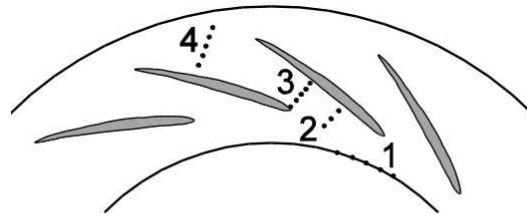


Fig 5.19: Désignation des zones du diffuseur par Spakovszky et Roduner (2009)

1–2 : diffuseur lisse

2–3 : semi-lisse

3–4 : canal du diffuseur

À la suite de ces travaux, et afin de préciser les mécanismes d'entrée en pompage de type *spike* en compresseur centrifuge, des simulations stationnaires rouet-diffuseur et instationnaires sur un secteur angulaire du diffuseur isolé ont été menées par Everitt (2010) pour le même compresseur que celui étudié par Spakovszky & Roduner (2009). Les résultats de ces travaux ont été reportés par Everitt & Spakovszky (2011).

Deux iso-vitesses sont étudiées, respectivement à 78 % et 100 % de la vitesse de rotation nominale. Pour la première, le déclenchement du pompage est de type *modal*, tandis qu'il est de type *spike* à la vitesse de rotation nominale (le prélèvement en sortie de rouet n'est pas pris en compte dans le modèle numérique). L'approche numérique utilisée est celle développée par Hill (2007). Les conditions de l'écoulement en entrée du diffuseur sont imposées sur la base des résultats de simulations stationnaires avec plan de mélange. Le champ en entrée du diffuseur est donc un champ moyenné sur la circonférence. Les auteurs justifient la validité de cette technique sur la base de travaux qui ont montré la prépondérance de l'influence des distorsions de l'écoulement selon la hauteur de veine en entrée du diffuseur sur les performances, en comparaison de l'influence des distorsions circonférentielles (Dawes 1995; Shum 2000).

Les résultats expérimentaux pour le cas à 78 % sont en accord avec le critère proposé par Spakovszky & Roduner (2009) : la pente de la caractéristique du diffuseur complet reste négative à proximité du pompage, alors que celle du diffuseur semi-lisse (zone 2–3) s'annule. Le pic de la caractéristique du diffuseur semi-lisse est atteint avant celui de la caractéristique du diffuseur complet, et le déclenchement des instabilités est indiqué par les auteurs être de type *modal*.

Pour le cas à 100 % de la vitesse nominale, les caractéristiques du diffuseur complet et du diffuseur semi-lisse passent toutes les deux par un maximum. Les pics étant localisés à une même valeur du débit, le critère proposé par Spakovszky & Roduner ne permet pas de conclure quant au type de déclenchement d'instabilités pour cette iso-vitesse.

Puis, avec le modèle instationnaire sur le diffuseur isolé, et à partir d'un point de fonctionnement proche pompage, une perturbation est appliquée en entrée du diffuseur sous la forme d'une augmentation locale de pression totale (hausse de 25 % de la pression totale, sur 20 % de la hauteur du canal à partir du carter et 10 degrés en azimuth, pendant un quart de tour de roue). La résistance de l'écoulement à une perturbation de type *spike* des instabilités est ainsi évaluée.

Tandis que la perturbation n'engendre aucune dynamique instable dans le diffuseur pour le cas à 78 % de la vitesse de rotation nominale (amortissement de la perturbation), celle-ci grossit dans le cas à 100 % jusqu'à provoquer une diminution brutale du taux de pression du diffuseur radial (décrochage). Les points proche pompage à 100 % de la vitesse de rotation sont donc instables vis-à-vis d'une perturbation de type *spike*.

Everitt (2010) analyse ensuite l'évolution de l'écoulement au cours de la période transitoire d'amplification de la perturbation, et expose le scénario suivant d'entrée en pompage, récapitulé sur la figure 5.20 :

1. Une séparation est engendrée par une sur-incidence sur les aubages du diffuseur, à proximité du carter. Cette séparation donne naissance à un tourbillon, dont la trace est visible sur la paroi carter et qui se propage dans le canal.
2. Ce tourbillon est transporté vers l'amont par l'écoulement de retour existant au carter.
3. Il impacte l'aube voisine dans le sens de la rotation du rouet, et celle-ci est à son tour soumise à une sur-incidence au niveau de son bord d'attaque. Elle émet à son tour un vortex, qui vient s'ajouter à celui pré-existant.
4. Le tourbillon se propage ainsi d'aubes en aubes, et voit sa taille augmenter rapidement, donnant naissance à une cellule de décollement tournant complètement développée en quelques tours de roue seulement.

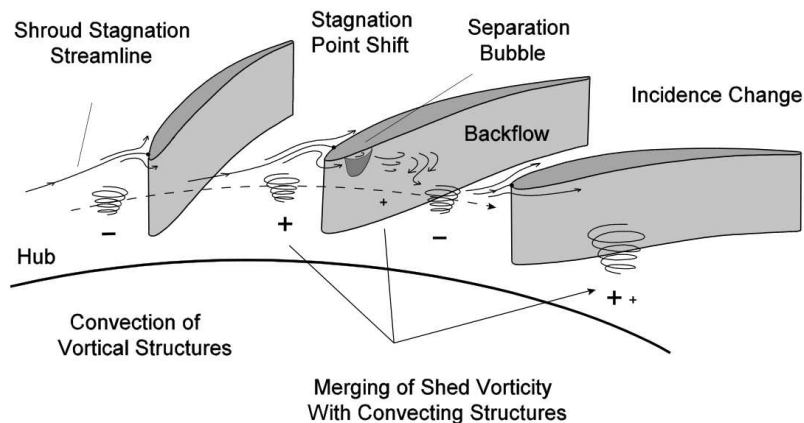


Fig 5.20: Scénario de déclenchement de décollement tournant de type *spike* dans les diffuseurs radiaux aubés – (J. N. Everitt and Spakovszky 2011)

Ce scénario est en accord avec le principe initialement proposé par Emmons et al. (1955) pour expliquer le développement d'un décollement tournant (figure 5.15, page 111). Il présente d'autre part de fortes similarités avec le scénario d'entrée en décollement tournant proposé par Pullan et al. (2012), figure 5.18, page 113. Mais il n'est à ce niveau improbable qu'il soit généralisable à tous les types de diffuseurs radiaux.

Les conditions nécessaires pour son occurrence dans un diffuseur radial sont :

- (a) la présence d'un écoulement de retour à proximité du carter dans la zone d'entrée du diffuseur ;
- (b) la sur-incidence de l'écoulement sur les aubages du diffuseur à proximité du carter.

La distorsion de l'écoulement délivré par le rouet selon la hauteur de veine apparaît comme un facteur déterminant. La figure 5.21 montre la répartition de l'angle de l'écoulement en entrée de diffuseur pour les cas à 78 % et 100 %, à proximité du pompage. L'écoulement dans le cas à

100 % présente une distorsion considérable en comparaison du cas à 78 %. À proximité du carter, l'écoulement est sur-dévié de plus de 20 degrés par rapport à l'écoulement à mi-hauteur de veine.

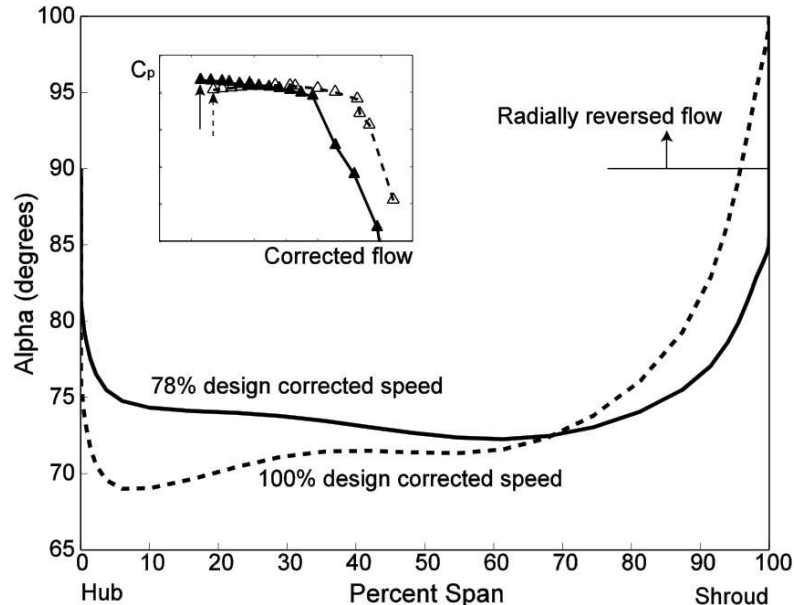


Fig 5.21: Angle de l'écoulement en entrée de diffuseur dans les cas à 78% (*modal*) et 100% (*spike*) de la vitesse nominale (J. N. Everitt and Spakovszky 2011)

L'ensemble des éléments évoqués dans cette partie à propos du déclenchement pourront dans la suite être utilisés afin de guider l'analyse de l'écoulement dans le compresseur étudié. Compte-tenu de la vitesse de rotation considérée pour cette étude, celle-ci se focalise principalement sur l'écoulement dans le diffuseur, que plusieurs études ont identifié comme l'élément critique pour le déclenchement des instabilités dans les compresseurs centrifuges à forte vitesse de rotation, et en particulier sur l'écoulement dans la zone de captation du diffuseur (diffuseur lisse + semi-lisse).

5.3 Analyse mono-dimensionnelle du fonctionnement du diffuseur

Dans cette partie, le fonctionnement du compresseur est analysé sur la base des coefficients de performance mono-dimensionnels. Compte-tenu des conclusions de la partie 5.1 qui ont a priori identifié le diffuseur comme l'élément limitant la plage de fonctionnement stable du compresseur, renforcées par les nombreuses études qui désignent le diffuseur radial comme un élément souvent à l'origine du déclenchement des instabilités dans le cas des compresseurs centrifuges haute vitesse, cette analyse se focalise sur le diffuseur.

Seuls les résultats numériques sont considérés.⁴⁸ Les grandeurs calculées résultent donc du post-traitement de type *numérique*. Les résultats obtenus avec les trois maillages sont représentés, ce qui permet d'évaluer la convergence en maillage des prévisions numériques.

5.3.1 Courbes de performance numériques – sensibilité au maillage

La figure 5.22 est l'analogie de la figure 5.4, tracée cette fois à partir des données issues du post-traitement de type numérique (moyenne dans les plans). Elle présente le taux de récupération et le coefficient de pertes de charge du diffuseur, tracés en fonction du débit ramené aux conditions standards en entrée de diffuseur. Les courbes stationnaires obtenues avec les

⁴⁸ Les données expérimentales ne permettent pas d'avoir accès aux courbes caractéristiques par sous-composant dans le diffuseur.

maillages de base et densifié sont très proches sur l'ensemble de la plage de fonctionnement. Les prévisions obtenues avec le maillage dédensifié sont en revanche différentes, notamment en ce qui concerne les pertes dans le diffuseur.

L'origine précise de ces écarts de prévision n'a pas été recherchée au cours de ce travail de thèse. Le point important à retenir de cette comparaison est que le raffinement du maillage *de base* est suffisant du point de vue des coefficients de performances mono-dimensionnels stationnaires. Les résultats obtenus sont identiques à ceux du maillage densifié, pour un coût en terme de temps CPU inférieur de l'ordre de 30 %. En conséquence, le maillage *de base* a été retenu pour la réalisation des calculs avec le modèle instationnaire chorochronique.

Les performances calculées à partir des résultats numériques sont également reportés sur la figure 5.22. La comparaison des résultats stationnaires et instationnaires aboutit aux mêmes observations que celles formulées lors de la comparaison expérimental-numérique : les prévisions stationnaires et instationnaires sont similaires à proximité du blocage et au milieu de la plage de fonctionnement. Elles diffèrent en revanche proche pompage, où les simulations instationnaires sous-estiment considérablement la largeur de la plage de fonctionnement.

Les positions relatives des courbes stationnaire et instationnaire de C_p et de K_{2-3} sont inchangées lors du passage du type de post-traitement *expérimental* au type de post-traitement *numérique*. Il peut être en revanche remarqué en comparant les figures 5.4 page 97 avec la figure 5.22 que leurs niveaux absolus sont fortement impactés : le coefficient de récupération maximal est supérieur de près de 3 % avec le post-traitement *numérique* (figure 5.22) en comparaison celui obtenu avec le post-traitement *expérimental*, les valeurs du débit standard \dot{m}_2^{std} sont également plus élevées, et le niveau minimal de pertes dans le diffuseur est inférieur de près de 40 %. Ces écarts sont imputables aux différences entre les deux méthodologies de post-traitement. Ils mettent en évidence l'influence du post-traitement sur le résultat, et confirment la nécessité de *mesurer* les résultats numériques de façon comparable aux résultats expérimentaux.

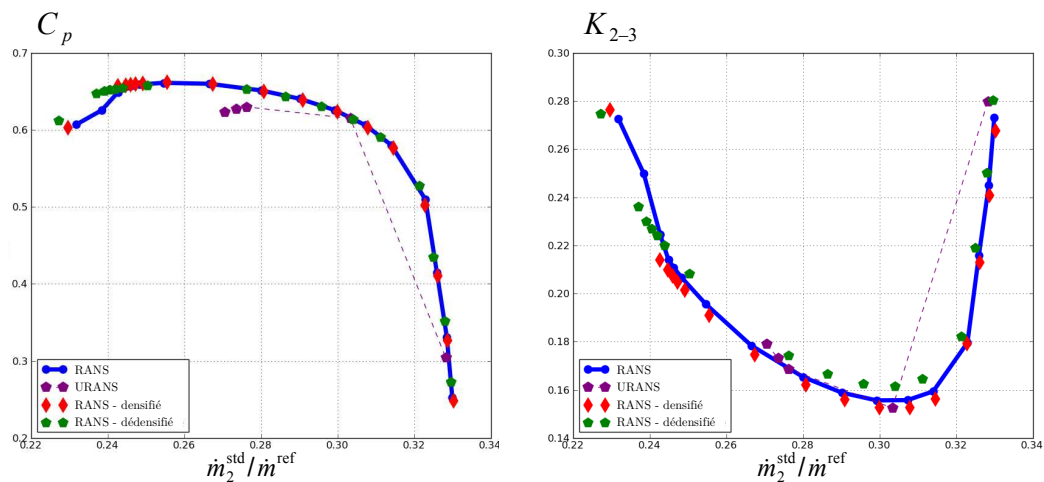


Fig 5.22: Courbes de performances numériques – diffuseur

5.3.2 Caractéristiques des sous-composants du diffuseur

L'étude bibliographique (§5.2.2), et les travaux de Hunziker et Gyarmathy (1994) en particulier, ont montré l'utilité des courbes caractéristiques des sous-composants du diffuseur lors de l'analyse du fonctionnement d'un compresseur centrifuge. Ces courbes peuvent être tracées à partir des résultats des simulations numériques, tandis qu'il était impossible de les obtenir à partir des données expérimentales disponibles. C'est là un des intérêts de la simulation numérique : lorsque les résultats numériques sont validés par comparaison avec l'expérimental, la connaissance de l'ensemble du champ tridimensionnel de l'écoulement rend possible l'analyse de toutes les grandeurs souhaitées.

La figure 5.23 montre les contributions de chacune des parties du diffuseur à la récupération de pression statique, tracées en fonction de $\dot{m}_{21}^{\text{std}}/\dot{m}^{\text{ref}}$. Pour rappel, les sections 21 et 22 correspondent respectivement au bord de fuite du rouet et au bord d'attaque du diffuseur. La section 21 correspond donc bien à l'entrée du diffuseur lisse, et donc du diffuseur complet. Elle est préférée à la section 2 qui correspond au milieu du diffuseur lisse.

Les contributions des différentes parties du diffuseur sont définies comme les rapports des variations de pression statiques sur la pression dynamique au bord de fuite du rouet, soit

$$C_p^{\text{lisse}} = \frac{P_{22} - P_{21}}{P_{0,21} - P_{21}}, \quad C_p^{\text{semi-lisse}} = \frac{P_{\text{col}} - P_{22}}{P_{0,21} - P_{21}}, \quad C_p^{\text{canal}} = \frac{P_3 - P_{\text{col}}}{P_{0,21} - P_{21}} \quad (5.11)$$

Le coefficient de récupération du diffuseur complet $C_{p,21-3}$ est aussi représenté. Il diffère du coefficient de récupération considéré précédemment puisqu'il est calculé à partir du bord de fuite des aubages du rouet (section 21).

$$\begin{aligned} C_p^{\text{total}} &= C_{p,21-3} = C_p^{\text{lisse}} + C_p^{\text{semi-lisse}} + C_p^{\text{canal}} \\ &= \frac{P_3 - P_{21}}{P_{0,21} - P_{21}} \quad \left(\neq C_p = \frac{P_3 - P_2}{P_{0,2} - P_2} \right) \end{aligned} \quad (5.12)$$

En stationnaire, les prévisions avec les maillages de base et densifié sont identiques, tandis que celles avec le maillage dédensifié prévoient une diminution moins importante du coefficient de récupération du diffuseur semi-lisse à proximité du pompage. Cette observation confirme que la convergence en maillage est atteinte avec le maillage *de base*, et conforte le choix de celui-ci pour la réalisation des simulations instationnaires.

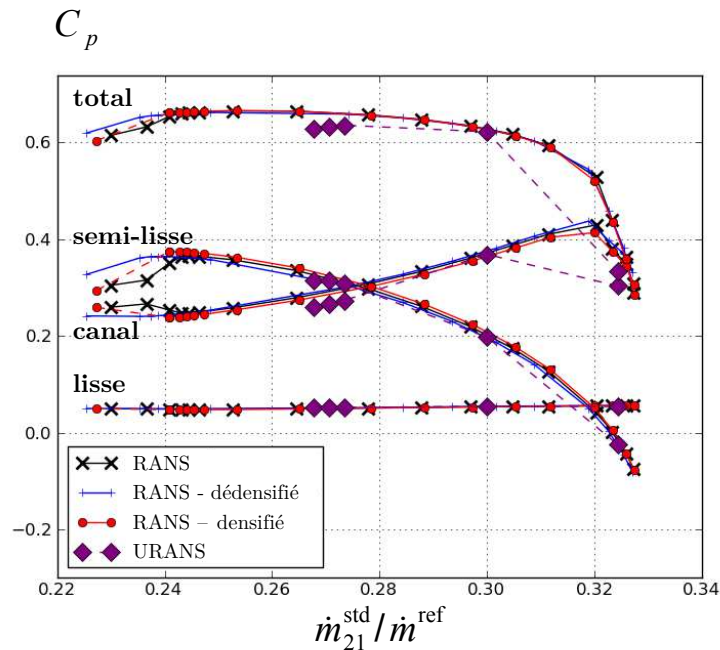


Fig 5.23: Courbes caractéristiques des composants du diffuseur

En ce qui concerne l'influence des composants du diffuseur sur la stabilité :

- l'effet du diffuseur lisse sur la stabilité de l'étage est neutre (pente voisine de zéro) ;
- le canal a un effet déstabilisateur (pente positive), sauf à proximité du blocage. Cette observation est en accord avec celles de Hunziker & Gyarmathy (1994) dans le cas d'un compresseur centrifuge à forte vitesse de rotation ;
- le diffuseur semi-lisse a un effet fortement stabilisateur pour les points de fonctionnement à plus hauts débits (pente négative), mais cet effet diminue avec le débit (la pente se rapproche de zéro)
 En stationnaire, $C_p^{\text{semi-lisse}}$ passe par un maximum à proximité du pompage, avant de décroître rapidement lorsque le débit est diminué davantage. La partie semi-lisse du diffuseur est alors un composant fortement déstabilisateur. En instationnaire, la pente de $C_p^{\text{semi-lisse}}$ se rapproche également de zéro lorsque le point de fonctionnement se rapproche du pompage, mais la limite de stabilité est atteinte avant qu'elle ne devienne positive ;
- L'évolution du coefficient de récupération total est majoritairement pilotée par celui du diffuseur semi-lisse, en accord avec les conclusions de l'étude de Hunziker et al. (1994). Ainsi, C_p^{total} passe également par un maximum. Ce maximum est atteint pour une valeur de débit $\dot{m}_{21}^{\text{std}}$ supérieure à celle du pic de $C_p^{\text{semi-lisse}}$. Compte-tenu de cette observation, le critère proposé par Spakovzky & Roduner (2009) – qui prévoit une entrée en pompage de type *modal* lorsque le pic de la caractéristique du diffuseur semi-lisse est atteint avant celui du diffuseur complet – prévoit une entrée en pompage de type *spike*. Cette prévision est en accord avec les observations expérimentales reportées par Turbomeca à propos de l'entrée en pompage de ce compresseur ;

La croissance de $C_p^{\text{semi-lisse}}$ depuis le blocage et lorsque le débit diminue s'explique simplement selon le principe exposé précédemment figure 5.10 : l'angle de l'écoulement en entrée du diffuseur pris par rapport à la direction radiale augmente au fur et à mesure que le débit diminue, et la partie captatrice des aubages du diffuseur agit alors sur l'écoulement de plus en plus comme un divergent.

La saturation puis la diminution de $C_p^{\text{semi-lisse}}$ prévues par le modèle stationnaire sur la partie gauche de la caractéristique évoquent quant à elles le développement d'un décollement dans la partie semi-lisse du diffuseur, qui aboutit finalement à son décrochage. Ce décrochage n'est pas décrit par le modèle instationnaire. Il est à ce niveau impossible de déterminer si cela est dû au caractère instable de la configuration décrochée en instationnaire qui rendrait impossible l'obtention d'un point numériquement stable à gauche du maximum de $C_p^{\text{semi-lisse}}$, ou à un autre comportement de l'écoulement. En particulier, la limite de stabilité du modèle instationnaire est atteinte au voisinage du pic de la caractéristique du rouet (figure 5.24), ce qui pourrait signifier qu'il existe un lien entre le changement de pente du taux de pression du rouet et la limite de stabilité.⁴⁹

49 Un couplage entre le phénomène à l'origine du changement de pente de la caractéristique du rouet et le décrochage du diffuseur est aussi envisageable.

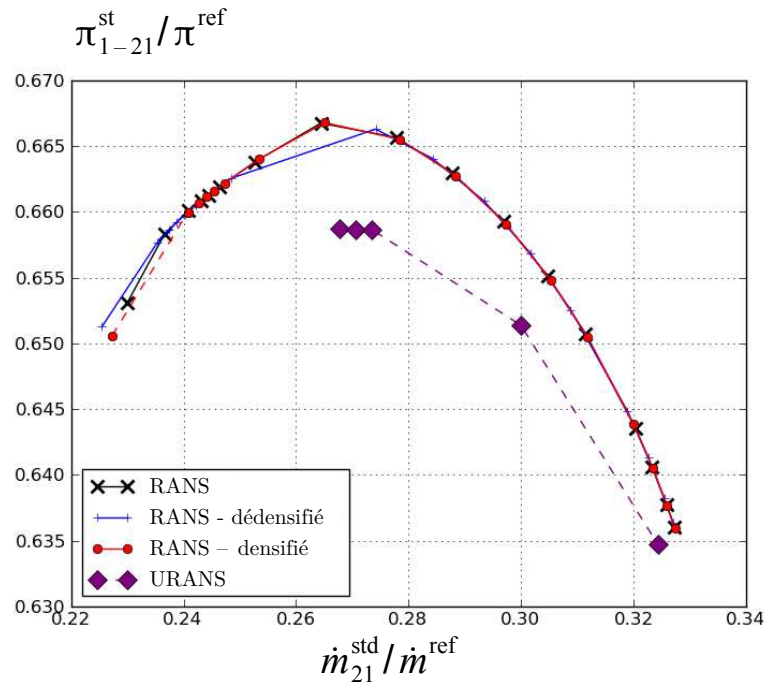


Fig 5.24: Taux de pression totale-à-statique du rouet

5.3.3 Conclusions

Les principaux points à retenir de l'analyse mono-dimensionnelle qui vient d'être effectuée sont les suivants :

- le maillage de base est celui qui présente, du point de vue des simulations stationnaires, le raffinement le plus adapté. Cette conclusion est supposée pouvoir être étendue aux simulations instationnaires, qui ont donc été effectuées avec le maillage de base ;
- le diffuseur semi-lisse est l'élément qui pilote l'évolution du taux de récupération du diffuseur complet. C'est lui qui est notamment à l'origine du décrochage du taux de récupération du diffuseur complet observé en stationnaire. Cette conclusion est en accord avec plusieurs travaux qui ont identifié le diffuseur semi-lisse comme l'élément déterminant l'entrée en régime instable pour les compresseurs centrifuges à haute vitesse, et une attention particulière sera donc portée à cette partie du diffuseur dans la suite ;
- la partie à pente positive de la courbe de $C_p^{semi-lisse}$ n'est pas décrite par le modèle instationnaire. Il n'est pas possible à ce niveau de déterminer si la limitation de la plage de stabilité du modèle instationnaire est imputable au décrochage du diffuseur ou à un autre comportement de l'écoulement (en particulier dans le rouet).

L'analyse effectuée dans la suite devra donc préciser le comportement de l'écoulement à l'origine du décrochage de $C_p^{semi-lisse}$ en stationnaire. L'analyse des résultats instationnaires permettra de déterminer si ce comportement est également prévu par le modèle instationnaire.

À terme, cette analyse devra fournir les informations nécessaires au développement d'une stratégie de contrôle du décrochage du diffuseur. Cette stratégie sera implémentée au sein des simulations stationnaires et instationnaires, et les résultats numériques obtenus avec le contrôle du décrochage du diffuseur permettront de confirmer l'implication de celui-ci dans la limitation des plages de stabilité numériques stationnaire et instationnaire.

5.4 Analyse bi-dimensionnelle

L'analyse bi-dimensionnelle a pour objectif de comprendre les phénomènes régissant l'évolution du taux de récupération du diffuseur et d'identifier l'origine de la décroissance du taux de récupération du diffuseur semi-lisse prévu par les simulations stationnaires.

Pour cela, elle s'appuie d'abord sur des représentations du champ moyen méridien, puis sur l'analyse de nappes à hauteur de veine constante.

5.4.1 Champs méridiens moyens

Les figures 5.25 à 5.30 présentent les champs méridiens moyens du nombre de Mach et d'entropie

- en stationnaire au blocage, $\dot{m}_{21}^{\text{std}}/\dot{m}^{\text{ref}}=0.33$;
- en stationnaire au rendement maximal, $\dot{m}_{21}^{\text{std}}/\dot{m}^{\text{ref}}=0.28$;
- en stationnaire avant et après décrochage, $\dot{m}_{21}^{\text{std}}/\dot{m}^{\text{ref}}=0.24$ et $\dot{m}_{21}^{\text{std}}/\dot{m}^{\text{ref}}=0.236$;
- en instationnaire, à la limite de stabilité numérique, $\dot{m}_{21}^{\text{std}}/\dot{m}^{\text{ref}}=0.267$.

Le nombre de Mach permet de repérer les zones de l'écoulement à faible vitesse, susceptibles d'être des zones de décollement, tandis que l'entropie repère les zones de l'écoulement qui contribuent aux pertes dans le compresseur.

Au blocage, l'écoulement est caractérisé par un niveau de Mach important en sortie de rouet, ainsi qu'une forte augmentation de l'entropie dans le diffuseur engendrée par la présence d'un choc. Dans le rouet, une zone à forte entropie est concentrée à proximité du carter. Cette observation est cohérente avec la présence du jeu en tête des aubages du rouet (pertes par frottement et par mélange).

Pour le point de fonctionnement au maximum du rendement, le niveau d'entropie est considérablement plus faible dans le diffuseur (plus de choc), et la zone de l'écoulement à faible entropie au moyeu en sortie de rouet s'étend jusqu'à mi-rayon du diffuseur.

Lorsque le débit est diminué davantage, deux évolutions principales peuvent être remarquées :

- la zone à forte entropie au carter dans le rouet s'étend sur davantage de hauteur de veine, et remonte vers le bord d'attaque du rouet. Cette évolution peut s'expliquer par l'augmentation de l'incidence sur les aubages rouet ainsi que l'augmentation de la différence de pression entre l'extrados et l'intrados, qui renforcent le tourbillon de jeu et les pertes qui lui sont associées ;
- une zone à faible nombre de Mach apparaît au moyeu dans le diffuseur. Dans celle-ci, le nombre de Mach moyen sur la circonférence est voisin de 0.15. (un agrandissement sur le diffuseur est montré sur la figure 5.29)

Cette zone à faible nombre de Mach est considérablement plus large pour le point de fonctionnement au plus faible débit (après décrochage), et une poche à forte entropie apparaît au moyeu, en aval du bord d'attaque du diffuseur. Elle correspond à un décollement, dont la localisation et la structure sont précisées par la suite.

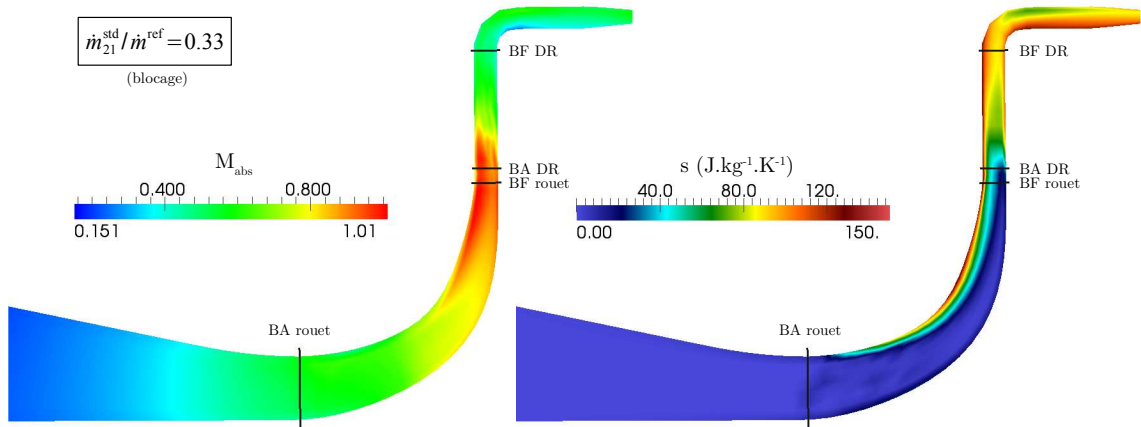


Fig 5.25: Champs méridiens moyens, nombre de Mach et entropie – RANS, blocage.

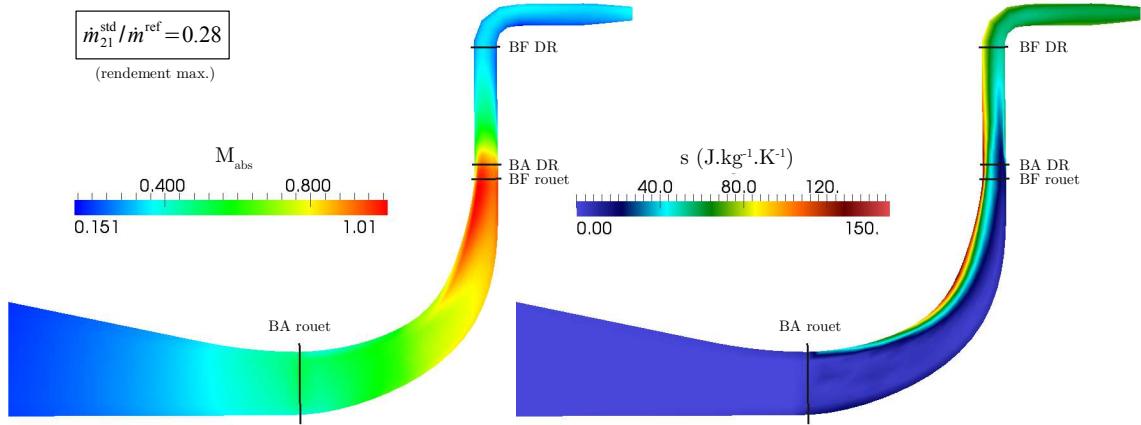


Fig 5.26: Champs méridiens moyens, nombre de Mach et entropie – RANS, rendement max. de l'étage.

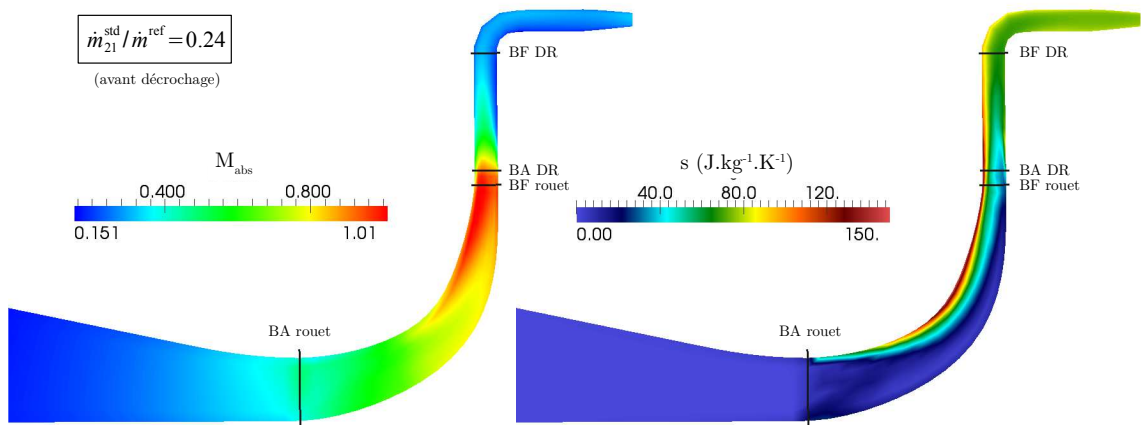


Fig 5.27: Champs méridiens moyens, nombre de Mach et entropie – RANS, avant décrochage.

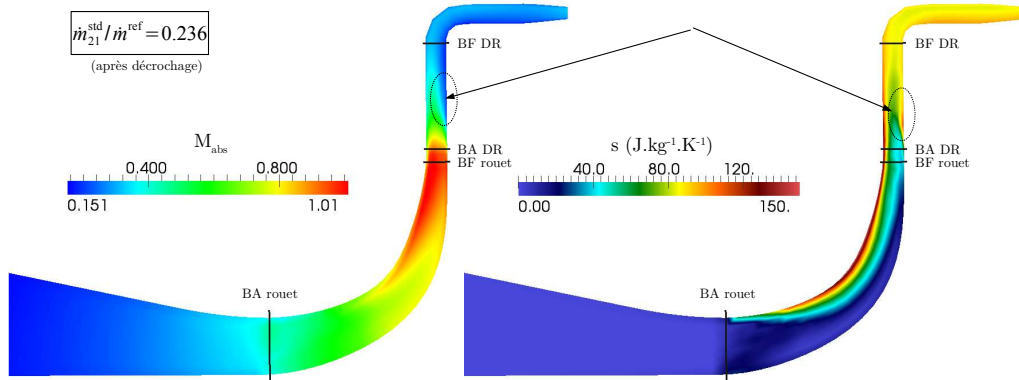


Fig 5.28: Champs méridiens moyens, nombre de Mach et entropie – RANS, décrochage

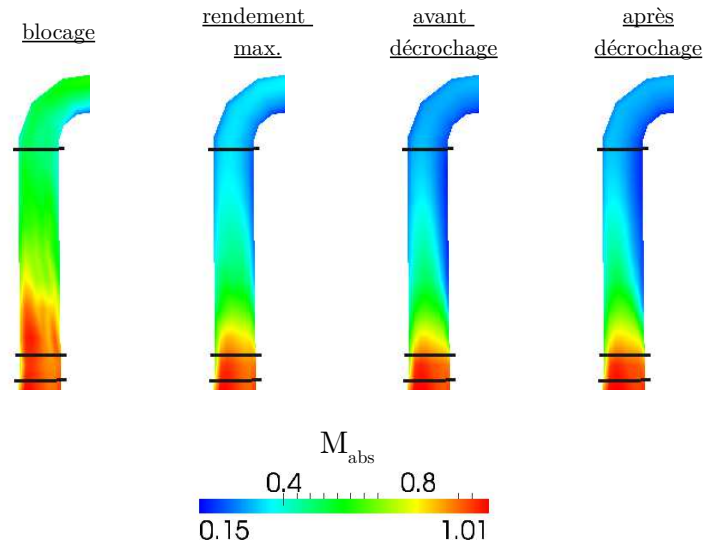


Fig 5.29: Champs méridiens moyens du nombre de Mach dans le diffuseur – RANS.

Le développement de la zone à faible nombre de Mach dans le diffuseur au moyeu est également prévu par le modèle instationnaire, comme le montre la figure 5.30 qui expose les champs méridiens du nombre de Mach et d'entropie moyennés temporellement pour le dernier point convergé à plus faible débit avec le modèle instationnaire (un agrandissement est donné sur la figure 5.31). Le développement d'un décollement au moyeu dans le diffuseur lorsque le point de fonctionnement est à proximité du pompage semble donc également prévu par le modèle instationnaire.

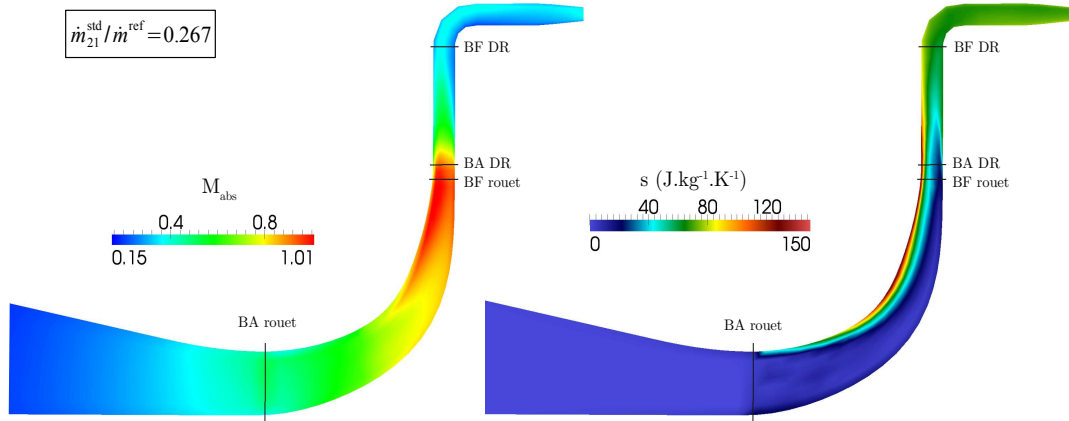


Fig 5.30: Champs méridiens moyens moyennés temporellement, nombre de Mach et entropie – URANS, proche pompage

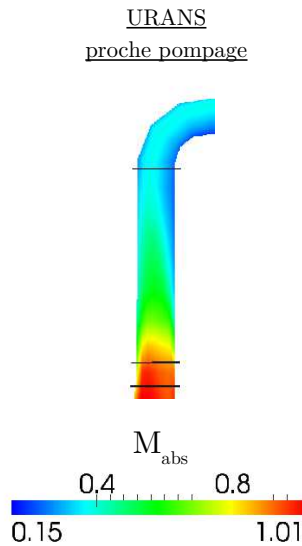


Fig 5.31: Champs méridiens moyens du nombre de Mach dans le diffuseur – URANS proche pompage.

5.4.2 Nappe à 10 % de la hauteur de veine

La partie précédente a mis en évidence le développement d'un décollement dans le diffuseur au moyeu, prévu à la fois par le modèle stationnaire et le modèle instationnaire pour les points de fonctionnement à proximité du pompage. L'analyse de l'écoulement dans une nappe à 10 % de la hauteur de veine constante effectuée dans cette partie a pour objectif d'en préciser le lieu dans la direction aube-à-aube.

Les grandeurs considérées sont à nouveau le nombre de Mach et l'entropie.

La figure 5.32 expose les champs du nombre de Mach et d'entropie prévus par le modèle stationnaire dans le diffuseur à 10 % de la hauteur de veine, pour les quatre points de fonctionnement précédemment traités.

Pour le point au blocage, une zone à faible vitesse est observé sur la face en pression des aubages du diffuseur, juste en aval du bord d'attaque. Elle correspond à un décollement de sur-incidence.

Lorsque le débit diminue, l'écoulement en sortie de rouet s'aligne progressivement avec les aubages du diffuseur, et la zone à faible nombre de Mach côté face en pression des aubages disparaît petit à petit. Au point de fonctionnement au rendement maximum, plus aucun décollement n'a lieu sur la face en pression des aubages à 10 % de la hauteur de veine .

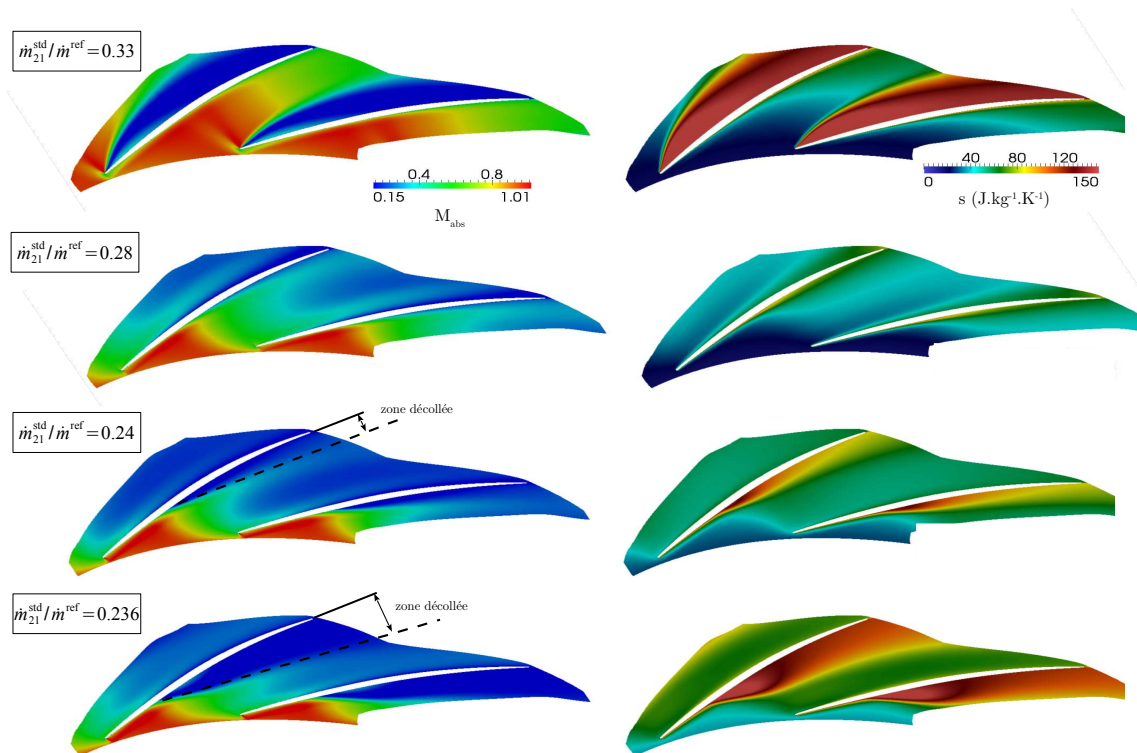


Fig 5.32: Nappe à $h/H = 10\%$ – Évolutions des champs du nombre de Mach et d'entropie du blocage au pompage. RANS, maillage de base.

À plus faibles débits, l'incidence sur les aubages du diffuseur devient positive, l'écoulement en sortie de rouet étant davantage orienté dans la direction tangentielle. Une zone à faible nombre de Mach est désormais observée sur la face en dépression des aubages du diffuseur. À contrario du cas au blocage, elle est localisée bien en aval du bord d'attaque, dans la deuxième moitié du diffuseur semi-lisse. Cette localisation est en accord avec la diminution du coefficient de récupération du diffuseur semi-lisse pour les points de fonctionnement proche pompage, observée lors de l'analyse des courbes de performances des sous-composants du diffuseur.

La croissance de cette zone à faible nombre de Mach est associée avec le développement d'une zone à forte entropie. Entre le point de fonctionnement proche pompage avant décrochage et celui décroché, celle-ci s'élargit jusqu'à occuper la moitié de la largeur du canal à 10 % de hauteur de veine.

La figure 5.33 présente les champs de pression et de gradient de pression adverse, toujours dans la nappe à 10 % de hauteur de veine et pour les points de fonctionnement stationnaires proche pompage, avant et après décrochage. Le lieu du décollement dans le diffuseur semi-lisse correspond à celui du maximum du gradient de pression.

L'existence d'une zone décollée n'est pas évidente au vu du seul champ de pression statique. La pression dans la zone décollée est peu différente de celle dans l'écoulement principal. Celle-ci est en revanche bien mise en évidence par l'observation du gradient de pression adverse (5.13) qui devient négatif dans la zone décollée. Le gradient de pression reste partout orienté de l'amont vers l'aval, mais l'inversion du sens de l'écoulement dans la zone décollée permet de rendre ce gradient de pression favorable du point de vue des particules fluides impliquées dans l'écoulement de retour.

$$\text{grad}(p) \cdot \vec{v} / \|\vec{v}\| \quad (5.13)$$

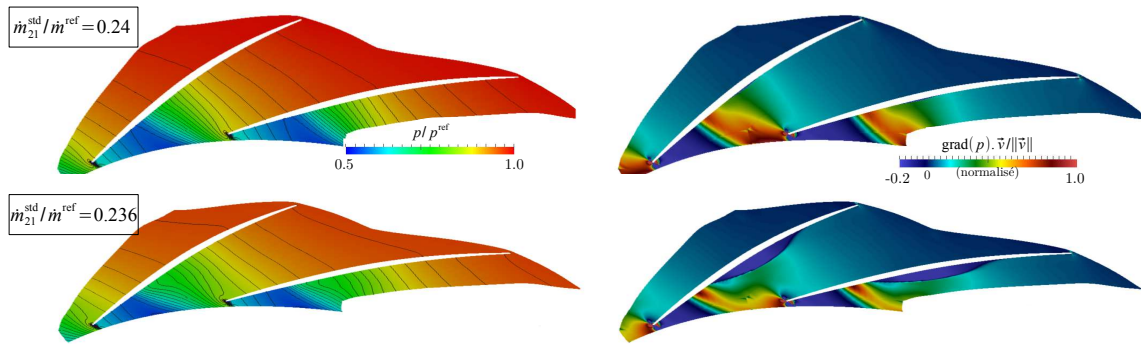


Fig 5.33: Nappe à $h/H = 10\%$ – Champ de pression statique (gauche) et de gradient de pression adverse (droite) – RANS proche pompage, avant et après décrochage.

Les champs moyennés temporellement du nombre de Mach et de pression statique dans la nappe à hauteur de veine constante $h/H=10\%$, calculés à partir des résultats instationnaires pour le point de fonctionnement à plus faible débit, sont montrés sur la figure 5.34. La structure globale de l'écoulement est similaire à celle prévue par les simulations stationnaires. En particulier, la zone à faible nombre de Mach sur la face en dépression est également prévue. Elle est plus importante que dans le cas stationnaire avant décrochage, la zone à faible nombre de Mach s'étendant sur la moitié du canal en sortie de diffuseur, ce que confirme la figure 5.35 qui compare l'étendue des zones à faible nombre de Mach dans une section traversant le canal du diffuseur.

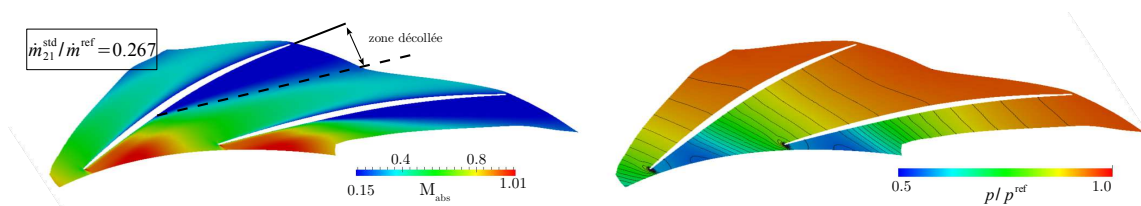


Fig 5.34: Champs moyens du nombre de Mach et de pression statique – nappe $h/H = 10\%$ – URANS, proche pompage.

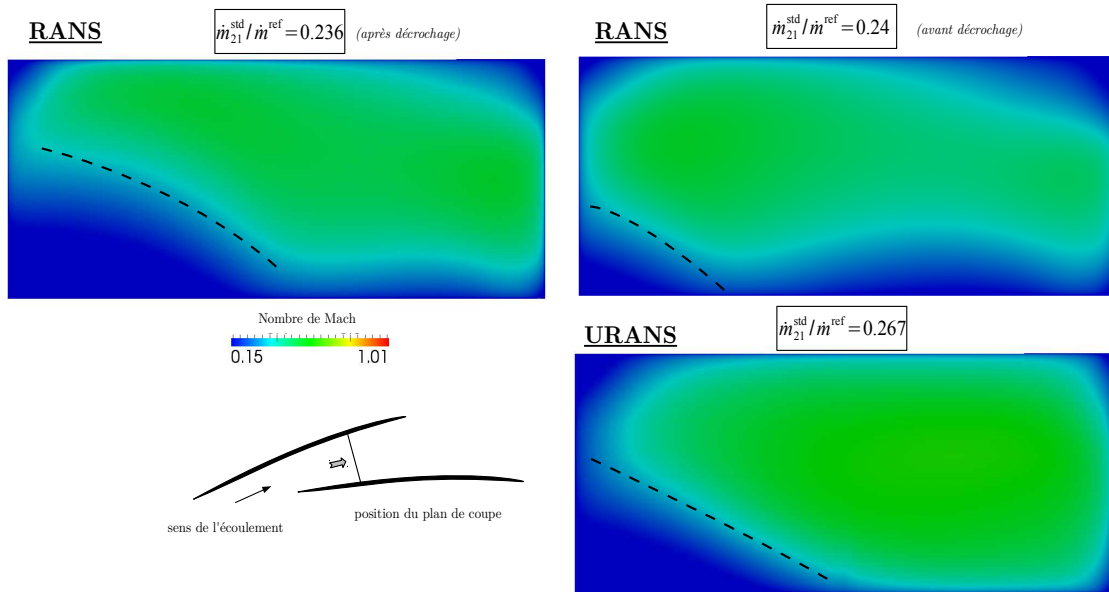


Fig 5.35: Comparaison de l'étendue des zones à faible nombre de Mach - RANS et URANS proche pompage.

Un point important à propos de la comparaison stationnaire/instationnaire est que l'origine de la zone à faible vitesse est prévue de façon identique par les deux modèles. Celle-ci se développe dans les deux cas au niveau de l'augmentation maximale de pression statique dans la zone de captation du diffuseur, même si les niveaux de pression entre les figures 5.33 et 5.34 sont différents, ce qui s'explique par les valeurs différentes de débits et de C_p à la limite des plages de stabilité numérique stationnaire et instationnaire.

L'accord entre les prévisions numériques des deux modèles en ce qui concerne le développement du décollement au moyeu dans le diffuseur justifie le développement d'une stratégie de contrôle sur la base de simulations stationnaires – beaucoup moins coûteuses que celles instationnaires. L'efficacité de la stratégie de contrôle devra toutefois être confirmée sur la base de simulations instationnaires.

5.4.3 Évolution de l'entropie le long de la face en dépression

Bien qu'il soit nécessaire pour appréhender correctement un décollement de considérer la topologie tridimensionnelle de l'écoulement (ce qui est fait dans la partie suivante), l'entropie est un bon marqueur pour confirmer la correspondance entre le lieu du décollement prévu par les modèles stationnaire et instationnaire.

La figure 5.36 expose l'évolution de l'entropie le long de lignes à hauteur de veine constante, situées à 1mm de la paroi des aubages et à 10 %, 50 % et 90 % de la hauteur de veine, pour les cas stationnaire avant et après décrochage, et instationnaire proche pompage.

Pour les trois points de fonctionnement considérés, le niveau d'entropie en aval du bord d'attaque du diffuseur est supérieur en tête, ce qui s'explique par les pertes liées à la présence du jeu, au frottement visqueux sur la paroi carter (fixe), et à l'accumulation de la partie sillage de la structure jet-sillage à proximité du carter. Mais en pied (i.e. à 10 % de la hauteur de veine), l'entropie augmente rapidement entre 20 % de la corde et le col, et elle devient même dans le cas stationnaire après décrochage supérieure à celle à proximité du carter. Cette observation est en accord avec la présence du décollement.

Le lieu de la hausse d'entropie est prévue de façon similaire par les deux modèles numériques, ce qui confirme que les deux modèles s'accordent sur la position du décollement.

Un autre point remarquable sur la figure 5.36 consiste en l'évolution de l'entropie le long de la ligne à 90 % de la hauteur de veine. Entre le bord d'attaque du diffuseur et 20 % de la corde, celle-ci présente une décroissance de près de 20 %. Cette diminution peut s'expliquer soit par un transfert d'énergie entre l'écoulement de cœur et celui à proximité du carter, sous l'action des forces de viscosité qui tendent à homogénéiser l'écoulement, comme observé par Hill (2007), soit par des écoulements secondaires qui transportent l'écoulement de cœur (à plus faible entropie) vers le coin formé par la face en dépression des aubages et le carter. L'analyse tri-dimensionnelle effectuée dans la suite montrera que dans le cas du diffuseur considéré, ce deuxième mécanisme est observé, et s'explique par l'intensité supérieure du tourbillon de passage au carter en comparaison avec celui au moyeu.

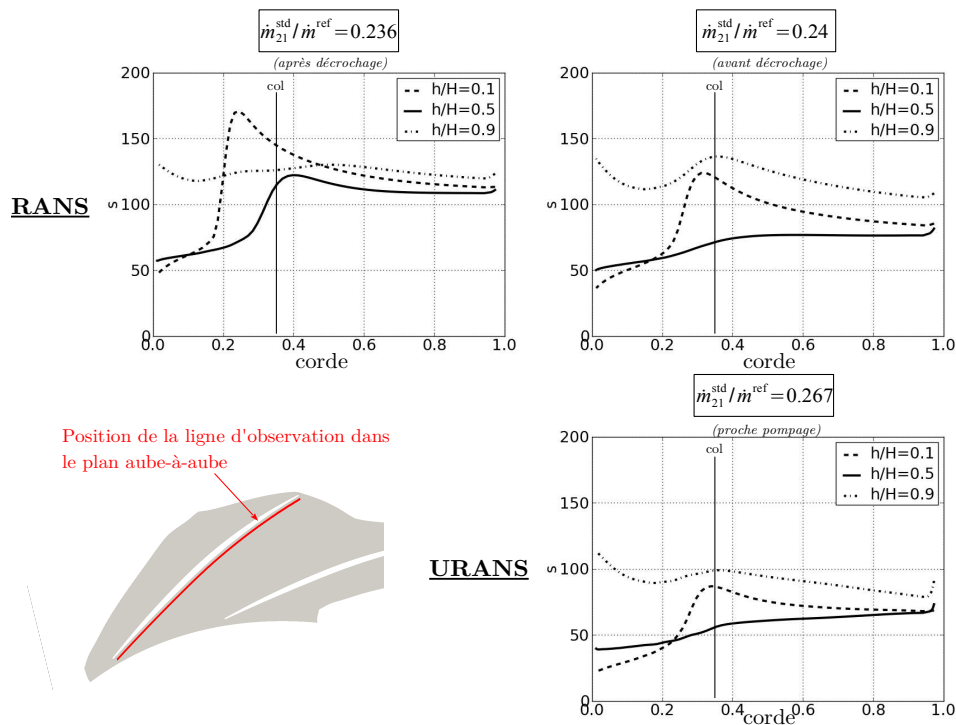


Fig 5.36: Évolution de l'entropie le long de lignes à $h/H = \text{cste}$, à 1 mm de la surface de l'aubage – RANS avant et après décrochage – URANS proche pompage.

5.4.4 Conclusions

L'analyse des courbes caractéristiques (§5.3) avait permis d'identifier le diffuseur semi-lisse comme le sous-composant à l'origine de la décroissance du coefficient de récupération du diffuseur à proximité du pompage. L'analyse effectuée dans cette partie confirme cette conclusion, et précise le comportement de l'écoulement à l'origine de cette décroissance : une zone à faible nombre de Mach et forte entropie se développe pour les points de fonctionnement proche pompage au moyeu, dans le diffuseur semi-lisse entre 20 % de la corde des aubages du diffuseur et le col, et le long de la face en dépression. Cette zone est prévue par les modèles stationnaire et instationnaire à la fois, même si seul le modèle stationnaire rend possible l'obtention d'un point de fonctionnement où le diffuseur semble opérer en situation décrochée. Cette situation décrochée est probablement stabilisée par les contraintes fortes du modèle stationnaire, tandis qu'elle est instable avec le modèle instationnaire et en réalité.

Malgré ces conclusions, il a été montré dans le chapitre dédié au décollement de la couche limite qu'une simple analyse bi-dimensionnelle n'est pas suffisante pour conclure à l'occurrence d'un décollement et en déterminer l'origine. Une analyse topologique est donc nécessaire pour préciser la structure tri-dimensionnelle de l'écoulement, et l'existence de lignes de séparation au

sein du spectre pariétal, avec à terme l'objectif de rendre disponible les informations nécessaires au développement d'une stratégie de contrôle.

C'est l'objet de la partie suivante.

5.5 Analyse tridimensionnelle – Topologie de l'écoulement dans le diffuseur radial

Cette partie est consacrée à l'analyse de la structure de l'écoulement tridimensionnel. Cette analyse repose sur une étude de la topologie de l'écoulement, selon les principes présentés dans le chapitre 4 et en mettant à profit la technique *Surface Line Integral Convolution*, disponible dans le logiciel de visualisation *Paraview* développé par *Kitware*.

L'évolution de la structure de l'écoulement dans le diffuseur du blocage au pompage prévue par les résultats stationnaires et instationnaires moyennés est dans un premier temps analysée. Le développement d'un décollement dans le coin moyeu/face en dépression est révélé pour les points de fonctionnement proche pompage.

Une deuxième partie est consacrée au comportement temporel de ce décollement prévu par les simulations instationnaires.

5.5.1 Spectre pariétal et structure de l'écoulement – RANS et URANS moyenné

Cette partie porte sur les topologies stationnaires et instationnaires moyennées. L'observation du spectre pariétal, complété par le calcul de lignes de courant tri-dimensionnelles permet de mettre en évidence les structures de l'écoulement au blocage, au point au rendement maximum et à proximité du pompage.

Les points de fonctionnement considérés sont les mêmes que dans la partie précédente.

Point de fonctionnement au blocage

La figure 5.37 expose les spectres pariétaux sur les faces en pression et en dépression des aubages du diffuseur pour le point de fonctionnement stationnaire au blocage, visualisés à l'aide de la technique *Surface LIC*. Afin d'en faciliter la compréhension, une schématisation de la topologie de l'écoulement est également proposée (figures inférieures).

Pour ce point de fonctionnement, la topologie confirme la présence d'un décollement important sur la face en pression des aubages. Celui-ci se traduit principalement par la présence d'un foyer très large au sein du spectre pariétal situé juste en aval du bord d'attaque du diffuseur. Deux autres foyers dont les tailles sont moindres en comparaison du premier sont également présents. Ces foyers sont tous des foyers de détachement (convergence des lignes de frottement), et marquent le décollement de la couche limite sous la forme de tourbillons.

La topologie proche blocage est complexe, et elle ne sera pas davantage commentée dans ce mémoire dont l'objet est l'analyse du fonctionnement du diffuseur pour les points de fonctionnement proche pompage. On notera seulement qu'elle est cohérente du point de vue topologique : en incluant les bords d'attaque et de fuite comme des nœuds (ou ligne) d'attachement et de séparation, la relation de cohérence topologique est bien respectée. Elle sera respectée de la même façon pour toutes les topologies qui seront présentées dans la suite.

$$\underbrace{\sum \text{nœuds + foyers}}_{=7} - \underbrace{\sum \text{cols}}_{=5} = 2 \quad (5.14)$$

Le spectre pariétal issu du champ instationnaire moyenné pour le point au blocage (figure 5.38) est globalement en accord avec celle prévue par les simulations stationnaires, le foyer massif de séparation juste en aval du bord d'attaque étant également prévu. L'un des couples col-foyer secondaires n'est toutefois pas prévu. L'origine de cette différence n'a pas été explicitement déterminée, mais il semble que le mélange lié à l'instationnarité de l'écoulement compromette l'existence du tourbillon concerné.

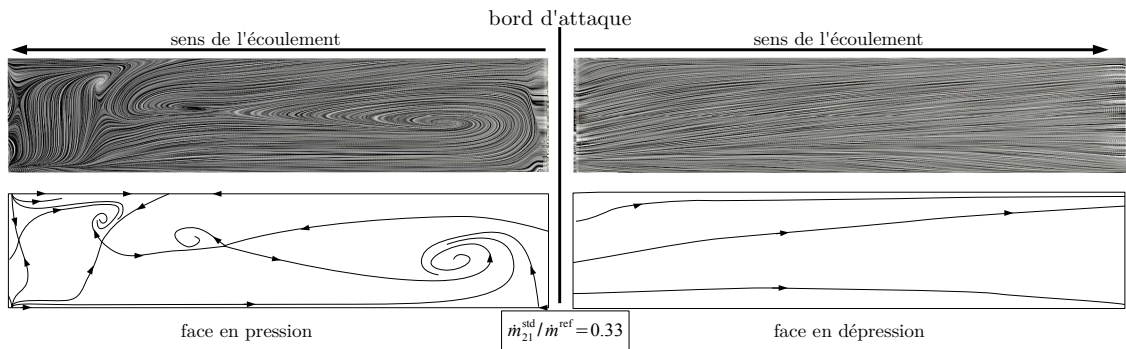


Fig 5.37: Spectre pariétal sur les faces en pression et en dépression des aubages du diffuseur – RANS, blocage.

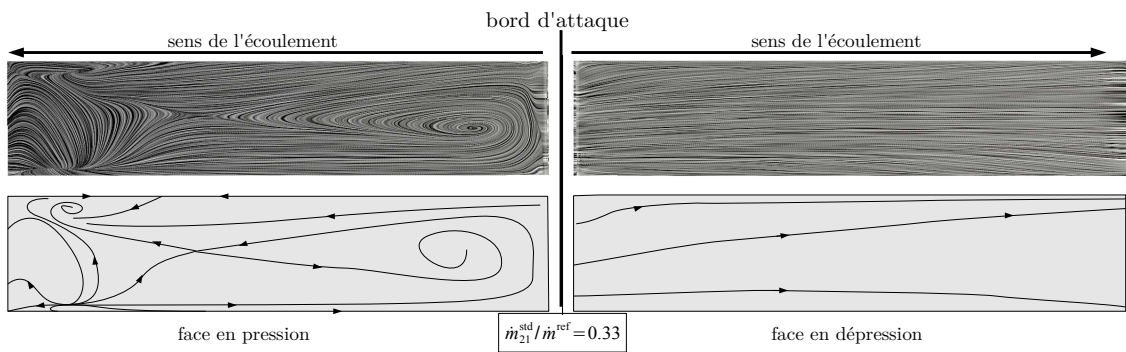


Fig 5.38: Spectre pariétal sur les faces en pression et en dépression des aubages du diffuseur – URANS moyen, blocage.

Point de fonctionnement au rendement maximum

Pour le point de fonctionnement au rendement maximum, figure 5.39, la topologie sur la face en pression est très différente de celle au blocage. Plus aucun foyer de détachement n'est visible sur la face en pression des aubages. Seul un couple nœud-col, noté N1-C1, est observé.

- le nœud N1 est un nœud d'attachement. Il marque un endroit où l'écoulement impacte la face en pression des aubages du diffuseur, à proximité du carter. Ce comportement de l'écoulement peut s'expliquer par la distorsion selon la hauteur de veine de l'angle de l'écoulement en entrée du diffuseur. Tandis que, pour ce point de fonctionnement, l'incidence sur les aubages du diffuseur est faible à mi-hauteur de veine, elle est positive en tête. Les lignes de courant en entrée du diffuseur et à proximité du carter sont donc orientées vers la face en pression des aubages.
Cet effet est renforcé par l'action du tourbillon du passage, qui transporte le fluide à faible énergie cinétique vers la face en pression des aubages. Ainsi, les particules à faible vitesse contenues dans la couche limite au carter sont déviées vers les faces en pression des aubages, où elles s'accumulent dans le coin au carter ;
- le col C1 marque la confrontation entre l'écoulement principal orienté de l'amont vers l'aval, et l'écoulement de retour en provenance du nœud N1.

La figure 5.40 schématise de façon simplifiée et bi-dimensionnelle le comportement de l'écoulement à l'origine de la topologie observée pour le point de fonctionnement au rendement maximum.

Le spectre pariétal est à nouveau en accord avec la règle de cohérence topologique. Il est important de noter toutefois que la schématisation est simplifiée : la présence d'arêtes vives dans les coins au moyeu et au carter impose en effet l'existence d'une ligne de frottement particulière (i.e. confondue avec l'arête). Cela donne lieu à une topologie d'écoulement très locale au niveau des coins.

La simplification effectuée pour la schématisation est observable sur la position du nœud N1 : tandis que celui-ci est légèrement décalé par rapport à l'arête supérieure de l'aubage sur la représentation LIC, il est représenté sur celle-ci sur la schématisation. En réalité, une observation plus en détails de la topologie de l'écoulement révèle la présence d'un col et d'un foyer très localisés à proximité du coin, dont la prise en compte complexifie la schématisation sans rien apporter à la compréhension de la structure globale de l'écoulement. Ce type de simplification du spectre pariétal sera effectuée pour toutes les représentations présentées dans la suite.

Si cela ne porte pas préjudice à la description de la topologie de l'écoulement dans le cas présent, cela souligne peut être le signe d'un rôle majeur joué par la prise en compte des coins du diffuseur en tant qu'arêtes vives : celles-ci fixent la position d'une ligne de frottement, ce qui peut avoir pour effet *d'accrocher* le nœud N1 et le col C1 à la proximité immédiate du coin carter/face en pression. Des modifications majeures du spectre pariétal pourraient dès lors être engendrées par la prise en compte des congés de raccordement, qui autorisent le passage des lignes de frottement entre les parois du moyeu et du carter et celles de l'aubage. Dans les suites qui seront données à la présente étude, il pourra donc être intéressant de prendre en compte les congés de raccordement entre les aubages du diffuseur et les flasques afin d'observer leur influence sur la topologie de l'écoulement, et donc le lieu du contrôle à mettre en place.

Cette prise en compte pourra s'inscrire dans une démarche plus globale d'évaluation des effets technologiques sur les prévisions de la topologie de l'écoulement (prélèvement face arrière du rouet, congés de raccordement, entrefers, etc.).

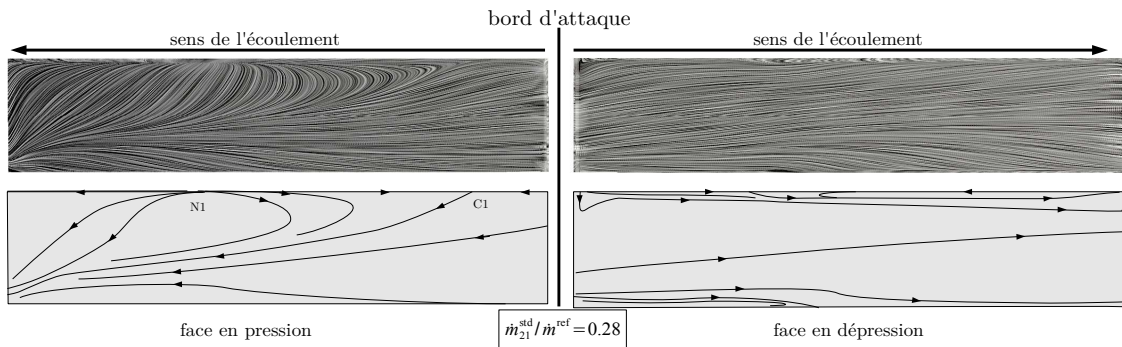


Fig 5.39: Spectre pariétal sur les faces en pression et en dépression des aubages du diffuseur – RANS, rendement max.

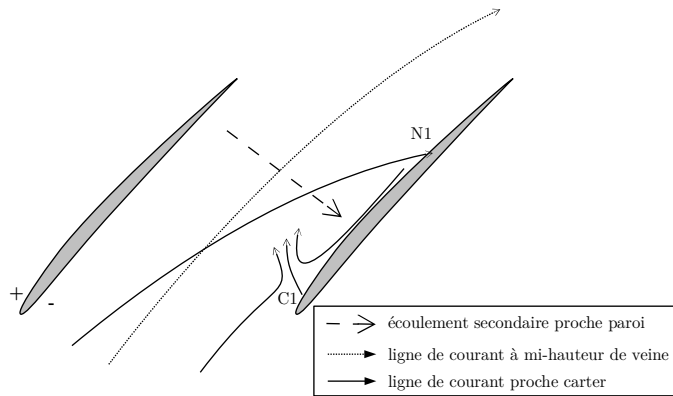


Fig 5.40: Schématisation simplifiée du comportement de l'écoulement observé pour le point à rendement maximum.

Sur la face en dépression pour le point de fonctionnement au rendement maximum (figure 5.39), les prémices de décollements de coin sont visibles au voisinage immédiat des coins au moyeu et au carter, mais leur étendue est très limitée. La présence d'un tourbillon de bord d'attaque à proximité du carter est également observée : la figure 5.41 présente une vue agrandie du spectre pariétal dans cette zone, ainsi que la schématisation topologique associée. Le tourbillon observé semble être celui impliqué dans le scénario de déclenchement d'instabilités proposés par Everitt & Spakovszky (2011). Son étendue est cependant extrêmement limitée, et sa trace n'est plus détectable dans une surface décalée de 0.1mm par rapport à la face en dépression (figure 5.42). Sa trace sur la paroi carter est également à peine perceptible.

Cette observation illustre le fait que l'observation d'un spectre pariétal sur une seule surface peut donner lieu à une interprétation erronée quant au comportement global de l'écoulement. La seule visualisation des lignes de frottement ne permet en effet pas d'appréhender l'étendue des structures observées dans la direction normale à la paroi. Elle ne permet donc pas de distinguer les séparations *locales* de celles *globales*, pour lesquelles la vitesse d'éjection normale à la paroi est plus conséquente. Cette distinction serait possible en utilisant le critère de Surana et al. (2006), puisque celui-ci repose sur une quantification de la vitesse normale d'éjection des particules fluides. Son calcul n'a toutefois pas été mis en œuvre au cours de cette thèse, en raison d'une part de sa difficulté d'implémentation numérique, et d'autre part de la disponibilité dans *Paraview* de l'algorithme *Surface LIC* qui permet de visualiser de façon quasi-instantanée la topologie de l'écoulement dans des surfaces parallèles aux parois solides, ce qui permet d'évaluer l'étendue des structures de l'écoulement. La visualisation du spectre pariétal sur une surface perpendiculaire (ici celle au carter) apporte également de précieuses informations pour interpréter correctement le comportement de l'écoulement.

La tendance de l'écoulement à migrer vers le carter est également mise en évidence par le spectre pariétal sur la face en dépression des aubages. Elle s'explique par la dissymétrie des tourbillons de passage au moyeu et au carter (figure 5.43). Le tourbillon de passage au carter est plus intense qu'au moyeu. Cette dissymétrie crée un mouvement global de l'écoulement vers la paroi carter du côté de la face en dépression, qui ré-énergétise le coin carter/face en dépression des aubages.⁵⁰ Cet effet expliquera dans la suite pourquoi la croissance du décollement de coin est observée au moyeu et non pas au carter.

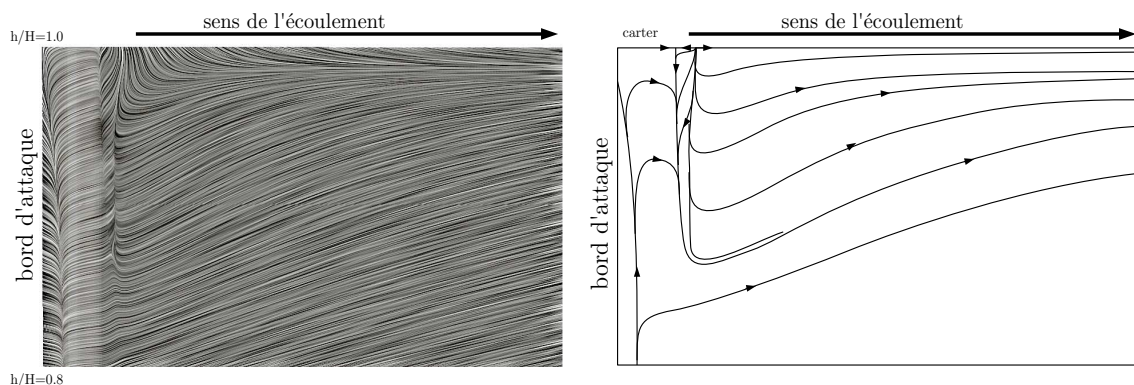


Fig 5.41: Tourbillon au bord d'attaque des aubages du diffuseur, proche carter – RANS, rendement max.

⁵⁰ Le fluide à faible quantité de mouvement, transporté par le puissant tourbillon de passage au carter, est remplacé par du fluide *sain*.

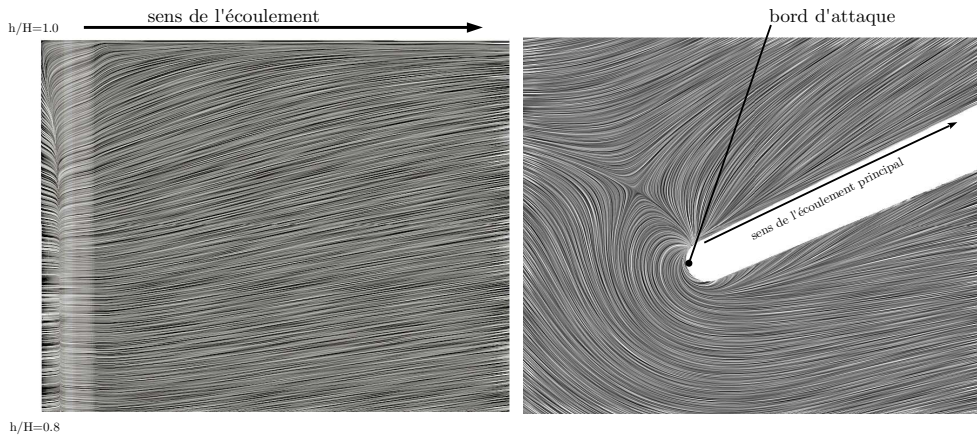


Fig 5.42: Lignes de courant à 0.1mm de la surface des aubages (gauche), et spectre pariétal au carter au voisinage du bord d'attaque (droite) – RANS, rendement max.

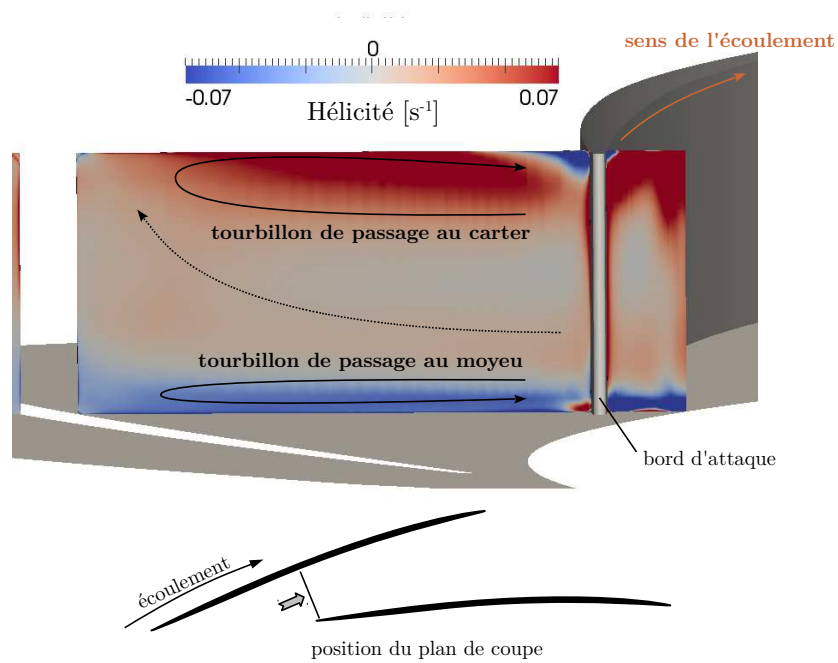


Fig 5.43: Influence des écoulements secondaires sur l'écoulement global – RANS, rendement max.

Points de fonctionnement proches pompage

Les spectres pariétaux sur les faces en pression et en dépression des aubages pour le point de fonctionnement stationnaire proche pompage, avant décrochage, sont montrés sur la figure 5.44. Le couple nœud d'attachement-col N1-C1 n'est plus présent sur la face en pression. Une convergence des lignes de frottement est toujours visible, et témoigne du mouvement de l'écoulement sur la face en pression depuis les parois moyeu et carter vers le centre de la veine, sous l'influence des écoulements secondaires. Il y a éventuellement un décollement de couche limite de type *longitudinal*, mais aucune structure topologique particulière n'est observée.

En revanche le décollement dans le coin au moyeu sur la face en dépression s'est développé de façon considérable, et un foyer de détachement (F2) est clairement identifiable au sein du spectre pariétal. Celui-ci est associé à un col (C2) à l'origine d'une ligne séparatrice de type détachement qui s'enroule dans le foyer (F2). Cette ligne séparatrice marque l'interface entre l'écoulement incident et celui de retour. Contrairement à la topologie observée sur la face en pression pour le point à rendement maximal, qui marquait l'impact de l'écoulement sur la face en pression, la topologie observée ici est bien celle d'un décollement : l'écoulement se détache de la paroi des aubages sous la forme d'un tourbillon dont la trace à la paroi est le foyer (F2). La ligne de séparation principale, i.e. celle vers laquelle convergent les lignes de frottement, est la ligne séparatrice (C2)-(F2). Le spectre pariétal est celui d'une séparation de type *topologique* complètement développée.

Un deuxième col (C3) est associé à une ligne séparatrice qui délimite vers l'amont les lignes de frottement finalement capturées par le foyer (F2) de celles continuant vers l'aval. Cette ligne séparatrice permet d'évaluer l'étendue de la zone décollement sur la surface des aubages du diffuseur. Pour le point de fonctionnement avant décrochage, les lignes de frottement sur le quart inférieur des aubages du diffuseur sont capturées par le foyer de détachement (F2).

Le tourbillon de décollement au bord d'attaque, à proximité du carter, est à nouveau observé, mais son étendue est à nouveau très limitée, et son importance est secondaire en comparaison du décollement observé au moyeu.

Lorsque le débit est diminué davantage, figure 5.45, la topologie de l'écoulement sur la face en dépression reste la même, mais la taille du foyer (F2) est considérablement augmentée. Il capture désormais toutes les lignes de frottement sur la moitié inférieure de la veine. Le tourbillon correspondant au foyer (F2) est donc considérablement plus intense. Cette augmentation rapide de l'étendue du foyer de détachement témoigne du décrochage de la face en dépression des aubages, au même titre que le décrochage d'un corps profilé lorsque l'incidence de l'écoulement devient excessive. Ce décrochage est à l'origine de la chute du coefficient de récupération du diffuseur.

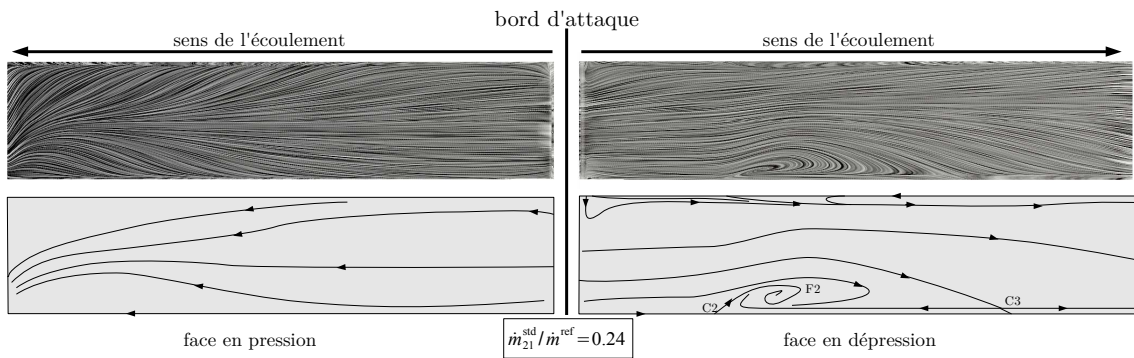


Fig 5.44: Spectre pariétal sur les faces en pression et en dépression des aubages du diffuseur – RANS, proche pompage, avant décrochage.

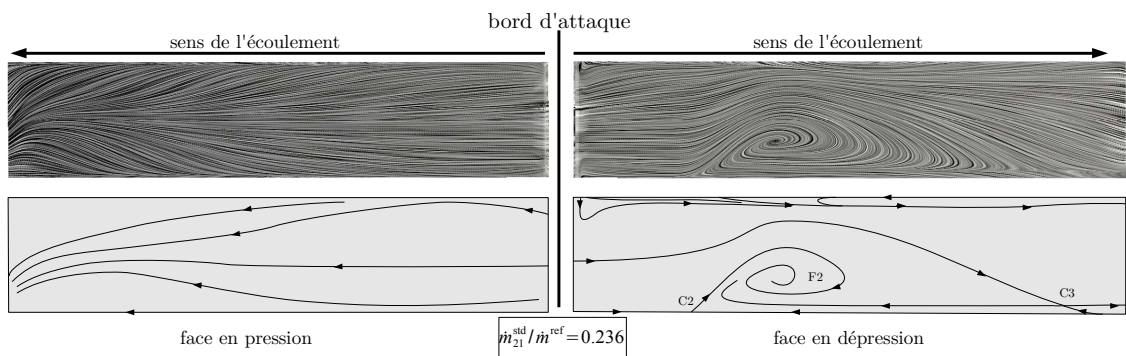


Fig 5.45: Spectre pariétal sur les faces en pression et en dépression des aubages du diffuseur – RANS, proche pompage, après décrochage.

Sur la paroi moyeu, le passage de la configuration avant décrochage à la configuration décrochée coïncide avec l'apparition d'un foyer de recollement (F3) dans le spectre pariétal. La figure 5.46 montre les topologies observées avant et après décrochage en stationnaire au moyeu :

- dans les deux cas, un col (C4) existe en amont du bord d'attaque. La topologie de l'écoulement dans cette zone correspond à celle d'un tourbillon en fer à cheval classiquement observé en amont d'un obstacle placé dans un écoulement ;
- un col (C2) est observé le long de la face en dépression des aubages. Sa position correspond à celle du col portant le même nom sur la topologie de la face en dépression. Il est associé à une ligne séparatrice qui délimite l'écoulement principal de l'écoulement de retour ;

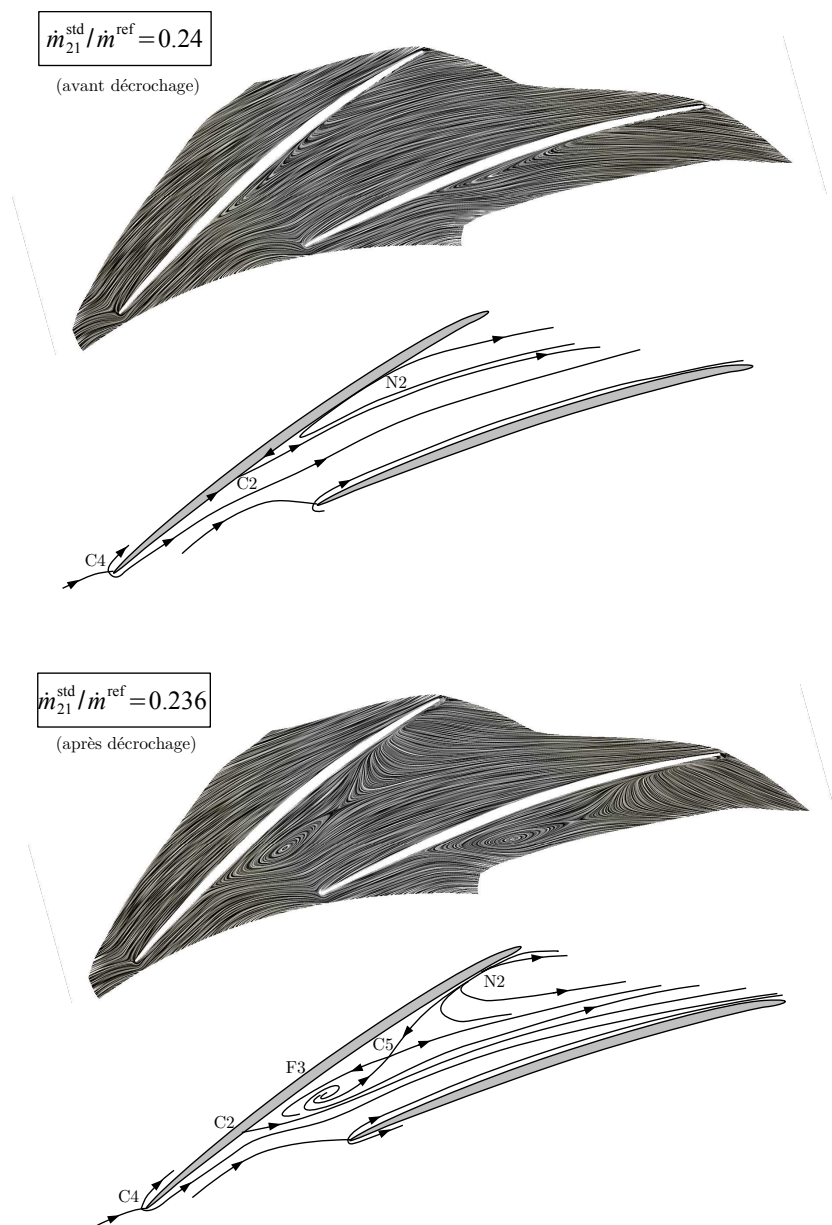


Fig 5.46: Spectre pariétal sur la paroi au moyeu dans le diffuseur – RANS, avant et après décrochage

- un nœud d'attachement (N2) est situé au niveau du col (C3) dans le coin formé avec la face en dépression. Il marque l'attachement au moyeu d'une partie du fluide qui se sépare de la face en dépression des aubages.

Dans la configuration décrochée, la ligne séparatrice issue de (C2) – qui délimite la zone du spectre pariétal alimentée par (N2), et donc l'étendue de l'écoulement de retour sur la face en dépression des aubages – s'est considérablement redressée à travers le canal. De façon simultanée, un deuxième couple foyer-col (F3)-(C5) a fait son apparition au sein de la topologie au moyeu. Le foyer (F3) est un foyer d'attachement. Il marque l'impact d'un tourbillon sur la paroi du moyeu. La zone du spectre pariétal correspondant à l'écoulement de retour au moyeu est donc alimentée à la fois par le nœud (N2) et le foyer (F3). Les séparatrices issues du col (C5) délimitent la zone du spectre pariétal alimentée par le nœud (N2) de celle alimentée par le foyer (F3).

L'observation de lignes de courant tri-dimensionnelles, figure 5.47, montre que le tourbillon qui impacte la paroi du moyeu en (F3) pour le point de fonctionnement décroché est celui formé sur la face en dépression au niveau du foyer (F2) : tandis qu'il est convecté vers l'aval dans le cas avant décrochage, il *plonge* vers la paroi du moyeu dans la configuration décrochée.

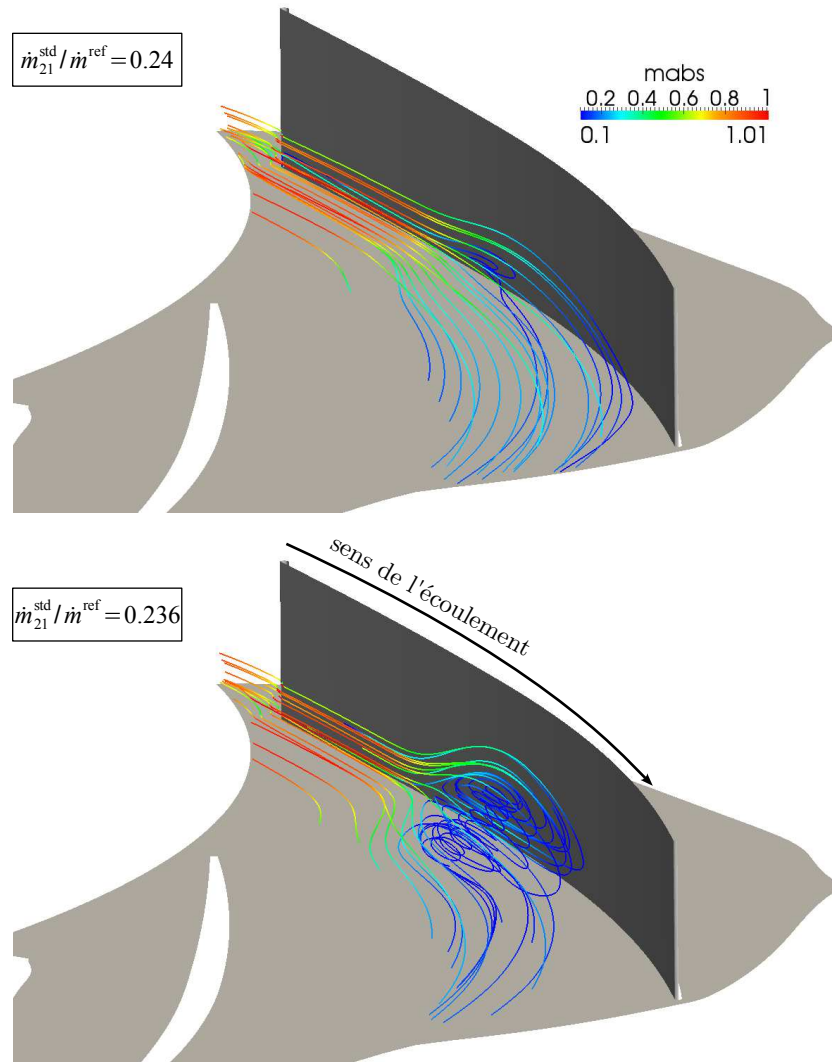


Fig 5.47: Lignes de courant tri-dimensionnelle repérant le décollement – RANS, proche pompage, avant (haut) et après décrochage (bas).

La topologie de l'écoulement pour $\dot{m}_{21}^{\text{std}}/\dot{m}^{\text{ref}}=0.236$ (i.e. après décrochage) est celle d'un *décrochage de coin*, en accord avec la terminologie utilisée par Lei et al. (2006). Selon ces auteurs, un décollement peut être qualifiée de *hub corner stall* lorsque des écoulements de retour sont observés simultanément sur la paroi de l'aubage et sur la paroi latérale. Le cas prévu par les simulations stationnaires rentre donc bien dans ce cas de figure. Il diffère cependant de celui considéré par Lei et al. selon deux points importants :

- dans le cas considéré par Lei et al., les deux foyers sur la paroi de l'aubage et au moyeu sont des foyers de décollement, tandis que le foyer (F3) au moyeu dans la configuration présente est de type attachement ;
- dans un cas axial comme celui considéré par Lei et al., le tourbillon de passage a pour effet l'accumulation des particules à faible énergie cinétique dans le coin moyeu/face en dépression, favorisant ainsi le développement d'un décollement dans ce coin. Dans le cas d'un diffuseur radial, le tourbillon de passage tend au contraire à transporter le fluide à faible énergie cinétique depuis la face en dépression des aubages du diffuseur vers la face en pression. Cet effet est observable sur la figure 5.40 : les lignes de frottement au moyeu sont globalement orientées vers la face en pression des aubages du diffuseur. Dans le cas étudié, le tourbillon de passage n'a donc pas un effet favorable à l'accumulation de fluide à faible énergie cinétique dans le coin dans lequel est observé le décollement.

En revanche, la dissymétrie entre les tourbillons de passage au moyeu et au carter sélectionne le coin au moyeu comme le lieu privilégié par rapport au coin au carter pour la croissance du décollement de coin. L'écoulement principal tendant à remonter dans le coin carter/face en dépression des aubage, le coin au carter est renforcé vis-à-vis d'un décollement, à l'inverse du coin au moyeu.

Dans le cas instationnaire moyenné à proximité du pompage, figure 5.48, la topologie observée sur les parois des aubages du diffuseur est semblable à celle prévue par le modèle stationnaire, avec la présence du foyer de détachement (F2) sur la face en dépression des aubages à proximité du moyeu. Le col (C2), qui est à l'origine de la ligne séparatrice de détachement (C2)-(F2) est prévu à une position similaire à celle des simulations stationnaires. Cette correspondance entre les prévisions des deux modèles est tout à fait intéressante puisque le col C2 déterminera dans la suite la position adéquate pour la fente d'aspiration.

Le col (C3) est en revanche situé à proximité du bord de fuite, et les lignes de frottement sur la moitié inférieure de la face en dépression des aubages sont capturées par (F2). La trace de la zone décollé sur la face en dépression est donc plus étendue que dans le cas stationnaire avant décrochage.

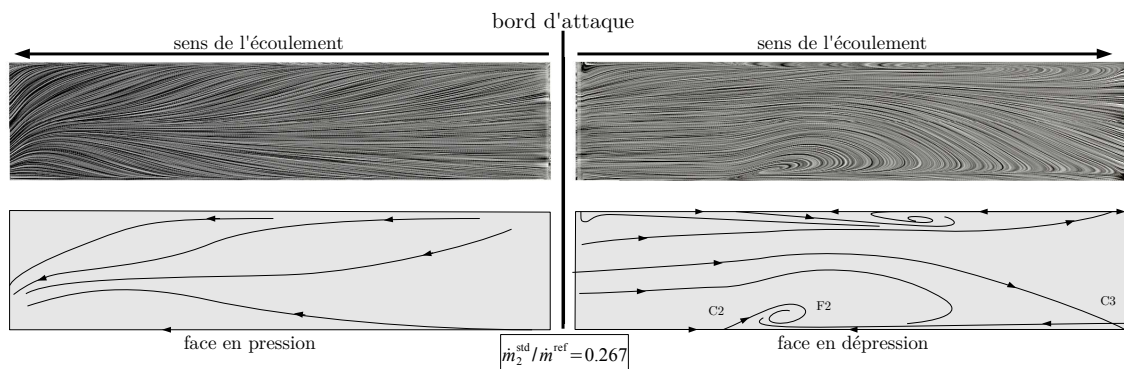


Fig 5.48: Spectre pariétal sur les faces en pression et en dépression des aubages du diffuseur URANS moyen, proche pompage.

La figure 5.49 présente le spectre pariétal au moyeu de l'écoulement moyen pour le cas instationnaire moyenné proche pompage. La topologie est à nouveau semblable à celle en stationnaire avant décrochage. À l'image du col (C3) sur la face en dépression, le nœud d'attachement (N2) est par contre situé plus en aval que dans le cas stationnaire avant décrochage, et la séparatrice issue du col (C2) est davantage redressée au travers du canal. Aucun foyer d'attachement n'est présent au sein du spectre pariétal, et le tourbillon formé en (F2) sur la face en dépression est donc convecté vers l'aval, de façon similaire au cas stationnaire avant décrochage.

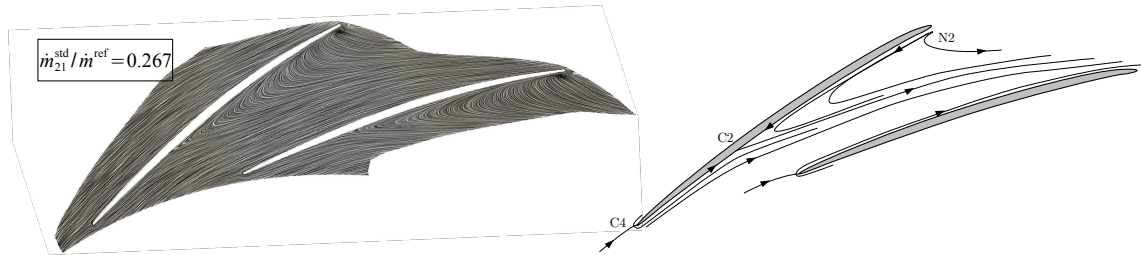


Fig 5.49: Spectre pariétal au moyeu dans le diffuseur – URANS moyen, proche pompage.

Les spectres pariétaux instationnaires moyens ne sont pas montrés pour les deux autres points proches pompage obtenus avec le modèle instationnaire. Les topologies sont en effet dans les trois cas qualitativement identiques à celle sur la figure 5.48.

Il peut seulement être retenu qu'une augmentation progressive de la taille du foyer F2 sur la face en dépression des aubages est observée, de la même façon qu'en stationnaire. Cette augmentation confirme le fait que la zone décollée dans le coin moyeu/face en dépression se développe lorsque le point de fonctionnement se rapproche du pompage.

Conclusions

La figure 5.50 illustre l'ensemble des observations qui ont été faites dans cette partie à propos de la structure de l'écoulement dans le diffuseur, du point de fonctionnement au rendement maximal jusqu'au pompage. Des lignes de courant y sont représentées. Celles-ci ont pu être positionnées judicieusement grâce aux conclusions de l'analyse des spectres de frottement pariétaux.

Au rendement maximum, les lignes de courant à proximité du carter s'accumulent sur la face en pression sous l'effet des écoulements secondaires, et une partie remonte vers l'amont. Cette accumulation a pour conséquence l'existence d'une zone à faible vitesse dans le coin carter/face en pression des aubages du diffuseur et la présence d'un écoulement de retour. Au moyeu, les écoulements secondaires sont également présents, mais sont moins intenses. En conséquence, la déviation des lignes de courant est moins prononcée, et l'accumulation du fluide à faible énergie sur la face en pression au moyeu est moindre.

Lorsque le point de fonctionnement se rapproche du pompage, un décollement se développe dans le coin entre la paroi moyeu et la face en dépression des aubages. Il se traduit par la formation d'un tourbillon sur la surface des aubages. Ce tourbillon est convecté vers l'aval par l'écoulement principal. Il s'intensifie au fur et à mesure que le débit est diminué.

Lorsque le débit de décrochage est atteint, la taille du tourbillon formé sur la face en dépression des aubages augmente rapidement. Il n'est plus convecté vers l'aval par l'écoulement principal, mais plonge vers le moyeu sur lequel il se répand. Cette évolution brutale de la topologie de l'écoulement coïncide avec la diminution brusque du coefficient de récupération du diffuseur prévue par le modèle stationnaire à proximité du pompage.

L'existence du décollement de coin au moyeu est confirmée par l'analyse des résultats instationnaires moyennés à proximité du pompage (figure 5.51). L'étendue de la zone d'écoulement de retour le long de la face en dépression est supérieure à celle en stationnaire, mais les topologies de l'écoulement prévues par les deux modèles sont cohérentes entre elles.

Cette observation valide les capacités de prédiction du modèle stationnaire en ce qui concerne la structure globale de l'écoulement dans le diffuseur proche pompage. Elle justifie de baser le développement d'une technique de contrôle sur les résultats de simulations stationnaires, moins coûteuses.

Malgré cette correspondance entre les topologies stationnaires et instationnaires moyennées, il a été montré dans le chapitre bibliographique à propos du décollement de la couche limite que l'interprétation du spectre pariétal moyenné temporellement peut conduire à des interprétations erronées quant au comportement de l'écoulement dans le cas où la séparation est de type mobile. Une analyse doit donc être menée pour établir le type de la séparation, *fixe* ou *mobile*.

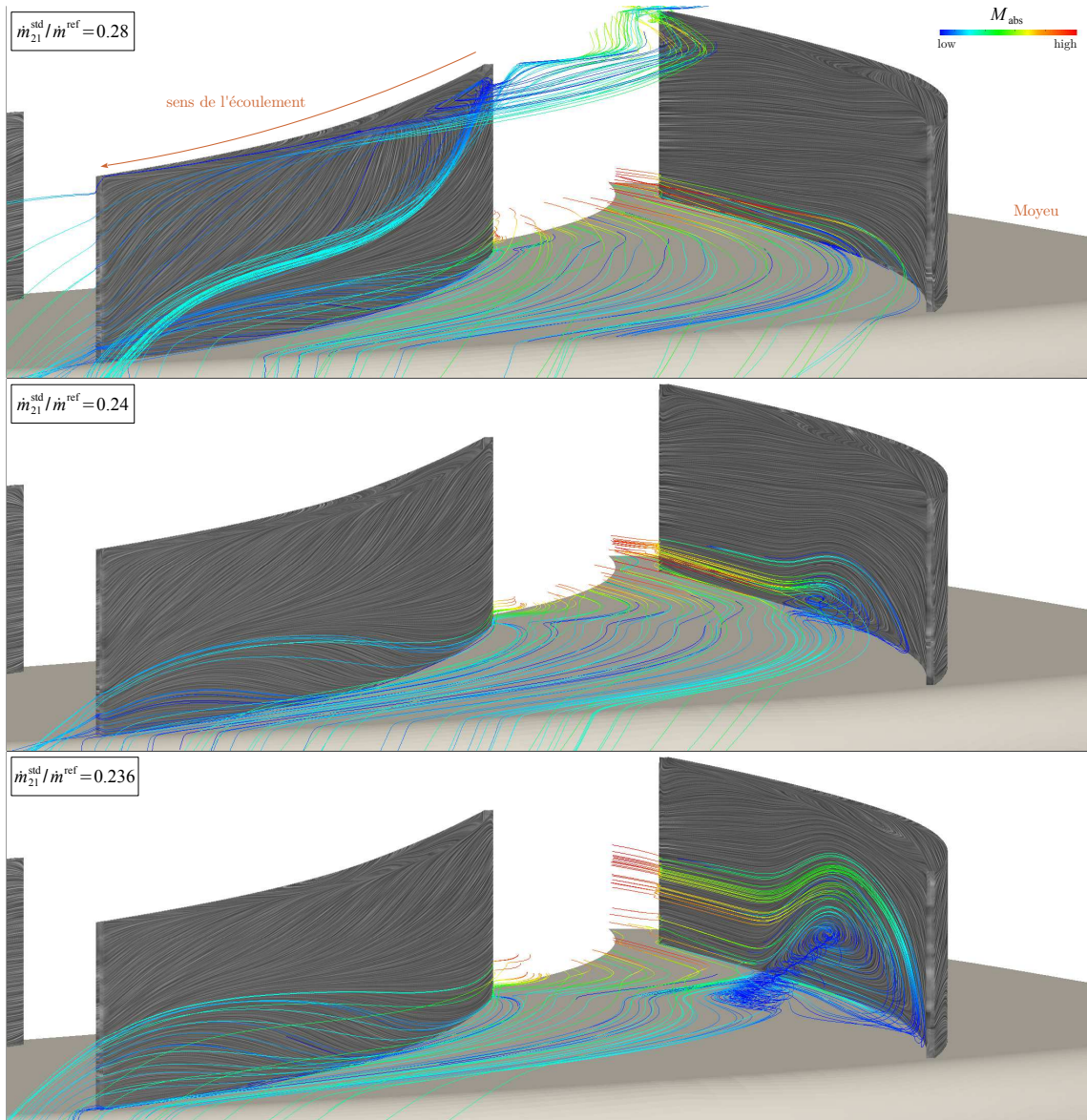


Fig 5.50: Évolution des structures principales de l'écoulement, du rendement maximum au pompage – RANS

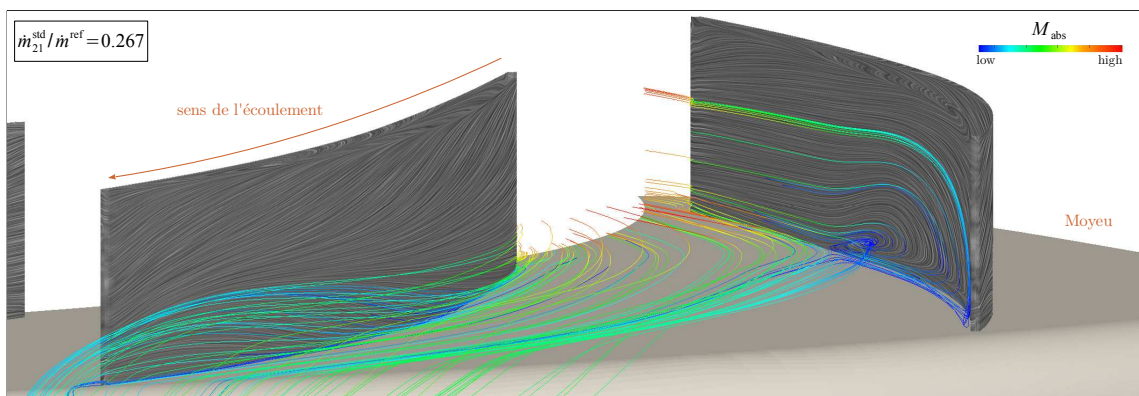


Fig 5.51: Structure principale de l'écoulement proche pompage – URANS moyen.

5.5.2 Comportement instationnaire du décollement

Le chapitre bibliographique relatif au phénomène de décollement de la couche limite a montré que deux types de séparations peuvent exister au sein d'un écoulement instationnaire :

- les séparations de type *mobile*, pour lesquelles le lieu d'éjection des particules fluides se déplace dans le temps et est correctement repéré par l'analyse du spectre pariétal instantané ;
- les séparations de type *fixe*, pour lesquelles le lieu d'éjection des particules fluides est constant dans le temps et est correctement repéré par l'analyse du spectre pariétal moyenné temporellement.

La partie précédente a déterminé une bonne correspondance entre les spectres pariétaux stationnaire et instationnaire moyenné à proximité du pompage, avec notamment un bon accord en ce qui concerne la prédiction du col (C2). L'objet de cette partie est de déterminer si l'observation du spectre instationnaire moyenné temporellement a du sens. Il est pour cela nécessaire de déterminer le type de la séparation, *fixe* ou *mobile*.

L'évolution temporelle du spectre pariétal est dans un premier temps présentée. Elle est liée aux fluctuations temporelles de l'écoulement en entrée du diffuseur. Des trajectoires de particules fluides sont ensuite observées afin de déterminer le type de la séparation et lequel des spectres pariétaux – instantané ou moyen – doit être considéré pour le développement de la technique de contrôle.

Topologies instantanées

La figure 5.52 montre l'évolution du spectre pariétal instantané sur la face en dépression des aubages du diffuseur, sur un intervalle de temps correspondant à une demi-période du diffuseur. La topologie de l'écoulement est qualitativement la même sur la deuxième période.

Les zones en blanc correspondent aux maximums de pression statique. Elles permettent de repérer le défilement des ondes de pression issues de l'interaction rouet-diffuseur. Ces ondes sont notées α_1 et α_2 conformément à la notation utilisée pour la figure 5.6, page 99.

Sur les figures de droite, les particules représentées correspondent aux particules fluides dont la vitesse est inférieure à 10 % de la vitesse de l'écoulement en milieu du canal du diffuseur. Elles permettent de rendre compte de l'étendue de la zone décollée, et de son évolution sous le passage des ondes de pression.

Comme dans le cas instationnaire moyenné, un foyer de séparation existe sur la face en dépression, à proximité de la paroi moyeu. Sous l'effet du passage des ondes de pression, il est périodiquement convecté vers l'aval. Un nouveau foyer se forme alors, alimenté par le col dans le coin, et un nouveau col apparaît, qui délimite *l'ancien foyer* du *nouveau*.

Deux ondes de pression défilent dans le diffuseur durant une demi-période du diffuseur : α_1 est créée par l'interaction entre un aubage du rouet et l'aubage du diffuseur observé, et α_2 résulte de l'interaction entre les aubages voisins du rouet et du diffuseur. La distance de propagation de l'onde α_2 est donc supérieure à celle de l'onde α_1 , et elle est plus faible lorsqu'elle arrive sur le foyer de détachement. Celui-ci n'est alors convecté que sous l'effet du passage de l'onde α_1 .

La topologie instantanée est donc sensiblement affectée par le défilement des ondes de pression. Elle reste toutefois cohérente avec le spectre pariétal moyenné temporellement. En particulier, le col principal de la séparation dans le coin entre la face en dépression et le moyeu est présent à tous les instants observés, et sa position est semblable à celle du col (C2) de la topologie moyennée temporellement.

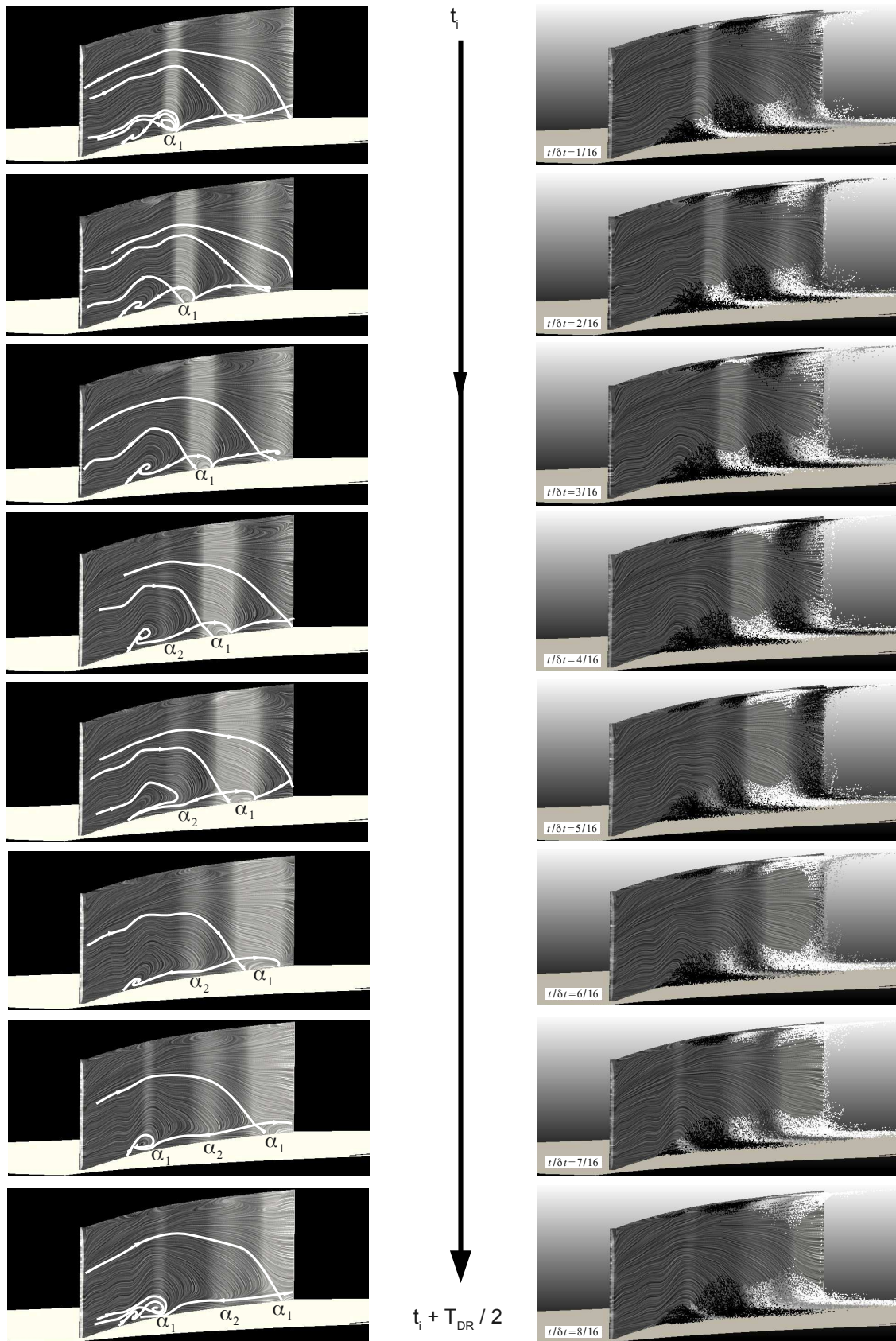


Fig 5.52: Évolution temporelle du spectre pariétal sur la face en dépression – URANS proche pompage.

L'étendue du décollement est aussi affectée par le passage des ondes de pression : les particules fluides en amont de l'onde de pression sont ralenties sous l'effet d'un gradient de pression adverse plus important, et le volume de la zone à faible vitesse augmente en amont de l'onde de pression, tandis que les particules fluides en aval de l'onde de pression sont accélérées. Cette fluctuation de l'étendue de la zone décollée est bien mise en évidence par l'observation de la déformation de la surface du nombre de Mach égal à 0.1 au cours du temps (figure 5.54).

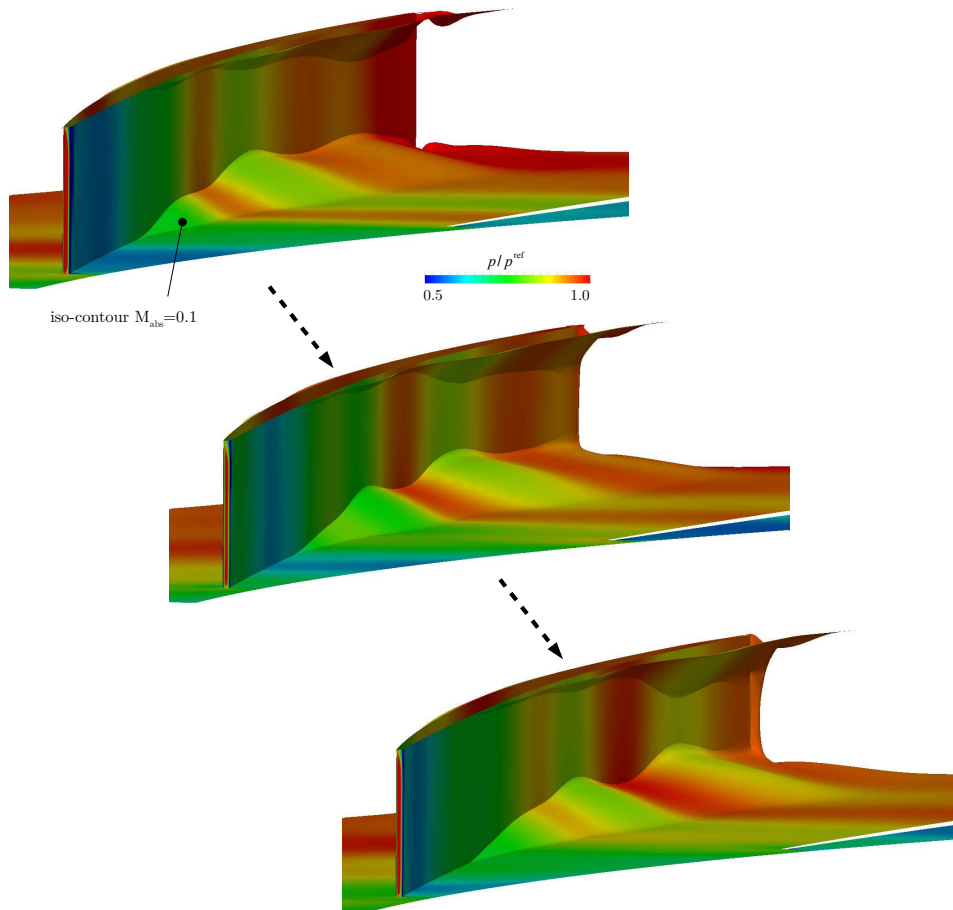


Fig 5.53: Influence du passage des ondes de pression sur l'étendue du décollement

La position du col (C3) semble donc fixe, malgré le fait que le foyer de détachement soit périodiquement convecté vers l'aval et que l'amplitude de la zone à faible nombre de Mach fluctue sous le défilement des ondes de pression.

L'observation de spectres pariétaux instantanés ne doit toutefois pas conduire à conclure trop rapidement quant au comportement global de l'écoulement. En particulier, la convection périodique du foyer de séparation vers l'aval pourrait être interprétée comme le signe d'un lâcher tourbillonnaire périodique. Cette conclusion serait valide dans le cas d'une séparation instationnaire de type *mobile*, où les trajectoires des particules fluides seraient bien décrites par les spectres pariétaux instantanés. Elle est en revanche fautive dans le cas d'une séparation instationnaire *fixe*.

L'analyse de trajectoires de particules fluides exposée dans la suite permet de déterminer à quelle catégorie appartient le décollement observé dans le cas présent.

Les trajectoires sont l'analogue en instationnaire des lignes de courant en stationnaire. Elles permettent de traduire les observations faites à partir du spectre pariétal (2D) en comportement de l'écoulement tri-dimensionnel (3D).

Type de la séparation instationnaire – Trajectoires de particules fluides

La figure 5.54 compare les trajectoires de particules fluides insérées dans l'écoulement instationnaire au niveau des points noirs avec les lignes de courant du champ de vitesse moyenné temporellement passant par ces mêmes points. Les trois trajectoires représentées correspondent aux trajectoires de particules insérées à différents instants de la période du diffuseur, respectivement t_0 , $t_0 + T_{DR}/4$ et $t_0 + T_{DR}/2$. Le pas de temps utilisé pour le calcul des trajectoires est inférieur à 1/300-ième de la période du diffuseur, i.e. de l'ordre de $5 \cdot 10^{-7}$ s.

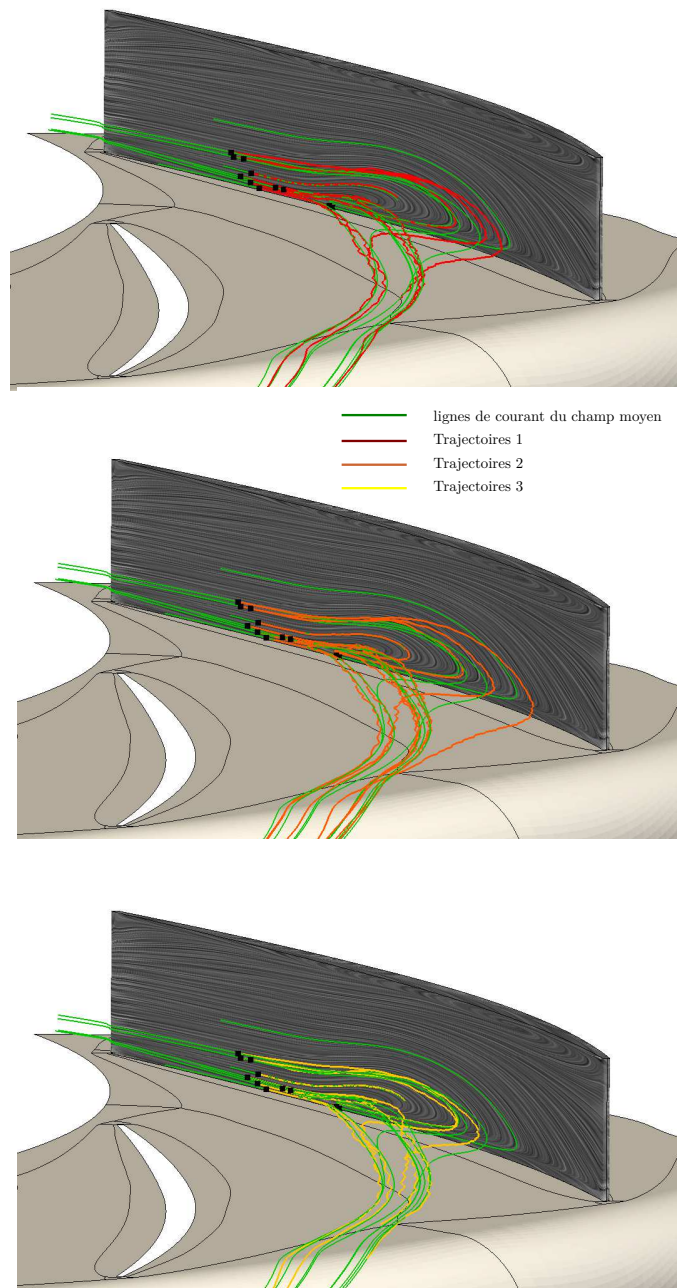


Fig 5.54: Comparaison des lignes de courant du champ moyen avec les trajectoires de particules fluides

Les résultats obtenus permettent d'observer la bonne correspondance entre les lignes de courant du champ moyen instationnaire et les trajectoires des particules fluides. Les particules os-

cillent autour de la ligne de courant moyenne sous l'effet des fluctuations du champ de vitesse, mais leurs trajectoires sont en adéquation avec les lignes de courant du champ moyen. Comme observé sur les spectres pariétaux instantanés, l'amplitude du décollement varie en fonction du temps, et les trajectoires des particules fluides s'étendent plus ou moins vers le bord de fuite des aubages du diffuseur en fonction de l'instant initial considéré, mais elles restent dans tous les cas cohérentes avec la topologie moyenne. En particulier, aucun lâcher tourbillonnaire n'est observé. Ces observations permettent de conclure à la nature fixe de la séparation, malgré le comportement fortement instationnaire de l'écoulement dans la zone de captation du diffuseur, les trajectoires des particules fluides étant correctement décrites par la topologie moyennée temporellement.

Pour comparaison, la figure 5.55 expose la même comparaison entre trajectoires et lignes de courant du champ moyen en milieu de veine. Les trajectoires représentées sont celles d'une particule fluide injectée au niveau du point noir à t_0 et $t_0 + T_{DR}/4$. Dans ce cas, les différences entre la ligne de courant moyenne et les trajectoires sont importantes, et les trajectoires sont fortement dépendantes de l'instant initial considéré.

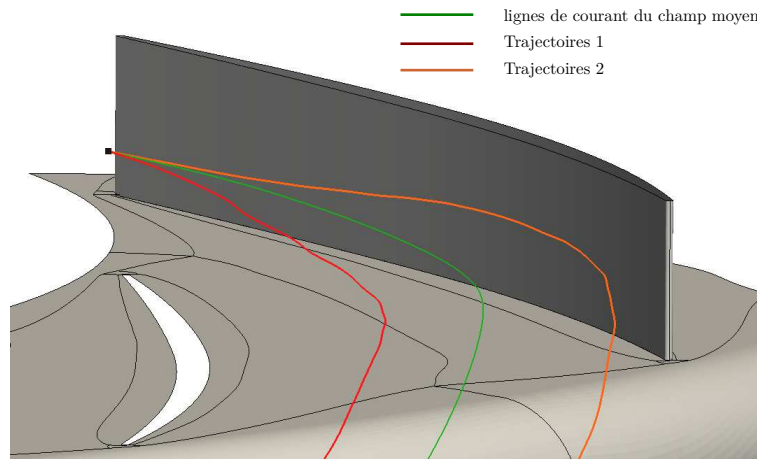


Fig 5.55: Comparaison de la ligne de courant moyenne et de trajectoires passant par un point dans l'écoulement de cœur.

Enfin, la figure 5.56 expose la comparaison des lignes de courant moyennes et des trajectoires pour des particules situées dans la zone de recirculation, dans le coin moyeu/face en dépression. Une nouvelle fois, les trajectoires sont en bonne adéquation avec les lignes de courant du champ moyen.

Ces observations confirment la nature fixe de la séparation prévue par les simulations instationnaires. Dans la suite, le développement de la stratégie de contrôle devra donc se baser sur la topologie moyenne. Cette conclusion a une importance considérable, puisque la nature fixe du décollement facilite son contrôle, la position du col principal de séparation – déterminante pour le positionnement de la fente d'aspiration – étant fixe dans le temps.

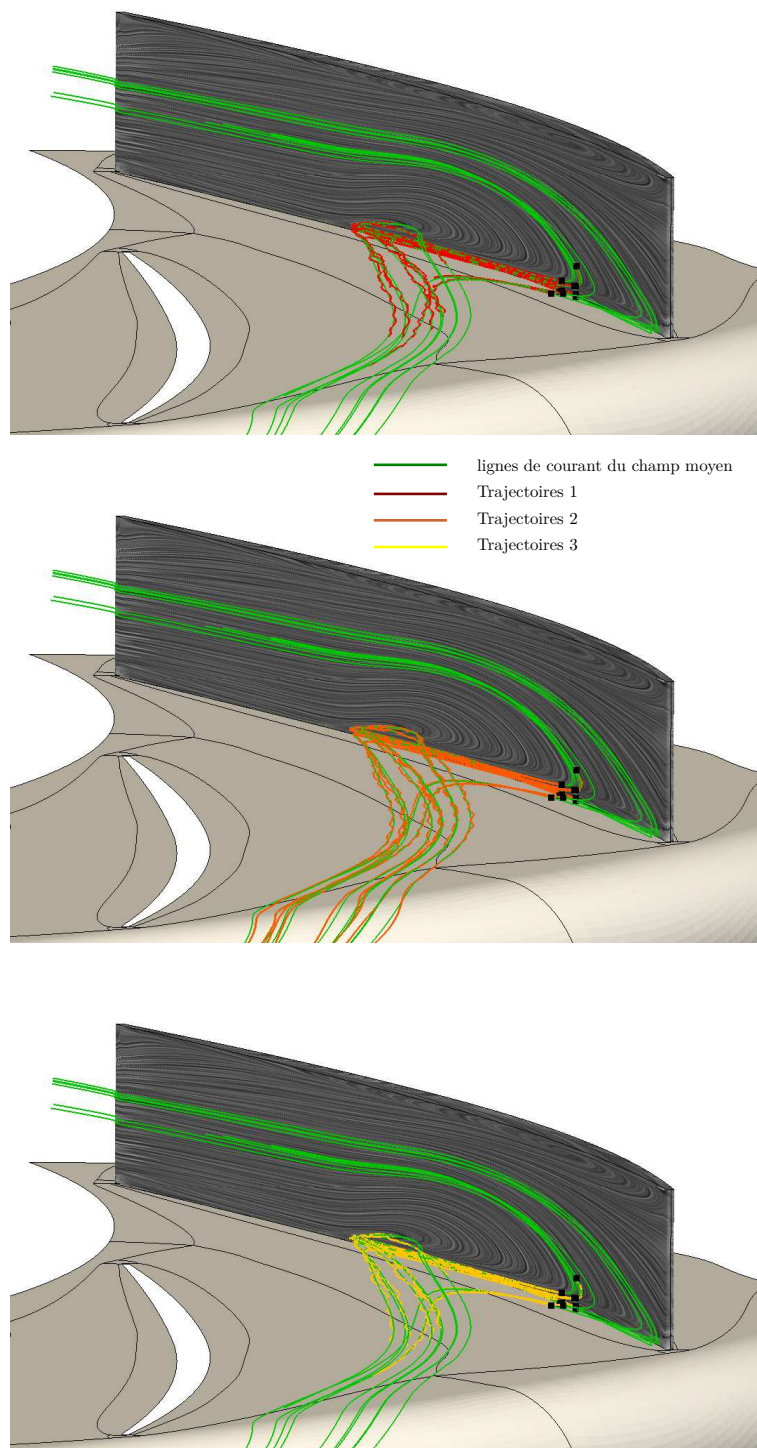


Fig 5.56: Comparaison des lignes de courant moyennes et des trajectoires de particules dans le coin moyeu/face en dépression.

Malgré cette conclusion sur la fixité de la séparation, Shum (2000) évoque la possible existence d'un mécanisme d'interaction entre les zones décollées et l'écoulement instationnaire en sortie de rouet, qui peut conduire à une amplification des instationnarités dans le diffuseur. Une analyse précise des fluctuations de l'amplitude du décollement pourrait alors être envisagée afin d'expliquer de façon plus précise le mécanisme de réponse du décollement aux fluctuations de pression qui lui sont imposées par l'écoulement extérieur (défilement des ondes de pression). Un mécanisme de résonance entre le décollement et l'écoulement instationnaire pourrait alors être mis en jeu, et intervenir dans la limite de la stabilité du diffuseur.

5.6 Évolutions du blocage

L'analyse topologique précédente a permis de mettre en évidence la structure tri-dimensionnelle de l'écoulement dans le diffuseur pour les différents points de fonctionnement, et a révélé le développement de zones à faible vitesse, provoquées soit par l'accumulation de fluide à faible énergie cinétique (sur la face en pression au rendement maximum), soit par un décollement de couche limite (sur la face en dépression proche pompage). L'impact de ces zones à faible vitesse sur l'écoulement global peut être évalué au travers du blocage, défini comme

$$B = 1 - \frac{\int_S (\rho \vec{v} \cdot \vec{n}) dS}{(\rho \vec{v} \cdot \vec{n})_{\max} \times S} \quad (5.15)$$

Dans le calcul de l'intégrale $\int_S (\rho \vec{v} \cdot \vec{n}) dS$, les zones à débit négatif sont comptées comme des zones à débit nul, i.e. complètement bloquées.

Afin d'observer les contributions au blocage des différentes parties de l'écoulement, en pied, à mi-hauteur de veine et en tête, le coefficient de blocage B peut être calculé entre 0 et 30 % de la hauteur de veine, puis entre 30 % et 70 %, et enfin entre 70 % et 100 %. Ces différentes valeurs de blocage sont respectivement notées dans la suite B^{inf} , B^{milieu} et B^{sup} .

De façon similaire aux calculs des coefficients de récupération des sous-composants du diffuseur, ces coefficients sont calculés au bord d'attaque du rouet (section 21), au bord d'attaque du diffuseur (section 22), au col du diffuseur et en sortie du diffuseur (section 45). Afin que les valeurs de blocage puissent être comparées entre elles, le terme $(\rho \vec{v} \cdot \vec{n})_{\max}$ est le même pour les trois coefficients de blocage, i.e. le maximum de $(\rho \vec{v} \cdot \vec{n})$ sur la section complète.

La figure 5.57 présente les résultats obtenus en fonction du débit standard en entrée du diffuseur lisse $\dot{m}_{21}^{\text{std}} / \dot{m}^{\text{ref}}$, pour les simulations stationnaires et instationnaires moyennées (maillage de base). Les courbes en sortie de rouet, au bord d'attaque du diffuseur, au col et au bord de fuite du diffuseur sont dans la suite commentées dans cet ordre.

En sortie de rouet (courbes noires) :

- le blocage est plus important dans la zone proche carter. Plusieurs raisons peuvent expliquer cette observation : présence du jeu au carter dans le rouet, accumulation de la partie sillage de la structure jet-sillage au carter dans le rouet, gradient de pression adverse supérieur le long de la ligne méridienne au carter dans le rouet en comparaison de celle au moyeu ;
- depuis le point de fonctionnement au débit maximal et en se déplaçant dans le sens des débits négatifs, le blocage en sortie de rouet est relativement constant jusqu'à environ $\dot{m}_{21}^{\text{std}} / \dot{m}^{\text{ref}} = 0.27$. Il augmente ensuite sur toutes les hauteurs de veine.

L'origine de cette évolution du blocage en sortie de rouet n'a pas été explicitement mise en évidence, mais on peut remarquer que la valeur du débit $\dot{m}_{21}^{\text{std}}/\dot{m}^{\text{ref}}=0.27$ est voisine de celle du pic de la caractéristique du rouet (cf. figure 5.24, page 123). Il est donc probable que le changement de pente de la caractéristique du rouet et l'augmentation du blocage en sortie de rouet aient une origine commune. L'étude de l'écoulement dans le rouet a en particulier mis en évidence le développement d'une zone d'écoulement de retour sur la face en pression du splitter proche carter, provoqué par l'impact de l'écoulement de jeu en provenance de l'aube principale sur le splitter adjacent. Ce comportement de l'écoulement pourrait expliquer l'inversion de la pente de la caractéristique et l'augmentation du blocage. L'analyse de l'écoulement dans le rouet n'a pas été poussée d'avantage et pourra faire l'objet d'investigations ultérieures s'il s'avère que la structure de l'écoulement dans rouet joue un rôle déterminant dans le déclenchement des instabilités.

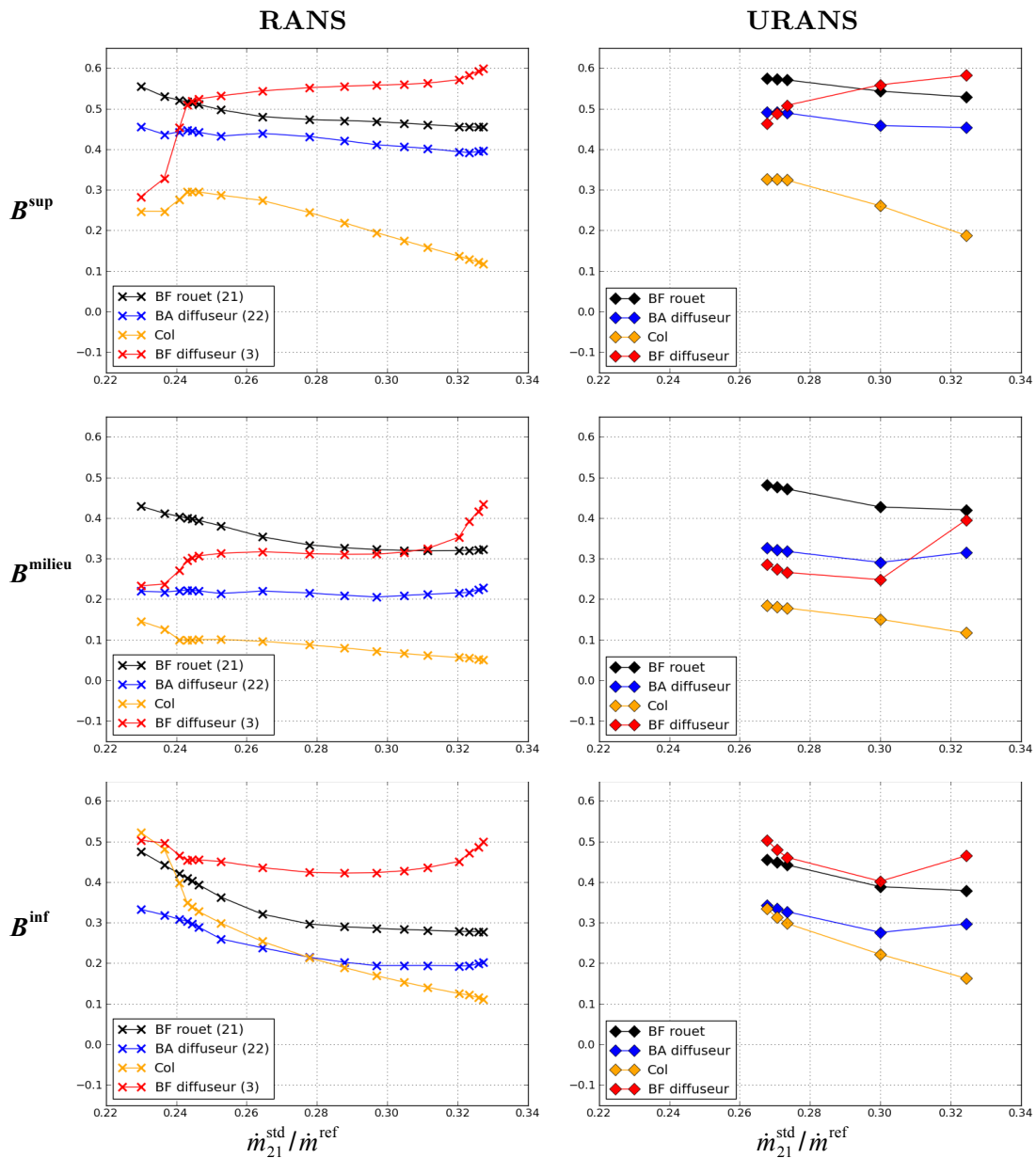


Fig 5.57: Évolution du blocage dans le diffuseur – RANS et URANS, maillage de base.

En sortie du diffuseur lisse, i.e. au bord d'attaque des aubages du diffuseur (courbes bleues) :

- le niveau de blocage diminue sur toutes les hauteurs de veine en comparaison de celui en sortie de rouet (courbes noires). Cette diminution peut s'expliquer par l'homogénéisation de l'écoulement dans cette partie du diffuseur. La structure jet-sillage en sortie de rouet ainsi que le sillage des aubages subissent notamment l'influence du plan de mélange en stationnaire et des effets de mélange instationnaire avec les simulations URANS.

En sortie du diffuseur semi-lisse, i.e. au col (courbes jaunes)

- le blocage est en moyenne encore diminué par rapport à celui au bord d'attaque des aubages du diffuseur (courbes bleues). Cette diminution est maximale dans la zone proche carter, ce qui peut s'expliquer par la tendance de l'écoulement principal à remonter vers le carter qui a été mise en évidence lors de l'analyse de l'écoulement dans le diffuseur ;
- il augmente lorsque le débit diminue. L'incidence sur les aubages du diffuseur augmente et la partie captatrice du diffuseur agit de plus en plus comme un divergent vis-à-vis de l'écoulement incident. Cette évolution est favorable au développement des couches limites, et explique l'augmentation du blocage au col lorsque le débit diminue ;
- l'augmentation rapide du blocage proche moyeu prévue par les simulations stationnaires vers les plus faibles valeurs du débit coïncide avec le décrochage des aubages du diffuseur qui a été révélée par l'analyse topologique. Ce blocage important au moyeu entraîne un report de l'écoulement principal vers le carter, et explique la diminution rapide du blocage dans la zone proche carter qui a lieu simultanément.

La hausse brutale du blocage au col et au moyeu à proximité du pompage n'est pas décrite par le modèle instationnaire, qui ne prévoit pas de point de fonctionnement décroché stable numériquement. En revanche, pour le dernier point stable convergé, celui-ci atteint une valeur proche de celle prévue en stationnaire avant décrochage (environ 30%), ce qui signifie que l'ampleur du décollement de coin pour le dernier point stable convergé proche pompage en instationnaire est similaire à celui en stationnaire avant décrochage.

De la même façon, la diminution du blocage observée au carter en stationnaire après décrochage n'est pas prévue par les simulations instationnaires. Mais sa stabilisation à une valeur légèrement supérieure à 30 % en instationnaire proche pompage est en accord avec les prévisions du modèle stationnaire avant décrochage.

Ces éléments confirment que le développement du décollement de coin au moyeu est plus rapide en instationnaire qu'en stationnaire, et tendent à conforter le fait que le décrochage du diffuseur est également à l'origine de la limite de stabilité numérique avec le modèle instationnaire.

En ce qui concerne le blocage en sortie du canal du diffuseur (courbes rouges) :

- il est supérieur à celui au col du diffuseur (courbes jaunes) à toutes les hauteurs de veine. Cette observation s'explique par la croissance des couches limites sur les parois du diffuseur ;
- il est maximal au blocage. Pour ce point de fonctionnement, l'analyse topologique a mis en évidence l'existence d'un important décollement de sous-incidence sur la face en pression des aubages du diffuseur. Lorsque le débit est diminué, l'écoulement s'aligne avec les aubages du diffuseur. Le décollement de sous-incidence disparaît et le blocage en sortie de canal diminue ;
- il est maximal dans la zone proche carter. Cette observation est en accord avec l'accumulation de fluide à faible énergie dans le coin carter/face en pression sous l'action du tourbillon de passage au carter qui a été observée au cours de l'analyse topologique ;

- il diminue fortement au carter lorsque le point de fonctionnement se rapproche du pompage, ce qui peut s'expliquer par le report de l'écoulement principal déjà évoqué précédemment.

L'évolution du blocage dans le diffuseur est donc en accord les conclusions qui ont été établies dans la partie précédente à propos des structures de l'écoulement. L'intérêt de son étude réside dans son aspect plus quantitatif en comparaison de l'analyse topologique. Il sera dans la suite utilisé pour quantifier l'efficacité du contrôle du décollement de coin à proximité du pompage.

5.7 Conclusion

L'analyse du fonctionnement du compresseur effectuée dans ce chapitre a permis d'identifier le développement d'un décollement dans le coin moyeu / face en dépression des aubages du diffuseur comme l'origine de la dégradation des performances de l'étage de compression à proximité du pompage.

En stationnaire, cette dégradation se traduit par le décrochage complet des aubages du diffuseur et la diminution brutale du taux de récupération du diffuseur. En instationnaire, la limite de stabilité numérique ne permet pas l'obtention d'un point de fonctionnement pour lequel le diffuseur opère en configuration décrochée, mais la croissance du décollement à proximité du pompage est également prévue, et il semble que le décrochage du diffuseur soit également à l'origine de la limite de la stabilité numérique du modèle instationnaire.

La confirmation de cette interprétation pourrait être apportée par la mise en œuvre de simulations instationnaires sur le diffuseur complet (360 degrés), qui permettraient éventuellement d'observer le décrochage d'un ou plusieurs aubages du diffuseur, entraînant le déclenchement d'un décollement tournant suivant le mécanisme de propagation proposé par Emmons et al. (1955).

Dans le cadre de la présente étude, la stratégie envisagée consiste à contrôler le décollement dans le diffuseur, afin de voir si cela permet d'augmenter la plage de stabilité des modèles numériques stationnaire et instationnaire. Les résultats obtenus permettront alors de confirmer (ou d'infirmer) le fait que ce décollement, évoluant en un décrochage, est à l'origine des instabilités numériques.

La suite du travail présenté dans ce mémoire a pour objectif le développement d'une technique de contrôle du décollement de coin observé proche pompage. Compte-tenu des résultats prometteurs obtenus en compresseurs axiaux avec l'aspiration de la couche limite (Merchant et al. 2005; Gbadebo, Cumpsty, and Hynes 2008; Kerrebrock et al. 2008; Godard 2010; Sachdeva 2010), c'est cette technique qui est retenue pour réaliser le contrôle.

Chapitre 6 Mise en place du contrôle par aspiration

Dans le chapitre précédent, consacré à l'analyse de la structure de l'écoulement dans le diffuseur, la croissance d'un décollement de coin entre la paroi moyeu et la face en dépression des aubages du diffuseur opérant à proximité du pompage a été mise en évidence. Ce décollement est localisé dans la zone de captation du diffuseur. Sa croissance est supposée être à l'origine de la limitation de la plage de fonctionnement stable du compresseur, et son contrôle devrait donc permettre une réduction du débit de pompage du compresseur.

Dans le chapitre 4, consacré à l'étude des décollements de la couche limite et à l'utilisation de techniques de contrôle en compresseurs axiaux et centrifuges, plusieurs stratégies de contrôle ont été évoquées. Parmi celles-ci, l'aspiration de la couche limite a été appliquée à plusieurs reprises avec succès pour contrôler des décollements en compresseurs axiaux, et a permis d'améliorer leurs performances (Miller and Chapman 1968; R. E. Peacock 1971; Merchant 1999; Gbadebo, Cumpsty, and Hynes 2008; Kerrebrock et al. 2008; Godard 2010; Sachdeva 2010). En outre, l'expérience acquise en grilles d'aubes montre qu'elle est une technique efficace pour contrôler les décollements de coin.

Elle semble donc appropriée au cas présent, et c'est la technique de contrôle qui est retenue, avec pour objectif d'évaluer son intérêt dans le cas du compresseur centrifuge étudié.

Le résultat de cette évaluation n'est pas évident a priori, étant donné les différences entre les configurations axiales et centrifuges. En particulier, l'analyse effectuée dans le chapitre précédent a permis de mettre en évidence l'orientation particulière des écoulements secondaires dans le cas d'un diffuseur radial. Dans le cas d'une grille d'aube axiale, ceux-ci favorisent l'accumulation de fluide à faible énergie cinétique dans le coin où est observé le décollement, tandis qu'ils agissent dans le sens contraire dans le cas d'un diffuseur radial. D'autre part, la structure jet-sillage en sortie de rouet est spécifique aux compresseurs centrifuges, et les interactions instationnaires entre la roue mobile et la roue fixe sont plus prononcées que dans le cas d'un compresseur axial.

Afin d'étudier l'influence de ces deux facteurs – différences entre les architectures axiales et centrifuges et influence des interactions instationnaires rouet-diffuseur – l'évaluation de la technique d'aspiration est menée en deux temps :

- dans un premier temps, elle est menée sur la base de simulations stationnaires. Cette approche se justifie par le fait que les topologies d'écoulement prévues par les modèles stationnaire et instationnaire sont semblables.
- dans un second temps, la technique d'aspiration est implémentée au sein de simulations instationnaires afin d'observer la dépendance du contrôle aux effets instationnaires.

6.1 Paramètres de la technique de contrôle par aspiration

Les paramètres de dessin de la technique d'aspiration peuvent être classés en trois catégories :

1. Les paramètres caractéristiques de l'écoulement à contrôler. Ils incluent notamment le gradient de pression, qui peut être contrôlé en agissant sur les formes de la veine et des aubages. Celles-ci peuvent être conçues de telle sorte à provoquer volontairement un décollement en un point auquel l'aspiration sera positionnée. Cette stratégie peut être par exemple réalisée en concentrant la courbure de l'aubage en un point de la corde (Gordard 2010). Elle présente l'avantage de pré-déterminer le lieu du décollement, et donc du prélèvement. Mais elle nécessite une reconception aérodynamique complète du système.

Dans le cadre de la présente étude, la géométrie du diffuseur est pré-déterminée. L'aspiration est appliquée au diffuseur existant, et il n'a pas été envisagé de modifier son dessin. Ce jeu de paramètres ne fait donc pas partie des degrés de liberté pour le développement de la stratégie de contrôle.

2. Les paramètres de la technique d'aspiration, à savoir la position et les dimensions de la fente ainsi que le débit d'aspiration. Ces paramètres définissent la stratégie d'aspiration. Ce sont eux qui déterminent l'action de l'aspiration sur l'écoulement à contrôler.
3. L'ensemble des *paramètres technologiques* qui permettent la mise en œuvre de la stratégie d'aspiration. Ils incluent la forme de la fente utilisée pour réaliser l'aspiration (congés de raccordement, avec ou sans écope, etc.), ainsi que la valeur de la différence de pression à disposition pour réaliser l'aspiration. Ces paramètres ont une influence importante sur l'efficacité de l'aspiration mise en œuvre, comme l'a montré par exemple l'étude de Pierpont (1956).

Ils sont importants à prendre en compte lors de la mise en œuvre finale d'une stratégie d'aspiration. L'étude effectuée au cours de cette thèse se place cependant en amont des problématiques de réalisation technique de l'aspiration.

Le cadre de cette thèse se limite donc à la définition des paramètres de la stratégie d'aspiration – position et dimensions de la fente, débit de prélèvement – afin d'évaluer les gains potentiels consécutifs à son utilisation dans le cas du diffuseur radial considéré. Ces paramètres sont commentés plus en détails dans la suite.

6.1.1 Taux de prélèvement

Le débit d'aspiration est un paramètre primordial dans le développement d'une technique d'aspiration, et son réglage nécessite de parvenir à un compromis délicat. En effet, le fluide qui est aspiré au niveau de la fente d'aspiration a participé au travail du rouet. Le retirer du cycle thermodynamique du moteur revient ainsi à ponctionner une partie de l'énergie fournie par la compression, ce qui impacte directement le rendement isentropique de la compression.

Cet effet peut être mis en évidence en écrivant le rendement isentropique d'un étage de compression composé d'un rotor et d'un stator, l'aspiration étant appliquée sur le stator. Le taux d'aspiration est défini comme le rapport du débit de prélèvement sur le débit en entrée de compresseur. Soit,

$$c_q = \dot{m}_{\text{aspi}} / \dot{m}_1 = (\dot{m}_3 - \dot{m}_1) / \dot{m}_1 \quad (6.1)$$

où les sections 1 et 3 correspondent à celles utilisées précédemment pour le calcul des coefficients de performances, respectivement situées à l'entrée du rouet et à la sortie du diffuseur. Dans un cas idéal, seule la quantité de fluide effectivement présente à la sortie du compresseur, i.e. \dot{m}_3 , aurait subi une compression isentropique. Une telle transformation idéale nécessiterait que le compresseur délivre une puissance massique égale à

$$\begin{aligned}\dot{m}_3 \Delta_{13}^{is} h_0 &= \dot{m}_3 (h_{03}^{is} - h_{01}) \\ &= (1 - c_q) \dot{m}_1 \times h_{01} \left[\left(\frac{p_{03}}{p_{01}} \right)^{\gamma-1/\gamma} - 1 \right]\end{aligned}\quad (6.2)$$

Cette puissance doit être comparée avec celle réellement mise en œuvre par le compresseur, et le rendement isentropique du compresseur avec stator aspiré s'écrit alors

$$\begin{aligned}\eta_{is}^{aspi} &= \frac{\dot{m}_3 \Delta_{13}^{is} h_0}{\dot{m}_1 \Delta_{13} h_0} \\ &= (1 - c_q) \times \frac{\overbrace{\left(\frac{p_{03}}{p_{01}} \right)^{\gamma-1/\gamma} - 1}^{\eta_{is}}}{h_{03}/h_{01} - 1}\end{aligned}\quad (6.3)$$

où η_{is} correspond à l'expression du rendement isentropique du compresseur dans le cas sans prélèvement de débit.

L'équation (6.3) met clairement en évidence le fait que le taux d'aspiration doit être le plus petit possible de façon à ne pas trop pénaliser le rendement isentropique global de la compression. Il est possible de diminuer son impact en considérant le fluide aspiré comme utile dans le cycle du moteur, en supposant qu'il remplace un prélèvement déjà existant dans l'étage de compression afin de refroidir les turbines hautes pression par exemple. Dans ce cas, le prélèvement n'a pas d'impact négatif sur le rendement global du moteur, mis à part les éventuelles différences de température du fluide prélevé qui peuvent altérer le refroidissement si le prélèvement est positionné à un endroit où la température est supérieure par rapport au prélèvement qu'il remplace. Cette approche nécessite alors de considérer le cycle moteur dans son ensemble pour évaluer l'impact de l'aspiration sur le rendement moteur. Cette approche nécessite de travailler dans un cadre plus large que celui dans lequel est menée la présente étude. Dans la suite, le fluide prélevé sera donc considéré comme *perdu* et son impact sur le rendement de la compression sera évalué à l'aide de l'expression (6.3).

La valeur $c_q = 1\%$ sera considérée comme une valeur seuil en dessous de laquelle le taux de prélèvement doit être maintenu afin de ne pas trop pénaliser le rendement. Cette valeur est du même ordre de grandeur que celui des débits de prélèvement déjà existants dans le compresseur initial en sortie de rouet, et elle est cohérente avec les résultats d'études antérieures. Il sera de plus montré qu'un prélèvement avec $c_q = 1\%$ permet la suppression complète de la zone décollée en stationnaire. Une augmentation du taux de prélèvement ne présente alors aucun intérêt pour le contrôle du décollement. Une valeur inférieure du taux de prélèvement est par contre testée.

Au final, il apparaît que le réglage du débit est le résultat d'un arbitrage entre les effets positifs évidents consécutifs au contrôle de l'écoulement principal et les effets négatifs de la ponction de fluide. Des critères existent dans le cas bi-dimensionnel pour estimer une valeur optimale du taux de prélèvement. Mais dans le cas d'un écoulement fortement tri-dimensionnel, pour lequel la définition d'une épaisseur de couche limite ne peut pas être celle utilisée dans le cas bi-dimensionnel, aucun critère ne semble en mesure de déterminer à priori le débit de prélèvement optimal.

6.1.2 Position de la fente d'aspiration

La position de la fente d'aspiration par rapport à la topologie de l'écoulement est un autre paramètre déterminant de l'aspiration, qui impacte directement le taux d'aspiration et l'efficacité du contrôle. L'objectif étant d'assurer le contrôle de l'écoulement avec le taux de prélèvement le plus faible possible.

Les travaux expérimentaux de Miller et Chapman (Miller and Chapman 1968) déjà évoqués dans le chapitre 4 indiquent que le taux d'aspiration nécessaire au contrôle est minimal lorsque

la fente de prélèvement est située au voisinage du point de décollement. Ce principe de positionnement a été appliqué à plusieurs reprises avec succès, notamment par Merchant (Merchant 1999) qui a formulé une justification mathématique à l'existence de cet optimum. Selon son analyse, l'aspiration doit être positionnée dans une zone où l'épaisseur de la couche limite croît de façon exponentielle, correspondante à un fort gradient de pression adverse et potentiellement associée à une séparation de la couche limite. Cette approche est bi-dimensionnelle, mais elle peut être appliquée au cas tri-dimensionnel en considérant que l'aspiration doit être appliquée au voisinage du col de séparation principal, qui marque le début de la zone décollée.

La fente de prélèvement sera donc positionnée au voisinage du point de séparation. Dans le cas présent, l'analyse topologique effectuée dans le chapitre précédent permet d'identifier le voisinage du col C2 comme la zone adéquate pour le positionnement de la fente d'aspiration.

6.1.3 Surface de la fente d'aspiration

Le dernier paramètre déterminant la stratégie d'aspiration est la surface sur laquelle est appliquée le prélèvement à la paroi. Pour un taux de prélèvement donné, cette surface détermine le débit surfacique de l'aspiration.

La surface de la fente d'aspiration détermine également la robustesse du contrôle vis-à-vis des variations des conditions de l'écoulement à contrôler : la fente doit être suffisamment large pour couvrir l'ensemble des positions prises par le col principal de séparation.

6.2 Implémentation numérique

Dans le code elsA, trois techniques peuvent être envisagées pour modéliser l'effet d'une aspiration sur l'écoulement. Leurs différents principes sont illustrés sur la figure 6.1.

La première modélisation ne repose sur aucune technique particulière, la fente étant directement incluse dans la réalisation du maillage. Cette technique est donc relativement simple dans son principe. Elle présente en revanche un désavantage majeur : le nombre de points constituant le maillage peut devenir rapidement extrêmement important. Comme le met en évidence la figure 6.1, le raffinement nécessaire à la bonne description des couches limites sur les parois latérales de la fente d'aspiration se répercute dans le maillage sur toute la hauteur de la veine. Celui-ci est donc excessivement raffiné dans une zone où cela n'est pas nécessaire, avec pour conséquence une augmentation considérable des temps de calcul. Il est possible de contourner ce problème en introduisant un plan de raccord non-coïncident au sein du maillage, mais la précision de la résolution numérique de l'écoulement est alors dégradée.

La technique de modélisation (b) apporte une réponse à ce problème de dégradation de la précision numérique, tout en permettant d'éviter une densification excessive du maillage. Elle repose sur la technique *Chimère*, qui permet de superposer plusieurs maillages pour décrire une géométrie complexe. Sur la figure 6.1, le bloc de maillage en noir décrit la veine sans prendre en compte la fente d'aspiration, i.e. *la veine lisse*. Dans le cadre de la technique Chimère, il est désigné comme le *maillage de fond*. Le bloc de maillage en rouge, appelé *bloc chimère*, décrit quant à lui la géométrie de la fente. Il débord sur le maillage de la veine lisse, ce qui permet de faire des interpolations du maillage de fond vers le bloc Chimère lors du calcul, et inversement. À convergence, les champs de l'écoulement calculés dans le maillage de fond et le bloc chimère sont cohérents entre eux. Cette technique d'interpolation en aller-retour entre le maillage de fond et le bloc Chimère permet sous certaines conditions – en particulier un raffinement relatif semblable des deux maillages au niveau des zones d'interpolation – d'assurer une bonne précision lors de la résolution numérique.

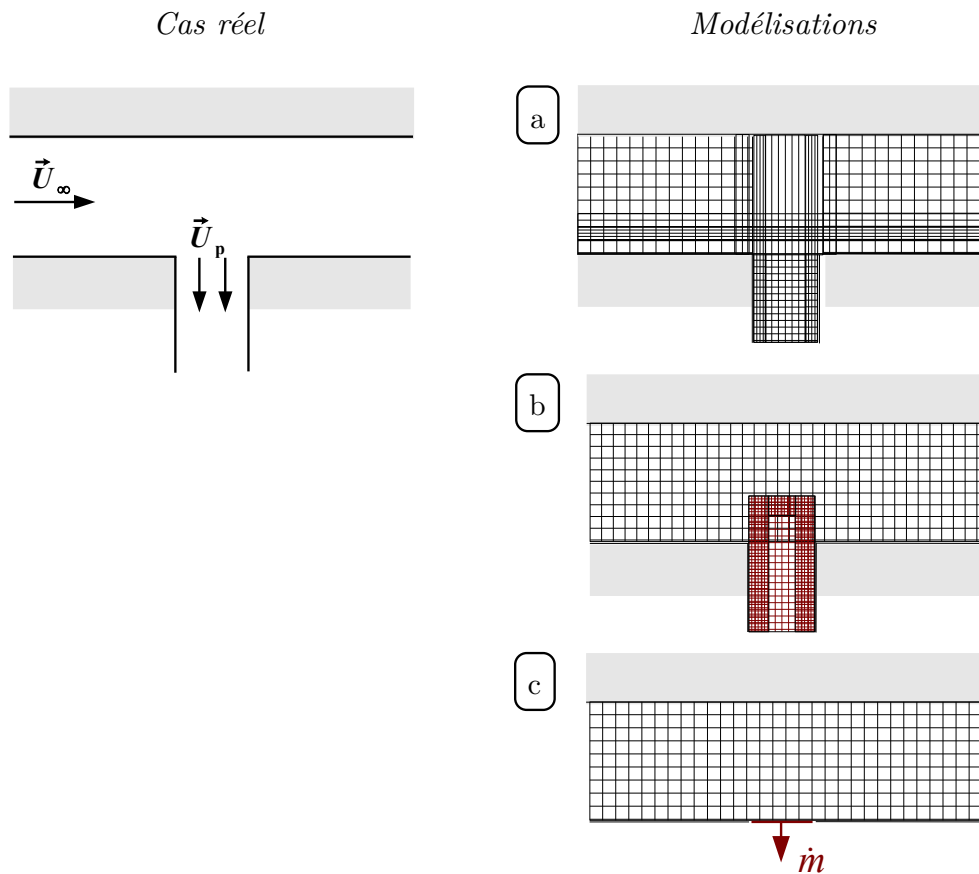


Fig 6.1: Schématisation des différentes techniques de modélisation de l'aspiration
 (a) maillage coïncident ; (b) technique chimère ; (c) conditions limites

La technique Chimère modélise au plus près la réalité. Elle nécessite pour cela la connaissance de la géométrie de la fente. Ce niveau de description est nécessaire pour la conception finale de l'aspiration, mais il ne l'est pas dans le cadre de la présente étude qui vise à évaluer les gains envisageables à l'aide de l'aspiration. La géométrie de la fente est un paramètre de conception à part entière qui peut compromettre de manière dramatique l'efficacité du contrôle par aspiration. Sa prise en compte introduit un facteur supplémentaire dans l'évaluation de la pertinence de l'utilisation de la technique d'aspiration dans le diffuseur radial étudié, susceptible d'en modifier les conclusions. Le dessin d'une fente optimale en vue de réaliser une stratégie d'aspiration donnée est un travail de conception à part entière, abordé par exemple dans les travaux de Pierpont (1956) ou Godard (2010).

Il est alors intéressant de découper la conception en deux phases : la première visant à positionner l'aspiration et régler le débit à prélever – sans prendre en compte la géométrie de la fente – et à conclure quant aux améliorations rendues possibles par la technique d'aspiration ; la seconde visant à concevoir la fente adéquate pour réaliser cette aspiration avec le maximum d'efficacité, et en évitant notamment le développement d'une zone de recirculation à l'intérieur de la fente.

La technique de modélisation (c) est adaptée à la première phase de conception de l'aspiration, qui correspond à celle envisagée au cours de cette étude. Comme le montre la figure 6.1, elle ne prend pas en compte la géométrie de la fente et modélise l'effet de l'aspiration sur l'écoulement sous la forme d'un débit au travers des faces du maillage situées au niveau de la paroi. C'est cette technique qui a été mise en œuvre au cours de cette thèse.

Une modélisation chimère du prélèvement à $c_q = 1\%$ a toutefois également été réalisée sur la base d'une géométrie de fente simple afin de comparer les résultats obtenus avec la modélisation par conditions limites avec ceux obtenus avec la technique Chimère. Une zone de recirculation à l'intérieur de la fente a été prévue par la technique Chimère et a mis en évidence la nécessité d'un travail d'optimisation de la fente,⁵¹ mais les résultats obtenus par les deux techniques de modélisation se sont révélés qualitativement semblables, justifiant l'utilisation de la technique par condition limite pour modéliser l'effet global du prélèvement sur l'écoulement.

6.3 Résultats stationnaires

Dans cette section, les résultats numériques stationnaires obtenus avec l'application de deux prélèvements sont exposés, respectivement avec $c_q = 1\%$ et $c_q = 0.3\%$.

L'efficacité du prélèvement est analysée en comparaison des résultats de l'analyse du diffuseur sans aspiration à partir :

- des courbes de performances mono-dimensionnelles ;
- des coefficients de blocage dans le diffuseur ;
- des spectres pariétaux dans le diffuseur.

6.3.1 Prélèvement $c_q = 1\%$

Cette partie présente les résultats numériques stationnaires obtenus dans le cas d'un prélèvement de 1% du débit total traversant le compresseur, au travers d'une fente de prélèvement située dans le coin moyeu / face en dépression des aubages du diffuseur, comme montré sur la figure 6.2.

Conformément au principe de positionnement évoqué précédemment, la fente est située au voisinage du col principal de séparation (C2). La figure 6.3 présente la zone du maillage à la paroi sur laquelle est appliqué le prélèvement, en comparaison des topologies stationnaires de l'écoulement au rendement maximum, avant décrochage, et après décrochage. La fente s'étend sur environ 10% de la corde des aubages du diffuseur, et sa largeur correspond à environ 7% de la largeur au col du diffuseur (voir figure 6.4). Cette surface permet à la fente de couvrir les positions prises par le col (C2) du point au rendement maximum jusqu'au point avant décrochage.

Pour les points de fonctionnement à proximité du blocage, le décollement de coin n'est pas présent et l'aspiration ne présente donc aucun intérêt. Or le prélèvement de fluide pénalise le rendement de l'étage. Il pourrait donc être envisagé un système d'aspiration qui ne serait activé qu'en deçà d'une certaine valeur du débit, à partir du rendement maximum ou seulement à proximité du pompage.

Cependant, afin de prévoir les conséquences du prélèvement sur les performances de l'étage dans le cas où un tel système ne serait pas réalisable ou trop complexe à mettre en œuvre, l'effet de l'aspiration $c_q = 1\%$ a dans la suite été modélisé sur la plage de fonctionnement complète du compresseur.

Le débit surfacique étant imposé constant quel que soit le point de fonctionnement, la valeur du débit de prélèvement correspondant à $c_q = 1\%$ est calculée par rapport au débit du point de fonctionnement stationnaire avant décrochage. En réalité, c_q varie approximativement entre 0.9% au blocage et 1% proche pompage. L'effet de l'aspiration étant principalement étudié pour les points de fonctionnement proche pompage, la valeur de $c_q = 1\%$ est celle qui est retenue pour désigner ce cas de prélèvement.

⁵¹ La définition d'un congé de raccordement au niveau de la lèvre amont de la fente pourrait en particulier être envisagée, conformément aux recommandations de Godard (2010).

Compte-tenu de la surface de la fente, du débit de prélèvement et des conditions de l'écoulement, le nombre de Mach moyen de l'écoulement entrant dans la fente d'aspiration varie entre 0.7 au blocage et 0.6 pour le point de fonctionnement correspondant à celui avant décrochage en stationnaire sans prélèvement. Son maximum local est de 0.85, et est atteint pour le point de fonctionnement au blocage.

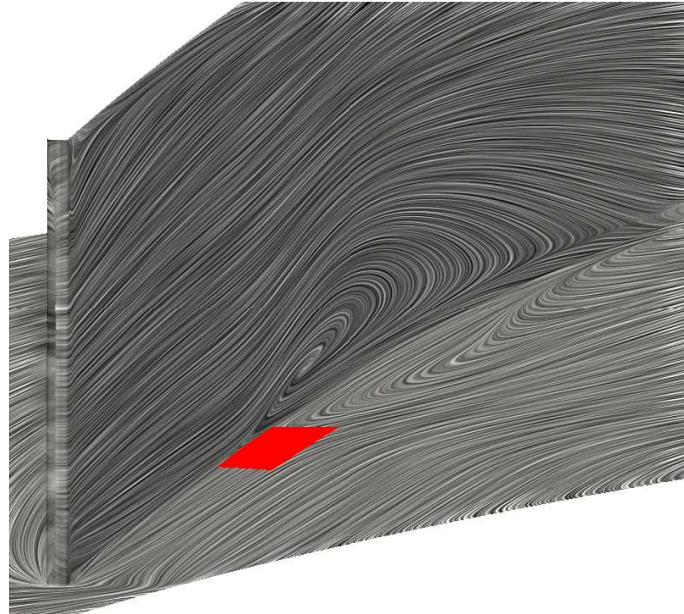


Fig 6.2: Prélèvement $c_q = 1\%$ – Topologie stationnaire, avant décrochage.

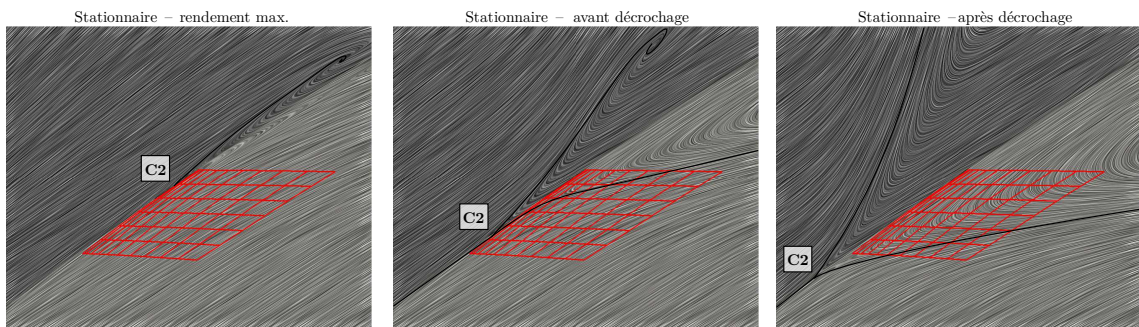


Fig 6.3: Positionnement du prélèvement par conditions limites par rapport à la topologie stationnaire de l'écoulement – rendement max., avant décrochage, après décrochage.

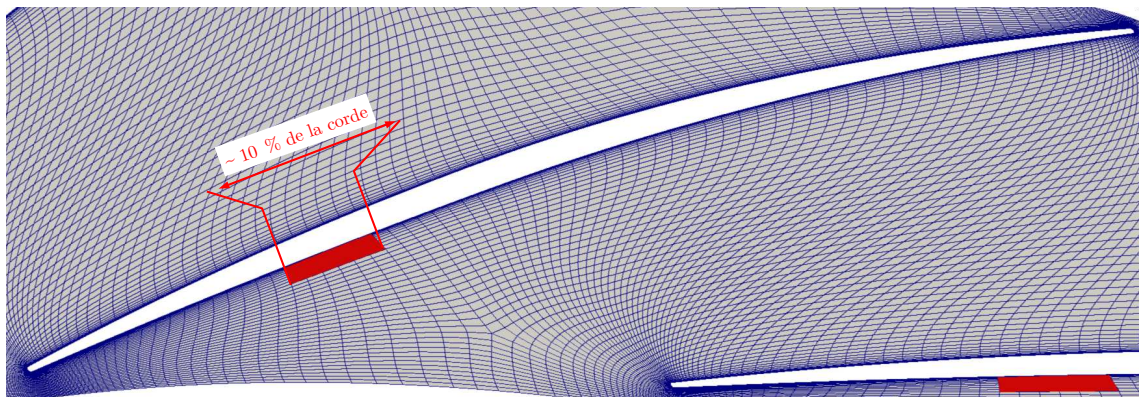


Fig 6.4: Position du prélèvement $c_q = 1\%$ – vue de dessus

Courbes de performances

La figure 6.5 présente l'influence de la stratégie d'aspiration $c_q = 1\%$ sur les principales courbes de performances du compresseur : taux de pression totale-à-statique et rendement isentropique totale-à-statique. Le rendement calculé considère le débit de prélèvement comme perdu.

En comparaison des courbes de performances stationnaires sans prélèvement, l'influence de l'aspiration apparaît comme négligeable du point de vue du taux de pression de l'étage pour les points de fonctionnement dont les débits sont supérieurs au débit de décrochage du diffuseur. Le rendement maximum est en revanche diminué du fait du prélèvement, en accord avec ce qui était attendu compte-tenu de la formule du rendement avec prélèvement (6.3). Cette observation suggère l'intérêt d'une technique d'aspiration qui ne serait activée qu'à proximité du pompage, i.e. dans la partie de la plage de fonctionnement où elle est susceptible d'être utile.

L'effet du prélèvement sur les performances de l'étage est notable pour les points de fonctionnement à des débits inférieurs au débit de décrochage du diffuseur. Des points de fonctionnement numériquement stables peuvent être obtenus pour des débits très inférieurs au débit de décrochage du diffuseur sans prélèvement. La diminution rapide des taux de pression et du rendement de l'étage n'est plus prévue par les simulations stationnaires avec prélèvement. Le taux de pression passe toujours par un maximum, dont le niveau est semblable à celui du compresseur sans prélèvement, mais sa diminution est progressive, et aucune rupture de pente n'est visible. En ce qui concerne le rendement, la diminution rapide que l'analyse topologique a permis de relier au décrochage du diffuseur n'est plus visible. Il diminue lui aussi progressivement et plus aucune rupture de pente n'est visible.

Ces premiers éléments permettent de supposer que le décrochage du diffuseur est effectivement contrôlé par la technique d'aspiration mise en œuvre.

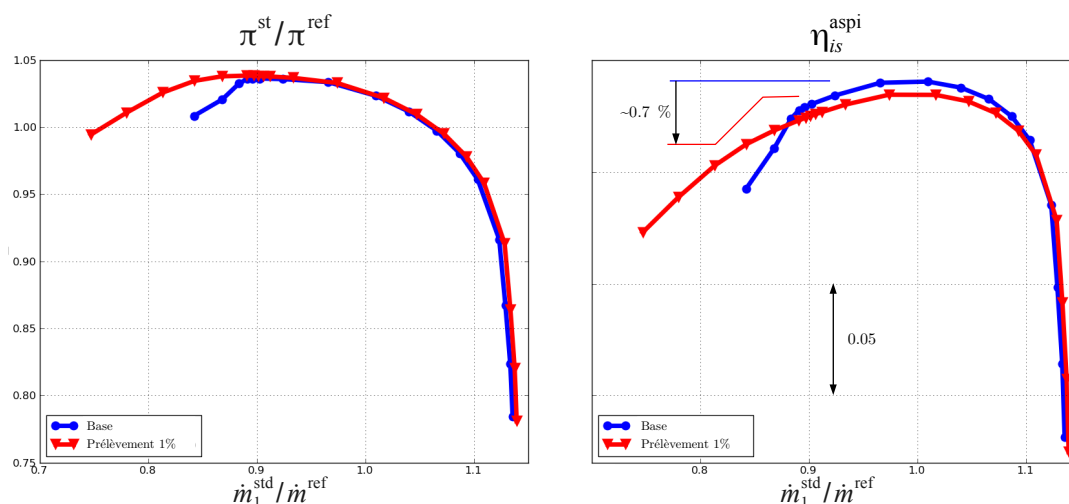


Fig 6.5: Courbes de performances de l'étage pour le cas aspiré – $c_q = 1\%$.

Les mêmes observations peuvent être établies en comparant les courbes de performances du diffuseur avec et sans prélèvement, figure 6.6 : la diminution rapide du taux de récupération du diffuseur vers les bas débits est contrôlée par l'aspiration, et le niveau de pertes augmente désormais de façon régulière.

La figure 6.6 met également en évidence la hausse du débit de blocage dans le diffuseur aspiré en comparaison du diffuseur initial. Cet effet est cohérent avec la localisation du prélèvement dans la zone de captation du diffuseur, i.e. en amont du col du diffuseur. Au blocage, le débit traversant la section au col est identique dans les deux cas, avec et sans prélèvement. Mais

compte-tenu de la diminution du débit entre l'entrée du diffuseur semi-lisse et le col dans le cas avec prélèvement, la valeur correspondante du débit \dot{m}_2^{std} en entrée de diffuseur est supérieure à celle dans le cas sans prélèvement.

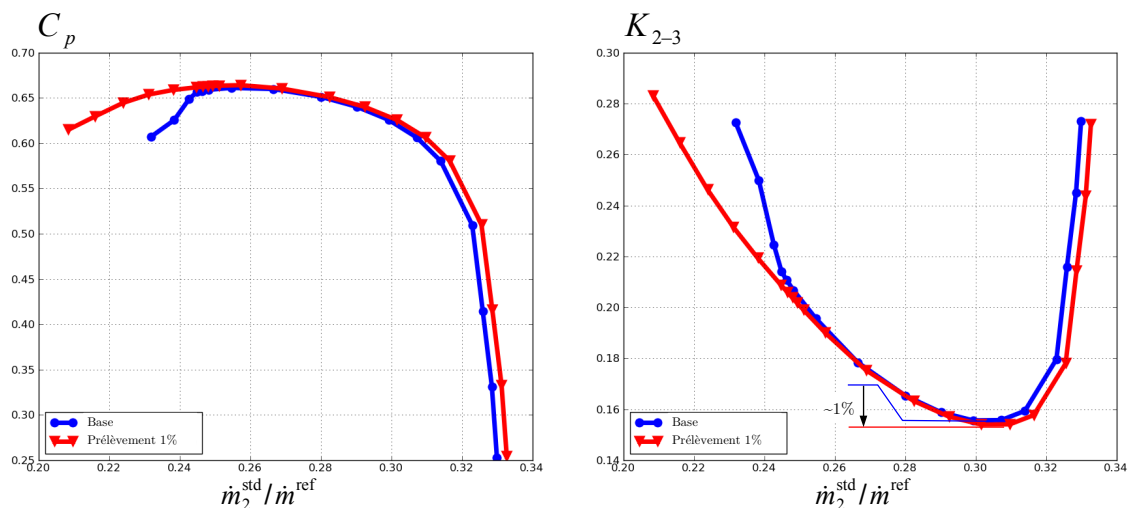


Fig 6.6: Courbes de performances du diffuseur pour le cas aspiré – $c_q = 1\%$.

L'observation des courbes de performances numériques du compresseur aspiré laisse donc penser au contrôle du décrochage du diffuseur. En revanche, une augmentation du taux de récupération du diffuseur aurait pu être attendue compte-tenu du contrôle du décollement. L'analyse menée dans la suite vise donc d'une part à confirmer si le décrochage du diffuseur est effectivement contrôlé, et d'autre part à expliquer pourquoi ce contrôle n'engendre pas d'augmentation du taux de récupération du diffuseur.

Courbes de performances par sous-composants

Afin de préciser l'influence du prélèvement sur le fonctionnement du compresseur et sa stabilité, la figure 6.7 expose les courbes caractéristiques de chacun des sous-composants du compresseur.

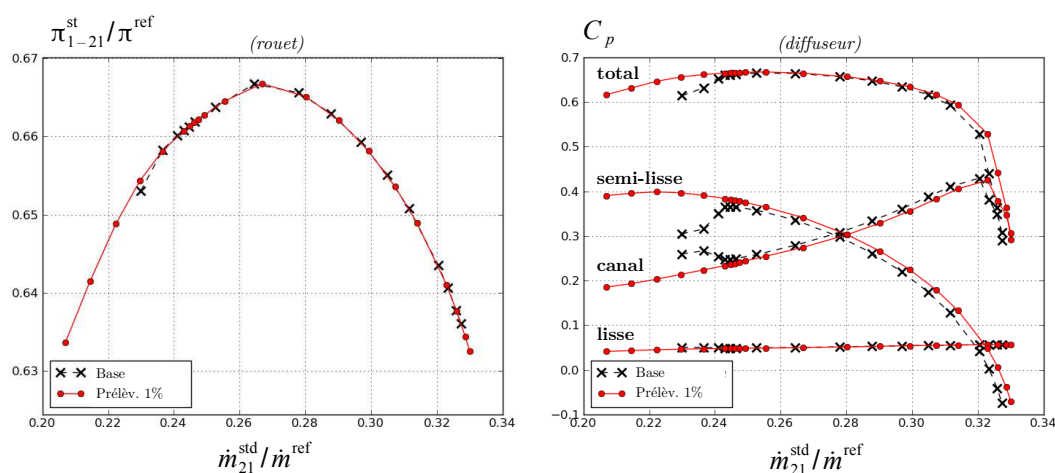


Fig 6.7: Courbes de performances par sous-composants – Prélèvement 1%

Comme il pouvait être attendu, le prélèvement – appliqué dans le diffuseur – n'a aucun impact sur le taux de pression du rouet. Les points à plus faibles débits obtenus avec prélèvement sont dans la continuité de ceux obtenus en stationnaire sans prélèvement. Il doit cependant être

noté que l'effet déstabilisateur du rouet se renforce au fur et à mesure que le débit diminue. Il pourrait ainsi en réalité être le siège du déclenchement d'instabilités, tel qu'un décollement tournant par exemple.

En ce qui concerne le diffuseur, le prélèvement n'a aucune influence sur la courbe caractéristique du diffuseur lisse, ce qui indique que le prélèvement – positionné dans la partie semi-lisse du diffuseur – ne se fait pas ressentir en amont du bord d'attaque des aubages du diffuseur.

L'effet de l'aspiration est par contre bien visible sur la courbe du coefficient de récupération du diffuseur semi-lisse. La décroissance rapide à proximité du pompage du coefficient de récupération du diffuseur semi-lisse sans prélèvement, témoin du décrochage du diffuseur, n'est plus observée avec le prélèvement. L'aspiration est donc bien en mesure de contrôler le décrochage. Le coefficient de récupération du diffuseur semi-lisse atteint d'autre part une valeur maximale supérieure d'environ 8.5 % à la valeur maximale sans prélèvement, et la largeur de la plage de débit dans laquelle la pente de la caractéristique du diffuseur semi-lisse est négative est augmentée de 30 %, en accord avec l'augmentation de la plage de stabilité numérique stationnaire.

L'augmentation de la diffusion dans le diffuseur semi-lisse est toutefois compensée par une diminution du même ordre de grandeur du coefficient de récupération dans le canal du diffuseur. Le coefficient de récupération global du diffuseur est donc inchangé, conformément à ce qui a été conclu précédemment à partir de la figure 6.6.

Les performances des sous-composants confirment donc que le contrôle du décrochage du diffuseur est effectif. L'effet stabilisateur de la zone de captation du diffuseur sur le fonctionnement du compresseur est prolongé vers les valeurs plus faibles du débit. L'augmentation de la diffusion dans la partie captatrice est en revanche compensée par la diminution de la diffusion dans le canal, et le coefficient de récupération global du diffuseur est inchangé. La suite de l'analyse tente d'identifier l'origine de la diminution de la diffusion dans le canal.

Courbes du blocage dans le diffuseur

L'analyse de l'influence du prélèvement sur l'évolution du blocage dans le diffuseur permet de préciser davantage son effet sur l'écoulement. Elle s'appuie sur la figure 6.8.

Dans la zone proche moyeu, le prélèvement permet de contrôler la hausse du blocage vers les faibles valeurs du débit, i.e. le développement du décollement. En conséquence, les blocages au col (jaune) et en sortie du canal du diffuseur (rouge) sont nettement diminués en comparaison du cas de base. Les pentes des courbes de blocage au moyeu au col (jaune) et en sortie de canal (rouge) deviennent même positives pour les tous derniers points à plus faibles débits. Ce changement de pente est accompagné par une augmentation notable du blocage dans la zone proche carter en comparaison du cas sans prélèvement. Cette tendance est particulièrement marquée au col (jaune) et au bord de fuite du diffuseur (rouge).

La diminution du blocage au moyeu sous l'effet du prélèvement semble donc compensée par une augmentation du blocage dans la zone à proximité du carter.

L'effet du prélèvement sur l'écoulement peut alors être expliqué de la façon suivante :

- le prélèvement permet de contrôler le développement du décollement au moyeu, où le blocage diminue ;
- il s'oppose également à la migration de l'écoulement principal vers le carter, où le blocage augmente en conséquence ;
- pour les plus faibles valeurs de débit avec aspiration, le blocage au col au carter atteint une valeur proche de 60 %. Cette valeur importante laisse supposer le développement d'un décollement, désormais localisé au carter (ce que confirmera l'analyse

topologique). Ce décollement engendre le report de l'écoulement principal vers le moyeu, et le changement de pente des courbes du blocage au moyeu (col et bord de fuite).

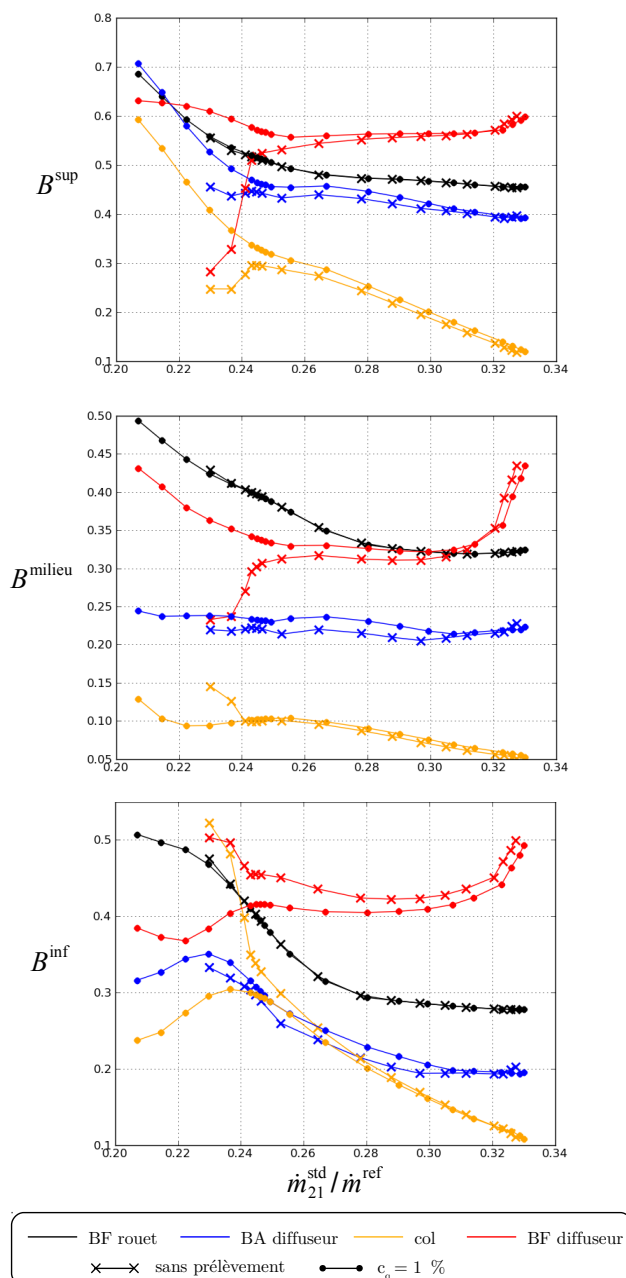


Fig 6.8: Influence du prélèvement (1%) sur l'évolution du blocage dans le diffuseur

Une analyse topologique est menée dans la suite, similaire à celle qui a permis de mettre en évidence la croissance du décollement dans le coin moyeu / face en dépression du diffuseur initial. Elle a pour objectif de préciser les modifications de la structure de l'écoulement consécutives à la mise en œuvre du prélèvement. Une attention particulière sera portée dans la zone à proximité du carter afin de mettre en évidence le développement d'un *nouveau* décollement, désormais localisé au carter.

Analyse topologique de l'écoulement dans le diffuseur aspiré ($cq = 1\%$)

La figure 6.9 présente les spectres pariétaux sur les faces en pression et en dépression des aubages du diffuseur avec prélèvement, du point de fonctionnement au rendement maximum jusqu'au dernier point convergé vers les faibles valeurs du débit. Les topologies sans prélèvement au point de fonctionnement au rendement maximal, avant décrochage et après décrochage, sont également rappelées pour pouvoir être facilement comparées.

Au point de fonctionnement au rendement maximum, les spectres sont identiques au cas sans prélèvement. Les lignes de frottement sur la face en dépression au voisinage de la fente sont déviées vers le moyeu sous l'action du prélèvement, mais cela ne provoque pas de modification majeure de la topologie pariétale.

Pour le point de fonctionnement correspondant à celui avant décrochage sans prélèvement, le spectre pariétal sur la face en dépression est en revanche fortement modifiée sous l'action du prélèvement, et il confirme le contrôle du décollement : en comparaison avec la topologie sans prélèvement, le couple col-foyer (C2)-(F2) n'est plus visible dans le coin au moyeu. Les prémices d'un décollement sont visibles dans le coin au carter – foyer de détachement (F4). Ce décollement avait déjà été observé dans le cas sans prélèvement, mais son ampleur restait très limitée. Ici, il s'accroît lorsque le débit diminue.

D'autre part, le couple de rattachement (N1)-(C1) est encore présent au point de fonctionnement avant décrochage avec prélèvement, alors qu'il n'était plus observé à proximité du pompage dans le cas sans prélèvement. Une zone d'écoulement de retour existe donc encore dans le coin carter / face en pression pour le diffuseur aspiré à proximité du pompage. Lorsque le débit diminue, l'étendue de cette zone de recirculation tend à augmenter. Elle couvre quasiment toute la corde du diffuseur pour le point à plus faible débit convergé avec prélèvement. Cette croissance est simultanée celle du décollement dans le coin au carter, i.e. du foyer de détachement (F4).

L'observation du spectre pariétal au carter (figure 6.10) permet d'établir un lien entre la croissance du décollement au carter sur la face en dépression – foyer de détachement (F4) – et celle de l'écoulement de retour sur la face en pression – nœud d'attachement (N1). La ligne en pointillés gras sur la figure repère une ligne séparatrice particulière du spectre pariétal. Celle-ci relie un col sur la face en dépression – correspondant au col (C6) sur la face en dépression (figure 6.10) – à un autre col sur la face en pression de l'aubage voisin, dont l'emplacement correspond au nœud d'attachement (N1) sur la face en pression des aubages. Cette ligne séparatrice traverse le canal. Le fluide impliqué dans le décollement au carter – foyer (F4) – traverse donc le canal du diffuseur jusqu'à la face en pression de l'aubage voisin – nœud (N1). Ce comportement s'explique par l'action du tourbillon de passage au carter, et génère le niveau important du blocage dans la zone proche carter observé sur la figure 6.8 pour les points à faibles débits. Ce lien entre le décollement au carter sur la face en dépression – foyer (F4) – et la zone de recirculation au carter sur la face en pression – nœud (N1) – explique d'autre part la croissance simultanée de ces deux structures de l'écoulement.

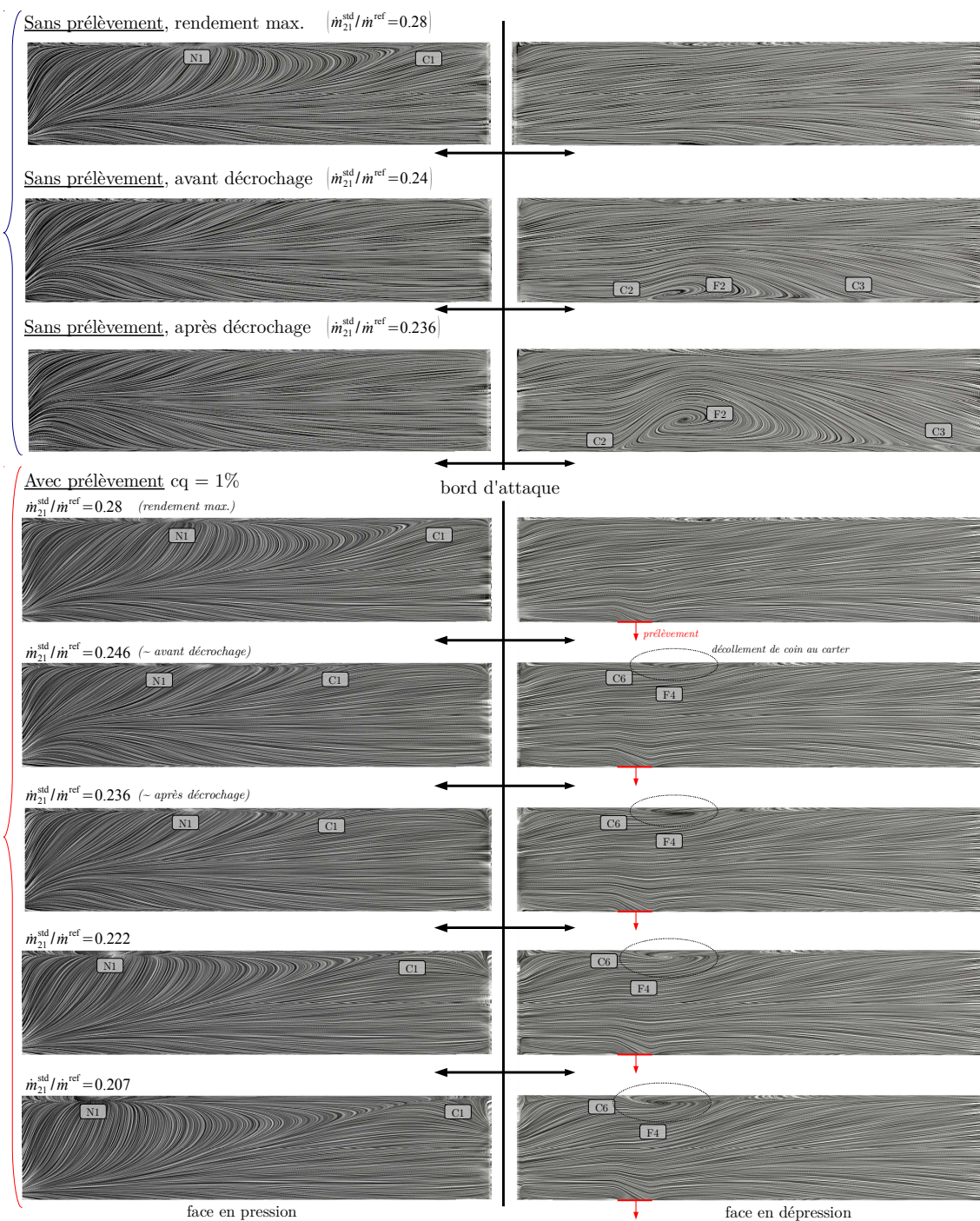


Fig 6.9: Spectres pariétaux sur les aubages du diffuseur aspiré ($cq=1\%$)

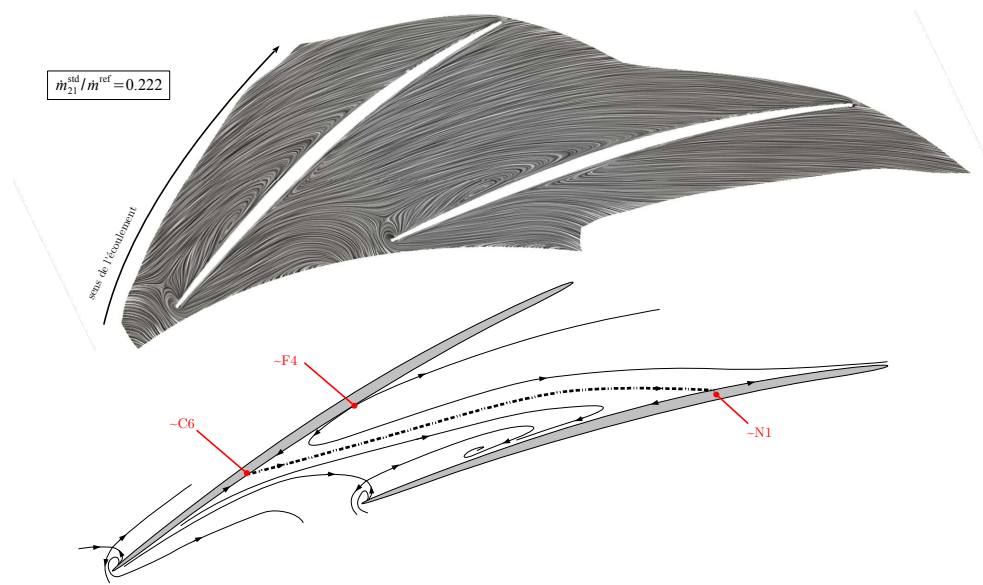


Fig 6.10: Spectre pariétal au carter du diffuseur aspiré – proche pompage.

Résumé

La figure 6.11 expose des lignes de courant tri-dimensionnelles et permet de résumer le comportement de l'écoulement dans le diffuseur aspiré $c_q=1\%$. Le débit du point de fonctionnement considéré est inférieur au débit de décrochage du diffuseur sans prélèvement ($m_{21}^{std} / m^{ref} = 0.222$).

Les principaux résultats sont les suivants :

- le décollement dans le coin moyen / face en dépression est effectivement contrôlé par la stratégie d'aspiration mise en œuvre ;
- en contre-partie, un décollement similaire de coin au carter se développe, d'une topologie similaire à celui dans le coin au moyen du diffuseur sans aspiration. L'effet du prélèvement s'oppose à la tendance de l'écoulement à monter vers le carter, et le coin carter / face en dépression est fragilisé en comparaison du cas sans prélèvement ;
- le fluide impliqué dans le décollement de coin au carter est transporté au travers du canal par le tourbillon de passage – plus intense au carter – en direction de la face en pression de l'aubage voisin. Il impacte l'aubage au niveau du nœud (N1), selon le même principe que celui observé au rendement maximum dans le diffuseur non-aspiré. Ce comportement induit un blocage important, qui explique la supériorité de B^{sup} dans le cas avec prélèvement en comparaison du cas sans prélèvement.

Au niveau du dernier point convergé avec prélèvement vers les petits débits, le décollement de coin au carter et donc de fluide sur la face en pression se sont tous les deux renforcés, comme le montre la figure 6.12. L'intensification de l'écoulement de retour sur la face en pression engendre la formation d'un tourbillon trombe, qui explique la valeur proche de 70 % du blocage proche carter pour ce point de fonctionnement (figure 6.8, page 167).

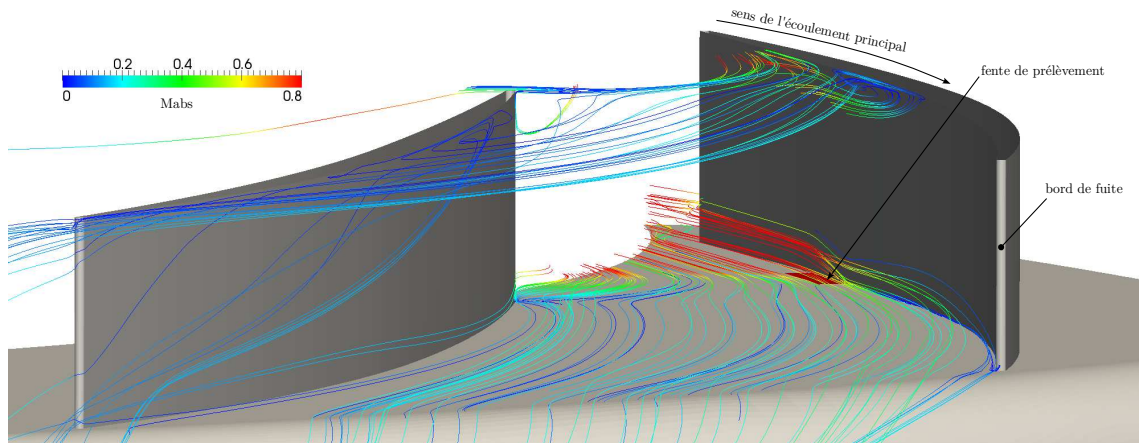


Fig 6.11: Ligne de courant tridimensionnelle – Diffuseur aspiré ($cq=1\%$) – Proche pompage
 $(\dot{m}_{21}^{\text{std}}/\dot{m}^{\text{ref}}=0.222)$

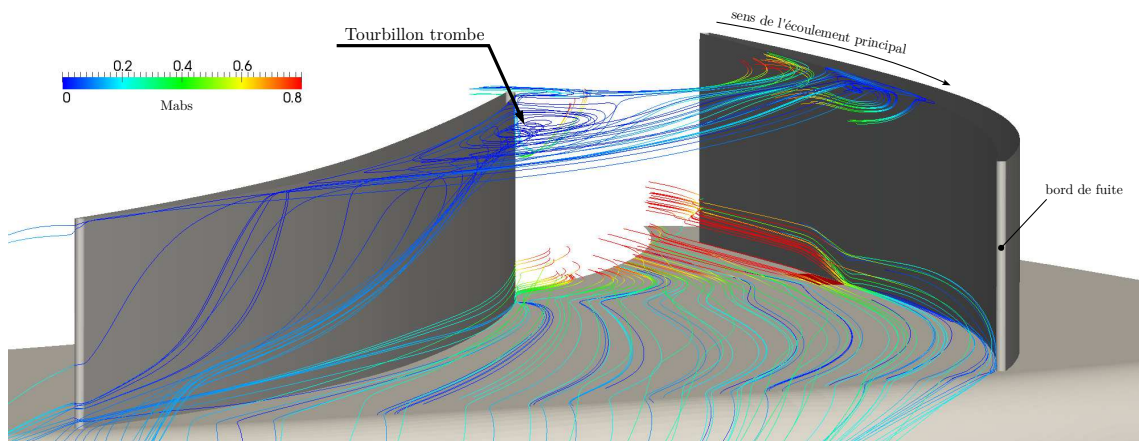


Fig 6.12: Ligne de courant tridimensionnelle – Diffuseur aspiré ($cq=1\%$) – Dernier point convergé.
 $(\dot{m}_{21}^{\text{std}}/\dot{m}^{\text{ref}}=0.207)$

Ainsi, le contrôle du décollement dans le coin au moyeu est compensé par le développement d'un autre décollement de coin au carter. Ce dernier est d'une ampleur moindre en comparaison du décollement de coin au moyeu dans le diffuseur non-aspiré, et le coefficient de récupération du diffuseur semi-lisse est augmenté.

Ce *nouveau* décollement de coin est par contre soumis à l'effet du tourbillon de passage au carter, dont l'intensité est importante par rapport à celui au moyeu. Le fluide à faible vitesse impliqué dans le décollement de coin au carter est ainsi transporté vers la face en pression de l'aubage voisin, qu'il impacte et le long de laquelle il s'accumule. Cette deuxième influence de l'aspiration sur l'écoulement entraîne la diminution du coefficient de récupération de la partie canal du diffuseur. Cette diminution compense la hausse dans le diffuseur semi-lisse. Au final, le coefficient de récupération total du diffuseur est inchangé par rapport au cas sans prélèvement.

L'intérêt de la mise en œuvre du prélèvement vient alors du fait que le décollement de coin au carter n'évolue pas en un décrochage complet des aubages du diffuseur, contrairement à celui au moyeu sans prélèvement. Il ne compromet donc pas la stabilité numérique du modèle stationnaire, et le contrôle apparaît donc comme un moyen efficace pour augmenter la largeur de la plage de fonctionnement stable du compresseur, *d'un point de vue stationnaire*.

Cette non dégénérescence du décollement de coin au carter en un décrochage pourrait être à nouveau due à la supériorité du tourbillon de passage au carter.

6.3.2 Prélèvement $c_q = 0.3 \%$

Le prélèvement de 1 % du débit mis en œuvre dans la partie précédente a permis de contrôler complètement le décollement au moyeu dans le diffuseur. La question se pose alors de savoir si le débit de prélèvement peut être diminué tout en conservant l'efficacité du contrôle.

Cette partie présente les résultats obtenus avec un prélèvement de 0.3 % du débit total, au travers d'une fente dont la surface est réduite par rapport à la précédente de telle sorte que le débit surfacique d'aspiration est conservé. La figure 6.13 compare la fente pour l'aspiration $c_q=0.3 \%$ en comparaison de celle pour l'aspiration $c_q=1 \%$. La zone de prélèvement s'étend désormais sur environ 5 % de la corde des aubages du diffuseur, et sa largeur est égale à environ 5 % de la largeur du largeur au col du diffuseur.

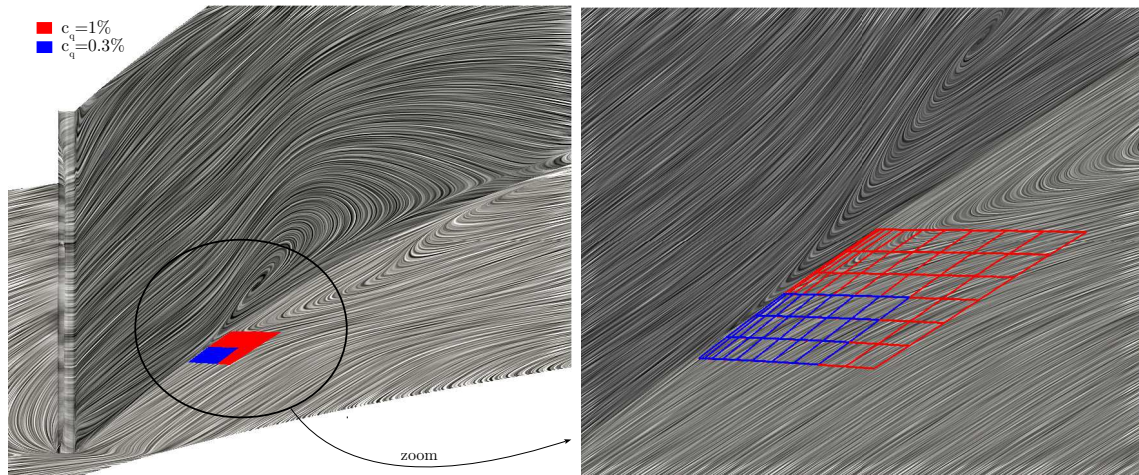


Fig 6.13: Position du prélèvement $c_q=0.3\%$ – Topologie stationnaire avant décrochage.

Le tracé des courbes de performances de l'étage de compression montre que le décrochage du diffuseur est toujours contrôlé par le prélèvement $c_q=0.3 \%$ (figure 6.14).

La diminution du débit de prélèvement permet en outre de diminuer considérablement la baisse du rendement imputable au retrait de fluide ayant traversé le rouet. Compte-tenu des imprécisions numériques dans le calcul du rendement, la différence entre le rendement du diffuseur de base et du diffuseur aspiré apparaît désormais comme négligeable. De même, la différence du débit de blocage entre le cas sans prélèvement et celui avec $c_q=0.3 \%$ est négligeable. Le contrôle étant toujours effectif, ce prélèvement avec débit d'aspiration réduit semble donc à première vue conduire à un meilleur résultat que le précédent.

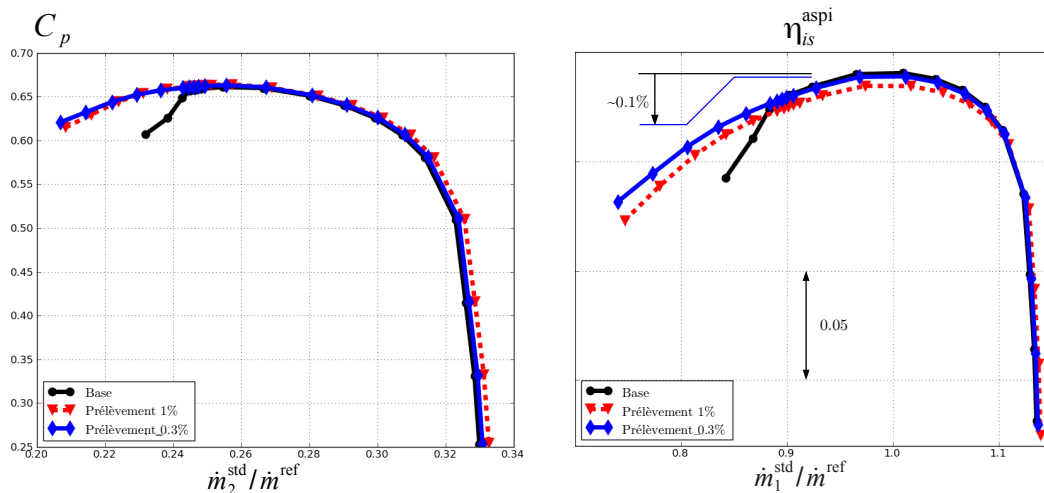


Fig 6.14: Coefficient de récupération du diffuseur et rendement de l'étage – $c_q=0.3\%$

La comparaison des performances des sous-composants du diffuseur, entre les cas $c_q=0.3\%$ et $c_q=1\%$, figure 6.15, confirme que le contrôle du décrochage est toujours effectif malgré la diminution du débit de prélèvement. Les courbes des différents C_p sont semblables dans les deux cas avec prélèvement, la seule différence notable étant la translation vers les hauts débit des courbes pour $c_q=1\%$, déjà expliquée précédemment par l'influence de l'aspiration sur le débit de blocage.

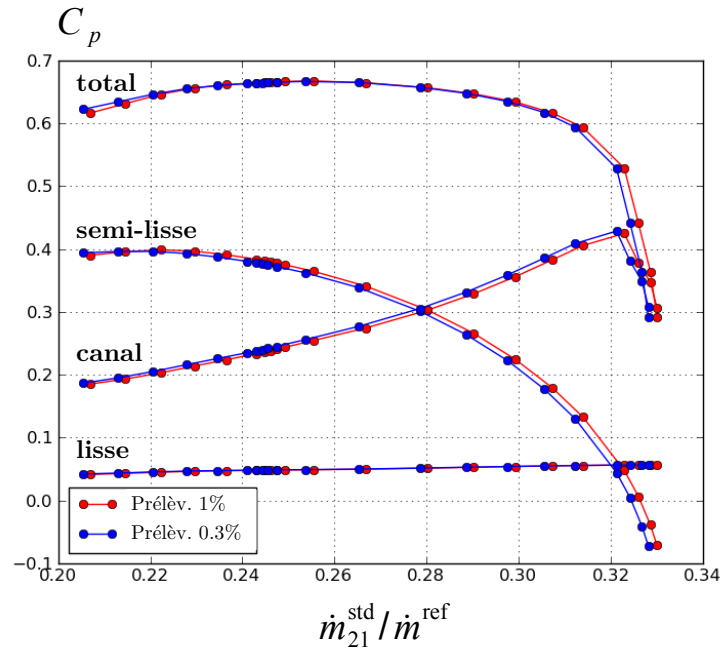


Fig 6.15: Courbes caractéristiques des sous-composants du diffuseur – $c_q = 0.3\%$ et $c_q = 1\%$

L'analyse des courbes d'évolution du blocage dans les différentes parties du diffuseur, figure 6.16, met par contre en évidence des différences majeures entre les deux cas avec prélèvement. En comparant les courbes obtenues pour $c_q=0.3\%$ avec celles obtenues pour $c_q=1\%$, les constatations suivantes peuvent être formulées :

- dans la zone proche moyeu au col, la diminution du blocage est moins prononcée que dans le cas $c_q=1\%$.
- dans la zone proche carter en sortie de canal, le blocage augmente vers les bas débit, comme dans le cas $c_q=1\%$ et en accord avec le développement du décollement de coin au carter sur la face en dépression. L'augmentation du blocage est cependant moins prononcée dans le cas $c_q=0.3\%$.

Ces deux constatations laissent supposer que le contrôle du décollement de coin au moyeu est moins prononcé dans le cas avec débit de prélèvement réduit, d'où la supériorité du blocage proche moyeu dans le cas $c_q=0.3\%$ par rapport au cas $c_q=1\%$.

En conséquence, le développement du décollement dans le coin au carter est également moins prononcé, d'où l'infériorité du blocage proche carter dans le cas $c_q=0.3\%$ par rapport au cas $c_q=1\%$.

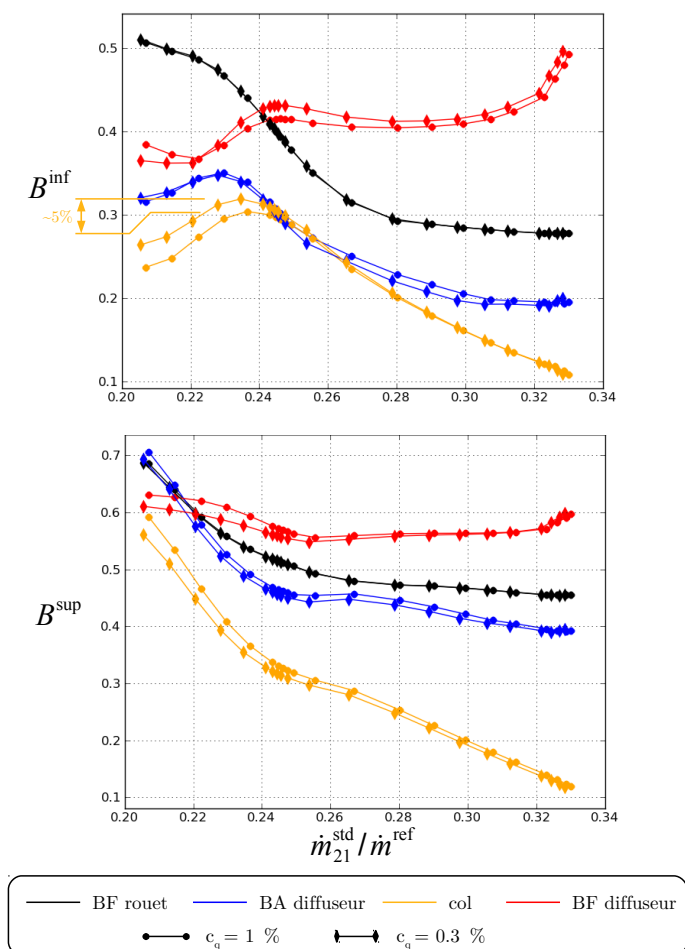
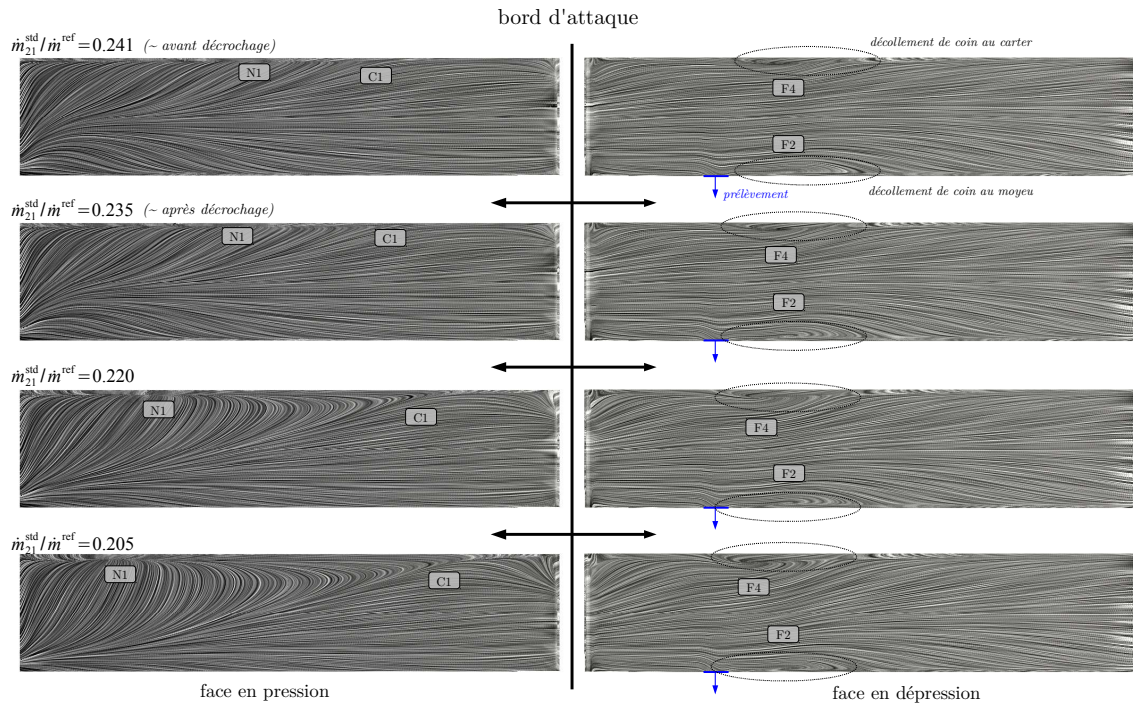


Fig 6.16: Comparaison de l'influence des prélèvements $c_q=0.3\%$ et $c_q=1\%$ sur le blocage dans le diffuseur

L'observation des spectres pariétaux sur les faces en pression et en dépression des aubages du diffuseur confirme cette analyse (figure 6.17). Pour le débit correspondant au point de fonctionnement avant décrochage, le décollement dans le coin au moyeu – foyer (F2) – est encore présent. Le décollement de coin au moyeu n'est donc pas complètement supprimé par le prélèvement $c_q=0.3\%$, même si son étendue reste limitée et que le contrôle est suffisant pour contenir sa croissance et sa dégénérescence en un décrochage du diffuseur.

En contre-partie, et puisque le décollement de coin au moyeu est toujours présent, le décollement de coin au carter – foyer (F4) – est moins développé (voir les cas $\dot{m}_{21}^{\text{std}}=0.222$ avec $c_q=1\%$ en comparaison de $\dot{m}_{21}^{\text{std}}=0.220$ avec $c_q=0.3\%$).

Fig 6.17: Spectres pariétaux sur les aubages du diffuseur aspiré ($c_q=0.3\%$)

6.3.3 Conclusions

Les simulations numériques stationnaires avec prélèvement ont mis en évidence la possibilité de contrôler le décrochage du diffuseur à l'aide de la technique d'aspiration de la couche limite. Le fait que l'action des écoulements secondaires soit inversée par rapport au cas d'une grille d'aube axial ne modifie donc pas l'efficacité de l'aspiration pour contrôler le décollement de coin.

Le prélèvement $c_q = 1\%$ a permis la suppression complète de ce décollement, mais les résultats obtenus avec le prélèvement $c_q = 0.3\%$ ont montré qu'une suppression complète de la zone décollée n'était pas nécessaire pour repousser le décrochage du diffuseur : une réduction de l'ampleur du décollement est suffisante pour repousser le décrochage, et donc augmenter la plage de stabilité numérique vers les bas débits.

Le contrôle du décollement n'a en revanche pas permis d'augmenter le coefficient de récupération du diffuseur. Le contrôle du décollement au moyeu s'accompagne en effet du développement d'un nouveau décollement de coin au carter. Ce *nouveau* décollement de coin engendre un blocage au carter qui compense la diminution du blocage au moyeu. En conséquence le blocage dans le diffuseur n'est globalement pas modifié par l'effet du prélèvement, comme le montre la figure 6.18. Cette compensation du contrôle du décollement dans le coin au moyeu par la croissance du *nouveau* décollement de coin au carter explique l'absence de gain sur le coefficient de récupération du diffuseur.

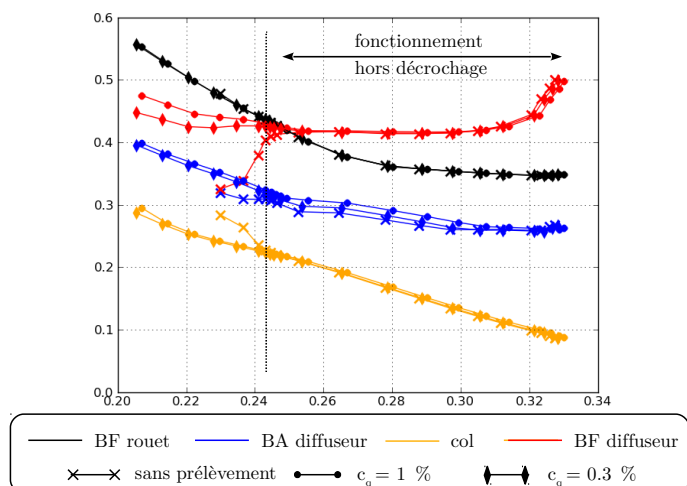


Fig 6.18: Comparaison du blocage dans le diffuseur – base,
 $c_q=1\%$ et $c_q=0.3\%$

L'ensemble des conclusions précédentes ont été dressées sur la base de simulations stationnaires. Or, et malgré qu'il ait été conclu à la fixité du décollement, le comportement de l'écoulement est fortement instationnaire en entrée du diffuseur. En particulier, il a été observé que le défilement des ondes de pression agit sur l'étendue du décollement. Les effets instationnaires sont donc susceptibles d'influer sur l'efficacité du contrôle.

L'effet du prélèvement sur l'écoulement doit donc être confirmé sur la base de simulations instationnaires chorochroniques. C'est ce qui est présenté dans la partie suivante.

6.4 Résultats instationnaires

L'analyse de l'écoulement dans le diffuseur initial a montré que la topologie de l'écoulement prévue par les simulations instationnaires est semblable à celle prévue par les simulations stationnaires. Il a de plus été conclu au caractère fixe de la séparation, la position du col principal étant inchangée.

Cela justifie de conserver la même stratégie d'aspiration que celle testée précédemment en stationnaire.

Comme dans la partie précédente, l'impact de l'aspiration sur les performances est d'abord analysé au travers des courbes caractéristiques de l'étage et des sous-composants. Une analyse de la topologie instationnaire de l'écoulement dans le diffuseur aspiré est ensuite réalisée.

6.4.1 Courbes de performances

La figure 6.19 présente les courbes caractéristiques de l'étage complet et du diffuseur obtenues en instationnaire avec prélèvement, pour $c_q=1\%$ et $c_q=0.3\%$. Les courbes caractéristiques stationnaires et instationnaires sans prélèvement sont également rappelées.

Des différences notables existent entre les courbes stationnaire et instationnaire avec prélèvement. En premier lieu, l'aspiration ne permet aucune augmentation de la plage de stabilité numérique en instationnaire. En second lieu, les taux de pression de l'étage et coefficient de récupération du diffuseur sont augmentés sous l'effet du prélèvement en instationnaire, alors qu'ils n'étaient pas modifiés en stationnaire.

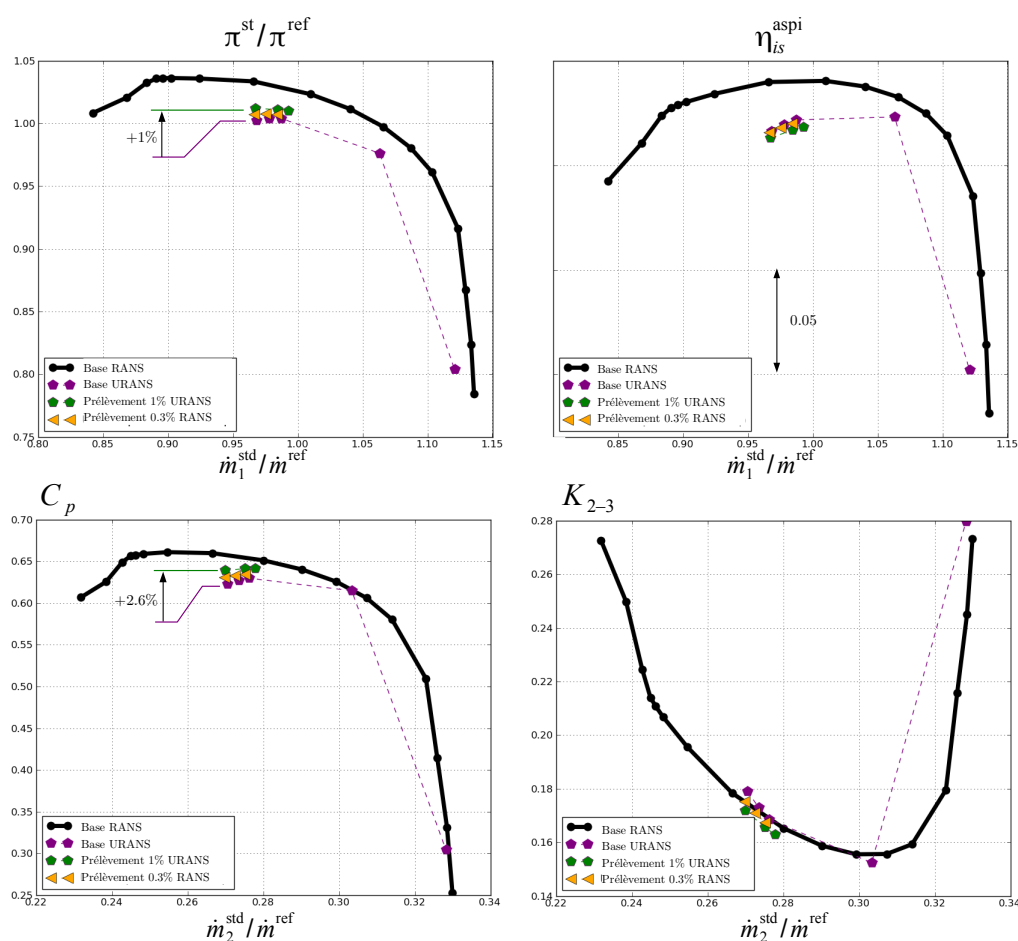


Fig 6.19: Courbes performances instationnaires avec aspiration $c_q=0.3\%$ et $c_q=1\%$

Afin de préciser les différences entre les prévisions stationnaire et instationnaire, la figure 6.20 présente les performances des composants du compresseur.

Comme en stationnaire, le prélèvement engendre une augmentation du coefficient de récupération de la partie captatrice du diffuseur et une diminution de celui du canal. Avec le modèle instationnaire, l'augmentation dans le diffuseur semi-lisse est par contre plus importante que la diminution dans la partie canal, d'où l'augmentation observée au final sur le coefficient de récupération global du diffuseur.

Selon le modèle instationnaire, le prélèvement a également une légère influence sur le taux de pression totale-à-statique du rouet. Bien que très faible, cette influence révèle un effet potentiel du prélèvement sur le fonctionnement du rouet, qui n'avait pas été observé avec le modèle stationnaire.

En ce qui concerne la stabilité de l'étage, le prélèvement a un effet stabilisateur sur le diffuseur semi-lisse, comme ce qui était prévu avec le modèle stationnaire. Cet effet n'a par contre aucune influence sur la limite de stabilité numérique en instationnaire, ce qui soulève des interrogations quant à la pertinence de l'analyse en terme de pentes des caractéristiques des sous-composants.

Il est d'autre part remarquable que la limite de stabilité numérique en instationnaire est atteinte au pic de la caractéristique du rouet, indifféremment avec et sans prélèvement. Cette observation soulève à nouveau la question du rôle joué par l'inversion de la pente de la caractéristique du rouet dans le déclenchement des instabilités numériques avec le modèle instationnaire.

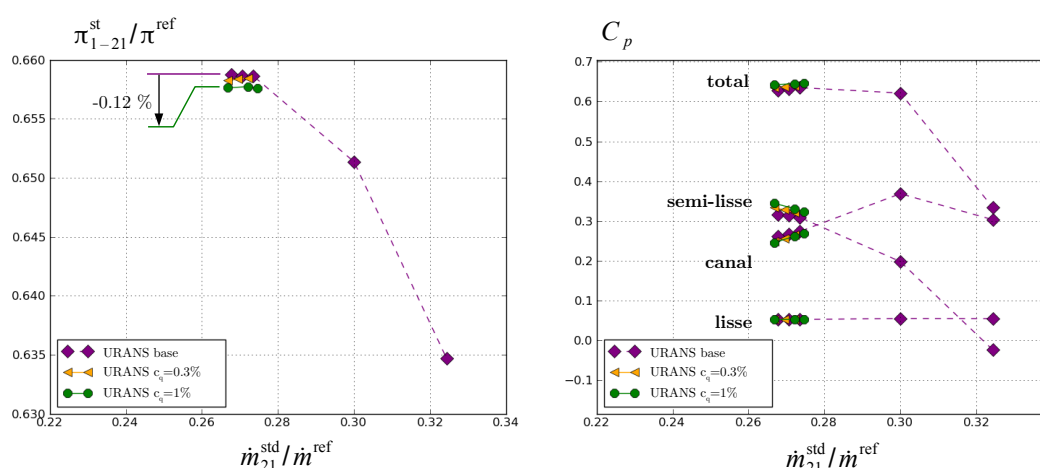


Fig 6.20: Courbes des sous-composants – Instationnaire avec prélèvement $c_q=0.3\%$ et $c_q=1\%$.

En ce qui concerne le coefficient de blocage dans le diffuseur (figure 6.21), l'influence du prélèvement est prévue de façon similaire par les modèles stationnaire et instationnaire : le blocage au moyeu est diminué sous l'action du prélèvement, tandis qu'il est augmenté à proximité du carter. Comme en stationnaire, ces modifications sont plus prononcées avec le débit de prélèvement le plus important ($c_q = 1\%$).

L'effet du prélèvement sur l'écoulement prévu par le modèle instationnaire semble donc cohérent avec celui prévu par le modèle stationnaire du point de vue des caractéristiques des sous-composants et des courbes du blocage. Il n'a malgré cela aucune influence sur la largeur de la plage de stabilité numérique.

L'analyse topologique effectuée dans la suite doit fournir des pistes d'explication.

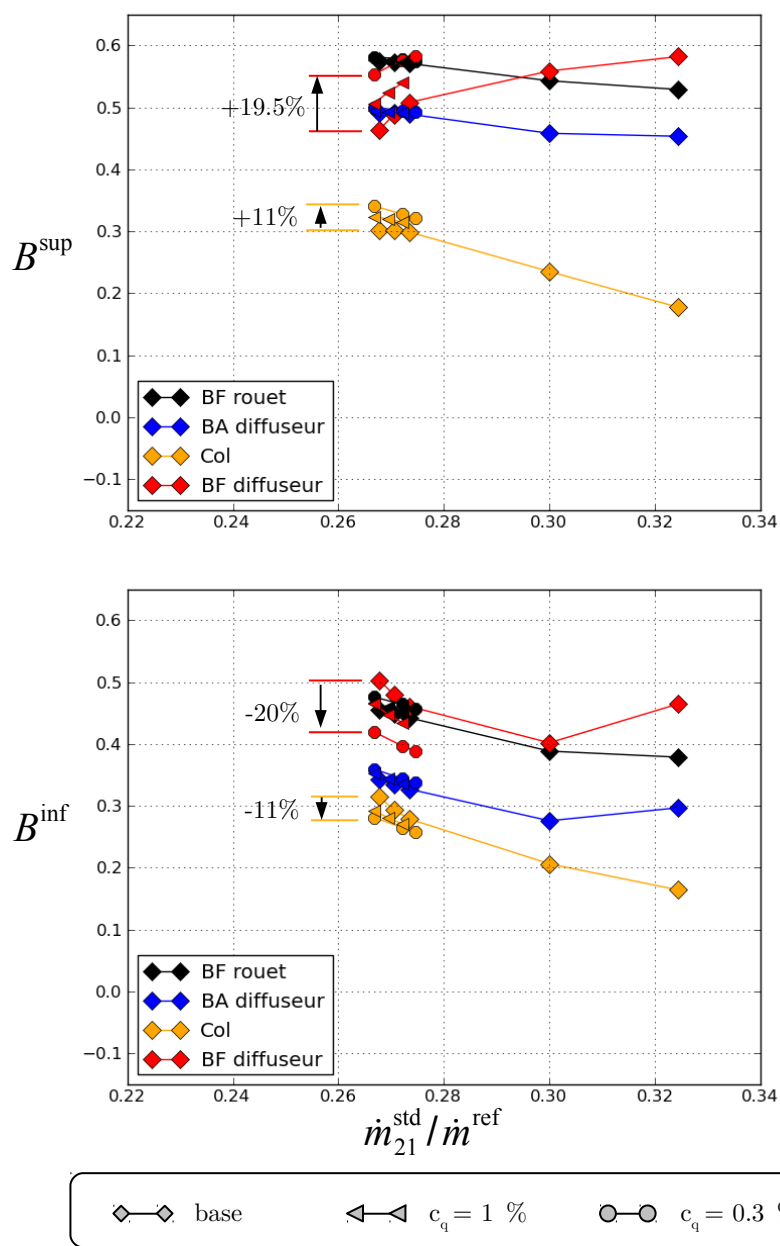


Fig 6.21: Influence du prélèvement sur le blocage dans le diffuseur.
 Instationnaire avec prélèvement $c_q = 0.3\%$ et $c_q = 1\%$.

6.4.2 Topologie de l'écoulement dans le diffuseur

La figure 6.22 présente les spectres pariétaux moyens sur les faces en pression et en dépression des aubages du diffuseur, pour les derniers points de fonctionnement à faibles débits obtenus avec $c_q = 0.3\%$ et $c_q = 1\%$.

Ceux-ci montrent que le décollement de coin au moyeu est effectivement contrôlé par la mise en œuvre du prélèvement. Mais ils mettent également en évidence la présence d'un autre décollement dans le coin moyeu/face en dépression en aval de la fente d'aspiration. Pour le cas à $c_q = 0.3\%$, le col principal de ce décollement est situé dans la partie semi-lisse du diffuseur. Pour le cas $c_q = 1\%$, il est localisé au col du diffuseur.

Ainsi, le prélèvement permet de contrôler le décollement initial. Mais tandis que d'après le modèle stationnaire, le fluide qui se substitue à celui prélevé dans le coin au moyeu est capable de contrer le gradient de pression adverse à l'aval de la fente d'aspiration, le modèle instationnaire prévoit qu'il décolle à son tour.

Un décollement est donc toujours présent au moyeu dans le canal, ce qui fait que le décollement au carter ne se développe pas de façon aussi prononcée qu'en stationnaire avec prélèvement, et que la topologie sur la face en pression des aubages est inchangée par rapport au cas instationnaire sans prélèvement.

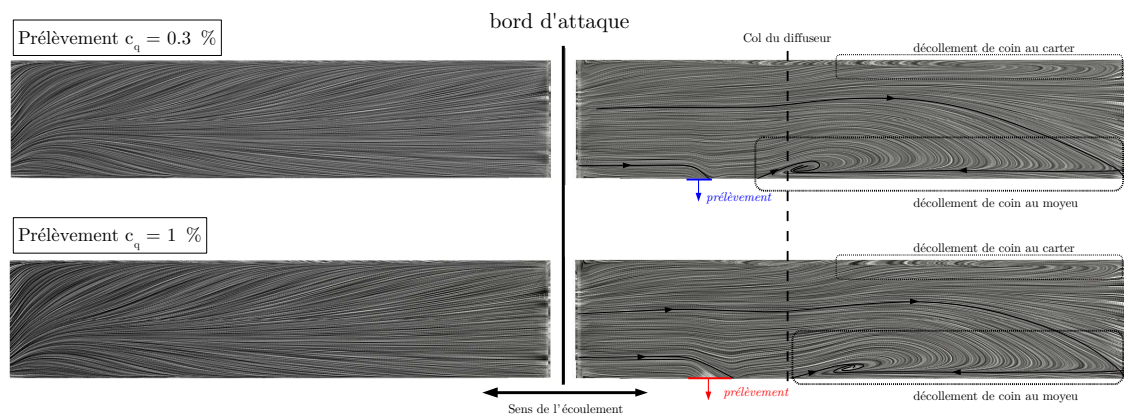


Fig 6.22: Spectres pariétaux sur les aubages du diffuseur aspiré – Instationnaire proche pompage, $c_q=0.3\%$ et $c_q=1\%$

L'observation des spectres pariétaux instantanés, figure 6.23, permet de préciser le comportement temporel du *nouveau* décollement de coin au moyeu. Les bandes blanches correspondent aux zones où la pression est maximale. L'évolution du spectre pariétal est pilotée par le défilement des ondes de pression engendrées par l'interaction rouet-diffuseur, comme dans le cas sans prélèvement, et le foyer de décollement est à nouveau périodiquement convecté vers l'aval sous l'effet du passage des ondes α_1 et α_2 .

La comparaison de lignes de courant du champ moyen et de trajectoires de particules fluides (figure 6.24) montre que cette convection périodique du foyer de séparation ne se traduit à nouveau pas par l'émission périodique d'un tourbillon trombe à la surface des aubages. Les trajectoires sont cohérentes avec spectre pariétal moyen, et les particules fluides oscillent simplement autour de la ligne de courant du champ moyen sous l'effet des fluctuations du champ de pression. Le décollement dans le coin au moyeu du diffuseur aspiré est donc à nouveau fixe. La position du col principal de la séparation est constante de le temps, et il peut être tenté de relier sa position à une caractéristique du champ moyenné temporellement.

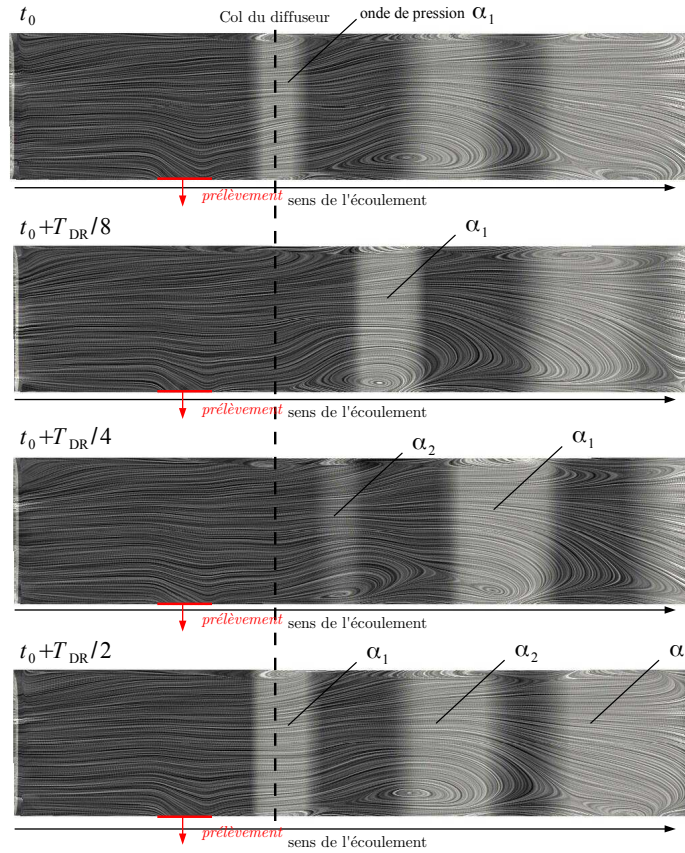


Fig 6.23: Spectres pariétaux instantanés sur les aubages du diffuseur. Instationnaire proche pompage, $c_q=1\%$.

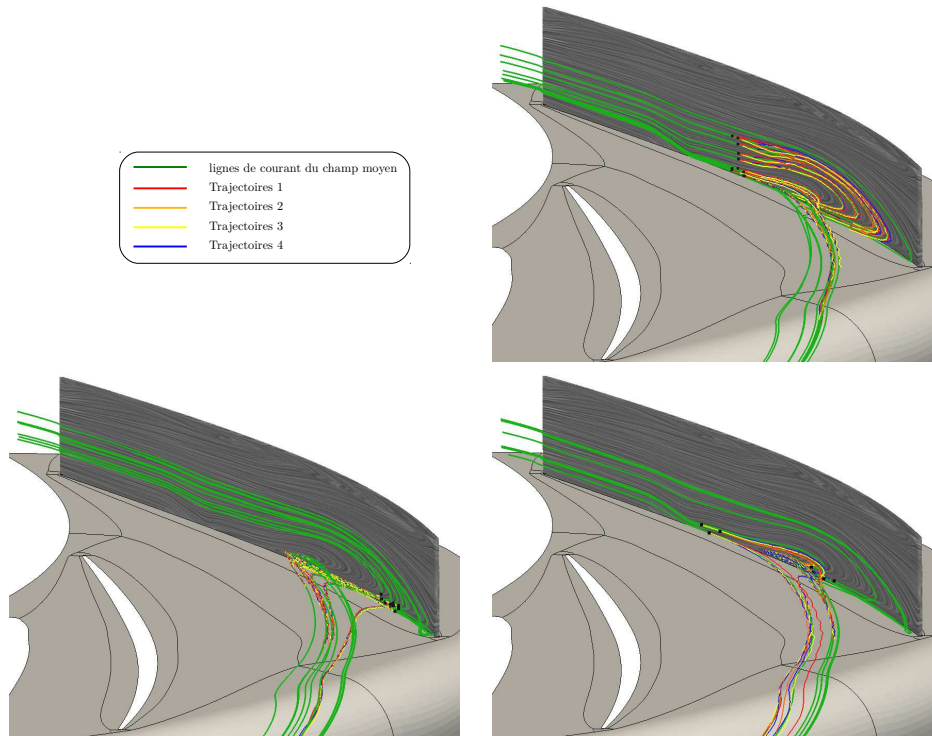


Fig 6.24: Comparaison de lignes de courant moyennes et de trajectoires de courant moyennes – Instationnaire proche pompage, $c_q=1\%$

6.4.3 Origine du décollement

Le décollement dans le cas instationnaire avec prélèvement $c_q = 1\%$ est situé au niveau du col du diffuseur. Contrairement au cas sans prélèvement, cette position ne peut pas s'expliquer par le lieu du maximum du gradient de pression adverse moyen. Comme le montre la figure 6.25, ce maximum est en effet toujours situé dans le diffuseur lisse. Il se renforce sous l'effet du prélèvement en comparaison du cas de base, mais sa position est inchangée.

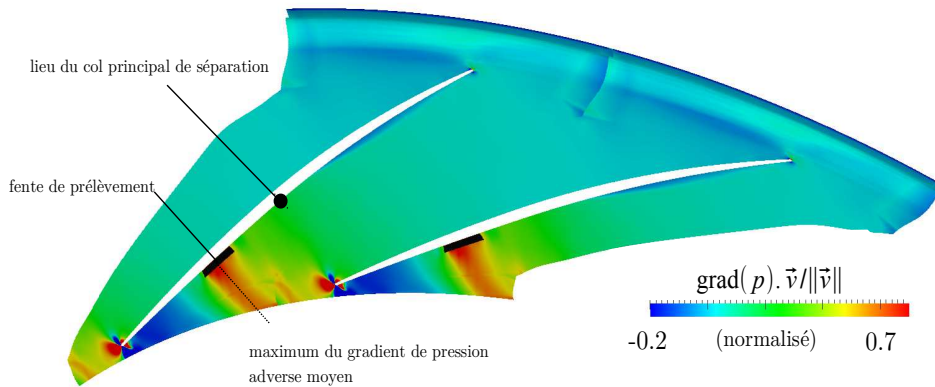


Fig 6.25: Gradient de pression adverse moyen – $h/H = 0.1$
 Instationnaire proche pompage $c_q=1\%$

L'origine du décollement doit alors être recherchée dans le caractère instationnaire de l'écoulement. L'observation de l'évolution temporelle du champ de pression statique dans la nappe à 10 % de la hauteur de veine fournit des premiers éléments d'explication (figure 6.26). Il apparaît que les ondes de pression α se renforcent à l'approche du col du diffuseur le long de la face en dépression de l'aubage du diffuseur. Il en résulte l'existence d'un fort gradient de pression adverse instantané à l'instant où l'onde de pression passe le col du diffuseur, dont le lieu coïncide avec celui du décollement observé précédemment.

Cette interprétation est confirmée par l'observation du champ du maximum du gradient de pression adverse instantané sur la période du diffuseur, figure 6.27. Sur cette figure, le gradient de pression adverse est normalisé par le même facteur que le gradient de pression adverse moyen sur la figure 6.25, et les ordres de grandeur peuvent donc être comparés, et il apparaît que le maximum du gradient de pression adverse instantané est beaucoup plus important que le maximum du gradient de pression adverse moyenné temporellement.

Plusieurs maximums du gradient de pression adverse instantané sont répartis le long de la face en dépression. Le premier, noté 1 sur la figure 6.27, est confondu avec le maximum du gradient de pression adverse moyen. Les deux suivants, notés 1 et 2, sont engendrés par le renforcement des ondes de pression α à l'approche puis au passage du col du diffuseur. Dans le cas du prélèvement $c_q=1\%$, le décollement se produit au niveau du troisième maximum du gradient de pression adverse instantané. L'analyse du spectre pariétal dans le cas instationnaire avec prélèvement $c_q=0.3\%$ permet de déterminer que le décollement se produit au niveau du deuxième maximum.

Ainsi, les fluctuations du champ de pression engendrent l'existence de forts gradients de pression adverse instantanés, qui semblent être à l'origine du décollement en aval de la fente d'aspiration.

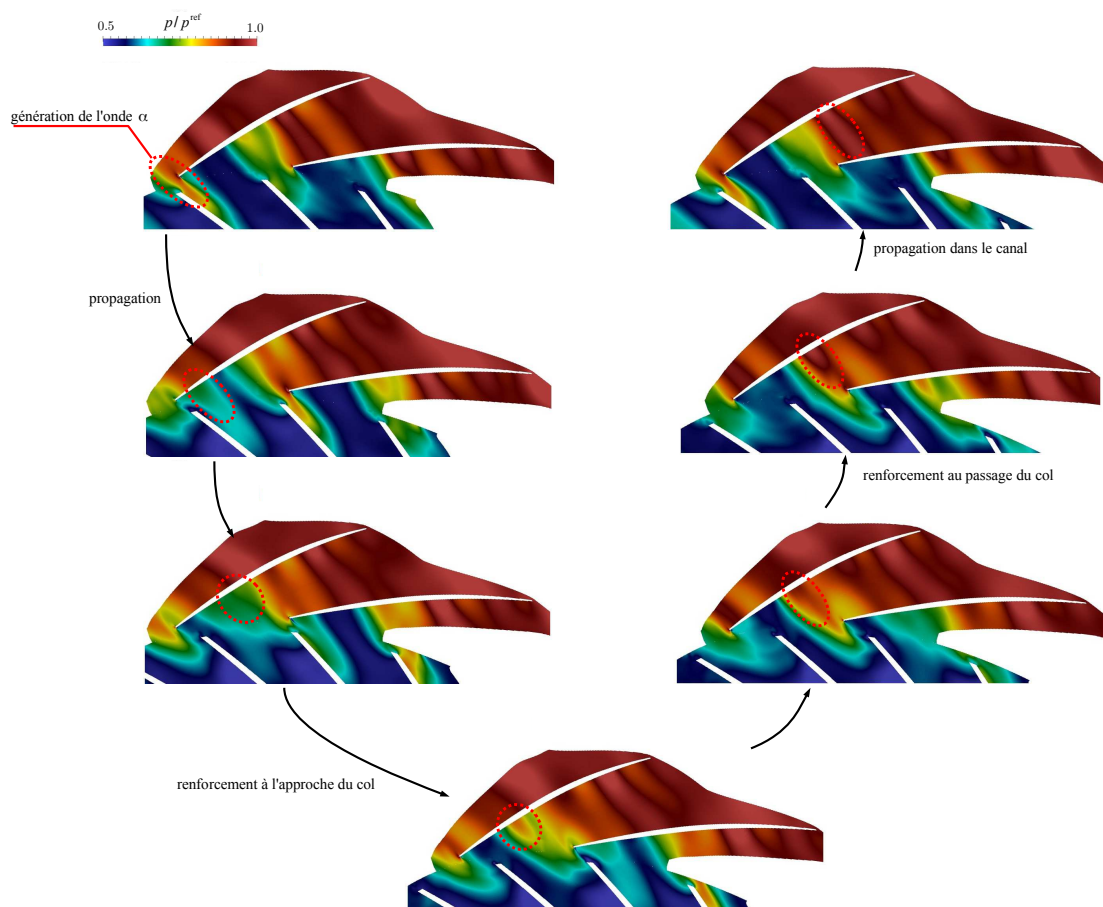


Fig 6.26: Propagation d'une onde de pression α dans le diffuseur.
 Instationnaire proche pompage $c_q=1\%$.

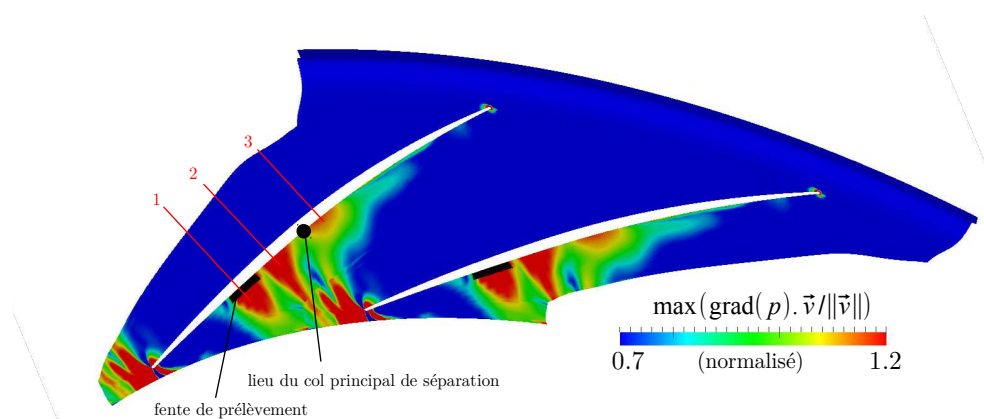


Fig 6.27: Maximum du gradient de pression adverse instantané.
 Instationnaire proche pompage $c_q=1\%$.

6.4.4 Perspectives d'amélioration de la stratégie d'aspiration

D'après les observations précédentes, les fluctuations de pression apparaissent comme un facteur déterminant pour l'efficacité du contrôle. Elles peuvent provoquer un décollement de la couche limite au même titre que le maximum du gradient de pression adverse moyen. Il apparaît donc nécessaire de les prendre en considération lors de la conception d'une stratégie de contrôle par aspiration. La mise en œuvre de simulations instationnaires est alors incontournable.

Dans le cas présent, une stratégie d'aspiration reposant sur l'utilisation de plusieurs fentes de prélèvement pourrait être appropriée. La figure 6.28 expose le champ du maximum du gradient de pression adverse instantané dans le diffuseur sans prélèvement, pour le dernier point de fonctionnement à proximité du pompage convergé avec le modèle URANS. Les trois maximums du gradient de pression instantané répartis le long de la face en dépression sont visibles, comme dans le cas avec prélèvement $c_q = 1\%$ (figure 6.27).

Il pourrait alors être envisagé d'implémenter une stratégie d'aspiration reposant sur trois fentes, au travers de chacune desquelles 0.3 % du débit par exemple serait prélevé. Chacune des fentes assurerait le contrôle du décollement susceptible de se produire au niveau du maximum du gradient de pression adverse instantané sur lequel elle est positionnée. Le débit total d'aspiration resterait ainsi inférieur à 1 %.

Une répartition différente des débits de prélèvement ou des tailles de fente différentes pourrait être envisagées dans un second temps afin d'optimiser le contrôle. Ce travail devra alors être effectué sur la base de simulations instationnaires.

Une autre tentative d'amélioration de la stratégie d'aspiration pourrait consister à augmenter le taux de prélèvement au-delà de 1 %. Puisque l'augmentation du débit prélevé de $c_q = 0.3\%$ à $c_q = 1\%$ permet de contrôler le décollement se produisant au niveau du deuxième maximum du gradient de pression instantané, une augmentation complémentaire pourrait permettre de contrôler à son tour le décollement se produisant au niveau du troisième maximum.⁵² Cette perspective présente par contre le désavantage de conduire à un débit de prélèvement supérieur à 1 % du débit total, ce qui est préjudiciable au rendement isentropique de la compression.

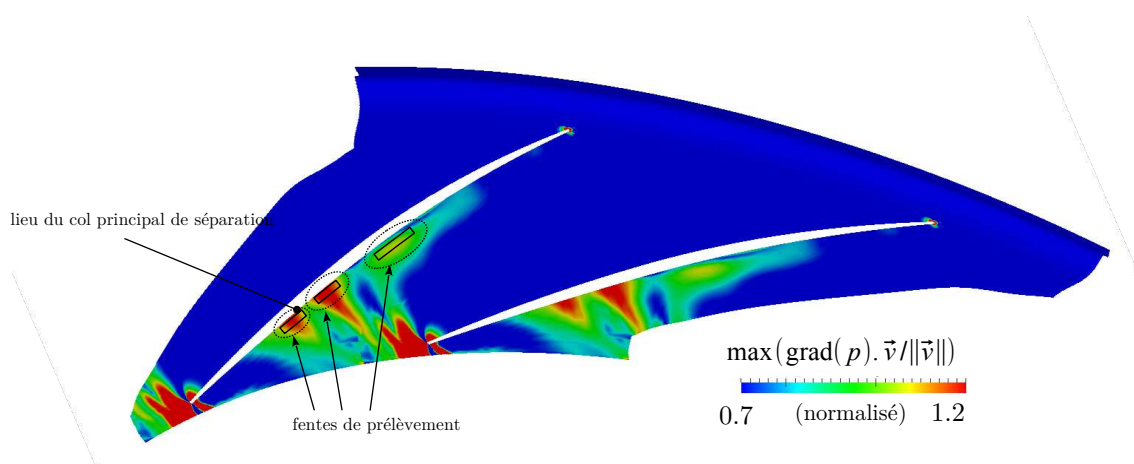


Fig 6.28: Maximum du gradient de pression adverse instantané.
Instationnaire proche pompage, sans prélèvement.

⁵² Il est probable qu'il faille alors augmenter la longueur ou la largeur de la fente afin d'éviter que le nombre de Mach au travers de la fente d'aspiration ne devienne trop important.

6.5 Conclusion

Dans ce dernier chapitre, deux stratégies d'aspiration ont été mises en œuvre dans le but de contrôler le décollement se développant dans le diffuseur à proximité du pompage. Les débits de prélèvement ont été choisis égaux à 1 % et 0.3 % du débit total. La fente d'aspiration a été positionnée au voisinage du col principal de la séparation, identifié lors de l'analyse du spectre pariétal dans le diffuseur initial. Les résultats obtenus mettent en évidence la possibilité de contrôler effectivement le décollement de coin dans le diffuseur grâce à l'aspiration.

En stationnaire, le prélèvement $c_q = 1\%$ entraîne la suppression complète de la zone d'écoulement de retour dans le coin moyeu / face en dépression. Le prélèvement $c_q = 0.3\%$ diminue quant à lui l'ampleur du décollement, sans toutefois le supprimer totalement. Dans les deux cas, le prélèvement permet de contrôler le décrochage du diffuseur, et la plage de stabilité numérique du modèle stationnaire est considérablement étendue vers les bas débits.

En instationnaire, le décollement de coin observé dans le diffuseur initial est également contrôlé. Mais le fluide qui se substitue à celui aspiré n'est pas capable de contrer le gradient de pression auquel il est soumis en aval de la fente d'aspiration. Un *nouveau* décollement se développe dans le coin moyeu / face en dépression du diffuseur, en aval du prélèvement, et celui-ci n'a aucune influence sur la plage de stabilité numérique instationnaire.

Le champ du gradient de pression moyenné temporellement étant semblable à celui prévu par les simulations stationnaires, l'origine de ce nouveau décollement est à rechercher dans le caractère instationnaire du champ de pression. L'observation du gradient de pression adverse instantané met en évidence l'existence de maxima le long de la face en dépression, dont les positions correspondent à celles des *nouveaux* décollements de coin dans le diffuseur avec les prélèvements $c_q = 1\%$ et $c_q = 0.3\%$. Ces maxima sont engendrés par le défilement des ondes de pression issues de l'interaction entre le rouet et le diffuseur, qui se renforcent à l'approche et au passage du col du diffuseur. Ils sont capables de provoquer le décollement de la couche limite, au même titre que le maximum du gradient de pression adverse moyen, et il semble nécessaire de les considérer lors du développement d'une stratégie de contrôle.

Cette conclusion ouvre des perspectives d'amélioration de la stratégie d'aspiration. En particulier, une stratégie de prélèvement qui considérerait le lieu des maxima du gradient de pression adverse instantané peut être envisagée. Celle-ci reposerait alors sur trois fentes de prélèvement : la première localisée au maximum du gradient de pression moyen, et les deux suivantes aux maxima du gradient de pression adverse instantané (figure 5.29). Cette stratégie pourrait permettre la suppression complète de la zone d'écoulement de retour dans le coin moyeu / face en dépression du diffuseur en instationnaire, et conduire à une augmentation de la plage de stabilité numérique instationnaire semblable à celle obtenue en stationnaire.

Chapitre 7 Conclusions et perspectives

Au cours de cette étude, une analyse numérique approfondie de l'écoulement se développant dans le diffuseur radial d'un compresseur centrifuge Turbomeca faiblement transsonique fonctionnant à sa vitesse de rotation nominale a été réalisée. Cette analyse visait à identifier les structures aérodynamiques limitant les performances de ce composant, et en particulier les décollements de la couche limite. L'analyse devait fournir les éléments nécessaires au développement d'une stratégie de contrôle de l'écoulement par aspiration de la couche limite, mise en œuvre numériquement par la suite. Des études antérieures ont en effet que montré cette technique peut permettre d'améliorer de façon significative les performances des compresseurs axiaux, et la présente étude devait déterminer si cette conclusion pouvait être étendue au compresseur centrifuge étudié.

L'analyse de l'écoulement a été effectuée sur la base de simulations stationnaires avec plan de mélange, puis de simulations instationnaires reposant sur une hypothèse de périodicité spatio-temporelle de l'écoulement. Les premières présentent l'avantage d'être relativement peu coûteuses en temps de calcul, et sont couramment utilisées en conception. Les secondes permettent d'avoir accès au comportement temporel de l'écoulement et de prendre en compte l'influence des interactions et des instationnarités sur les structures de l'écoulement. Elles sont donc plus précises mais sont également beaucoup plus coûteuses en temps de calcul.

La confrontation des résultats obtenus avec les deux modèles devait donc permettre, en plus d'évaluer la pertinence de l'aspiration dans le cas des compresseurs centrifuges, de statuer quant à la nécessité de prendre en compte le comportement instationnaire de l'écoulement dans le diffuseur dans le cadre du développement d'une stratégie de contrôle.

Dans un premier temps, une étude de l'écoulement se développant dans le diffuseur pour différents points de fonctionnement répartis sur l'iso-vitesse nominale a été menée. Elle s'est appuyée, en plus des courbes caractéristiques de l'étage et des composants, sur l'analyse du spectre du frottement pariétal dans le diffuseur. Celui-ci est en effet un outil efficace pour appréhender la topologie d'un écoulement fortement tri-dimensionnel.

La structure de l'écoulement dans le diffuseur pour les différents points de fonctionnement a été prévue de façon similaire par les deux modèles, stationnaire et instationnaire, à savoir :

- à proximité du point de fonctionnement au blocage, un décollement important est prévu sur la face en pression des aubages du diffuseur. Il est provoqué par la sous-incidence importante de l'écoulement sur les aubages du diffuseur ;

- ce décollement disparaît au fur et à mesure que le point de fonctionnement se rapproche du point au rendement maximal. Une zone de recirculation persiste toutefois sur la face en pression à proximité du carter. Il est engendré par le transport vers la face en pression du fluide à faible énergie cinétique sous l'action du tourbillon de passage au carter ;
- lorsque le point de fonctionnement se rapproche du pompage, un décollement se développe dans le coin entre la face en dépression des aubages et la paroi moyeu. Sa croissance est conditionnée par deux facteurs : l'augmentation de l'incidence sur les aubages du diffuseur lorsque le débit diminue et la tendance de l'écoulement principal à remonter vers le carter sous l'effet des écoulements secondaires dans la partie captatrice du diffuseur.

D'après les simulations stationnaires, ce décollement de coin entraîne finalement le décrochage complet des aubages du diffuseur, ce qui se traduit par une diminution significative de son taux de récupération et compromet la stabilité du modèle numérique.

En instationnaire, la croissance du décollement est plus rapide et la limite de stabilité numérique est atteinte pour une valeur de débit supérieure à celle de la limite de stabilité du modèle stationnaire. Mais la topologie du décollement de coin est similaire, et le col principal de la séparation est localisé au même endroit qu'en stationnaire.

L'exploitation des champs instantanés de l'écoulement, issus des simulations instationnaires, a permis de préciser le comportement temporel du décollement de coin dans le diffuseur à proximité du pompage : son amplitude est modulée par le défilement des ondes de pression issues de l'interaction entre le rouet et le diffuseur, mais sa structure reste à tout instant cohérente avec celle prévue par les simulations stationnaires. La séparation est de nature *fixe*, malgré le caractère fortement instationnaire de l'écoulement en entrée du diffuseur, et le comportement de particules fluides impliquées dans le décollement est correctement décrit par le spectre du frottement pariétal moyenné temporellement. Ce dernier est d'autre part semblable au spectre pariétal prévu par le modèle stationnaire.

À partir des conclusions de l'analyse topologique, une stratégie d'aspiration de la couche limite a été développée dans le but de contrôler le décollement de coin à proximité du pompage. Son influence sur l'écoulement a été modélisée en stationnaire et en instationnaire.

En stationnaire, le prélèvement a permis la suppression complète de la zone décollée dans le coin moyeu / face en dépression du diffuseur, avec pour conséquence une augmentation considérable de la plage de stabilité numérique vers les faibles débits. Le taux de pression maximal de l'étage n'a pas été modifié.

En instationnaire, aucune augmentation de la plage de stabilité numérique n'a été obtenue suite à la mise en œuvre du prélèvement. En revanche, le taux de récupération du diffuseur a été sensiblement augmenté, ainsi que le taux de pression maximal de l'étage.

Ces différences majeures entre les résultats numériques stationnaires et instationnaires avec prélèvement mettent en évidence la nécessité de prendre en compte les effets instationnaires lors du développement de la stratégie de contrôle. Leur action sur l'écoulement a pu être précisée en analysant la topologie instationnaire de l'écoulement dans le diffuseur aspiré. Un nouveau décollement de coin en aval de la fente de prélèvement et au voisinage du col du diffuseur a été observé. Sa topologie est semblable à celle du décollement initial. Il est provoqué par le défilement des ondes de pression issues de l'interaction entre le rouet et le diffuseur. Celles-ci se renforcent au passage du col et engendrent l'existence d'un important gradient de pression adverse instantané. Le prélèvement implémenté dans le cadre de simulations instationnaires permet bien de contrôler le décollement provoqué par le maximum du gradient de pression moyen, mais le fluide qui se substitue à celui aspiré n'est pas capable de contrer l'important gradient de pression adverse instantané localisé au col lors du passage des ondes de pression.

Au vu des résultats obtenus, l'aspiration de la couche limite apparaît comme un moyen pertinent pour agir sur les décollements de coin se développant dans un diffuseur radial. L'utilisation de cette technique ouvre alors de nouvelles perspectives de conception, et elle devrait à l'avenir permettre – comme pour les compresseurs axiaux – d'améliorer les performances des compresseurs centrifuges.

Les résultats de cette étude montrent qu'il sera alors indispensable de prendre en compte le caractère instationnaire de l'écoulement dans la zone de captation du diffuseur, à fortiori dans le cas d'un compresseur centrifuge tel que celui étudié ici, pour lequel la largeur du diffuseur lisse est réduite ($r_2/r_1 < 1.07$).

Dans le cas du compresseur centrifuge étudié, le modèle chorochronique s'est révélé capable de décrire correctement les points de fonctionnement stables à proximité du pompage sans prélèvement. Cette conclusion ne peut toutefois pas être a priori généralisée au cas du compresseur avec prélèvement. Compte-tenu de l'hypothèse de périodicité de l'écoulement à la base du modèle chorochronique, celui-ci n'est d'autre part pas capable de rendre compte du déclenchement d'instabilités tels que les décrochage tournants. Il devra donc être envisagé de se détacher de l'hypothèse de périodicité temporelle de l'écoulement afin de lever les incertitudes quant à l'influence du prélèvement sur l'entrée en pompage du compresseur. Des simulations numériques sur roue complète (360°) avec plan de glissement à l'interface entre le rouet et le diffuseur pourront alors être réalisées, à l'image de celles réalisées par Buffaz (2012).

En ce qui concerne la stratégie d'aspiration, et en prenant en compte les enseignements du cas instationnaire avec prélèvement, un dispositif d'aspiration reposant sur l'utilisation de plusieurs fentes de prélèvement a été proposé. Celles-ci sont disposées de façon à couvrir les positions des maxima des gradients de pression moyen et instantané. Cela implique alors de répartir trois fentes d'aspiration le long des aubages du diffuseur. Ce dispositif est supposé pouvoir permettre le contrôle des décollements de coin entre le moyeu et la face en dépression des aubages le long de l'ensemble de la corde du diffuseur, ce qui devra être confirmé par des travaux ultérieurs.

Si les résultats de ces travaux sont prometteurs, une étude expérimentale pourra être à terme envisagée. Cette étape ultime nécessitera toutefois d'avoir surmonté les difficultés techniques liées à la mise en œuvre concrète de l'aspiration, plusieurs travaux ayant mis en évidence la complexité de concevoir une fente de prélèvement optimale (Godard 2010).

L'intérêt de la mise en œuvre d'un prélèvement dans le diffuseur radial devra d'autre part être confirmé par une approche *système* de l'ensemble de propulsion. Celle-ci devra évaluer l'impact de l'aspiration sur les performances globales du turbomoteur, en prenant notamment en compte une éventuelle ré-utilisation du fluide prélevé : refroidissement des turbines, alimentation d'une turbine de production d'énergie électrique, contrôle par injection de l'écoulement dans un des composants du turbomoteur, etc.

D'autres questions relatives à la mise en œuvre concrète du prélèvement devront également être adressées : hausse de la complexité du système, encombrement disponible, implications éventuelles en terme de fiabilité/robustesse et de maintenance, etc.

Ainsi, une fois que le niveau possible d'amélioration des performances à l'aide de l'aspiration sera déterminé, cette approche système devra statuer sur son intérêt concret du point de vue du turbomoteur dans son ensemble.

Bibliographie

- Ackeret, J., A. Betz, and O. Schrenk. 1926. "Experiments with an Airfoil from Which the Boundary Layer Is Removed by Suction". naca-tm-374. <http://ntrs.nasa.gov/search.jsp?R=19930090666>.
- Blasius, Heinrich. 1907. "Grenzschichten in Flüssigkeiten mit kleiner Reibung". Dissertation, Leipzig: Druck von B. G. Teubner. <http://www.sudoc.fr/120194457>.
- Buffaz, Nicolas. 2012. "Analyse Expérimentale et Numérique de L'effet de Jeu Augmenté Sur Les Instabilités Aérodynamiques En Compresseur Centrifuge à Fort Taux de Pression". PhD Thesis. École Centrale de Lyon.
- Bulot, Nicolas. 2010. "Analyse expérimentale et modélisation numérique des mécanismes d'interactions instationnaires à proximité du pompage d'un étage de compresseur centrifuge à fort taux de compression". PhD Thesis, École Centrale de Lyon.
- Cabral, Brian, and Leith Casey Leedom. 1993. "Imaging Vector Fields Using Line Integral Convolution." In *Proceedings of the 20th Annual Conference on Computer Graphics and Interactive Techniques*, 263–270. SIGGRAPH '93. New York, NY, USA: ACM. doi:10.1145/166117.166151. <http://doi.acm.org/10.1145/166117.166151>.
- Came, PM. 1977. "The Current State of Research and Design in High Pressure Ratio Centrifugal Compressors". Aeronautical Research Council Current Papers ARC/CP-1363.
- Camp, T. R., and I. J. Day. 1998. "1997 Best Paper Award—Turbomachinery Committee: A Study of Spike and Modal Stall Phenomena in a Low-Speed Axial Compressor." *Journal of Turbomachinery* 120 (3): 393. doi:10.1115/1.2841730.
- Dano, Cédric. 2003. "Évaluation de modèles de turbulence pour la simulation d'écoulements tridimensionnels instationnaires en turbomachines". PhD Thesis. Ecole Centrale de Lyon. <http://bibli.ec-lyon.fr/exl-doc/cdano.pdf>.
- Dawes, WN. 1995. "A Simulation of the Unsteady Interaction of a Centrifugal Impeller with Its Vaned Diffuser: Flow Analysis." *Journal of Turbomachinery* 117: 213.
- De-Crécy, F. 2013. "Modélisation de La Réponse Forcée Vibratoire D'un Compresseur Pendant Un Cycle de Pompage". PhD Thesis. École Centrale de Lyon, LMFA.
- Délery, Jean. 2009. "Décollement en écoulement tridimensionnel : points singuliers, lignes séparatrices et tourbillons". ONERA, the French Aerospace Lab. <http://www.onera.fr/conferences/decollement3d/>.
- . 1999. "Topologie des écoulements tridimensionnels décollés stationnaires : points singuliers, séparatrices et structures tourbillonnaires". Technical report RT 121/7078 DAFE/N. Onéra, Département d'Aérodynamique Fondamentale et Expérimentale.
- . 2001. "Robert Legendre and Henri Werle: Toward the Elucidation of Three-Dimensional Separation." *Annual Review of Fluid Mechanics* 33 (1) (January): 129–154. doi:10.1146/annurev.fluid.33.1.129.
- Deniz, S. 1997. "Effects of Inlet Conditions on Centrifugal Diffuser Performance". Gas Turbine Laboratory, Massachusetts Institute of Technology.
- Domercq, O. 1998. "Analyse Expérimentale et Modélisation Des Interactions Rotor-stator Dans Les Compresseurs Centrifuges". PhD Thesis, Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace.
- elsA Theoretical Manual V2.1*. 2010. ONERA/DSNA.
- Emmons, H. W., C. E. Pearson, and H. P. Grant. 1955. "Compressor Surge and Stall Propagation." *Transactions of the ASME* 77 (3): 455–469.
- Everitt, J.J.N. 2010. "Investigation of Stall Inception in Centrifugal Compressors Using Isolated Diffuser Simulations". Master's thesis. Massachusetts Institute of Technology.

- Everitt J. N., and Spakovszky Z. S., 2011, "An Investigation of Stall Inception in Centrifugal Compressor Vaned Diffusers," Proceedings of ASME Turbo Expo 2011, GT2011-46332, Vancouver, British Columbia, Canada, pp. 1737–1749.
- Faure, T. 1999. "Méthodes Expérimentales et Méthodes de Visualisation En Mécanique Des Fluides." Cours de l'Université Pierre et Marie Curie, Paris 6.
- Gad-el-Hak M., 2000, Flow Control: Passive, Active, and Reactive Flow Management, Cambridge University Press. ISBN : 9780521770064.
- Gbadebo, Semiu A., Nicholas A. Cumpsty, and Tom P. Hynes. 2008. "Control of Three-Dimensional Separations in Axial Compressors by Tailored Boundary Layer Suction." *Journal of Turbomachinery* 130 (1): 011004. doi:10.1115/1.2749294.
- Godard, A. 2010. "Etude Numerique et Experimentale D'un Compresseur Aspire". PhD Thesis. École Centrale de Lyon.
- Goodhand, Martin N., and Robert J. Miller. 2012. "The Impact of Real Geometries on Three-Dimensional Separations in Compressors." *Journal of Turbomachinery* 134 (2): 021007. doi:10.1115/1.4002990.
- Gourdain, N. 2005. "Simulation Numériques Des Phénomènes de Décollement Tournant Dans Les Compresseurs Axiaux". PhD Thesis. École Centrale de Lyon. <http://bibli.ec-lyon.fr/exl-doc/ngourdain.pdf>.
- . 2011. "High-performance Computing of Gas Turbine Flows: Current and Future Trends". Habilitation à Diriger des Recherches, Ecole Centrale de Lyon.
- Greitzer, E. M. 1981. "The Stability of Pumping Systems-the 1980 Freeman Scholar Lecture." *ASME Transactions Journal of Fluids Engineering* 103: 193–242.
- Greitzer, E. M., C. S. Tan, and M. B. Graf. 2004. *Internal Flow*. Cambridge Engine Technology Series. Cambridge University Press. <http://dx.doi.org/10.1017/CBO9780511616709>. ISBN : 9780511616709.
- Haller, G. 2004. "Exact Theory of Unsteady Separation for Two-dimensional Flows." *Journal of Fluid Mechanics* 512 (July). doi:10.1017/S0022112004009929. http://www.journals.cambridge.org/abstract_S0022112004009929.
- Hill IV, R. A. 2007. "Simulation of Spike Stall Inception in a Radial Vaned Diffuser". Master's Thesis. Massachusetts Institute of Technology.
- Hunziker, R., and G. Gyarmathy. 1994. "The Operational Stability of a Centrifugal Compressor and Its Dependence on the Characteristics of the Subcomponents." *Journal of Turbomachinery* 116: 250. doi:10.1115/1.2928359.
- Inoue, M., M. Kuroumaru, T. Tanino, and M. Furukawa. 2000. "Propagation of Multiple Short-Length-Scale Stall Cells in an Axial Compressor Rotor." *Journal of Turbomachinery* 122 (1) (January 1): 45–54. doi:doi:10.1115/1.555426.
- Jacobs, Gustaaf. 2007. "Inertial Particle Behavior in Unsteady Separated Flow." In *Bulletin of the American Physical Society*. Vol. Volume 52, Number 12. American Physical Society. <http://meetings.aps.org/link/BAPS.2007.DFD.FP.1>.
- Jansen, M., and M. Rautenberg. 1982. "Design and Investigations of a Three Dimensionally Twisted Diffuser for Centrifugal Compressors." In *ASME Paper 82-GT-102*.
- Jones, Anthony, and C. Rodgers. 1991. "Compressor Shroud Air Bleed Passages." United States Patent 4,981,018.
- Kenny, D. P. 1970. "Supersonic Radial Diffusers." *Lecture Series on Advanced Compressors* 39.
- Kerrebrock, J.L. 2005. "Aspirated Compressors = Shorter, Lighter Engines: a Boon for Supercruising Jets." *Aero-Astro N°2*. <http://web.mit.edu/aeroastro/news/magazine/aeroastro-no2/2005kerbrock.html>.
- Kerrebrock, J.L., A.H. Epstein, A.A. Merchant, G.R. Guenette, D. Parker, J-F. Onnee, and F. Neumayer. 2008. "Design and Test of an Aspirated Counter-Rotating Fan." *Journal of Turbomachinery* 130 (2). doi:10.1115/1.2776951.
- Kilic, M. S., G. Haller, and A. Neishtadt. 2005. "Unsteady Fluid Flow Separation by the Method of Averaging." *Physics of Fluids* 17 (6) (May 27): 067104–067104–13. doi:doi:10.1063/1.1924698.
- Laramee, R. S., B. Jobard, and H. Hauser. 2003. "Image Space Based Visualization of Unsteady

- Flow on Surfaces.” In *Proceedings of the 14th IEEE Visualization 2003 (VIS'03)*, 18. <http://dl.acm.org/citation.cfm?id=1081462>.
- Leblanc, Andre. 2010. “Diffuser with Enhanced Surge Margin.” United States Patent US 2010/0077768 A1.
- Legendre, R. 1956. “Séparation de L'écoulement Laminaire Tridimensionnel.” *La Recherche Aeronautique* 54: 3–8.
- Lei, V. M., Z. S. Spakovszky, and E. M. Greitzer. 2006. “A Criterion for Axial Compressor Hub-Corner Stall.” In , 2006:475–486. ASME Turbo Expo 2006. doi:10.1115/GT2006-91332. <http://link.aip.org/link/ASMECP/v2006/i4241X/p475/s1&Agg=doi>.
- Liang, Yongcheng. 1994. “Investigation on Inlet and Entry Region Characteristics on the Discrete Passage Diffuser Pressure Rise Performance”. Thesis, Massachusetts Institute of Technology. <http://dspace.mit.edu/handle/1721.1/47367>.
- Lighthill, M. J. 1963. “Attachment and Separation in Three-dimensional Flow.” In *Laminar Boundary Layers*, L. Rosenhead, 2:72–82. Oxford University Press.
- Maillart, G. 1980. “Boundary Layer Control by Means of Suction” (January 1). Nasa Technical Report. TM 75502.
- Maillart, Guy. 1946. *Aspiration de la couche limite*. Volume 106 de Publications scientifiques et techniques du Ministère de l'air. Bulletin des services techniques. Ed. Blondel La Rougery ; Gauthier-Villars.
- Merchant, A. 1999. “Design and Analysis of Axial Aspirated Compressor Stages”. Thesis, Massachusetts Institute of Technology. <http://dspace.mit.edu/handle/1721.1/9362>.
- . 2003. “Aerodynamic Design and Performance of Aspirated Airfoils.” *ASME Journal of Turbomachinery* 125 (1): 141–148. doi:10.1115/1.1519834.
- Merchant, A., J. L. Kerrebrock, J. J. Adamczyk, and E. Braunscheidel. 2005. “Experimental Investigation of a High Pressure Ratio Aspirated Fan Stage.” *Journal of Turbomachinery* 127 (1): 43–51. doi:10.1115/1.1812323.
- Miller, M. L., and D. C. Chapman. 1968. “Single-stage Experimental Evaluation of Boundary Layer Bleed Techniques for High Lift Stator Blades.” Contract NAS3-7900 CR-54569. NASA. http://www.archive.org/details/nasa_techdoc_19680019149.
- Moore, F. K., and E. M. Greitzer. 1985. “A Theory of Post-stall Transients in Multistage Axial Compression Systems” (March 1). <http://ntrs.nasa.gov/search.jsp?R=19850012807>.
- Neubauer, J. 2004. “Aerodynamique 3-D Instationnaire Des Turbomachines Axiales Multi-étages”. Thesis. Université Paris 6.
- Ngo Boum, G. 2011. PRC AITEC : Validations d'elsA pour le calcul d'écoulements dans les turbines et compresseurs. *Rapport de validation du calcul Chimère avec schéma de discrétisation de Roe et interpolation Chimère depth=1*.
- Ortmanns, J., C. Pixberg, and V. Gümmer. 2011. “Numerical Investigation of Vortex Generators to Reduce Cross-passage Flow Phenomena in Compressor Stator End-walls.” *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A: Journal of Power and Energy* (September 9). doi:10.1177/0957650911414323. <http://pia.sagepub.com/content/early/2011/09/08/0957650911414323>.
- Paduano, JD, EM Greitzer, and AH Epstein. 2001. “Compression System Stability and Active Control.” *Annual Review of Fluid Mechanics* 33 (1): 491–517. doi:10.1146/annurev.fluid.33.1.491.
- Palat, Zdenek. 2010. “Design Optimization and Test of Advanced Small Scale Compressor” presented at the NEWAC Workshop 2010, Munich. <http://www.newac.eu/88.0.html>.
- Paraview UsersGuide 3.14*. 2012. Kitware. <http://www.paraview.org/paraview/resources/software.php>.
- Peacock, R. E. 1971. *Boundary-Layer Suction to Eliminate Corner Separation in Cascades of Aerofoils*. Aeronautical Research Council Reports and Memoranda. No. 3663.
- Peacock, T., R. Coral, and G. Haller. 2005. “Experimental Validation of the Kinematic Theory of Unsteady Separation.” In *AIAA Paper*. Vol. AIAA 2005–4903. Toronto, Ontario Canada: AIAA. <http://web.mit.edu/tomp/www/workimages/aiaa.pdf>.
- Phillips, M.S. 1997. “A Computational Investigation of the Effects of Inlet Flow Conditions on

- Vaned Diffuser Performance”. Master's Thesis. Massachusetts Institute of Technology.
- Pierpont, P. Kenneth. 1956. “Investigation of Suction Slot Shapes for Controlling a Turbulent Boundary Layer”. Nasa Research Memorandum naca-rm-l6h20.
<http://ntrs.nasa.gov/search.jsp?R=19930085568>.
- Prandtl, L. 1904. “Über Flüssigkeit Bei Sehr Kleine Reibung.” In *Verhandlungen Des Dritten Internationalen Mathematischen Kongresses*, 484–491. Heidelberg.
- Pullan, Graham, Anna Young, I. J. Day, E. M. Greitzer, and Z. S. Spakovszky. 2012. “Origins and Structure of Spike-type Rotating Stall.” In *Proceedings of ASME Turbo Expo 2012*. Copenhagen, Denmark: ASME Turbo Expo 2012.
- Raw, J.A. 1986. “Surge Margin Enhancement by a Porous Throat Diffuser.” *Canadian Aeronautics and Space Journal* 32 (1): 54–61.
- Rochuon, Nicolas. 2007. “Analyse de L'écoulement Tridimensionnel et Instationnaire Dans Un Compresseur Centrifuge à Fort Taux de Pression”. PhD. Thesis. École Centrale de Lyon.
- Rodgers, Colin. 1988. “Leading Edges for Diffuser Blades.”. US Patent 4,790,720.
<http://www.google.com/patents/US4790720>.
- Sachdeva, A. 2010. “Study and Control of Three-dimensional Flow Separations in a High Pressure Compressor Stator Blade Row with Boundary Layer Aspiration”. PhD. Thesis. École Centrale de Lyon.
- Schlichting, Hermann, and K. Gersten. 2000. *Boundary-Layer Theory*. Springer. ISBN : 9783540662709.
- Schonenborn, Harald. 2001. “Removal of Cooling Air on the Suction Side of a Diffuser Vane of a Radial Compressor Stage of Gas Turbines.”. US Patent 6,210,104 B1.
- Sears, W. R., and D. P. Telionis. 1975. “Boundary-layer Separation in Unsteady Flow.” *SIAM Journal on Applied Mathematics*: 215–235.
- Sengupta, K., B. Shotorban, G.B. Jacobs, and F. Mashayek. 2009. “Spectral-based Simulations of Particle-laden Turbulent Flows.” *International Journal of Multiphase Flow* 35 (9) (September): 811–826. doi:10.1016/j.ijmultiphaseflow.2009.03.007.
- Shen, H. W. 1997. “Using Line-integral Convolution to Visualize Dense Vector Fields.” *Computers in Physics* 11 (5): 474.
- Shum, Yu Kwong. 2000. “Impeller-diffuser Interaction in Centrifugal Compressors”. Thesis, Massachusetts Institute of Technology. <http://dspace.mit.edu/handle/1721.1/8594>.
- Spakovszky, Z. S. 2004. “Backward Traveling Rotating Stall Waves in Centrifugal Compressors.” *Journal of Turbomachinery* 126 (1): 1. doi:10.1115/1.1643382.
- Spakovszky, Z. S., and C. H. Roduner. 2009. “Spike and Modal Stall Inception in an Advanced Turbocharger Centrifugal Compressor.” *Journal of Turbomachinery* 131 (3): 031012. doi:10.1115/1.2988166.
- Stimpson, C. J., C. D. Ernst, P. Knupp, P. P. Pébay, and D. Thompson. 2007. “The Verdict Library Reference Manual.” <http://www.vtkedge.org/Wiki/images/6/6b/VerdictManual-revA.pdf>.
- Sundquist, A. 2001. “Dynamic Line Integral Convolution for Visualizing Electromagnetic Phenomena”. Massachusetts Institute of Technology.
- Surana, A., O. Grunberg, and G. Haller. 2006. “Exact Theory of Three-dimensional Flow Separation. Part 1. Steady Separation.” *Journal of Fluid Mechanics* 564: 57–103. doi:10.1017/S0022112006001200.
- Surana, Amit, and George Haller. 2008. “Ghost Manifolds in Slow-fast Systems, with Applications to Unsteady Fluid Flow Separation.” *Physica D: Nonlinear Phenomena* 237 (10-12) (July 15): 1507–1529. doi:10.1016/j.physd.2008.03.032.
- Surana, Amit, Gustaaf B. Jacobs, Oliver Grunberg, and George Haller. 2008. “An Exact Theory of Three-dimensional Fixed Separation in Unsteady Flows.” *Physics of Fluids* 20 (10) (October 8): 107101–107101–22. doi:doi:10.1063/1.2988321.
- Tan, C.S., I. Day, S. Morris, and A. Wadia. 2010. “Spike-Type Compressor Stall Inception, Detection, and Control.” *Annual Review of Fluid Mechanics* 42 (1): 275–300. doi:10.1146/annurev-fluid-121108-145603.

- Tobak, M., and D. J. Peake. 1982. "Topology of Three-dimensional Separated Flows" (January 1). NASA Technical Memorandum No. 81294. <http://ntrs.nasa.gov/search.jsp?R=19820040882>.
- Trébinjac, Isabelle, Pascale Kulisa, Nicolas Bulot, and Nicolas Rochuon. 2009. "Effect of Unsteadiness on the Performance of a Transonic Centrifugal Compressor Stage." *Journal of Turbomachinery* 131 (4): 041011. doi:10.1115/1.3070575.
- Van den Braembussche, R.A. 2012. *Centrifugal Compressors : Analysis and Design*. Lecture Series. Von Karman Institute for Fluid Dynamics.
- Van Dommelen, L.L., and S.F. Shen. 1983. "An Unsteady Interactive Separation Process." *AIAA Journal* 21 (3) (March): 358–362. doi:10.2514/3.8080.
- Vo, Huu Duc. 2001. "Role of Tip Clearance Flow on Axial Compressor Stability". Thesis, Massachusetts Institute of Technology. <http://dspace.mit.edu/handle/1721.1/8104>.
- Vo, Huu Duc, Choon S. Tan, and Edward M. Greitzer. 2008. "Criteria for Spike Initiated Rotating Stall." *Journal of Turbomachinery* 130 (1): 011023. doi:10.1115/1.2750674.
- Weichert, Stephanie, and Ivor Day. 2012. "Detailed Measurements of Spike Formation in an Axial Compressor." In *Proceedings of ASME Turbo Expo 2012*. Copenhagen, Denmark: ASME Turbo Expo 2012.
- Weldon, M., T. Peacock, G. B. Jacobs, M. Helu, and G. Haller. 2008. "Experimental and Numerical Investigation of the Kinematic Theory of Unsteady Separation." *Journal of Fluid Mechanics* 611 (August 26). doi:10.1017/S0022112008002395. http://www.journals.cambridge.org/abstract_S0022112008002395.
- Wlassow, F. 2012. "Analyse Instationnaire Aérothermique D'un Étage de Turbine Avec Transport de Points Chauds ; Application à La Maîtrise Des Performances Des Aubages". PhD. Thesis. École Centrale de Lyon, LMFA. http://bibli.ec-lyon.fr/exl-doc/theses/fwlassow/FWlassow_memoire_final_2012.pdf.
- Wu, J. Z., R. W. Tramel, F. L. Zhu, and X. Y. Yin. 2000. "A Vorticity Dynamics Theory of Three-dimensional Flow Separation." *Physics of Fluids* 12 (8) (August 1): 1932–1954. doi:doi:10.1063/1.870442.

Table des figures

Fig 1.1: Évolution du trafic aérien en parallèle de la demande en kérosène. « AIRBUS : Global Market Forecast 2012-2031 », 2012.	18
Fig 1.2: Cycle de Brayton.	19
Fig 1.3: Architecture de base d'une turbine à gaz.	20
Fig 1.4: Exemple d'architecture Turbomeca.....	20
Fig 1.5: Composants d'un compresseur centrifuge – Vue méridienne.	21
Fig 1.6: Exemple de carte de fonctionnement d'un compresseur centrifuge. (Nicolas Bulot 2010).....	22
Fig 1.7: Mécanisme d'entrée en pompage d'un compresseur centrifuge transsonique Turbomeca. (Nicolas Bulot 2010).....	24
Fig 2.1: Désignation des sections utilisées pour la caractérisation du fonctionnement du compresseur.....	28
Fig 2.2: Architecture globale du banc d'essai.....	28
Fig 2.3: Pavés de mesures des pressions instationnaires dans le diffuseur radial.....	30
Fig 3.1: Illustration de la périodicité chorochronique.....	37
Fig 3.2: Points homologues, ligne de calage.....	39
Fig 3.3: Périodes temporelles dans le rouet et le diffuseur.....	40
Fig 3.4: Amplitudes des harmoniques stockées à la frontière rouet-diffuseur, normalisées par rapport à l'amplitude de la première harmonique. Calcul convergé proche pompage.....	41
Fig 3.5: Courbe type de convergence des débits – Simulation stationnaire proche pompage.....	42
Fig 3.6: Topologie du maillage.....	43
Fig 3.7: Schématisation simplifiée des critères de distorsion, d'allongement, d'inclinaison et d'expansion.....	44
Fig 3.8: Angle d'inclinaison des mailles dans le diffuseur de base.....	45
Fig 3.9: Distorsion des mailles dans le diffuseur de base.....	46
Fig 3.10 : Champ de pression statique au travers du plan d'interface chorochronique – avant et après raffinement azimutal du maillage côté rouet.....	47
Fig 3.11: Maillage « aube-à-aube » dans le diffuseur (N. Bulot 2010).....	48
Fig 3.12: Évolution du débit au travers du rouet – Calcul proche pompage.....	49
Fig 3.13: Méthode de calcul de la hauteur dans la veine.....	50
Fig 3.14: Principe de la technique de Line Integral Convolution (Shen 1997).....	51
Fig 3.15: Exemple de résultat obtenu par l'application de la technique Line Integral Convolution à un champ de vecteur « en spirale ». (Sundquist 2001).....	51
Fig 3.16: Organisation des résultats stationnaires et instationnaires.....	52
Fig 3.17: Instants correspondant aux états de l'écoulement dans les différents canaux.....	53
Fig 3.18: Angle absolu d'écoulement en sortie de diffuseur radial (station 3) par rapport à l'angle métal au bord de fuite.	55
Fig 3.19: Principes de post-traitement « numérique » et « expérimental » – Comparaison numérique / expérimental.....	57
Fig 4.1 : Croissance et séparation d'une couche limite sur la paroi une plaque plane infinie en présence d'un gradient de pression adverse. (Prandtl 1904).....	60
Fig 4.2: Effet du gradient de pression sur le profil de vitesse proche paroi.....	62
Fig 4.3: Exemple de décollement tridimensionnel ; tourbillons émis au bord d'attaque d'une aile delta à 75 ° en incidence. (J. M. Détery 2001).....	62
Fig 4.4: Les différents types de points singuliers.....	64

Fig 4.5: Lignes de frottement à proximité d'une ligne de séparation. (Tobak and Peake 1982).	64
Fig 4.6: Tourbillon s'échappant d'un foyer de détachement.....	65
Fig 4.7: Nœud d'attachement.....	65
Fig 4.8: Nœud isotrope d'attachement.....	66
Fig 4.9: Spectre pariétal en amont d'un corps profilé, sans incidence. Absence de décollement.....	66
Fig 4.10: Exemple de surface de séparation en amont d'un corps profilé, sans incidence. Absence de décollement.....	67
Fig 4.11: Visualisation expérimentale d'une séparation topologique à la surface d'un corps émoussé à symétrie de révolution (J. M. Détery 2001).....	68
Fig 4.12: Les quatre types de surfaces de séparation uniques, continues, bornées et robustes, possibles au sein d'un écoulement. (A. Surana, Grunberg, and Haller 2006).....	69
Fig 4.13: Cycle limite (A. Surana, Grunberg, and Haller 2006).....	69
Fig 4.14: Décollement de coin dans une grille d'aubes (Lei, Spakovszky, and Greitzer 2006).....	70
Fig 4.15: Séparation longitudinale au bord d'attaque d'un corps émoussé à symétrie de révolution (A. Surana, Grunberg, and Haller 2006).....	70
Fig 4.16: Profil de vitesse au voisinage d'une séparation - paroi en translation vers l'aval. S : lieu de la séparation. (Sears and Telionis 1975).....	71
Fig 4.17: Schéma de principe d'un profil de séparation se déplaçant vers l'amont. Représentation des lignes de courant instantanées. (Sears and Telionis 1975).....	72
Fig 4.18: Séparation dans un écoulement autour d'un cylindre en rotation-translation. (T. Peacock, Coral, and Haller 2005).....	74
Fig 4.19: Pic de séparation mobile.....	75
Fig 4.20: Écoulement moyen autour de la marche descendante : existence d'un tourbillon de coin (Jacobs 2007).....	76
Fig 4.21: Effet d'une fente d'aspiration sur l'écoulement à l'aval d'un cylindre – sans aspiration (à gauche) ; avec aspiration (à droite) (Prandtl 1904)	78
Fig 4.22: Exemple de générateur de tourbillon (Ortmanns, Pixberg, and Gümmer 2011).....	79
Fig 4.23: Réduction du décollement au bord d'attaque d'un profil à l'aide d'un cylindre tournant. D'après (Gad-el-Hak 2000).	80
Fig 4.24: Mécanismes d'action de l'aspiration sur l'écoulement.....	81
Fig 4.25: Influence du prélèvement sur la croissance de la couche limite (Merchant 2003).....	81
Fig 4.26: Application de l'aspiration à l'écoulement dans un canal de diffusion (Schlichting and Gersten 2000). Initialement de Prandtl et Tietjens, 1931.	82
Fig 4.27: Section d'un aubage de la grille aspirée « Godard » (Godard 2010).....	83
Fig 4.28: Vue schématique du dispositif d'aspiration dans le compresseur de recherche "F", Pratt & Whitney. (Raw 1986).....	84
Fig 4.29: Dispositif de recirculation au bord d'attaque du rouet (Jones and Rodgers 1991).....	84
Fig 4.30: Aspiration sur la face en dépression des aubages du diffuseur (Schonenborn 2001).....	85
Fig 4.31: Dispositif de recirculation dans le diffuseur - aspiration sur la face en dépression des aubages. (Leblanc 2010).....	85
Fig 4.32: Répartition des pertes dans un compresseur centrifuge à taux de pression de 8:1, représentatif du savoir-faire en 1977. (Came 1977).....	86
Fig 5.1: Angle d'écoulement en fonction du débit standard en entrée de diffuseur. Le débit standard est divisé par la valeur de référence du débit au travers du compresseur.	92
Fig 5.2: Courbes caractéristiques de l'étage complet.....	93
Fig 5.3: Courbes caractéristiques du rouet.....	95

Fig 5.4: Courbes caractéristiques du diffuseur.....	97
Fig 5.5: Comparaison des signaux de pressions instationnaires dans le diffuseur à proximité du pompage.	98
Fig 5.6: Défilement des ondes de pressions engendrées par l'interaction rouet-diffuseur.....	99
Fig 5.7: Pipe diffuser (Kenny 1970).....	100
Fig 5.8: Différents types de diffuseurs aubés – d'après (Deniz 1997).....	102
Fig 5.9: Désignation des différentes parties d'un diffuseur aubé.....	103
Fig 5.10: Influence des conditions d'alimentation du diffuseur sur le fonctionnement du diffuseur semi-lisse – d'après (van den Braembussche 2012).....	104
Fig 5.11: Tourbillons de passage dans un diffuseur radial.....	104
Fig 5.12: Instabilités statiques et dynamiques dans un système de compression – (Greitzer 1981).....	106
Fig 5.13: Signaux typiques d'un décollement tournant de type modal – (J. J. N. Everitt 2010).....	109
Fig 5.14: Signaux typiques d'un décollement tournant de type spike (J. J. N. Everitt 2010; Paduano, Greitzer, and Epstein 2001).....	110
Fig 5.15: Scénario de propagation d'un décollement tournant selon (Emmons, Pearson, and Grant 1955).....	111
Fig 5.16: Type de déclenchement de décollement tournant en fonction de l'incidence critique – (Camp and Day 1998).....	111
Fig 5.17: Comportement de l'écoulement de jeu à proximité du décollement tournant de type spike – (Vo 2001).	112
Fig 5.18: Structure tourbillonnaire à l'origine du déclenchement spike des instabilités (Pullan et al. 2012).....	113
Fig 5.19: Désignation des zones du diffuseur par Spakovszky et Roduner (2009)	
1–2 : diffuseur lisse	
2–3 : semi-lisse	
3–4 : canal du diffuseur.....	117
Fig 5.20: Scénario de déclenchement de décollement tournant de type spike dans les diffuseurs radiaux aubés – (J. N. Everitt and Spakovszky 2011).....	118
Fig 5.21: Angle de l'écoulement en entrée de diffuseur dans les cas à 78% (modal) et 100% (spike) de la vitesse nominale (J. N. Everitt and Spakovszky 2011).....	119
Fig 5.22: Courbes de performances numériques – diffuseur.....	120
Fig 5.23: Courbes caractéristiques des composants du diffuseur.....	121
Fig 5.24: Taux de pression totale-à-statique du rouet.....	123
Fig 5.25: Champs méridiens moyens, nombre de Mach et entropie – RANS, blocage.	125
Fig 5.26: Champs méridiens moyens, nombre de Mach et entropie – RANS, rendement max. de l'étage.....	125
Fig 5.27: Champs méridiens moyens, nombre de Mach et entropie – RANS, avant décrochage.	125
Fig 5.28: Champs méridiens moyens, nombre de Mach et entropie – RANS, décrochage.....	126
Fig 5.29: Champs méridiens moyens du nombre de Mach dans le diffuseur – RANS.	126
Fig 5.30: Champs méridiens moyens moyennés temporellement, nombre de Mach et entropie – URANS, proche pompage.....	127
Fig 5.31: Champs méridiens moyens du nombre de Mach dans le diffuseur – URANS proche pompage.	127
Fig 5.32: Nappe à $h/H = 10\%$ – Évolutions des champs du nombre de Mach et d'entropie du blocage au pompage. RANS, maillage de base.	128
Fig 5.33: Nappe à $h/H = 10\%$ – Champ de pression statique (gauche) et de gradient de pression adverse (droite) – RANS proche pompage, avant et après décrochage.	129
Fig 5.34: Champs moyens du nombre de Mach et de pression statique – nappe $h/H = 10\%$ – URANS, proche pompage.....	129
Fig 5.35: Comparaison de l'étendue des zones à faible nombre de Mach - RANS et URANS proche pompage.	130

Fig 5.36: Évolution de l'entropie le long de lignes à $h/H=cste$, à 1mm de la surface de l'aubage – RANS avant et après décrochage – URANS proche pompage.	131
Fig 5.37: Spectre pariétal sur les faces en pression et en dépression des aubages du diffuseur – RANS, blocage.....	133
Fig 5.38: Spectre pariétal sur les faces en pression et en dépression des aubages du diffuseur – URANS moyen, blocage.....	133
Fig 5.39: Spectre pariétal sur les faces en pression et en dépression des aubages du diffuseur – RANS, rendement max.....	135
Fig 5.40: Schématisation simplifiée du comportement de l'écoulement observé pour le point à rendement maximum.	135
Fig 5.41: Tourbillon au bord d'attaque des aubages du diffuseur, proche carter – RANS, rendement max.	136
Fig 5.42: Lignes de courant à 0.1mm de la surface des aubages (gauche), et spectre pariétal au carter au voisinage du bord d'attaque (droite) – RANS, rendement max.	137
Fig 5.43: Influence des écoulements secondaires sur l'écoulement global – RANS, rendement max.....	137
Fig 5.44: Spectre pariétal sur les faces en pression et en dépression des aubages du diffuseur – RANS, proche pompage, avant décrochage.	139
Fig 5.45: Spectre pariétal sur les faces en pression et en dépression des aubages du diffuseur – RANS, proche pompage, après décrochage.	139
Fig 5.46: Spectre pariétal sur la paroi au moyeu dans le diffuseur – RANS, avant et après décrochage.....	140
Fig 5.47: Lignes de courant tri-dimensionnelle repérant le décollement – RANS, proche pompage, avant (haut) et après décrochage (bas).....	141
Fig 5.48: Spectre pariétal sur les faces en pression et en dépression des aubages du diffuseur URANS moyen, proche pompage.	142
Fig 5.49: Spectre pariétal au moyeu dans le diffuseur – URANS moyen, proche pompage. ...	143
Fig 5.50: Évolution des structures principales de l'écoulement, du rendement maximum au pompage – RANS.....	145
Fig 5.51: Structure principale de l'écoulement proche pompage – URANS moyen.....	145
Fig 5.52: Évolution temporelle du spectre pariétal sur la face en dépression – URANS proche pompage.....	147
Fig 5.53: Influence du passage des ondes de pression sur l'étendue du décollement.....	148
Fig 5.54: Comparaison des lignes de courant du champ moyen avec les trajectoires de particules fluides.....	149
Fig 5.55: Comparaison de la ligne de courant moyenne et de trajectoires passant par un point dans l'écoulement de cœur.	150
Fig 5.56: Comparaison des lignes de courant moyennes et des trajectoires de particules dans le coin moyeu/face en dépression.	151
Fig 5.57: Évolution du blocage dans le diffuseur – RANS et URANS, maillage de base.	153
Fig 6.1: Schématisation des différentes techniques de modélisation de l'aspiration (a) maillage coïncident ; (b) technique chimère ; (c) conditions limites.....	160
Fig 6.2: Prélèvement $cq = 1\%$ – Topologie stationnaire, avant décrochage.	162
Fig 6.3: Positionnement du prélèvement par conditions limites par rapport à la topologie stationnaire de l'écoulement – rendement max., avant décrochage, après décrochage.	162
Fig 6.4: Position du prélèvement $cq = 1\%$ – vue de dessus.....	162
Fig 6.5: Courbes de performances de l'étage pour le cas aspiré – $cq = 1\%$	163
Fig 6.6: Courbes de performances du diffuseur pour le cas aspiré – $cq = 1\%$	164
Fig 6.7: Courbes de performances par sous-composants – Prélèvement 1%	164
Fig 6.8: Influence du prélèvement (1%) sur l'évolution du blocage dans le diffuseur.....	166
Fig 6.9: Spectres pariétaux sur les aubages du diffuseur aspiré ($cq=1\%$).....	168
Fig 6.10: Spectre pariétal au carter du diffuseur aspiré – proche pompage.	169
Fig 6.11: Ligne de courant tridimensionnelle – Diffuseur aspiré ($cq=1\%$) – Proche pompage	170
Fig 6.12: Ligne de courant tridimensionnelle – Diffuseur aspiré ($cq=1\%$) – Dernier point	

convergé.	170
Fig 6.13: Position du prélèvement $cq=0.3\%$ – Topologie stationnaire avant décrochage.	171
Fig 6.14: Coefficient de récupération du diffuseur et rendement de l'étage – $cq=0.3\%$	171
Fig 6.15: Courbes caractéristiques des sous-composants du diffuseur – $cq = 0.3\%$ et $cq = 1\%$	172
Fig 6.16: Comparaison de l'influence des prélèvements $cq=0.3\%$ et $cq=1\%$ sur le blocage dans le diffuseur.....	173
Fig 6.17: Spectres pariétaux sur les aubages du diffuseur aspiré ($cq=0.3\%$).....	174
Fig 6.18: Comparaison du blocage dans le diffuseur – base, $cq=1\%$ et $cq=0.3\%$	175
Fig 6.19: Courbes performances instationnaires avec aspiration $cq=0.3\%$ et $cq=1\%$	176
Fig 6.20: Courbes des sous-composants – Instationnaire avec prélèvement $cq=0.3\%$ et $cq=1\%$	177
Fig 6.21: Influence du prélèvement sur le blocage dans le diffuseur. Instationnaire avec prélèvement $cq = 0.3\%$ et $cq = 1\%$	178
Fig 6.22: Spectres pariétaux sur les aubages du diffuseur aspiré – Instationnaire proche pompage, $cq=0.3\%$ et $cq=1\%$	179
Fig 6.23: Spectres pariétaux instantanés sur les aubages du diffuseur. Instationnaire proche pompage, $cq=1\%$	180
Fig 6.24: Comparaison de lignes de courant moyennes et de trajectoires de particules – Instationnaire proche pompage, $cq=1\%$ %.....	180
Fig 6.25: Gradient de pression adverse moyen – $h/H = 0.1$ Instationnaire proche pompage $cq=1\%$	181
Fig 6.26: Propagation d'une onde de pression dans le diffuseur. Instationnaire proche pompage $cq=1\%$ %.....	182
Fig 6.27: Maximum du gradient de pression adverse instantané. Instationnaire proche pompage $cq=1\%$	182
Fig 6.28: Maximum du gradient de pression adverse instantané. Instationnaire proche pompage, sans prélèvement.	183

Annexe I – Périodicités dans un étage rotor-stator

Périodicité temporelle dans un canal

En notant i le numéro de la roue considérée, la fréquence fondamentale des phénomènes instationnaires vus par un canal de cette roue est égale à la fréquence de passage des aubes de la roue adjacente. On a donc,

$$\forall (\theta, x, R) \quad \begin{cases} W_1(t, \theta_1, x, R) = W_1(t + T_1, \theta_1, x, R) \\ W_2(t, \theta_2, x, R) = W_2(t + T_2, \theta_2, x, R) \end{cases} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} T_1 = \frac{2\pi}{|\Omega| \times N_2} \\ T_2 = \frac{2\pi}{|\Omega| \times N_1} \end{cases}$$

où T_i représente la période de chacune des roue, et où $\Omega = \Omega_1 - \Omega_2$ la vitesse de rotation de la roue 1 par rapport à la roue 2.

On peut donc décomposer chacune des composantes du vecteur d'état décrivant l'écoulement en une série de Fourier temporelle, de fréquence fondamentale,

$$f_i = \frac{|\Omega| \times N_{i,adj}}{2\pi}$$

Périodicité spatiale en azimuth dans la roue

Quelle que soit la position relative des deux roues, il y a $\text{pgcd}(N_1, N_2)$ secteurs angulaires de l'ensemble formé par les deux roues qui sont identiques. Ainsi, la périodicité spatiale dans la roue s'écrit,

$$\forall (t, x, R) \quad \begin{cases} w_1(t, \theta_1, x, R) = w_1\left(t, \theta_1 + \frac{2\pi}{\text{pgcd}(N_1, N_2)}, x, R\right) \\ w_2(t, \theta_2, x, R) = w_2\left(t, \theta_2 + \frac{2\pi}{\text{pgcd}(N_1, N_2)}, x, R\right) \end{cases}$$

Périodicité spatio-temporelle dans les roues – coïncidences géométriques

Un canal d'une roue donnée se trouve dans la même configuration que son voisin avec un certain déphasage temporel, dépendant de la vitesse de rotation relative des deux roues et du rapport des nombres d'aubes. En faisant l'hypothèse qu'à une configuration géométrique donnée correspond un seul état de l'écoulement, le champ aérodynamique vérifie aussi cette propriété de déphasage entre deux canaux voisins.

Elle s'écrit, de manière générale et dans chacun des référentiels liés aux roues,

$$\begin{cases} w_1(t, \theta_1, x, R) = w_1(t + \Delta T, \theta_1 - 2\pi/N_1, x, R) \\ w_2(t, \theta_2, x, R) = w_2(t + \Delta T, \theta_2 - 2\pi/N_2, x, R) \end{cases}$$

avec

$$\Delta T = \frac{2\pi/N_1 - 2\pi/N_2}{\Omega}$$

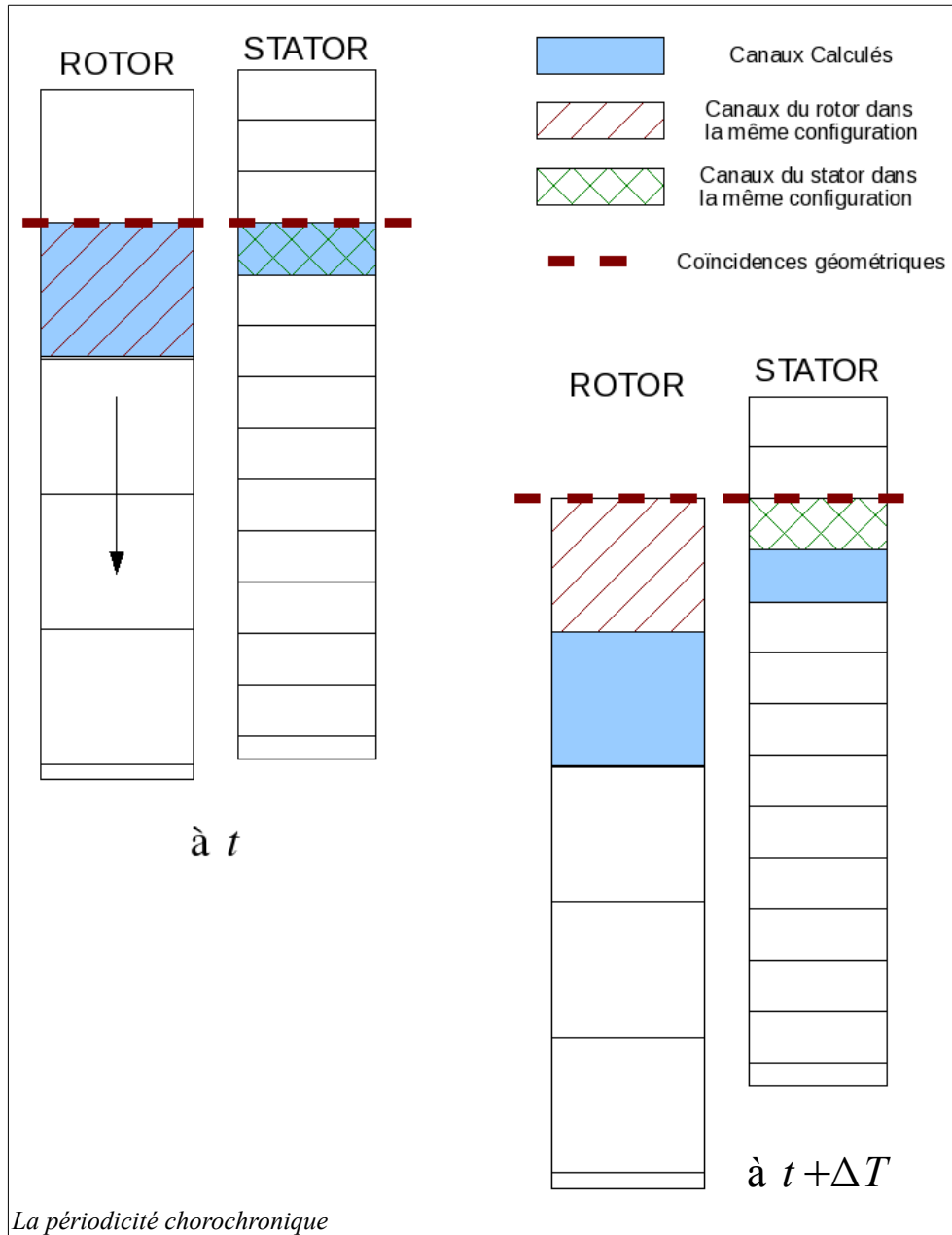
la période chorochronique, où $\Omega = \Omega_1 - \Omega_2$. Elle correspond au déphasage temporel entre deux aubes voisines d'une même roue, dans le sens opposé à la rotation de la roue 1 par rapport à la roue 2.

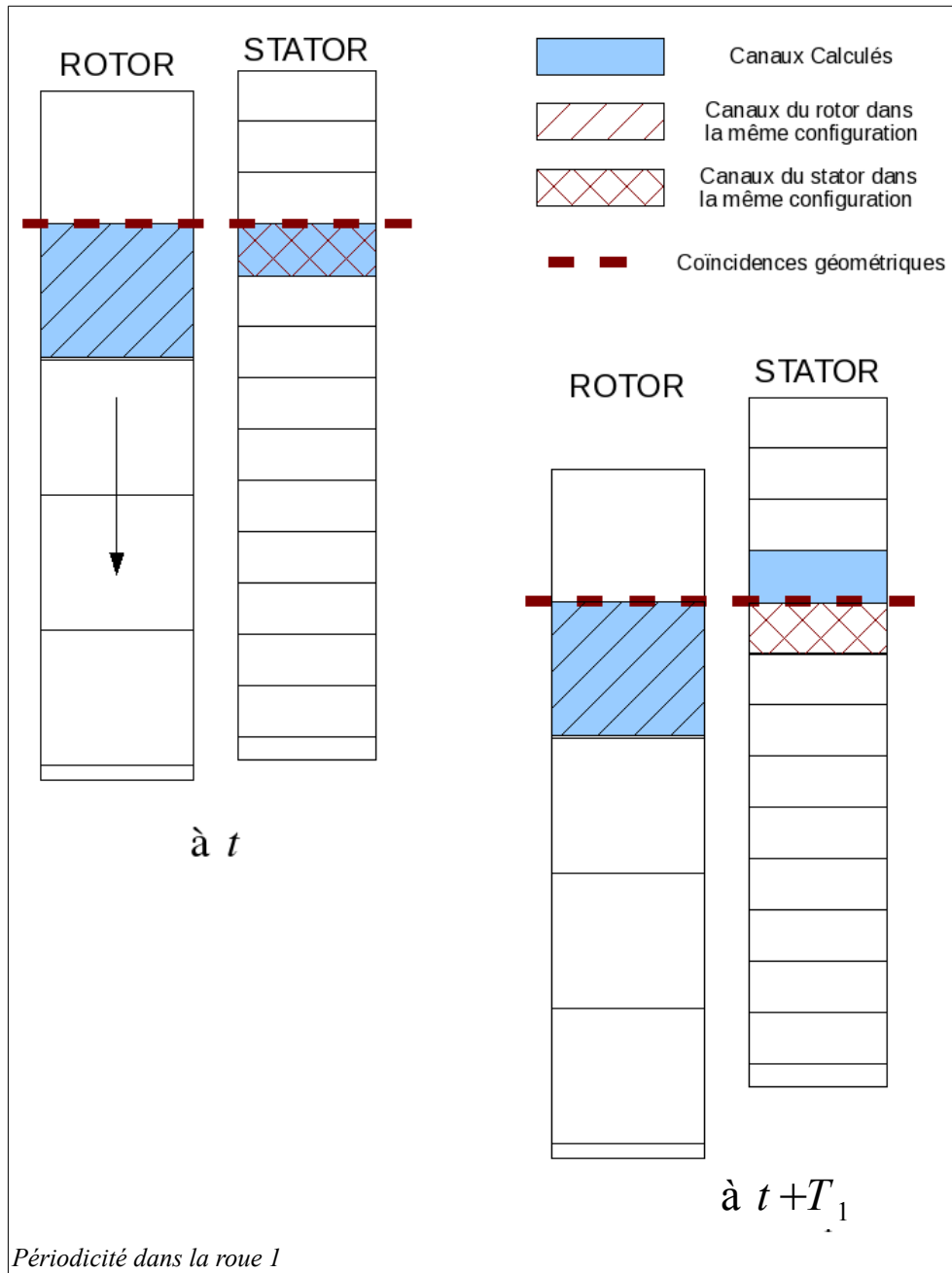
En résumé, en partant de deux canaux C1 et C2 des roues 1 et 2 dans des configurations notées E1 et E2 à l'instant t :

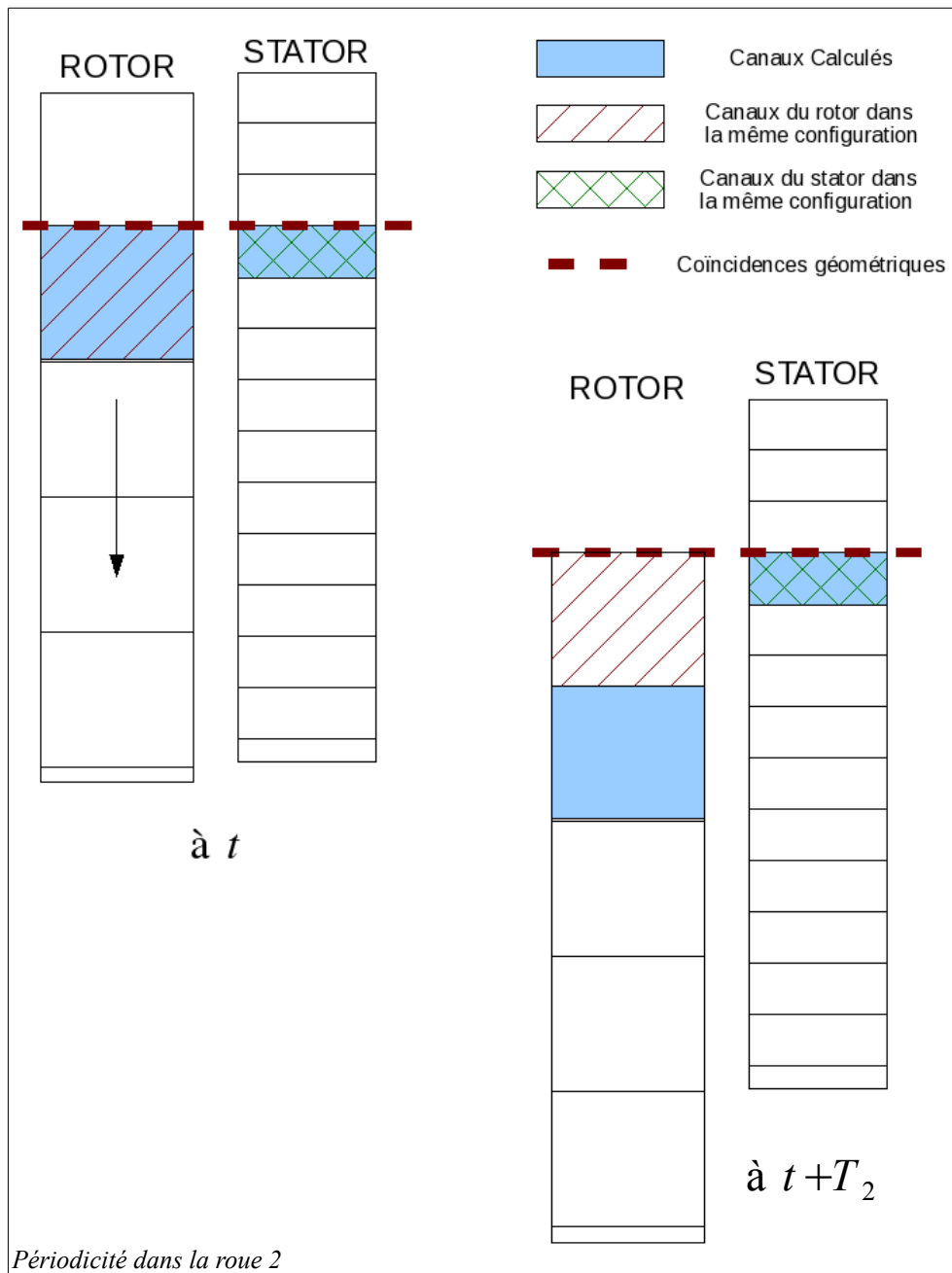
- au bout de $t + \Delta T$, quelle que soit la roue considérée, les canaux voisins de C1 et C2 en retard compte-tenu du sens de rotation de la roue 1 par rapport à la roue 2 se retrouvent dans les configurations E1 et E2.

- au bout de $t+T_1$, le canal C1 se retrouve à nouveau dans la configuration E1.
- au bout de $t+T_2$, le canal C2 se retrouve à nouveau dans la configuration E2.

Les figures suivantes représentent schématiquement ces différentes périodicités, dans le cas où la roue 1 est un rotor et la roue 2 un stator. Le raisonnement peut cependant facilement être généralisé à n'importe autre configuration, en se plaçant dans le repère lié à la roue 2.







Plus petite période d'interaction entre les deux roues

Étant donné les expressions des périodes des phénomènes instationnaires dans chacune des roues, il est d'usage d'introduire un paramètre noté Nqo pour définir le pas d'avance en temps du calcul.

Ce paramètre permet de fixer ce pas de temps comme une fraction de ce que l'on appelle la « plus petite période de l'interaction instationnaire ». Cette dernière correspond à la durée qu'il faut attendre pour retrouver – à n'importe quel secteur angulaire de l'étage – un couple de canaux rotor/stator dans le même état que celui que l'on considèrerait au départ.

Pour démontrer l'expression de cette « période de l'interaction », considérons un canal de la roue 1, initialement dans une configuration que nous notons E_1 . Celui-ci se retrouve à nouveau dans cette configuration E_1 au bout d'un temps T_1 . Entre temps, on peut d'abord penser que tous les autres canaux de la roue 1 sont aussi passés dans cette configuration, et cela de manière régulière dans le temps. On aurait donc,

$$\delta t_{interaction} = \frac{T_1}{N_1}$$

Mais comme il y a $\text{pgcd}(N_1, N_2)$ secteurs angulaires de l'étage qui sont identiques. Cela signifie que $\text{pgcd}(N_1, N_2)$ canaux de la roue 1 sont simultanément dans la même configuration.

Ainsi, il n'y a plus N_1 , mais $N_1/\text{pgcd}(N_1, N_2)$ instants différents où il y a au moins un canal dans l'état E_1 , et la plus petite période de l'interaction vaut,

$$\delta t_{interaction} = \frac{T_1}{N_1/\text{pgcd}(N_1, N_2)} = \text{pgcd}(N_1, N_2) \times \frac{T_1}{N_1}$$

Puis, en remplaçant T_1 par son expression :

$$\delta t_{interaction} = \text{pgcd}(N_1, N_2) \times \frac{2\pi}{\Omega N_1 N_2}$$

Expression générale du déphasage entre deux canaux adjacents

Considérons un canal de la roue 1, à l'instant t . Le canal voisin dans le sens opposé à la rotation de la roue 1 par rapport à la roue 2 est déphasé de la période chorochronique. Soit, en notant t_1 la phase (temps) correspondant à l'état du canal voisin

$$t_1 = t + \frac{2\pi/N_1 - 2\pi/N_2}{\Omega}$$

En utilisant le fait que l'écoulement dans la roue 1 est périodique de période T_1 , cette phase correspond également à

$$t_1 \equiv t + \frac{2\pi/N_1 - 2\pi/N_2}{\Omega} + k \times \frac{2\pi}{\Omega N_2}, \quad \forall k \in \mathbb{Z}$$

que l'on peut ré-écrire sous la forme

$$t_1 \equiv t + \frac{2\pi}{\Omega N_1} + k \times \frac{2\pi}{\Omega N_2}, \quad \forall k \in \mathbb{Z}$$

i.e.

$$t_1 \equiv t + T_2 + k \times \frac{2\pi}{\Omega N_2}, \quad \forall k \in \mathbb{Z}$$

On retrouve le fait que T_2 correspond au déphasage entre deux canaux voisins de la roue 1. Le terme $k \times 2\pi/\Omega N_2$ permet ensuite d'exploiter la périodicité de l'écoulement dans la roue 1 pour se ramener dans l'intervalle d'extraction.

Dans la roue 2, l'expression devient

$$t_1 \equiv t - T_1 + k \times \frac{2\pi}{\Omega N_1}, \quad \forall k \in \mathbb{Z}$$

Annexe II – Détermination des itérations à extraire à l'issue d'un calcul instationnaire chorochronique

Rappelons d'abord les contraintes à respecter :

- (i) l'intervalle de temps couvert par les itérations extraites doit inclure une période complète du rouet et une période complète du diffuseur ;
- (ii) les champs nécessaires à la reconstruction de l'écoulement dans la roue complète doivent être disponibles.

On suppose que le cas où le pas de temps du calcul est réglé à l'aide du paramètre Nqo selon la relation (3.24), i.e.

$$\delta t = \frac{2\pi}{\Omega N_1 N_2} \times \frac{1}{Nqo}$$

La contrainte (i) se traduit comme une largeur minimale de l'intervalle d'extraction. Traduite en termes d'itérations, en notant M_i le numéro de la première itération extraite, il est nécessaire d'extraire au moins jusqu'à l'itération

$$M_f = M_i + Nqo \times \max(N_1, N_2)$$

La contrainte (ii) porte quant à elle sur la discrétisation des périodes du rouet et du diffuseur. Traduite en numéros d'itérations, et en notant M_0 celui du canal principal, les ensembles d'instants qu'il faut avoir à disposition pour pouvoir reconstruire la roue complète se mettent sous la forme :

- dans la roue 1

$$M_n = M_0 + n \times Nqo N_2, \quad \forall n \in [0 ; N_1 - 1]$$

- dans la roue 2

$$M_n = M_0 + n \times Nqo N_1, \quad \forall n \in [0 ; N_2 - 1]$$

Compte-tenu de la périodicité de l'écoulement dans les roues 1 et 2, et vu la largeur minimale de l'intervalle d'extraction, il est possible pour tout canal n de se ramener dans l'intervalle d'extraction, soit

- dans la roue 1

$$\forall n \in [0 ; N_1 - 1], \exists i_0 / M_n = M_0 + n \times Nqo N_2 + i_0 Nqo N_1 \in [M_i ; M_f]$$

- dans la roue 2

$$\forall n \in [0 ; N_2 - 1], \exists j_0 / M_n = M_0 + n \times Nqo N_1 + j_0 Nqo N_2 \in [M_i ; M_f]$$

Les itérations correspondantes s'écrivent alors sous la forme

$$M_n = M_0 + K Nqo \in [M_i ; M_f] \text{ avec } K \in \mathbb{Z}$$

Ainsi, une condition suffisante⁵³ pour pouvoir reconstruire tous les canaux est que toutes les itérations qui s'écrivent sous cette forme et qui appartiennent à l'intervalle d'extraction soient disponibles. Cela est le cas pour chacune des itérations lorsque l'ensemble des itérations extraites est défini comme

$$\left\{ M_i ; M_i + \frac{Nqo}{p} ; M_i + 2 \times \frac{Nqo}{p} ; \dots ; M_i + \max(N_1, N_2) \times Nqo \right\}$$

avec $p \in [1 ; Nqo]$.

⁵³ Elle est également nécessaire dans le cas où $\text{pgcd}(N_1, N_2) = 1$. En effet dans ce cas, tous les canaux sont dans des états différents, et il faut donc autant d'itérations différentes que de canaux. Ce nombre correspond au nombre d'itérations qui s'écrivent sous la forme $M_n = M_0 + K Nqo \in [M_i ; M_f]$ avec $K \in \mathbb{Z}$.

Annexe III – Précisions sur la notation de l'énergie totale dans la formulation des équations RANS

Il est à noter que dans une certaine formulation des équations RANS, utilisée notamment dans le manuel théorique d'*elsA* (*elsA Theoretical Manual V2.1 2010*), l'énergie totale moyenne \tilde{E} désigne par abus de notation $\tilde{e} + \overline{\tilde{W} \tilde{W}} / 2$. Ce \tilde{E} est alors appelé « énergie totale résolue », en distinction de l'énergie totale moyennée au sens de Favre. Compte-tenu de cette redéfinition, l'énergie cinétique moyenne de la turbulence $k = \frac{1}{2} \overline{\tilde{W} \tilde{W}}$ doit être ajoutée au système qui devient

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \bar{\rho} \\ \bar{\rho} \tilde{W} \\ \bar{\rho}(\tilde{E} + k) \end{pmatrix} + \text{div} \begin{pmatrix} \bar{\rho} \tilde{W} \\ \bar{\rho} \tilde{W} \otimes \tilde{W} - (\bar{\sigma} + \tau_t) \\ \bar{\rho}(\tilde{E} + k) \tilde{W} - (\bar{\sigma} + \tau_t) \cdot \tilde{W} + \bar{q} + \bar{q}_t \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \bar{\rho}(\Omega^2 \vec{r} - 2 \vec{\Omega} \wedge \tilde{W}) \\ \bar{\rho} \Omega^2 \vec{r} \cdot \tilde{W} \end{pmatrix}$$

Selon J. Neubauer (2004), ce \tilde{E} résolu devrait dans ce cas être noté \check{E} , conformément au symbolisme introduit par Gerolymos et Vallet (2012) qui fait « référence à des variables calculées avec des valeurs moyennes, qui ne correspondent ni à une valeur moyenne, ni à une moyenne de Favre. »

Annexe IV – Retour d'expérience sur la gestion du paramètre N_{qo} en instationnaire chorochronique

Un grand pas de temps, i.e. un faible N_{qo} , est favorable à la rapidité de la convergence du calcul. Il est en revanche préjudiciable à la précision du résultat numérique, surtout lorsque le schéma temporel utilisé est d'ordre 1 comme le schéma de type Euler rétrograde sans sous-itérations utilisé dans le cadre de cette thèse. Pour atteindre un compromis entre rapidité de convergence et précision de la solution à convergence, il peut être envisagé d'augmenter progressivement le paramètre N_{qo} jusqu'à atteindre une valeur suffisamment élevée pour garantir la précision.

Les figures **A** et **B** exposent les courbes de convergence instationnaires des points de fonctionnement instationnaire proche nominal et proche pompage, qui mettent bien en évidence l'influence du paramètre N_{qo} . Les grandeurs représentées sont les débits au travers des plans d'entrée et de sortie des domaines du rouet et du diffuseur, moyennés sur les périodes respectives des canaux du rouet et du diffuseur. Ces *moyennes glissantes des débits* sont tracées en fonction du nombre de tours effectués par le rouet, le coût d'un tour de rouet étant croissant avec N_{qo} ($N_{qo} N_1 N_2$ itérations par tour).

À partir de ces figures, les observations suivantes peuvent être formulées et pourront être mises à profit pour la détermination future d'une méthodologie de calcul instationnaire chorochronique :

- pour le point de fonctionnement proche nominal, figure **A**, le calcul a été initialisé à partir du champ stationnaire convergé et la paramètre N_{qo} a été progressivement augmenté depuis $N_{qo}=5$ jusqu'à $N_{qo}=200$.
Pour $N_{qo}=5$, le calcul s'est avéré instable. La diminution du pas de temps consécutive au passage à $N_{qo}=10$ a permis de retrouver la stabilité du calcul.
Au delà de $N_{qo}=10$, les changements de N_{qo} n'ont pas engendré de perturbation importante de la convergence, et l'augmentation progressive de N_{qo} apparaît comme une méthode adaptée.
- pour le point de fonctionnement proche pompage, figure **B**, le calcul a été initialisé à partir d'un calcul instationnaire à plus faible débit et non-convergé. Le paramètre N_{qo} a d'abord été fixé à 50, avant d'être diminué à 20 pour accélérer l'établissement de la convergence. Cette décision s'est par la suite avérée pertinente : si l'on extrapole la convergence à $N_{qo}=50$ comme indiqué en pointillés gras sur la figure, il apparaît que le passage de $N_{qo}=50$ à $N_{qo}=20$ n'influence pas (ou peu) le nombre de tours nécessaires à atteindre la convergence. Or compte-tenu de la variation du nombre d'itérations par tour en fonction du N_{qo} , un tour est 60 % moins coûteux à $N_{qo}=20$ qu'à $N_{qo}=50$. Ainsi, l'état transitoire du calcul a pu être passé en 300h CPU à $N_{qo}=20$, tandis qu'il en aurait fallu 600h si l'on avait maintenu $N_{qo}=50$.

Mais la courbe de convergence proche pompage met aussi en évidence un autre élément important : tandis que le calcul avait atteint un état convergé pour $N_{qo}=20$, laissant penser à l'existence d'un point stable de fonctionnement du compresseur à cette valeur de débit, le même calcul après passage à $N_{qo}=40$ n'est pas parvenu à convergence. Les oscillations non-amorties observées sont consécutives à l'utilisation d'une condition de vanne à l'aval du domaine de calcul, qui évolue au cours du calcul et l'empêche de diverger sans toutefois parvenir à le stabiliser.

La diminution du rapport de calage en conservant $N_{qo}=40$ a permis de rétablir la convergence du modèle, qui a ensuite été maintenue jusqu'à $N_{qo}=160$.

Il apparaît donc que la valeur du pas de temps du calcul influe sur la plage de stabilité numérique du modèle, et qu'il peut être nécessaire d'adapter la condition aval simultanément à l'augmentation du paramètre N_{qo} . Au final, pour le calcul présenté sur la , le passage à $N_{qo}=20$ s'est avéré préjudiciable au temps total d'obtention d'un point de fonctionnement numérique convergé proche pompage : le maintien de $N_{qo}=50$ aurait probablement permis de mettre en évidence plus rapidement l'impossibilité d'obtenir un point convergé pour le critère de calage initial. Pour cette raison, le travail de recherche du point de fonctionnement instationnaire stable à plus faible débit effectué ensuite au cours de cette thèse a été menée avec des N_{qo} toujours supérieurs à 80.

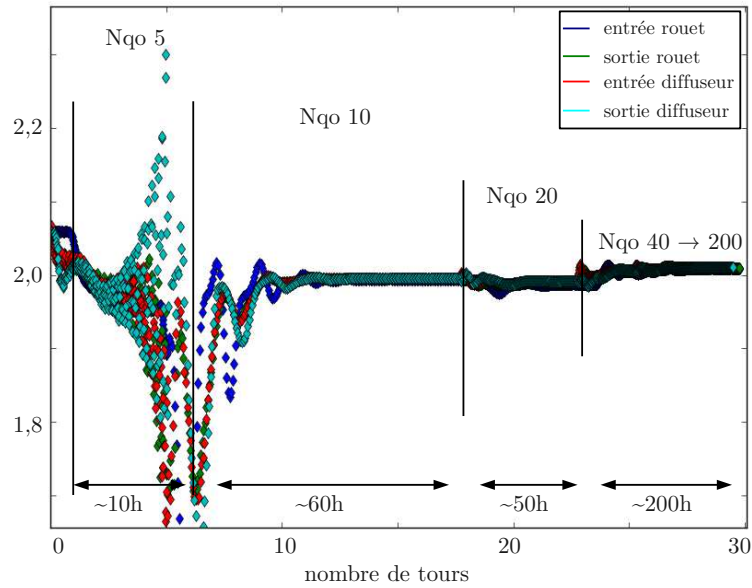


Figure A : *Instationnaire proche nominal – Convergence des débits glissants*

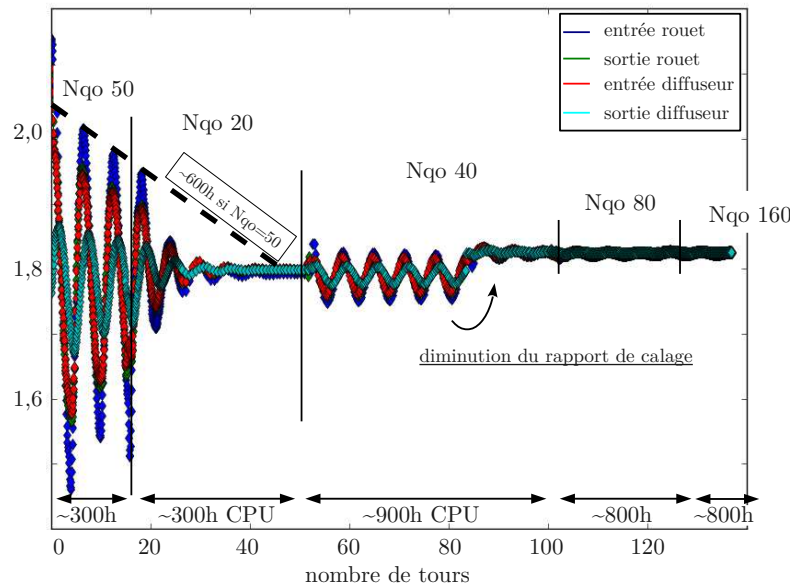


Figure B : *Instationnaire proche pompage – Convergence des débits glissants*

La gestion du déroulement des simulations instationnaires n'est pas une tâche scientifiquement valorisante... mais elle est nécessaire à l'obtention de résultats numériques fiables, dans des temps acceptables. L'expérience acquise au cours de cette thèse a mis en évidence que les

temps de convergence peuvent être extrêmement longs pour les points de fonctionnement à faibles débits⁵⁴, et qu'une bonne gestion du paramètre Nqo peut les réduire... autant qu'une mauvaise gestion peut facilement les doubler.

Pour des travaux ultérieurs, compte-tenu des observations faites précédemment et de l'expérience acquise au cours de cette thèse, il peut être recommandé :

- que les points de calcul instationnaires soient en général initialisés à partir d'un calcul stationnaire convergé pour le même critère de calage.
- que le paramètre Nqo soit progressivement augmenté au cours de la simulation instationnaire – par exemple $Nqo=20, 40, 80$, puis finalement 160 – et sans attendre un niveau de convergence trop élevé pour les Nqo intermédiaires compte-tenu de la possibilité que le calcul ne converge pas pour les Nqo supérieurs.
- que la recherche de la limite de la plage de stabilité numérique vers les bas débits se fasse en augmentant progressivement le critère de calage à *partir d'un calcul instationnaire convergé et proche pompage*, et pour des Nqo suffisamment élevés⁵⁵.

La question de la gestion optimale du pas de temps pour un calcul instationnaire reste cependant ouverte : *pourrait-il exister des méthodes itératives du type multi-pas-de-temps à l'image de la technique d'accélération multi-grille utilisée en stationnaire ?*

L'intérêt potentiel de l'utilisation d'un schéma temporel d'ordre 2 type Gear pour diminuer le temps de convergence des calculs instationnaires a également été mis en évidence par les travaux de thèse de Fabien Wlassow (2012), puis confirmé par ceux de Buffaz (2012). La méthode de Gear permet d'obtenir une solution plus rapidement que la méthode sans sous pas de temps, à qualité de solution identique. Cette option devra donc être envisagée pour les travaux futurs.

54 environ 75 jours de calcul au total pour la figure **B** !

55 Une compromis possible pourrait consister :

- à déterminer pour relativement point proche pompage la valeur de Nqo assurant la convergence en pas de temps.
- puis à faire la recherche du « pompage numérique », en vannant progressivement le point de fonctionnement obtenu, en URANS et pour un Nqo diminué de moitié par rapport à la valeur déterminée précédemment.

Annexe V – Liste des publications liées aux travaux de thèse

Journaux internationaux avec comité de relecture :

- Marsan, A., I. Trebinjac, S. Coste, and G. Leroy. 2012. “Study and Control of a Radial Vaned Diffuser Stall.” *International Journal of Rotating Machinery*.

Conférences

- Marsan, A., I. Trebinjac, S. Coste, and G. Leroy. 2013. “Temporal Behavior of a Boundary Layer Separation Within a Radial Vaned Diffuser.” In *10th European Conference on Turbomachinery Fluid Dynamics and Thermodynamics (ETC10)*. Lappeenranta, Finland.
- Marsan, Aurélien, Isabelle Trébinjac, Sylvain Coste, and Gilles Leroy. 2012. “Numerical Investigation of the Flow in a Radial Vaned Diffuser Without and with Aspiration.” In *Proceedings of ASME Turbo Expo 2012*. GT2012-68610. Copenhagen, Denmark.

Annexe VI – Liste des personnes habilitées à diriger la recherche à l'Ecole Centrale de Lyon

NOM	Prénom	Laboratoire	Spécialité	Date de soutenance
SIMONET	Pascal	AMPERE	microbiologie	1990
MOREL	Hervé	AMPERE	électrotechnique	10 février 1994
NICOLAS	Laurent	AMPERE	électrotechnique	12 juillet 1994
REDARCE	Hervé Tanneguy	AMPERE	automatique	20 juillet 1995
KRÄHENBÜHL	Laurent	AMPERE	par nomination DR au CNRS	1 octobre 1996
CLERC	Guy	AMPERE	PR LYON 1	6 mars 1998
BURAI	Noël	AMPERE	PR LYON 1	7 décembre 2004
VOLLAIRE	Christian	AMPERE	génie électrique	25 mars 2005
SCORLETTI	Gérard	AMPERE	automatique	6 octobre 2006
BURET	François	AMPERE	électrotechnique	17 novembre 2006
VENET	Pascal	AMPERE	génie électrique	24 octobre 2007
BEROUAL	Abderrahmane	AMPERE	Doctorat d'Etat es Sc Physiques	1 janvier 1987

TOTAL AMPERE : 4

LAFON	Philippe	Extérieur	Acoustique	26 janvier 2011
GOURDAIN	Nicolas	Extérieur	Mécanique des fluides	3 novembre 2011

TOTAL EXTERIEUR :

MAITRE	Jean-François	ICJ	PR émérite	30 novembre 1974
MOUSSAOUI	Mohand	ICJ	retraite au 1/10/11	20 juin 1977
MUSY	François	ICJ	Doctorat d'Etat	7 juin 1985
MARION	Martine	ICJ	Doctorat d'Etat en Mathématiques	15 décembre 1988
MIRONESCU	Elisabeth	ICJ	Doctorat d'Etat	15 décembre 1999
LOHEAC	Jean-Pierre	ICJ	Mathématiques	15 novembre 2002
ZINE	Abdel-Malek	ICJ	Mathématiques	9 novembre 2005

TOTAL ICJ : 5

VIKTOROVITCH	Pierre	INL	Doctorat d'Etat es Sc Physiques	1975
SOUTEYRAND	Eliane	INL	Doctorat d'Etat en Matériaux	1985
GRENET	Geneviève	INL	Doctorat d'Etat es Sciences	6 novembre 1981
GENDRY	Michel	INL	Doctorat d'Etat es Sciences	12 octobre 1986
ROBACH	Yves	INL	Doctorat d'Etat en Matériaux	31 janvier 1989
JACQUEMOD	Gilles	INL	électronique	13 janvier 2000
GAFFIOT	Frédéric	INL	électronique	18 janvier 2000
PHANER-GOUTORBE	Magali	INL	Physique	19 décembre 2003
CLOAREC	Jean-Pierre	INL	chimie des matériaux	20 décembre 2004
DANESCU	Alexandre	INL	mécanique	20 juin 2005
O'CONNOR	Ian	INL	électronique	11 octobre 2005
SEASSAL	Christian	INL	Photonique	9 mars 2007
CALLARD	Anne-Ségolène	INL	Physique, Nanophotonique	6 décembre 2007
LETARTRE	Xavier	INL	Photonique	3 juin 2008

SAINT-GIRONS	Guillaume	INL	milieux denses et matériaux	5 juin 2009
GARRIGUES	Michel	INL		
JOSEPH	Jacques	INL	PR émérite	
TARDY	Jacques	INL	électronique	
MIEYEVILLE	Fabien	INL	Dispositif de l'électronique intégrée	29 mai 2012
CHEVOLOT	Yann	INL	Chimie théorique, physique, analytique	28 septembre 2012

TOTAL INL : 8

DAVID	Bertrand	LIESP	doctorat d'Etat en Informatique	1981
SEFFAH	Ahmed	LIESP	informatique	15 septembre 2006

TOTAL LIEPS : 2

CHEN	Liming	LIRIS		1 janvier 1998
------	--------	-------	--	----------------

TOTAL LIRIS : 1

SCOTT	Julian	LMFA	PhD	1978
HAMADICHE	Mahmoud	LMFA	Doctorat d'Etat es Sciences	7 juin 1905
JUVE	Daniel	LMFA	Doctorat d'Etat es Sciences	1985
BLANC-BENON	Philippe	LMFA	Doctorat d'Etat es Sciences	9 juin 1905
ROGER	Michel	LMFA	Doctorat d'Etat en Acoustique	1989
JEANDEL	Denis	LMFA	Doctorat d'Etat es Sc Physiques	9 juillet 1976
GOROKHOVSKI	Mickael	LMFA		28 avril 1982
LEBOEUF	Francis	LMFA	Doctorat d'Etat en Mécanique	26 juin 1984
FERRAND	Pascal	LMFA	Doctorat d'Etat	17 mars 1986
HENRY	Daniel	LMFA	Docteur es Sciences Physiques	19 juin 1986
GALLAND	Marie-Annick	LMFA	Acoustique	12 juillet 1993
PERKINS	Richard	LMFA	mécanique	20 février 1998
BAILLY	Christophe	LMFA	Acoustique	29 mars 1999
CARRIERE	Philippe	LMFA	Mécanique des Fluides	27 septembre 2000
SIMOENS	Serge	LMFA	Mécanique des Fluides	1 avril 2002
TREBINJAC	Isabelle	LMFA	mécanique	7 mai 2003
LE RIBAUT	Catherine	LMFA	Mécanique des Fluides	11 juillet 2003
LAKEHAL	Djamel	LMFA	mécanique, génie mécanique et civil	26 novembre 2004
GODEFERD	Fabien	LMFA	énergétique et thermique	13 décembre 2004
UHLMANN	Markus	LMFA	Thermique et Energétique	27 juin 2006
BOGEY	Christophe	LMFA	Acoustique	25 mai 2007
SHAO	Liang	LMFA	Mécanique	15 septembre 2007
NICOLLEAU	Franck	LMFA	mécanique, génie mécanique et civil	8 décembre 2009
BERTOGLIO	Jean-Pierre	LMFA	Doctorat d'Etat es Sciences	1 juin 1986
BIESHEUVEL	Arie	LMFA		
CAMBON	Claude	LMFA		
CHAMPOUSSIN	J-Claude	LMFA		
COMTE-BELLOT	Geneviève	LMFA	PR émérite	
BOS	Wouter	LMFA	Mécanique des Fluides	29 juin 2012

TOTAL LMFA : 9

JUVE	Denyse	LTDS	Doctorat d'Etat en Chimie	1983
JEZEQUEL	Louis	LTDS	Doctorat d'Etat	1985
LOUBET	Jean-Luc	LTDS	Doctorat d'Etat	1 décembre 1986
STREMSDOERFER	Guy	LTDS	chimie des matériaux	3 avril 1992
DONNET	Christophe	LTDS	PR ENISE	27 avril 1995
MAZUYER	Denis	LTDS	mécanique	27 avril 1995
SALVIA	Michelle	LTDS	matériaux	4 décembre 1997
CHOVELON	J.Marc	LTDS	matériaux	3 avril 1998
BOMBA	Cécile	LTDS	génie des matériaux	29 mai 1998
PONSONNET	Laurence	LTDS	matériaux	29 mai 1998
CHATEAUMINOIS	Antoine	LTDS	matériaux	22 janvier 1999
PERRET-LIAUDET	Joël	LTDS	mécanique	16 avril 1999
DUBUJET	Philippe	LTDS	PR ENISE	31 mars 2000
JEANDIN	Michel	LTDS	Matériaux Mécanique	20 mars 2001
THOUVEREZ	Fabrice	LTDS	mécanique	5 juillet 2001
WONG	Henry	LTDS	génie civil	8 janvier 2002
FOUVRY	Siegfrid	LTDS	Matériaux Mécanique	12 septembre 2002
LE BOT	Alain	LTDS	Acoustique	19 décembre 2002
BENAYOUN	Stéphane	LTDS	matériaux	9 décembre 2003
HERTZ	Dominique	LTDS	génie des matériaux	18 juin 2004
ICHCHOU	Mohamed	LTDS	mécanique	6 décembre 2004
GUERRET	Chrystelle	LTDS	milieux denses et matériaux	7 mars 2005
HOC	Thierry	LTDS	chimie des matériaux	19 novembre 2007
SINOUE	Jean-Jacques	LTDS	Mécanique	21 novembre 2007
VINCENS	Eric	LTDS	génie civil	17 novembre 2010
CAMBOU	Bernard	LTDS	PR émérite	
KAPSA	Philippe	LTDS		
MARTIN	Jean-Michel	LTDS	PR émérite	
SIDOROFF	François	LTDS	PR émérite	
VINCENT	Léo	LTDS	PR émérite	
CAYER-BARRIOZ	Juliette	LTDS	Mécanique	14 octobre 2012
DASSENNOY	Fabrice	LTDS	Chimie théorique, physique, analytique	2 décembre 2011
DE BARROS BOUCHET	Maria Isabel	LTDS	Chimie des matériaux	12 décembre 2011
VALETTE	Stéphane	LTDS	milieux denses et matériaux	4 décembre 2012
TREHEUX	Daniel		PR émérite	

TOTAL LTDS : 15

Personnels ECL
Personnels CNRS
Personnels extérieurs

AUTORISATION DE SOUTENANCE

Vu les dispositions de l'arrêté du 7 août 2006,

Vu la demande du Directeur de Thèse

Madame I. TREBINJAC

et les rapports de

Monsieur G. BOIS
Professeur - ENSAM - Laboratoire de Mécanique de Lille (UMR CNRS 8107) - 8 bd Louis XIV
59046 LILLE cedex

Et de

Monsieur L. JOLY
Professeur - ISAE - Département d'aérodynamique Energétique et Propulsion - Institut Supérieur de
l'Aéronautique et de l'Espace - 10 avenue Edouard-Belin - BP 54032 - 31055 TOULOUSE cedex 4

Monsieur MARSAN Aurélien

est autorisé à soutenir une thèse pour l'obtention du grade de DOCTEUR

Ecole doctorale MECANIQUE , ENERGETIQUE, GENIE CIVIL ET ACOUSTIQUE

Fait à Ecully, le 2 juillet 2013

P/Le directeur de l'E.C.L.
La directrice des Etudes

