



HAL
open science

Analyse instationnaire aérothermique d'un étage de turbine avec transport de points chauds

Fabien Wlassow

► **To cite this version:**

Fabien Wlassow. Analyse instationnaire aérothermique d'un étage de turbine avec transport de points chauds. Autre. Ecole Centrale de Lyon, 2012. Français. NNT : 2012ECDL0006 . tel-00769954

HAL Id: tel-00769954

<https://theses.hal.science/tel-00769954>

Submitted on 4 Jan 2013

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

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

Thèse présentée par

Fabien W_LASSOW

en vue de l'obtention du grade de docteur de l'École Centrale de Lyon

**Analyse instationnaire aérothermique d'un étage de turbine
avec transport de points chauds ;
application à la maîtrise des performances des aubages**

Spécialité : Mécanique

Soutenue le 7 mai 2012 à l'École Centrale de Lyon

Composition du jury :

T. ARTS	Head of Turbomachinery & Propulsion Dept, Professeur	Rapporteur
R. DENOS	European Commission, Directorate-General for Research, HDR	Rapporteur
P. FERRAND	Directeur de recherche CNRS	Examineur
J. PIQUET	Professeur à l'École Centrale de Nantes	Examineur
G. LEROY	Responsable Méthodes Aéro Turbomeca (Groupe SAFRAN), Bordes	Examineur
N. GOURDAIN	Enseignant chercheur CERFACS, Toulouse, HDR	Co-directeur
G. NGO BOUM	Ingénieur de Recherche - Centrale Innovation	Co-directeur
F. LEBOEUF	Professeur à l'École Centrale de Lyon	Directeur

Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique – UMR 5509

36 avenue Guy de Collongue 69134 Ecully

Centre Européen de Recherche et de Formation Avancée en Calcul Scientifique

42 avenue Coriolis 31057 Toulouse Cedex

Remerciements

Voilà qu'un peu plus de trois années de thèse s'achèvent et il est temps de remercier toutes les personnes qui m'ont accompagné tout au long de ce travail. Cependant, étant donné que ceux que j'ai côtoyé et qui ont participé de près ou de loin à la réussite de cette thèse sont très nombreux, il me faudrait écrire un livre pour les remercier chacun individuellement. Je m'attacherai donc à remercier essentiellement des groupes de personnes.

Tout d'abord je tiens à remercier les membres du jury pour l'intérêt qu'ils ont su porter à mon travail, et en particulier Remy Denos et Tony Arts pour avoir accepté d'être rapporteurs et pour le regard critique qu'ils ont eu sur mon travail.

Je remercie très sincèrement mon directeur de thèse Francis Leboeuf et mes co-directeurs Ghislaine Ngo-Boum et Nicolas Gourdain.

Merci Francis pour les discussions très intéressantes que l'on a pu avoir et qui m'ont bien aidées dans mon travail.

Merci Ghislaine pour ton aide quotidienne lors de ma période au LMFA et ensuite lors de la rédaction du mémoire.

Enfin un grand merci à Nicolas qui m'a encadré depuis mon stage de fin d'étude au Cerfacs et pendant toute la durée de la thèse. Tu as réussi à me transmettre ta passion pour les turbomachines et à me donner envie d'entreprendre une thèse, ce que je ne regrette absolument pas. Ce fut un plaisir de travailler avec toi au quotidien mais également de partager des moments en dehors du travail.

Un très grand merci à Gilles Leroy pour m'avoir accueilli dans son équipe à Turbomeca. Merci beaucoup pour ton encadrement de grande qualité, merci pour m'avoir si bien intégré dans l'équipe. Merci pour tout ce que tu m'as appris. J'ai vraiment apprécié de te côtoyer pendant ces trois années.

Cette thèse s'est déroulée entre Turbomeca, le Cerfacs et le LMFA et en chacun de ces lieux j'ai côtoyé des personnes intéressantes, enrichissantes et divertissantes. Je voudrais remercier toutes ces personnes. En particulier à Turbomeca les membres du groupe AAV, au Cerfacs les membres de l'équipe AAM et au LMFA les membres de l'équipe Turbomachine. Je suis particulièrement reconnaissant à Jeff pour m'avoir accueilli dans l'équipe et pour son aide en général. Merci également Marc pour ton aide précieuse, j'ai réellement apprécié travailler avec toi.

Je dois également remercier Basti avec qui j'ai partagé ces trois années de thèse, on se souvient du jour où on s'est rencontré mais on ne se rappelle plus comment on est devenu amis. En tout cas cela semble naturel et c'est un grand plaisir. Merci pour tous ces bons moments passés ensemble, j'espère qu'il y en aura beaucoup d'autres !

J'exprime également ma gratitude à Hadi pour m'avoir accepté dans son bureau au LMFA et pour toute l'aide qu'il m'a apporté durant mon séjour à l'ECL.

Guillaume Legras avec qui j'ai travaillé à la fois au Cerfacs et au LMFA est pour beaucoup dans la réussite de cette thèse. Je te remercie pour toutes ces discussions enrichissantes, pour ton aide et pour tout le reste au travail et en dehors.

Sans mes amis qui ont été présents au cours de ces années pour me changer les idées, cette thèse aurait été beaucoup plus difficile. Déjà un grand merci à tous ceux qui ont fait le déplacement pour venir assister à ma soutenance de thèse et/ou fêter la réussite de la thèse avec moi ! J'ai été très fier et très heureux de partager ce moment avec vous tous !

En particulier je souhaite remercier ceux qui ont partagés ma vie presque quotidiennement. Un grand merci à mes colocs de la 3F : Fred, Frudge et Fanfoué ; ainsi que mes amis de Toulouse (en particulier Dams et Alice). Ce fut très agréable de pouvoir parler d'autre choses que de travail et de partager des moments de vie avec vous. Bien sûr, un très très très grand merci à Tutu ! D'une part pour les moments partagés à Toulouse, et d'autres part pour m'avoir généreusement hébergé durant les derniers mois de ma thèse : 4 mois avec un mec qui squatte votre canapé et pille votre frigo, c'est pas rien ! Sincèrement, merci beaucoup !

Merci à mes super colocs de Masséna ! Un grand merci à Loïc mon coloc et ami de toujours. Merci aux filles : Mathilde, Maud et Annabelle. J'ai été très heureux de vous rencontrer, de vivre avec vous et de continuer de vous voir régulièrement ! Merci à tous les quatre pour les repas partagés, les soirées tranquilles à l'appart, les soirées moins tranquille en ville, bref pour l'année passée ensemble.

Je voudrais également remercier tous mes amis de Grenoble d'être toujours présents quand je rentre à la maison, pour tous les moments simples que l'on a partagés ensemble et pour tous les supers souvenirs que j'ai avec vous. Merci Charles, John, Fab et tous les autres ! Egalement un grand merci à Nico avec qui j'ai passé de supers moments pendant ces trois années et en particulier l'an dernier. Merci d'avoir été là quand j'avais besoin de lâcher la pression, merci pour les supers souvenirs ensemble que ce soit Halloween ou la peur de mourir la veille du couloir en S de l'Aiguille Rouge !

Je suis également très reconnaissant à Laura qui m'a toujours soutenu et qui a toujours été présente. Tu as toujours su me remotiver, voir même me secouer quand j'en avais besoin. Un grand merci pour ton amitié indéfectible, très importante à mes yeux !

Enfin je voudrais exprimer toute ma gratitude à ma famille pour ce qu'elle m'a apporté depuis 27 ans. La personne que je suis devenu, le travail que j'ai réussi à accomplir, je vous le dois en grande partie ! Merci Papa et Maman ; merci Mimi, Roger et Mamie ; merci Céline et Jérôme !

Table des matières

Publications réalisées pendant la thèse	xv
Nomenclature	xvii
Introduction	xxi
I Aérodynamique et aérothermique des turbines haute pression	1
1 Contexte	3
1.1 Généralités sur les turbomachines	3
1.2 Les turbines haute pression	4
2 Influence de l’environnement de la turbine haute pression	7
2.1 Interaction chambre de combustion / turbine	7
2.2 Écoulements secondaires	9
2.3 Phénomènes de ségrégation	11
2.4 Effets technologiques	12
2.5 Transferts thermiques conjugués	17
3 Positionnement de la thèse	19
II Outils de simulations et méthodes d’analyses	21
4 Simulation des écoulements dans les turbomachines	23
4.1 Modélisation des écoulements 3D turbulents	24
4.2 Méthodologie appliquée aux turbines haute pression	28
4.3 Prise en compte des effets technologiques par technique Chimère	38
5 Transferts thermiques conjugués	41
5.1 Résolution des problèmes de transferts thermiques conjugués	41
5.2 Stratégies de couplage thermique fluide/solide	44
5.3 Validation de la méthode	45
6 Méthodes d’analyses	53
6.1 Réduction d’information par moyenne	53
6.2 Performances globales	56

Table des matières

6.3	Production d'entropie	57
III Application à l'étude d'une turbine haute pression de moteur d'hélicoptère		63
7	Simulation veine lisse adiabatique	65
7.1	Cas test	65
7.2	Ecoulement dans le distributeur	69
7.3	Ecoulement dans la roue mobile	78
7.4	Synthèse	89
8	Influence de la modélisation	91
8.1	Influence du modèle de turbulence	91
8.2	Influence des propriétés physiques du fluide	96
8.3	Synthèse	99
9	Prise en compte des effets technologiques	101
9.1	Baignoire	102
9.2	Sensibilité du rendement isentropique à la hauteur de jeu	112
9.3	Congés de raccordements	112
9.4	Dispositif de refroidissement externe de la RHP	117
9.5	Synthèse	134
10	Effets d'environnement	135
10.1	Interface chambre de combustion / THP	135
10.2	Couplage thermique fluide/solide	141
10.3	Synthèse	149
Conclusions et perspectives		151
Bibliographie		155
Annexes		165
A	Transport d'hélicité	167
A.1	Repère absolu	167
A.2	Repère relatif	169
B	Modèle de Tyler & Sofrin	171
B.1	Cas mono-étage	171
B.2	Cas à z étages	172
C	Liste des personnes Habilitées à Diriger des Recherches à l'École Centrale Lyon	173

Table des figures

I	Aérodynamique et aérothermique des turbines haute pression	1
1.1	Turbomachine dans un moteur Turbomeca	3
1.2	Turbine haute pression (cadre rouge) dans un moteur Ardiden 3G	4
2.1	Environnement de la turbine haute pression	8
2.2	Vue schématique des écoulements secondaires en turbine - tirée de Wang <i>et al</i> [157]	9
2.3	Effet de ségrégation	11
2.4	Tourbillon de jeu - tiré de [100]	12
2.5	Ingestion par pompage dans une cavité inter-disques	16
II	Outils de simulations et méthodes d'analyses	21
4.1	Degré de modélisation du spectre turbulent des méthodes DNS, LES et RANS - tiré de Gravemeier [67]	26
4.2	Une topologie de maillage structuré multi-blocs O6H	28
4.3	Champs 3D imposés en entrée de turbine HP (champs adimensionnés)	30
4.4	Principe chorochronique	32
4.5	Analyse de la convergence du débit en sortie du rotor	35
4.6	Convergence en pas de temps des débits selon le schéma d'intégration temporelle choisi	36
4.7	Structure des chocs dans l'étage de turbine CT3	36
4.8	Distribution de pression sur le DHP à $h/H = 50\%$	36
4.9	Minimum et Maximum relatifs de pression dans la roue mobile à $h/H = 50\%$	37
4.10	Maillage chimère de la baignoire	38
4.11	Maillage chimère des congés de raccordement. Vues du maillage à la paroi (haut : DHP, bas : RHP)	39
4.12	Masquage du maillage de fond pour la prise en compte des congés de raccordement	40
5.1	Procédure de couplage	46
5.2	Maillage pour la simulation RANS de l'aube NASA C3X	48
5.3	Maillage de la pale solide NASA C3X	49
5.4	Impact de la stratégie de couplage	49
5.5	Influence de α sur la convergence du calcul couplé	50
5.6	Influence de la fréquence d'échange $\frac{1}{\beta}$ sur la vitesse de convergence du calcul couplé	51

Table des figures

5.7	Influence de la stratégie de couplage sur la vitesse de convergence du calcul couplé	51
5.8	Comparaisons des résultats du calcul couplé avec les mesures expérimentales . . .	52
6.1	Ecarts relatifs des grandeurs moyennes en temps, dans un plan inter-roues, selon la méthode de moyenne utilisée - référence : moyenne temporelle des variables transportées	55
6.2	Principe de fonctionnement de l'outil MARS - tiré de [101]	61

III Application à l'étude d'une turbine haute pression de moteur d'hélicoptère 63

7.1	Vue schématique de la turbine haute pression et de ses effets technologiques . . .	66
7.2	Vues du maillage de la THP au moyeu	67
7.3	Lignes de séparations sur le moyeu et le carter du distributeur	69
7.4	Contours d'hélicité à 30% de corde axiale du distributeur - échelle saturée	70
7.5	Contours d'hélicité à 70% de corde axiale du distributeur	71
7.6	Lignes de frottements et de séparations sur les parois de l'aube du distributeur .	73
7.7	Migration du point chaud dans le distributeur (Tt)	74
7.8	Evolution de la répartition radiale de température totale dans le DHP	75
7.9	Répartition radiale des pertes en sortie du DHP adimensionnées par la perte globale du DHP	76
7.10	Somme cumulative de la production d'entropie dans le canal du DHP	77
7.11	Production d'entropie par transferts thermiques à $x/C = 75\%$	77
7.12	Production d'entropie par dissipation au bord de fuite du distributeur	78
7.13	Hélicité dans des coupes à hauteurs de veine constantes	79
7.14	Contours d'hélicité à 90% de corde axiale de la pale du rotor	80
7.15	Lignes de frottements et de séparations sur les parois de la pale de roue mobile .	81
7.16	Contours de température statique moyenne, adimensionnée par la température totale en entrée de RHP - simulation URANS	81
7.17	Evolution de la répartition radiale de température totale dans la RHP	82
7.18	Température de paroi de la pale de roue mobile, adimensionnée par la température totale en entrée de RHP	83
7.19	Température de paroi au sommet de la pale de roue mobile, adimensionnée par la température totale en entrée de RHP	84
7.20	Répartition radiale des pertes en sortie du rotor, adimensionnées par la perte globale du rotor	85
7.21	Somme cumulative de la production d'entropie dans le canal du RHP	85
7.22	Production d'entropie totale $S_c + S_d$ à 5% de corde axiale	86
7.23	Production d'entropie totale $S_c + S_d$ à 50% de corde axiale	86
7.24	Production d'entropie totale $S_c + S_d$ à 95% de corde axiale	87
7.25	Production d'entropie totale $S_c + S_d$ à $h/H = 95\%$	87
7.26	Superposition des iso-contours d'hélicité avec les iso-lignes de production d'entropie à 95% de corde axiale	87
7.27	Superposition des iso-contours d'hélicité avec les iso-lignes de production d'entropie à $h/H = 95\%$	88
8.1	Impact du modèle de turbulence sur les pertes aérodynamiques dans la roue mobile - écart de prédiction entre les modèle $k-l$ (référence) et $k-\omega$	93
8.2	Contours d'hélicité à 85% de corde axiale de la RHP	93

Table des figures

8.3	Evolution axiale de la création d'entropie dans la RHP avec les modèles de turbulence $k - l$ et $k - \omega$	94
8.4	Production locale d'entropie ($S_c + S_d$) à 80% de corde axiale de la RHP	94
8.5	Profils de T_{tr} en entrée de la RHP prédits par les deux modèles de turbulence	95
8.6	Ecart relatif (%) de la température de paroi de la pale de RHP prédite avec les modèle $k - l$ (référence) et $k - \omega$	95
8.7	Sensibilité du rendement isentropique vis à vis de γ	96
8.8	Sensibilité du rapport d'enthalpie totale (adimensionné par le rapport à γ_{ref}) vis à vis de γ	97
8.9	Evolution axiale de la création d'entropie dans la RHP pour les deux valeurs extrêmes de γ	98
8.10	Répartition radiale de température totale relative en entrée de la RHP	98
9.1	Maillage de la baignoire	102
9.2	Zone de recouvrement avec le jeu du maillage de la baignoire	102
9.3	Impact de la baignoire sur le chargement de la pale de roue mobile	104
9.4	Impact de la baignoire sur les pertes aérodynamiques dans la roue mobile	104
9.5	Écoulement dans la baignoire	105
9.6	Trajectoire des lignes de courant dans la baignoire	106
9.7	Lignes de frottements sur la paroi extradados de la pale RHP	107
9.8	Surface à travers laquelle est défini le débit de jeu	107
9.9	Débit de jeu	108
9.10	Evolution axiale de la création d'entropie dans la RHP sans et avec baignoire	109
9.11	Ecart de température de paroi du sommet de la pale entre calcul avec et sans baignoire - (référence : sans baignoire)	110
9.12	Ecart de température de paroi de la pale entre calcul avec et sans baignoire - (référence : sans baignoire)	111
9.13	Illustration de la modification de la position du carter pour avoir la hauteur de jeu voulue	112
9.14	Sensibilité du rendement isentropique (adimensionné par sa valeur à $d/h = 1$) vis à vis de la hauteur de jeu	113
9.15	Evolution axiale de la création d'entropie dans la RHP en fonction de la hauteur de jeu	113
9.16	Comparaison des diagrammes TS sans et avec congés 0 : entrée THP, 1 : sortie THP, 1is : sortie THP pour détente isentropique bleu : sans congés, rouge : avec congés	115
9.17	Somme cumulative de la production d'entropie dans le canal du DHP ; sans et avec congés	115
9.18	Somme cumulative de la production d'entropie dans le canal du RHP ; sans et avec congés	116
9.19	Répartition de la production d'entropie entre les différents termes sources ; sans et avec congés	116
9.20	Coupe axiale à 98% de corde axiale du DHP Suppression du décollement en pied du DHP par le congé : augmentation de la production d'entropie par dissipation visqueuse	117
9.21	Ecart de température de paroi (%) de la pale RHP entre calcul avec et sans congés	118
9.22	Events au bord de fuite du distributeur	119
9.23	Position des conditions limites modélisant les événements	119
9.24	Domaine modélisant un événement superposé à la veine lisse	120

Table des figures

9.25	Masquage de la veine lisse pour prendre en compte la géométrie des événements	121
9.26	Répartition radiale de température totale en entrée de THP	121
9.27	Répartition radiale de température totale au bord d'attaque de la pale RHP, sans et avec événements	122
9.28	Lignes de courants à la sortie des événements du DHP	123
9.29	Ecart de température de paroi (%) de la pale RHP entre calcul avec et sans prise en compte des événements	123
9.30	Somme cumulative de la production d'entropie par transferts thermiques dans le DHP, sans et avec prise en compte des événements	124
9.31	Position des conditions limites modélisant les cavités de refroidissement. Les zones d'injection de fluide froid sont matérialisées en bleu	125
9.32	Répartition radiale de température totale au bord d'attaque de la pale RHP, sans et avec refroidissement	126
9.33	Ecart de température de paroi (%) de la pale RHP entre calcul avec et sans refroidissement	126
9.34	Répartition radiale de l'écart des pertes aérodynamiques entre les cas avec et sans refroidissement - référence : cas sans refroidissement	127
9.35	Production local d'entropie à 15% de corde axiale de la RHP	128
9.36	Evolution axiale de la somme cumulative de production d'entropie dans la RHP, avec et sans refroidissement	128
9.37	Répartition de la production d'entropie entre les différents termes sources; sans et avec refroidissement	129
9.38	Système de refroidissement externe modélisé à l'aide de la technique Chimère. Les zones d'injection de fluide froid sont matérialisées en bleu	130
9.39	Spectres des fréquences du débit en entrée de RHP	131
9.40	Ecart de température de paroi (%) de la pale RHP entre calcul sans refroidissement et avec refroidissement modélisé à l'aide de la technique Chimère	132
9.41	Lignes de courant montrant le confinement du fluide de refroidissement au niveau de l'interface entre la veine et la cavité amont de l'anneau RHP	133
10.1	Répartition radiale de température totale en entrée de la THP	136
10.2	Répartition radiale de température totale au bord d'attaque de la pale RHP	137
10.3	Ecart de température de paroi (%) de la pale RHP entre les profils A et B	137
10.4	Sensibilité du profil de Ttr en entrée de RHP au taux de turbulence pour $\frac{\mu_t}{\mu} = 275$	138
10.5	Sensibilité du profil de Ttr en entrée de RHP à $\frac{\mu_t}{\mu}$ pour $Tu = 6.86\%$	139
10.6	Sensibilité de la Ttr en entrée de la RHP vis à vis de Tu et $\frac{\mu_t}{\mu}$	140
10.7	Vue schématique des conditions limites imposées sur le domaine solide	141
10.8	Evolution de la température moyenne des surfaces couplées au cours des cycles de couplage	142
10.9	Evolution du critère de convergence \mathcal{R} au cours des cycles de couplage	143
10.10	Répartition de la production d'entropie entre les différents termes sources; sans et avec couplage thermique	145
10.11	Température de paroi de la RHP	145
10.12	Distribution radiale de température de paroi adimensionnée	146
10.13	Ecart de température (%) entre calcul adiabatique et couplé	147
10.14	Flux de chaleur à la paroi de la pale RHP	147
10.15	Distribution radiale de l'écart relatif entre température de paroi prédite par la simulation et température de paroi observée lors de l'essai de coloration	149

Liste des tableaux

I	Aérodynamique et aérothermique des turbines haute pression	1
II	Outils de simulations et méthodes d'analyses	21
4.1	Paramètres numériques des calculs RANS stationnaires	31
4.2	Conditions expérimentales pour la turbine CT3 du VKI	34
4.3	Paramètres numériques des calculs URANS	34
5.1	Conditions limites pour les calculs thermiques couplés fluide/solide	45
5.2	Cascade NASA C3X	46
5.3	Propriétés thermiques de l'ASTM310	47
5.4	Conditions expérimentales pour l'essai 158	47
5.5	Températures de références et coefficients d'échanges pour le trous de refroidissement	50
III	Application à l'étude d'une turbine haute pression de moteur d'hélicoptère	63
7.1	Critères de qualité du maillage	66
7.2	Sensibilité des performances OD vis à vis du maillage (Maillage de référence : 28 millions points)	68
8.1	Impact du modèle de turbulence sur les performances globales de la THP - écart de prédiction entre les modèle $k - l$ (référence) et $k - \omega$	92
9.1	Impact de la baignoire sur les performances globales de la RHP	103
9.2	Impact des congés sur les performances globales de la THP	114
9.3	Impact des événements sur le débit et le rendement de la THP	124
9.4	Performances globales de la RHP avec refroidissement	127
9.5	Rapport des DSP associées aux fréquences $0.8 f_{rotor}$ et f_{rotor}	131
10.1	Plage de variations de l'étude de sensibilité à la turbulence du profil de Ttr en entrée de RHP	138
10.2	Impact du couplage sur les performances globales de la RHP	144

Publications réalisées pendant la thèse

- [1] N. Gourdain, F. Wlassow, and X. Ottavy. Effect of tip clearance dimensions and control of unsteady flows in a multi-stage high-pressure compressor. *J. Turbomach.*, *in press*, 2012.
- [2] F. Wlassow, F. Leboeuf, G. Leroy, N. Gourdain, and G. Ngo Boum. Numerical investigation of high-pressure turbine environment effects on the prediction of aerothermal performances. In *ASME Conference Proceedings*, number GT2012-68143, 2012.
- [3] N. Gourdain, M. Montagnac, F. Wlassow, and M. Gazaix. High performance computing to simulate large scale industrial flows in multistage compressors. *International J. of High Performance Computing Applications*, 24(4) :429–443, 2010.
- [4] F. Wlassow, F. Duchaine, G. Leroy, and N. Gourdain. 3d simulation of coupled fluid flow and solid heat conduction for the calculation of blade wall temperature in a turbine stage. In *ASME Conference Proceedings*, number GT2010-44021, pages 723–734, 2010.
- [5] F. Wlassow, N. Gourdain, and M. Montagnac. Numerical simulation of aerodynamic instabilities in a multi-stage compressor. In *Proceedings of the 12th International Symposium on Unsteady Aerodynamics, Aeroacoustics & Aeroelasticity of Turbomachines - ISUAAAT12*, Imperial College, London United Kingdom, 2009.

Nomenclature

Lettres latines

a	vitesse du son
b	effusivité ($\sqrt{\lambda\rho C_p}$)
Bi	nombre de Biot ($\frac{hL}{\lambda_s} = \frac{\text{résistance thermique conductive}}{\text{résistance thermique convective}}$)
c_s	capacité calorifique du solide
c_p	capacité calorifique à pression constante ($c_p = \frac{\gamma r}{\gamma-1}$)
c_v	capacité calorifique à volume constant ($c_v = \frac{\gamma r}{\gamma-1}$)
C	corde d'un profil d'aube
d	hauteur de jeu
\mathbf{D}	tenseur des taux de déformation
$D_t()$	opérateur spectral de dérivée temporelle
e	énergie interne
E	énergie totale
f	fréquence
\mathbf{f}_{cen}	force centrifuge
\mathbf{f}_{cor}	force de Coriolis
h	enthalpie
	coefficient d'échange thermique convectif défini par $q_{\text{convectif}} = h(T_{\text{paroi}} - T_{\text{fluide}})$
H	hélicité ($H = \boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{V}$)
	hauteur de la veine
h/H	position par rapport à la hauteur de veine
\mathbf{I}	matrice identité
k	énergie cinétique turbulente
K	rapport d'effusivité thermique entre le fluide et le solide
\mathbf{L}	opérateur résidu numérique instationnaire
l	échelle caractéristique de la turbulence
M	nombre de Mach
\dot{m}	débit masse
N	numéro du cycle de couplage
P	pression
Pr	nombre de Prandtl ($\frac{\mu C_p}{\lambda}$)
q	flux de chaleur
Q	débit
	quantité de chaleur

Nomenclature

Q	vecteur des grandeurs conservatives
r	constante spécifique du gaz ($\frac{R_{gp}}{M}$)
R	rayon
R	résidu de la discrétisation spatiale
\mathcal{R}	critère de convergence de la température sur la surface couplée
Re	nombre de Reynolds
s	entropie spécifique
S	entropie
	abscisse curviligne
S_c	termes sources de production d'entropie par transferts thermiques
S_d	termes sources de production d'entropie par dissipation
t	temps
T	période temporelle $T = 1/f$
	température
Tu	taux de turbulence (%)
U	vecteur vitesse d'entraînement de la pale
V	volume de référence
V	vecteur vitesse absolue ($\mathbf{V} = [V_x, V_y, V_z]^T = [V_r, V_\theta, V_z]^T$)
W	travail
W	vecteur vitesse relative ($\mathbf{W} = [W_x, W_y, W_z]^T = [W_r, W_\theta, W_z]^T$)
(x, y, z)	coordonnées dans le repère cartésien
y^+	distance normale à la paroi adimensionnée
Z	nombre de pale d'une roue

Lettres grecques

α	angle de pré-rotation
	coefficient de relaxation pour la condition limite du solide lors du couplage thermique
β	période d'échange entre deux codes lors du couplage thermique
∂A	frontière du domaine A
δ_{ij}	symbole de Kronecker $\delta_{ij} = 1$ si $i = j$, 0 sinon
Δt	pas de temps
ε	taux de dissipation de la turbulence
η	rendement
ϕ	angle méridien
Φ	dissipation mécanique
γ	rapport des chaleurs spécifiques ($\frac{c_p}{c_v}$)
Γ_{fs}	interface fluide / solide
λ	conductivité thermique
μ	viscosité
Π	taux de compression
ψ	chargement de la pale ($\frac{c_p \Delta H}{U^2}$)
ρ	densité
τ	temps caractéristique
τ	tenseur des contraintes
θ	azimut

ω	pulsation $\omega = 2\pi f$ vorticité dans le modèle $k - \omega$ ($\omega \propto k/\varepsilon$) vitesse de rotation
Ω	frontière du domaine
$\mathbf{\Omega}$	vecteur vorticité $\mathbf{\Omega} = \mathbf{rot}\mathbf{V}$
ζ	coefficient de pertes $(\frac{P_{t_{entrée}} - P_{t_{sortie}}}{P_{t_{sortie}} - P_{s_{sortie}}})$

Exposants et indices

a	grandeur dans le repère absolu
s	grandeur du fluide
is	grandeur isentropique
p	grandeur à la paroi
r, θ, z	composantes respectives suivant les directions cylindriques r, θ et z
ref	grandeur de référence
r	grandeur relevée dans le repère relatif
t	grandeur statique
t	grandeur totale, grandeur turbulente
tt	grandeur totale à totale
s	grandeur du solide
x, y, z	composantes respectives suivant les directions cartésiennes x, y et z
Θ	grandeur liée aux fluctuations de température
$\overline{\phi}$	moyenne de Reynolds de ϕ
$\tilde{\phi}$	moyenne de Favre de ϕ
ϕ'	fluctuation de ϕ selon la décomposition de Reynolds
ϕ''	fluctuation de ϕ selon la décomposition de Favre
$\phi^{(n)}$	variable ϕ à l'itération n

Exposants et indices

$\Delta\phi$	discrétisation de la grandeur ϕ
$\Delta\phi$ (%)	écart relatif de la grandeur ϕ entre deux cas de calcul
$\langle \phi \rangle$	moyenne temporelle de ϕ

Acronymes

BDF2	2 nd order Backward Difference Formula <i>Formule des différences finies rétrograde au second ordre</i>
BPF	Blade Passing Frequency <i>Fréquence de passage des aubes</i>
CERFACS	Centre Européen de Recherche et de Formation Avancée en Calcul Scientifique
CFD	Computational Fluid Dynamics <i>Mécanique des fluides numérique</i>
CFL	Nombre de Courant-Friedrich-Levy
DHP	Distributeur Haute Pression

Nomenclature

DNS	Direct Numerical Simulation <i>Simulation Numérique Directe</i>
DSP	Densité Spectrale de Puissance
DTS	Dual Time Stepping <i>Méthode à pas de temps dual</i>
<i>elsA</i>	Ensemble logiciel pour la simulation en aérodynamique
ECL	École Centrale de Lyon
HDR	Habilitation à Diriger des Recherches
LE	Leading edge <i>Bord d'attaque</i>
LES	Large Eddy Simulation <i>Simulation aux grandes échelles</i>
LMFA	Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustiques de l'ECL
LU	Lower-Upper <i>Supérieure-inférieure (matrice)</i>
MARS	Module d'Analyse du Résidu
NS3D	Navier-Stokes 3D
ONERA	Office National d'Études et Recherches Aérospatiales
PS	Pressure Side <i>Intradors</i>
RANS	Reynolds-Averaged Navier-Stokes <i>Équations de Navier-Stokes moyennées</i>
RHP	Rotor Haute Pression
SS	Suction Side <i>extrados</i>
(S)SOR	(Successive) Symmetric Over-Relaxation <i>Sur-Relaxations symétriques (successives)</i>
TE	Trailing Edge <i>Bord de fuite</i>
THP	Turbine Haute Pression
URANS	Unsteady RANS <i>RANS instationnaire</i>

Introduction

Contexte

Une des grandes avancées du XX^{ème} siècle est l'acquisition par l'homme de la maîtrise du ciel grâce aux nombreuses innovations technologiques. Ainsi, l'aviation s'est rapidement développée pour devenir le second mode de transport de personnes derrière le transport routier. Pour le transport aérien de masse, l'avion a supplanté tous les autres types d'aéronefs (dirigeables, hydravions ...). Parallèlement l'hélicoptère a également pu se développer grâce à sa grande flexibilité d'utilisation qui permet de réaliser des missions inaccessibles à l'avion. Son aptitude à effectuer un vol stationnaire lui permet d'accéder rapidement à des zones difficiles d'accès. Ceci rend cette machine précieuse dans de nombreux domaines tels que la sécurité civile (évacuations sanitaires, secours en montagne ...), la police, le transport de marchandises dans des zones d'accès difficile (plateforme pétrolière, chantier en montagne ...) ou encore dans le domaine militaire.

Le concept de l'hélicoptère remonte à très loin dans le temps (les chinois faisaient voler des jouets en forme de rotor d'hélicoptère, Léonard de Vinci a esquissé un prototype d'hélicoptère vers 1480) mais c'est seulement à partir de 1907 que les premiers vols stationnaires sont réalisés, notamment avec les machines conçues par Leger, Breguet ou Cornu. Alors que le premier vol officiel en circuit fermé d'un kilomètre est réalisé en avion par Henri Farman en janvier 1908, il faut attendre 1924 pour que le premier kilomètre en circuit fermé soit réalisé avec un hélicoptère par Étienne Oehmichen. Ce vol a été rendu possible grâce à la maîtrise acquise dans le domaine des commandes de vol pour hélicoptère qui était l'un des principaux frein à son développement. Le dernier verrou technologique, relatif à la motorisation, cède au début des années 1950, ouvrant la voie de la démocratisation pour l'hélicoptère : en 1951, le Kaman K-225, équipé d'une turbine à gaz Boeing 502¹, effectue son premier vol. Cette nouvelle motorisation offre de bons rapports poids/puissance et une grande fiabilité, et permet ainsi de développer des hélicoptères plus lourds, plus sûrs et pouvant voler dans des conditions extrêmes. En 1955, l'Allouette II développé par la SNCASE et motorisé par une turbine Artouste de Turbomeca, devient le premier hélicoptère à turbine à gaz construit en série.

Depuis, la turbine à gaz s'est imposée comme la principale motorisation des hélicoptères. Pour cette application particulière, les turbines à gaz doivent être compactes et légères. Entre la turbine Artouste et celles construites de nos jours, de nombreuses innovations techniques ont permis d'améliorer leurs performances dans ce cadre particulier : la masse des moteurs a

1. Les moteurs à piston alors utilisés ne sont pas assez puissants et sont trop lourds et encombrants pour concevoir des machines intéressantes opérationnellement. Une industrie se développe néanmoins au moment de la seconde guerre mondiale du fait des atouts que peut apporter militairement l'hélicoptère.

Introduction

été diminuée de moitié, la consommation réduite de 40%, les taux de compressions doublés, la température en entrée de turbine augmentée de 300 ° C et les révisions ont été espacées (toute les 300 heures de fonctionnement en 1960, à plus de 3000 heures aujourd'hui). Parmi ces innovations, on peut noter le passage, dans les années 1970, des moteurs à turbine liée (le compresseur, les turbines et l'arbre de transmission sont solidaires) aux moteurs à turbine libre (la turbine haute pression entraîne le compresseur et forme, avec la chambre de combustion, le générateur de gaz ; la turbine libre entraîne les rotors via la boîte de transmission principale). Toujours dans les années 1970, les premiers compresseurs centrifuges évolutifs apparaissent (auparavant les aubages des rouets ne comportaient pas de courbures radiales) et permettent une amélioration des taux de compression et du rendement. Dans les années 1980, les turbines à pales rapportées sont introduites : les pales sont usinées séparément du disque et y sont fixées via un pied de sapin. Ceci permet l'utilisation de matériaux adaptés aux contraintes spécifiques rencontrées par les deux éléments (contraintes thermiques élevées pour les pales et contraintes mécaniques élevées pour le disque).

Parallèlement, les outils de simulation numérique se développent à partir des années 1970. Ces outils permettent aux ingénieurs de multiplier les solutions techniques à évaluer tout en réduisant les délais de conceptions. Les solutions finalement retenues sont montées sur banc d'essai pour être validées. L'utilisation de ces nouveaux outils a, par exemple, permis d'améliorer encore le dessin des aubages, et ainsi d'augmenter encore le taux de compression des compresseurs centrifuges au point de pouvoir passer, sur certains moteurs (Arrius), d'un compresseur centrifuge bi-étage à un compresseur centrifuge mono-étage.

Enjeux industriels et scientifiques

Du fait des niveaux de températures rencontrés, la turbine haute pression est un composant critique des turbines à gaz. En particulier, la prédiction de la durée de vie des pales du rotor haute pression (destruction par fluage²) nécessite une estimation très précise du niveau de température. De plus, les pales de rotor ne disposent pas toujours de systèmes de refroidissement interne (les turbines Turbomeca en particulier).

Les difficultés tiennent en ce que les écoulements rencontrés dans les turbines haute pression sont complexes : 3D, turbulents, instationnaires et peuvent être fortement affectés par des effets technologiques (jeu en sommet de pale, baignoire, ventilations de refroidissement, congés de raccordement ...) et la compacité des moteurs (interactions importantes entre composants). Par exemple, les hétérogénéités en température en sortie de chambre de combustion ont un impact direct sur le fonctionnement de la turbine ou encore, les instationnarités dans les machines sont importantes à cause d'un espace inter-roues de plus en plus réduits et d'aubages de plus en plus chargés.

L'amélioration des performances des turbines haute pression et de leur durée de vie passe donc par une meilleure compréhension de ces phénomènes. En particulier, les ingénieurs doivent être capable de prédire correctement l'écoulement au sein de ce composant ainsi que sa température, ce qui permettra de réduire les marges de sécurité prises lors de la conception. Pour cela, il faut disposer d'outils numériques avancés ainsi que d'un savoir faire permettant de traiter l'ensemble des problématiques rencontrées dans la turbine haute pression, notamment les problèmes multiphysiques (couplage thermique fluide / solide). Ces outils, basés sur la CFD, produisent une grande quantité d'informations qu'il faut être capable de traiter rigoureusement en développant

2. Le fluage est la déformation irréversible d'un matériau, au cours du temps, sous l'effet de contraintes mécaniques et thermiques

des méthodes d'analyses pertinentes. L'ensemble des outils et méthodes développés doit en outre pouvoir être pérennisé et enrichi notamment dans un cadre industriel.

Organisation du mémoire

Ce mémoire est organisé en trois parties principales.

La première partie présente les principes généraux nécessaires à la compréhension du sujet de cette thèse. Dans le premier chapitre, le principe de fonctionnement des turbomachines est introduit ainsi que les spécificités liées à la turbine haute pression. Ensuite, le deuxième chapitre propose une synthèse bibliographique traitant de l'influence de l'environnement de la turbine haute pression sur ses performances aérodynamiques et aérothermiques. Cette première partie se conclut sur le positionnement de la thèse par rapport à la littérature.

Dans la deuxième partie, les outils numériques et les méthodes d'analyses développés pour traiter la problématique sont présentés. Tout d'abord, le principe de la simulation numérique des écoulements 3D ainsi que les méthodologies utilisées sont détaillés. Le deuxième chapitre décrit la méthodologie mise en place pour résoudre les problèmes de transferts thermiques conjugués ainsi que sa validation sur un cas académique. Enfin, le dernier chapitre de cette partie présente la méthode d'analyse retenue pour extraire les informations pertinentes des simulations numériques.

La troisième partie décrit l'application des outils présentés dans la partie 2, au cas d'une turbine haute pression industrielle. Le premier chapitre de cette partie s'intéresse à l'étude de l'écoulement d'un cas de référence, sans effets technologiques et sans transferts thermiques afin de comprendre le lien entre la nature de l'écoulement et les performances aérodynamiques d'une part et la température de paroi du rotor d'autre part. Sur la base de ce cas de référence, les chapitres suivants détaillent l'influence de différents paramètres sur les performances aérodynamiques et aérothermiques de la turbine haute pression. En particulier, le deuxième chapitre analyse l'impact de la modélisation de la turbulence et des propriétés physiques du fluide. Dans le troisième chapitre, ce sont les effets technologiques (baignoire, congés de raccordement, refroidissement externe ...) qui sont étudiés. Le dernier chapitre s'intéresse à l'influence de la modélisation de l'interface chambre de combustion / turbine et du couplage thermique fluide / solide sur la pale du rotor haute pression.

La conclusion fournit, au delà des nouveaux outils ou méthodologies disponibles qui sont rappelés, une synthèse des principaux enseignements que l'on peut tirer de ce travail, notamment en regard de ce qui existe dans la littérature. Il s'agit en quelque sorte de tracer quelques règles essentielles à prendre en compte dans la mesure du possible dans les conceptions.

En dernier lieu, un éventail de perspectives, pour la suite de ce travail est donné.

Première partie

Aérodynamique et aérothermique des
turbines haute pression

Chapitre 1

Contexte

Sommaire

1.1 Généralités sur les turbomachines	3
1.2 Les turbines haute pression	4

1.1 Généralités sur les turbomachines

Une turbomachine est un système qui permet un transfert d'énergie entre un écoulement fluide et un ensemble d'aubages tournant. La partie mobile, le rotor, modifie l'enthalpie totale, la pression totale et l'énergie cinétique du fluide en y apportant ou récupérant le travail des forces aérodynamiques sur les aubes lié au mouvement de rotation dans le fluide. La partie fixe, le stator, adapte la giration de l'écoulement pour les roues suivantes et agit telle une tuyère convergente ou divergente pour modifier la pression totale et l'énergie cinétique du fluide. Ces variations d'énergie s'accompagnent d'une modification de la pression et de la température statique dans le système. Un compresseur exerce un travail sur le fluide tout en le comprimant. Une turbine récupère un travail du fluide tout en diminuant sa pression.



Figure 1.1 – Turbomachine dans un moteur Turbomeca

Les turbomachines ont des applications multiples. On peut citer par exemple les systèmes de propulsion (aéronautiques, maritimes ou terrestres), les turbines de puissance (hydrauliques, à vapeurs ou à gaz), les systèmes de climatisation ou encore les éoliennes. Ce dernier cas est un exemple de turbomachine ouverte, comme les hélices. Ces dernières agissent sur une quantité de fluide indéterminée au contraire des turbomachines fermées qui agissent sur une quantité de fluide déterminée que l'on peut mesurer via un débit. Au sein des turbomachines fermées on peut également différencier les machines selon que l'écoulement principal au sein de la turbomachine soit axial ou radial.

Dans la suite de ce document nous nous intéresserons uniquement aux turbines axiales.

1.2 Les turbines haute pression

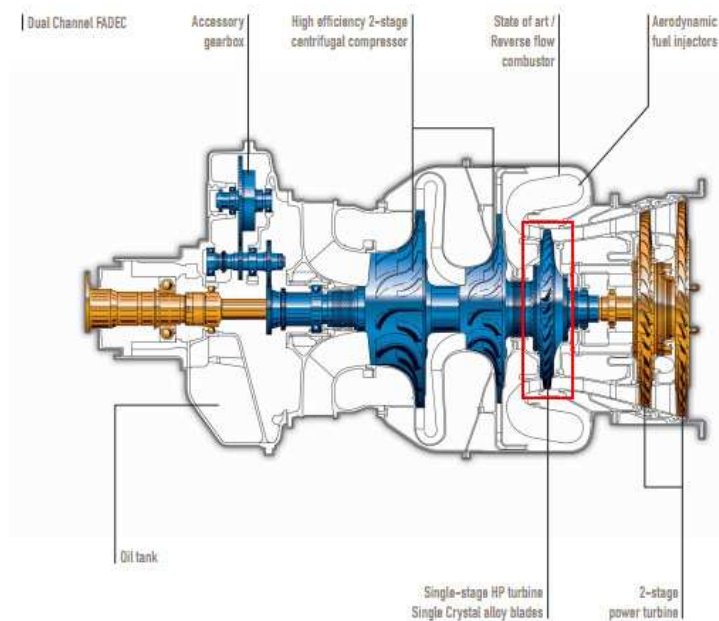


Figure 1.2 – Turbine haute pression (cadre rouge) dans un moteur Ardiden 3G

Le principe de fonctionnement de la turbine haute pression (THP) est brièvement expliqué dans ce paragraphe. Pour plus de détails, on pourra se référer aux ouvrages de Horlock [77], Mattingly [110] ou Lakshminarayana [94].

Dans un turbomoteur, la THP se situe juste derrière la chambre de combustion (Fig. 1.2). Elle a pour but d'extraire une partie de l'énergie apportée au fluide par la combustion et de la transformer en énergie mécanique afin d'entraîner l'arbre principal qui permet de faire tourner le compresseur haute pression. Dans la partie fixe, le stator ou distributeur, le fluide est accéléré tout en diminuant sa pression statique et en augmentant sa vitesse tangentielle afin de diriger l'écoulement dans le sens de rotation de la turbine. L'écoulement ainsi dévié génère un couple sur l'arbre principal du moteur du fait des efforts aérodynamiques appliqués par le fluide sur les pales du rotor.

La conception aérodynamique des aubes et pales de la turbine est facilitée par le gradient de pression favorable présent dans la turbine. Ainsi il est possible d'obtenir de fortes déviations, des gradients de pression importants et une variation d'énergie importante sans risquer de décollements. Cependant du fait du travail récupéré important et des températures élevées qui sont mises en jeu, les contraintes thermo-mécaniques subies par les aubages sont très importantes et elles participent, avec les performances aérodynamiques, à la définition du dessin des aubes. La durée de vie des aubes et pales de la THP est directement liée à la température du fluide dans la turbine. De plus la température en entrée de THP n'a cessé d'augmenter au cours des années afin d'améliorer les rendements thermodynamiques des turbines à gaz et la puissance récupérée sur l'arbre par la turbine. Ainsi les niveaux de températures rencontrés en entrée de THP sont généralement supérieurs à la température de fusion des matériaux utilisés pour les aubages. Il est donc indispensable d'utiliser des techniques de refroidissement optimisées afin de pénaliser le moins possible le rendement du moteur. Le problème de durée de vie est particulièrement critique pour les pales du rotor haute pression car du fait des contraintes mécaniques et thermiques, le risque de fluage est important et est la principale raison de casse des pales. Une différence d'une

dizaine de Kelvin sur la température des pales du rotor haute pression peut diviser la durée de vie par deux. Ceci montre l'importance de disposer de méthodes de prédiction précises.

Chapitre 2

Influence de l'environnement de la turbine haute pression

Sommaire

2.1	Interaction chambre de combustion / turbine	7
2.2	Écoulements secondaires	9
2.3	Phénomènes de ségrégation	11
2.4	Effets technologiques	12
2.4.1	Jeu	12
2.4.2	Baignoire	13
2.4.3	Congés de raccordement	14
2.4.4	Ventilations	14
2.4.4.1	Refroidissement provenant des aubes du distributeur	14
2.4.4.2	Refroidissement par cavités inter-disques	15
2.5	Transferts thermiques conjugués	17

Comme on vient de le voir, la température est un paramètre clé au niveau de la conception de la THP. Or la prédiction des niveaux de température dans la THP n'est pas aisée, que ce soit de façon expérimentale (environnement agressif aux conditions usuelles d'opération) ou par le biais de simulations numériques. En effet, l'environnement entourant la THP est relativement complexe comme le montre la Fig. 2.1, et les interactions avec cet environnement doivent être prises en compte afin d'évaluer les performances aérothermiques de la THP.

Dans ce chapitre nous étudions, d'un point de vue bibliographique, les différents éléments de l'environnement de la THP pouvant impacter ses performances tant d'un point de vue aérodynamique que thermique. Nous considérons successivement l'impact :

1. de l'interaction chambre de combustion / turbine
2. des écoulements secondaires
3. du phénomène de ségrégation
4. des effets technologiques
5. des transferts thermiques conjugués

2.1 Interaction chambre de combustion / turbine

Les turbomoteurs et turbines d'hélicoptères modernes étant relativement compacts, afin de limiter l'encombrement et la masse du moteur, les interactions entre les différents composants

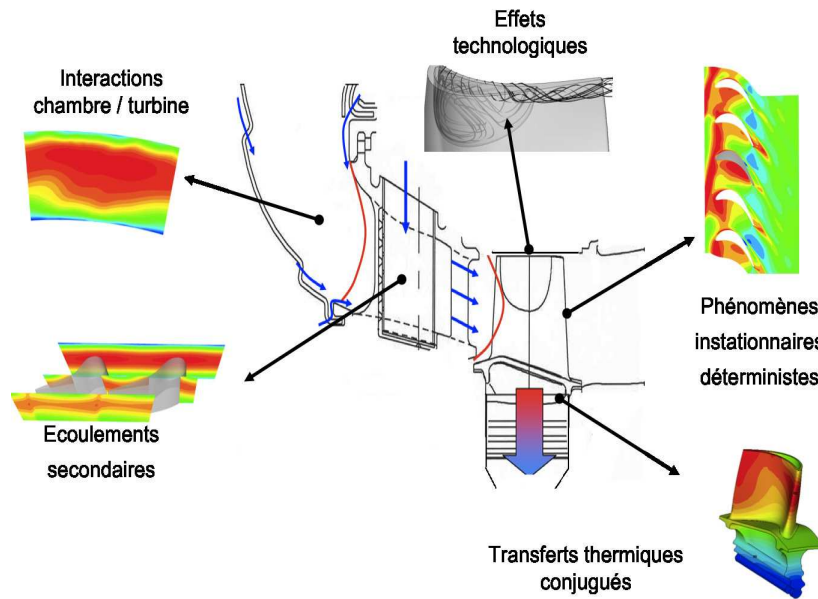


Figure 2.1 – Environnement de la turbine haute pression

sont de plus en plus fortes. En particulier l'interaction entre la chambre de combustion et la THP. Cependant mise à part pour des chambres de combustion expérimentales [26], il existe peu de mesures détaillées des champs aérodynamiques et thermiques en sortie de chambres de combustion industrielles. Il est donc nécessaire de se reposer sur des simulations numériques [34, 33]. Ces dernières montrent que l'écoulement entrant dans la turbine est fortement hétérogène. En effet, le champ thermique en sortie de chambre de combustion présente de forts gradients tant radiaux qu'azimutaux formant une zone de fortes températures appelée "point chaud". L'existence du point chaud est liée au nombre fini d'injecteurs, à la dilution des films de refroidissement et au mélange imparfait dans la chambre de combustion.

Les points chauds ont un impact direct sur les transferts thermiques dans la THP ; c'est pourquoi leur influence a été étudiée de façon extensive, notamment expérimentalement. En utilisant des simulateurs de chambres de combustion, il est possible de créer des écoulements présentant des gradients radiaux et azimutaux de température [37, 124, 106]. Ces études ont permis de mettre en évidence une migration du point chaud lors de son passage dans le canal du rotor. Cette migration entraîne un échauffement plus important des parois intrados par rapport aux parois extrados des pales du rotor. Ce phénomène sera détaillé section 2.3.

Dans le cas de points chauds comportant des gradients azimutaux important, le clocking entre les aubes du distributeur et le point chaud doit être pris en compte. En effet, le fait d'aligner le point chaud sur le bord d'attaque du distributeur au lieu de l'aligner sur le centre de la veine, entraîne une diffusion plus importante du point chaud [82] ; ceci permet de limiter les gradients de température dans le rotor. La contrepartie c'est une augmentation des transferts thermiques sur les aubes du distributeur, en particulier sur les parois extrados [124].

Cependant l'interaction entre la chambre de combustion et la turbine ne se limite pas aux gradients de température. Ainsi en sortie de chambre, il existe également un gradient de pression totale dû au développement des couches limites sur les parois de la chambre de combustion ainsi qu'aux films de refroidissement [19, 20]. Ces derniers peuvent générer des profils de pression

totale comportant des points d'inflexion [19]. Or les gradients jouent un rôle prépondérant dans la formation des écoulements secondaires (cf section 2.2).

Enfin le caractère instationnaire et turbulent de l'écoulement en sortie de chambre de combustion a également un impact sur les performances de la THP, que ce soit au niveau de la génération de bruit [102], des transferts thermiques [127], des problèmes de transition [25, 13] ou bien du transport de point chaud. Jenkins *et al* [81] ont montré que plus le taux de turbulence était important en entrée de THP, plus le point chaud se diffusait (réduction de la température maximale et étalement radial et azimutal) dans le distributeur.

2.2 Écoulements secondaires

Les écoulements secondaires sont des écoulements dus à l'interaction entre la viscosité et les gradients de pression statique, et qui se superposent à un écoulement principal. Ce dernier correspond à un écoulement régi par les équations d'Euler (sans viscosité) qui est facilement prédictif. Un écoulement secondaire naît de la différence de vitesse entre les zones saines de l'écoulement et les couches limites. Afin de maintenir l'équilibre entre les forces de pression et centrifuges, le rayon de courbure de la trajectoire des particules de faibles vitesses (couche limite) est plus petit. Ceci entraîne un dérapage des couches limites moyeu et carter de l'intrados d'une aube vers l'extrados de la suivante. Il apparaît donc un écoulement transverse dans le canal de la turbomachine (et donc une vitesse transverse) qui, afin d'assurer l'équation de continuité, introduit également une vitesse radiale formant ainsi un écoulement tourbillonnaire : le tourbillon de passage.

De nombreuses études expérimentales ou numériques, que Sieverding [140] et Langston [96] ont résumé, ont permis d'avoir une idée de la forme qualitative de ces écoulements. Une vue schématique est présentée sur la Fig. 2.2 tirée de [157]. Plusieurs tourbillons aux origines diffé-

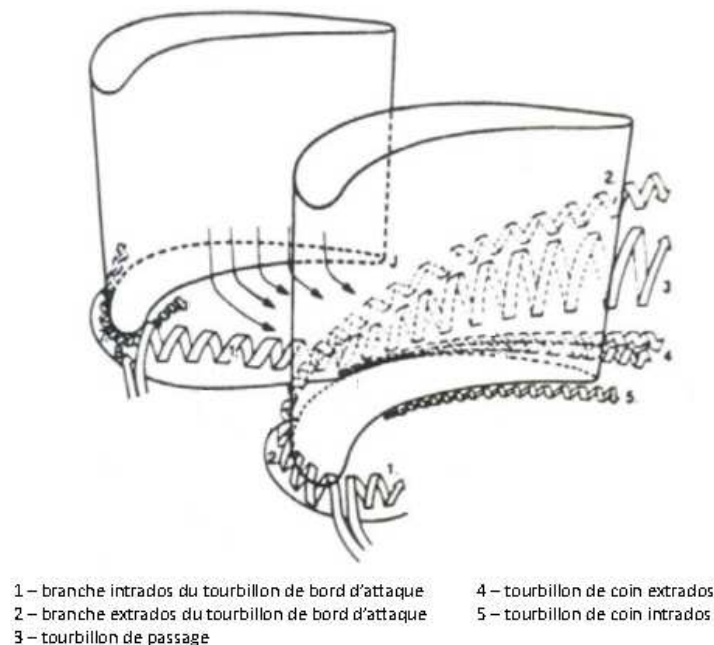


Figure 2.2 – Vue schématique des écoulements secondaires en turbine - tirée de Wang *et al* [157]

rentes sont visibles. Le tourbillon le plus développé et le plus intense est le tourbillon de passage

qui est du au dérapage des couches limites du moyeu (ou du carter) sous l'effet du gradient de pression transverse allant de l'intrados à l'extrados. Si le bord d'attaque des pale est relativement épais, alors un décollement 3D des couches limites au niveau du bord d'attaque apparaît. Ce décollement induit un tourbillon en fer à cheval qui se sépare en une branche intrados et une branche extrados. La branche extrados reste près de la pale alors que la branche intrados traverse le canal sous l'effet du gradient de pression transverse. Dans certain cas particuliers, on peut également voir apparaître des tourbillons de coin.

Les écoulements secondaires sont synonymes de pertes et nuisent donc aux performances de la THP, ainsi Sharma et Butler [137] estiment qu'ils sont responsables de 30 à 50% des pertes aérodynamiques dans un étage de turbine. Cependant, ils peuvent avoir également un effet bénéfique en participant aux mélanges au sein de l'écoulement et en diminuant les gradients de température par exemple.

Comme on le voit, la génération des écoulements secondaires dans la THP est due à la présence des couches limites venant de la chambre de combustion (pour le distributeur) ou du distributeur (pour le rotor). D'où l'importance de prendre en compte correctement l'interface entre la THP et la chambre de combustion. Il faut donc prendre en compte le gradient radial de pression totale, qui traduit la présence de couches limites, pour capturer correctement la génération d'écoulement secondaire. De nombreux travaux, tels que ceux de Hawthorne [69], Horlock *et al* [78] ou Lakshminarayana *et al* [95], ont permis de décrire les équations de génération de vorticité secondaire et ont montré que dans un distributeur le gradient radial de pression totale était la source de la génération de vorticité longitudinale.

La prise en compte du gradient radial de pression totale en entrée de THP permet donc d'étudier la migration du point chaud, c'est-à-dire la redistribution de température du fait des écoulements secondaires, dans le distributeur. Schwab *et al* [134] et Stabe *et al* [148] ont observé expérimentalement que la prise en compte du gradient de pression totale modifiait la distribution de température en sortie d'un distributeur représentatif de celui d'une THP. Plus précisément, comparativement à une expérience sans gradient de pression totale en entrée, une modification du champ de température est observée au niveau des coins entre moyeu (carter) et l'aube, soit au niveau des zones d'influence des écoulements secondaires. De même, Barringer *et al* [20] ont vérifié expérimentalement qu'en augmentant l'intensité du gradient de pression totale en entrée d'un étage de turbine, on observe en sortie du distributeur une redistribution radiale de température plus importante.

En se basant sur les équations de génération de vorticité secondaire [69, 78, 95], il est possible d'identifier les différents termes jouant un rôle prépondérant dans la génération des écoulements secondaires et de les limiter. Ainsi Prasad et Hendricks [125] ont montré à l'aide d'une étude numérique qu'il était possible de modifier la migration du point chaud dans le rotor d'une THP en jouant sur la répartition radiale de l'angle de giration en sortie du distributeur. La modification de l'angle de giration permet d'accentuer ou de réduire l'intensité des écoulements secondaires conformément à ce que les équations de transport de vorticité prévoient.

Il apparait donc important, d'une part de bien prendre en compte le gradient de pression totale en entrée de THP et d'autre part de capturer de façon précise les écoulements secondaires afin de prédire correctement les pertes de la turbine et d'obtenir la bonne distribution de température dans la turbine.

Numériquement, un moyen de visualiser ces écoulements secondaires est d'utiliser l'hélicité [116] définie par l'Eq. 2.1. L'hélicité permet de visualiser la vorticité qui est alignée avec l'écoulement principal et donc le transport des tourbillons secondaires par l'écoulement principal.

$$H = \Omega \cdot \mathbf{V} \quad (2.1)$$

2.3 Phénomènes de ségrégation

La prise en compte précise de l'interface entre distributeur et rotor est très importante pour prédire correctement le chargement thermique dans le rotor. En effet, au passage de cette interface, on observe une migration préférentielle du point chaud vers les parois intrados de la pale rotor et des sillages vers la paroi extrados. Ce phénomène, dit de ségrégation et qui fut observé expérimentalement par Butler *et al* [37] et expliqué par Kerrebrock et Mikolajczak [88], tient à la composition des vitesses due à la rotation du rotor. La figure 2.3 montre lorsqu'on effectue la composition des vitesses dans le stator avec la vitesse d'entraînement du rotor, on voit apparaître dans le référentiel de la roue mobile une vitesse de glissement positive (respectivement négative) dirigée vers l'intrados (respectivement extrados) de la pale pour les zones de l'écoulement ayant une vitesse plus importante (respectivement plus faible) que l'écoulement moyen. Or en sortie du distributeur, le Mach étant constant, les gaz chauds (point chaud) ont une vitesse plus importante (vitesse du son plus grande) au contraire des gaz froids. Les gaz chauds vont donc migrer vers la paroi intrados de la pale du rotor alors que les gaz froids et les sillages (vitesse plus faible également) vont migrer vers la paroi extrados.

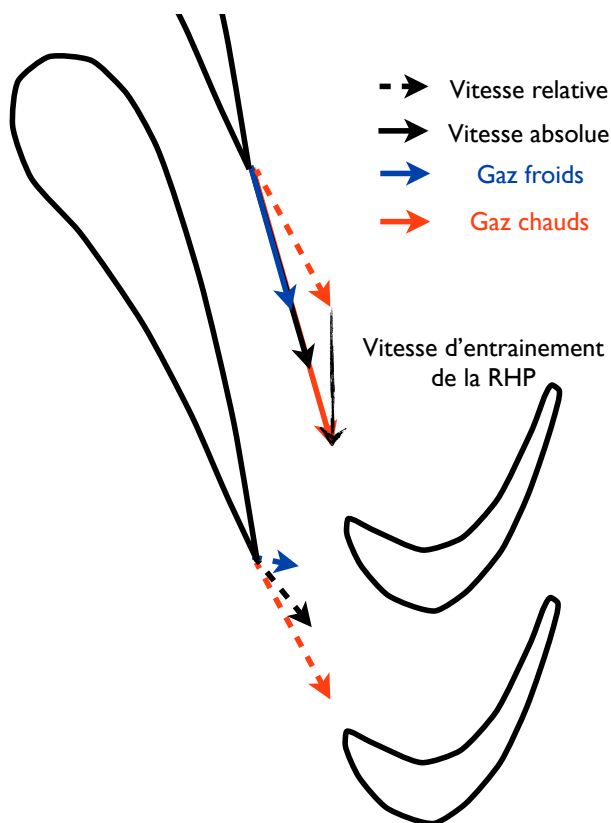


Figure 2.3 – Effet de ségrégation

Afin de prendre en compte ce phénomène lors d'une simulation numérique, il est nécessaire de prendre en compte le caractère instationnaire du problème. En effet, une approche stationnaire ne permet pas de prendre en compte le mouvement relatif entre les roues et donc de prédire les vitesses de glissement du point chaud et du sillage par rapport à l'écoulement moyen. Le recours

à des simulations RANS instationnaires, prenant en compte le mouvement relatif entre les roues, permet de bien capturer ce phénomène [133], ainsi Dorney *et al* [48], de même que Takahashi et Ni [150] ont reproduit l'expérience de Butler *et al* [37] avec succès.

L'effet de ségrégation du point chaud peut être limité en alignant le point chaud avec le distributeur, lorsque le clocking point chaud / distributeur le permet, afin que les vitesses de glissement du point chaud et du sillage se compensent. Ceci permet de limiter la migration du point chaud vers la paroi intrados de l'aube et ainsi d'équilibrer le chargement thermique entre les parois intrados et extrados [49, 151].

2.4 Effets technologiques

Les THP présentent des singularités géométriques telles que les congés de raccordement entre les aubages et les méridiennes internes ou externes, les événements du distributeur servant au refroidissement de la turbine, le jeu et la baignoire éventuelle de la pale rotor ou encore les ventilations au niveau de la roue mobile. Tous ces effets technologiques peuvent avoir un impact sur les performances aérothermiques de la turbine haute pression. Dans un souci de qualité de la modélisation, il est important de prendre en compte ces effets.

2.4.1 Jeu

Afin de permettre la rotation des pales de la roue mobile, il existe un jeu entre celles-ci et le carter. Au niveau de ce jeu, il se développe un écoulement transverse allant de l'intrados à l'extrados de la pale et piloté par la différence de pression entre ces surfaces. C'est l'écoulement de jeu. Pour des pales relativement épaisses, il apparaît généralement une couche de cisaillement du fait du décollement de l'écoulement sur le coin intrados [72]. Sur la majorité de la corde, excepté près du bord de fuite, l'écoulement se rattache avant de s'enrouler sur le coin extrados pour donner naissance au tourbillon de jeu (Fig. 2.4). En turbine, ce tourbillon sort de la zone

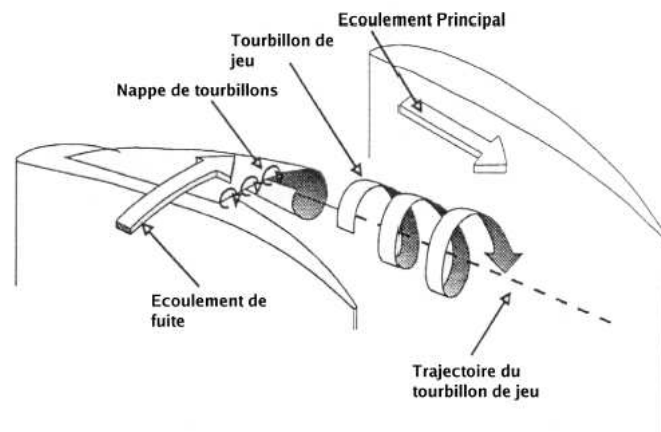


Figure 2.4 – Tourbillon de jeu - tiré de [100]

de jeu dans la seconde moitié de la corde axiale [111] et du fait du sens de rotation de la turbine, il reste confiné près de l'extrados tout en se développant.

L'écoulement de jeu est générateur de fortes pertes, qui sont principalement liées aux pertes de mélange (interaction du tourbillon avec l'écoulement principal) et au décollement dans le

jeu [27, 159, 111].

L'écoulement de jeu n'est pas seulement pénalisant du fait des pertes qu'il impose mais également parce qu'il génère de forts transferts thermiques en sommet de pale. Ces forts transferts thermiques sont observés dans les zones correspondant aux plus forts débits de jeu et généralement au niveau de la zone de rattachement de l'écoulement de jeu [36, 9]. Azad *et al* [17] ont également montré que les transferts thermiques augmentaient avec l'augmentation de la taille du jeu.

Enfin on peut également noter que les points chauds qui s'agglomèrent près de l'intrados (Sec. 2.3), sont en partie transportés de l'intrados vers l'extrados par l'écoulement de jeu et alimentent en gaz chaud le tourbillon de jeu [50].

2.4.2 Baignoire

Dans le rotor de turbine haute pression, du fait des dilatations thermo-mécaniques, la hauteur de jeu en sommet de pale varie [152]. Ce phénomène peut endommager la turbine si le sommet de pale vient à accrocher la paroi du carter. Une solution pour limiter la dilatation de la pale, est d'enlever de la masse près du sommet de pale en réalisant une baignoire et en limitant ainsi les efforts centrifuges dans le métal.

On observe généralement que la présence d'une baignoire permet de réduire l'écoulement de jeu et ainsi de diminuer les pertes qui lui sont associées [10] (et ainsi d'améliorer le rendement de la roue). Ameri *et al*[10] ont également montré que la baignoire modifiait l'écoulement de jeu et faisait apparaître deux tourbillons de séparation au niveau de la baignoire. L'un suivant la paroi intrados de la cavité avant de sortir côté intrados près du bord de fuite, un autre plus important apparaissant au bord d'attaque et traversant la cavité pour impacter le côté extrados de celle-ci avant de sortir dans la zone du tourbillon de jeu. Cependant, cette description n'est pas universelle et peut dépendre des conditions d'opération de la turbine et/ou de la géométrie de la pale et de la baignoire. Par exemple, Ginibre [59] a observé un écoulement de jeu différent où le tourbillon suivant la paroi intrados de la cavité est finalement éjecté côté extrados et non intrados. Les tourbillons qui se développent dans la cavité tendent à réduire les pertes de la roue mobile. En effet, d'une part ils pompent une partie de l'écoulement de jeu près du bord d'attaque et le ré-injecte dans le tourbillon de jeu uniquement près du bord de fuite [115]. D'autre part, en se développant dans la cavité, ces tourbillons entraînent un blocage aérodynamique qui diminue le débit de jeu [115, 161] et limite les pertes de mélange associées [89]. Globalement, la baignoire augmente les pertes de charges dans le jeu mais en même temps, en réduisant le débit traversant le jeu, le mélange dans le canal principal, associées au tourbillon de jeu, est réduit. Ceci se traduit par une diminution des pertes de charge de la roue.

De plus, la présence d'une baignoire modifie le chargement thermique au sommet de la pale. Ainsi, plusieurs études ont été menées expérimentalement [16, 93, 92] ou numériquement [10, 115, 92]. Elles ont montré que les zones de fort transferts thermiques étaient déplacées avec la présence d'une baignoire. Ainsi on trouve les plus fort transferts thermiques là où le fluide vient impacter le fond de la baignoire, c'est-à-dire près du bord d'attaque [16, 10]. On a également de forts transferts thermiques sur les rebords de la baignoire où l'écoulement de jeu entre et ressort de la cavité. Cependant, comme l'ont montré Mischo *et al* [115], la géométrie de la baignoire a une influence importante sur la topologie des transferts thermiques. Ainsi pour des baignoires couvrant la majorité de la surface du sommet de la pale (allant du bord d'attaque au bord de fuite avec des bords peu épais) [10, 115, 92], on a également un fort transfert thermique en fond de baignoire le long de la paroi intrados sur la première moitié de corde axiale. Pour des baignoires n'allant pas jusqu'au bord de fuite, on voit plutôt de forts transferts thermiques dans

la zone de bord de fuite où il n'y a pas de cavité [16, 115]. En effet, l'écoulement de jeu étant bloqué dans la zone de la cavité, il est plus important dans la zone du bord de fuite. Globalement, les différentes études s'accordent sur une diminution du transfert thermique global sur le sommet de pale en présence d'une baignoire. Comme pour les cas sans baignoire, plus le jeu est faible, plus les transferts thermiques sont faibles.

Il faut également noter que dans les études citées ci-dessus, les baignoires considérées sont généralement peu profondes (1,5 fois l'épaisseur du jeu au maximum) en comparaison des baignoires des moteurs Turbomeca. Mais généralement, on remarque que augmenter la profondeur de la baignoire permet de diminuer globalement le chargement thermique du sommet de pale [35, 114].

2.4.3 Congés de raccordement

Les congés de raccordements sont des surfaces courbes faisant la jonction au niveau des coins entre les surfaces des aubes et les méridiennes externes (moyeu, carter). Ils sont inhérents à la fabrication de la pièce. Ils ont été étudiés afin d'optimiser leur forme notamment dans la zone du bord d'attaque. Selon la forme utilisée, ils peuvent réduire [139], voire supprimer complètement [139] les écoulements secondaires et ainsi réduire les pertes aérodynamiques associées. Cependant, leur présence induit un blocage supplémentaire près des méridiennes externes et tendent à dévier l'écoulement en direction de la mi-hauteur de veine induisant un mélange supplémentaire du tourbillon de passage avec l'écoulement principal. Ceci se traduit par une diminution du rendement de la THP [139].

2.4.4 Ventilations

Pour les THP intéressant cette étude, seules les aubes du distributeur ont un système de refroidissement interne leur permettant de résister aux températures mises en jeu. Ce système n'est pas étudié ici et on ne s'intéressera pas à la thermique du distributeur. Par contre, la pale du rotor n'est pas refroidie par un système interne et est donc plus susceptible d'être endommagée à la suite d'un chargement thermique trop important. On utilise donc des systèmes de refroidissement qui visent à introduire du fluide froid dans l'écoulement en amont de la pale rotorique afin de réduire le chargement thermique sur celle-ci.

2.4.4.1 Refroidissement provenant des aubes du distributeur

Deux types de ventilations permettent de refroidir indirectement les pales du rotor de la THP. La première correspond au refroidissement par film et au refroidissement de bord de fuite des aubes du distributeur qui sont transportés dans l'écoulement et agissent sur la thermique de la pale du rotor. En effet, le fluide de refroidissement du distributeur a tendance à réduire l'intensité du point chaud en sortie du stator. D'autant plus si le point chaud est aligné avec les aubes du distributeur [83]. On observe donc une réduction globale des transferts thermiques et de la température sur les pales du rotor mais de façon plus importante sur les parois extrados alors que l'intrados est peu affecté [129, 130, 11, 108, 109, 107]. Ceci est dû à l'effet de ségrégation (Sec. 2.3), le point chaud ayant une vitesse absolue plus importante que celle de l'écoulement principal, il apparaît dans le repère du rotor une vitesse de glissement positive qui entraîne une accumulation du point chaud vers la paroi intrados de la pale rotor. Au contraire, le fluide de refroidissement est introduit avec une quantité de mouvement plus faible que l'écoulement moyen. Dans le repère du rotor, il apparaît donc une vitesse de glissement négative dirigée vers la paroi extrados de la pale rotorique où s'accumule le fluide de refroidissement. Le point chaud et le

fluide de refroidissement interagissent donc peu une fois dans le rotor [129, 130]. Ce refroidissement est donc le moins efficace dans la zone qui en a le plus besoin. De plus, comme le fluide de refroidissement est transporté dans l'écoulement de la même manière que le sillage [141], l'équilibre radial est modifié par rapport à l'écoulement moyen du fait de sa plus faible vitesse et il a tendance à s'accumuler près du moyeu du rotor [99]. Au contraire, d'après le même principe, le point chaud a plutôt tendance à se diriger vers le carter [11].

2.4.4.2 Refroidissement par cavités inter-disques

Le second type de refroidissement est celui des cavités existantes entre distributeur et roue mobile. Ici encore deux cas peuvent être considérés. Le cas d'une cavité présente au niveau du carter et le cas d'une cavité formée par le moyeu du distributeur et la plateforme du rotor. Dans le premier cas, la cavité est entièrement dans le repère fixe et son but est de refroidir à la fois le carter et la zone de sommet de la pale du rotor. On ne peut généralement pas prévoir l'impact du refroidissement en utilisant simplement une méthode de superposition par rapport à un écoulement sans refroidissement. En effet, des études expérimentales et numériques concernant des cavités de refroidissement en amont d'aubes de distributeurs ont montré que l'injection de fluide de refroidissement perturbe de façon importante les écoulements secondaires [28, 90], modifiant par là même les contours des transferts thermiques sur les parois du carter en plus d'une simple réduction. Ainsi d'après Nicklas [118], le fluide sortant de la cavité peut renforcer le tourbillon en fer à cheval se formant près du bord d'attaque et ainsi augmenter les transferts thermiques dans cette zone, de plus le refroidissement est plus efficace en entrée de passage car il est ensuite contrarié par la présence du tourbillon de passage. L'étude de Cochet *et al* [43] est une des seules études s'intéressant exactement au refroidissement du carter d'une THP par une cavité au niveau de l'interface distributeur / rotor. Cette étude permet de voir que le refroidissement est moins efficace dans la zone de sillage des aubes du distributeur.

Le second cas de refroidissement par cavité au niveau des interfaces distributeur / rotor est celui d'une cavité formée par le moyeu du distributeur et la plateforme du rotor. Cette injection de refroidissement ne sert pas uniquement à refroidir les pales du rotor mais également à prévenir l'ingestion de fluide chaud en provenance du passage principal dans la cavité qui risquerait de chauffer excessivement la plateforme du rotor et détériorer sa durée de vie. L'ingestion peut être liée à plusieurs effets [85]. D'une part, il apparaît un débit radial dans la couche limite se développant sur la paroi rotor de la cavité dirigé vers le passage principal de la turbine. Ce débit est piloté par la force centrifuge. Ceci correspond à une injection de refroidissement dans le passage principal de la turbine. Cependant, afin d'assurer la conservation du débit, il doit apparaître un débit allant du passage principal de la turbine vers la cavité qui sera fonction du débit imposé en entrée de la cavité [22]. C'est l'effet d'ingestion par pompage du disque (Fig. 2.5).

D'autre part, à l'extérieur de la cavité dans le passage de la turbine, le champ de pression varie azimuthalement et temporellement du fait des sillages du distributeur et des effets potentiels du rotor. Du fait de ces variations de pression, on peut voir apparaître localement (dans le temps et l'espace) une inversion de la différence de pression entre l'intérieur de la cavité et l'extérieur de la cavité qui engendre une ingestion périodique [84, 109, 73].

Il faut également considérer que l'écoulement dans une cavité isolée entre un disque fixe et un disque tournant avec un débit forcé est complexe et peut s'organiser de différentes façons [123]. Ainsi on peut voir apparaître un écoulement de type Batchelor [21], le premier à étudier ce type d'écoulement, où les couches limites sur les parois sont séparées par un écoulement en rotation solide. On peut également voir apparaître un écoulement de Stewartson [149] où l'on a

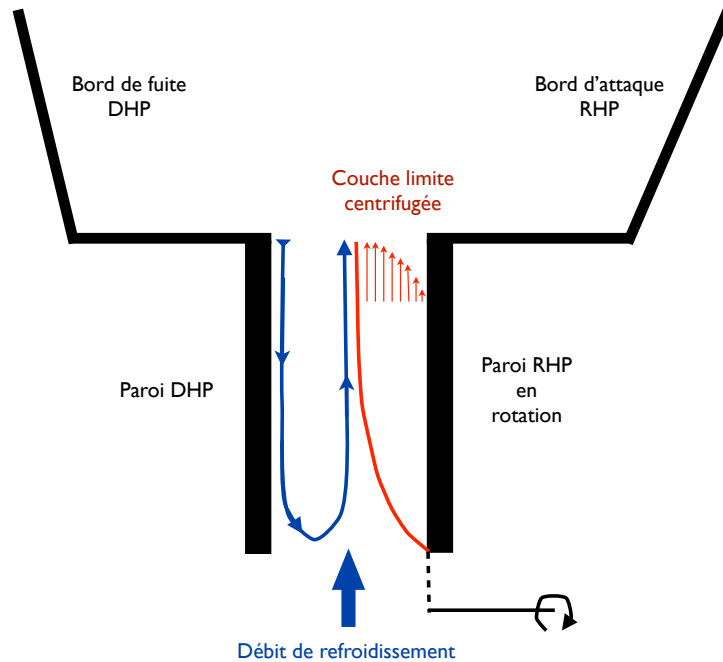


Figure 2.5 – Ingestion par pompage dans une cavité inter-disques

uniquement une couche limite sur la paroi rotor et pratiquement pas de vitesse tangentielle hors de cette couche limite. Le passage d'un écoulement à l'autre se fait principalement en fonction du débit imposé à l'extrémité de la cavité [123]. Différents types d'instabilités stationnaires et instationnaires peuvent également apparaître dans ces écoulements [128, 136, 46] mais nous ne les étudierons pas plus en détail ici. Ces travaux sont rappelés pour garder en mémoire que les écoulements dans les cavités inter-disques sont complexes, instables voir instationnaires et qu'ils peuvent donc avoir une influence sur les phénomènes d'injection et d'ingestion.

Enfin, les formes 3D des cavités peuvent également jouer un rôle sur le phénomène d'ingestion [85]. On a une compétition entre ces différents effets, mais on remarque que généralement pour des configurations avec des rangées d'aubages très espacées l'effet de pompage du disque est prédominant devant l'effet du champ de pression lié aux interactions rotor/stator alors que dans le cas des rangées d'aubages proches l'une de l'autre c'est l'effet du champ de pression qui domine l'effet de pompage par le disque [84]. Boudet *et al* [32] ont observé, pour différents calculs, des instationnarités dans la cavité et en sortie dont les fréquences sont liées à la fois aux interactions rotor/stator et à l'écoulement dans la cavité, ainsi que des combinaisons de ces phénomènes.

Pour limiter ces ingestions, il suffit généralement d'augmenter le débit imposé dans la cavité [122]. Or l'interaction du refroidissement avec l'écoulement principal est pénalisant pour les performances de la turbine [162, 120] car il introduit notamment un blocage au niveau du bord de fuite des aubes du distributeur [120], modifie l'angle de giration au niveau du bord d'attaque de la pale de la roue mobile [32] et génère des pertes visqueuse dues à la présence d'une couche de cisaillement entre l'écoulement principal et celui de la cavité [162]. Ces effets sont d'autant plus importants que le débit de la cavité augmente.

Enfin au niveau du refroidissement de la pale rotor, on peut noter que bien que les débits introduits dans ces cavités sont généralement beaucoup plus faibles que ceux introduits au niveau des aubes du distributeur, ils ont une efficacité de refroidissement plus importante sur la paroi intrados de la pale et sur la plateforme de la roue mobile [109].

2.5 Transferts thermiques conjugués

Du fait du transport du point chaud, la température de paroi du rotor varie spatialement et temporellement et dépend également des conditions aux limites du solide. Il est donc impossible de la prédire avec des approches simplifiées tels qu'une simple superposition de phénomènes. Afin de la déterminer, il est nécessaire de considérer le problème de transfert thermique conjugué, qui correspond à un problème faisant intervenir à la fois des transferts thermiques par conduction dans le solide et par convection dans le fluide. C'est typiquement le cas d'un problème thermique pour un ensemble fluide - solide couplé [156].

On peut citer les travaux de Luo et Razinski [103] qui étudièrent ce type de problème afin de prédire la température de la pale refroidie NASA C3X de Hylton *et al* [79]. Heselhaus et Vogel [71] ont appliqué une approche chaînée entre un code volumes finis pour la simulation de l'écoulement fluide et un code éléments finis pour la résolution de la thermique du solide au cas d'une turbine haute pression. Ceci a permis de mettre en évidence les différences de chargement thermique obtenues par rapport à une approche découplée. Cette même approche a également été suivie par Verstraete [156] afin de réaliser une optimisation du refroidissement interne d'une pale de rotor d'une THP.

Chapitre 3

Positionnement de la thèse

Comme il a été vu au chapitre précédent, la prédiction des performances aérodynamiques et aérothermiques des turbines à haute pression nécessite la prise en compte d'un environnement complexe. En effet, il faut être capable à la fois de traiter l'interaction de la turbine haute pression avec les autres composants du moteur (chambre de combustion, système d'air secondaire), de décrire des phénomènes physiques compliqués (écoulements secondaires, phénomène de ségrégation, écoulements instationnaires), de modéliser des géométries complexes (effets technologiques) et résoudre des problèmes multi-physiques (aérodynamique et transferts thermiques conjugués).

Ces différentes problématiques ont été largement étudiées dans la littérature, de façon isolée les unes des autres, à l'aide d'outils spécifiques : campagnes expérimentales visant à étudier un effet en particulier (écoulement de jeu [159], influence de la forme des profils sortant de la chambre de combustion [19], ...) ou simulations numériques d'un phénomène isolé (baignoire [10], refroidissement externe [11], ...).

Une information essentielle et manquante dans la littérature est l'influence relative de ces différents phénomènes sur les performances aérodynamiques et aérothermiques des turbines. L'objectif général de cette thèse est donc d'apporter des éléments de réponse afin de pouvoir combler ce manque. Pour cela plusieurs étapes intermédiaires doivent être réalisées. Il faut tout d'abord mettre en place et valider les outils permettant la prise en compte de ces phénomènes lors de la simulation numérique de l'écoulement dans une turbine haute pression. Ce travail est réalisé autour du code de simulation numérique des écoulements compressibles *elsA*, avec comme objectif sous-jacent le transfert des savoirs faire acquis au cours de la thèse vers l'industrie. Ensuite, il est nécessaire de développer une méthode d'analyse rigoureuse et systématique de l'impact sur les performances de la turbine des différents éléments de l'environnement. Cette méthode d'analyse doit apporter une quantité d'information facile à analyser et permettant d'apporter des informations utiles à un bureau d'étude. De plus, elle doit être pérennisable.

Une fois les outils de simulations et les méthodes d'analyses mis en place, ils seront utilisés pour étudier l'impact des différents éléments de l'environnement de la turbine haute pression. Cette étude permettra de discriminer les éléments ayant un impact fort de ceux ayant une influence plus modérée sur les performances aérodynamiques et aérothermiques de la turbine (en particulier la pale du rotor).

Deuxième partie

Outils de simulations et méthodes
d'analyses

Chapitre 4

Simulation des écoulements dans les turbomachines

Sommaire

4.1	Modélisation des écoulements 3D turbulents	24
4.1.1	Les équations de Navier-Stokes en repère relatif	24
4.1.2	Fermeture des équations	24
4.1.2.1	Lois d'état	24
4.1.2.2	Lois de comportement	25
4.1.3	Modélisation de la turbulence	25
4.1.4	Le code <i>elsA</i>	27
4.2	Méthodologie appliquée aux turbines haute pression	28
4.2.1	Maillages	28
4.2.2	Conditions limites	29
4.2.2.1	Interface chambre de combustion / THP	29
4.2.2.2	Sortie THP	29
4.2.2.3	Parois	29
4.2.3	Simulations stationnaires	29
4.2.4	Simulations instationnaires	31
4.2.4.1	Conditions limites chorochroniques	31
4.2.4.2	Schéma d'intégration en temps	32
4.2.4.3	Pas de temps	33
4.2.4.4	Evaluation des schémas d'intégration temporelle	34
4.3	Prise en compte des effets technologiques par technique Chimère	38
4.3.1	Principe de la technique Chimère	38
4.3.2	Assemblage de blocs Chimère	39
4.3.3	Limitations	40

Ce chapitre présente l'approche utilisée pour modéliser et simuler les écoulements dans les turbomachines. On présente dans un premier temps le système d'équations modélisant l'écoulement. La méthodologie de calcul utilisée pour les turbomachines est ensuite expliquée. Enfin, on présente la stratégie utilisée pour prendre en compte les effets technologiques.

4.1 Modélisation des écoulements 3D turbulents

4.1.1 Les équations de Navier-Stokes en repère relatif

On considère ici l'écoulement tridimensionnel d'un fluide représenté comme un milieu continu par un gaz parfait, mono-phasique, non réactif, newtonien et compressible. Dans le cas des turbomachines, on étudie ces écoulements dans un repère relatif à une roue en rotation uniforme à la vitesse ω . Les équations de conservation de la masse (Eq. 4.1a), de la quantité de mouvement (Eq. 4.1b) et de l'énergie totale (Eq. 4.1c) sont décrites par les équations de Navier-Stokes dans le repère relatif, Eq. 4.1.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{W}) = 0 \quad (4.1a)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{W}}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{W} \otimes \mathbf{W} + P_s \mathbf{I} - \boldsymbol{\tau}) = \rho \mathbf{f}_{\text{cor}} + \rho \mathbf{f}_{\text{cen}} \quad (4.1b)$$

$$\frac{\partial \rho E_r}{\partial t} + \text{div}(\rho E_r \mathbf{W} + P_s \mathbf{W} - \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W} + \mathbf{q}) = \rho \mathbf{W} \cdot \mathbf{f}_{\text{cen}} \quad (4.1c)$$

avec :

t	: le temps physique [s]
ρ	: la masse volumique [kg.m^{-3}]
\mathbf{W}	: le vecteur de vitesse dans le repère relatif [m.s^{-1}]
P_s	: la pression statique [Pa]
\mathbf{I}	: la matrice identité
$\boldsymbol{\tau}$: le tenseur de contrainte visqueuse [Pa]
\mathbf{q}	: le vecteur flux de chaleur [$\text{J.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$]
$E_r = e + \frac{1}{2} \mathbf{W}^2$: l'énergie totale spécifique dans le repère relatif [J.kg^{-1}]

Du fait de la rotation du repère, il est nécessaire de prendre en compte la force centrifuge et la force de Coriolis dans les équations de Navier-Stokes.

- $\mathbf{f}_{\text{cen}} = \omega^2 R$ avec R le rayon (distance entre l'axe de rotation de la machine et le point considéré).
- $\mathbf{f}_{\text{cor}} = -2\boldsymbol{\omega} \wedge \mathbf{W}$,

Si l'on veut retrouver les grandeurs aérodynamiques dans le repère absolu, on utilise la loi de composition des vitesses qui permet d'exprimer la vitesse dans le repère absolu \mathbf{V} en fonction de la vitesse dans le repère relatif \mathbf{W} et de la vitesse d'entraînement du repère \mathbf{U} :

$$\mathbf{V} = \mathbf{W} + \mathbf{U} = \mathbf{W} + \omega R \quad (4.2)$$

4.1.2 Fermeture des équations

Afin de fermer le jeu des équations de Navier-Stokes 4.1, on utilise les lois d'état thermodynamique ainsi que des lois de comportement.

4.1.2.1 Lois d'état

Les lois d'état permettent de relier entre elles les propriétés thermodynamiques du fluide. Pour un gaz thermiquement et caloriquement parfait ce sont :

$$P_s = \rho r T_s \quad (4.3a)$$

$$e = c_v T_s \quad (4.3b)$$

où r est la constante spécifique et c_v la capacité calorifique à volume constant du gaz considéré.

4.1.2.2 Lois de comportement

Les lois de comportement servent à modéliser le transport de quantité de mouvement et de chaleur au niveau moléculaire.

Pour un fluide newtonien suivant l'hypothèse de Stokes, on peut relier de façon linéaire le tenseur des contraintes $\boldsymbol{\tau}$ au tenseur des déformations $\mathbf{D} = \frac{1}{2} [\mathbf{grad}\mathbf{W} + (\mathbf{grad}\mathbf{W})^T]$ par :

$$\boldsymbol{\tau} = 2\mu\mathbf{D} - \frac{2}{3}\mu \operatorname{div}(\mathbf{W})\mathbf{I} \quad (4.4)$$

où μ est la viscosité dynamique du fluide [Pa.s] ou [Po (Poiseuille)]. Pour déterminer l'évolution de la viscosité dynamique du fluide, on utilise la loi de Sutherland :

$$\mu(T_s) = \mu_{ref} \left(\frac{T_s}{T_{ref}} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{T_{ref} + S}{T_s + S} \quad (4.5)$$

avec $\mu_{ref} = 1.711 \cdot 10^{-5} \text{ kg.m.s}^{-1}$ la viscosité dynamique pour la température de référence $T_{ref} = 273.15 \text{ K}$ et la constante pour l'air $S = 110.4 \text{ K}$.

Les transferts thermiques par conduction sont modélisés par la loi de Fourier qui permet d'exprimer le flux de chaleur \mathbf{q} en fonction du gradient de température :

$$\mathbf{q} = -\lambda \mathbf{grad} T_s \quad (4.6)$$

où λ est la conductivité thermique du fluide [$\text{W.K}^{-1}.\text{m}^{-1}$] qui est obtenu, dans notre travail, en faisant l'hypothèse de nombre de Prandtl Pr constant et égal à 0.72 :

$$Pr = \frac{\mu c_p}{\lambda} \quad (4.7)$$

c_p est la capacité calorifique à pression constante du fluide reliée à c_v par :

$$\gamma = \frac{c_p}{c_v} \quad (4.8)$$

4.1.3 Modélisation de la turbulence

Les écoulements rencontrés en turbomachines sont généralement turbulents du fait des nombres de Reynolds (autour de 10^6) et des géométries mis en jeu. Or même si dans un contexte industriel, la connaissance de la description fine et instantanée de la turbulence n'est pour l'instant pas indispensable, l'effet moyen de cette turbulence sur les performances des turbomachines est par contre non négligeable et doit être pris en compte.

La résolution numérique des équations de Navier-Stokes 4.1 et des lois de fermeture permet d'obtenir la description d'un écoulement 3D turbulent à condition de résoudre la totalité des échelles de l'écoulement. Cette approche dite *Direct Numerical Simulation* (DNS) [119], nécessite l'utilisation de maillages bien trop coûteux en ressources informatiques pour être utilisée sur des configurations complexes et pour les nombres de Reynolds mis en jeu dans les turbines haute pression.

Afin de limiter le coût des simulations, on peut choisir de ne résoudre que les plus grandes échelles turbulentes et de modéliser les plus petites qui sont considérées comme ayant un comportement plus universel que les grandes échelles. C'est l'approche LES (*Large Eddy Simulation*) [132]. La séparation entre les échelles résolues et modélisées est réalisée par le biais d'un filtrage qui peut être explicite ou implicite (filtrage par le maillage) et l'effet des échelles filtrées

sur les plus grandes est pris en compte par un modèle de sous maille [142]. Cette approche permet de traiter des configurations relativement complexes et est de plus en plus utilisée au niveau de la recherche académique en turbomachines [52]. Cependant la LES reste trop coûteuse pour une utilisation quotidienne et industrielle.

Afin de réduire encore les coûts de calculs, la solution est de modéliser toutes les échelles turbulentes. La figure 4.1 décrit le niveau de modélisation du spectre turbulent pour les trois approches présentées. Pour modéliser l'intégralité du spectre turbulent on effectue une moyenne

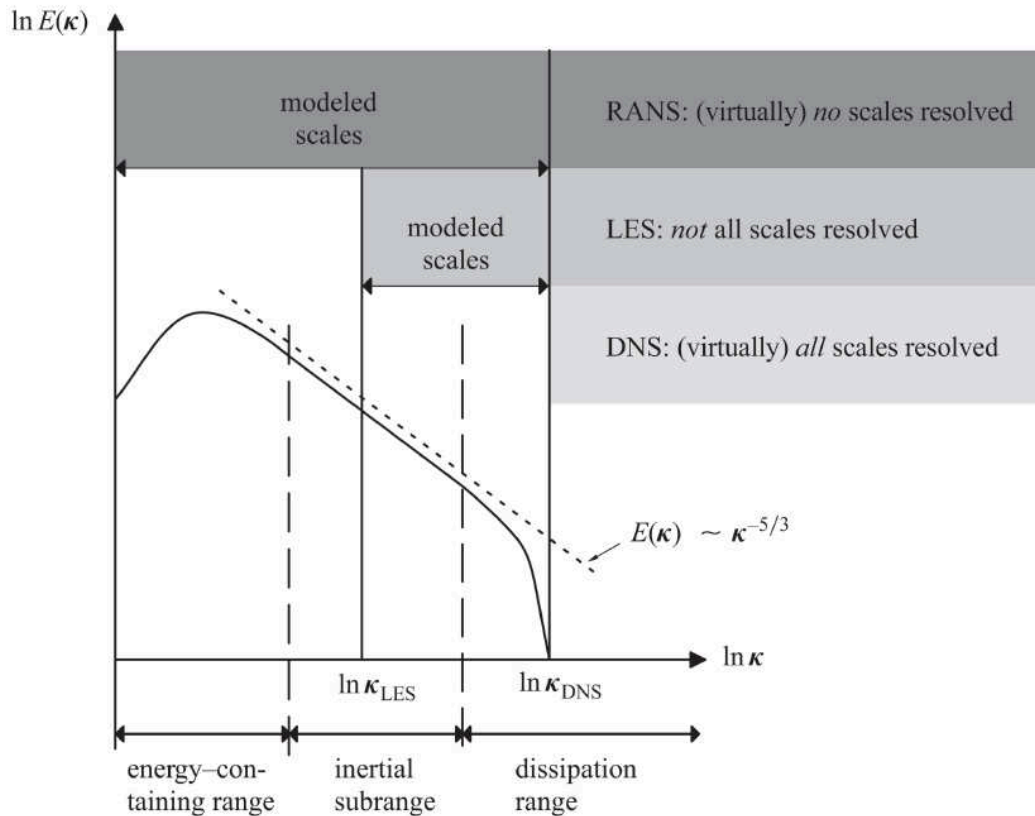


Figure 4.1 – Degré de modélisation du spectre turbulent des méthodes DNS, LES et RANS - tiré de Gravemeier [67]

statistique des équations de Navier-Stokes pour obtenir un nouveau jeu d'équations : les équations RANS (*Reynolds Averaged Navier-Stokes*). Ces équations mettent en jeu des grandeurs turbulentes statistiques qui sont décrites par une valeur statistique moyenne $\bar{\phi}$ et une fluctuation ϕ' . Dans le cas d'écoulements compressibles on utilise généralement une moyenne de Favre [54] (moyenne pondérée par la masse) :

$$\phi = \tilde{\phi} + \phi'' \quad \text{avec} \quad \tilde{\phi} = \frac{\overline{\rho\phi}}{\bar{\rho}} \quad (4.9)$$

On pourra se référer à Aupoix [15] pour l'application du processus de moyenne et l'obtention des équations RANS compressibles. Ce processus de moyenne introduit de nouveaux termes dans les équations qu'il est nécessaire de modéliser afin d'obtenir un système d'équations fermé. Ces termes sont :

- l'énergie cinétique turbulente : $k = \frac{1}{2\bar{\rho}} \overline{\rho \mathbf{W}''^2}$,
- le tenseur de Reynolds : $\boldsymbol{\tau}_r = -\overline{\rho \mathbf{W}'' \otimes \mathbf{W}''}$,

- le flux de chaleur turbulent : $\mathbf{q}_t = \overline{\rho \mathbf{W}'' h''}$.

Afin de les modéliser plusieurs approches sont utilisées. On utilise généralement des modèles de fermeture au premier ordre, en particulier ceux basés sur l'hypothèse de Boussinesq (turbulence isotrope) qui permettent de relier linéairement le tenseur de Reynolds au tenseur des déformations via une viscosité turbulente scalaire μ_t :

$$\boldsymbol{\tau}_r = -\frac{2}{3} \left(\bar{\rho} k + \mu_t \operatorname{div} \tilde{\mathbf{W}} \right) \mathbf{I} + 2 \mu_t \tilde{\mathbf{D}} \quad (4.10)$$

Pour décrire le flux de chaleur turbulent, on utilise alors une analogie avec le flux de chaleur et la loi de Fourier :

$$\mathbf{q}_t = -\lambda_t \mathbf{grad} \tilde{T} \quad \text{avec} \quad \lambda_t = \frac{c_p \mu_t}{Pr_t} \quad (4.11)$$

où Pr_t est le nombre de Prandtl turbulent. Ainsi dans le cas de modèles basés sur l'hypothèse de Boussinesq, la fermeture du problème turbulent revient à déterminer les trois grandeurs k , μ_t et Pr_t . Généralement, pour les écoulements rencontrés en turbomachines, on néglige l'énergie cinétique turbulente k dans l'équation de conservation de l'énergie et on considère le nombre de Prandtl turbulent constant ($Pr_t = 0.9$).

En utilisant une approche dimensionnelle, on peut montrer que μ_t est homogène au produit d'une masse volumique, d'une échelle de vitesse turbulente et d'une échelle de longueur turbulente. Le modèle de turbulence doit donc fournir une estimation de ces échelles turbulentes. Une première catégorie de modèles, dit algébriques [18, 143], utilise des données géométriques et l'écoulement moyen afin de prescrire, sans équations supplémentaires, les échelles turbulentes. Une seconde catégorie de modèles utilise une unique équation de transport afin de déterminer directement la viscosité turbulente. C'est par exemple le cas du modèle de Spalart et Allmaras [145]. Les modèles basés sur deux équations de transport permettent de déterminer les deux échelles de turbulence nécessaires aux calculs de μ_t . Plusieurs modèles de ce type existent : $k - \epsilon$ [97, 86], $k - \omega$ [158, 113] ou $k - l$ [144]. Ces modèles sont les plus utilisés en turbomachines bien qu'ils présentent certaines limitations : hypothèses de turbulence isotrope et d'équilibre entre production et destruction de la turbulence. Bien que les effets de courbure et de rotation ne soient pas naturellement pris en compte [146, 39], il est possible de modifier ce type de modèles afin de les prendre en compte.

Des modèles de fermeture des équations RANS au second ordre ont été développés pour palier les limites des modèles précédents. Parmi ceux-ci, on pourra noter les modèles de type EARSM [57] ou RSM [147]. Cependant ces modèles sont plus coûteux en ressources mémoire et CPU (7 équations de transport pour le RSM) et généralement moins robustes.

Dans la suite de cette thèse, le modèle de turbulence $k - l$ de Smith [144] est utilisé car il a été validée de façon approfondie pour les applications de turbomachines Turbomeca et pour un soucis de comparaison aux bases de données Turbomeca.

4.1.4 Le code *elsA*

Le code de calcul utilisé pour la simulation des écoulements 3D turbulents est le logiciel *elsA* qui utilise une approche volumes finis pour résoudre les équations de Navier-Stokes en écoulement compressible sur des maillages multi-blocs structurés [38]. Ce logiciel permet la simulation d'écoulements internes ou externes, visqueux ou non, stationnaires ou instationnaires [74]. Pour les écoulements turbulents, les approches LES et RANS présentées précédemment sont disponibles. Enfin un effort important est produit afin d'utiliser ce code sur des plateformes massivement parallèles [65]. Afin de permettre une maintenance aisée du logiciel, une implémentation

orientée objet a été utilisée et plusieurs langages de programmation sont utilisés dans le code : le C++ pour l'architecture orientée objet, le FORTRAN pour les calculs scientifiques (routines de bas niveau) et le Python pour l'interface utilisateur.

4.2 Méthodologie appliquée aux turbines haute pression

Cette partie présente la méthodologie de calcul spécifique aux turbomachines et plus particulièrement à la THP qui a été appliquée dans le cadre de cette thèse. Les techniques de maillages, le choix des conditions limites ainsi que les spécificités liées aux approches stationnaires et instationnaires sont successivement présentés.

4.2.1 Maillages

La réalisation du maillage est un point très important pour la simulation des écoulements 3D. En effet la qualité de la solution obtenue à l'aide d'un code dépend fortement de la qualité du maillage utilisé. Le code *elsA* utilise des maillages structurés multi-blocs ; or la réalisation de maillages structurés pour des configurations 3D complexes n'est pas forcément aisée. On choisit donc de discrétiser la géométrie de la THP en plusieurs étapes.

On réalise un premier maillage qui permet de décrire la THP dans sa configuration dite "veine lisse", c'est-à-dire sans prendre en compte les effets (ou détails) technologiques. La géométrie supportant ce maillage décrit uniquement la forme de la veine ainsi que les aubages. L'unique effet technologique pris en compte dans ce maillage est le jeu en sommet de pale du rotor. On utilise alors un maillage multi-blocs de topologie O6H (Fig. 4.2) pour décrire chacun des passages de la THP. Le bloc en O se situe autour de l'aube et permet de décrire proprement les couches limites tout en limitant les erreurs d'orthogonalité des mailles à la paroi. Les six blocs H entourent le bloc O afin de décrire le reste du domaine. Lorsqu'il y a un jeu en tête de pale, cette zone est maillée à l'aide d'un bloc en O qui s'appuie sur celui entourant la pale et un bloc en H refermant le centre du bloc en O. Le maillage est vérifié en regardant qu'aucune

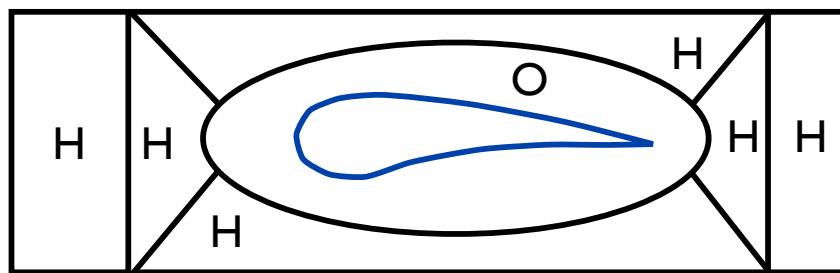


Figure 4.2 – Une topologie de maillage structuré multi-blocs O6H

maille n'a un angle d'inclinaison inférieur à 10° , un taux d'anisotropie supérieur à 5000 et un taux d'accroissement supérieur à 2. De plus, il est vérifié que près des pales ces critères sont respectivement supérieur à 80° , inférieur à 500 et inférieur à 1.2. De plus la taille de la première cellule à la paroi est choisie de façon à avoir $y^+ < 1$. Ce maillage est réalisé à l'aide du logiciel de maillage AutogridTM en généralement une journée de travail.

Lorsqu'un effet technologique doit être pris en compte, un maillage spécifique de la géométrie décrivant cet effet est réalisé. On utilise alors la technique chimère, décrite plus loin, pour prendre en compte ce maillage.

4.2.2 Conditions limites

Les conditions limites utilisées pour l'entrée et la sortie de la turbine sont présentées ici. Elles sont basées sur la théorie des caractéristiques; ainsi le nombre de valeurs propres négatives (ou positives selon le sens de la normale au domaine) détermine le nombre de variables à fixer par l'utilisateur. Sur les cinq relations caractéristiques, on effectue un tri sur le sens de propagation des ondes. Si l'onde est sortante, l'état amont est connu et on utilise la relation caractéristique. Si l'onde est entrante, les relations caractéristiques sont remplacées par des conditions limites.

4.2.2.1 Interface chambre de combustion / THP

En entrée de THP, c'est-à-dire à l'interface chambre de combustion / THP, on est dans le cas d'une entrée de domaine subsonique, à la direction caractéristique \mathcal{C}^- sortante du domaine de calcul. On peut alors fixer quatre variables, la cinquième sera déterminée à l'aide de la relation caractéristique associée à la direction \mathcal{C}^- .

Comme nous l'avons vu dans la partie bibliographique, la prise en compte des profils de pression totale et température totale est très importante pour simuler la migration des points chauds dans la turbine. On choisit donc d'imposer ces profils au niveau de la condition limite amont de la turbine. Les deux variables supplémentaires imposées sont les angles de giration α et méridien ϕ . Une cartographie 2D des champs P_t , T_t , d_{0x} , d_{0y} , d_{0z} , ainsi que les grandeurs turbulentes sont spécifiées. d_{0x} , d_{0y} et d_{0z} sont les vecteurs directeurs du vecteur vitesse absolue qui déterminent les angles α et ϕ .

Aucune mesure expérimentale n'étant disponible en sortie de chambre de combustion (conditions thermiques trop contraignantes), les champs à imposer sont issus d'un calcul RANS de chambre de combustion réalisé avec N3S-NATUR [14]. Ces champs sont extraits de la solution N3S-NATUR au niveau du plan d'entrée de la turbine puis interpolés au centre des facettes du plan d'entrée du maillage de la THP. La figure 4.3 montre l'allure des champs imposés en entrée de turbine.

A ces champs, s'ajoutent deux champs turbulents (k et l) qui sont obtenus à partir des grandeurs turbulentes fournies par le calcul RANS de chambre de combustion.

4.2.2.2 Sortie THP

En sortie de la THP, la vitesse axiale est subsonique. De ce fait, une seule variable doit être imposée au niveau de la condition limite. C'est la pression statique que l'on fixe au travers d'une condition d'équilibre radial simplifié définie par :

$$\begin{aligned} \frac{\partial P_s}{\partial r} &= \rho \frac{W_\theta^2}{r} \\ P_s(r_{cible}) &= P_{s_{cible}} \end{aligned} \quad (4.12)$$

4.2.2.3 Parois

Les conditions limites aux parois sont des conditions d'adhérence pour lesquelles l'écoulement est complètement résolu jusqu'à la paroi. Pour cela on s'assure que le maillage soit assez fin afin d'avoir une première hauteur de maille à la paroi telle que $y^+ < 1$. De plus toutes les parois sont considérées adiabatiques, à l'exception des cas où l'on prend en compte le couplage thermique.

4.2.3 Simulations stationnaires

Les simulations stationnaires sont couramment utilisées dans l'industrie pour la simulation des écoulements en turbomachines. Elle permettent d'évaluer avec un court temps de restitution

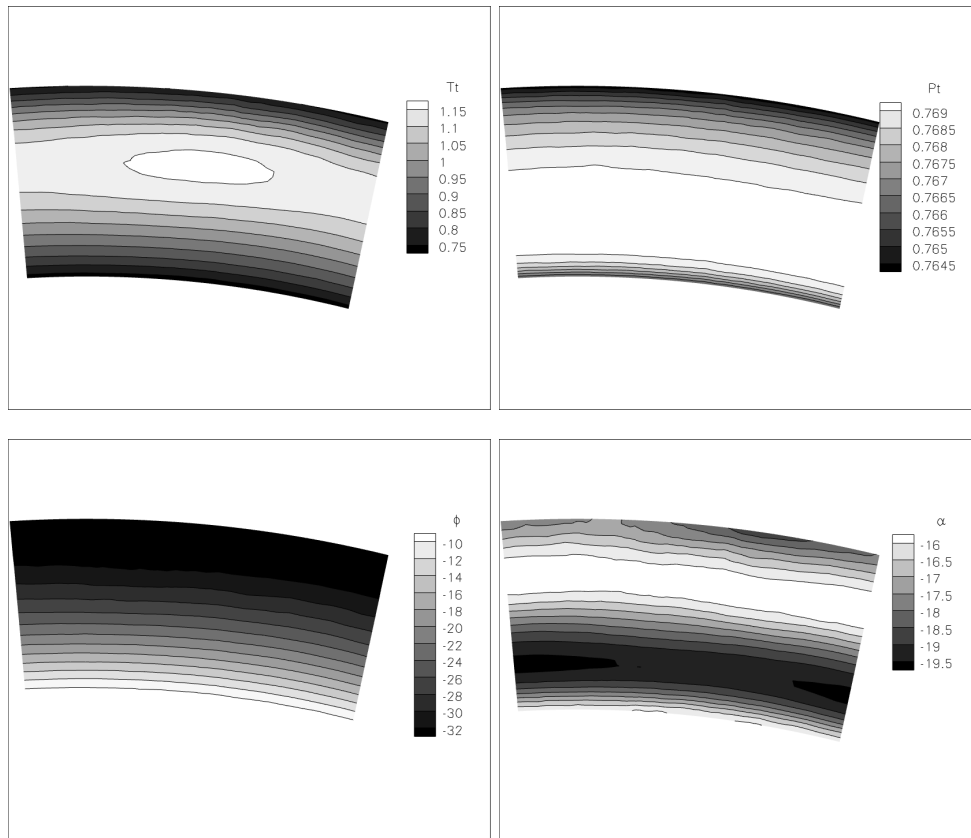


Figure 4.3 – Champs 3D imposés en entrée de turbine HP (champs adimensionnés)

et une précision acceptable les tendances globales des performances d’une turbomachine.

Les simulations stationnaires des écoulements en turbomachines réalisées se basent sur l’hypothèse de plan de mélange introduite par Denton [47]. Elle suppose que seules les répartitions radiales des grandeurs caractéristiques de l’écoulement ont un impact d’une roue sur l’autre. On peut alors moyenner en azimuth ces grandeurs caractéristiques, qui sont ici les invariants de Riemann, et échanger leur répartition radiale entre les roues selon la théorie des caractéristiques (seuls les invariants associés à une direction caractéristique entrant dans le domaine sont imposés). On peut alors considérer que l’écoulement est identique dans chaque canal d’une roue et donc que ses frontières azimuthales sont périodiques. Cette approche est exacte pour des roues espacées d’une distance infinie et un plan de mélange lui-même placé à une distance infinie de chacune des roues.

Les paramètres numériques du calcul sont choisis en suivant la méthodologie définie pour la conception avec la chaîne TURBOMECA. Ces paramètres numériques sont récapitulés Tab 4.1.

On considère le calcul convergé lorsque la norme L2 des résidus a atteint un plateau et/ou a décré d’au moins trois ordres de grandeurs. On vérifie qu’il n’y a plus d’évolution des débits, des températures totales et statiques ainsi que des pressions totales et statiques moyennées dans les plans d’entrée et de sortie de chaque roue. On vérifie également a posteriori les pertes de conservativité du débit liées au plan de mélange et d’énergie liés à la dissipation des schémas numériques.

Flux convectifs	Roe 2 nd ordre (limiteur de pente minmod)
Flux diffusifs	Centré 2 nd ordre corrigé
Pseudo - intégration temporelle	Euler rétrograde + phase implicite LU-SSOR
CFL	40
Modèle de Turbulence	k-1 Smith
Condition limite amont	Condition d'injection subsonique
Condition limite inter-canaux	Périodique
Condition limite inter-roues	Plan de mélange
Condition limite aval	Equilibre radial
Condition limite aux parois	adhérence+ adiabatique

Table 4.1 – Paramètres numériques des calculs RANS stationnaires

4.2.4 Simulations instationnaires

Afin d'améliorer la prédictivité des simulations numériques en turbomachine, il est nécessaire de prendre en compte les phénomènes instationnaires. Comme expliqué sec. 2.3, une approche plan de mélange, de part le procédé de moyenne azimuthale, ne peut pas prédire le phénomène de ségrégation. Or ce phénomène a un impact direct sur le chargement thermique de l'aube.

S

Afin de réduire les coûts de calcul on peut limiter le domaine de calcul à un seul canal par roue et appliquer des conditions limites chorochroniques [70, 53] au niveau des frontières azimuthales et de l'interface inter-roue.

4.2.4.1 Conditions limites chorochroniques

Pour un étage composé d'un stator et d'un rotor, l'écoulement dans chacune des roues est instationnaire et périodique du fait du défilement des aubes de la roue opposée. La fréquence fondamentale des phénomènes instationnaires est liée au nombre d'aubes de la roue opposée et à la vitesse de rotation du rotor. C'est la BPF (*Blade Passing Frequency*) :

$$f_{stator} = \frac{Z_{rotor}}{2\pi} \omega_{rotor} \quad \text{et} \quad f_{rotor} = \frac{Z_{stator}}{2\pi} \omega_{rotor} \quad (4.13)$$

L'approche chorochronique repose sur l'hypothèse que les phénomènes instationnaires dominants en turbomachine, tels les interactions rotor-stator (effets potentiels, défilement de sillages ou points chauds), ont une périodicité spatio-temporelle et peuvent être décrits par une onde tournant à la BPF ou à un multiple de la BPF. Ainsi le canal d'une roue voit le même écoulement que son canal voisin mais avec un décalage dans le temps. Le temps permettant de retrouver le même écoulement que dans la roue adjacente est la période chorochronique :

$$\delta t = \left| \frac{\frac{2\pi}{Z_{rotor}} - \frac{2\pi}{Z_{stator}}}{\omega_{rotor}} \right| \quad (4.14)$$

On peut alors réduire le calcul à un unique canal pour chaque roue et exprimer les conditions

aux frontières azimuthales et à l'interface inter-roue en utilisant :

$$\begin{aligned}\phi_i(x,r,\theta_i,t) &= \phi_i\left(x,r,\theta_i - \frac{2\pi}{Z_i}, t - \delta t\right) \\ &= \phi_i\left(x,r,\theta_i + \frac{2\pi}{Z_i}, t + \delta t\right)\end{aligned}\quad \text{avec } i = 1,2 \quad (4.15)$$

Ce principe est illustré par la Fig. 4.4.

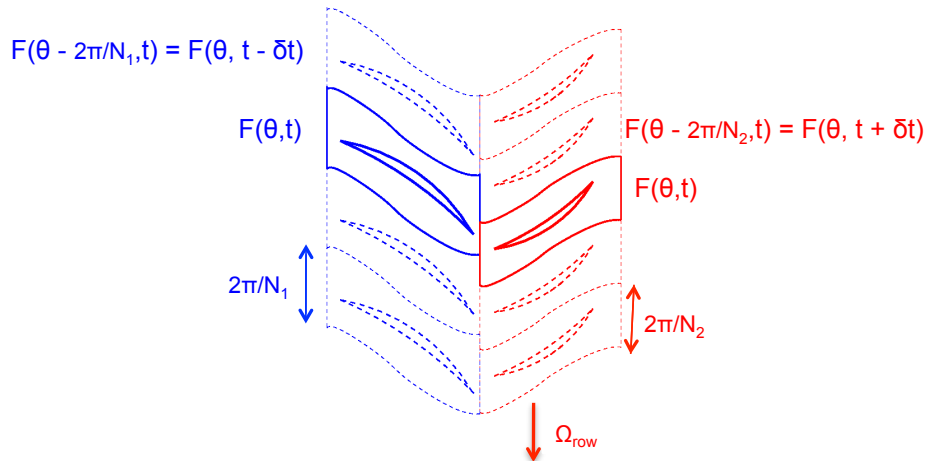


Figure 4.4 – Principe chorochronique

Au niveau de l'implémentation dans le code *elsA*, les signaux temporels aux conditions limites chorochroniques sont décomposés sous forme de séries de Fourier tronquées à l'ordre N dont les coefficients sont mis à jour au cours du calcul et stockés en mémoire. Cette stratégie, proposée par He [70] permet un gain de mémoire par rapport à l'approche d'Erdos *et al* [53] qui consiste à stocker le signal temporel brut.

Il faut noter qu'actuellement avec le code *elsA*, il est uniquement possible d'utiliser une approche chorochronique mono-fréquentielle, donc de simuler une configuration mono-étage ou ayant uniquement deux nombres d'aubes différents. Cependant étant donné que pour cette étude uniquement des applications mono-étage sont étudiées et que le principal effet instationnaire recherché, l'effet de ségrégation, est capturé par l'approche chorochronique, c'est cette méthode qui sera utilisée par la suite.

4.2.4.2 Schéma d'intégration en temps

Plusieurs schémas d'intégration en temps sont disponibles dans le code *elsA*, cependant les schémas explicites (Runge Kutta 4 par exemple) ne sont pas considérés car ils requièrent l'utilisation d'un pas de temps trop petit pour des raisons de stabilité. On utilise donc une approche implicite pour réaliser l'intégration temporelle et décrire les phénomènes instationnaires.

L'expression discrète du problème instationnaire à l'itération $n + 1$ est définie par :

$$\mathbf{L}(\mathbf{Q}^{n+1}) = \mathbf{D}_t(\mathbf{Q}^{n+1}) + \mathbf{R}^{n+1} = 0 \quad (4.16)$$

où \mathbf{L} est l'opérateur de résidu numérique instationnaire, \mathbf{Q} est le vecteur des grandeurs conservatives, \mathbf{D}_t est l'opérateur de discrétisation temporelle qui est un schéma BDF2 (Backward-Difference-Formula-2) précis à l'ordre 2 dans *elsA* et \mathbf{R} le résidu de la discrétisation spatiale. A chaque pas de temps, on doit trouver le vecteur \mathbf{Q}^{n+1} vérifiant l'Eq. 4.16. Pour cela, on utilise

soit une méthode itérative de Newton soit une méthode à pas de temps fictif (DTS : Dual Time Stepping [80]) qui consiste à résoudre un problème stationnaire dont $\mathbf{L}(\mathbf{Q}^{n+1})$ serait le résidu spatial. Ces deux approches font appel à la résolution d'un système linéaire implicite à l'aide d'une méthode LU-SSOR [160]. En pratique l'approche utilisant une résolution par méthode de Newton (aussi appelé méthode de Gear) correspond à une méthode DTS ayant un pseudo pas de temps déterminé par un CFL infini.

Ce type de méthode est précis mais peut devenir coûteux en ressources CPU si le nombre de sous-itérations nécessaire à converger le résidu instationnaire est trop important.

Afin d'avoir une première approximation, moins précise, une seconde approche est disponible dans le code *elsA*. Elle consiste à utiliser un schéma d'Euler rétrograde précis à l'ordre 1 pour \mathbf{D}_t et d'utiliser des pas de temps assez faibles afin de supposer que :

$$\mathbf{D}_t(\mathbf{Q}^{n+1}) \approx -\mathbf{R}^{n+1} \quad (4.17)$$

On évite ainsi de passer par des sous-itérations et après linéarisation on obtient un système linéaire implicite que l'on résout à l'aide d'une méthode LU-SSOR [160].

4.2.4.3 Pas de temps

Le choix du schéma est indissociable du choix du pas de temps. En effet, c'est la combinaison schéma plus pas de temps qui doit permettre de capturer un phénomène instationnaire donné. Ainsi le choix de méthodologie se base sur le couple permettant de décrire un phénomène donné avec le plus faible coût de calcul.

Les phénomènes instationnaires à capturer sont des multiples des BPF définies par l'Eq. 4.13 et de la période chorochronique (Eq. 4.14). On veut donc être capable de décrire, avec un nombre de pas de temps entier, à la fois une période des phénomènes instationnaires présents dans le stator, une période de ceux présents dans le rotor et la période chorochronique. D'après le théorème de Shannon il faut au minimum deux pas de temps pour décrire une période. On doit donc avoir :

$$2\Delta t < T_{rotor} = \frac{2\pi}{Z_{stator}\omega_{rotor}} \quad (4.18)$$

$$2\Delta t < T_{stator} = \frac{2\pi}{Z_{rotor}\omega_{rotor}} \quad (4.19)$$

$$2\Delta t < \delta t = \left| \frac{\frac{2\pi}{Z_{rotor}} - \frac{2\pi}{Z_{stator}}}{\omega_{rotor}} \right| \quad (4.20)$$

Etant donné que Z_{stator} et Z_{rotor} sont toujours plus grand que 2 on a alors :

$$\Delta t < \frac{2\pi}{Z_{stator}Z_{rotor}\omega_{roue}} \quad (4.21)$$

En réalité les schémas n'étant pas parfaits, il faut plus que 2 points pour décrire correctement une période. On introduit donc un paramètre numérique N_{q0} permettant de faire varier le pas de temps :

$$\Delta t = \frac{2\pi}{Z_{stator}Z_{rotor}\omega_{roue}N_{q0}} \quad (4.22)$$

Normalement, plus le schéma est d'ordre élevé, moins N_{q0} doit être grand afin de décrire correctement le phénomène instationnaire. De plus, il permet de décrire les différents temps caractéristiques en un nombre fini d'itérations :

$$\begin{aligned} T_{roue} = Z_{roue}N_{q0}\Delta t & : \text{Période des phénomènes instationnaires dans la roue} \\ \delta t = |Z_{rotor} - Z_{stator}|N_{q0}\Delta t & : \text{Période chorochronique} \end{aligned}$$

4.2.4.4 Evaluation des schémas d'intégration temporelle

Afin d'établir un choix quand au schéma d'intégration en temps et au pas de temps utilisés pour les calculs RANS instationnaires, le cas test de la turbine CT3 du VKI a été utilisé. Des mesures de pressions instationnaires sont disponibles sur ce cas test dans le cadre du consortium TATEFII. Cette turbine comporte 43 aubes au distributeur et 64 pales au rotor. Les conditions expérimentales pour ce cas test sont présenté dans la table 4.2.

Table 4.2 – Conditions expérimentales pour la turbine CT3 du VKI

P_{t1} (bar)	T_{t1} (K)	P_{t1}/P_{s3}	P_{t1}/P_{t3}	M_2	M_{is3}	RPM	Power (kW)	Accel (RPM/s)
1,649	434	3,86	3,19	1,24	0.53	6468	1003	796

Les calculs instationnaires chorochroniques ont été réalisés pour plusieurs couples (pas de temps, schéma d'intégration en temps). Les pas de temps sont définie par l'Eq. 4.22 et ajusté par l'intermédiaire du paramètre N_{q0} . Les calculs suivants ont été réalisés :

- $N_{q0} = 5, 10, 20$ et 40 ($\Delta t, \frac{\Delta t}{2}, \frac{\Delta t}{4}$ et $\frac{\Delta t}{8}$) avec schéma d'Euler rétrograde (ordre 1) sans sous-itérations.
- $N_{q0} = 5, 10$ et 20 ($\Delta t, \frac{\Delta t}{2}$ et $\frac{\Delta t}{4}$) avec méthode de Gear (sous-itérations de Newton et schéma BDF2)

Pour la méthode de Gear, le nombre de sous-itérations est choisi de façon à ce que les résidus diminuent de deux ordres de grandeurs à chaque pas de temps physique. Pour cette étude on a choisi 15 sous-itérations maximum si les deux ordres de grandeurs ne sont pas atteints. Les autres paramètres numériques utilisés sont résumés dans la table 4.3.

Flux convectifs	Roe 2 nd ordre
Flux diffusifs	Centré 2 nd ordre corrigé
Intégration temporelle	Euler rétrograde ou méthode de Gear (BDF2 + sous-itérations)
Phase implicite	LU-SSOR
Modèle de Turbulence	k-l Smith
Condition limite amont	Condition d'injection
Condition limite inter-canaux	Chorochronique
Condition limite inter-roues	Chorochronique
Condition limite aval	Equilibre radial
Condition limite aux parois	adhérence+ adiabatique

Table 4.3 – Paramètres numériques des calculs URANS

Afin de suivre la convergence des calculs instationnaires, on cherche à vérifier qu'un état périodique est établi en analysant les débits en entrée et sortie des différentes roues (Fig. 4.5). On considère le régime périodique atteint si :

- le spectre temporel n'évolue plus
- l'énergie totale contenue dans le spectre n'évolue plus
- l'amplitude des BPFs est stabilisée

– la moyenne temporelle ne varie plus

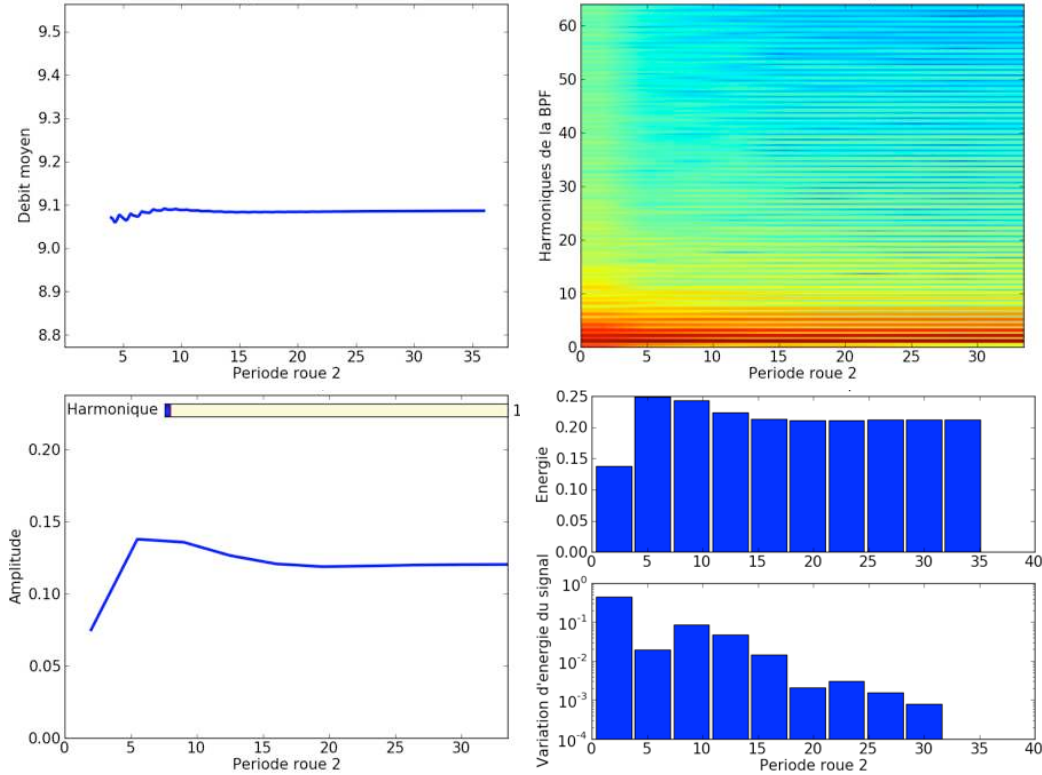


Figure 4.5 – Analyse de la convergence du débit en sortie du rotor

Analyse de la convergence en pas de temps Tout d’abord, en observant simplement une courbe de convergence de débit (c.f. Fig. 4.6), on peut observer les différences de convergence en pas de temps des deux algorithmes d’intégration en temps. Ainsi, pour la méthode de Gear (2nd ordre), on voit que pour $\frac{\Delta t}{2}$ et $\frac{\Delta t}{4}$ les courbes de débits sont superposées et que la différence avec la courbe Δt est très faible. Par contre, pour le schéma Euler rétrograde (1^{er} ordre), les variations de courbes de débits sont très importantes en allant de Δt à $\frac{\Delta t}{8}$. En raffinant le pas de temps, on a tendance à se rapprocher des courbes associées à la méthode de Gear, sans toutefois s’y superposer, même pour $\frac{\Delta t}{8}$. Grâce à cette simple analyse du débit, on peut déjà estimer que le calcul 2nd ordre est convergé en pas de temps pour Δt , alors que le calcul 1^{er} ordre ne l’est pas rigoureusement pour $\frac{\Delta t}{8}$.

Les résultats des calculs instationnaires sont ensuite analysés en comparant la pression moyenne au bord de fuite du distributeur aux mesures expérimentales. Les effets potentiels issus du rotor remontent jusqu’au système de chocs (c.f. Fig. 4.7). Ce phénomène ne peut être capturé que par un calcul instationnaire.

Les résultats sont présentés Fig. 4.8. On peut noter la position des chocs sur l’intrados et l’extrados de l’aube. Côté intrados le choc 1 se situe à 96% de la corde axiale et le choc 2 à 100%. Côté extrados le choc 1 se situe à 77% de la corde axiale. Du fait de la présence du choc 1, les effets instationnaires liés à la présence du rotor ne remontent pas dans le canal du distributeur. Tous les schémas d’intégration en temps, même pour des N_{q0} petits (Δt grands), capturent correctement la distribution de pression sur la partie stationnaire du distributeur. Par

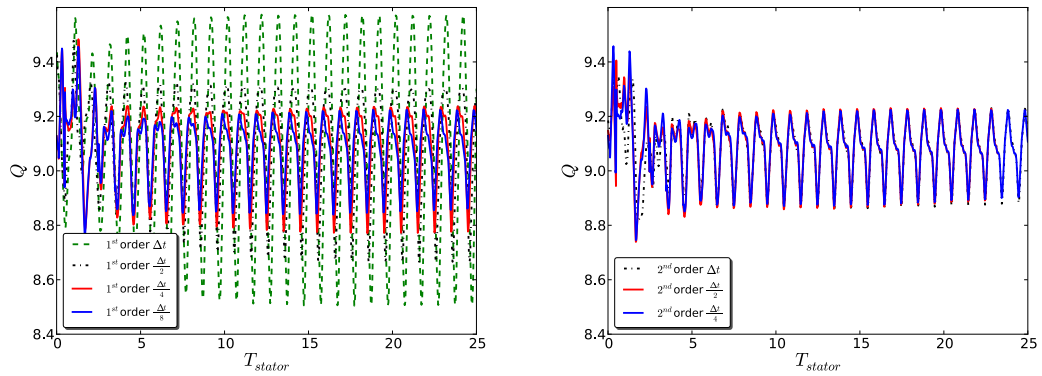


Figure 4.6 – Convergence en pas de temps des débits selon le schéma d'intégration temporelle choisi

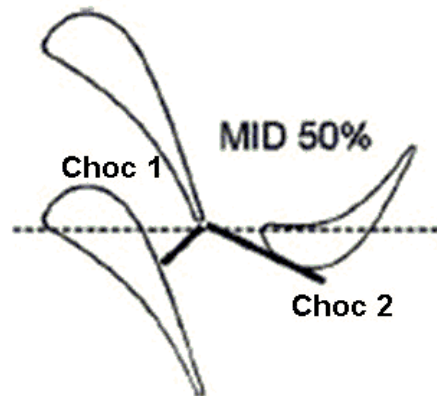


Figure 4.7 – Structure des chocs dans l'étage de turbine CT3

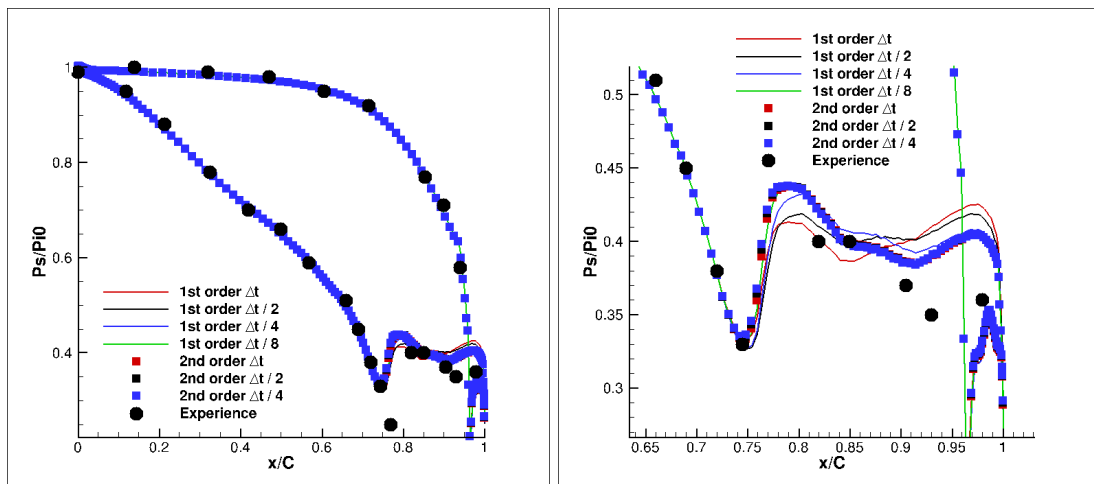
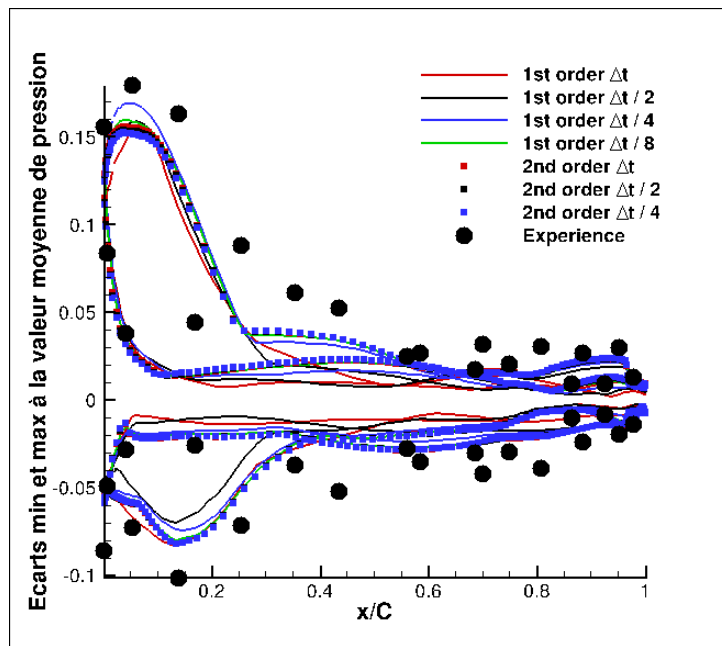


Figure 4.8 – Distribution de pression sur le DHP à $h/H = 50\%$

contre, dans la zone soumise aux effets instationnaires on voit très clairement que les calculs avec le schéma d'ordre 1 ne sont pas convergés en temps. En effet pour les plus petits pas de temps, la division du pas de temps par 2 ($N_{qo} = 20 \Rightarrow 40$) entraîne toujours une variation de la distribution de pression. Pour le schéma Gear (ordre 2), il y a très peu de variation sur la distribution de pression lorsque l'on passe de Δt à $\frac{\Delta t}{2}$. De plus on remarque que le schéma Euler rétrograde semble converger vers la méthode de Gear lorsqu'on diminue son pas de temps.

Maintenant, toujours dans le but de qualifier la convergence en pas de temps des deux schémas, nous analysons les fluctuations de pressions sur la pale de la roue mobile à mi-hauteur de veine (Fig. 4.9). Comme pour le distributeur, on observe que même avec $\frac{\Delta t}{4}$, le schéma d'in-



(a) $h/H = 50\%$

Figure 4.9 – Minimum et Maximum relatifs de pression dans la roue mobile à $h/H = 50\%$

tégration temporelle d'ordre 1 n'est pas convergé en pas de temps tandis que pour le schéma d'ordre 2, on observe peu de différences entre les fluctuations de pression prédites avec Δt et $\frac{\Delta t}{2}$. On remarquera que les fluctuations de pressions sont assez bien prédites par la simulation la plus précise (méthode de Gear et $\frac{\Delta t}{2}$).

L'étude a montré que pour atteindre une convergence en pas de temps avec le schéma d'Euler rétrograde (ordre 1), des pas de temps 8 à 10 fois plus petit qu'avec la méthode de Gear (ordre 2) étaient nécessaires. Des résultats similaires ont été trouvés par Gomar [61] pour la simulation d'une fluctuation forcée de pression dans un canal. On peut noter que le temps de restitution d'un calcul avec la méthode de Gear est 4 à 6 fois plus grand qu'avec le schéma d'ordre 1 (pour un pas de temps identique). Ainsi pour une qualité de solution identique, il est plus intéressant en terme de coût CPU d'utiliser la méthode de Gear.

4.3 Prise en compte des effets technologiques par technique Chimère

La prise en compte des effets technologiques dans les turbomachines tend à complexifier leur géométrie. Ces effets technologiques peuvent être les congés de raccords, les évènements de distributeurs servant au refroidissement de la turbine, la baignoire de la pale de roue mobile ou bien les cavités présentes entre parties fixes et mobiles.

Or la réalisation de maillages multi-blocs structurés pour des géométries complexes est généralement peu aisée. De plus, elle nécessite de transporter sur l'ensemble du domaine des mailles de petites tailles nécessaires à la discrétisation des parois introduites par les effets technologiques. Afin de simplifier la prise en compte des effets technologiques, la technique Chimère [23, 24] peut être utilisée. Cette technique, qui est une méthode par recouvrement de maillage, consiste à réaliser indépendamment des ensembles de maillages qui sont ensuite assemblés grâce à la méthode Chimère. La génération de maillages pour des géométries complexes est ainsi grandement simplifiée mais ceci permet également de réaliser des études paramétriques sur la géométrie d'effets technologiques en régénérant uniquement le maillage associé à l'effet technologique et non l'ensemble du maillage ou en modifiant la position relative de l'effet technologique. Cette technique permet donc d'ajouter des domaines fluides au domaine de calcul comme pour une baignoire (Fig. 4.10) mais également d'ajouter des corps solides en masquant les cellules d'une partie des maillages afin de matérialiser un congé de raccordement par exemple (Fig. 4.11).

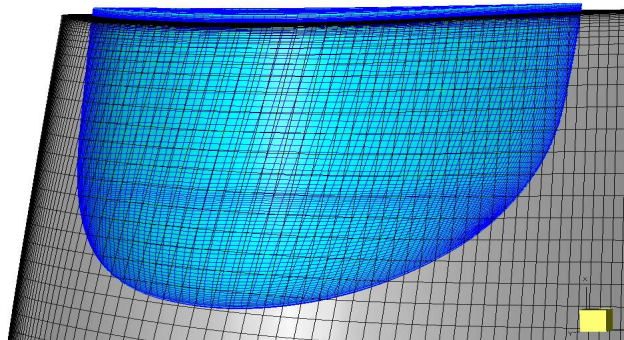


Figure 4.10 – Maillage chimère de la baignoire

4.3.1 Principe de la technique Chimère

Au niveau des frontières de blocs se recouvrant ou autour des zones de cellules masquées, les variables conservatives et turbulentes sont transmises par interpolation afin d'assurer la circulation de l'information. Les formules d'interpolations utilisées, linéaires par tétraèdre, sont présentées dans [98]. Cette interpolation nécessite un certain recouvrement entre les maillages. Il doit être de deux rangées de cellules pour chaque bloc. Cependant, lorsque les contraintes de maillages sont trop grandes, le recouvrement peut-être réduit à une rangée de cellules en utilisant une interpolation implicite [24].

Afin d'accélérer la recherche des cellules donneuses et receveuses pour l'interpolation, un algorithme de recherche ADT (Alternating Digital Tree) est utilisé [31]. Lorsque plusieurs ensembles de blocs chimère se superposent au niveau d'une paroi, le calcul des coefficients d'interpolation peut poser problème. En effet, si les différents blocs ne discrétisent pas de la même manière la

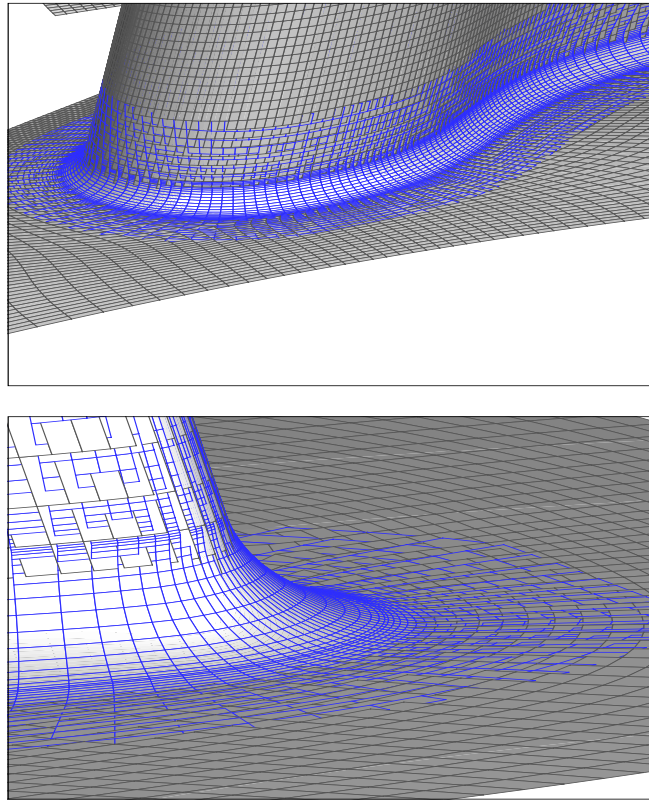


Figure 4.11 – Maillage chimère des congés de raccordement. Vues du maillage à la paroi (haut : DHP, bas : RHP)

paroi, la distance à la paroi d'un point du domaine sera différente selon le maillage considéré pour définir la paroi. Or cette différence de distance à la paroi peut poser problème en particulier au niveau des couches limites. Afin de remédier à ce problème, Schwartz [135] a proposé un algorithme pour modifier les coefficients d'interpolation afin d'assurer une unicité de la distance à la paroi entre les différents maillages.

4.3.2 Assemblage de blocs Chimère

Lors de l'assemblage de blocs chimère, il est nécessaire de masquer une partie des cellules que ce soit pour matérialiser un corps solide (congé de raccordement par exemple) ou pour minimiser les zones de recouvrement entre les blocs afin de réduire le coût CPU en diminuant le nombre de cellules calculées et d'améliorer la convergence [42]. Plusieurs méthodes existent pour réaliser le masquage [98]. La plupart sont basées sur la définition d'un masque géométrique déterminé par l'utilisateur soit en utilisant des formes géométriques simples soit en se basant sur la surface du corps à masquer (méthode X-Ray [112]). Ces méthodes requièrent une certaine expertise de la part de l'utilisateur et sont peu automatisables. Blanc [29] a développé une méthode réalisant automatiquement l'assemblage et le masquage des blocs chimères tout en assurant un recouvrement minimum. Cette méthode se base sur la notion de priorités, définie par l'utilisateur, entre les différents blocs chimères. On part d'un maillage initial, dit de fond, qui peut être un maillage de la géométrie simplifiée ou une grille cartésienne. Dans le cadre de cette thèse, le maillage de fond correspond toujours au maillage de la THP sans effets technologiques, dit

“veine lisse” (section 4.2.1). Sur ce maillage de fond, on ajoute des maillages supplémentaires qui viennent décrire des accidents géométriques particuliers. Par exemple, pour prendre en compte des congés de raccordement, on utilise un maillage qui vient redéfinir la paroi au niveau des coins entre pale et moyeu (ou carter). Ceci est illustré Fig. 4.11. Cette figure, montre les maillages à la paroi pour le maillage de fond (en noir) et pour les domaines Chimère des congés de raccordement (en bleus). Le maillage de fond et les maillages des congés sont coïncidents sur une partie des parois des pales et du moyeu, mais les maillages des congés viennent re-définir la forme de la paroi dans le coin (plus de coïncidence avec le maillage de fond). Lorsque l'utilisateur définit les maillages des congés comme prioritaires, la méthode Patch Assembly masque (une cellule masquée est une cellule non calculée) automatiquement les cellules du maillage de fond qui intersectent la frontière définie par la paroi du domaine des congés ou bien qui sont exclues du domaine fluide délimité par l'intersection des parois définies dans le maillage de fond et dans les maillages des congés. La figure 4.12 illustre cet assemblage Chimère. On visualise bien les cellules masquées (en bleu) sur le maillage de fond autour de la nouvelle paroi définie par le maillage du congé (trait fort noir).

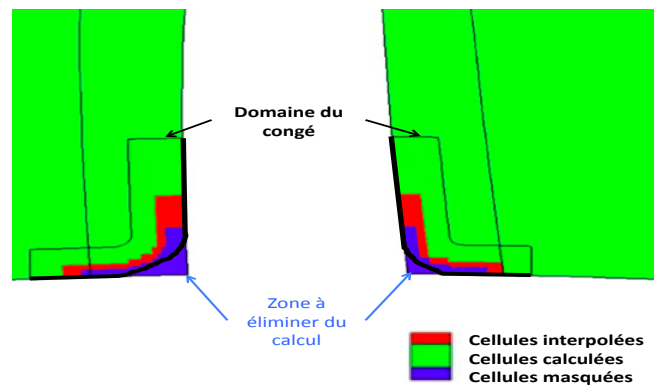


Figure 4.12 – Masquage du maillage de fond pour la prise en compte des congés de raccordement

4.3.3 Limitations

La principale limitation de cette technique est qu'elle n'assure pas la conservativité des équations de Navier-Stokes au niveau des interpolations. En pratique, si les tailles de mailles entre cellules donneuses et receveuses ne sont pas trop différentes, peu d'erreurs de conservativité sont observées. Cependant, il est nécessaire de vérifier à posteriori les pertes de conservativité au niveau de la solution.

Chapitre 5

Transferts thermiques conjugués

Sommaire

5.1	Résolution des problèmes de transferts thermiques conjugués . . .	41
5.1.1	Calcul conjugué	42
5.1.2	Calcul couplé	42
5.1.2.1	Stabilité du couplage et variables échangées	42
5.1.2.2	Synchronisation en temps	43
5.2	Stratégies de couplage thermique fluide/solide	44
5.3	Validation de la méthode	45
5.3.1	Cas test	45
5.3.2	Mise en place du cas test	46
5.3.3	Etude des stratégies de couplage	47
5.3.4	Comparaison avec les données expérimentales	52

Afin de prédire la température de paroi de la pale de RHP, il est nécessaire de prendre en compte le problème de transfert thermique conjugué (cf. Sec. 2.5). Or plusieurs approches existent pour résoudre numériquement ce type de problème. Dans ce chapitre, deux approches différentes de résolution des problèmes de transferts thermiques conjugués seront présentées. Ensuite la stratégie de résolution choisie dans le cadre de ce travail est présentée puis validée à l'aide d'un cas test expérimental bien documenté, l'aube NASA C3X étudiée par Hylton *et al* [79]. Le travail décrit dans cette partie a été publié à la conférence ASME Turbo Expo 2010 à Glasgow [4].

5.1 Résolution des problèmes de transferts thermiques conjugués

Mathématiquement, un problème de transferts thermiques conjugués correspond au système d'équations composé par les équations de Navier-Stokes pour le fluide et l'équation de conservation de l'énergie (en imposant une vitesse nulle) pour le solide augmentées des équations d'état (gaz parfait) et de comportement (loi de Stokes et Fourier). De plus, on doit assurer la continuité des flux thermiques ($[W/m^2]$) et des températures $[K]$ à l'interface fluide/solide Γ_{fs} :

$$\begin{cases} q_f^I &= q_s^I \\ T_f^I &= T_s^I \end{cases}, \quad I \in \Gamma_{fs} \quad (5.1)$$

Pour résoudre numériquement ce type de problèmes, plusieurs approches sont possibles : l'approche par calcul conjugué et l'approche par calcul couplé.

5.1.1 Calcul conjugué

La première méthode, dite de calcul conjugué, consiste à résoudre le problème thermique conjugué de façon global (fluide + solide) avec un seul code résolvant le jeu complet d'équations régissant l'ensemble fluide + solide [68, 87, 151]. Le principal avantage de cette méthode est d'éviter les problèmes de définition de conditions limites aux interfaces fluide/solide, en effet on a une continuité intrinsèque des équations entre les domaines fluides et solides, ce qui évite le recours à des conditions limites complexes et à des phases d'interpolations entre les différents maillages. Cependant, cette méthode impose un avancement en temps identique entre le fluide et le solide alors que leurs échelles temporelles caractéristiques peuvent être très différentes. L'échelle temporelle caractéristique des transferts thermiques étant plus grande d'au moins un ordre de grandeur dans le solide que dans le fluide [75], la convergence du solide risque d'être longue et coûteuse en ressources CPU.

5.1.2 Calcul couplé

Une seconde approche est de coupler informatiquement deux codes différents pour le fluide et le solide [117, 155, 8]. L'avantage de cette approche est d'utiliser des codes métiers, qui ont pu être validés de manière approfondie, pour chacun des domaines. Il est ainsi possible d'utiliser les suites de pré- et post-traitements associées à ces codes. De plus chacun des codes peut avancer à sa vitesse, permettant un gain de temps au niveau de la résolution du solide. Par contre cette méthode nécessite l'utilisation de conditions limites particulières entre les différents codes, notamment dans le choix des variables à échanger [156, 126, 41]. Une attention particulière doit également être portée à la stabilité du couplage qui n'est pas assurée du fait que les différents codes n'utilisent pas forcément les mêmes méthodes numériques et ne sont pas forcément synchronisés au niveau de l'avance en temps [56].

5.1.2.1 Stabilité du couplage et variables échangées

Différents critères peuvent être utilisés pour évaluer la stabilité du couplage vis-à-vis des variables échangées à l'interface. Ces études [58, 156, 51] se basent sur des approches 1D pour établir des critères de stabilité qui sont nécessaires et suffisants pour un problème 1D mais seulement nécessaires pour un problème 2D ou 3D. Giles [58] propose, comme critère de stabilité dans le cas de couplage synchronisé en temps, d'utiliser le rapport :

$$\frac{c_f \Delta n_f}{c_s \Delta n_s} \quad (5.2)$$

avec c_f , respectivement c_s , la capacité calorifique massique du fluide, respectivement du solide (en $J.K^{-1}.kg^{-1}$) et Δn_f , respectivement Δn_s , la discrétisation spatiale dans la direction normale à l'interface fluide/solide pour le domaine fluide, respectivement solide. Dans le cas de transferts conjugués entre une pale de THP et l'écoulement dans la THP, ce rapport est généralement plus petit que 1. Afin d'assurer la stabilité, il faut qu'une condition de Dirichlet soit imposé comme condition limite au fluide et une condition de Neumann au solide [156]. C'est-à-dire que le solide fournit une température T_s [K] pour l'imposer au fluide et le fluide fournit un flux thermique q_f [W/m^2] à imposer au solide. Soit :

$$\begin{cases} q_s^{n_s} = q_f & \text{sur } \Omega_s \\ T_f^{n_f} = T_s & \text{sur } \Omega_f \end{cases}, \quad n_f(n_s) = \text{itérations fluide (solide)} \quad (5.3)$$

5.1 Résolution des problèmes de transferts thermiques conjugués

Verstraete [156] se base lui sur le nombre de Biot définie par :

$$Bi = \frac{hL}{\lambda_s} = \frac{\text{résistance thermique conductive}}{\text{résistance thermique convective}} \quad (5.4)$$

où λ_s est la conductivité thermique du solide [W/mK], L est l'épaisseur du solide [m] et h est le coefficient d'échange thermique convectif [W/m^2K] qui définit le transfert convectif dans le fluide par :

$$q_{convectif} = h(T_{paroi} - T_{fluide}) \quad (5.5)$$

où T_{fluide} est la température du fluide à l'extérieur de la couche limite thermique. Un nombre de Biot proche de zéro correspond à un cas où l'on a de forts gradients thermiques dans le fluide et de faibles gradients thermiques dans le solide. Un nombre de Biot grand correspond au cas contraire. Au niveau de la stabilité du couplage, le nombre de Biot se comporte comme le critère de Giles [58]. S'il est plus petit que l'unité, il faut, pour assurer la stabilité, appliquer les conditions limites tels que définies par l'Eq. 5.1. Si $Bi > 1$ il faut alors que le solide fournisse un flux thermique à imposer au fluide et que le fluide fournisse une température à imposer au solide.

Cependant Verstraete [156] note qu'il est difficile pour une application complexe d'avoir sur une surface de couplage donnée, un nombre de Biot qui est toujours plus grand ou plus petit que l'unité. Même si pour le problème conjugué d'une pale de THP, on a généralement $Bi < 1$. De plus, la solution de l'équation de la chaleur tend à diverger si on lui impose uniquement des conditions limites de type Neumann (flux thermique imposé). En effet, le problème de conduction est bien posé uniquement si on a rigoureusement une somme des flux imposés nulle. Or il est difficile numériquement de l'assurer notamment dans la phase où les flux et températures aux interfaces couplés n'ont pas atteint un état convergé [4].

Une solution est alors d'imposer une relaxation au flux thermique venant du fluide [41, 126, 51] :

$$q_s^n = q_f + \alpha(T_f - T_s^n), \text{ avec } n = \text{itération solide courante} \quad (5.6)$$

On voit bien qu'à la convergence, l'égalité des températures, impose l'égalité des flux.

Verstraete [156] propose également que le fluide transfère au solide un coefficient d'échange thermique convectif et une température de référence associée. Le solide lui fournit une température à imposer au fluide. On peut ainsi assurer la stabilité du couplage en fixant le coefficient d'échange $h_{couplage}$ de telle sorte que :

$$h_{couplage} > \frac{h_{max}}{2} \quad (5.7)$$

où h_{max} est le coefficient d'échange thermique convectif maximal existant sur les interfaces fluide/solide. La température de référence est ensuite déterminée en chaque point de l'interface par la loi de Fourier :

$$q_{paroi} = h_{couplage}(T_{paroi} - T_{ref}) \quad (5.8)$$

5.1.2.2 Synchronisation en temps

On peut soit réaliser un couplage instationnaire, dit "fort", dans lequel les codes sont couplés de façon à être synchronisés en temps. Ceci induit des échanges de données fréquents. Ou bien on peut décider de réaliser uniquement un chaînage pour lequel chacun des codes résout son système d'équations jusqu'à atteindre un certain niveau de convergence avant d'échanger les

variables de couplages. C'est généralement le fait de casser la synchronisation en temps (comme pour le chaînage) qui induit un comportement instable du couplage [51]. On peut baser le choix entre ces deux méthodes en se basant sur les échelles de temps caractéristiques des milieux. En effet, le couplage thermique entre le fluide et le solide peut être caractérisé en fonction de l'effusivité $b = \sqrt{\lambda\rho C_p}$ [131] de chacun des milieux. Ce paramètre représente la capacité du milieu à résister à une modification brutale des conditions extérieures de températures. Dans le cadre d'un couplage thermique fluide/solide il est donc intéressant de considérer le rapport d'effusivité thermique K [40] défini par :

$$K = \sqrt{\frac{(\lambda\rho C_p)_f}{(\lambda\rho C_p)_s}} \quad (5.9)$$

Lorsque $K \rightarrow 0$, le solide est imperméable aux variations de température du fluide et impose une condition de paroi isotherme au fluide. Lorsque $K \rightarrow \infty$, le solide réagit instantanément aux variations de température du fluide et impose une condition de paroi isoflux au fluide. La valeur de K pour le couple air/acier, respectivement air/aluminium, est 7.7×10^{-4} , respectivement 2.5×10^{-4} (voir Holman [75]). Ainsi, on voit que pour les applications de type turbine haute pression, les pales semblent insensibles aux variations brutales de températures. Le recours à un couplage dit "fort" semble donc inutile.

5.2 Stratégies de couplage thermique fluide/solide

La stratégie de couplage thermique fluide/solide mise en place est basée sur l'approche couplée (voir Sec. 5.1.2) afin d'utiliser des solveurs fluide et solide ayant été validés pour de nombreuses applications. Le solveur fluide utilisé est le code *elsA* décrit en Sec. 4. Le solveur solide est le code parallèle AVTP [51] développé au CERFACS. Il résout le problème de conduction thermique transitoire dans les domaines solides décrit par l'équation de conservation de l'énergie sur des maillages non-structurés afin de pouvoir décrire des géométries complexes. Pour AVTP, le calcul des flux convectifs est assuré soit par un schéma volumes-finis cell-vertex 4Δ soit par un schéma éléments finis Galerkin 2Δ [44]. Ces schémas assurent une précision à l'ordre 2 en espace. L'avance en temps est assurée par un schéma explicite de type Euler ou par un schéma implicite basé sur la méthode du gradient conjugué.

Comme vu à la Sec. 5.1.2.2, dans le cas d'applications aux THP, un chaînage est suffisant pour prendre en compte le couplage thermique étant donné que le solide ne voit qu'un phénomène stationnaire. Il se pose alors les questions de savoir quand échanger les informations entre les deux codes et quelles variables échanger.

Pour le calcul NS3D, dans le cas de simulations de THP deux cas peuvent être rencontrés. Soit on réalise un calcul stationnaire, alors les échanges d'informations vers le code de conduction se font à convergence. En effet, dans ce cas, il n'y a pas de cohérence en temps entre les différentes cellules du maillages (pas de temps local) et la solution n'a un sens qu'à convergence. Soit on réalise un calcul instationnaire chorochronique, alors les grandeurs à échanger seront les grandeurs moyennes en temps sur une période de la roue étudiée et l'échange d'informations vers le code de conduction se fait pour chaque période temporelle simulée. Pour le calcul solide, étant donné que l'on utilise un code résolvant l'équation transitoire (instationnaire) de conduction et que l'on recherche un état stationnaire, on peut soit mener à convergence le calcul solide¹, soit

1. On notera que le fait de mener le calcul de conduction à convergence peut s'assimiler à utiliser une résolution stationnaire de l'équation de conduction comme le fait ANSYS par exemple.

Table 5.1 – Conditions limites pour les calculs thermiques couplés fluide/solide

Fluide			Solide	Stratégie
Dirichlet	$T_f^n = T_s$	Fourier :	$q_s^n = h_{ref}(T_s^n - (T_f - \frac{q_f}{h_{ref}}))$	A
		Neumann relaxée :	$q_s^n = q_f + \alpha(T_f - T_s^n)$	B

le faire avancer en temps seulement d'une fraction du temps caractéristique de diffusion dans le solide. Ceci afin d'accélérer la convergence du calcul couplé. On peut alors noter la fréquence d'échange entre les deux code $\frac{1}{\beta}$ définie par :

$$\beta = \frac{n_s \Delta t_s}{\tau_s} \quad (5.10)$$

où n_s , Δt_s et τ_s sont respectivement le nombre d'itérations du code de conduction, le pas de temps utilisé et le temps caractéristique de diffusion dans le solide.

Le choix des variables à échanger entre les deux codes se fait en se basant sur l'étude de la Sec. 5.1. On choisit d'imposer la température solution du calcul de conduction comme condition limite pour le calcul NS3D. Pour le solide, on utilise les résultats du calcul NS3D soit pour imposer une condition de Neumann (flux imposé) avec relaxation (Eq. 5.6) qui est utilisable uniquement avec une résolution instationnaire de l'équation de conduction (relaxation sur la température au cours des itérations, α étant le facteur de relaxation) ou bien une condition limite de type Fourier (Eq. 5.8). Les conditions limites utilisées sont récapitulées dans la Tab. 5.1. Les maillages de peau utilisés par les deux codes étant différents, les variables à échanger sont interpolées d'un maillages à l'autre en utilisant une méthode de distance inverse [138].

Au niveau de la stabilité du couplage, pour des cas 1-D, on peut montrer que l'utilisation de la stratégie A est inconditionnellement stable [156] alors que la stabilité de la stratégie B dépend du couple (α, β) [51].

La convergence du calcul couplé est enregistrée en observant l'évolution du critère \mathcal{R} , définie par l'Eq. 5.11, qui contrôle l'évolution de température sur l'interface fluide/solide Γ_{fs} entre deux cycles de calcul couplé successif N et $N + 1$.

$$\mathcal{R} = \frac{|T_s^{N+1} - T_s^N|_{max}}{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N T_s^{N+1}} \quad (5.11)$$

Un cycle de couplage correspond à un calcul de l'écoulement fluide suivi d'un calcul de conduction dans le solide comme indiqué sur la Fig. 5.1.

5.3 Validation de la méthode

5.3.1 Cas test

Afin de la valider les méthodologies présentées, le cas test de l'aube expérimentale NASA C3X [79] est étudié. Le dispositif expérimental est une grille constituée de trois aubes en acier inoxydable ASTM310 refroidies par un écoulement se développant dans dix cavités radiales. L'aube centrale est instrumentée afin de réaliser des mesures aérodynamiques et thermiques. Les caractéristiques géométriques de l'aube ainsi que les propriétés thermiques de l'ASTM310 sont présentées dans les Tab. 5.2 et 5.3.

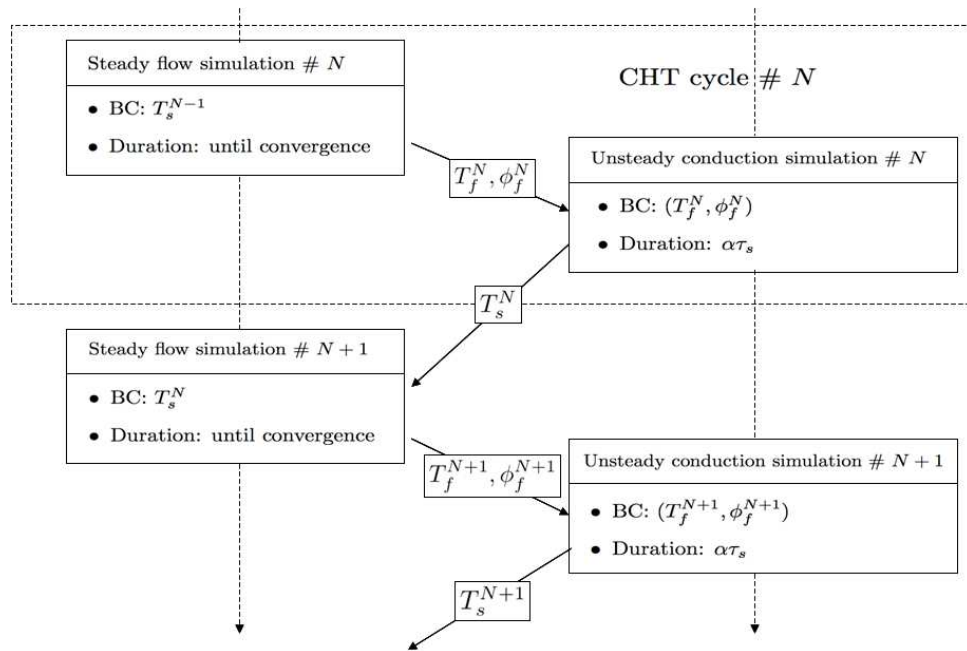


Figure 5.1 – Procédure de couplage

Table 5.2 – Cascade NASA C3X

Angle de calage ($^\circ$)	59.89
Incidence en sortie ($^\circ$)	72.38
Hauteur de l'aube (m)	0.07620
Espacement des aubes (m)	0.11773
Corde (m)	0.14493
Corde axiale (m)	0.07816

Le diamètre des cavités de refroidissement ainsi que la température moyenne et le débit de l'écoulement dans ces cavités sont documentés dans [79]. Les coefficients d'échanges associés sont déduits à l'aide de corrélations basées sur des nombres de Nusselt en écoulement turbulent.

Pour les mesures thermiques, les thermocouples sont placés près de la mi-hauteur de veine où l'écoulement est 2-D. Des thermocouples ont été ajoutés à d'autres hauteurs de veine pour vérifier le caractère 2-D de l'écoulement. Des mesures ont été réalisées pour différents points de fonctionnement. Ici, nous étudions l'essai 158 dont les conditions expérimentales sont présentées dans le Tab. 5.4.

5.3.2 Mise en place du cas test

Pour le calcul fluide, un maillage structuré HOH est utilisé. Le domaine en O contient 125, 53 et 5 points respectivement dans les directions axiale, azimutale et radiale. Seulement 5 points sont utilisés dans la direction radiale car l'écoulement est considéré purement 2-D. Néanmoins, une épaisseur non nulle est considérée car la stratégie de couplage est évaluée pour des géométries 3D. Ce maillage contient 84 885 points et le y^+ moyen sur la paroi de l'aube est 0.55 (Fig. 5.2).

Table 5.3 – Propriétés thermiques de l’ASTM310

Conductivité thermique ($\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$)	λ_s	$6.811 + 0.020176 * T$
Capacité calorifique ($\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$)	c_s	586.15
Densité (kg.m^{-3})	ρ_s	7900.0

Table 5.4 – Conditions expérimentales pour l’essai 158

Temperature totale en entrée (K)	808.0
Pression totale en entrée (Pa)	243700.0
Mach en entrée	0.17
Mach en sortie	0.91
Intensité turbulente en entrée (%)	8.3

Les paramètres numériques utilisés pour la simulation RANS sont ceux décrit dans le Tab. 4.1.

Le maillage pour le solide contient 2 millions de tétraèdres (Fig. 5.3). L’extension radiale du maillage correspond à celle du maillage fluide. Etant donné que l’écoulement n’est pas résolu dans les cavités de refroidissement, le refroidissement est appliqué en utilisant des conditions limites de type Fourier basées sur des valeurs de températures et de coefficients d’échanges déduites des valeurs expérimentales et présentés dans le Tab. 5.5. La surface de l’aube correspond à la surface de couplage entre les codes.

5.3.3 Etude des stratégies de couplage

Dans un premier temps, on vérifie que les stratégies A et B convergent vers la même solution. Pour cela, on compare les résultats en termes de température de paroi et de coefficient d’échange thermique convectif prédits. Le coefficient d’échange thermique convectif est défini par l’Eq. 5.8 avec $T_{ref} = 811\text{K}$. Ces résultats sont présentés Fig. 5.4. On voit que les deux stratégies donnent les mêmes résultats.

Le paramètre α de la condition limite relaxée (stratégie B) permet de piloter la relaxation. Pour une fréquence d’échanges donnée $\frac{1}{\beta}$, plus α est faible, plus le calcul couplé va converger rapidement. Cependant, des valeurs trop faibles de α entraînent une divergence du calcul couplé. Quatre valeurs de α ont été testées (50, 500, 5000 et 50 000). La figure 5.5 montre la convergence des calculs couplés (\mathcal{R} en échelle log) au cours des cycles de couplage pour les différentes valeurs de α . On voit bien qu’en augmentant α , on ralentit la convergence même si en dessous d’une valeur de $\alpha = 500$, l’impact sur la vitesse de convergence est faible.

L’impact de la fréquence de couplage ($\frac{1}{\beta}$) sur le temps de restitution du calcul couplé est également étudié. Ici on s’intéresse au temps de restitution du calcul couplé pour atteindre un état convergé et non au nombre de cycles de couplages nécessaire. En effet, si on augmente la fréquence de couplage, en diminuant le nombre d’itérations pour le calcul de conduction, on va diminuer le temps de restitution d’un cycle de couplage. La figure 5.6 présente les courbes de convergence pour différentes valeurs de β . On remarque qu’au début du calcul couplé, plus on échange souvent (β petit) plus la vitesse de convergence est élevée. En effet à ce moment, les conditions limites appliquées sur les surfaces couplées sont loin de leurs valeurs convergées, donc

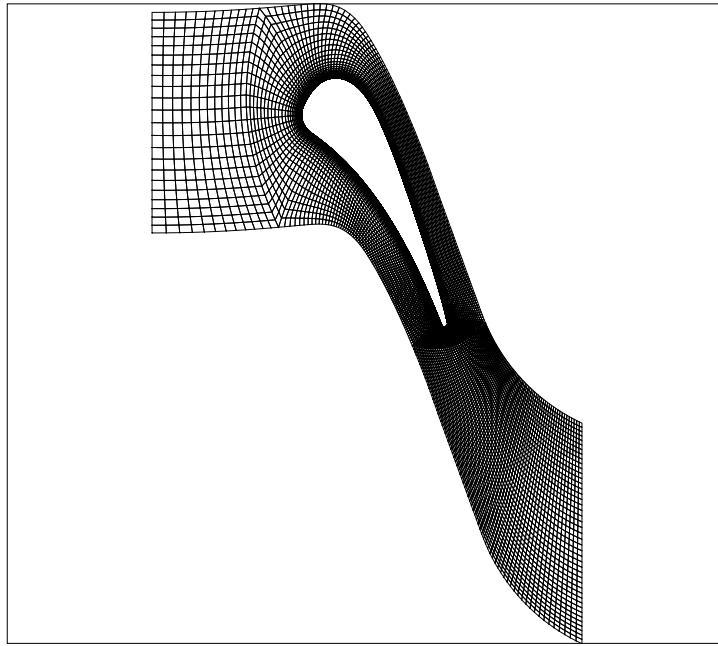


Figure 5.2 – Maillage pour la simulation RANS de l’aube NASA C3X

on a tendance à perdre du temps en réalisant des calculs avec des conditions limites fausses. Par contre, une fois qu’un certain niveau de convergence est atteint ($10^{-4} < \mathcal{R} < 10^{-3}$), la convergence est plus rapide pour des valeurs intermédiaires de β car les conditions limites imposées sont proches de leurs valeurs convergées et il est alors important de faire avancer en temps le calcul de conduction dans le solide afin que l’information apportée par les conditions limites se propage dans le domaine de calcul. Par contre pour la plus grande valeur de β (80), trop de temps est perdu à faire avancer en temps le calcul de conduction et les ressources CPU sont gaspillées. Afin d’optimiser le temps de restitution du calcul couplé, il faudrait ajuster le paramètre β au cours du calcul en fonction du critère de convergence \mathcal{R} .

Comme expliqué plus haut, on peut assimiler le fait d’utiliser la stratégie A (et de mener le calcul de conduction dans le solide à convergence à chaque cycle de couplage), à l’utilisation d’un solveur stationnaire tel que ANSYS Mechanical pour le solide. Il est intéressant de comparer la vitesse de convergence de cette stratégie avec le fait d’utiliser la stratégie B et un couple ($\alpha = 50$, $\beta = 20$) efficace en terme de temps de restitution. La vitesse de convergence est comparée en terme de cycle de couplage car le temps de restitution d’un calcul stationnaire ANSYS serait seulement de quelques minutes. La figure 5.7 présente les courbes de convergence pour ces deux stratégies et permet de clairement voir que le fait d’utiliser un solveur stationnaire (et la stratégie de couplage A) permet de réduire le nombre de cycles de couplage nécessaire pour avoir un état convergé.

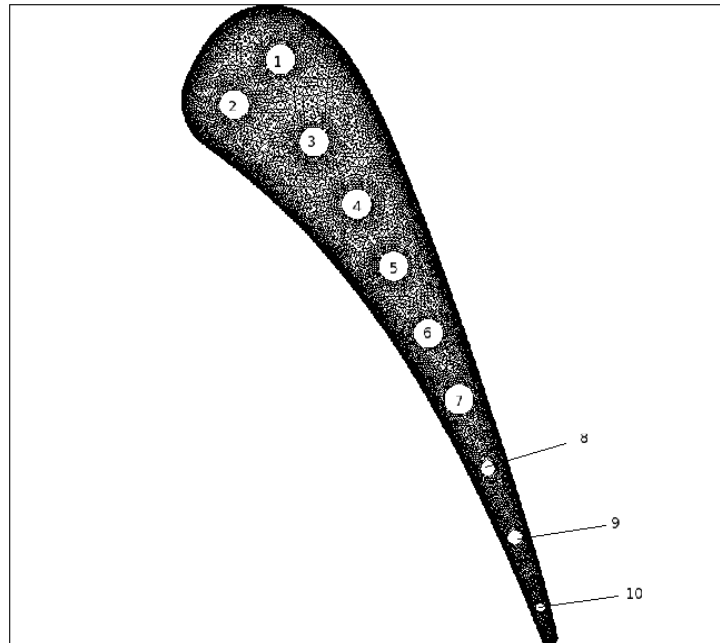


Figure 5.3 – Maillage de la pale solide NASA C3X

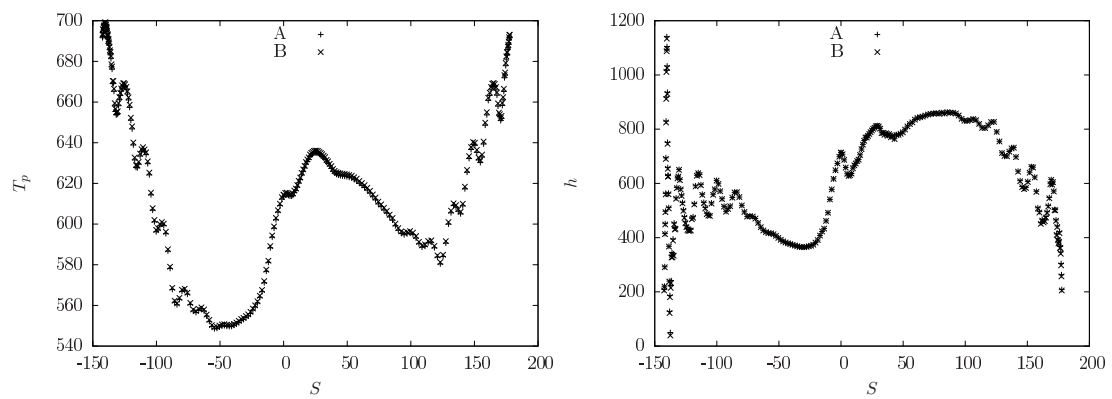


Figure 5.4 – Impact de la stratégie de couplage

Table 5.5 – Températures de références et coefficients d'échanges pour le trous de refroidissement

Trou	T (K)	h (W.m ⁻² .K ⁻¹)
1	358.14	1409
2	359.37	1458
3	349.97	1549
4	351.51	1392
5	342.56	1456
6	371.85	1403
7	351.85	1365
8	385.96	1974
9	413.22	1388
10	454.87	1742

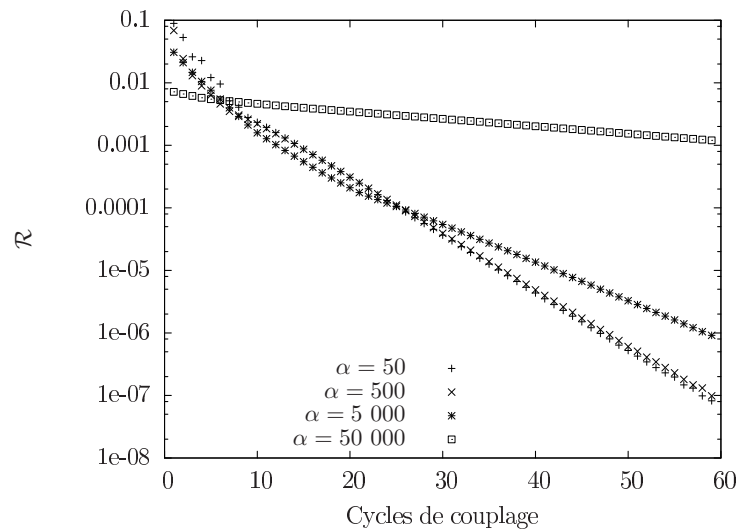


Figure 5.5 – Influence de α sur la convergence du calcul couplé

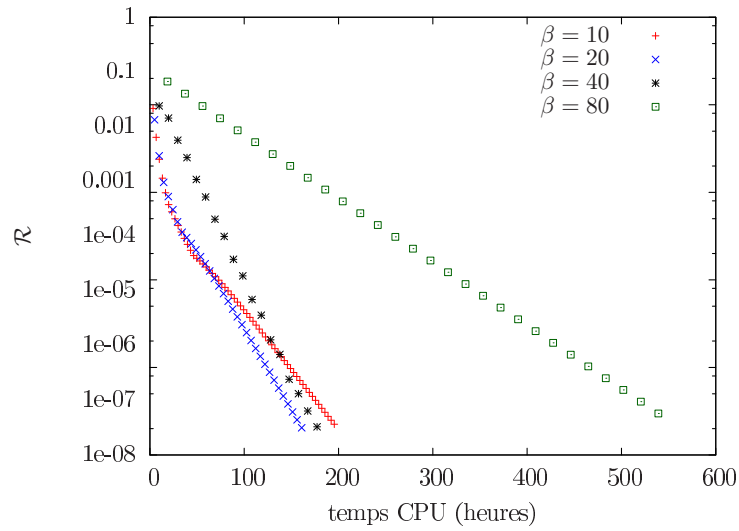


Figure 5.6 – Influence de la fréquence d'échange $\frac{1}{\beta}$ sur la vitesse de convergence du calcul couplé

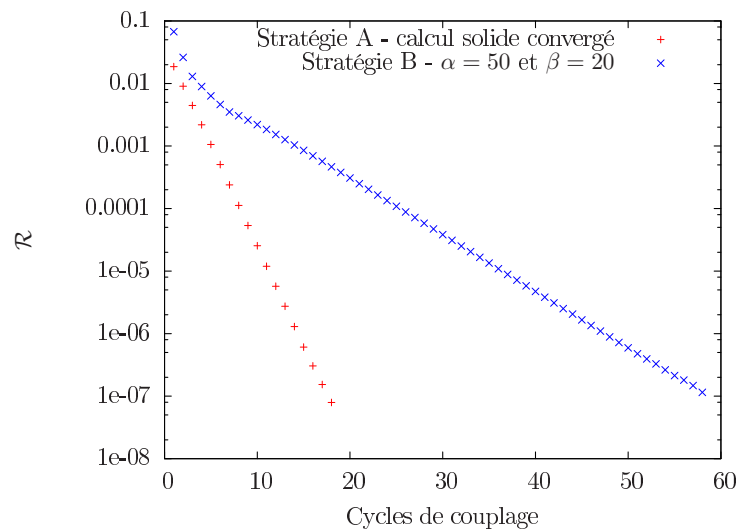


Figure 5.7 – Influence de la stratégie de couplage sur la vitesse de convergence du calcul couplé

5.3.4 Comparaison avec les données expérimentales

La figure 5.8 compare les résultats obtenus grâce au calcul couplé avec les résultats expérimentaux de Hylton *et al* [79]. Le coefficient d'échange thermique convectif est défini par l'Eq. 5.8 avec $T_{ref} = 811\text{K}$. Les barres d'erreur associées aux mesures de coefficient d'échange correspondent aux incertitudes de mesures. On remarque des fluctuations de température de paroi et de coefficient d'échange près du bord de fuite. Elles correspondent à la présence des trous de refroidissement qui sont séparés de la surface de l'aube par peu de matière dans cette zone. Pour la majeure partie de l'abscisse curviligne, les résultats du calcul sont en bon accord avec les mesures. On observe néanmoins une différence près du bord d'attaque car le modèle de turbulence prédit une couche limite turbulente alors qu'elle est en fait laminaire dans cette zone. De ce fait le calcul surestime le flux de chaleur apporté par le fluide à l'aube ce qui induit une surestimation de la température de paroi de l'ordre de 7% par rapport aux mesures expérimentales. Par contre dans la zone turbulente l'accord entre calcul et expérience est de l'ordre de 1% pour la température de paroi. Afin d'améliorer la prédiction dans la zone laminaire, un critère de transition laminaire-turbulente, introduit par Abu-Ghannam et Shaw [6], basé sur des corrélations est utilisé. L'utilisation de ce critère permet de bien capturer le point de transition laminaire-turbulente et d'améliorer la prédiction de température de paroi dans la zone laminaire. L'erreur maximum entre calcul et expérience est alors de l'ordre de 3%.

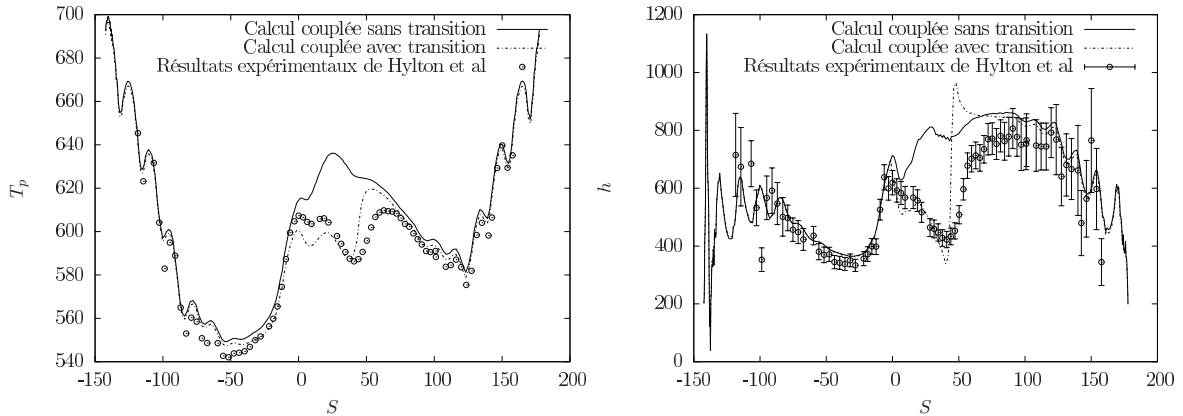


Figure 5.8 – Comparaisons des résultats du calcul couplé avec les mesures expérimentales

Chapitre 6

Méthodes d'analyses

Sommaire

6.1 Réduction d'information par moyenne	53
6.1.1 Moyenne temporelle	54
6.1.1.1 Comparaison à un essai	54
6.1.1.2 Etude purement numérique	54
6.1.2 Moyenne spatiale	55
6.2 Performances globales	56
6.3 Production d'entropie	57
6.3.1 Equation de production d'entropie	58
6.3.2 Application à un écoulement turbulent	59
6.3.3 Implementation dans l'outil MARS	60

Dans cette partie sont présentées des méthodes d'analyse visant à tirer le maximum d'informations du résultat d'un calcul CFD et de les présenter de la façon la plus intelligible possible. Par exemple, l'étude de champs 3D ou 2D apporte, certes, souvent des informations intéressantes mais l'interprétation de ces champs est souvent complexe et il peut être difficile d'en tirer des conclusions. Le but des méthodes d'analyses présentées ici, est d'extraire de ces champs des informations qui peuvent être présentées sous des formes simplifiées donc plus appréhendables.

6.1 Réduction d'information par moyenne

Les données obtenues à la suite d'une simulation URANS sont 4D (3 dimensions de l'espace + le temps). Elles sont donc difficiles à analyser de façon brute. Selon l'analyse que l'on souhaite réaliser, des choix vont être réalisés afin de réduire la dimension des données.

Concernant la dimension temporelle, le but recherché peut être d'analyser l'évolution temporelle d'une grandeur dans une zone donnée comme par exemple pour l'étude des interactions rotor / stator dans les turbomachines multi-étages [66] où l'on va analyser les fluctuations temporelles d'une grandeur (incidence, pression statique, vitesse axiale ...) selon la direction azimutale à une hauteur de veine donnée. Dans ce cas, la réduction d'information s'est faite en passant d'un espace 3D à un espace 1D afin d'effectuer une étude locale.

Ou alors, l'aspect instationnaire de la simulation a été considéré afin de prendre en compte l'impact des effets instationnaires sur l'écoulement fluide sans pour autant vouloir réaliser une analyse temporelle. Dans ce cas, on veut pouvoir traiter les données de la même façon qu'un

résultat de simulation stationnaire. Une première étape de réduction de l'information est d'éliminer la dimension temporelle en réalisant une moyenne temporelle et ainsi se réduire à des données 3D. Ce travail se situe pour l'essentiel dans ce cadre.

6.1.1 Moyenne temporelle

Avant de réaliser une moyenne temporelle, il est nécessaire de savoir quelle utilisation va être faite des données qui en résultent. Généralement, elles peuvent servir à :

- comparer un résultat numérique à celui d'une expérience
- analyser un phénomène physique à l'aide des résultats d'une simulation numérique
- étudier numériquement l'impact d'un paramètre (géométrique, physique ...) en comparant plusieurs simulations

Pour ces différents cas, on utilise des moyennes arithmétiques mais les grandeurs à moyenner sont différentes.

6.1.1.1 Comparaison à un essai

Pour le premier cas, il faudra se rapprocher au plus près de la moyenne réalisée par le capteur expérimental. Ainsi la moyenne temporelle sera effectuée pour la variable réellement mesurée par le capteur avec la même méthode que celle utilisée expérimentalement.

Par exemple, si une pression statique est comparée et qu'expérimentalement elle a été obtenue avec un capteur rapide, alors c'est la pression statique obtenue numériquement qui devra être moyennée tout en faisant attention au filtrage éventuel ayant eu lieu lors de l'acquisition expérimentale. Idéalement, la pression statique devrait être extraite du calcul numérique avec la même fréquence que la fréquence d'acquisition du capteur.

Dans d'autres cas, on ne sait pas forcément comment le capteur moyenne la grandeur étudiée. C'est le cas des capteurs de pression classiques ou des peintures thermosensibles permettant de mesurer une température. Dans ce cas, le choix du processus de moyenne est libre.

6.1.1.2 Etude purement numérique

Lorsqu'on s'intéresse à une étude purement numérique, ce qui est le cas de cette thèse, la moyenne sera réalisée de façon à rester le plus cohérent possible avec la résolution des équations de Navier-Stokes réalisée numériquement par le code. Une méthode des volumes finis étant considérée, les équations sont résolues sous leur forme conservative. Les grandeurs moyennées seront celles pour lesquelles il existe une équation de transport ou qui apparaissent dans l'opérateur $\frac{\partial}{\partial t}$ dans une équation de transport. Les grandeurs à moyenner sont donc : ρ , $\rho\mathbf{V}$, ρE , ρht , ρTt , ρPt , ρS , Ts et Ps . Pour calculer les grandeurs qui interviennent explicitement dans la détermination des performances globales (rendement, taux de détente, débit masse...), il ne faut pas calculer leur valeur instantannée et les moyenner ensuite car ces valeurs instantannées n'ont pas de sens au niveau des équations de Navier-Stokes. Il faut donc recomposer les grandeurs moyennées entre elles pour obtenir une variable utilisée dans le calcul des performances. Par exemple, la température totale moyenne en temps, $\langle Tt \rangle$ est calculée par :

$$\langle Tt \rangle = \frac{\langle \rho Tt \rangle}{\langle \rho \rangle}$$

On obtient ainsi une donnée 3D (en espace) que l'on peut encore réduire par le biais d'une moyenne spatiale pour calculer un rendement isentropique par exemple.

Même si c'est la méthode la plus rigoureuse, il n'est pas toujours aisé de réaliser les moyennes temporelles de cette façon. En effet, selon le code utilisé, il n'est pas toujours possible d'extraire toute les grandeurs souhaitées et afin de limiter l'espace de stockage des données, uniquement les grandeurs conservatives (ρ , $\rho\mathbf{V}$ et ρE) sont généralement extraites et moyennées temporellement. Les moyennes temporelles des autres grandeurs sont reconstruites à partir des moyennes temporelles des grandeurs conservatives. Or les relations entre les différentes grandeurs n'étant pas linéaires, des écarts peuvent apparaître si les fluctuations instationnaires sont importantes. La figure 6.1 montre les écarts observés entre les deux approches de moyenne temporelle dans un plan inter-roues d'une simulation de THP. Les différences de moyenne temporelle pour la Ttr sont assez faibles (inférieur à 0.6%) mais pour la pression statique, elles ne sont pas négligeables. On remarque, que les écarts sont plus importants en pied, traduisant la présence de fluctuations instationnaires de forte amplitude. Il faut également noter, que le plan choisi se trouvant entre les deux roues, c'est l'un des cas les plus critiques (où les fluctuations temporelles seront de plus grande amplitude).

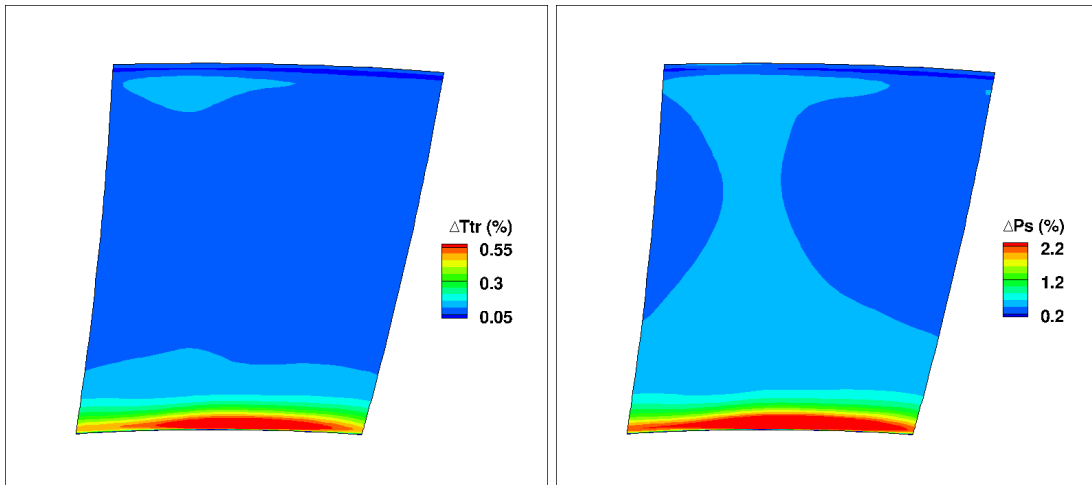


Figure 6.1 – Ecarts relatifs des grandeurs moyennées en temps, dans un plan inter-roues, selon la méthode de moyenne utilisée - référence : moyenne temporelle des variables transportées

Malgré les écarts observés, dans la suite de ce travail, les grandeurs moyennées en temps seront calculées à partir de la moyenne temporelle des grandeurs conservatives lorsque des champs 3D (en espace) seront considérés comme pour le calcul des performances globales par exemple. Par contre, pour l'analyse dans des zones géométriques bien définies et réduites (les parois par exemple), les grandeurs moyennées en temps seront calculées à partir des grandeurs moyennées de ρ , $\rho\mathbf{V}$, ρE , ρht , ρTt , ρPt , ρS , Ts et Ps .

6.1.2 Moyenne spatiale

Lorsque les données ont été réduites sous une forme proche d'un résultat stationnaire, il est alors possible de réduire encore ces données afin d'obtenir une information plus facilement interprétable comme des profils radiaux 1D ou des grandeurs 0D qui pourront être utilisées pour calculer les performances globales.

Pour les moyennes spatiales, on utilise des moyennes pondérées. La pondération varie selon la grandeur moyennée. Pour les grandeurs transportées telles que Ts , Tt , ht , S ou les grandeurs

conservatives, les moyennes sont pondérées par le débit masse. Pour les pressions statiques et totales, les moyennes sont pondérées par la surface, car elles apparaissent directement dans des intégrales de surfaces pour les équations de Navier-Stokes, ou le transport de l'énergie totale.

6.2 Performances globales

Les performances globales de la turbine peuvent être extraites des résultats de calculs CFD. Ceci est fait quotidiennement chez les industriels. Ces performances globales sont composées de différentes grandeurs 0D qui permettent de caractériser la turbine tout en étant simples d'interprétation. On considère ici uniquement les cas où la turbine est adiabatique. Le cas prenant en compte les transferts thermiques aux parois est étudié à la Sec. 10.2.2.1.

travail récupéré : W_u C'est le travail que la turbine va récupérer. Il s'exprime comme une différence entre l'enthalpie totale en entrée de la turbine et l'enthalpie totale sortant de la turbine. Dans le cas de la turbine haute pression, on a une seule sortie mais plusieurs entrées (l'interface chambre de combustion - turbine et les ventilations). Il faut donc sommer ces différentes contributions pour calculer l'enthalpie totale entrante. On a ainsi :

$$W_u = \sum_{j=entrees} (c_p T t_j) - c_p T t_{sortie} \quad (6.1)$$

avec

$$c_p \simeq \frac{\Delta h_t}{\Delta T_t}$$

puissance récupérée : PWT C'est la puissance récupérée sur l'arbre de la turbine. Elle s'exprime comme la différence des puissances sortantes et entrantes de la turbine qui sont les enthalpies totales multipliées par les débits.

$$PWT = \sum_{j=entrees} (\dot{m}_j c_p T t_j) - \dot{m}_{sortie} c_p T t_{sortie} \quad (6.2)$$

rendement isentropique : η_{is} Le rendement isentropique permet de comparer la puissance récupérée par la turbine par rapport à une turbine idéale (détente isentropique).

$$\eta_{is} = \frac{\text{puissance récupérée par la turbine}}{\text{puissance récupérée par une turbine idéale}} \quad (6.3)$$

En utilisant le fait qu'on considère un gaz parfait et la relation pression / température pour une transformation isentropique, on peut calculer la puissance récupérée par une turbine isentropique. On obtient l'expression suivante pour le rendement isentropique :

$$\eta_{is} = \frac{\sum_{j=entrées} (\dot{m}_j c_p T t_j) - \dot{m}_{sortie} c_p T t_{sortie}}{\sum_{j=entrées} \dot{m}_j c_p T t_j [1 - (\frac{P_{t_{sortie}}}{P_{t_j}})^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}]} \quad (6.4)$$

avec

$$\gamma = \frac{c_p}{c_p - R_{gaz}}$$

Il faut noter que le rendement isentropique change selon la position des plans d'entrée et de sortie. On peut donc calculer un rendement pour la roue seule ou bien pour l'étage. Même en considérant la roue seule, si on prend un plan de sortie au niveau du bord de fuite ou bien plus en aval, on n'aura pas le même rendement car les pertes liées au mélange du sillage et du tourbillon de jeu ne seront pas prises en compte de la même manière.

taux de détente totale à totale : π_{tt} C'est le rapport entre la pression totale moyenne en entrée et en sortie de la turbine.

$$\Pi_{tt} = \frac{Pt_{\text{entrée}}}{Pt_{\text{sortie}}} \quad (6.5)$$

taux de détente totale à statique : π_{ts} C'est le rapport entre la pression totale moyenne en entrée et la pression statique moyenne en sortie de la turbine.

$$\Pi_{ts} = \frac{Pt_{\text{entrée}}}{Ps_{\text{sortie}}} \quad (6.6)$$

coefficient de pertes : K_p Il donne une indication des pertes de pression totale dans la turbine. On peut le calculer pour le distributeur, la roue ou bien l'étage.

$$\zeta = \frac{Pt_{\text{entrée}} - Pt_{\text{sortie}}}{Pt_{\text{sortie}} - Ps_{\text{sortie}}} \quad (6.7)$$

6.3 Production d'entropie

Les grandeurs 0D citées ci-dessus apportent des informations intéressantes sur les performances de la turbine mais ne permettent pas de localiser les sources d'inefficacité de la turbine. C'est-à-dire les zones où les transformations thermodynamiques sont les plus irréversibles. La méthode d'analyse présentée ici, utilise la production locale d'entropie comme critère d'efficacité de la turbine. Le fait d'utiliser un critère local, permet de localiser les zones pénalisantes de la turbine.

D'après les premier et second principes de la thermodynamique, on montre que le travail maximum récupérable d'une machine thermique est limité par la production d'entropie [154]. En effet, d'après le premier principe de la thermodynamique appliqué à la turbine, on a :

$$\Delta H_t = W + Q \quad (6.8)$$

Où W et Q sont respectivement le travail et la quantité de chaleur apportés par l'extérieur à la turbine. Le travail récupéré par la turbine, W_{recup} , est l'opposé de W . En appliquant le second principe :

$$\begin{aligned} \Delta S = S_{\text{entrée}} - S_{\text{sortie}} + S_{\text{créée}} &\geq 0 \\ S_{\text{créée}} &> 0 \end{aligned} \quad (6.9)$$

et l'inégalité de Clausius :

$$\Delta S \geq \frac{Q}{T} \quad (6.10)$$

on montre que :

$$W_{recup} \leq \Delta H_t - T \Delta S \quad (6.11)$$

On voit bien que minimiser la création d'entropie permet de récupérer plus de travail (ce qui est le but de la turbine) car pour un système fermé, $\Delta S \geq 0$.

6.3.1 Equation de production d'entropie

On peut écrire l'équation de conservation de l'entropie spécifique, s tel que $S = \rho s$, sous sa forme intégrale :

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t} \iiint_V \rho s dV}_{(1)} + \underbrace{\oint_{\partial V} \rho s \mathbf{W} \cdot \mathbf{n} dA}_{(2)} = - \underbrace{\oint_{\partial V} \frac{\mathbf{q} \cdot \mathbf{n}}{T} dA}_{(3)} + \underbrace{\iiint_V (S_d + S_c) dV}_{(4)} \quad (6.12)$$

Les termes (1) et (2) représentent le transport d'entropie par convection. Le terme (3) correspond aux échanges d'entropie spécifique au travers des surfaces du domaine. Le terme (4) correspond aux sources volumiques de production d'entropie spécifique lié aux transferts thermiques (S_c) et à la dissipation (S_d). On peut réécrire l'Eq. 6.12 sous une forme locale en regroupant les termes de production d'entropie dans le membre de droite de l'équation :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho s) + \text{div}[\rho \mathbf{W} s + \frac{\mathbf{q}}{T}] = S_d + S_c \quad (6.13)$$

On peut réarranger le membre de gauche de l'Eq. 6.13 pour faire apparaître la dérivée particulaire de s :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho s) + \text{div}[\rho \mathbf{W} s + \frac{\mathbf{q}}{T}] = \rho \frac{ds}{dt} + \text{div}[\frac{\mathbf{q}}{T}] \quad (6.14)$$

Et en utilisant la formule de Gibbs :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho s) + \text{div}[\rho \mathbf{W} s + \frac{\mathbf{q}}{T}] = \frac{1}{T} [\rho \frac{de}{dt} - \frac{p}{\rho} \frac{d\rho}{dt}] + \text{div}[\frac{\mathbf{q}}{T}] \quad (6.15)$$

Maintenant en utilisant l'équation de transport de l'énergie interne et l'équation de continuité on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho s) + \text{div}[\rho \mathbf{W} s + \frac{\mathbf{q}}{T}] &= \frac{1}{T} [(-p \text{div} \mathbf{W} - \text{div} \mathbf{q} + \Phi) - (-p \text{div} \mathbf{W})] + \text{div}[\frac{\mathbf{q}}{T}] \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho s) + \text{div}[\rho \mathbf{W} s + \frac{\mathbf{q}}{T}] &= \frac{\Phi}{T} - \frac{\text{div} \mathbf{q}}{T} + \text{div}[\frac{\mathbf{q}}{T}] \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho s) + \text{div}[\rho \mathbf{W} s + \frac{\mathbf{q}}{T}] &= \frac{\Phi}{T} - \frac{\text{div} \mathbf{q}}{T} + \frac{\text{div} \mathbf{q}}{T} - \frac{1}{T^2} \mathbf{q} \cdot \mathbf{grad} T \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho s) + \text{div}[\rho \mathbf{W} s + \frac{\mathbf{q}}{T}] &= \frac{\Phi}{T} - \frac{1}{T^2} \mathbf{q} \cdot \mathbf{grad} T \end{aligned} \quad (6.16)$$

avec la dissipation visqueuse $\Phi = \bar{\bar{\tau}} : \bar{\bar{D}}$ où $\bar{\bar{\tau}} = \tau_{ij} = 2\mu D_{ij} - \frac{2}{3}\mu D_{ll}\delta_{ij}$ et $\bar{\bar{D}} = D_{ij} = \frac{1}{2}(\frac{\partial W_i}{\partial x_j} + \frac{\partial W_j}{\partial x_i})$ sont respectivement le tenseur des contraintes visqueuses et la partie symétrique du tenseur des déformations.

Finalement en utilisant la loi de Fourier, on trouve les termes sources de l'équation de transport de l'entropie :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho s) + \text{div}[\rho \mathbf{W} s + \frac{\mathbf{q}}{T}] = \frac{\Phi}{T} + \frac{\lambda}{T^2} \mathbf{grad} T \cdot \mathbf{grad} T \quad (6.17)$$

Les deux sources d'entropies sont la dissipation visqueuse et les transferts thermiques.

6.3.2 Application à un écoulement turbulent

Maintenant que l'on connaît l'expression des termes sources de création d'entropie, on veut pouvoir les calculer à partir des résultats d'une simulation RANS (ou URANS). Cependant, il faut d'abord les exprimer dans un formalisme RANS. Comme pour les équations RANS compressibles on utilise la moyenne de Favre (pondérée par la masse). En supposant les fluctuations de température négligeables par rapport à la température moyenne, on peut montrer que [7] :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}\tilde{s}) + \text{div}[\bar{\rho}\tilde{\mathbf{W}}\tilde{s} + \frac{\bar{\mathbf{q}}}{\tilde{T}}] = \underbrace{\bar{\tau}_{ij} \frac{\bar{D}_{ij}}{\tilde{T}}}_{(1)} + \underbrace{\tau'_{ij} \frac{D'_{ij}}{\tilde{T}}}_{(2)} + \frac{\lambda}{\tilde{T}^2} [\underbrace{\mathbf{grad} \tilde{T} \cdot \mathbf{grad} \tilde{T}}_{(3)} + \underbrace{\overline{\mathbf{grad} T'' \cdot \mathbf{grad} T''}}_{(4)}] \quad (6.18)$$

Le terme (1) de l'Eq. 6.18 correspond au taux de production d'entropie par dissipation visqueuse, le terme (2) au taux de production d'entropie par dissipation turbulente, le terme (3) au taux de production d'entropie par transferts thermiques et le terme (4) au taux de production d'entropie par transferts thermiques turbulents. Le premier terme et le troisième terme peuvent être calculés directement à partir d'un résultat de calcul RANS (car ils ne font intervenir que des grandeurs moyennes), par contre les termes (2) et (4) doivent être modélisés (fermetures sur les corrélations croisées). Plusieurs auteurs ont proposé des fermetures pour ces deux termes [7, 91], qui sont basées sur l'analyse des équations de transport des variables turbulentes "classiques", k et ϵ , et celles liées aux fluctuations de température : $k_\Theta = \tilde{T}^2/2$ la variances des fluctuations de température et ϵ_Θ son taux de dissipation [104].

Dans l'équation de transport de k , on peut identifier le terme de dissipation turbulente qui permet de modéliser le terme de production d'entropie par dissipation visqueuse (terme (2)) qui est généralement accessible via le modèle de turbulence [7, 91] :

$$\tau'_{ij} \frac{D'_{ij}}{\tilde{T}} = \frac{\bar{\rho}\epsilon}{\tilde{T}} \quad (6.19)$$

L'équation de transport pour k_Θ [55] est la suivante :

$$\begin{aligned} c_p \frac{dk_\Theta}{dt} = & - \overline{\rho h'' W_i''} \frac{\partial \tilde{h}}{\partial x_i} \\ & \overline{\left(\lambda \frac{\partial h''^2/2}{\partial x_i} - \bar{\rho} \widetilde{W_i'' h''^2/2} \right)} \\ & - c_p \lambda \overline{\frac{\partial T''}{\partial x_i} \frac{\partial T''}{\partial x_i}} \end{aligned} \quad (6.20)$$

Le premier terme du membre de droite est le terme de production, le second le terme de diffusion et le dernier le terme de dissipation $\bar{\rho}\epsilon_\Theta$. Or il est possible d'exprimer le terme de production d'entropie par transferts thermiques turbulent à partir de ce terme. Cependant, des simplifications sont nécessaires car on n'a généralement pas de modélisation pour k_Θ et ϵ_Θ . Seul le terme de production est modélisé par l'Eq. 4.11. Si on se place dans le cas d'un équilibre entre production et dissipation (vrai dans la zone logarithmique de la couche limite thermique) alors on peut écrire :

$$\frac{\lambda}{\tilde{T}^2} \overline{\mathbf{grad} T'' \cdot \mathbf{grad} T''} = \frac{\lambda_t}{\tilde{T}^2} \mathbf{grad} \tilde{T} \cdot \mathbf{grad} \tilde{T} \quad (6.21)$$

où $\lambda_t = c_p \mu_t / Pr_t$ est la conductivité thermique turbulente et $Pr_t = 0.9$ le nombre de Prandtl turbulent. L'hypothèse forte est le fait de négliger la dissipation dans l'Eq. 6.20.

Dans la suite on regroupera les termes liés aux gradients thermiques sous la dénomination S_c et les termes liés aux gradients de vitesse sous la dénomination S_d .

$$\begin{aligned} S_c &= \frac{\lambda + \lambda_t}{\tilde{T}^2} \mathbf{grad} \tilde{T} \cdot \mathbf{grad} \tilde{T} \\ S_d &= \frac{\bar{\Phi}}{\tilde{T}} + \frac{\bar{\rho}\epsilon}{\tilde{T}} \end{aligned} \tag{6.22}$$

6.3.3 Implementation dans l'outil MARS

L'outil MARS (*Module d'Analyse du RéSidu*) est un outil de post-traitement développé par Legras [101] et permettant l'analyse des équations de Navier-Stokes sur un volume de contrôle en réalisant le bilan des différents flux s'appliquant à ce volume de contrôle. Les outils de modélisation physique et numérique utilisés dans cet outil sont identiques à ceux du code *elsA*. Au cours de cette thèse l'outil a été enrichi, notamment en ajoutant les schémas de calcul de flux convectif de type Roe à l'ordre un, deux et trois. Le principe de fonctionnement de cet outil est présenté à la Fig. 6.2.

Dans le cadre de cette thèse, le calcul des termes de production d'entropie a été ajouté à l'outil MARS. Ceci permet d'obtenir à la fois une information globale en calculant la production d'entropie globale sur un volume de contrôle (information 0D) mais également locale en regardant son évolution axiale sous forme de somme cumulative (information 1D) ou en observant la contribution en chaque point du maillage (information 3D).

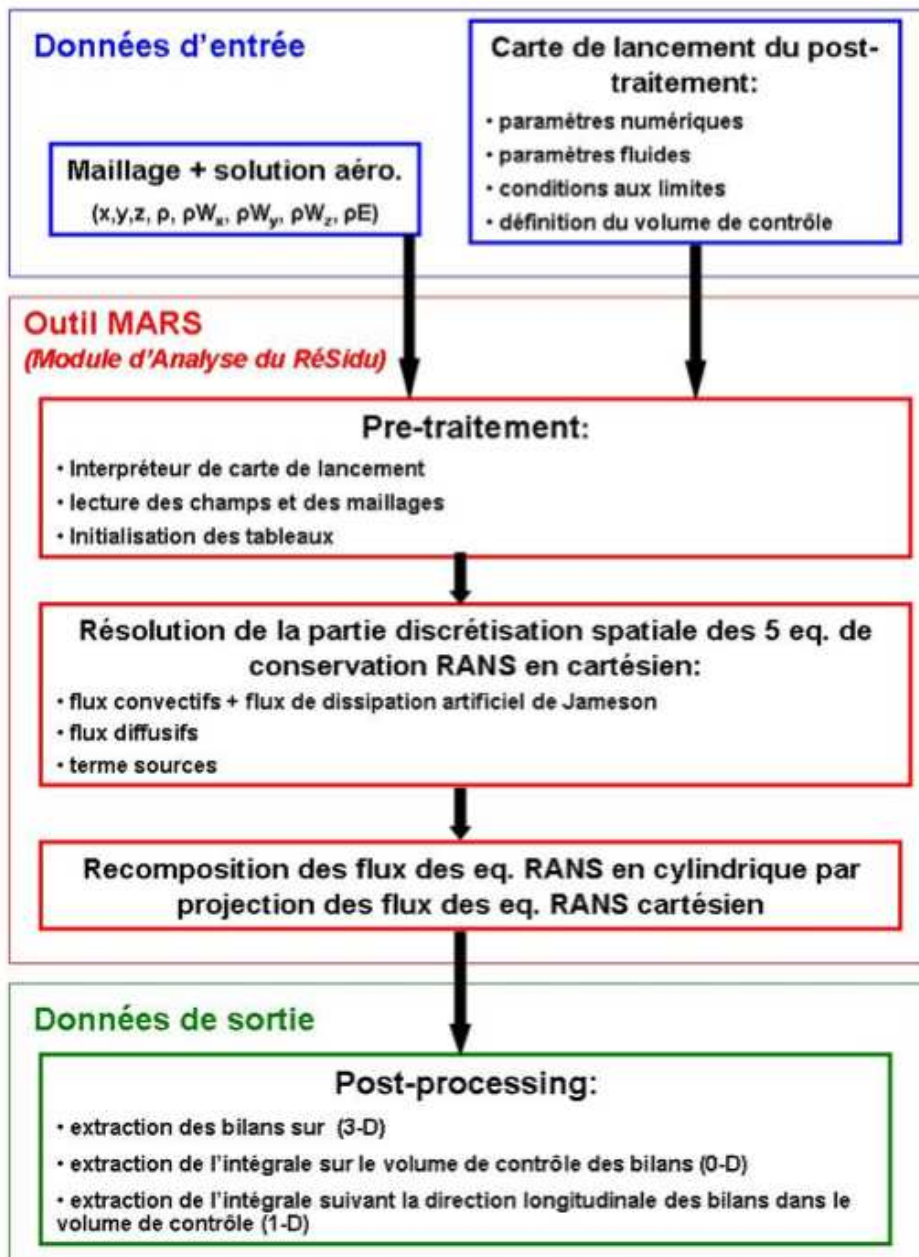


Figure 6.2 – Principe de fonctionnement de l'outil MARS - tiré de [101]

Troisième partie

Application à l'étude d'une turbine haute pression de moteur d'hélicoptère

Chapitre 7

Simulation veine lisse adiabatique

Sommaire

7.1	Cas test	65
7.1.1	Géométrie	65
7.1.2	Maillage	66
7.2	Ecoulement dans le distributeur	69
7.2.1	Ecoulements secondaires	69
7.2.2	Migration du point chaud	72
7.2.3	Pertes aérodynamiques	75
7.3	Ecoulement dans la roue mobile	78
7.3.1	Ecoulements secondaires	78
7.3.2	Phénomène de ségrégation	80
7.3.3	Température de paroi	83
7.3.4	Pertes aérodynamiques	84
7.4	Synthèse	89

Les méthodologies de calcul et d'analyse ayant été mises en place et validées sur des cas documentés, il est maintenant possible d'étudier l'écoulement dans une turbine haute pression représentative d'un moteur d'hélicoptère Turbomeca. Cette étude est réalisée sur une configuration de turbine dite "lisse", c'est-à-dire sans considérer les effets technologiques autre que le jeu en tête de la pale RHP. De même le couplage thermique n'est pas considéré donc toutes les parois sont considérées adiabatiques. Le but de ce chapitre est de comprendre les liens entre l'écoulement dans la turbine et ses performances aérodynamiques et aérothermiques.

Dans un premier temps le cas test est présenté, puis la solution moyenne en temps d'une simulation instationnaire de la THP est analysée afin de comprendre en quoi l'écoulement est responsable du champ thermique pariétale de la pale de rotor haute pression et des pertes aérodynamiques dans la THP.

7.1 Cas test

7.1.1 Géométrie

Le cas test étudié est une turbine haute pression représentative d'un moteur d'hélicoptère moderne. Son taux de détente est supérieur à 3 et les déviations du distributeur et de la roue mobile sont respectivement supérieures à 65° et 90° . Cette THP comporte divers effets technologiques : des congés de raccordement entre les aubes du distributeur et les parois moyeu et carter ainsi qu'entre la pale de la roue mobile et sa plateforme dus au procédé de fabrication des

aubes (par fonderie), une baignoire en sommet de la pale rotor, du refroidissement externe des parois de la veine et des aubages obtenu à l'aide de deux événements au niveau du bord de fuite du distributeur et à l'aide de cavités inter-roues, alimentés par le système d'air secondaire (fraction de débit de la veine principale à température précédant la chambre). Cette turbine ne présente pas de refroidissement par film, ce qui réduit la complexité globale de l'étude. Enfin, le champ thermique en sortie de la chambre de combustion est dilaté azimuthalement pour utiliser une solution d'un calcul de chambre de combustion comme condition limite en entrée de la THP sans avoir besoin de considérer un secteur de 360°. La figure 7.1 présente une vue schématique de cette turbine.

La géométrie considérée est représentative d'un moteur à chaud, c'est-à-dire déformée du fait des contraintes mécaniques et thermiques. La veine en amont du distributeur haute pression a été coupée au niveau de l'interface chambre - distributeur.

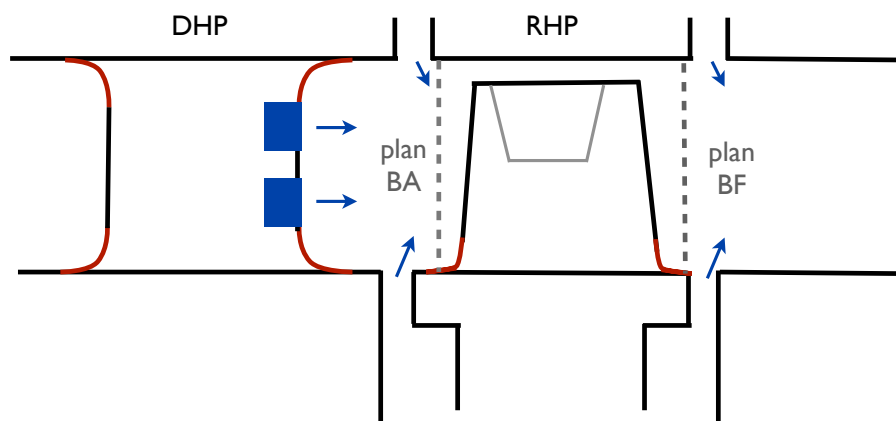


Figure 7.1 – Vue schématique de la turbine haute pression et de ses effets technologiques

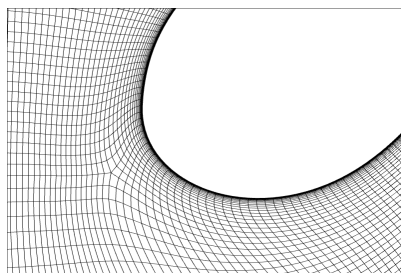
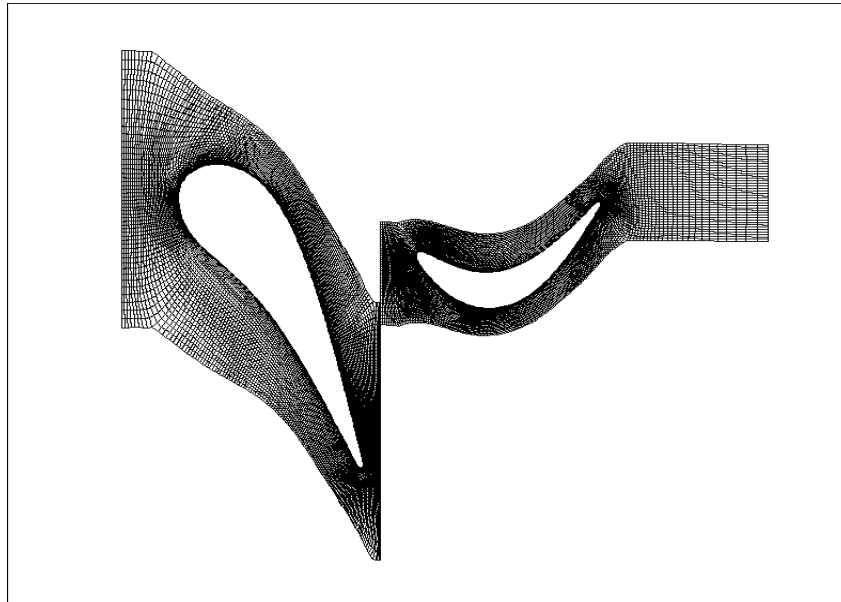
7.1.2 Maillage

Le maillage a été réalisé avec le mailleur AutogridTM. C'est un maillage structuré multi-blocs ayant une topologie O6H. Ce maillage contient 3 627 259 points. Des vues du maillage dans le plan aubes à aubes sont présentées Fig 7.2. Les critères de qualité du maillage, couramment observés, sont présentés Tab. 7.1. Le y^+ moyen sur les aubes de la turbine est 0.53, il est donc possible d'utiliser une approche bas Reynolds avec ce maillage, pour autant qu'il n'y ait pas de valeurs maximales trop élevées.

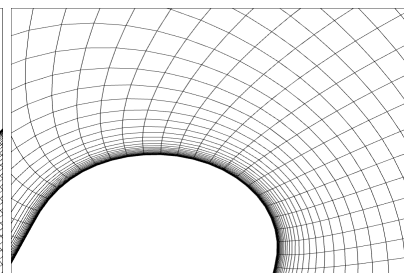
Angle d'inclinaison minimal	10.6
Angle d'inclinaison moyen	77.1
Taux d'anisotropie maximal	3966.7
Taux d'anisotropie moyen	502.3
Taux d'accroissement maximal	2.0
Taux d'accroissement moyen	1.4

Table 7.1 – Critères de qualité du maillage

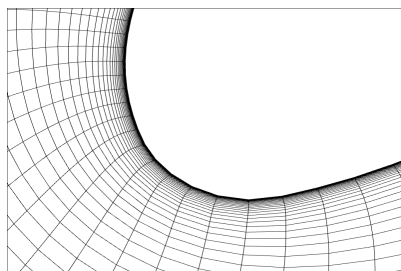
La fréquence maximale des interactions rotor-stator pouvant être capturées par ce maillage



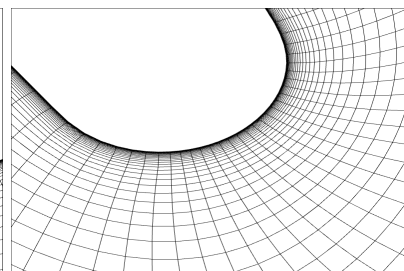
(b) Bord d'attaque DHP



(c) Bord de fuite DHP



(d) Bord d'attaque RHP



(e) Bord de fuite RHP

Figure 7.2 – Vues du maillage de la THP au moyeu

est liée à la dimension des cellules, notamment dans la direction azimutale (L_θ) [64] :

$$f_{max} = \frac{2\pi r}{2L_\theta Z_{rotor}} f_{BPF} \quad (7.1)$$

Pour ce maillage, on s'attend à pouvoir résoudre des phénomènes instationnaires jusqu'à $14f_{BPF}$.

Afin de vérifier l'indépendance de la solution vis à vis du maillage, deux autres maillages ont été réalisés à partir du maillage de référence présenté ci-dessus. Un maillage plus grossier obtenu en déraffinant dans chaque direction (I,J et K) d'un facteur deux et un maillage plus fin obtenu en raffinant d'un facteur deux dans chaque direction. Le maillage le plus fin contient donc 28 millions de points. Des simulations stationnaires sont réalisées sur ces trois maillages (paramètres numériques décrits dans le Tab. 4.1). Le tableau 7.2 montre les écarts relatifs de rendement isentropique(η_{is}) et de taux de détente total à total (Π_{tt}) obtenus entre chaque maillage et le maillage le plus fin (28 millions de points).

Table 7.2 – Sensibilité des performances 0D vis à vis du maillage (Maillage de référence : 28 millions points)

Maillage	Grossier :	Intermédiaire :
Nombre de points	440 000	3,5 millions
$\Delta\eta_{is}$ (points)	-0.78	-0.31
$\Delta\Pi_{tt}$ (%)	-1.10	-0.23

Le maillage intermédiaire permet d'avoir un compromis acceptable entre qualité de la solution et coût CPU et sera donc utilisé pour la suite de l'étude. Une simulation URANS chorochronique de la THP est réalisée en se basant sur la méthodologie présentée à la section 4.2.

7.2 Écoulement dans le distributeur

7.2.1 Écoulements secondaires

Les écoulements secondaires dans le distributeur peuvent avoir un impact sur la migration du point chaud (imposé en entrée de domaine grâce à une condition limite) et les pertes aérodynamiques dans le distributeur. Or, outre la source d'hélicité liée au couplage entre la vorticité et le gradient de pression statique, on a également une source liée au couplage entre la vorticité et le gradient de température totale (cf. annexe A).

Afin de localiser les écoulements secondaires, les lignes de séparations sur les parois moyeu et carter du distributeur (Fig. 7.3) sont tracées. Les lignes de séparations sont des lignes de frottements particulières qui relient entre eux les points singuliers et qui peuvent être des lignes de décollement 3D ou de recollement.

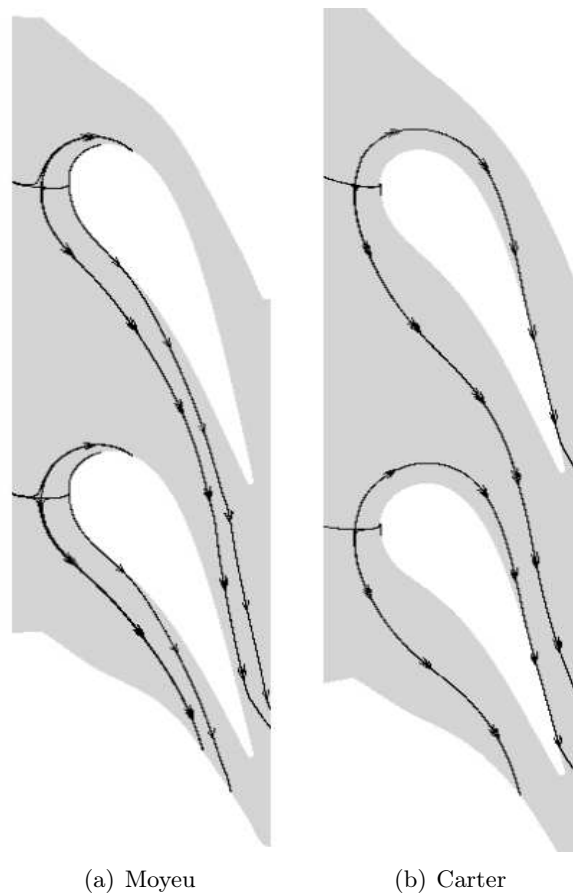


Figure 7.3 – Lignes de séparations sur le moyeu et le carter du distributeur

Ainsi sur le moyeu, la ligne de séparation amont est une ligne de décollement 3D. La seconde ligne de séparation, située près de la paroi intrados de l'aube, est une ligne de recollement. Le décollement 3D devant le bord d'attaque engendre un tourbillon de bord d'attaque (encore appelé tourbillon en fer à cheval) qui se situe entre la ligne de décollement et la ligne de recollement. La branche intrados du tourbillon de bord d'attaque traverse le canal vers la paroi extrados sous l'effet du gradient de pression transverse. La ligne de décollement de la branche extrados du tourbillon de bord d'attaque au moyeu disparaît rapidement (  35% de corde axiale).

Pour la paroi carter, on distingue les deux lignes de décollement des deux branches du

tourbillon de bord d'attaque (intrados et extrados). Par contre, on ne voit pas les lignes de recollement. Comme au moyeu, la branche intrados traverse le canal en direction de la paroi extrados alors que la branche extrados reste près de la paroi de l'aube.

La figure 7.4 montre les contours d'hélicité dans un plan axial à 30% de corde axiale. Une hélicité positive correspond à un tourbillon tournant dans le sens trigonométrique lorsqu'on avance dans le sens de l'écoulement. On retrouve les tourbillons de bord d'attaque identifiés avec les lignes de décollement (Fig. 7.3) mais seules les branches extrados des tourbillons de bord d'attaque sont visibles (des flèches indiquent leur sens de rotation), collées à la paroi de l'aube; les branches intrados sont très peu marquées, ainsi que le tourbillon de passage.

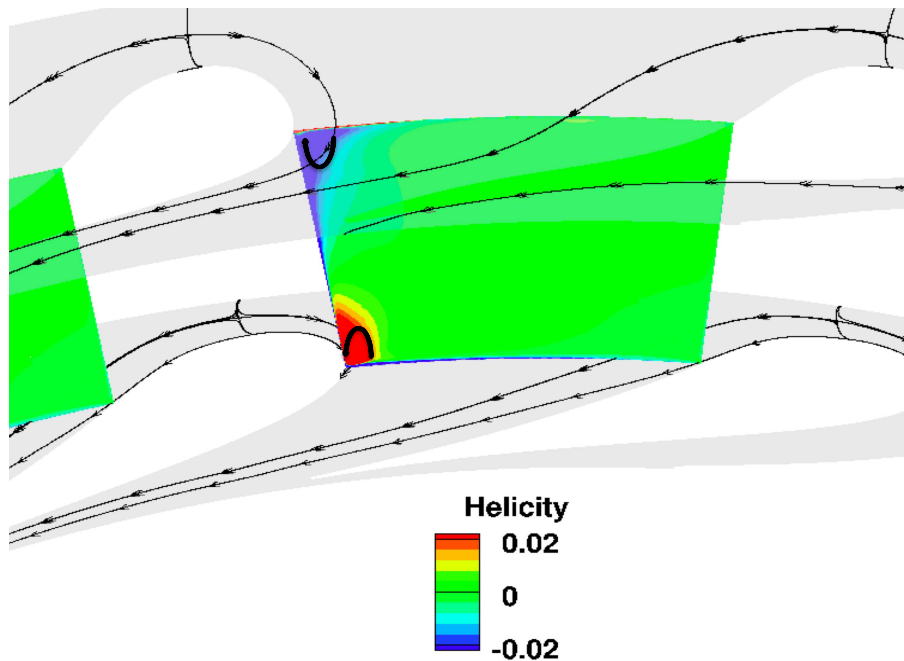
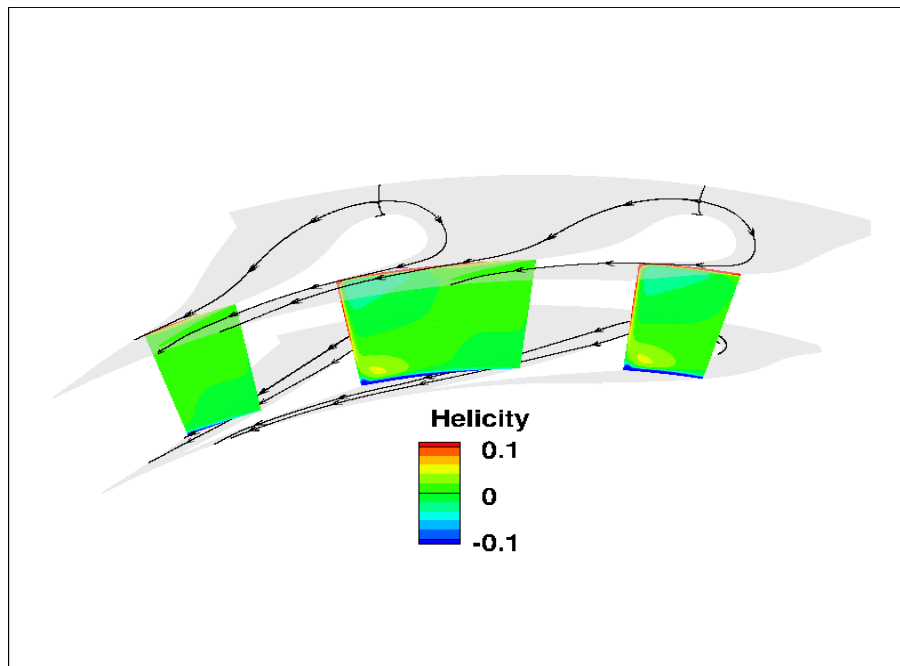


Figure 7.4 – Contours d'hélicité à 30% de corde axiale du distributeur - échelle saturée

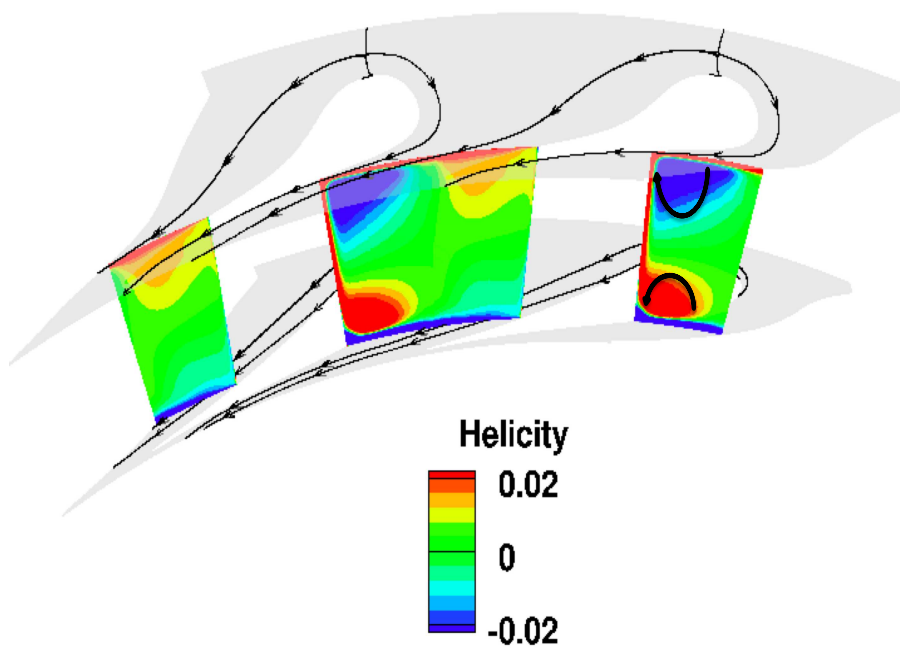
La figure 7.5 montre les contours d'hélicité dans un plan axial à 70% de corde axiale du distributeur. En plus des tourbillons de bord d'attaque, on observe un tourbillon de passage, notamment au moyeu, qui provient de l'action du gradient de pression transversal sur les couches limites. Ce tourbillon de passage, invisible à 30% de corde axiale, apparaît suite à la traversée de la ligne de recollement au moyeu; cela explique qu'il soit confiné à la zone très proche du moyeu. Il génère une hélicité négative comme la branche intrados du tourbillon de bord d'attaque qui traverse le canal vers l'extrados, et se retrouve donc mélangé au tourbillon de passage. Au carter, on a un phénomène similaire mais avec des hélicités positives. Cependant, le tourbillon de passage semble moins intense au carter qu'au moyeu.

La branche extrados du tourbillon de bord d'attaque reste collée à l'extrados et possède une hélicité positive en rouge au moyeu; sous l'influence du tourbillon de passage, elle migre sur l'extrados vers la mi-envergure. Ceci peut expliquer la disparition de la ligne de décollement au moyeu du côté extrados (Fig. 7.3). Les branches extrados des tourbillons de bord d'attaque occupent plus de place dans le canal que les tourbillons de passage mais les tourbillons de passage sont plus intenses (norme de l'hélicité plus grande). En effet, si l'échelle des contours d'hélicité n'est pas saturée, alors on voit uniquement les tourbillons de passages.

Les écoulements secondaires laissent également des traces sur les parois intrados et extrados



(a) Echelle non saturée



(b) Echelle saturée

Figure 7.5 – Contours d'hélicité à 70% de corde axiale du distributeur

de l'aube du distributeur comme le montre la Fig. 7.6 où l'on voit les lignes de séparation ainsi que quelques lignes de frottement. Une ligne séparatrice est présente sur la paroi intrados et correspond à l'interface entre les deux branches intrados des tourbillons de bord d'attaque. Le tourbillon au moyeu s'est étendu radialement repoussant ainsi celui du carter vers la paroi carter. Ces tourbillons tendent à envoyer le fluide de la couche limite intrados vers le moyeu et le carter.

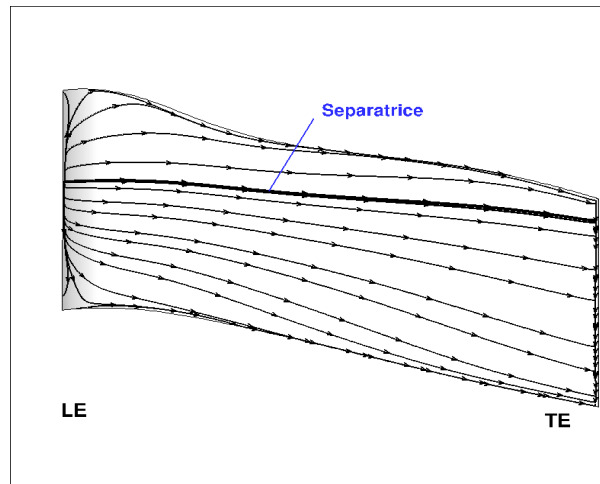
Trois séparatrices sont présentes sur la paroi extrados. La séparatrice proche du moyeu correspond à l'interface entre le tourbillon de passage et la branche extrados du tourbillon de bord d'attaque. Elle finit par un foyer marquant la présence d'un décollement. Le tourbillon de passage fait remonter le fluide depuis le moyeu vers la mi-hauteur de veine, et de la même façon, la branche extrados du tourbillon de bord d'attaque. Cette dernière agit en sens inverse mais ne peut pas contrer complètement le tourbillon de passage qui, bien que moins étendu, est plus intense. En tête, deux séparatrices sont présentes. La plus proche du carter identifie, comme au moyeu, l'interface entre le tourbillon de passage et la branche extrados du tourbillon de bord d'attaque. La même compétition entre ces tourbillons qu'au moyeu est observée. Le tourbillon de passage a tendance à ramener le fluide situé proche du carter vers la mi-hauteur de veine alors que la branche extrados du tourbillon de bord d'attaque envoie le fluide de la mi-hauteur de veine vers le carter. Enfin, la dernière séparatrice correspond à l'interface entre les deux branches extrados des tourbillons de bord d'attaque.

Globalement, dans le distributeur, les tourbillons de passage sont intenses mais peu étendus alors que les tourbillons de bord d'attaque (en particulier les branches extrados) sont étendus mais peu intenses. Les tourbillons de passage tournant dans le sens opposé aux branches extrados des tourbillons de bord d'attaque, le fluide est peu dévié radialement. Cependant, ces tourbillons peuvent néanmoins participer à la migration du point chaud et à la génération de pertes aérodynamiques par le mélange qu'ils induisent.

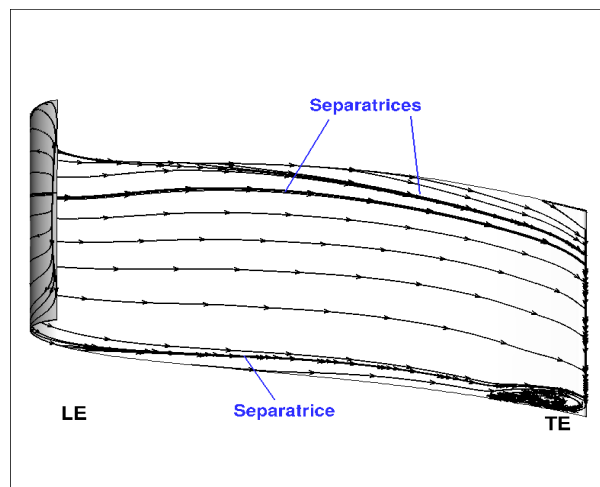
7.2.2 Migration du point chaud

La figure 7.7 présente les contours de température totale dans trois plans axiaux afin d'illustrer la migration du point chaud dans le distributeur. Le champ de température totale en entrée de la THP est non uniforme radialement et azimutalement même si pour ce moteur les variations de température azimutale sont faibles. En avançant dans le distributeur, la température tend à s'homogénéiser mais des écarts de températures persistent et le point chaud se déforme sous l'influence des écoulements secondaires.

Côté intrados, les branches intrados des tourbillons de bord d'attaque et les tourbillons de passage étalent les poches chaudes le long de la paroi de l'aube alors qu'au centre du canal, ils ont tendance à ramener les poches froides situées au moyeu et au carter vers la mi-hauteur de veine. Côté extrados, les branches extrados des tourbillons de bord d'attaque étalent le fluide chaud sur la paroi depuis la mi-hauteur de veine vers le moyeu et le carter. Elles sont cependant contrées par les tourbillons de passage qui envoient le fluide depuis le moyeu et le carter vers la mi-hauteur de veine. Le tourbillon de passage au moyeu étant intense, malgré une faible étendue, le point chaud migre vers le carter. Au final, en sortie le point chaud s'est étalé sur la paroi intrados entre 30% de hauteur de veine et le carter, son extension radiale a diminué au centre du passage et il a eu tendance à migrer vers le carter.

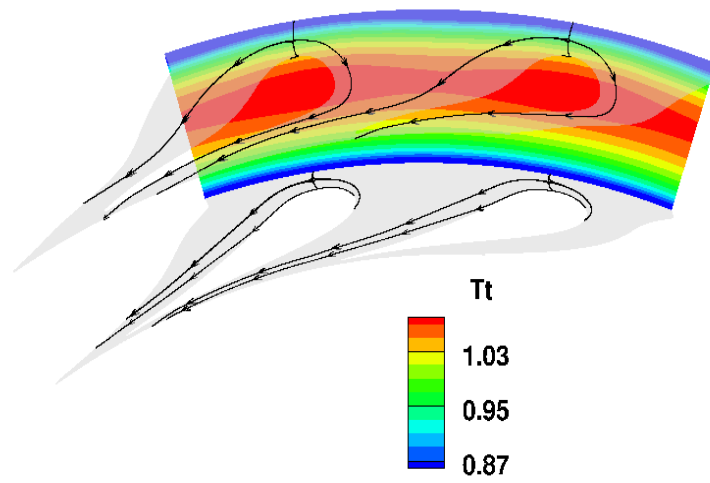


(a) Intrados

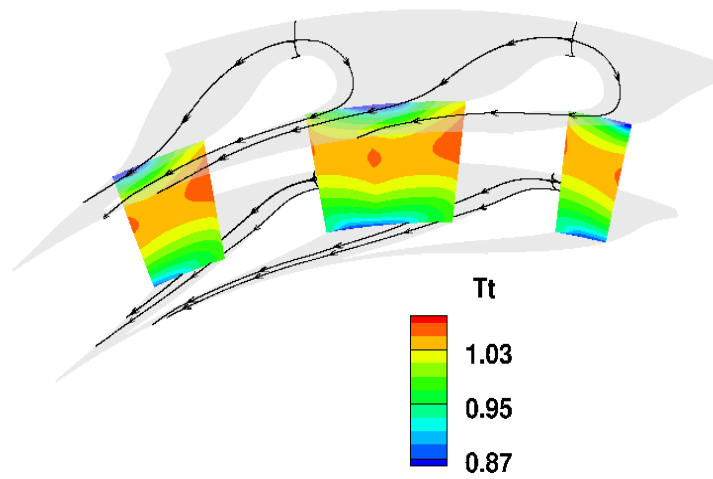


(b) Extrados

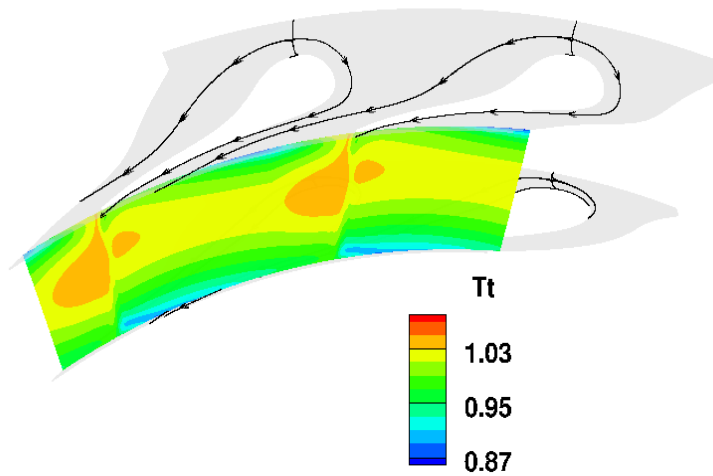
Figure 7.6 – Lignes de frottements et de séparations sur les parois de l'aube du distributeur



(a) Entrée DHP



(b) 50% de corde axiale



(c) Sortie DHP

Figure 7.7 – Migration du point chaud dans le distributeur (T_t)

Si l'extension azimutale du point chaud dans le distributeur est grande (plus grande que le canal du RHP) comme c'est le cas pour cette THP, alors elle a peu d'importance lorsque l'on s'intéresse à la thermique de la pale de rotor car elle sera moyennée par le défilement des pales du rotor. Le point le plus important dans la migration du point chaud est son déplacement vers le carter. La figure 7.8, qui présente la répartition radiale de température totale en entrée et sortie du distributeur, montre clairement le déplacement du maximum de température vers le carter.

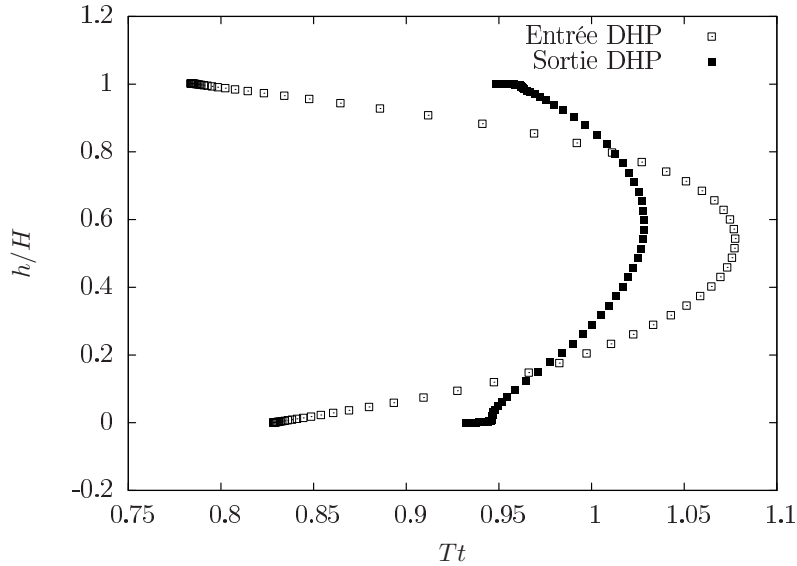


Figure 7.8 – Evolution de la répartition radiale de température totale dans le DHP

La migration du point chaud vers le carter s'explique à la fois du fait des écoulements secondaires dans le distributeur (présentés ci-dessus) mais également par la modification de l'équilibre radial local en sortie du distributeur. En effet, en supposant l'écoulement uniforme azimutalement on peut écrire un équilibre radial simplifié en repère cylindrique :

$$\frac{d(\rho W_r)}{dr} = -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\rho W_\theta^2}{r} + \frac{\partial \tau_{rx}}{\partial x} \quad (7.2)$$

Le point chaud ayant une vitesse plus importante que l'écoulement principal, le terme $\frac{\rho W_\theta^2}{r}$ est plus grand pour le point chaud. De plus, si on néglige τ_{rx} et que l'on considère le gradient de pression constant azimutalement alors on voit apparaître un transport radial de quantité de mouvement radial pour le point chaud.

7.2.3 Pertes aérodynamiques

La figure 7.9 présente la répartition radiale en sortie du distributeur du coefficient de pertes, défini par l'Eq. 6.7. Les pertes relatives à chaque hauteur de veine sont adimensionnées par les pertes totales dans le distributeur. Entre 20% et 90% de hauteur de veine les pertes sont sensiblement uniformes. Par contre en tête et particulièrement en pied les pertes sont beaucoup plus importantes du fait de la présence des couches limites au moyeu et au carter mais également par la présence des tourbillons de passages extrados qui sont confinés près des parois moyeu et carter (cf. section 7.2.1). Les fortes pertes en pied peuvent également s'expliquer par la migration du sillage vers le moyeu du fait de la modification de l'équilibre radial dans le sillage (Eq. 7.2 avec

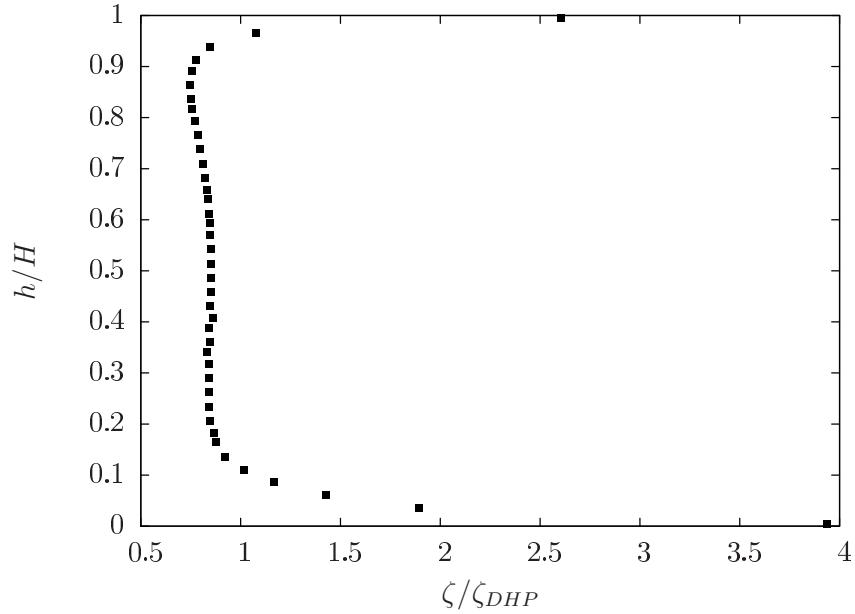


Figure 7.9 – Répartition radiale des pertes en sortie du DHP adimensionnées par la perte globale du DHP

W_θ plus faible dans le sillage).

L'analyse de la production d'entropie dans le canal du distributeur doit permettre de mieux identifier l'origine des pertes. Pour cela on utilise l'outil MARS [101], sur un volume de contrôle correspondant au canal du distributeur, pour calculer les sources de production d'entropie par dissipation visqueuse (1) et turbulente (2) ainsi que par transferts thermiques laminaires (3) et turbulents (4) (cf. section 6.3.2). La somme cumulative de la production d'entropie le long de la corde axiale de l'aube est tracée sur la Fig. 7.10. On parle de somme cumulative car l'ensemble des sources de production d'entropie de chaque plan axial est sommé puis ajouté à la somme du plan précédent. La valeur de production d'entropie pour le dernier point de la courbe correspond donc à la production d'entropie totale dans le domaine. Les termes sources de production d'entropie étant positifs ou nuls, la courbe est forcément croissante. De plus la pente de la courbe indique le taux de production locale : plus la pente est importante pour une abscisse, plus la production d'entropie est importante à cette abscisse.

La figure 7.10 permet de quantifier la part dans la production totale d'entropie des différents termes source. La première source de production d'entropie est le terme de production par dissipation turbulente, suivi de la production par transferts thermiques turbulents et de la production par dissipation visqueuse. Enfin le terme de production par transferts thermiques laminaires est faible devant les trois autres termes. En entrant dans le domaine, l'entropie est produite de façon importante par transferts thermiques turbulents. En effet, des transferts thermiques apparaissent dès l'entrée du domaine entre les lignes de courant ayant des températures différentes. Après le bord d'attaque, une partie du mélange a eu lieu et la production d'entropie par transferts thermiques turbulents est ralentie. La figure 7.11 met en évidence la production par transferts thermiques qui est importante au niveau de la couche limite extradados mais également au centre du canal.

La production par dissipation visqueuse et turbulente est liée aux couches limites et s'intensifie en avançant dans le canal au fur et à mesure que la couche limite extradados s'épaissit (Fig. 7.12). Au bord de fuite cette production est très importante du fait du sillage mais aussi du

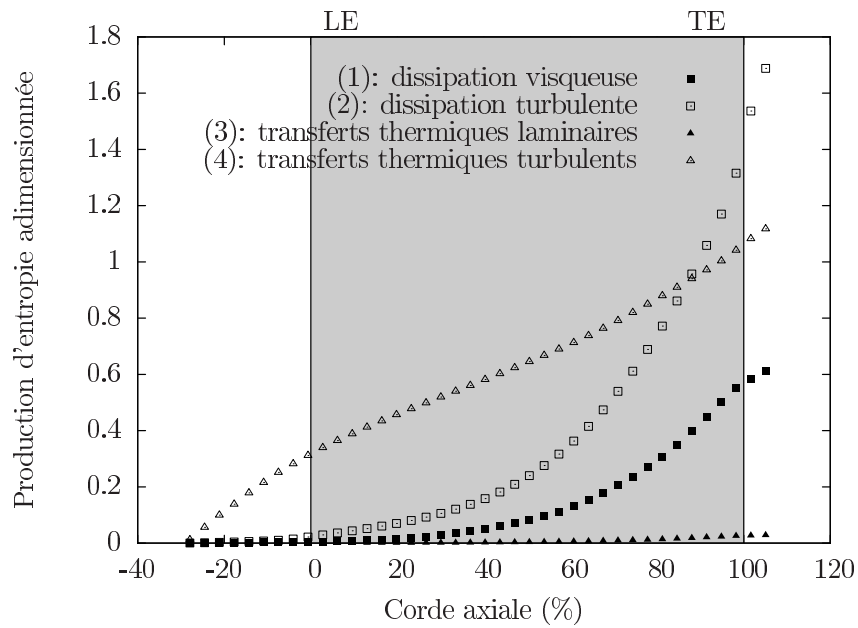
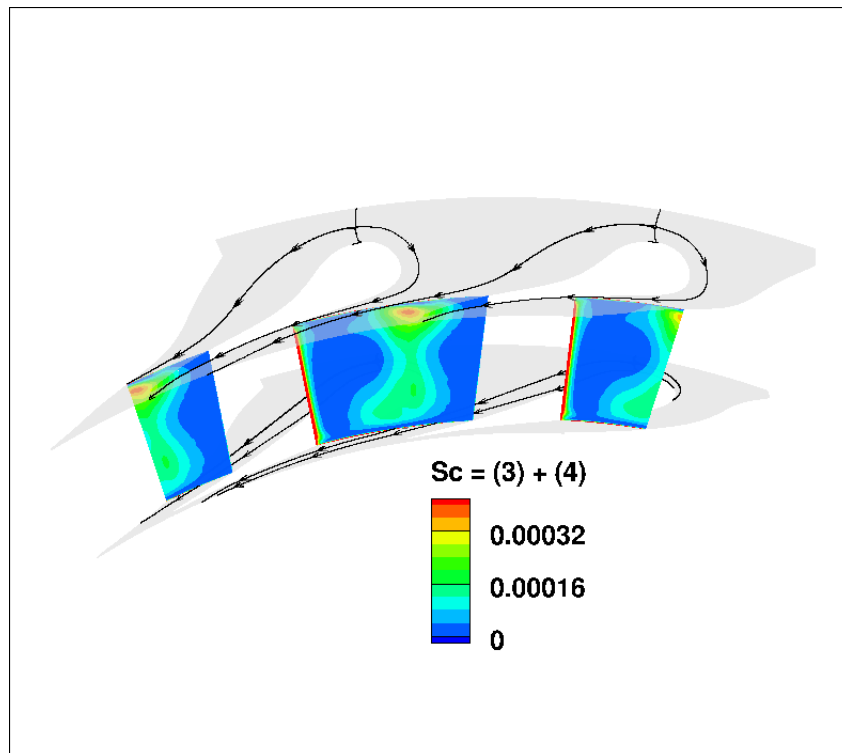


Figure 7.10 – Somme cumulative de la production d'entropie dans le canal du DHP

Figure 7.11 – Production d'entropie par transferts thermiques à $x/C = 75\%$

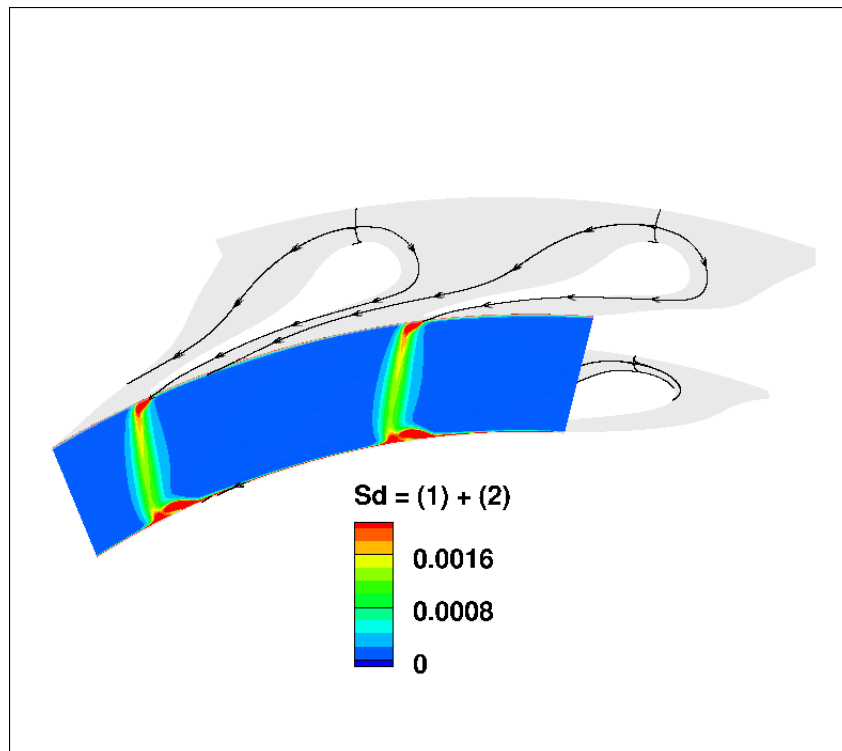


Figure 7.12 – Production d'entropie par dissipation au bord de fuite du distributeur

décollement de la branche extradors du tourbillon de bord d'attaque près du moyeu (Fig. 7.12). Ceci explique les pertes aérodynamiques plus importantes observées au moyeu.

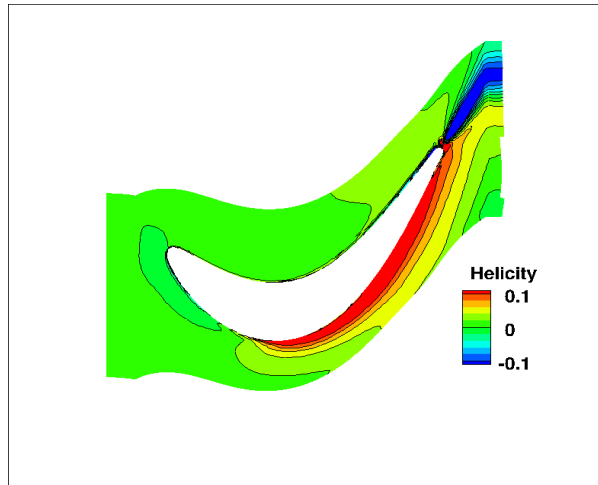
7.3 Ecoulement dans la roue mobile

7.3.1 Ecoulements secondaires

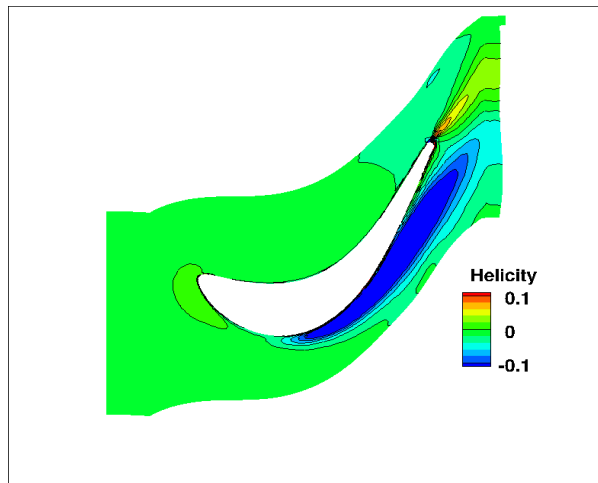
Dans la roue mobile, les écoulements secondaires peuvent être plus intenses que dans le distributeur car la déviation est plus grande que dans un stator et du fait de la rotation du repère qui introduit des termes supplémentaires dans l'équation de transport de l'hélicité (cf. annexe A) même si l'intensité de la vitesse de rotation de la machine est faible par rapport à l'hélicité induite par les couches limites. De plus, le jeu engendre un tourbillon de jeu qui est souvent très intense.

Dans un premier temps, on utilise l'hélicité pour localiser les écoulements secondaires. La figure 7.13 montre les contours d'hélicité dans des coupes à hauteur de veine constante. A 15% et 85% de hauteur de veine, les tourbillons de passage sont bien visibles. Ces tourbillons, contenus dans le canal, sont collés à la paroi extradors du fait du gradient de pression transverse. Le tourbillon de jeu peut être identifié sur la coupe à 95% de hauteur de veine, il est issu de l'arête extradors de la pale [62]. Il tourne en sens inverse du tourbillon de passage et est coincé entre le tourbillon de passage et la paroi extradors de la pale.

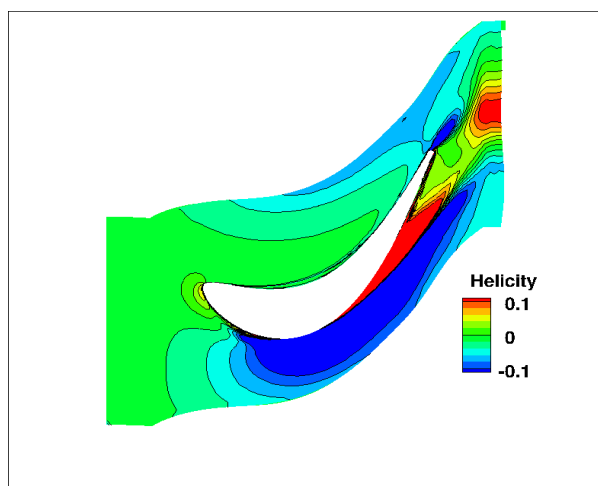
La figure 7.14 montre comment le tourbillon de passage au carter est dévié par le tourbillon de jeu alors que celui-ci est localisé près de la pale. Le tourbillon de jeu induit également un décollement 3D qui tourne en sens inverse du tourbillon de jeu (hélicité négative). On remarquera à l'aide des échelles des Fig. 7.5 et 7.14 que l'intensité des tourbillons de passage dans la RHP



(a) $h/H = 15\%$



(b) $h/H = 85\%$



(c) $h/H = 95\%$

Figure 7.13 – Hélicité dans des coupes à hauteurs de veine constantes

est bien plus importante que celle des tourbillons de bord d'attaque et de passage du DHP.

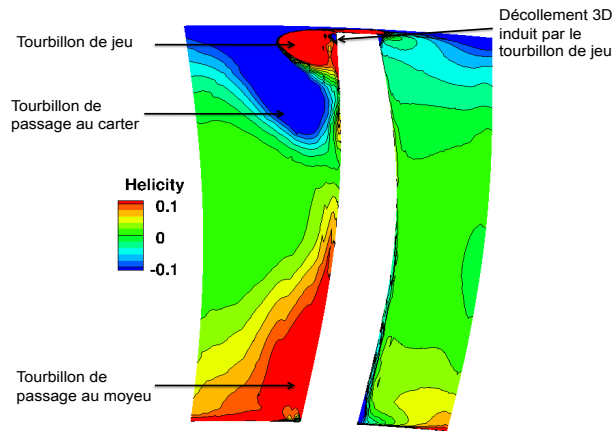


Figure 7.14 – Contours d'hélicité à 90% de corde axiale de la pale du rotor

Les lignes de frottement sur la paroi de la pale (Fig. 7.15) apportent des informations supplémentaires sur les écoulements secondaires dans la roue mobile. Côté intrados, les tourbillons de passage dévient radialement l'écoulement à mi-hauteur de veine vers le moyeu et le carter. La déviation de l'écoulement par les tourbillons est plus intense que dans le distributeur car les tourbillons de passage, qui sont plus intenses que les tourbillons de bord d'attaque, occupent une partie importante du canal. Côté extrados, le tourbillon de passage moyeu fait progressivement remonter l'écoulement venant du moyeu le long de la paroi extrados. Au bord de fuite, le tourbillon de passage occupe plus du tiers de la hauteur de veine. C'est beaucoup plus que dans le distributeur. En tête, le tourbillon de passage ramène le fluide proche carter vers l'extrados mais après 60% de corde axiale et l'entrée du tourbillon de jeu dans le canal, il est repoussé en direction de la mi-hauteur de veine. Le tourbillon de jeu agit en sens inverse du tourbillon de passage en faisant remonter le fluide le long de la paroi extrados. Le décollement 3D en tête et près du bord de fuite est également visible sur les lignes de frottement. Alors que dans le distributeur, l'écoulement était peu dévié par les écoulements secondaires, dans la roue mobile, ils dévient beaucoup plus l'écoulement principal tant et si bien qu'au niveau du bord de fuite l'écoulement principal n'occupe qu'un tiers de la hauteur de la veine.

7.3.2 Phénomène de ségrégation

Le phénomène de ségrégation, détaillé à la section 2.3, correspond à la migration préférentielle du point chaud vers la paroi intrados de la pale de la RHP tandis que les sillages des aubes du distributeur sont transportés vers la paroi extrados de la RHP. La prise en compte de ce phénomène est important pour la prédiction de la température de la pale du rotor. La figure 7.16 montre la distribution de température statique moyenne en temps à différentes positions axiales. Tout d'abord, on remarque que le point chaud en entrée du domaine a une position radiale au dessus de la mi-hauteur de veine du fait de la migration radiale dans le distributeur. On observe également l'agglomération du point chaud sur la paroi intrados de la pale rotor alors que l'écoulement froid dans la région du moyeu est transporté vers la paroi extrados. De plus cette zone froide est située dans la zone du tourbillon de passage moyeu et est entraînée radialement par le tourbillon de passage. La figure 7.16 montre également que l'effet de jeu modifie le champ de température statique. En effet, le fluide chaud présent côté intrados du fait de l'effet de

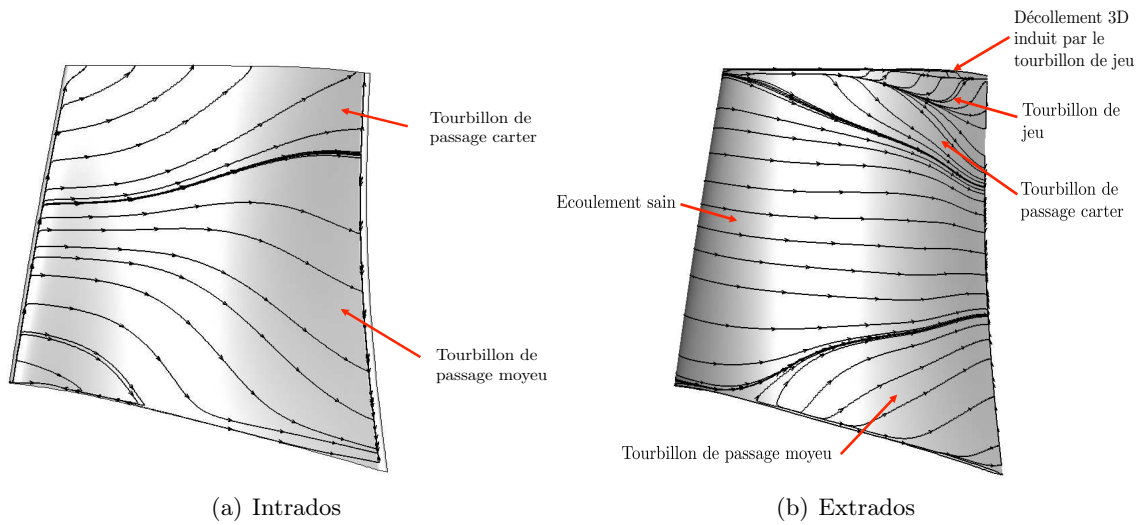


Figure 7.15 – Lignes de frottements et de séparations sur les parois de la pale de roue mobile

ségrégation est transporté par l'écoulement dans le jeu puis alimente le tourbillon de jeu.

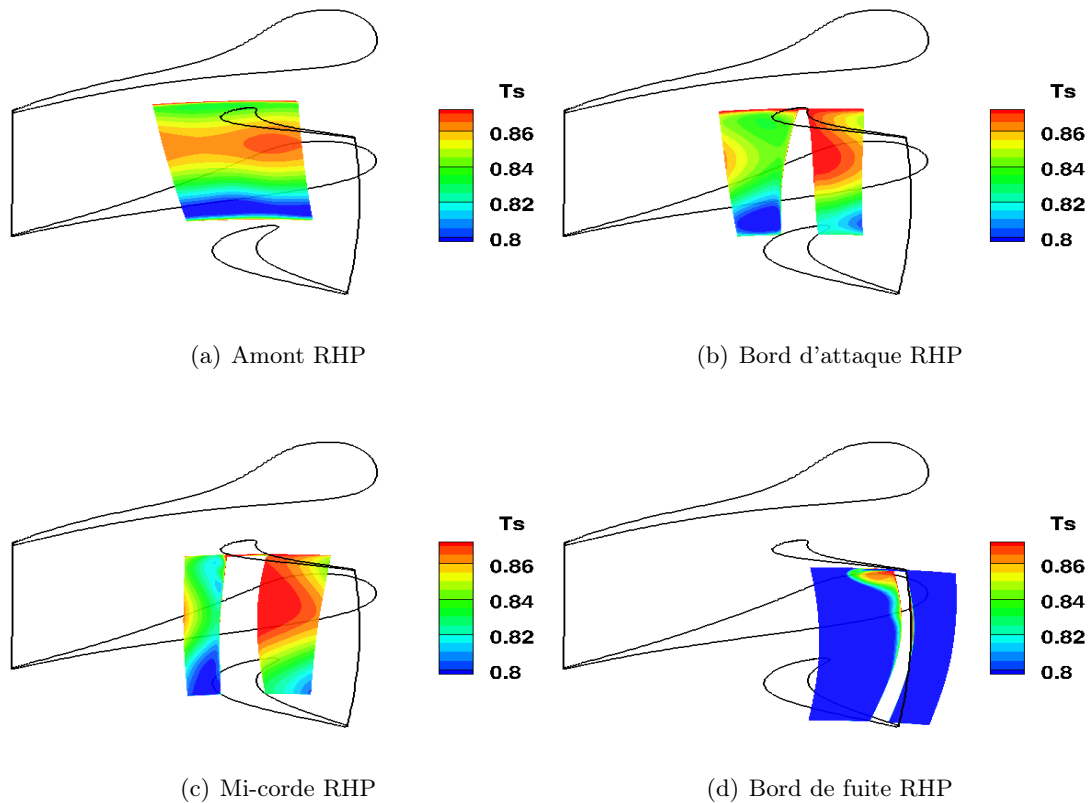


Figure 7.16 – Contours de température statique moyenne, adimensionnée par la température totale en entrée de RHP - simulation URANS

La migration du point chaud vers le carter continue dans la roue mobile. Le profil de tem-

température totale (Fig. 7.17) a évolué du fait des écoulements secondaires et de la modification de l'équilibre radial local. Le fluide le plus chaud a été redistribué vers le moyeu et le carter pour donner au final un profil de température croissant avec la hauteur de veine.

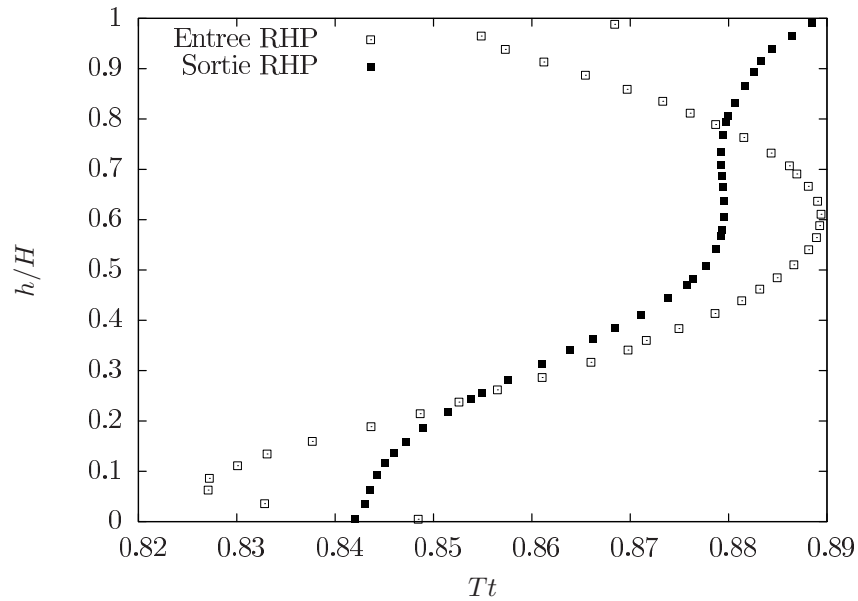


Figure 7.17 – Evolution de la répartition radiale de température totale dans la RHP

7.3.3 Température de paroi

L'un des objectifs étant l'analyse de la thermique de pale de la roue mobile, le champ de température pariétale sur la pale est présenté Fig. 7.18. Ce champ de température est hétérogène avec un écart relatif entre températures maximales et minimales de 11%. De plus, il présente des zones remarquables concentrant des températures chaudes ou froides qui sont localisées par des cercles sur la Fig. 7.18.

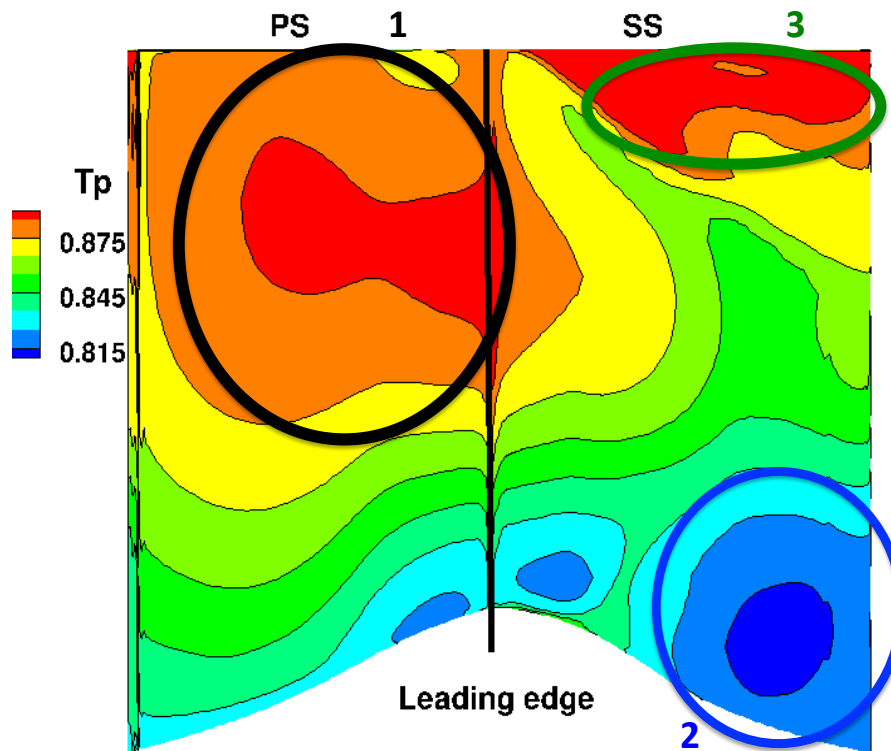


Figure 7.18 – Température de paroi de la pale de roue mobile, adimensionnée par la température totale en entrée de RHP

La zone 1 est une zone de forte température située sur la moitié haute de la paroi intrados. Elle est liée à la migration radiale du point chaud, à l'effet de ségrégation qui entraîne le point chaud près de la paroi intrados et aux tourbillons de passage qui étalent le point chaud sur la paroi intrados. La zone 2 est une zone froide située sur la paroi extradados de la pale, de la mi-corde axiale au bord de fuite et sur le premier tiers de hauteur de veine. Elle est liée à la fois à la migration préférentielle du fluide froid vers la paroi extradados et au tourbillon de passage moyen qui fait remonter le fluide froid présent au moyeu le long de la paroi extradados. L'extension de la zone 2 correspond à l'extension de la zone d'influence du tourbillon de passage visible à l'aide des lignes de frottement sur la Fig. 7.15. La zone 3 est une zone chaude située en tête de la paroi extradados. Le fluide chaud accumulé côté intrados est transporté par l'écoulement de jeu puis alimente le tourbillon de jeu qui, coincé contre la paroi, transporte le fluide chaud tout en chauffant la paroi. La figure 7.19 montre que la température de paroi en sommet de pale est plus chaude sur la première moitié de corde et côté extradados. Le fluide chaud aspiré par l'écoulement de jeu n'impacte pas toute la surface du sommet de pale et est essentiellement transporté dans le tourbillon de jeu.

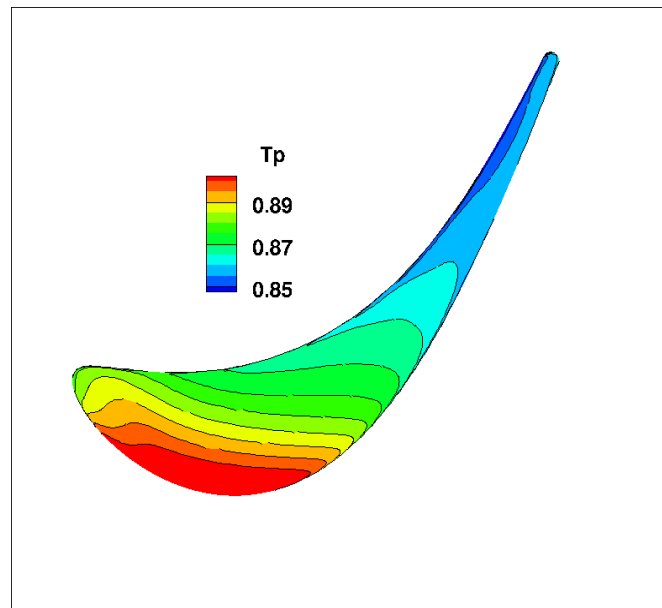


Figure 7.19 – Température de paroi au sommet de la pale de roue mobile, adimensionnée par la température totale en entrée de RHP

La compréhension de l'écoulement dans la THP permet de bien interpréter la température de paroi de la pale de rotor et ainsi une connaissance de l'écoulement dans la THP doit permettre d'identifier les zones critiques thermiquement pour la pale.

7.3.4 Pertes aérodynamiques

Dans la RHP, les pertes aérodynamiques sont plus importantes que celles du distributeur. Il est possible que l'écoulement de jeu soit en partie responsable de cette augmentation des pertes et c'est ce qui va être étudié ici.

Le profil radial des pertes aérodynamiques dans le rotor, adimensionnées par la perte globale du rotor, est présenté sur la Fig. 7.20. Deux zones de fortes pertes existent, l'une en pied qui s'étend sur un tiers de la hauteur de veine. L'autre en tête où les pertes sont les plus importantes. C'est principalement la zone du tourbillon de jeu qui présente de fortes pertes.

L'analyse de la production d'entropie dans le canal de la roue mobile est utilisée pour mieux comprendre l'origine des pertes aérodynamiques. La somme cumulative de la production d'entropie pour les quatre termes sources dans le canal de la roue mobile est présentée sur la Fig. 7.21. Pour la RHP, la production d'entropie par dissipation turbulente est dominante. Les ruptures de pente des courbes de la Fig. 7.21 délimitent trois zones de production d'entropie.

La première se situe près du bord d'attaque et est liée au point d'arrêt comme le montre la Fig. 7.22. Puis la production est à peu près constante entre 20% et 60% de corde axiale où elle est essentiellement liée aux couches limites (cf. Fig. 7.23). Enfin après 60% de corde axiale, la production d'entropie s'intensifie notamment en tête de pale près de la paroi extradados (Fig. 7.24). Or c'est à partir de cette position axiale que le tourbillon de jeu se développe dans le passage. Il est intéressant de remarquer que si à partir de 60% de corde la courbe de production d'entropie continuait sur la même pente, il y aurait alors, au final, moins de production d'entropie que dans le distributeur (cf. Fig. 7.10). Or du fait du tourbillon de jeu, il y a plus d'entropie produite dans la RHP que dans le DHP. La figure 7.25 montre la production d'entropie totale ($S_c + S_d$)

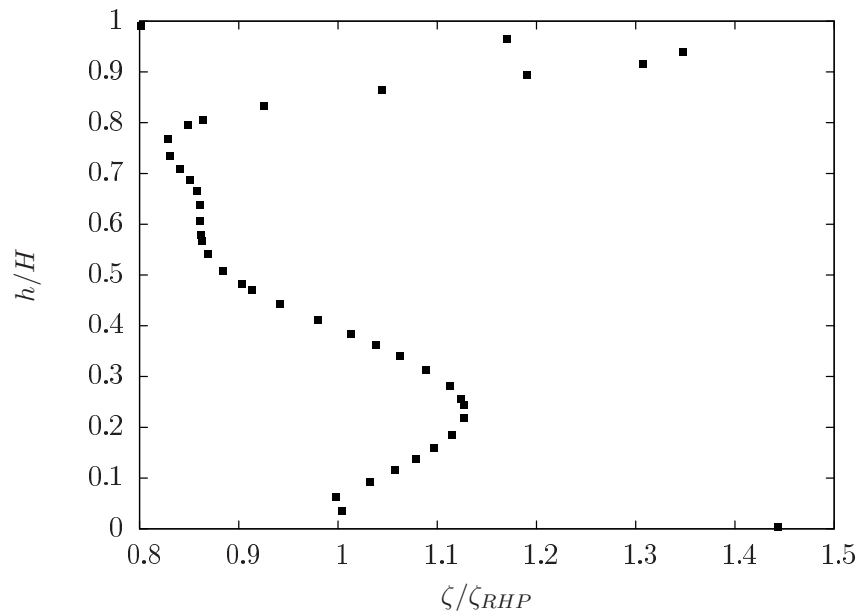


Figure 7.20 – Répartition radiale des pertes en sortie du rotor, adimensionnées par la perte globale du rotor

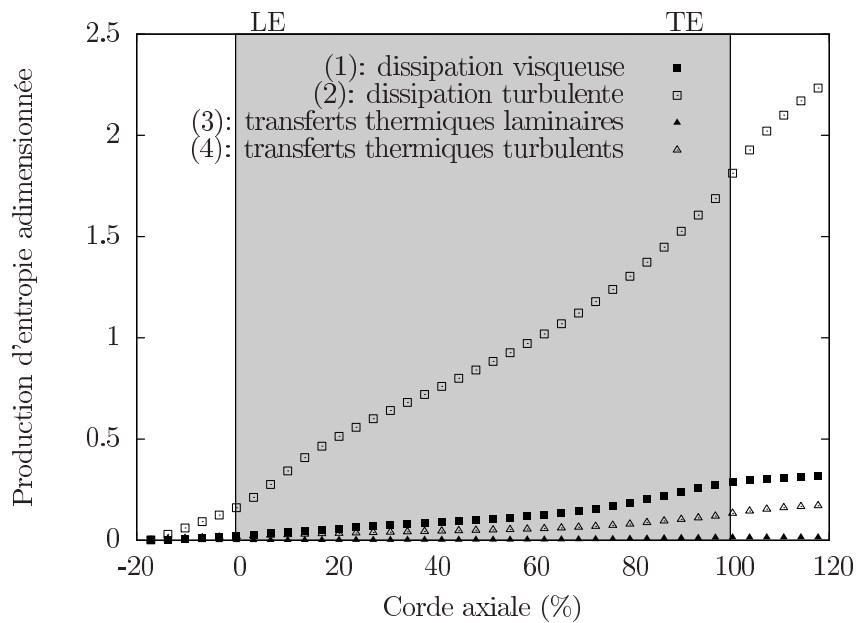


Figure 7.21 – Somme cumulative de la production d'entropie dans le canal du RHP

en tête de la pale où l'on voit que la principale zone de production d'entropie correspond à la zone du tourbillon de jeu.

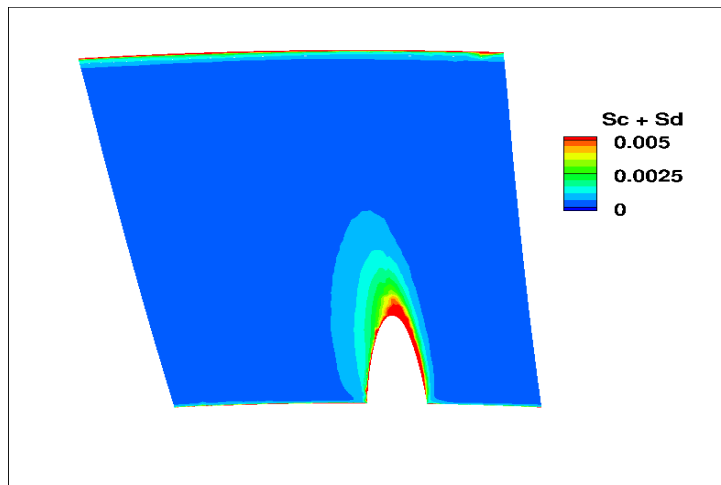


Figure 7.22 – Production d'entropie totale $S_c + S_d$ à 5% de corde axiale

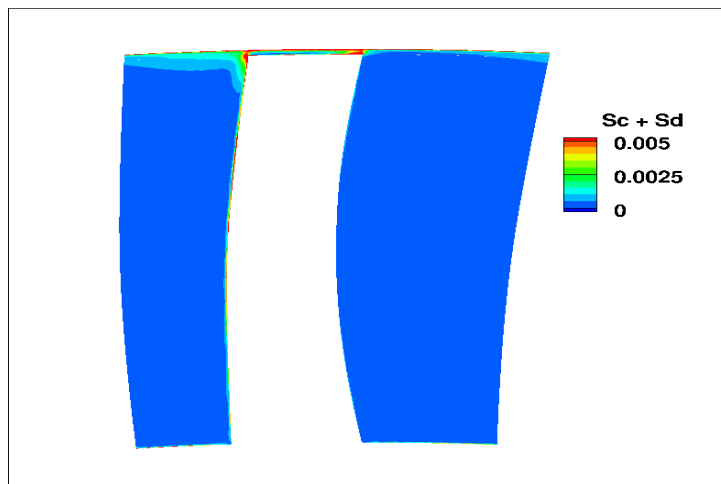


Figure 7.23 – Production d'entropie totale $S_c + S_d$ à 50% de corde axiale

Les figures 7.26 et 7.27 montrent plus précisément que la zone de forte production d'entropie près du tourbillon de jeu se situe au niveau de l'interface entre le tourbillon de jeu et le tourbillon de passage. Il semblerait donc que ce soit l'interaction de ces deux tourbillons qui est la principale source de production d'entropie dans la RHP.

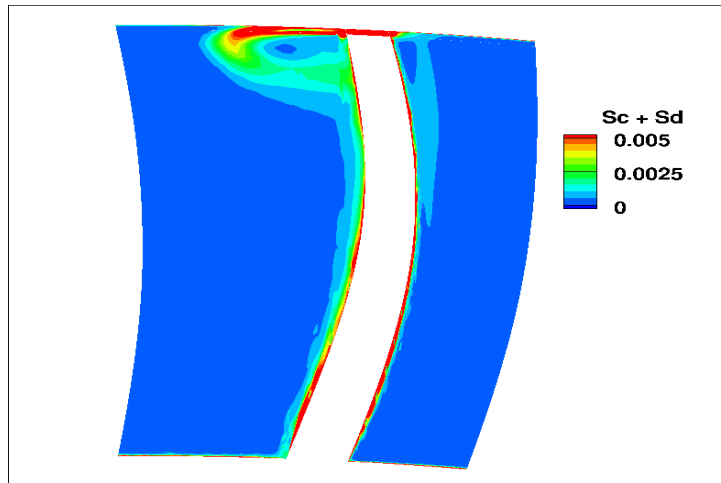


Figure 7.24 – Production d'entropie totale $S_c + S_d$ à 95% de corde axiale

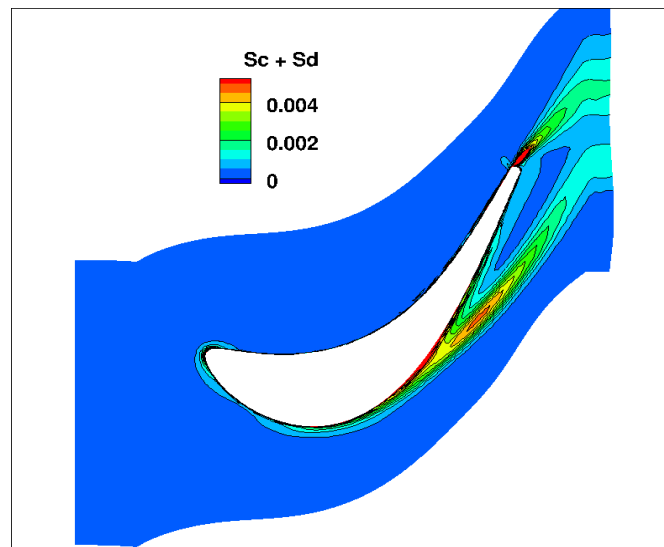


Figure 7.25 – Production d'entropie totale $S_c + S_d$ à $h/H = 95\%$

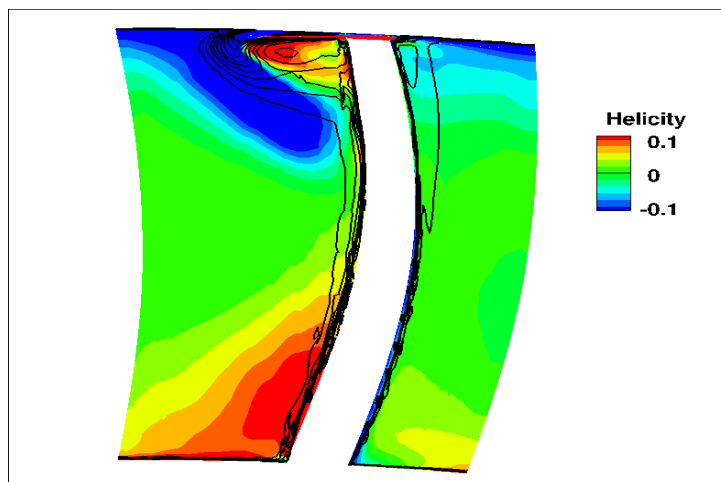


Figure 7.26 – Superposition des iso-contours d'hélicité avec les iso-lignes de production d'entropie à 95% de corde axiale

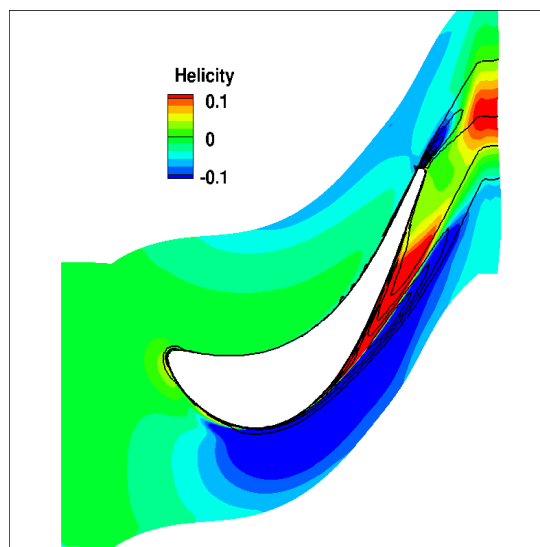


Figure 7.27 – Superposition des iso-contours d’hélicité avec les iso-lignes de production d’entropie à $h/H = 95\%$

7.4 Synthèse

Dans ce chapitre nous avons étudié l'écoulement dans une THP représentative d'un moteur moderne d'hélicoptère avec comme objectifs de comprendre les liens entre l'écoulement et la température de paroi de la pale de RHP d'une part, et les pertes aérodynamiques d'autre part.

On a montré que la température de la pale de la RHP était directement liée à la migration du point chaud dans la THP. Or cette migration est due à la fois aux écoulements secondaires, à la modification de l'équilibre radial local et à l'effet de ségrégation. Le principal effet du DHP est de faire migrer le point chaud en direction du carter. Dans la RHP, la migration est plus importante du fait de l'effet de ségrégation mais aussi d'écoulements secondaires importants. Au final, la température de paroi n'est pas uniforme et présente un écart relatif de température entre zones chaudes et froides de 11%. Cet écart est important au regard de la sensibilité de la durée de vie à la température de paroi de la pale de la RHP. En effet, une variation de température de paroi supérieure à 1% est critique pour la prédiction de la durée de vie.

L'analyse basée sur la production d'entropie a été utilisée afin d'identifier les zones responsables de pertes aérodynamiques. Dans le DHP, les pertes sont principalement liées à la couche limite extradós. Dans la RHP ce sont les couches limites mais également l'interaction entre tourbillon de jeu et tourbillon de passage qui génèrent des pertes. En raison de l'écoulement de jeu, il y a plus de pertes dans la RHP que dans le DHP.

Maintenant que la topologie de la température de paroi de la pale de RHP ainsi que les origines des pertes dans la THP ont été cernées, il est possible d'étudier les effets d'environnement pour comprendre comment ils vont modifier l'écoulement et quel va être leur impact sur la thermique de la pale de RHP et sur les performances de la THP.

Chapitre 8

Influence de la modélisation

Sommaire

8.1	Influence du modèle de turbulence	91
8.1.1	Performances aérodynamiques	92
8.1.2	Température de paroi de la pale de RHP	92
8.2	Influence des propriétés physiques du fluide	96
8.2.1	Performances aérodynamiques	96
8.2.2	Influence sur la température de paroi	97
8.3	Synthèse	99

L’approche utilisée pour la résolution des équations de Navier-Stokes dans la THP repose sur différentes hypothèses et modèles qui peuvent avoir un impact non négligeable sur la prédiction des performances aérothermiques de la THP. Pour la simulation de la THP, deux modélisations peuvent avoir un effet important :

- le modèle de turbulence car comme vu au chapitre 7 une partie importante de la production d’entropie est liée à la dissipation turbulente,
- le modèle de fluide utilisé avec le code *elsA* qui considère un rapport de capacité calorifique $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$ constant alors qu’en réalité il dépend de la température et que la plage de variation de température est importante dans la THP.

Ces deux effets de modèle vont être étudiés afin d’avoir un ordre de grandeur de leur influence.

8.1 Influence du modèle de turbulence

Une approche RANS étant utilisée, la solution de la simulation est dépendante du modèle de turbulence [105]. Afin d’avoir un ordre de grandeur de l’influence du modèle de turbulence, deux calculs avec des modèles de turbulence différents sont comparés. Le but n’est pas de faire une étude exhaustive des modèles de turbulence disponibles dans le code *elsA*, ni d’essayer de trouver le “meilleur” modèle. Le but est uniquement d’avoir un ordre d’idée de son impact sur les performances aérothermiques en particulier pour comparer cet impact à celui des effets d’environnement de la THP qui seront étudiés par la suite.

Pour cette étude, deux calculs RANS de la THP sont réalisés, l’un avec le modèle de turbulence $k - l$ de Smith [144] (méthodologie TURBOMECA, Tab. 4.1), l’autre avec le modèle $k - \omega$ de Wilcox [158]. Ces deux modèles sont similaires dans leurs principes (deux équations de transport, hypothèse de Boussinesq), mais différents dans les détails. Les performances aéro-

dynamiques ainsi que la thermique de la pale de RHP sont comparées, en injectant les mêmes cartographies de grandeurs turbulentes (k et $\frac{\mu_t}{\mu}$).

8.1.1 Performances aérodynamiques

Les performances aérodynamiques globales obtenues avec les deux modèles de turbulence sont comparées pour l'étage de THP et la RHP seule (Tab. 8.1).

Table 8.1 – Impact du modèle de turbulence sur les performances globales de la THP - écart de prédiction entre les modèle $k-l$ (référence) et $k-\omega$

Grandeurs moyennes 0D	Ecart relatif THP	Ecart relatif RHP
Δ Débit (%)	-0.38	-0.38
$\Delta\Pi_{ts}$ (%)	0.07	-0.23
$\Delta\Pi_{tt}$ (%)	0.06	-0.25
$\Delta W_u/T_{BA}$ (%)	0.84	0.84
$\Delta\eta_{is}$ (points)	0.67	0.92
$\Delta\zeta$ (%)	-5.14	-7.44

Les écarts sur les performances globales ne sont pas négligeables, en particulier en ce qui concerne le travail récupéré, le rendement isentropique et les pertes aérodynamiques.

En regardant plus en détail la répartition radiale des pertes aérodynamiques dans la RHP (Fig. 8.1), on voit globalement une prédiction de pertes plus faible avec le modèle $k-\omega$ dans les zones d'influence des tourbillons (passage et jeu) et en particulier en tête de pale dans la zone correspondant au tourbillon de jeu. Or en regardant les contours d'hélicité à 85% de corde axiale (Fig. 8.2), on voit qu'avec le modèle $k-l$, les tourbillons de passage, en bleu proche du carter, sont prédits moins intenses qu'avec le modèle $k-\omega$ mais que par contre le tourbillon de jeu, en rouge en tête du coté de l'extrados, est plus intense.

On retrouve les écarts observés sur les pertes de charge de la table 8.1 également au niveau de la production d'entropie dans le domaine de la RHP (Fig. 8.3). La production globale d'entropie ($S_c + S_d$) est plus importante avec le modèle $k-l$ après 40% de corde axiale. L'écart au niveau de la somme cumulative de production d'entropie ne cesse d'augmenter tout au long de la corde axiale.

En regardant les champs locaux de production d'entropie, on voit que la différence de prédiction entre les deux modèles correspond à la zone du tourbillon de jeu (Fig. 8.4). Ceci est bien en accord avec la diminution des pertes dans la zone de jeu associée avec le modèle de turbulence $k-\omega$.

8.1.2 Température de paroi de la pale de RHP

Etant donné que les écoulements secondaires jouent un rôle important à la fois au niveau de la migration du point chaud dans le distributeur et de la température de paroi de la pale de RHP (cf. Chap. 7), le fait qu'ils soient prédits de façon différentes par les deux modèles de turbulence entraîne une modification de la température de paroi de la RHP.

Ainsi, les profils de température totale relative en entrée de la RHP obtenus avec les deux modèles de turbulence sont légèrement différents (Fig. 8.5). En particulier, avec le modèle $k-\omega$, la T_{tr} près du carter est moins importante qu'avec le modèle $k-l$.

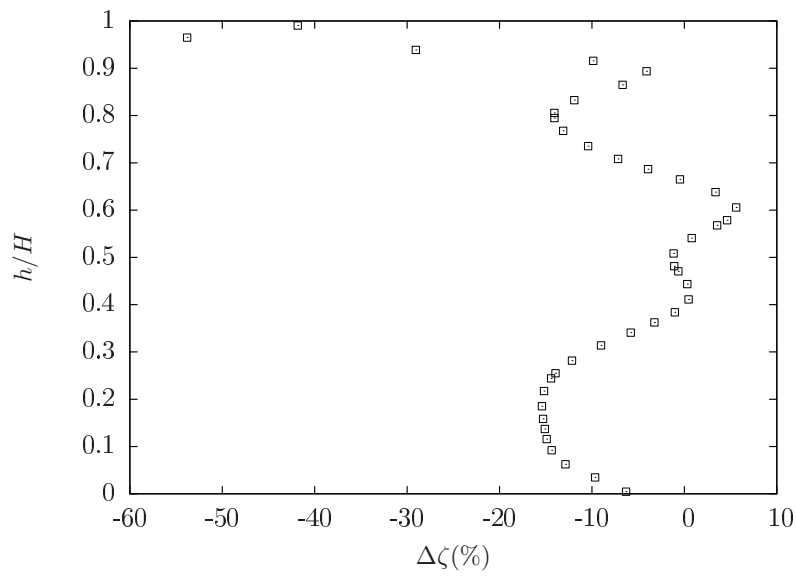


Figure 8.1 – Impact du modèle de turbulence sur les pertes aérodynamiques dans la roue mobile - écart de prédiction entre les modèle $k-l$ (référence) et $k-\omega$

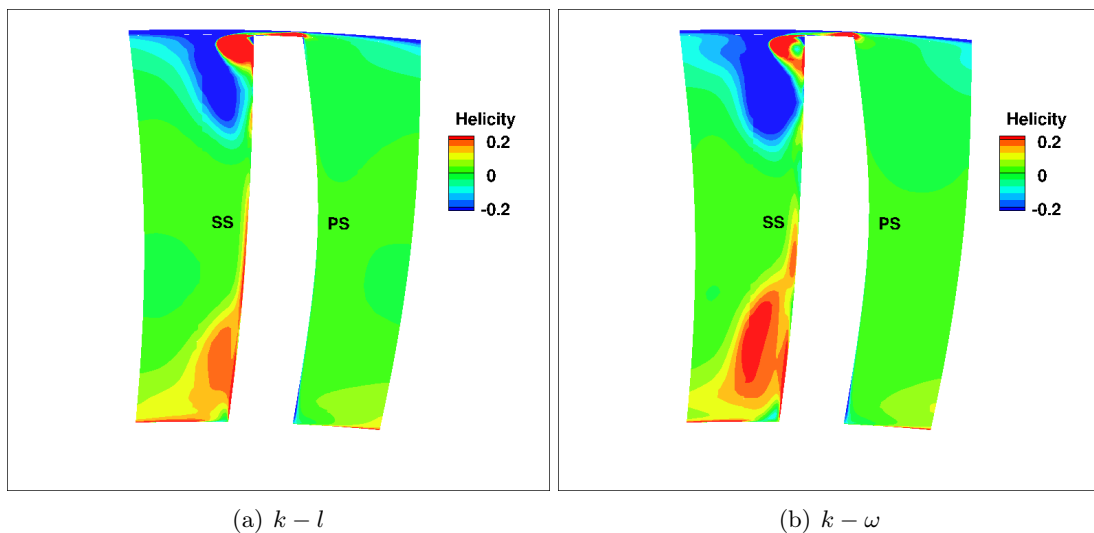


Figure 8.2 – Contours d'hélicité à 85% de corde axiale de la RHP

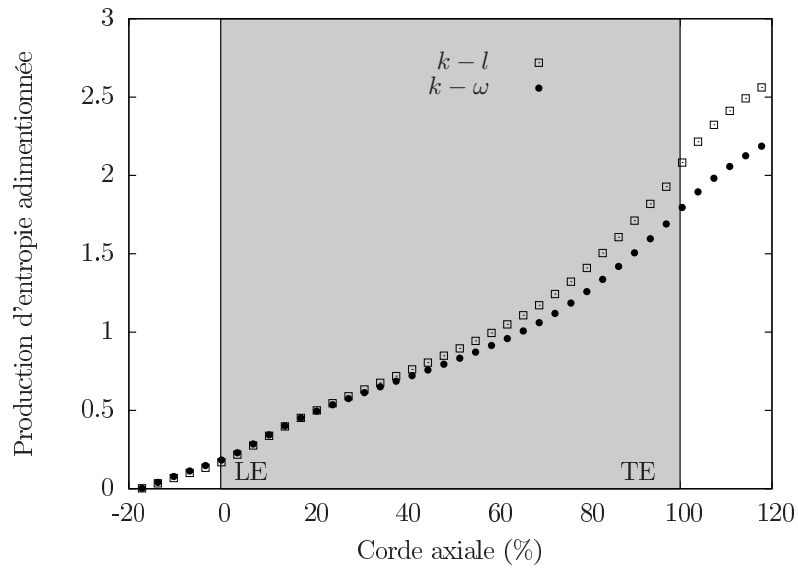


Figure 8.3 – Evolution axiale de la création d’entropie dans la RHP avec les modèles de turbulence $k-l$ et $k-\omega$

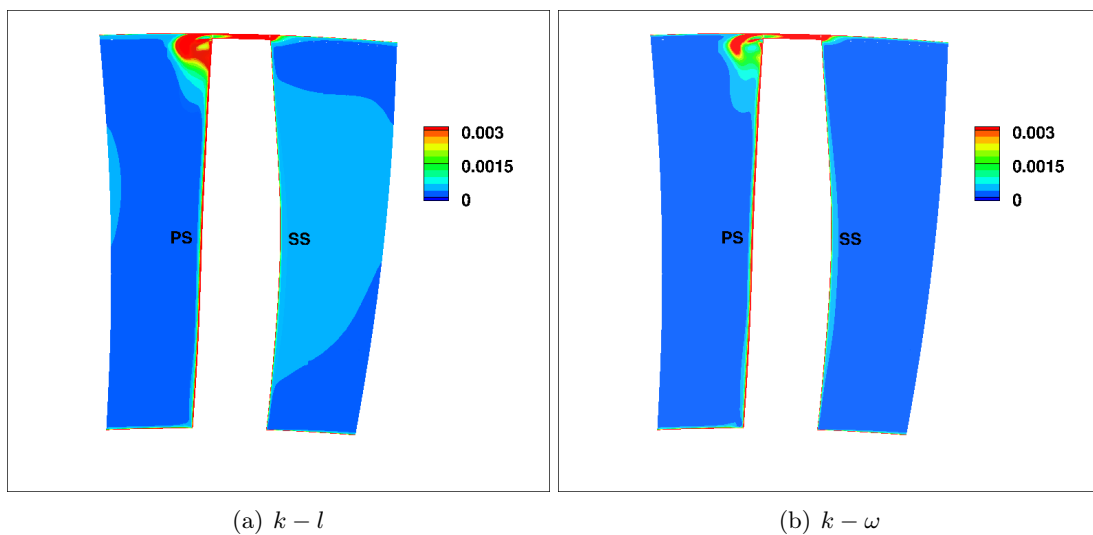


Figure 8.4 – Production locale d’entropie ($S_c + S_d$) à 80% de corde axiale de la RHP

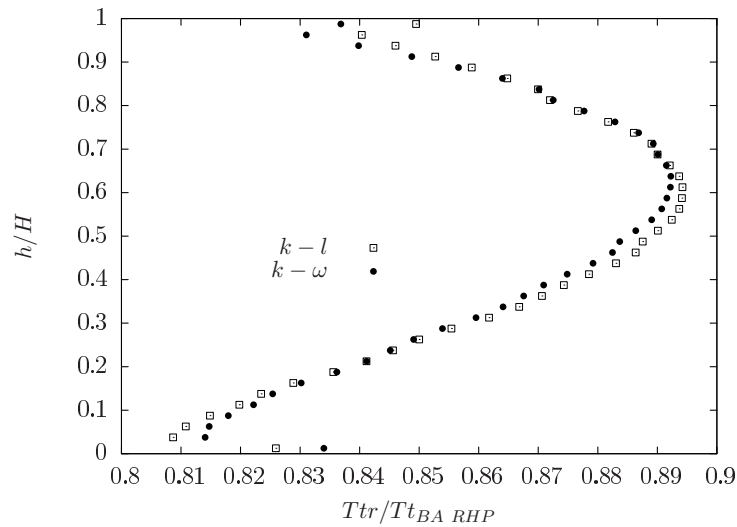


Figure 8.5 – Profils de Ttr en entrée de la RHP prédits par les deux modèles de turbulence

La figure 8.6 montre l'écart relatif entre les températures de paroi de la RHP prédites avec un modèle de turbulence $k-l$ et un modèle $k-\omega$. Comme le tourbillon de passage au moyeu est plus développé pour la simulation en utilisant le modèle $k-\omega$, le fluide froid proche du moyeu est transporté plus haut qu'avec le modèle $k-l$, d'où une température plus faible sur la paroi extrados vers 40% de hauteur de veine. En tête, l'écoulement est plus froid en entrant dans la RHP (Fig. 8.5) et cela se traduit par une diminution de température en tête sur la paroi extrados. On le voit principalement sur la paroi extrados car c'est ici que migre préférentiellement le fluide froid. La zone froide est également étalée par le tourbillon de passage du carter.

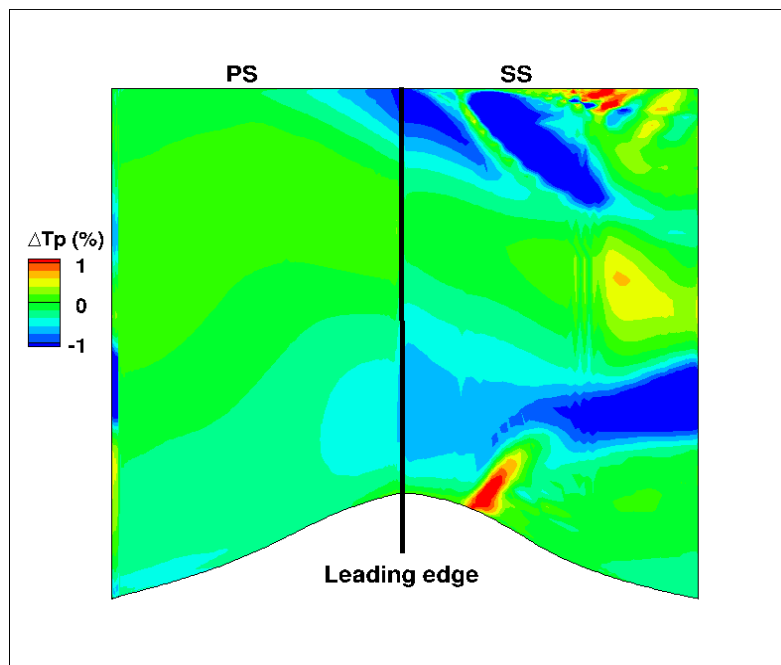


Figure 8.6 – Ecart relatif (%) de la température de paroi de la pale de RHP prédite avec les modèle $k-l$ (référence) et $k-\omega$

8.2 Influence des propriétés physiques du fluide

La modélisation du fluide dans (*elsA*) ne prend pas en compte la dépendance des capacités calorifiques à volume constant et pression constante, et donc de leur rapport γ , vis à vis de la température. Or dans la THP, les plages de variations de température étant importantes, en particulier lorsque du refroidissement est considéré, il est possible que cette hypothèse ait un impact sur les performances aérothermiques de la THP.

Quatre simulations RANS sont réalisées avec des valeurs différentes de γ . Le choix des valeurs de γ se fait en calculant l'évolution de c_p et c_v avec la température pour de l'air sec. On choisit ensuite quatre valeurs de γ réparties sur l'échelle de température rencontrée dans la THP. L'une des valeurs de γ choisie est la valeur correspondante à la définition de la capacité calorifique à pression constante moyenne dans le THP, \bar{c}_p utilisée en conception :

$$\bar{c}_p \simeq \frac{\Delta h_t}{\Delta T_t}$$

A partir de cette valeur de c_p , on calcul γ avec la formule :

$$\gamma = \frac{c_p}{c_p - r}$$

où r est la constante spécifique du gaz considéré (ici de l'air). Cette valeur de γ est utilisée comme référence dans la suite de l'étude. Pour chaque calcul, la même enthalpie totale est spécifiée en entrée de la THP.

8.2.1 Performances aérodynamiques

La figure 8.7 montre l'évolution du rendement isentropique pour les valeurs de γ considérées. L'impact de γ sur la plage considérée est relativement important étant donné que le rendement varie de 1,8 points.

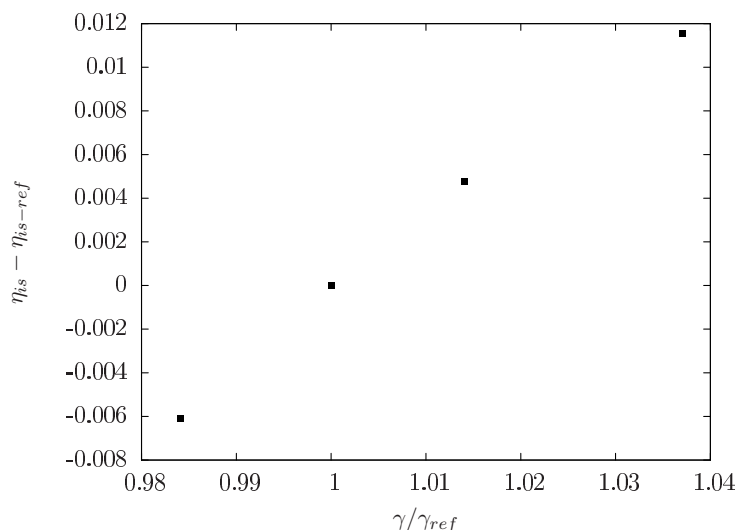


Figure 8.7 – Sensibilité du rendement isentropique vis à vis de γ

Cette variation de rendement peut être reliée à la création d'entropie dans la THP. En effet, il existe une relation entre la variation d'entropie entre deux états et celles d'enthalpie totale et

de pression totale :

$$\Delta s = c_p \ln \frac{ht_2}{ht_1} - r \ln \frac{Pt_2}{Pt_1} \quad (8.1)$$

Or, dans notre cas, les rapports de pression totales sont sensiblement égaux pour les différentes valeurs de γ . Par contre, le rapport d'enthalpie totale est différent (Fig. 8.8) et il diminue lorsque γ augmente. Donc lorsque γ augmente, la création d'entropie diminue à la fois car le rapport d'enthalpie totale diminue mais également car $c_p = \frac{\gamma r}{\gamma - 1}$ diminue.

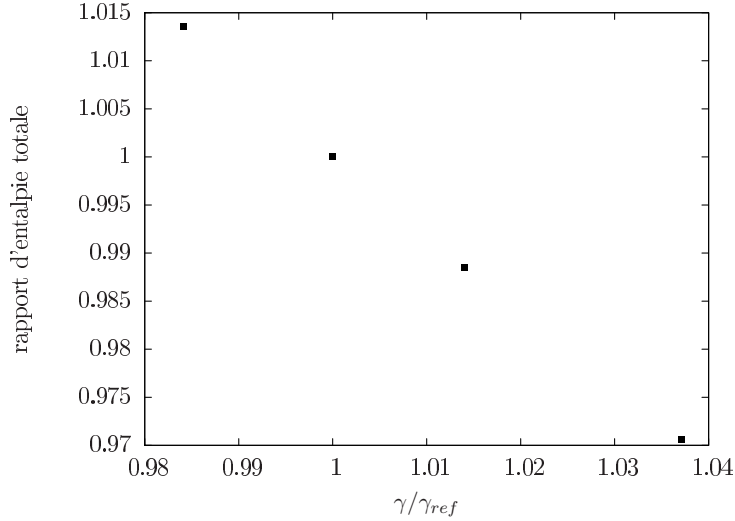


Figure 8.8 – Sensibilité du rapport d'enthalpie totale (adimensionné par le rapport à γ_{ref}) vis à vis de γ

La différence observée de la création globale d'entropie est également visible sur la production locale d'entropie dans le canal de la RHP. Plus la valeur de γ est grande, moins il y a d'entropie créée dans le domaine de la RHP (Fig. 8.9). Les conductivités thermiques laminares et turbulentes sont proportionnelles à c_p (Eq. 4.7 et 4.11). Or lorsque γ augmente, c_p diminue, ce qui induit une diminution des transferts thermiques et de la production d'entropie associée.

8.2.2 Influence sur la température de paroi

Les simulations avec différentes valeurs de γ prédisent des profils de Ttr en entrée de RHP différents (Fig. 8.10). Plus γ est grand, plus la Ttr est faible en entrée de la RHP, mais la forme des profils n'est modifiée. Ceci est cohérent avec le fait que la même enthalpie totale est imposée en entrée de la THP. Les écarts entre les profils sont uniquement liés à la valeur de c_p .

Les différences peuvent atteindre 2% notamment au niveau du point chaud. Ces différences entraînent une modification de la température de paroi du même ordre de grandeur.

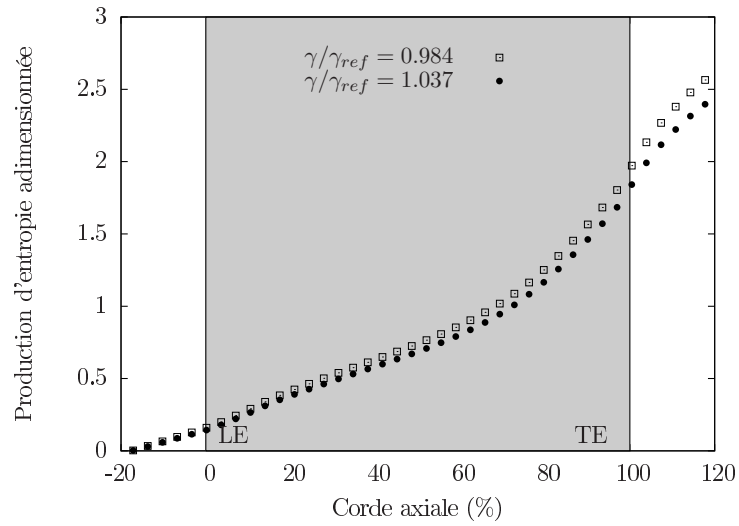


Figure 8.9 – Evolution axiale de la création d'entropie dans la RHP pour les deux valeurs extrêmes de γ

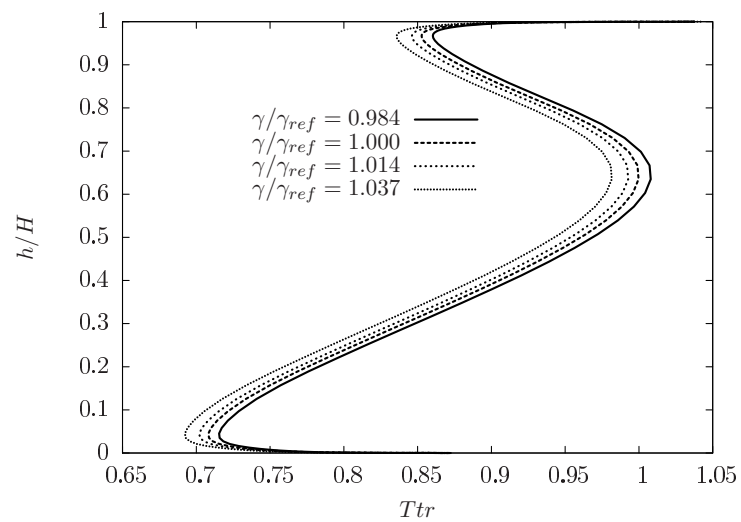


Figure 8.10 – Répartition radiale de température totale relative en entrée de la RHP

8.3 Synthèse

Dans ce chapitre l'influence sur les performances aérothermiques de la THP de deux hypothèses de modélisation a été évaluée. D'une part, il a été montré que le choix du modèle de turbulence avait un impact sur la prédiction des écoulements secondaires. Or ces derniers sont responsables à la fois d'une partie de la production d'entropie de la THP mais également du champ de température de paroi de la RHP. De ce fait, le choix du modèle de turbulence a un impact à la fois sur le rendement isentropique de la THP (entre un et un demi point) et sur la température de paroi de la THP (de l'ordre du 1%). L'incertitude sur la température liée au modèle de turbulence est à ramener à l'influence de la température de paroi sur la durée de vie de la pale du rotor. Des variations supérieures à 1% de la température de pale moyenne peuvent réduire de façon significative la durée de vie de la pale. L'incertitude liée au modèle de turbulence n'est donc pas négligeable.

D'autre part, cette étude montre que le fait de considérer un rapport de capacité calorifique, γ , indépendant de la température peut-être une hypothèse forte à la fois vis à vis de la prédiction des performances aérodynamiques et de la prédiction de la température de paroi de la RHP. Cependant, cette étude a été réalisée en effectuant plusieurs calculs avec des valeurs de γ fixes et correspondantes à différentes températures moyennes. Les résultats obtenus correspondent aux bornes maximales et avec un calcul considérant un γ variant avec la température en tout point du calcul, les différences avec le cas de référence seraient moindres. Une étude réalisée par Courty-Audren [45] a montré que l'impact sur le rendement été seulement de 0.1 point, lorsque γ été fonction de la température dans le calcul.

Il est également à noter que l'influence de la composition du gaz dans la THP a été évaluée en modifiant la constante de la loi des gaz parfait afin de considérer le mélange de gaz obtenue en entrée de THP à l'aide d'un calcul de chambre de combustion. Les constantes de la loi des gaz parfaits pour de l'air sec et pour les gaz brûlés étant proches, les différences observées sur les performances aérothermiques sont négligeables.

Ces problèmes de modélisation sont bien connus des concepteurs et c'est pour cela que les dimensionnements de composants sont faits en relatif ; ceci réduit l'impact du choix des modèles.

Chapitre 9

Prise en compte des effets technologiques

Sommaire

9.1	Baignoire	102
9.1.1	Simulation de la baignoire	102
9.1.2	Influence de la baignoire	103
9.1.2.1	Performances aérodynamiques	103
9.1.2.2	Impact sur l'écoulement	103
9.1.2.3	Production d'entropie	109
9.1.2.4	Influence sur la température de paroi adiabatique	110
9.2	Sensibilité du rendement isentropique à la hauteur de jeu	112
9.3	Congés de raccordements	112
9.3.1	Simulation des congés	114
9.3.2	Performances aérodynamiques	114
9.3.3	Température de paroi de la roue mobile	117
9.4	Dispositif de refroidissement externe de la RHP	117
9.4.1	Events sur le distributeur	118
9.4.1.1	Impact sur la température de pale RHP	120
9.4.1.2	Impact sur les performances aérodynamiques	123
9.4.2	Système de ventilation complet	124
9.4.2.1	Modélisation par conditions limites	125
9.4.2.2	Modélisation par technique Chimère	130
9.5	Synthèse	134

Dans ce chapitre nous nous intéressons à l'impact de la prise en compte de différents effets technologiques (cf. section 2.4) sur les performances aérodynamiques et aérothermiques de la THP. Dans un premier temps, l'effet de la baignoire est étudié et on considèrera par la suite le cas de la THP avec jeu et baignoire comme constituant le cas de référence. Ensuite, une étude de sensibilité du rendement vis à vis de la hauteur de jeu est réalisée. Finalement, on viendra enrichir ce cas en y ajoutant de façon séparée l'effet des congés de raccordements puis l'effet des ventilations de refroidissement. Toutes les simulations présentées dans ce chapitre sont des simulations URANS chorochroniques.

9.1 Baignoire

9.1.1 Simulation de la baignoire

Afin de prendre en compte la baignoire lors de la simulation de la THP, l'approche chimère est choisie pour ajouter le domaine fluide correspondant à la cavité de la baignoire. Cette approche permet de faciliter le maillage, d'éviter d'imposer une coïncidence avec le maillage du jeu et de simplifier la réalisation d'une étude paramétrique éventuelle de l'impact de la géométrie de la baignoire.

Le maillage chimère de la baignoire discrétise la cavité (Fig. 9.1) ainsi qu'une zone de recouvrement avec le maillage du jeu (Fig. 9.2). Ce maillage est composé de six blocs et comprend 771 895 noeuds. La géométrie de la cavité a été obtenue à partir d'un calcul thermo-mécanique (ANSYS) de mise à chaud de la pale de THP. Pour le reste de la THP, on utilise le maillage déjà présenté à la section 7.1.

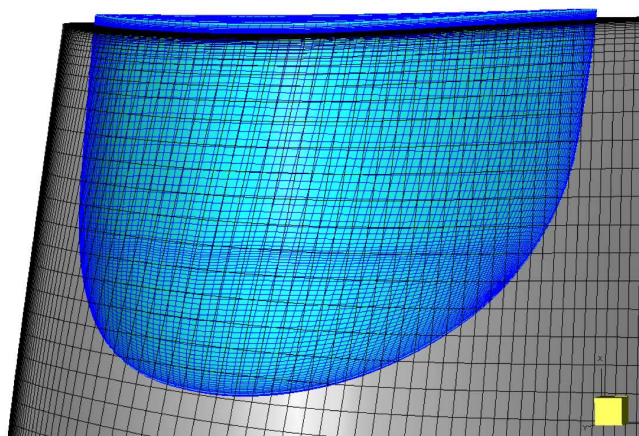


Figure 9.1 – Maillage de la baignoire

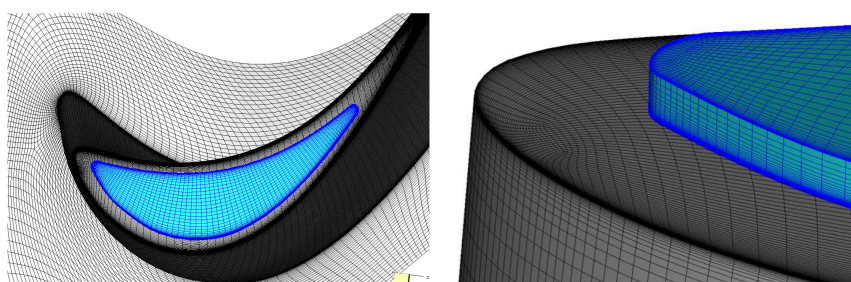


Figure 9.2 – Zone de recouvrement avec le jeu du maillage de la baignoire

Afin de réduire le temps de calcul et d'améliorer sa stabilité, une partie des cellules du maillage du jeu recouvertes par le maillage de la baignoire sont masquées (18 103 cellules). Ce masquage ce fait de façon automatique grâce à la méthode Patch Assembly [29].

Une fois que le calcul URANS chorochronique prenant en compte la baignoire est convergé, une mesure de l'écart de débit entre l'entrée et la sortie de la RHP est réalisée afin de vérifier que la non-conservativité de la méthode Chimère n'est pas critique dans le cas du maillage de

la baignoire. La perte de débit pour cette configuration est 0,02% du débit principal, ce qui est tout à fait acceptable. A titre de comparaison, l'erreur sur la conservation du débit introduite par l'utilisation d'une condition limite de type plan de mélange avec les paramètres utilisés en conception pour les simulations stationnaires est dix fois supérieur.

9.1.2 Influence de la baignoire

Les résultats de simulation URANS modélisant ou ne modélisant pas la baignoire sont comparés. La comparaison porte sur des résultats moyennés en temps sur une période liée à la roue considérée.

9.1.2.1 Performances aérodynamiques

Le tableau 9.1 présente un récapitulatif des écarts de performances globales introduits par la baignoire. Ces performances sont calculées entre le bord d'attaque et le bord de fuite de la roue mobile. On voit que les performances aérodynamiques diffèrent peu. La présence de la baignoire diminue les pertes et augmente le travail récupéré et le rendement même si ces variations sont moindres que celles liées à la densité du maillage (cf. section 7.1). Ce résultat est en bon accord avec les travaux de Key et Arts [89] qui ont observé que pour une turbine haute vitesse, les pertes aérodynamiques étaient réduites lorsque la pale du rotor était munie d'une baignoire.

Table 9.1 – Impact de la baignoire sur les performances globales de la RHP

Grandeurs moyennes 0D	Ecart avec veine lisse
Δ Débit (%)	-0.12
$\Delta\Pi_{ts}$ (%)	-0.07
$\Delta\Pi_{tt}$ (%)	-0.05
$\Delta W_u/T_{BA}$ (%)	0.23
$\Delta\eta_{is}$ (points)	0.24
$\Delta\zeta$ (%)	-1.61

La figure 9.3 montre la répartition radiale de l'écart relatif, avec le cas veine lisse, du chargement de la pale de roue mobile et que celui-ci est peu affecté. Avec la baignoire, la pale est légèrement plus chargée entre 60% et 90% de hauteur de veine mais ces écarts restent inférieurs au pour cent.

Par contre concernant les pertes aérodynamiques (Fig. 9.4), une réduction importante apparaît en tête de pale dans la zone correspondant au tourbillon de jeu.

9.1.2.2 Impact sur l'écoulement

Le principal impact de la baignoire sur l'écoulement est la modification de l'écoulement de jeu. Le fluide entre dans la cavité formée par la baignoire côté intrados près du bord d'attaque et ressort côté extrados près du bord de fuite pour alimenter le tourbillon de jeu. Entre-temps, il suit une trajectoire tourbillonnaire à l'intérieur de la cavité (Fig. 9.5). Plus une ligne de courant pénètre dans la baignoire près du bord d'attaque, plus elle va avoir un temps de séjour long à l'intérieur, formant plusieurs re-circulations (Fig. 9.6(a)). En entrant dans la baignoire, l'écoulement se dirige vers le fond tout en avançant, puis près du fond il va remonter en direction du

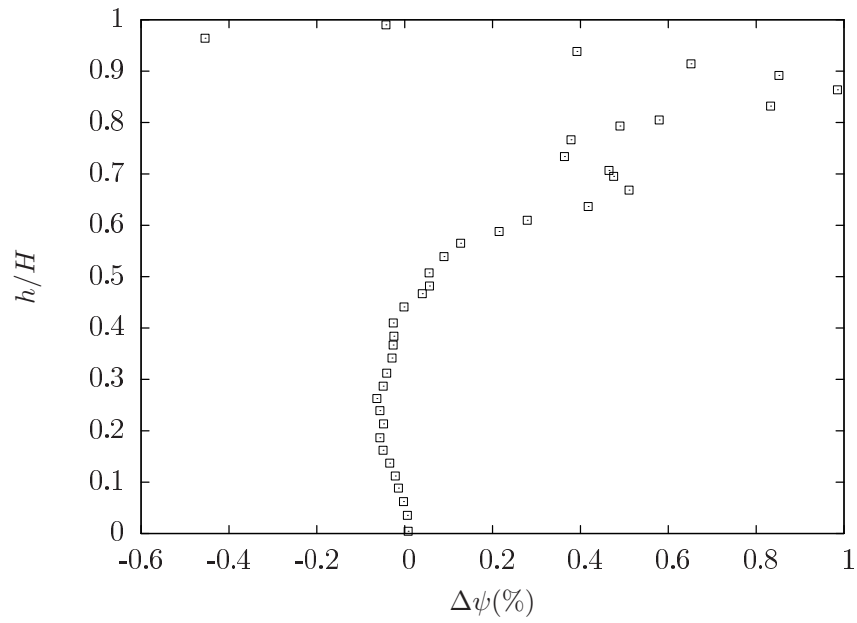


Figure 9.3 – Impact de la baignoire sur le chargement de la pale de roue mobile

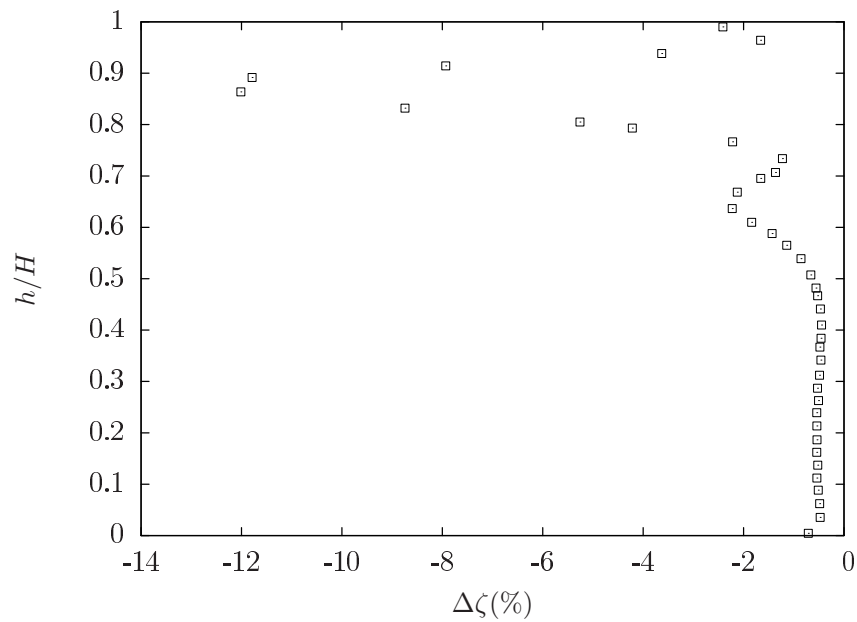


Figure 9.4 – Impact de la baignoire sur les pertes aérodynamiques dans la roue mobile

bord d'attaque. Il peut ainsi former plusieurs boucles avant de se diriger vers l'extrémité de la baignoire du côté du bord de fuite et ressortir sur la paroi extradados. Lorsque l'écoulement rentre dans la baignoire un peu plus loin du bord d'attaque (Fig. 9.6(b)), il n'effectue plus qu'une seule boucle avant de se diriger vers l'extrémité de la baignoire près du bord de fuite et de ressortir dans le tourbillon de jeu. S'il entre encore plus loin (mi-corde axiale de la baignoire, Fig. 9.6(c)), il n'effectue plus de boucle, il plonge vers le fond de la baignoire tout en avançant et ressort à son extrémité pour alimenter le tourbillon de jeu. Finalement, l'écoulement qui arrive dans le jeu au niveau du dernier quart de la corde axiale de la baignoire, ne rentre pas dans celle-ci et traverse directement la zone de jeu pour alimenter le tourbillon de jeu. (Fig. 9.6(d)).

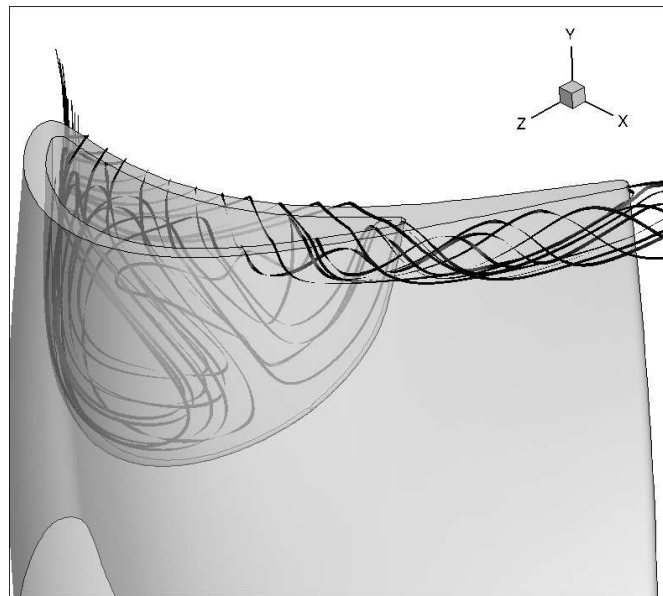


Figure 9.5 – Ecoulement dans la baignoire

La modification de l'écoulement de jeu a pour résultat de déplacer légèrement la position du tourbillon de jeu. Ainsi la ligne séparatrice matérialisant la trace du tourbillon de jeu apparaît un peu plus tard et est positionnée plus près du sommet de pale lorsque la baignoire est présente (Fig. 9.7).

Afin de comparer le débit de jeu entre les configurations avec et sans baignoire, on définit une surface arbitraire à travers laquelle on va calculer ce débit. Cette surface s'appuie sur l'arête extradados de la pale (Fig. 9.8). La figure 9.9 montre l'évolution du débit de jeu sur deux périodes de la RHP dans les cas avec ou sans baignoire. Ces débits ont des variations importantes qui sont liées au passage des sillages du DHP. Lorsque la baignoire est présente, le signal de débit de jeu a des amplitudes plus importantes mais sa valeur moyenne est plus faible : 2.57% du débit total de la THP contre 2.92% en l'absence de baignoire. Ainsi la présence de la baignoire réduit très légèrement le débit de jeu pour le point de fonctionnement étudié et par conséquent les pertes.

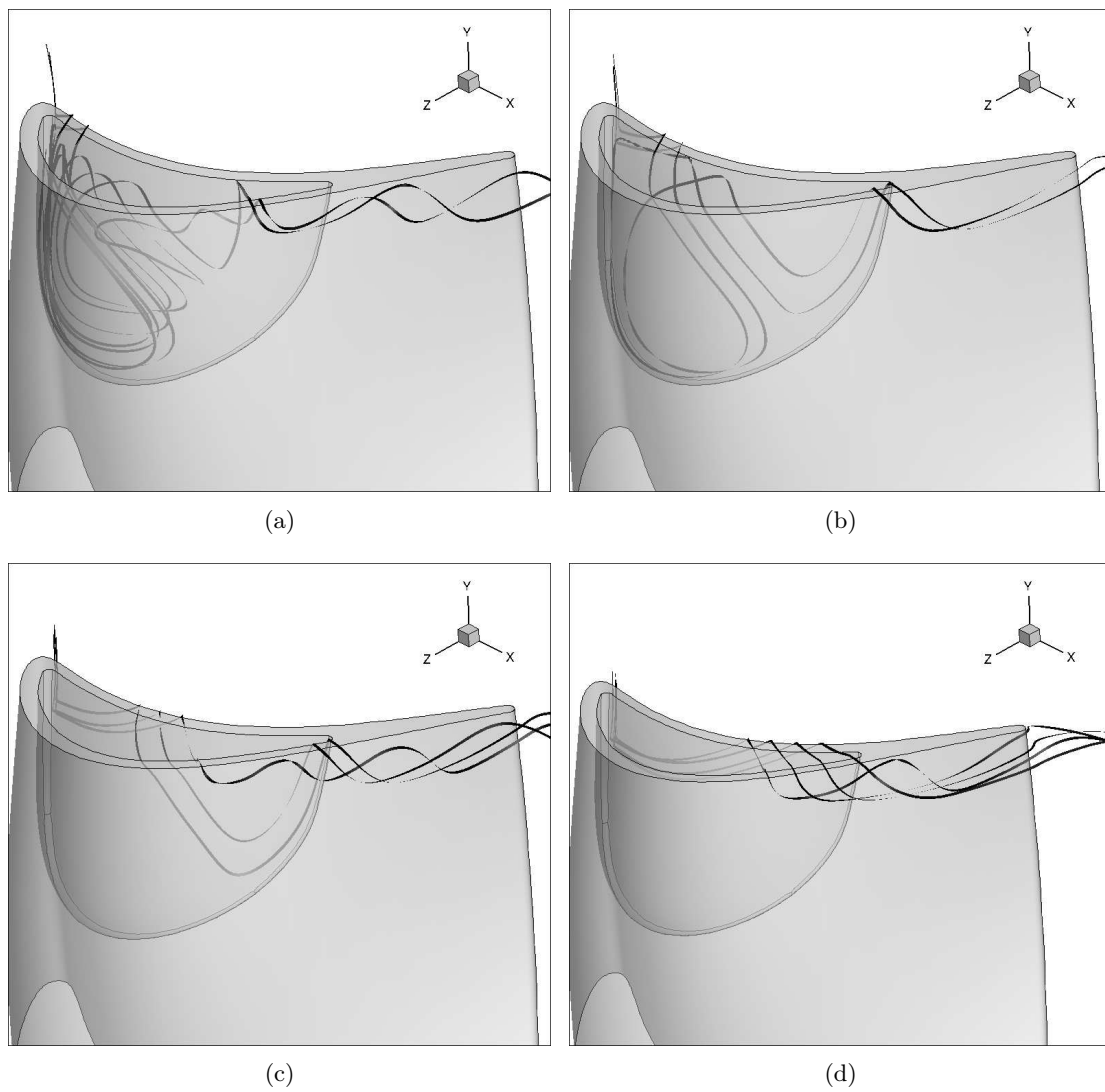


Figure 9.6 – Trajectoire des lignes de courant dans la baignoire

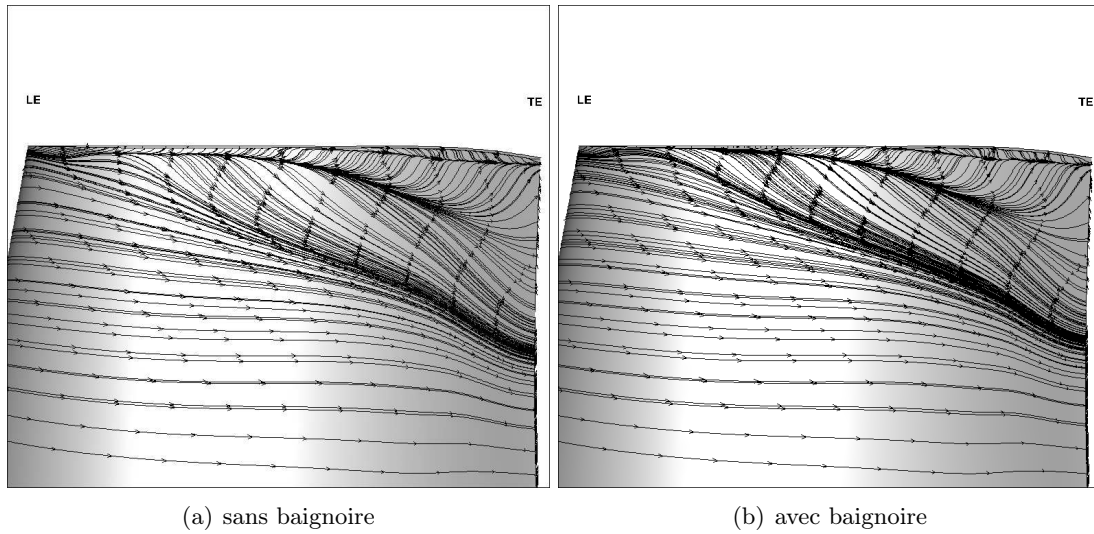


Figure 9.7 – Lignes de frottements sur la paroi extrados de la pale RHP

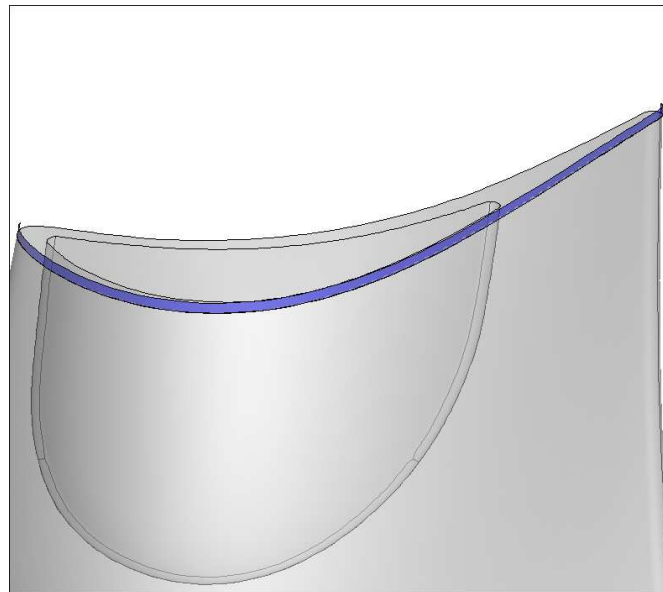


Figure 9.8 – Surface à travers laquelle est défini le débit de jeu

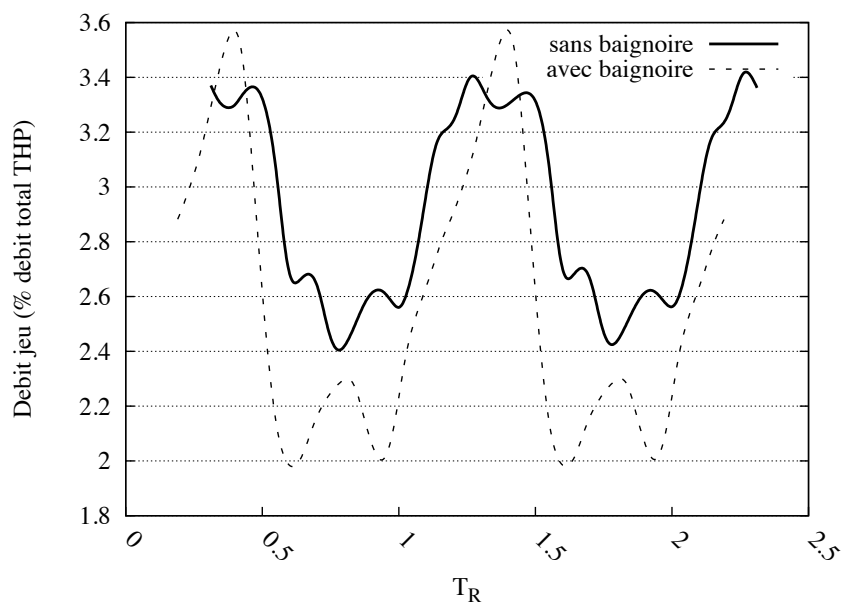


Figure 9.9 – Débit de jeu

9.1.2.3 Production d'entropie

La production d'entropie entre le cas sans et avec baignoire est analysée. Pour le cas avec baignoire, le volume de contrôle correspond au canal de la roue mobile (jeu compris) et au volume de la baignoire. On a donc un volume global plus important que dans le cas sans baignoire. La figure 9.10 montre l'évolution axiale de la somme cumulative de production d'entropie ($S_c + S_d$) dans le volume de contrôle pour les cas sans et avec baignoire. Les courbes sont superposées jusqu'à 80% de corde axiale. A 80% de corde axiale, où l'on observe une augmentation de la pente donc de la production d'entropie locale du fait de l'interaction entre tourbillon de jeu et de passage, la pente du cas avec baignoire augmente moins. Au final, il y a une création d'entropie un peu plus faible dans le cas avec baignoire. Cette différence est due à la modification de l'écoulement de jeu et en particulier du tourbillon de jeu ; ceci est cohérent avec l'augmentation légère du rendement.

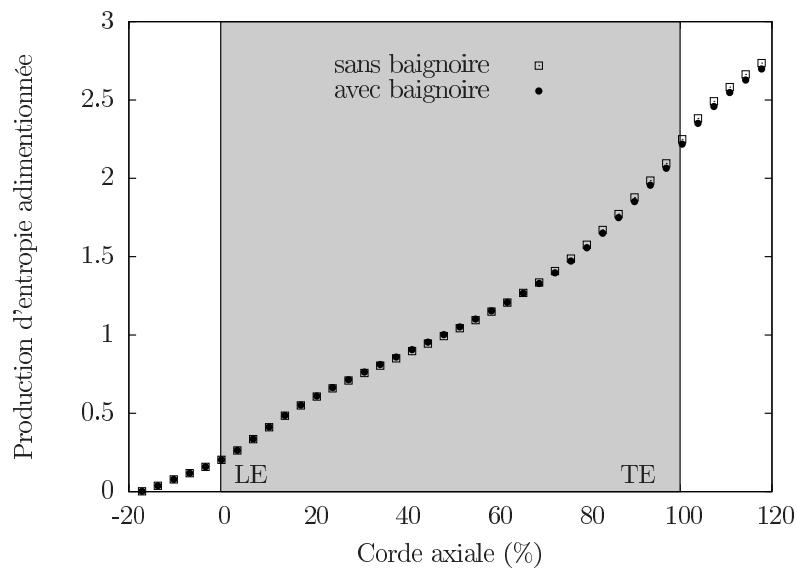
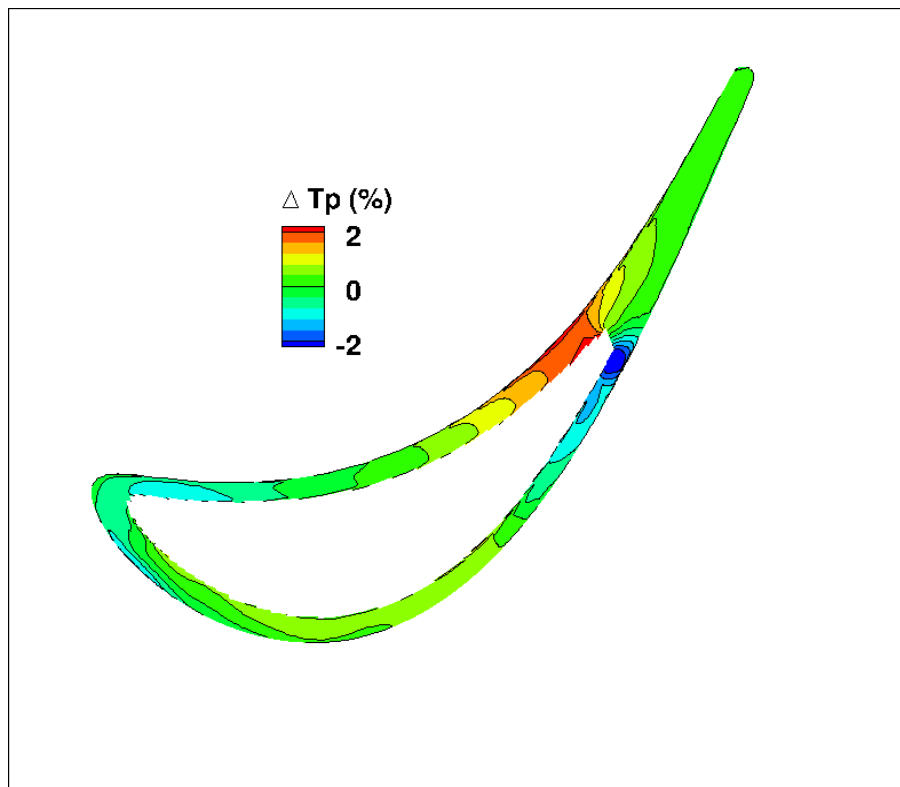


Figure 9.10 – Evolution axiale de la création d'entropie dans la RHP sans et avec baignoire

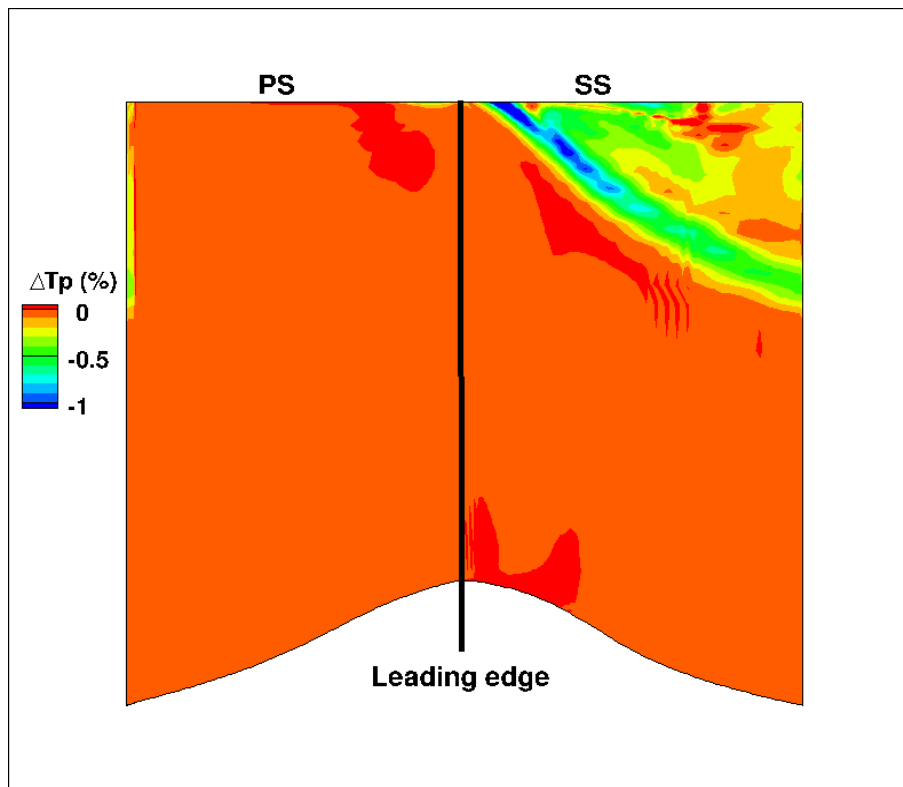
9.1.2.4 Influence sur la température de paroi adiabatique

La modification de l'écoulement de jeu du fait de la présence de la baignoire induit une évolution de la température de paroi adiabatique sur le sommet de pale (Fig. 9.11) et sur la paroi extrados de la pale (Fig. 9.12). Concernant le sommet de pale, on remarque, lorsque la baignoire est présente, une diminution de la température de paroi au niveau de la sortie de la baignoire près de la paroi extrados. Mais par contre au même niveau près de la paroi intrados la température est plus élevée. La figure 9.5 montrait justement que le fluide traversant la cavité ressortait à cette position. Donc d'une part, la paroi voit un fluide qui vient d'être mélangé dans la cavité et dont la température s'est homogénéisée. D'autre part, cet écoulement peut bloquer, à cet endroit, le débit de fluide chaud issu de l'extrados. Au final, la température de paroi moyenne sur le sommet de pale n'est pas modifiée. Par contre la modification du tourbillon de jeu entraîne une diminution de la température de paroi sur la partie de l'extrados de la pale impactée par le tourbillon de jeu. Cette diminution peut atteindre plus de 1% localement et est globalement de 0.5% sur la zone impactée par le tourbillon de jeu.



(a) Ecart relatif (%)

Figure 9.11 – Ecart de température de paroi du sommet de la pale entre calcul avec et sans baignoire - (référence : sans baignoire)



(a) Ecart relatif (%)

Figure 9.12 – Ecart de température de paroi de la pale entre calcul avec et sans baignoire - (référence : sans baignoire)

9.2 Sensibilité du rendement isentropique à la hauteur de jeu

Comme il a été vu au chapitre précédent, une partie importante des pertes aérodynamiques et de la création d'entropie est liée à l'écoulement de jeu. Or la position de l'anneau RHP (au carter) peut varier par rapport à la position du dessin de conception et modifier ainsi la hauteur de jeu. Pour étudier la sensibilité du rendement isentropique à la hauteur de jeu, la méthode d'analyse de sensibilité utilisée est une méthode de collocation stochastique [121].

Cette méthode consiste à évaluer la solution sur une grille grossière de l'espace des paramètres et ensuite reconstruire la surface de réponse à l'aide d'une méthode d'interpolation. La méthode des points de quadrature de Clenshaw-Curtis est utilisé pour échantillonner l'espace des paramètres qui est ici restreint à la hauteur de jeu. L'avantage de cet échantillonnage est qu'il conserve les points déjà utilisés lorsque l'on veut affiner l'échantillonnage. On pourra se référer au travail de Gourdain et Dewandel [63] pour plus de détails sur la méthode. La plage de hauteur de jeu étudiée est sur l'intervalle $d/h = [0.83, 1.67]$ où d est la hauteur de jeu considérée et h la hauteur de référence (dessin). Neuf points sont utilisés pour l'échantillonnage.

Les simulations URANS ont été réalisées pour les 9 positions de jeu. A chaque fois le maillage a été modifié afin de déplacer le carter de façon à avoir la hauteur de jeu voulue. La position du carter est modifiée radialement au niveau de la zone correspondant à l'anneau de RHP (Fig. 9.13).

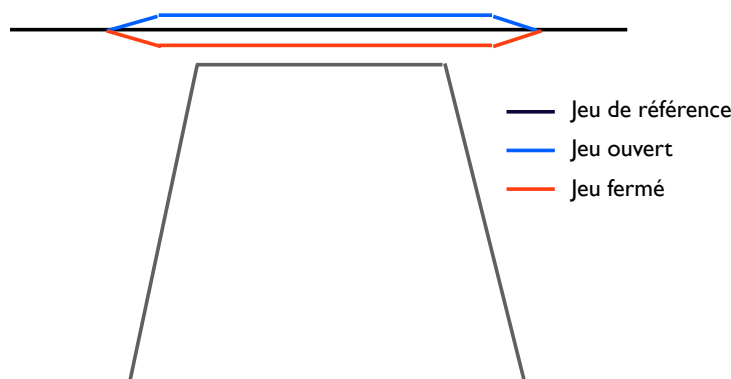


Figure 9.13 – Illustration de la modification de la position du carter pour avoir la hauteur de jeu voulue

La figure 9.14 montre l'évolution du rendement isentropique avec la hauteur de jeu. Cette évolution est linéaire sur la quasi totalité de la plage d'échantillonnage.

Comme attendu, le rendement diminue bien lorsque le jeu augmente dans une certaine mesure. La pente de la courbe de rendement isentropique en fonction de la hauteur de jeu (exprimée en fraction de hauteur de veine), correspond aux résultats de la corrélation de Hong et Groh [76] pour le degré de réaction de la THP considérée. Sur la plage de hauteur de jeu étudiée, les variations de rendement sont de deux points. Ceci traduit l'augmentation des pertes lorsque l'écoulement de jeu s'intensifie. En effet, on voit que la production d'entropie dans la RHP augmente linéairement lorsque le jeu augmente et que l'écart de production d'entropie apparaît dans la zone où le tourbillon de jeu sort dans le canal de la RHP (Fig. 9.15).

9.3 Congés de raccordements

L'impact des congés de raccordements du distributeur (moyeu et carter) et de la roue mobile (moyeu) sur les performances aérodynamiques de la THP ainsi que sur la température de pale

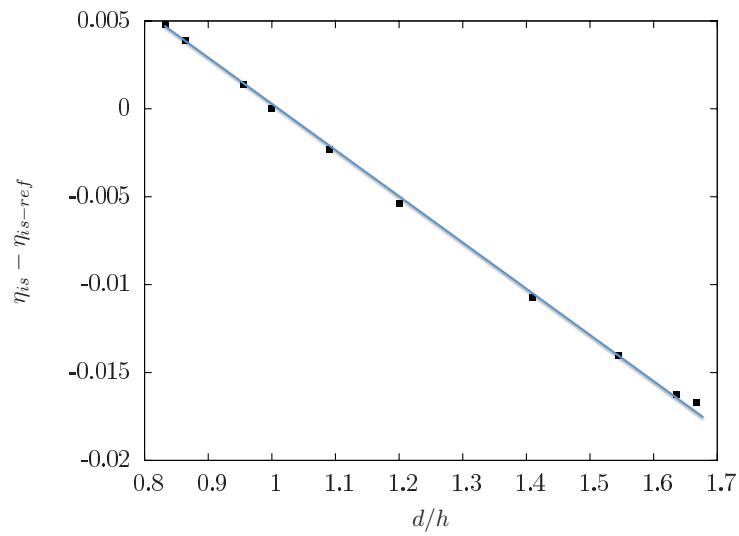


Figure 9.14 – Sensibilité du rendement isentropique (adimensionné par sa valeur à $d/h = 1$) vis à vis de la hauteur de jeu

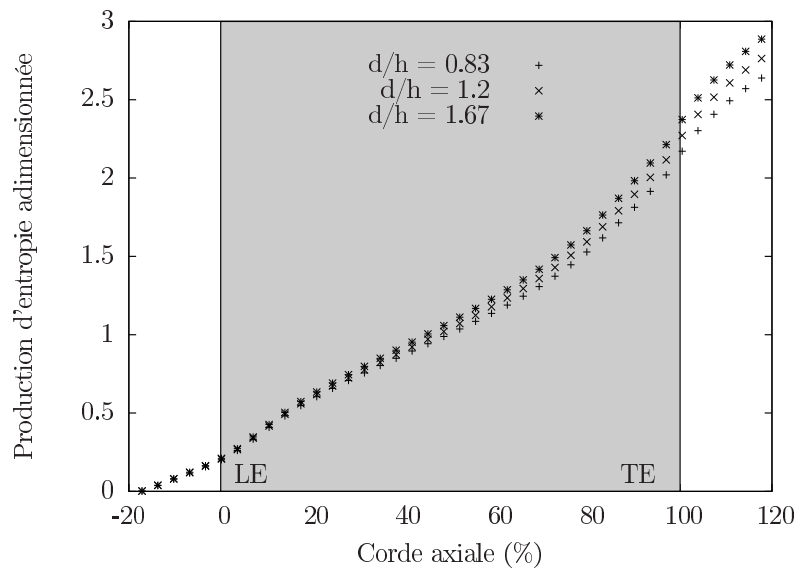


Figure 9.15 – Evolution axiale de la création d'entropie dans la RHP en fonction de la hauteur de jeu

de la roue mobile est maintenant analysé. Le principe du congé de raccordement est introduit à la section 2.4.3. La baignoire est également considérée pour ce cas afin de le comparer au cas de référence.

9.3.1 Simulation des congés

Les congés de raccordements sont pris en compte dans la simulation à l'aide de la méthode Chimère. L'ensemble Chimère définissant le congé est maillé séparément puis ajouté au maillage veine lisse afin de le masquer à l'aide de la technique Patch Assembly [29] (cf. Fig. 4.12). Lors de la réalisation du maillage Chimère, il faut prendre garde à assurer un recouvrement optimal entre les maillages au niveau de la zone de coïncidence à la paroi. En effet, il faut au minimum que quatre cellules de chaque maillage soient recouvertes afin d'avoir deux cellules donneuses et deux cellules receveuses lors de l'interpolation Chimère. Des vues des maillages des congés de raccordements pour le distributeur et la roue mobile sont présentées sur la Fig. 4.11. Le maillage de tous les congés contient environ 1,1 millions de points. Cependant, 950 000 cellules dans les coins du maillage de fond (veine lisse) sont masquées lors de l'assemblage Chimère. Ainsi, le surcoût liée à la prise en compte des congés de raccordement est faible en nombre de points (mais pas en interpolation).

Comme dans le cas de la baignoire, on mesure l'écart de débit entre les entrées et sorties de chacune des roues afin de mesurer la perte de conservativité liée à la méthode Chimère. Pour chacune des roues, l'écart de débit est d'environ 0.04% du débit global de la THP. Ceci est tout à fait acceptable.

9.3.2 Performances aérodynamiques

Les performances aérodynamiques globales sont comparées pour l'étage de THP et pour la RHP seule (Tab. 9.2) afin de discriminer l'impact des congés de raccordement du distributeur et de la roue mobile.

Table 9.2 – Impact des congés sur les performances globales de la THP

Grandeurs moyennes 0D	Ecart relatif RHP	Ecart relatif THP
Δ Débit (%)	-0.92	-0.92
$\Delta\Pi_{ts}$ (%)	0.07	0.04
$\Delta\Pi_{tt}$ (%)	0.26	0.23
$\Delta W_u/T_{BA}$ (%)	-0.02	-0.02
$\Delta\eta_{is}$ (points)	-0.19	-0.20
$\Delta\zeta$ (%)	1.09	3.96

Les principaux effets des congés de raccordement sont la diminution du débit du fait de la diminution de la section de passage tout en ayant un col amorcé ainsi que l'augmentation des pertes aérodynamiques. Cette augmentation est plus importante dans le DHP (deux congés). Elle se traduit par une petite augmentation du taux de détente sans réelle modification du travail récupéré ce qui induit une perte de rendement. En effet, sur un diagramme TS (Fig. 9.16), on voit que l'augmentation du taux de détente tout en restant à travail récupéré constant induit un écart supplémentaire vis à vis du cas isentropique, d'où une diminution du rendement. Cependant ces variations de performances globales restent faibles.

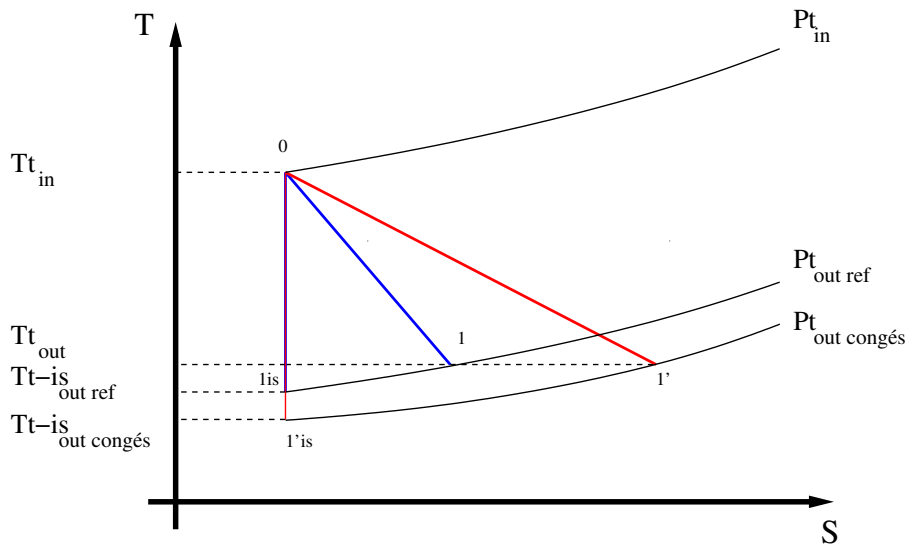


Figure 9.16 – Comparaison des diagrammes TS sans et avec congés
 0 : entrée THP, 1 : sortie THP, lis : sortie THP pour détente isentropique
 bleu : sans congés, rouge : avec congés

En effectuant une analyse de la production d'entropie, on retrouve bien l'augmentation observée sur le diagramme TS (Fig. 9.16). Ainsi dans le DHP, la production totale ($S_c + S_d$) d'entropie est légèrement plus importante lorsque les congés sont présents (Fig. 9.17). Cette augmentation se fait à partir de 50% de corde axiale. De même, dans la RHP, la production d'entropie est plus importante lorsque le congé est présent (Fig. 9.18). Cependant, pour la RHP, la différence se produit entre 10% et 50% de corde axiale, ensuite les pentes des courbes avec et sans congés restent identiques. Pour comprendre ces écarts, il est nécessaire d'identifier quels termes de production d'entropie sont affectés et d'investiguer les valeurs locales dans les plages de cordes axiales identifiées.

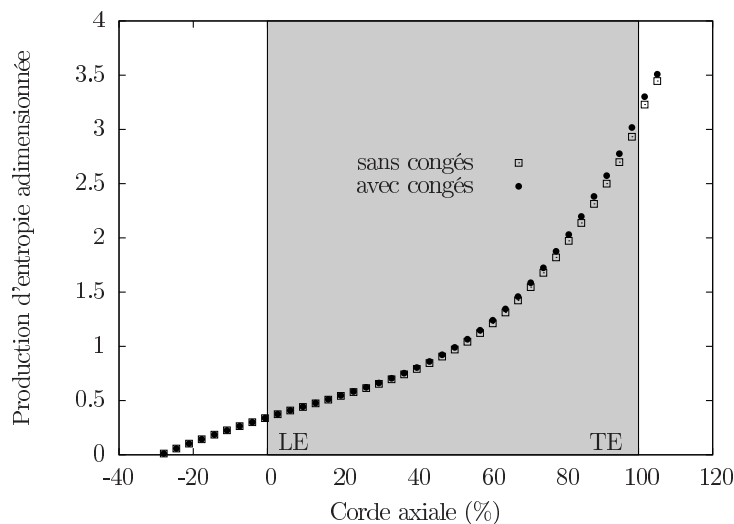


Figure 9.17 – Somme cumulée de la production d'entropie dans le canal du DHP ; sans et avec congés

La figure 9.19 montre la répartition de production d'entropie entre les différents termes sources, sans et avec congés. Dans le DHP, l'augmentation de la production d'entropie avec les

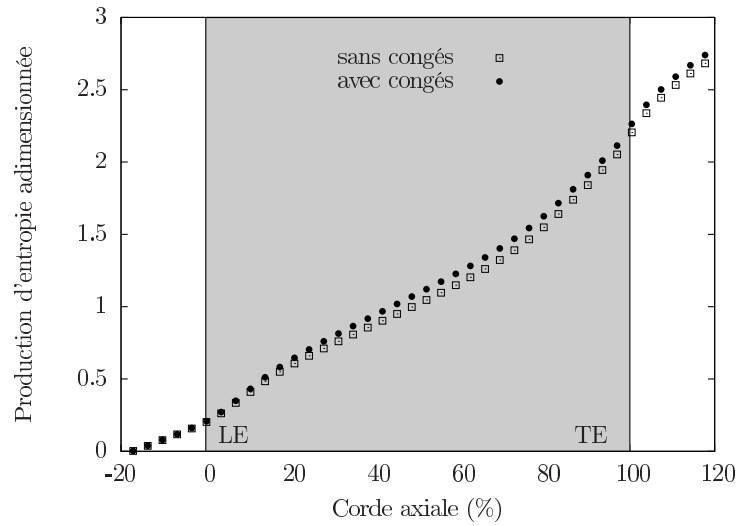


Figure 9.18 – Somme cumulative de la production d'entropie dans le canal du RHP ; sans et avec congés

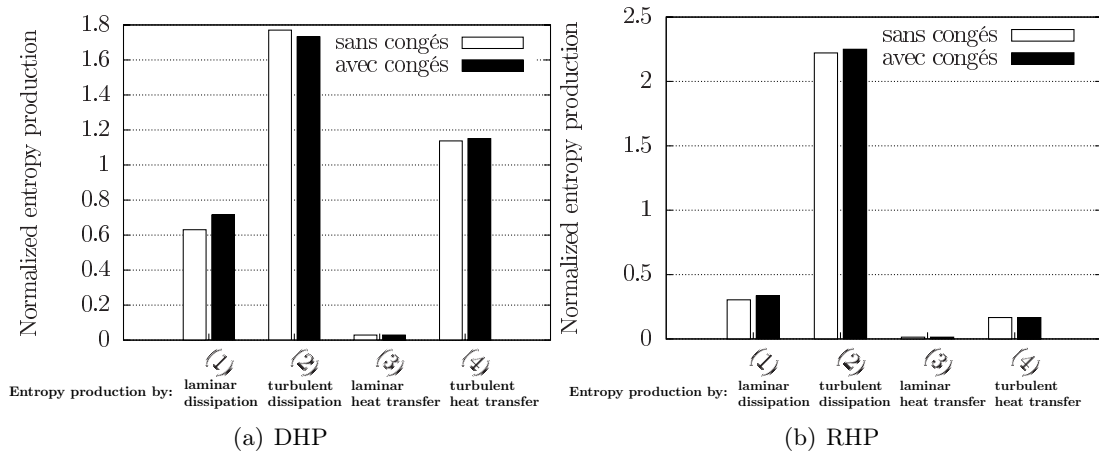


Figure 9.19 – Répartition de la production d'entropie entre les différents termes sources ; sans et avec congés

congés vient essentiellement d'une augmentation du terme de dissipation visqueuse malgré une surface moindre. On remarquera également une légère baisse de la production d'entropie par dissipation turbulente. En effet, le congé de raccordement en pied du DHP modifie la branche

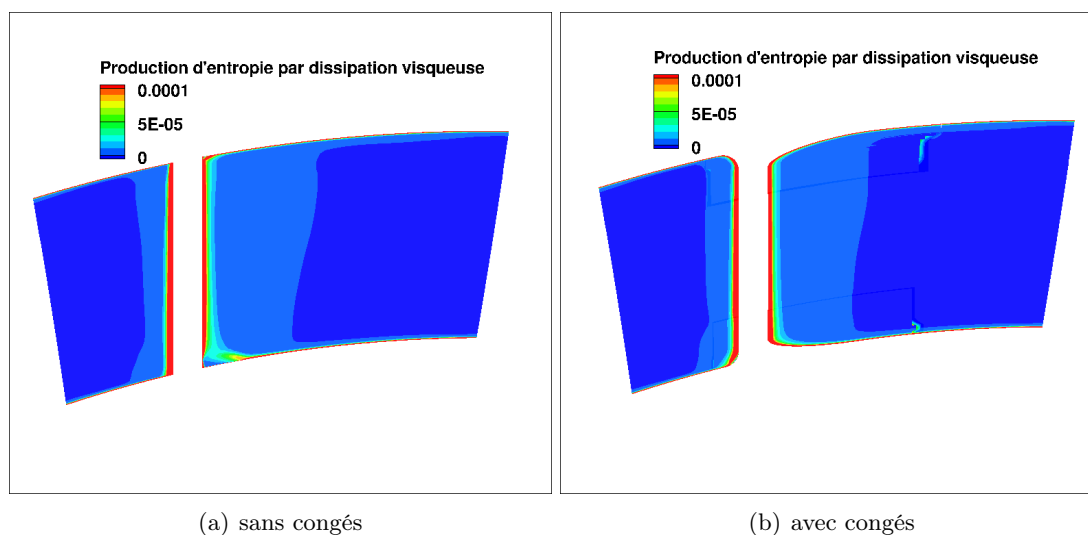


Figure 9.20 – Coupe axiale à 98% de corde axiale du DHP
Suppression du décollement en pied du DHP par le congé : augmentation de la production d'entropie par dissipation visqueuse

extrados du tourbillon de bord d'attaque et supprime le décollement matérialisé par un foyer sur les lignes séparatrices de la Fig. 7.6. Or ce point singulier se traduit par une absence de frottement donc de production d'entropie par dissipation visqueuse mais une production d'entropie par dissipation turbulente dans la zone décollée. Le congé, en supprimant le décollement, augmente la production d'entropie par dissipation visqueuse (Fig. 9.20) mais diminue la production d'entropie par dissipation turbulente. Cependant, c'est l'effet de dissipation visqueuse qui est le plus important car la couche limite est épaisse dans cette région.

Dans le cas de la RHP, sur la première partie de la corde axiale, la couche limite se développant sur le congé est plus épaisse que celle des coins moyeu/extrados et moyeu/intrados sans congé, d'où l'augmentation de production d'entropie.

9.3.3 Température de paroi de la roue mobile

La figure 9.21 montre l'écart relatif de température de paroi entre le cas avec prise en compte des congés de raccordement et le cas de référence. Il n'y a pas d'impact au niveau de l'intrados. Côté extrados, des différences de l'ordre de 1% sont observées en pied au voisinage du congé de raccordement. La température de paroi dans la zone d'influence du tourbillon de passage en moyeu/extrados est légèrement réduite traduisant un transport de fluide froid le long de la paroi par le tourbillon de passage légèrement plus important. Toutefois, ces différences restent faibles et elles concernent une zone qui de toute façon n'est pas la plus chaude de la pale.

9.4 Dispositif de refroidissement externe de la RHP

Pour les configurations de turbines haute pression étudiées, il n'y a pas de dispositif de refroidissement interne au niveau de la pale de la roue mobile. Cependant, afin de réduire la température vue par la pale et donc les contraintes thermiques, des injections de fluide froid

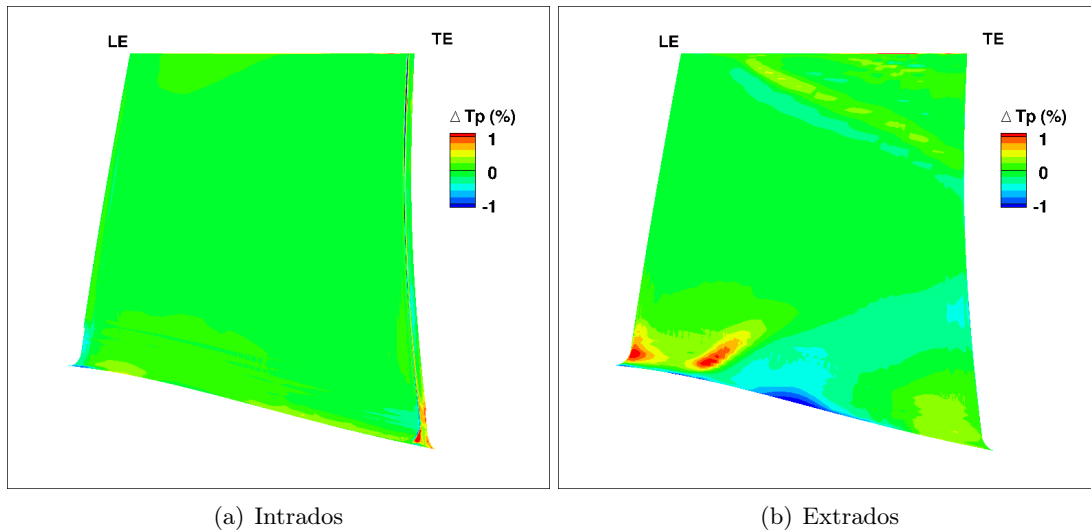


Figure 9.21 – Ecart de température de paroi (%) de la pale RHP entre calcul avec et sans congés

sont réalisées au moyen de ventilations disposées en plusieurs endroits. La figure 7.1 montre les différents emplacements où de l’air frais est injecté. Il y a les injections au niveau des événements du distributeur, des entrefers et de l’anneau RHP.

Dans un premier temps, l’effet isolé des événements du distributeur sur les performances aérothermique de la THP sera étudié. Dans un second temps, c’est l’ensemble du système de refroidissement qui sera considéré et les performances aérothermique de la THP refroidie seront comparées à celle d’une THP non refroidie.

9.4.1 Events sur le distributeur

Les événements sont deux fentes situées au niveau du bord de fuite du distributeur qui injectent de l’air moyennement frais (après avoir refroidi le DHP) dans la veine avec un débit de l’ordre de plusieurs pour-cent du débit principal. En terme de débit injecté, ils sont la principale source de refroidissement de la THP. La géométrie du bord de fuite de l’aube est modifiée afin d’accueillir ces fentes qui s’étendent, à elles deux, sur près de 75% de la hauteur de veine. La figure 9.22 présente la géométrie des événements au bord de fuite du DHP.

Deux approches sont évaluées pour modéliser les événements. La première consiste à utiliser une condition limite pour imposer, à l’endroit où le fluide frais entre dans la veine, un débit, une enthalpie totale, un angle de l’écoulement par rapport à la veine lisse (cet angle correspond à l’angle entre les événements réels et la veine lisse) ainsi que les grandeurs turbulentes. Cette condition limite est appliquée sur la paroi intrados de l’aube, près du bord de fuite. Elle est positionnée axialement entre la position axiale des événements et le bord de fuite (afin de forcer la direction de l’écoulement dans cette zone où normalement la géométrie est modifiée). La position des conditions limites simulant les deux événements est présentée sur la Fig. 9.23.

La seconde méthode vise à prendre en compte réellement les géométries servant à amener le refroidissement au niveau de la veine. Cette géométrie étant complexe, on utilisera une approche Chimère. La technique Patch Assembly sert à effectuer les échanges entre les domaines des événements et ceux de la veine lisse. Le domaine simulant les événements est construit de façon à s’appuyer sur les parois du domaine veine lisse. La figure 9.24 montre ce domaine superposé à la veine lisse.

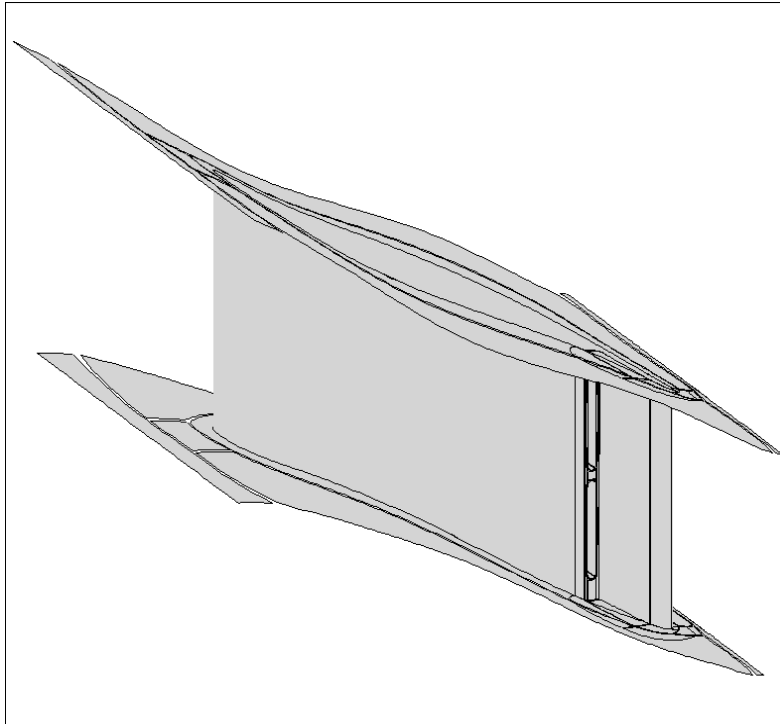


Figure 9.22 – Events au bord de fuite du distributeur

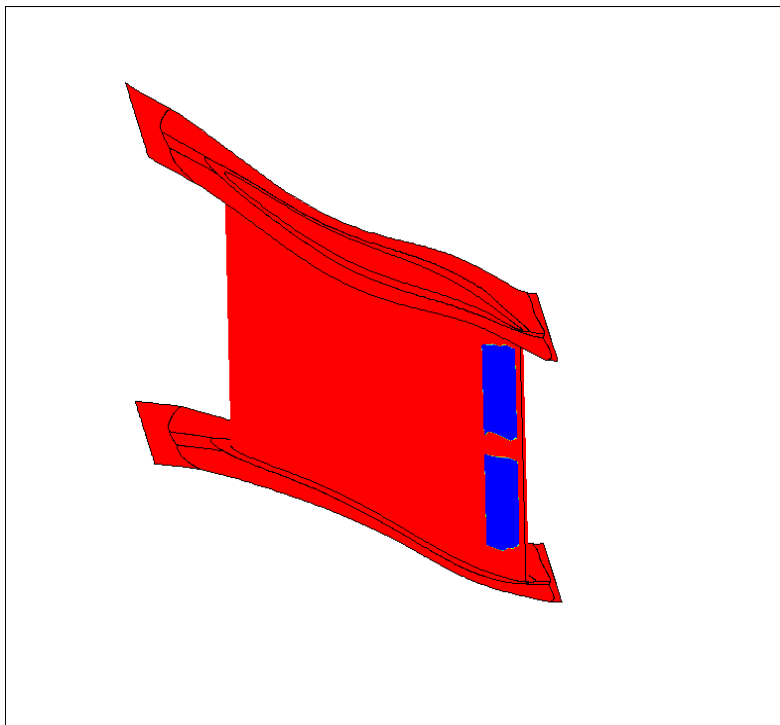


Figure 9.23 – Position des conditions limites modélisant les événements

Le maillage des événements contient 1,8 millions de points. La méthode Patch Assembly permet de masquer automatiquement les zones du domaine veine lisse recouvertes par le domaine des événements ce qui a pour effet de “creuser” le bord de fuite de l’aube (Fig. 9.25). Au totale, un peu plus de 150 000 cellules du maillage veine lisse sont masquées. Une condition limite d’injection classique est imposée en entrée des fentes afin de fixer le débit, la direction de l’écoulement et la température totale du fluide de refroidissement.

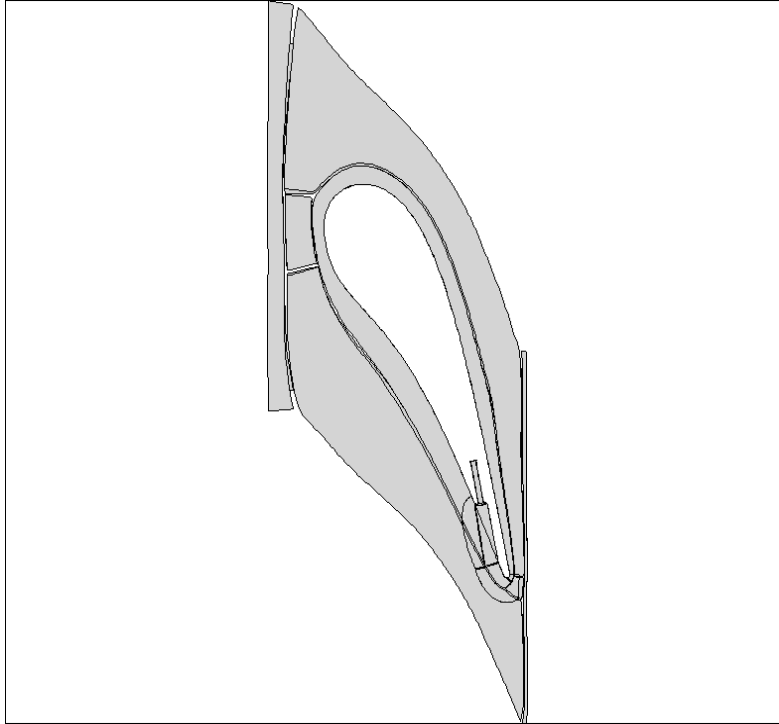


Figure 9.24 – Domaine modélisant un événement superposé à la veine lisse

Pour les événements, la perte de conservativité est légèrement plus importante que pour les effets technologiques précédemment étudiés. En effet, entre l’entrée et la sortie du DHP, l’écart de débit est de l’ordre de 0.1% du débit global de la THP.

Quelle que soit la méthode, le même débit et la même température totale sont imposés pour le fluide de refroidissement.

Afin de pouvoir étudier l’impact des événements (modélisés avec ces deux approches) sur la thermique de la pale rotor, la condition limite en entrée de la THP est modifiée afin d’obtenir la même température moyenne 0D devant le bord d’attaque de la pale de RHP pour tous les cas. Ainsi du fait du refroidissement introduit par les événements, les profils de température totale en entrée de THP pour les cas modélisant les événements ont une température totale moyenne plus importante (Fig. 9.26).

9.4.1.1 Impact sur la température de pale RHP

La figure 9.27 montre la répartition radiale de température totale dans le plan axial situé au niveau du bord d’attaque de la pale de RHP pour les cas avec prise en compte des événements par conditions limites et par technique Chimère et pour le cas veine lisse. On voit que lorsque les événements sont pris en compte (par conditions limites ou par technique Chimère), le profil de température totale au bord d’attaque de la pale de RHP est modifié par rapport au cas veine

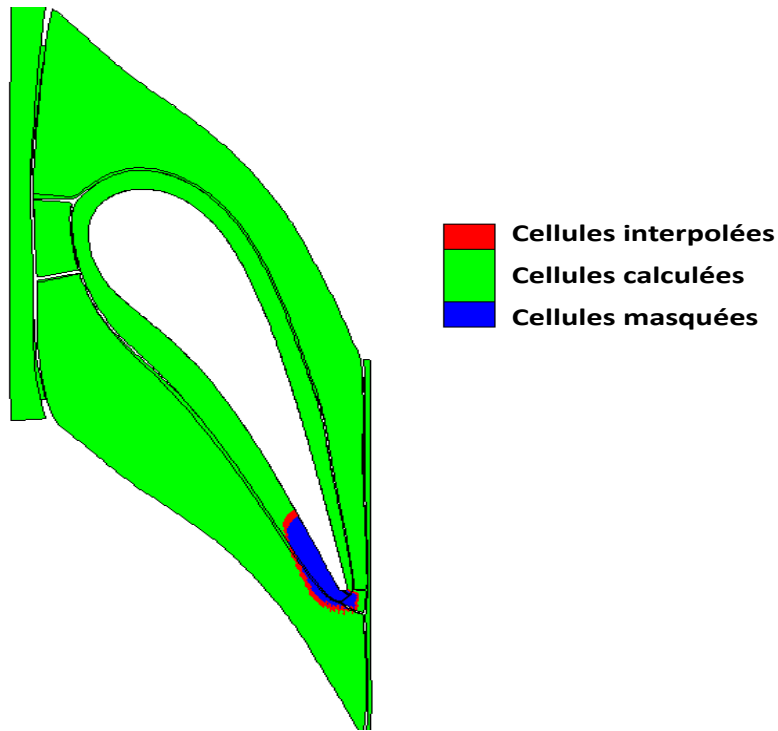


Figure 9.25 – Masquage de la veine lisse pour prendre en compte la géométrie des événements

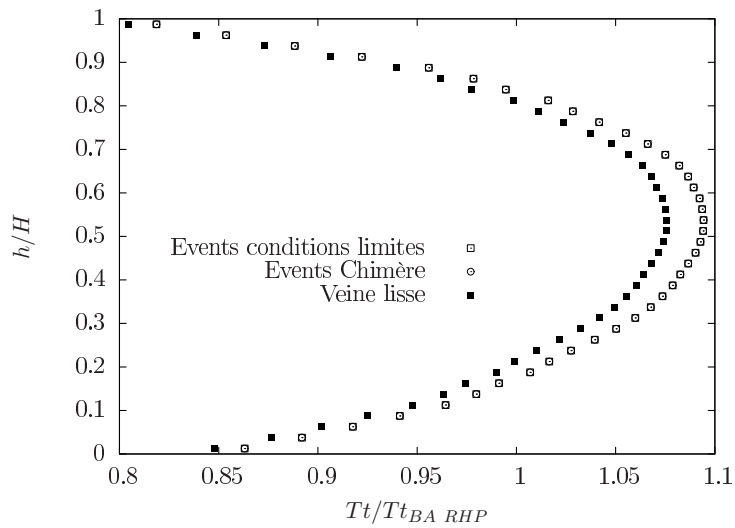


Figure 9.26 – Répartition radiale de température totale en entrée de THP

lisse. Sur la zone allant de 10 pour-cent à la mi-hauteur de veine, l'écoulement est plus froid lorsque les événements sont pris en compte, alors que au dessus de la mi-hauteur de veine l'écoulement est identique au cas veine lisse, voir plus chaud lorsque les événements sont modélisés à l'aide de la technique Chimère. Près du carter l'écoulement est plus chaud lorsque les événements sont pris en compte. On a donc un refroidissement de l'écoulement non uniforme qui s'explique par le fait que le fluide de refroidissement migre vers le moyeu. Cette migration s'explique par une modification de l'équilibre radial local similaire à la migration du point chaud vers le carter (cf. Eq. 7.2) mais avec une vitesse tangentielle W_θ plus faible pour le fluide froid.

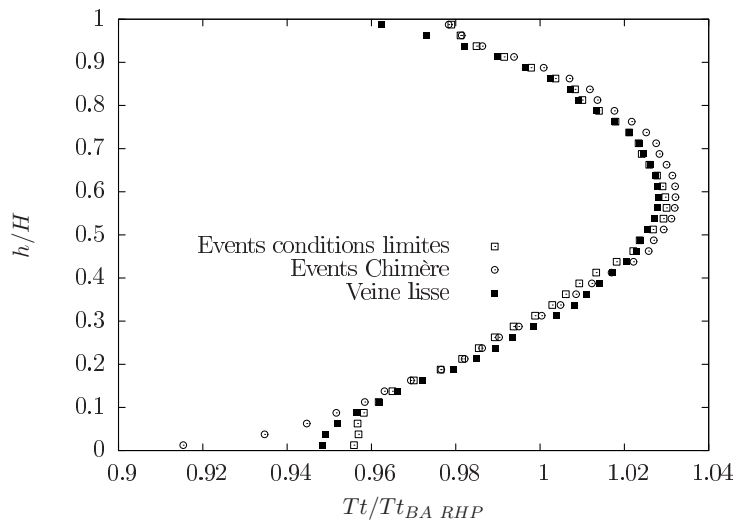


Figure 9.27 – Répartition radiale de température totale au bord d'attaque de la pale RHP, sans et avec événements

Les différences entre les profils prédits avec les deux types de modélisations des événements s'expliquent par une répartition différente de la quantité de mouvement du fluide de refroidissement lorsqu'il entre dans la veine. Alors qu'avec la modélisation par conditions limites, la quantité de mouvement est constante sur toute la condition limite, lorsque la géométrie des événements est prise en compte avec la technique Chimère, la répartition radiale de quantité de mouvement à la sortie des fentes n'est plus constante du fait des parois des fentes. Ainsi près des parois des fentes, on a une vitesse relative plus faible et le fluide de refroidissement de ces zones va migrer encore plus vers le moyeu (cf. Eq. 7.2). La figure 9.28 illustre bien ce phénomène. Dans les deux cas les lignes de courants issus des événements migrent vers le moyeu mais de façon plus importante lorsque les lignes de courants passent près des parois des fentes.

Cette modification de la répartition de température totale entraîne une modification de la température de paroi de la pale RHP lorsque les événements sont pris en compte. La figure 9.29 montre l'écart de température de paroi de la RHP prédite avec les deux modélisations des événements par rapport au cas veine lisse. La prise en compte des événements par conditions limites induit un refroidissement plus homogène de la pale même si les zones les plus impactées sont les zones du bord d'attaque en pied et en tête et la paroi extradados près du moyeu. Lorsque les événements sont modélisés à l'aide de la technique Chimère, le refroidissement de la pale est très hétérogène et c'est essentiellement la zone de la paroi extradados entre le moyeu et la mi-hauteur de veine qui est refroidie. Finalement, le refroidissement issu des événements a peu d'effet sur les zones les plus chaudes de la pale que sont la paroi intrados et la zone d'impact du tourbillon de jeu sur la paroi extradados (cf. section 7.3.3). Les écarts d'efficacité de refroidissement entre les différentes zones de la pale s'explique à la fois par la migration du fluide de refroidissement vers le moyeu du fait de la

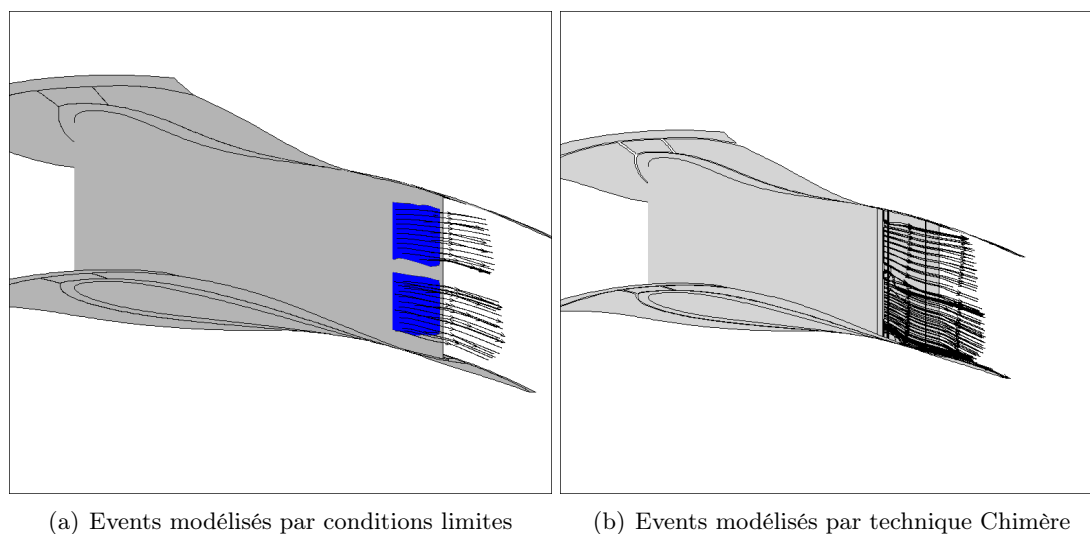


Figure 9.28 – Lignes de courants à la sortie des événements du DHP

modification locale de l'équilibre radial mais également par l'effet de ségrégation qui tend à faire migrer le fluide froid vers la paroi extrados de la pale de RHP. De plus, lorsque les événements sont modélisés à l'aide de la technique Chimère, on a une diminution de la quantité de mouvement de l'écoulement de refroidissement par rapport au cas où ils sont modélisés par conditions limites (du fait de la perte de charge dans les fentes). De ce fait les deux effets précédents sont accentués.

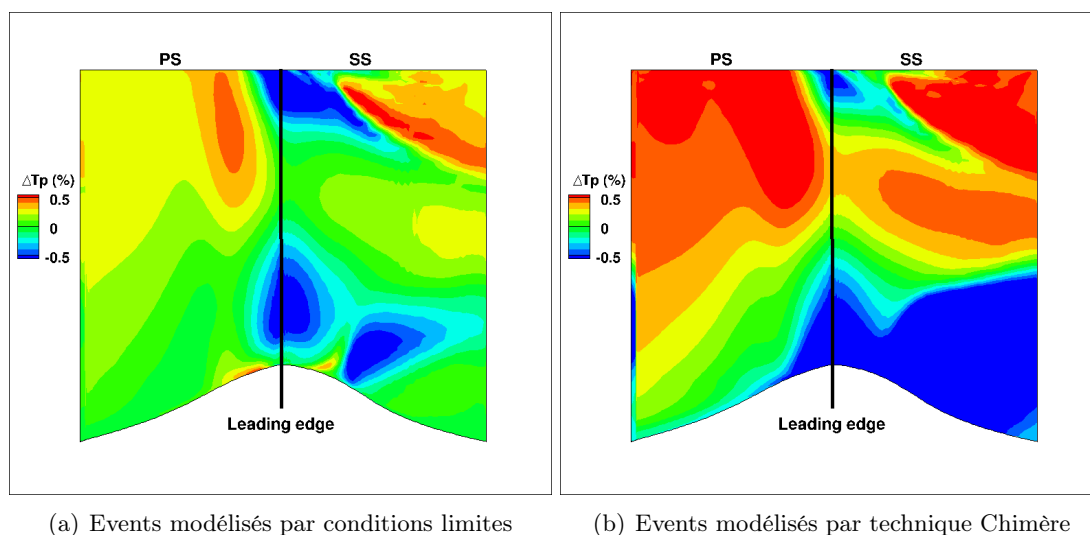


Figure 9.29 – Ecart de température de paroi (%) de la pale RHP entre calcul avec et sans prise en compte des événements

9.4.1.2 Impact sur les performances aérodynamiques

Les principaux effets des événements sur les performances de la THP sont une réduction du débit et du rendement (calculé en prenant en compte le fluide de refroidissement, cf. section 6.2) comme on peut le voir dans le Tab. 9.3. Le fluide venant des événements agit comme une paroi fictive

le long de la paroi intrados de l'aube et réduit ainsi la section de passage. Cette réduction de la section de passage est moins importante lorsque les événements sont modélisés avec la technique Chimère car la section géométrique est agrandie en rognant le bord de fuite du DHP. Le DHP étant amorcé, on a une diminution du débit. La réduction du rendement de la THP est significative (plus de un point de rendement) comparée aux autres effets technologiques étudiés et est du même ordre de grandeur pour les deux modélisations des événements.

Table 9.3 – Impact des événements sur le débit et le rendement de la THP

Grandeurs moyennes 0D	Ecart relatif (événements par CL)	Ecart relatif (événements par Chimère)
Δ Débit (%)	-1.02	-0.63
$\Delta\eta_{is}$ (points)	-1.03	-1.27

La baisse de rendement introduite par les événements est essentiellement liée au mélange de l'écoulement froid avec l'écoulement principal qui induit une forte production d'entropie par transferts thermiques. Sur la figure 9.30, on voit nettement la production d'entropie par transferts thermiques augmenter brutalement au niveau de la position axiale des événements.

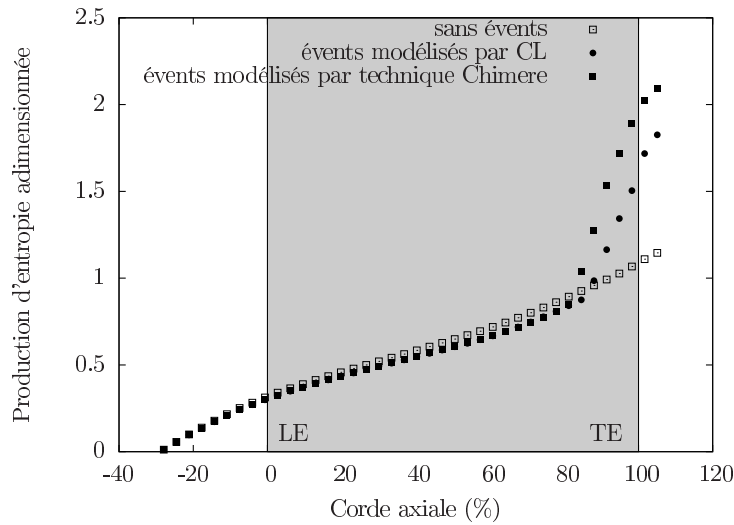


Figure 9.30 – Somme cumulative de la production d'entropie par transferts thermiques dans le DHP, sans et avec prise en compte des événements

9.4.2 Système de ventilation complet

Dans cette section, l'ensemble du refroidissement externe de la THP est modélisé afin de comparer les performances aérothermiques d'une THP refroidie et d'une THP non refroidie.

Mis à part les événements du DHP, une partie du refroidissement externe de la pale de RHP est également assuré en injectant de l'air frais au niveau des cavités des entrefers et de l'anneau de RHP (au niveau du carter) comme illustré par la Fig. 7.1. Comme pour les événements du DHP, deux approches sont envisageables pour prendre en compte ce refroidissement. Soit le refroidissement est modélisé en appliquant des conditions limites d'injection subsoniques sur les parois moyeu

et carter au niveau des positions axiales des cavités, soit ces cavités sont représentées le plus fidèlement possible, en réalisant des maillages qui seront assemblés avec la méthode Chimère.

9.4.2.1 Modélisation par conditions limites

Dans un premier temps, les événements et les cavités de refroidissement sont modélisés par des conditions limites d'injection. Pour les cavités, sur le moyeu et le carter, au niveau des positions axiales des cavités (Fig. 9.31), le débit, l'enthalpie totale, la direction de l'écoulement ainsi que les grandeurs turbulentes sont imposées via une condition limite d'entrée subsonique (cf. section 4.2.2.1). La direction de l'écoulement est choisie parallèle aux parois de la cavité réelle débouchant dans le veine.

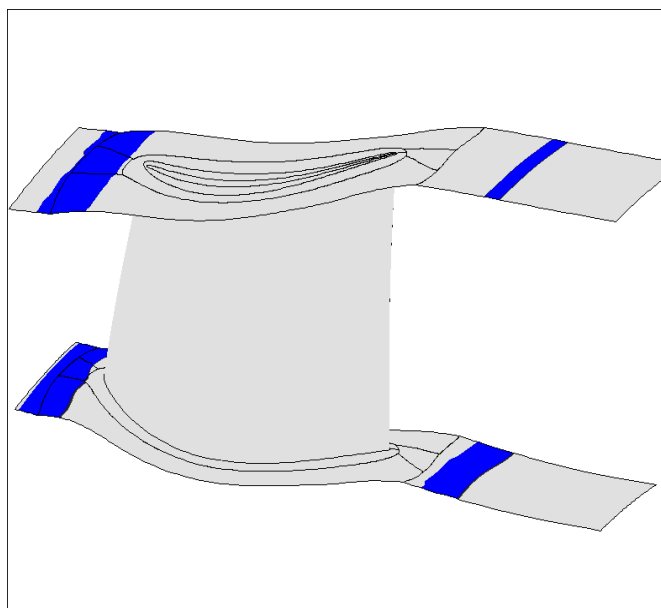


Figure 9.31 – Position des conditions limites modélisant les cavités de refroidissement. Les zones d'injection de fluide froid sont matérialisées en bleu

Pour comparer les résultats obtenus entre une THP refroidie ou non, le profil de température totale en entrée de THP est modifié afin d'avoir la même température totale moyenne dans le plan situé devant le bord d'attaque de la pale de RHP (position du plan sur la Fig. 7.1). Ainsi, la RHP est alimentée par la même enthalpie totale dans les deux cas.

Comme le montre la Fig. 9.32, le refroidissement modifie grandement le profil de température totale dans le plan du bord d'attaque de la RHP. Les gradients de température sont plus marqués, en particulier près du moyeu et du carter étant donné que les cavités de refroidissement se trouvent juste en amont. En comparant à la Fig. 9.27, on voit que la prise en compte des cavités de refroidissement modifie de façon plus importante le profil de température totale au bord d'attaque de la pale de RHP que les événements seuls notamment car l'air frais venant des cavités n'a pas eu le temps de se mélanger avec l'écoulement principal.

La température de paroi de la pale de RHP est modifiée par la prise en compte du refroidissement (Fig. 9.33). Du fait de l'effet de ségrégation, la paroi intrados n'est pas refroidie. En effet, l'air plus froid migre préférentiellement vers la paroi extrados. Côté extrados, la zone déjà froide près du moyeu (cf. section 7.3.3) est refroidie d'avantage. Finalement l'unique zone chaude sur laquelle le refroidissement est efficace est la zone chauffée par l'écoulement de jeu en tête de la

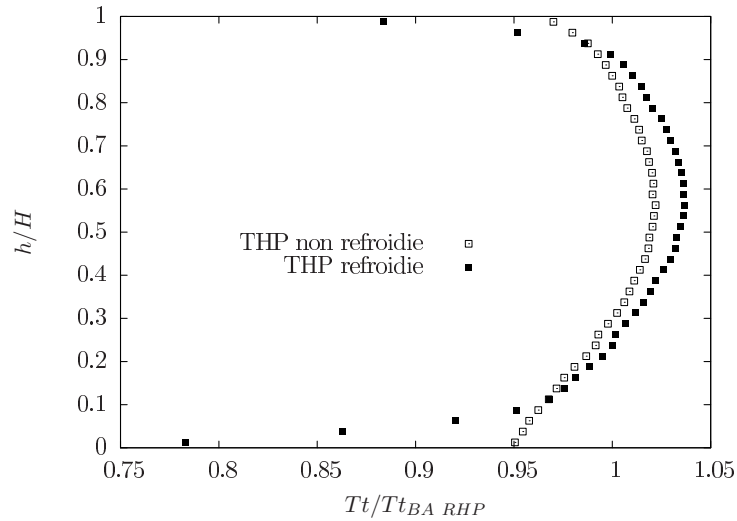


Figure 9.32 – Répartition radiale de température totale au bord d’attaque de la pale RHP, sans et avec refroidissement

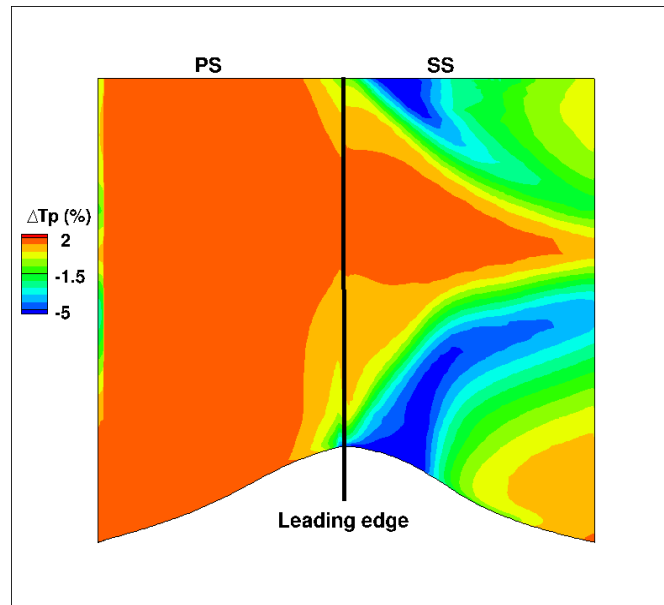


Figure 9.33 – Ecart de température de paroi (%) de la pale RHP entre calcul avec et sans refroidissement

paroi extrados.

Le refroidissement a également un impact sur les performances aérodynamique de la RHP. Afin de faciliter la comparaison entre les cas avec et sans refroidissement, les performances de la RHP sont calculées entre les plans du bord d’attaque et du bord de fuite de la RHP (cf. Fig 7.1). En effet, aucun refroidissement n’est introduit entre ces deux plans. Le tableau 9.4 montre les écarts introduits par le refroidissement sur les performances aérodynamiques de la RHP. Le refroidissement tend à réduire les performances de la RHP de façon non négligeable avec en particulier une baisse de rendement de 1.86 points.

L’augmentation des pertes aérodynamiques lorsque le refroidissement est pris en compte est principalement localisée en tête et entre 20% et 70% de hauteur de veine (Fig. 9.34). Elle est

Table 9.4 – Performances globales de la RHP avec refroidissement

Grandeurs moyennes 0D	Ecart avec veine lisse
Δ Débit (%)	0.77
$\Delta\Pi_{ts}$ (%)	-1.72
$\Delta\Pi_{tt}$ (%)	-2.31
$\Delta W_u/T_{BA}$ (%)	-3.82
$\Delta\eta_{is}$ (points)	-1.86
$\Delta\zeta$ (%)	2.68

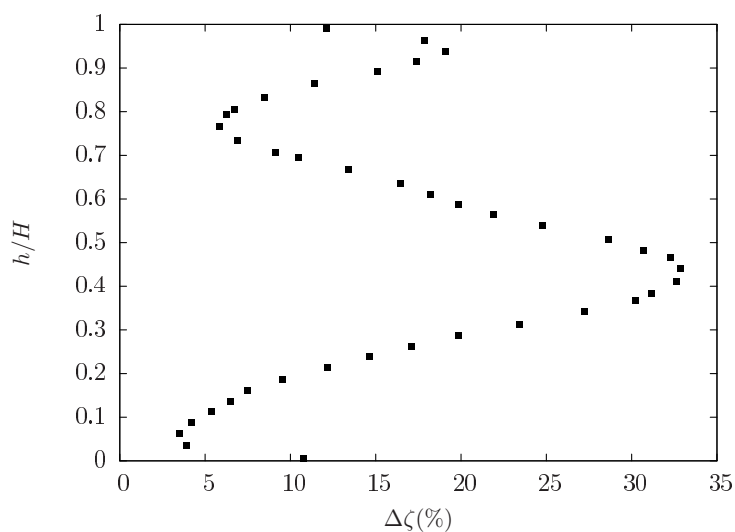


Figure 9.34 – Répartition radiale de l'écart des pertes aérodynamiques entre les cas avec et sans refroidissement - référence : cas sans refroidissement

liée au mélange de l'air frais issu des cavités avec l'écoulement principal. Ainsi, en observant (Fig. 9.35) la production locale d'entropie (incluant les quatre termes) dans un plan axial à 15% de corde axiale de la RHP, on observe que lorsque le refroidissement est considéré, de l'entropie est produite près du moyeu et du carter où l'air frais se mélange avec l'écoulement principal. La figure 9.36 montre que la production d'entropie supplémentaire liée à la ventilation à lieu en entrée du domaine de la RHP et jusqu'à 20% de corde axiale. Ensuite la production d'entropie est identique au cas sans ventilation. L'augmentation de la production d'entropie dans la zone de mélange est principalement liée aux termes turbulents (Fig. 9.37)

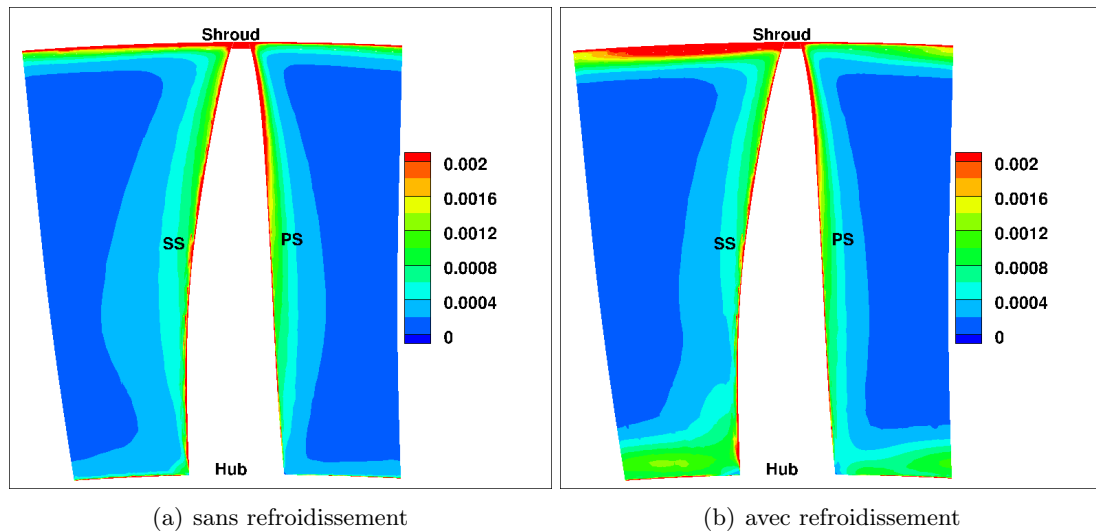


Figure 9.35 – Production local d’entropie à 15% de corde axiale de la RHP

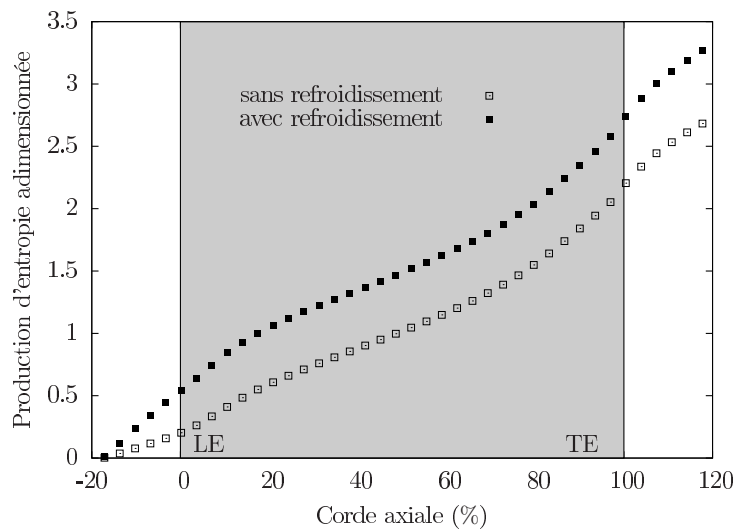


Figure 9.36 – Evolution axiale de la somme cumulative de production d’entropie dans la RHP, avec et sans refroidissement

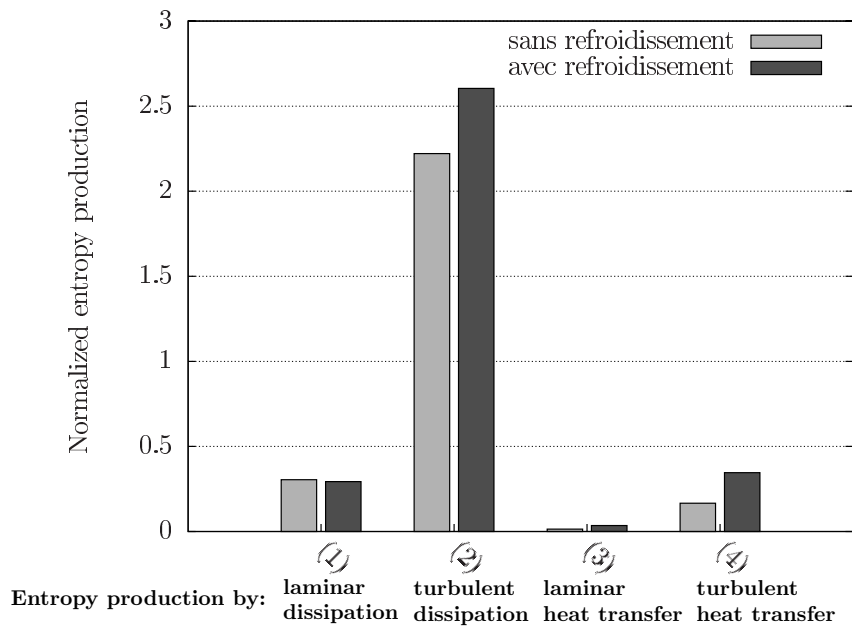


Figure 9.37 – Répartition de la production d'entropie entre les différents termes sources ; sans et avec refroidissement

9.4.2.2 Modélisation par technique Chimère

Le refroidissement externe est maintenant entièrement modélisé à l'aide de la technique Chimère. On utilise les domaines des événements du DHP, maillés en "chimère", ainsi que des volumes matérialisant les cavités au niveau de l'anneau (carter) et du moyeu (cavités inter-disque) de la RHP. Pour la cavité au niveau du moyeu et de l'interface DHP/RHP seule la modification de géométrie du moyeu est prise en compte mais pas la cavité complète. La figure 9.38 présente une vue de la géométrie incluant ces cavités. Les zones bleues correspondent aux zones d'injections de fluide froid dans ces cavités.

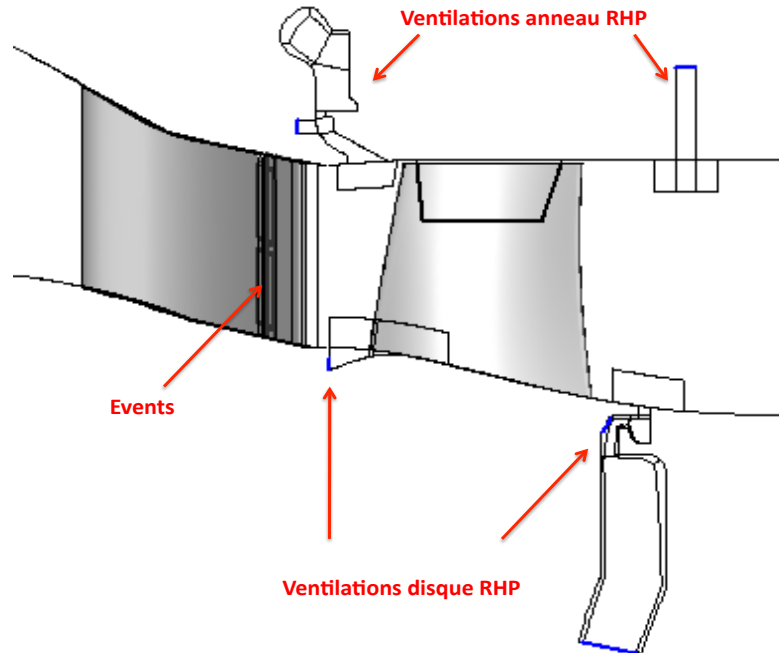


Figure 9.38 – Système de refroidissement externe modélisé à l'aide de la technique Chimère. Les zones d'injection de fluide froid sont matérialisées en bleu

L'ensemble du maillage des domaines Chimères modélisant l'ensemble du système de ventilation (événements et cavités) contient 4,8 millions de points. Ces domaines étant assemblés avec le maillage veine lisse à l'aide de la méthode Patch Assembly, 320 000 cellules sont masquées. La perte de conservativité dans la RHP liée à l'ajout des domaines Chimères des cavités est de l'ordre de 0.05% du débit global de la THP.

Le profil de température totale imposé en entrée de THP est identique au cas où le refroidissement est modélisé par conditions limites.

L'écoulement périodique peine à s'établir lorsque les cavités sont modélisées par l'approche Chimère. En effet, des oscillations basse fréquence de débit apparaissent dans la THP. Or, ces oscillations ne sont pas liées à des interactions rotor-stator. La figure 9.39 montre le spectre des fréquences du signal de débit en entrée de la RHP, avant l'entrefer, pour le cas où le refroidissement est modélisé avec la technique Chimère et le cas où il est modélisé à l'aide de conditions limites.

Lorsque le refroidissement est modélisé par conditions limites, uniquement les multiples de la fréquence fondamentale du rotor f_{rotor} (Eq. 4.13) liée au défilement du domaine de la RHP devant les aubes du DHP sont visibles. Par contre lorsque les cavités sont modélisées avec la technique Chimère, une basse fréquence apparaît à $0.8 f_{rotor}$. On observe également les fré-

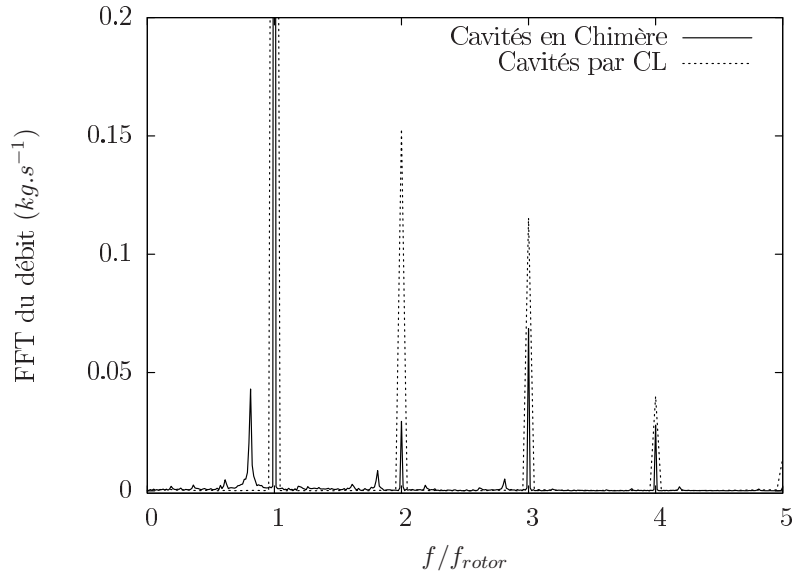


Figure 9.39 – Spectres des fréquences du débit en entrée de RHP

quences d'interactions entre f_{rotor} et $0.8 f_{rotor}$ prédites par le modèle de Tyler et Sofrin [153] (cf. Annexe B). Par exemple, on observe la fréquence $1.8 f_{rotor} = 0.8 f_{rotor} + f_{rotor}$.

La fréquence $0.8 f_{rotor}$ est également visible dans le DHP. Or si l'onde ayant la fréquence $0.8 f_{rotor}$ était une onde tournante circonférentiellement, elle ne pourrait pas remonter dans le DHP étant donné que sa fréquence n'est pas un multiple de la fréquence de passage des aubes du rotor ou du stator et que des conditions limites chorochroniques sont utilisées à l'interface rotor / stator. Cette onde est donc une onde purement axiale. Les spectres des fréquences des débits en sortie de RHP ainsi qu'aux interfaces entre les cavités de refroidissement et la veine principale contiennent également la fréquence $0.8 f_{rotor}$ ainsi que la fréquence f_{rotor} et ses harmoniques. Seules les amplitudes des fréquences diffèrent.

 Table 9.5 – Rapport des DSP associées aux fréquences $0.8 f_{rotor}$ et f_{rotor}

Débit	$DSP(0.8 f_{rotor})/DSP(f_{rotor})$
entrée RHP	$3.0 \cdot 10^{-3}$
sortie RHP	$3. \cdot 10^{-4}$
cavité anneau amont	0.1782
cavité anneau avale	$8.6 \cdot 10^{-3}$
cavité disque avale	$1.4 \cdot 10^{-3}$

Afin de mieux localiser l'origine de la fréquence $0.8 f_{rotor}$, on calcule le rapport des densités spectrales de puissance (DSP) associées aux fréquences $0.8 f_{rotor}$ et f_{rotor} en entrée et sortie de la RHP ainsi qu'aux interfaces entre les cavités de refroidissement et la veine principale (Tab. 9.5). Au niveau de la cavité de l'anneau RHP en amont de la pale de RHP, ce rapport de DSP est le plus grand. La fréquence de résonance de Helmholtz pour cette cavité est calculée afin de vérifier si elle a un lien ou non avec le fréquence $0.8 f_{rotor}$:

$$f_H = \frac{a}{2\pi} \sqrt{\frac{A}{VL}} \quad (9.1)$$

avec : a : la vitesse du son [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$]
 A : la section du conduit menant à la cavité [m^2]
 V : le volume de la cavité [m^3]
 L : la longueur du conduit menant à la cavité [m]

On trouve alors une valeur de f_H proche de $0.8 f_{rotor}$. La cavité semble être excitée par les instationnarités dues aux interactions rotor / stator et elle répond à sa fréquence de résonance avec une onde axiale.

Le champ thermique de la pale de RHP obtenu lorsque le refroidissement est modélisé par l'approche Chimère est comparé au cas sans refroidissement (Fig. 9.40). Le principal effet du refroidissement est concentré sur la paroi extradados dans la zone d'influence du tourbillon de passage du moyeu. Toujours sur la paroi extradados mais en tête, on a également un léger effet de refroidissement. Par contre aucun effet n'est observée à mi-hauteur de veine, ni sur la paroi intrados.

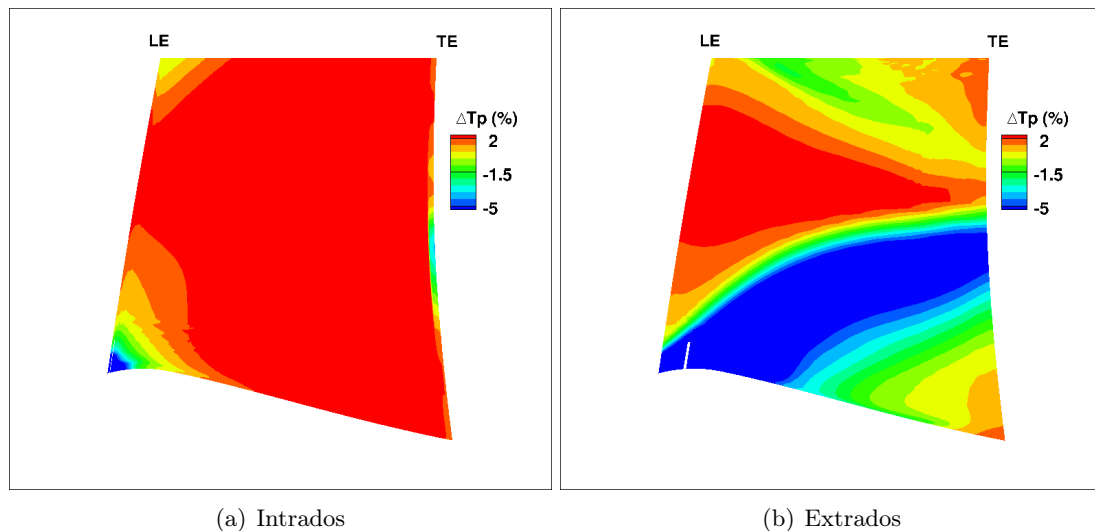


Figure 9.40 – Ecart de température de paroi (%) de la pale RHP entre calcul sans refroidissement et avec refroidissement modélisé à l'aide de la technique Chimère

Si on compare au cas où le refroidissement est modélisé par conditions limites (Fig. 9.33), on retrouve globalement les mêmes différences entre ces deux approches que pour le refroidissement par événements uniquement. On remarque également que le refroidissement de la paroi extradados prévu avec la technique Chimère en tête de la pale est plus faible. Or au niveau de l'interface entre la cavité amont de l'anneau RHP et la veine principale, le fluide de refroidissement n'est pas transporté près de la pale. Comme illustré sur la Fig. 9.41, le fluide de refroidissement reste confiné au niveau de l'interface entre la veine et la cavité amont de l'anneau RHP où il se mélange avec l'écoulement chaud venant du DHP avant d'être transporté dans le canal de la RHP. Ainsi il n'a qu'un faible impact sur le refroidissement de la pale de RHP.

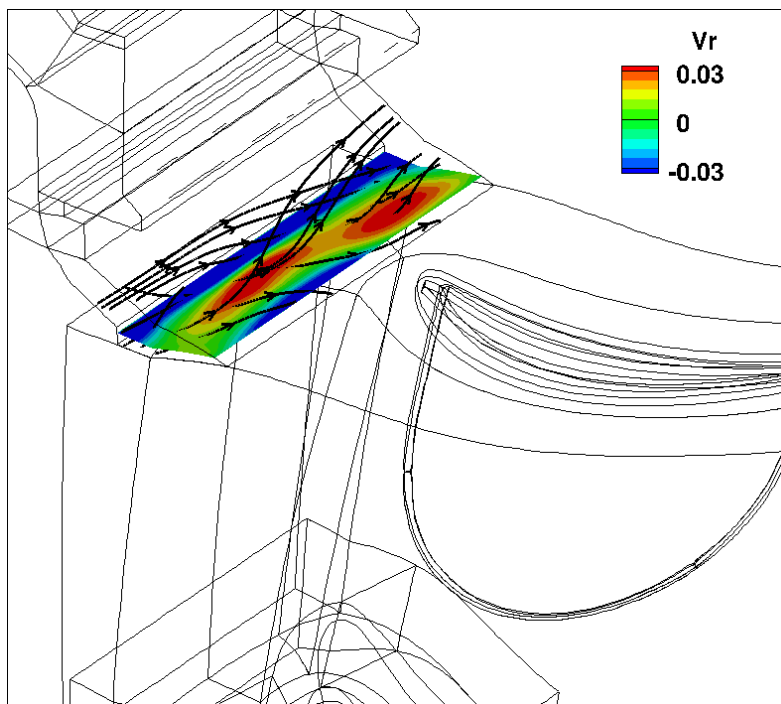


Figure 9.41 – Lignes de courant montrant le confinement du fluide de refroidissement au niveau de l'interface entre la veine et la cavité amont de l'anneau RHP

9.5 Synthèse

Dans ce chapitre, plusieurs effets technologiques ont été modélisés afin d'étudier leur influence sur les performances aérothermiques de la THP. La méthode d'analyse basée sur l'étude de la production d'entropie a permis de localiser l'origine et de comprendre les variations de performances aérodynamiques observées lors de la prise en compte des différents effets technologiques.

La baignoire au niveau de la pale de la RHP ainsi que les congés de raccordements ont une influence assez faible à la fois sur les performances aérodynamiques de la THP et sur la température de paroi de la pale de la RHP. Par contre, la hauteur de jeu a un effet important sur le rendement isentropique. L'évolution de la hauteur de jeu sur une plage de -17% à $+67\%$ de sa valeur nominale entraîne des variations du rendement de la THP de plus de deux points.

Le refroidissement externe a également un impact important sur les performances aérodynamiques de la THP. Il introduit des pertes liées au mélange du fluide de refroidissement avec l'écoulement principal qui conduit à une perte de rendement de presque 2 points. Au niveau de la température de paroi de la pale de RHP, les zones affectées par le refroidissement sont situées sur la paroi extradados de la pale alors que la zone la plus chaude de la pale est la zone intrados. Les écarts de température de paroi de la pale du rotor pour des simulations avec ou sans refroidissement externe sont plus importants que l'incertitude tolérée sur la température de paroi pour la prédiction de la durée de vie de la pale de la RHP.

Chapitre 10

Effets d'environnement

Sommaire

10.1 Interface chambre de combustion / THP	135
10.1.1 Impact de la forme des profils	136
10.1.2 Impact des grandeurs turbulentes	136
10.2 Couplage thermique fluide/solide	141
10.2.1 Mise en place du couplage	141
10.2.2 Résultats	144
10.2.2.1 Performances aérodynamiques	144
10.2.2.2 Température de paroi	144
10.2.2.3 Application à un essai de coloration	147
10.3 Synthèse	149

En plus des effets technologiques proprement dits, d'autres effets d'environnement peuvent avoir un impact sur les performances aérothermiques de la THP. C'est le cas de l'interface chambre de combustion / THP qui permet d'imposer la condition limite en entrée de la THP. Il est important de savoir quel est l'impact de cette condition limite sur les performances de la THP.

De même, un des objectifs de ce travail étant la prédiction de température de la pale de la RHP, il est important d'évaluer l'impact du couplage thermique au niveau de la température de pale. Le couplage thermique peut également entraîner une perte de puissance (puissance thermique transférée au solide) qu'il faut quantifier.

10.1 Interface chambre de combustion / THP

Pour modéliser l'interface chambre de combustion / THP, une condition limite d'entrée subsonique avec des cartographies 2D de pression totale, de température totale, de giration et des grandeurs turbulentes a été imposée. Ces cartographies proviennent d'un calcul RANS de chambre de combustion (cf. section 4.2.2.1). La question est de savoir s'il est possible de réduire ce niveau de description :

- imposer des profils moyens 1D issus des cartographies 2D,
- utiliser des profils 1D génériques calé sur les grandeurs moyennes 0D,
- imposer uniquement le champ moyen et fixer a priori les grandeurs turbulentes,

Concernant le premier point, étant donné que l'on s'intéresse uniquement à la thermique de la RHP et que pour ce moteur le point chaud est très étendu azimuthalement, des profils moyens

1D issus des cartographies 2D donnent les mêmes prédictions de température de paroi que les cartographies 2D. En effet, l'extension azimuthale du point chaud étant supérieure à l'espace inter-pale de la RHP, le profil de température est moyenné lors du défilement des pales.

Les deux points restants sont étudiés plus en détail dans la suite.

10.1.1 Impact de la forme des profils

Dans un premier temps, l'impact de la forme des profils est étudié à l'aide de simulation URANS. Pour cela on utilise deux solutions de calculs issus de deux géométries de chambres différentes comme condition limite en entrée de la THP mais donnant une même température moyenne (cas A et B). La figure 10.1 montre, en entrée de la THP, les deux profils de température totale étudiés. Les écarts entre ces profils sont accentués au travers du DHP lors de la migration du point chaud (Fig. 10.2). En entrée de la RHP, pour le profil B, les écarts entre température totale maximum et minimum sont beaucoup plus importants que pour le cas A et le point chaud est plus marqué.

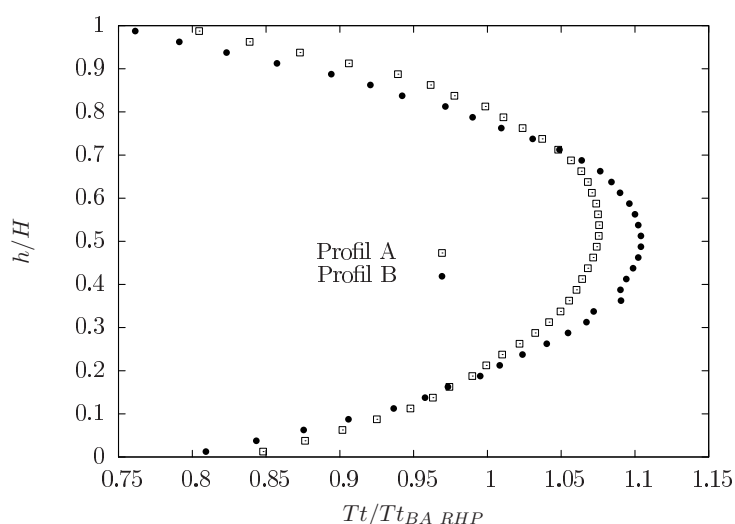


Figure 10.1 – Répartition radiale de température totale en entrée de la THP

Cette différence au niveau du profil de température totale, induit une modification de la température de paroi prédite sur la pale de RHP (Fig. 10.3). Le point chaud étant plus marqué et migrant préférentiellement vers la paroi intrados, celle-ci a une température de paroi plus importante avec le profil B. Par contre, la température totale relative étant plus faible près du moyeu et du carter, l'écoulement de jeu transporte du fluide moins chaud vers la tête de pale côté extradados et on a une diminution de température dans cette zone. De même la zone froide en pied, côté extradados est encore plus froide avec le profil B car le fluide entraîné près de la paroi par le tourbillon de passage est plus froid.

10.1.2 Impact des grandeurs turbulentes

La solution fournie par le calcul de chambre de combustion n'est pas forcément parfaite, en particulier en ce qui concerne les grandeurs turbulentes. Il est donc intéressant de regarder la sensibilité de la prédiction aérothermique vis à vis des variations des grandeurs turbulentes.

On choisit donc d'imposer uniquement le champ moyen de la solution du calcul de chambre de combustion en entrée de la THP (cartographies 2D) et de faire varier les grandeurs turbulentes afin de regarder la sensibilité du profil de température totale relative en entrée de la RHP

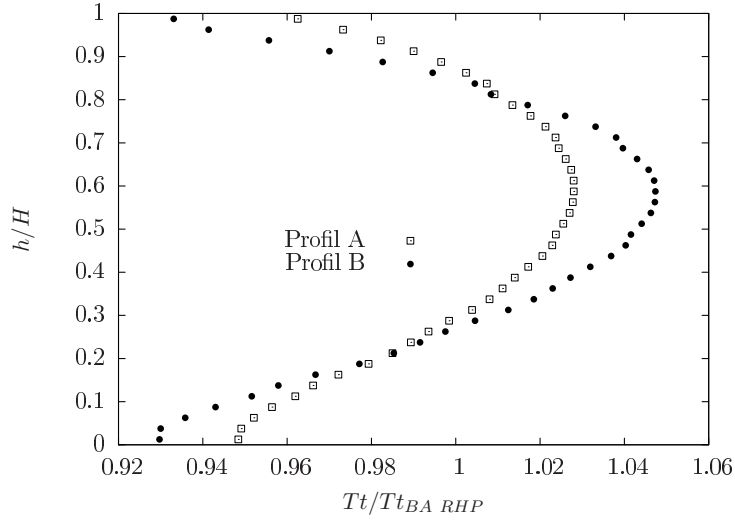


Figure 10.2 – Répartition radiale de température totale au bord d'attaque de la pale RHP

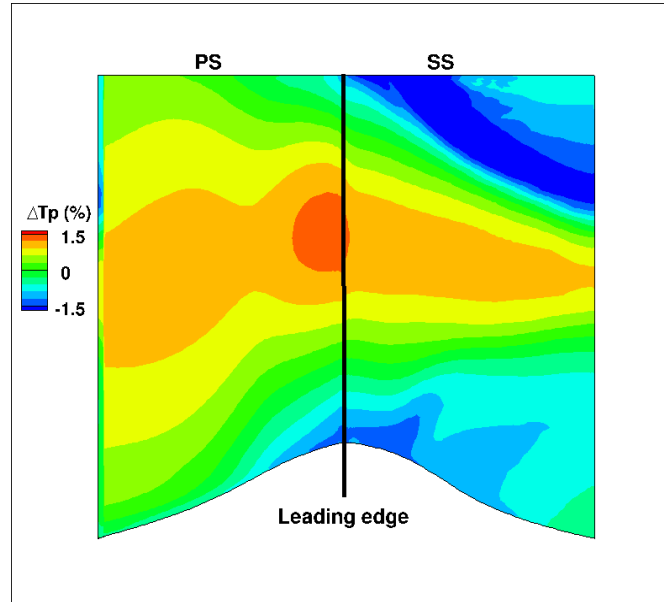


Figure 10.3 – Ecart de température de paroi (%) de la pale RHP entre les profils A et B

vis à vis du taux de turbulence Tu et du rapport des viscosités turbulente sur laminaire $\frac{\mu_t}{\mu}$. Pour mener cette étude de sensibilité, la méthode de collocation stochastique utilisée pour étudier la sensibilité à la hauteur de jeu (Sec. 9.2) est considérée. Les plages de variation des paramètres considérés sont présentées dans le Tab. 10.1. Les plages de variations choisies vont des plus faibles valeurs utilisées en conception aux plus hautes valeurs estimées (littérature, calculs de chambre de combustion) en sortie de chambre de combustion. Un échantillonnage 9×9 est utilisé. Etant donné le nombre de calculs (81) mis en jeu, des calculs RANS et non URANS sont réalisés en utilisant la méthodologie définie par le Tab. 4.1.

Dans un premier temps, on regarde la sensibilité du profil de Ttr vis à vis de chacun des paramètres. La figure 10.4 montre que plus le taux de turbulence en entrée de THP est important moins le profil de Ttr en entrée de RHP est uniforme. L'augmentation de Tu tend à augmenter la Ttr dans le point chaud et à la diminuer près des parois moyeu et carter. L'effet de

Table 10.1 – Plage de variations de l'étude de sensibilité à la turbulence du profil de Ttr en entrée de RHP

Tu (%)	$\frac{\mu_t}{\mu}$
[1, 20]	[50, 500]

$\frac{\mu_t}{\mu}$ va dans le sens opposé. Plus le rapport des viscosités turbulente sur laminaire est important, plus le profil de Ttr est lisse (Fig. 10.5). L'augmentation du rapport des viscosités entraine une augmentation de la dissipation turbulente ce qui tend à favoriser le mélange dans l'écoulement et à homogénéiser la température.

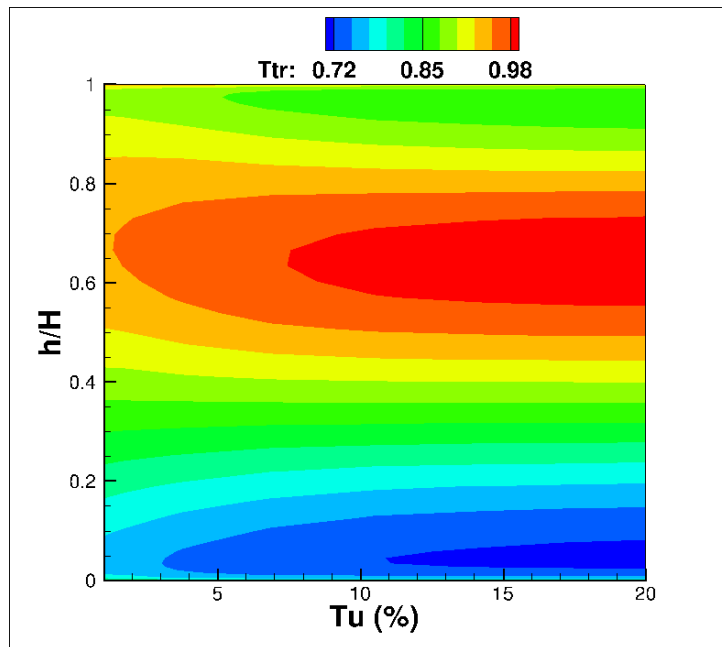


Figure 10.4 – Sensibilité du profil de Ttr en entrée de RHP au taux de turbulence pour $\frac{\mu_t}{\mu} = 275$

A partir des 81 calculs, une surface de réponse peut être estimée à l'aide d'une interpolation par polynômes de Lagrange d'ordre 2 (10 000 échantillons). On regarde alors la sensibilité de la Ttr à trois hauteurs de veine différentes vis à vis des deux paramètres de turbulence (Fig. 10.6).

Comme vu plus haut, les deux paramètres agissent en sens inverse. Lorsque Tu augmente, la Ttr à 10% et 90% de hauteur de veine diminue alors qu'elle augmente à 50% de hauteur de veine. Et c'est l'inverse pour $\frac{\mu_t}{\mu}$. Sur les plages de variations des deux paramètres, les écarts observés aux différentes hauteurs de veine peuvent dépasser 2.5% de la température totale moyenne en entrée de RHP. Ces variations de Ttr auront un impact sur la température de paroi de la pale de RHP qui n'est pas négligeable par rapport aux autres effets d'environnement étudiés.

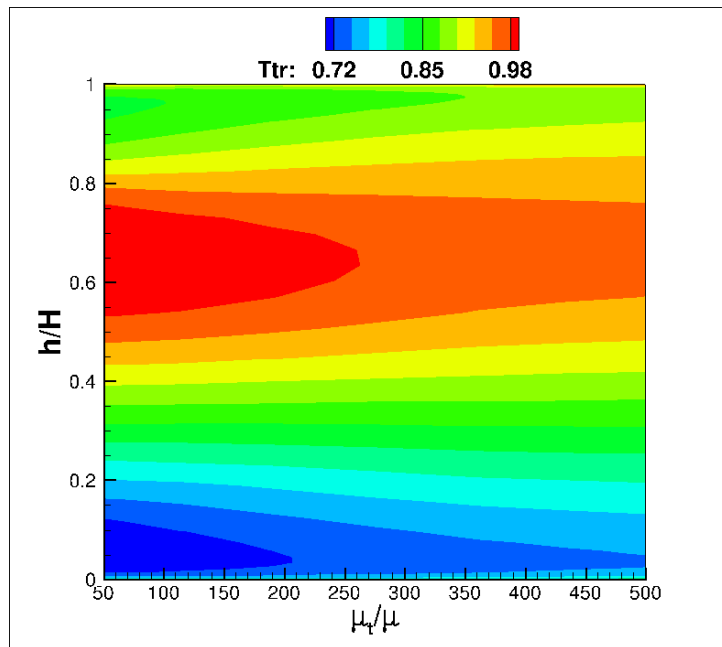


Figure 10.5 – Sensibilité du profil de T_{tr} en entrée de RHP à $\frac{\mu_t}{\mu}$ pour $Tu = 6.86\%$

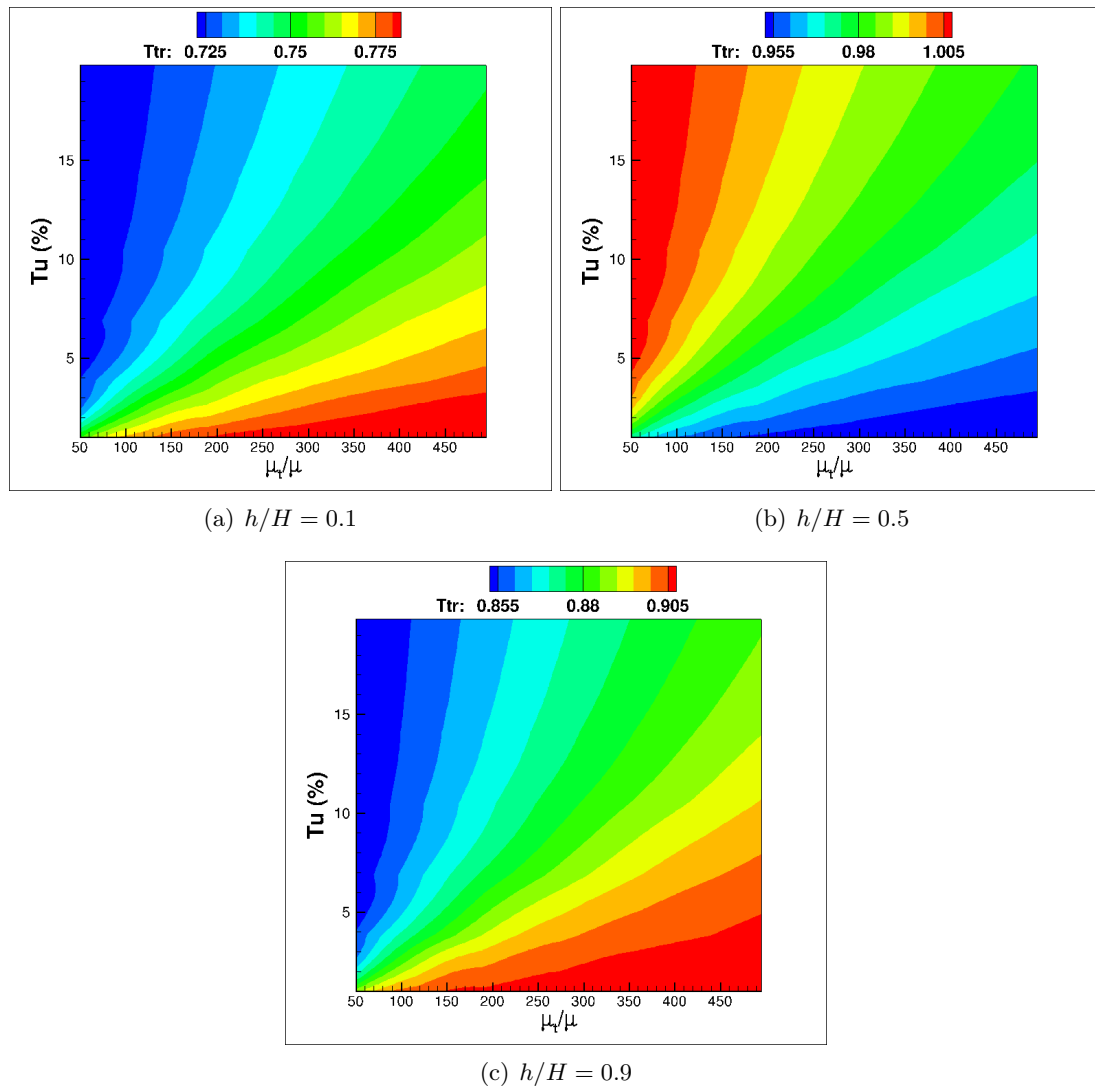


Figure 10.6 – Sensibilité de la T_{tr} en entrée de la RHP vis à vis de Tu et $\frac{\mu_t}{\mu}$

10.2 Couplage thermique fluide/solide

Le couplage thermique fluide/solide au niveau de la pale du rotor est un point important de l'environnement à prendre en compte pour prédire correctement la température de paroi de cette pale. Le couplage thermique fluide/solide mis en place au Chap. 5 est donc utilisé pour simuler le problème de transfert thermique conjugué entre la pale solide et le fluide dans la RHP.

10.2.1 Mise en place du couplage

Plus particulièrement, c'est la stratégie A (cf. Tab. 5.1) qui est utilisée car elle est inconditionnellement stable et donc plus robuste pour une application industrielle. La simulation de l'écoulement fluide étant comme dans les parties précédentes instationnaire, les calculs fluides sont réalisés sur une période de passage de la RHP. Le flux thermique et la température de paroi échangés du fluide vers le solide, pour appliquer la condition limite de type Fourier, sont moyennés en temps sur cette période de passage.

Le domaine solide considéré pour ce couplage est une pale de RHP comprenant le pied de sapin, le profil de la pale ainsi que la cavité de la baignoire. Les surfaces du profil de pale, du sommet de pale ainsi que de la baignoire sont couplés avec le domaine fluide. Le moyeu et les parois latérales du pied de sapin sont définies en tant que parois adiabatiques. En effet, dans le cas du moteur réel, les parois du pied de sapin échangent thermiquement avec le reste du moteur. Or pour connaître les conditions thermiques à cet endroit, il faudrait modéliser une partie très importante du système. On suppose donc que la totalité de la chaleur apportée par le fluide au moyeu est ensuite transférée au reste du moteur au travers des parois latérales du pied de sapin, tel que le bilan de flux de chaleur entre ces surfaces est finalement nul. L'extrémité basse du pied de sapin est considérée isotherme. La figure 10.7 schématise les conditions limites imposées sur le domaine solide.

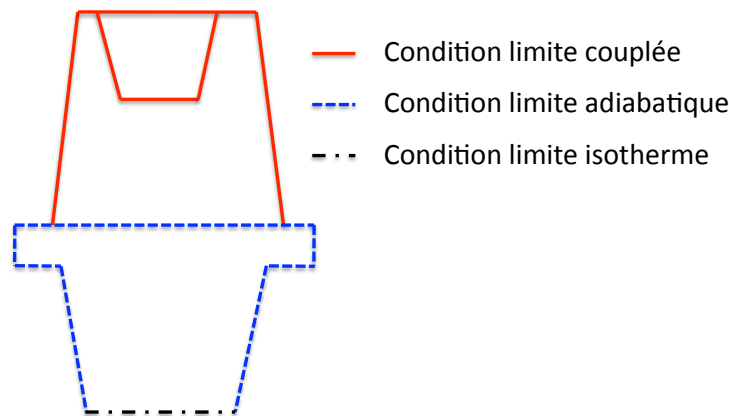


Figure 10.7 – Vue schématique des conditions limites imposées sur le domaine solide

Le maillage du domaine solide contient 190 077 tétraèdres répartis de façon à avoir une discretisation équivalente au maillage fluide pour les surfaces couplées. Le problème de thermique du solide est résolu avec le code AVTP. Le schéma éléments finis Galerkin 2Δ [44] est utilisé pour calculer les flux diffusifs et l'avance en temps est assurée par un schéma implicite de type gradient conjugué.

Pour le domaine fluide, on considère dans un premier temps l'ensemble de la THP avec la baignoire (étant donné qu'elle est présente dans le modèle solide). Les congés de raccordement ne sont pas pris en compte car d'une part, ils compliquent la mise en place du couplage du fait des interpolations entre les domaines Chimère et d'autre part ils ont peu d'influence sur la thermique de pale (cf. section 9.3). On a donc le profil de pale, le sommet de pale et la baignoire qui sont couplés avec le domaine solide. Les autres parois sont adiabatiques. Mise à part l'utilisation de conditions limites couplées, la mise en place du calcul fluide est identique au cas présenté à la Sec. 9.1.2.

La convergence du calcul couplé est suivie en observant l'évolution de la température moyenne sur les parois couplées (Fig. 10.8) et le critère de convergence de la température sur les parois couplées, \mathcal{R} (Fig. 10.9) définie par l'Eq. 5.11.

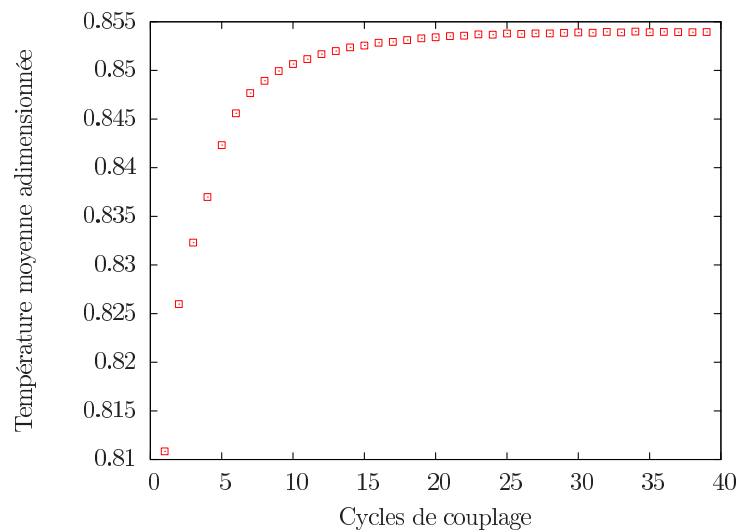
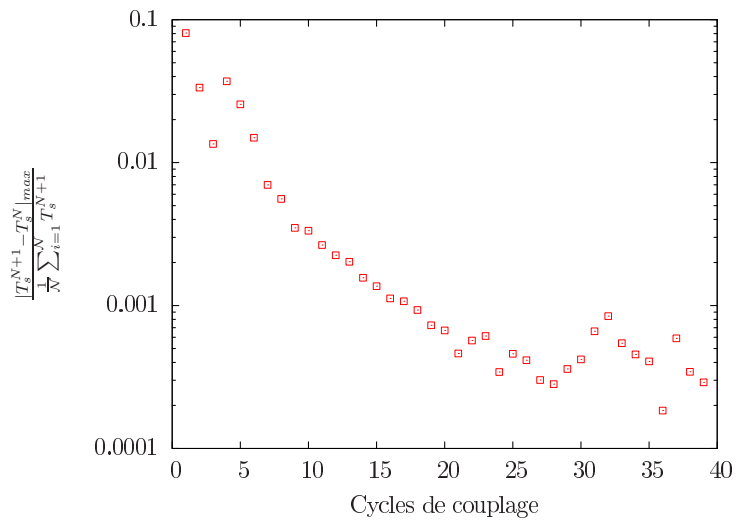


Figure 10.8 – Evolution de la température moyenne des surfaces couplées au cours des cycles de couplage

Figure 10.9 – Evolution du critère de convergence \mathcal{R} au cours des cycles de couplage

10.2.2 Résultats

10.2.2.1 Performances aérodynamiques

L'impact du couplage thermique sur les performances aérodynamiques de la RHP est quasiment nul comme le montre le Tab. 10.2. Pour le calcul couplé, la puissance récupérée par la turbine PWT et le rendement isentropique η_{is} sont calculés en prenant en compte la puissance extraite du fluide en direction du solide sous forme de chaleur :

$$PWT = \sum_{j=entree} (\dot{m}_j \bar{c}_p \bar{T}_{tj}) - \dot{m}_{sortie} \bar{c}_p \bar{T}_{t_{sortie}} - \iint_{\Gamma_{fs}} \mathbf{q} \cdot d\mathbf{S} \quad (10.1)$$

$$\eta_{is} = \frac{(\sum_{j=entree} (\dot{m}_j \bar{c}_p \bar{T}_{tj}) - \dot{m}_{sortie} \bar{c}_p \bar{T}_{t_{sortie}}) - \iint_{\Gamma_{fs}} \mathbf{q} \cdot d\mathbf{S}}{\sum_{j=entree} \dot{m}_j \bar{c}_p \bar{T}_{tj} [1 - (\frac{\bar{P}_{t_{sortie}}}{\bar{P}_{tj}})^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}]} \quad (10.2)$$

Cependant, la puissance thermique échangée avec le solide pourrait être négligée étant donné qu'elle vaut 0.02% de la puissance récupérée par la turbine. De plus, on se trouve dans un régime en terme de nombre d'Eckert ($Ec \approx 1$) et de différence de température ($\frac{T_{ref}}{T_{ref}-T_p} > 1$) à la paroi tel que le couplage au niveau de l'équation de l'énergie est à sens unique aérodynamique vers thermique via le terme d'échauffement visqueux et il n'y a pas de rétro-action de la thermique sur l'aérodynamique [30].

Table 10.2 – Impact du couplage sur les performances globales de la RHP

Grandeurs moyennes 0D	Ecart avec veine lisse
Δ Débit (%)	-0.00
Δ Π_{ts} (%)	-0.03
Δ Π_{tt} (%)	-0.03
Δ PWT (%)	0.03
Δ η_{is} (points)	0.01
Δ ζ (%)	-0.03

De même aucune différence n'est observée au niveau de la production d'entropie dans la RHP (Fig. 10.10).

10.2.2.2 Température de paroi

Les températures de paroi obtenues avec le calcul adiabatique et le calcul couplé sont comparées. La figure 10.11 présente les cartographies de température de paroi prédites par le calcul adiabatique et le calcul couplé. Pour le calcul couplé, on a une homogénéisation de la température entre l'intrados et l'extrados. La température de paroi semble être principalement une fonction de la hauteur de pale et non plus de l'abscisse curviligne. On voit en particulier que les zones remarquables de la cartographie de température définies section 7.3.3 ne sont plus observées. Il est donc plus difficile de relier la température de paroi avec la topologie de l'écoulement.

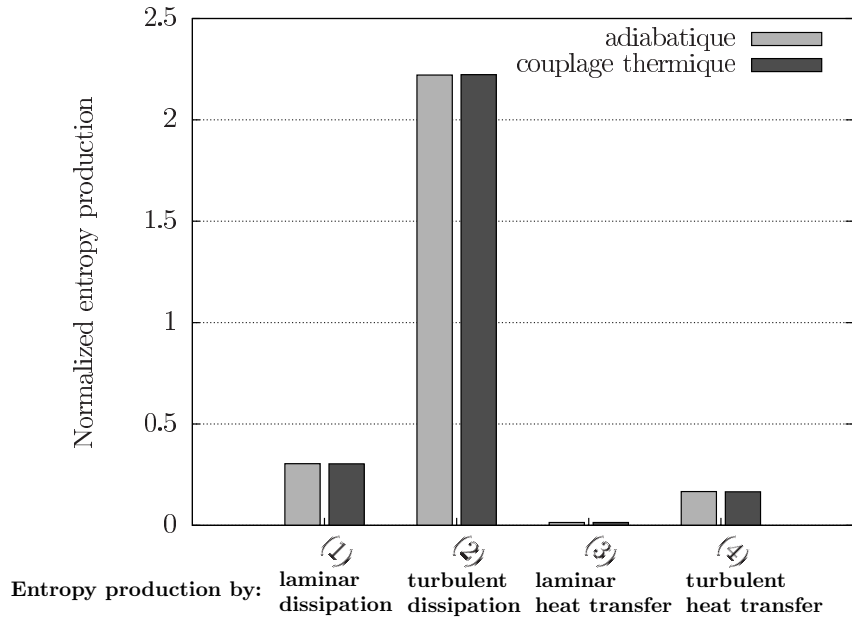


Figure 10.10 – Répartition de la production d’entropie entre les différents termes sources ; sans et avec couplage thermique

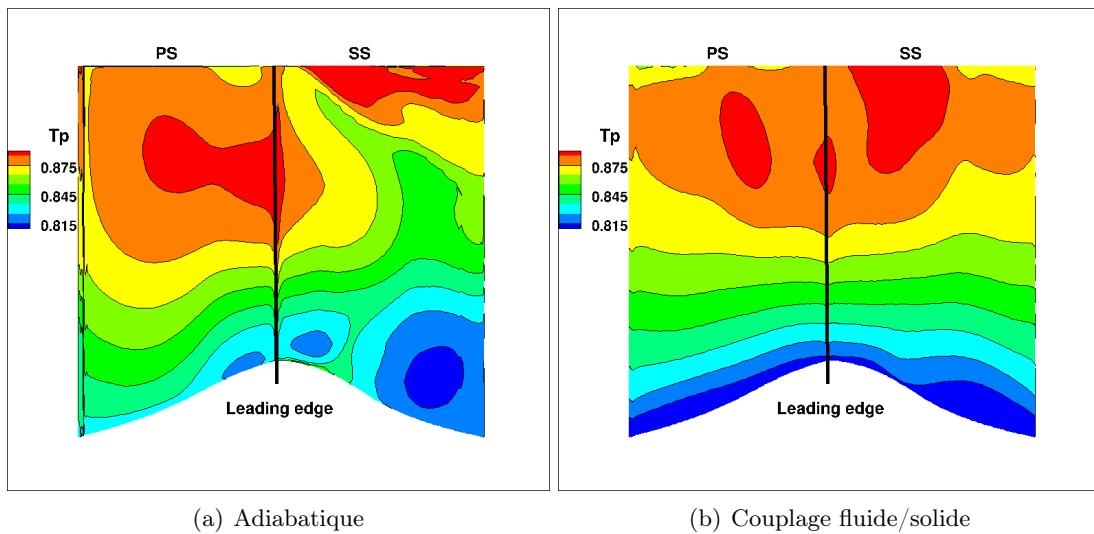


Figure 10.11 – Température de paroi de la RHP

Comme la température de paroi dépend essentiellement de la hauteur de pale, il est intéressant de regarder la distribution de température de paroi moyenne en fonction de cette hauteur de pale. La figure 10.12 montre les distributions radiales de température de paroi pour les calculs adiabatiques et couplés. On remarque que pour le calcul couplé, la température de paroi augmente de façon linéaire du moyeu jusqu’à mi-hauteur de pale, puis l’augmentation de température diminue avant que la température soit plus ou moins constante entre 80% et 100% de hauteur de veine. Entre 25% et 60% de hauteur de veine, peu de différences de températures sont observées entre les cas adiabatique et couplé. Par contre, en pied la température du cas couplé est plus faible de l’ordre de 2%. Entre 60% et 90% de hauteur de veine la température de paroi du calcul couplé est plus importante que celle du calcul adiabatique de l’ordre de 0.6%. Les

transferts thermiques fluide/solide et interne au solide ont eu tendance à lisser la courbe de température en supprimant les points d'inflexion et en imposant un gradient radial de température fixé en pied par le pied de sapin et en tête par le point chaud.

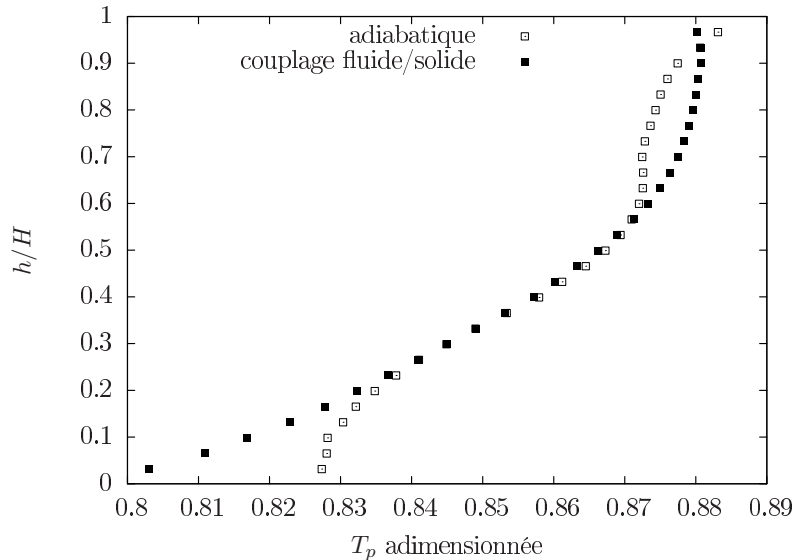


Figure 10.12 – Distribution radiale de température de paroi adimensionnée

Maintenant en regardant les écarts locaux de température de paroi entre le calcul adiabatique et le calcul couplé (Fig. 10.13), on voit que le calcul couplé prédit une température de paroi globalement légèrement plus faible qu'un calcul adiabatique (0.16% sur la température moyenne), en particulier près du moyeu, du sommet de pale et sur la paroi intrados. Par contre, une température plus élevée est prédite sur une grande partie de la paroi extrados (écart relatif par rapport au cas adiabatique de 1 à 2%). La cartographie des flux de chaleur (Fig. 10.14) est en bon accord avec les écarts de température observés. Pour le calcul couplé, lorsque la température prédite est plus faible que celle du calcul adiabatique (pour lequel le flux de chaleur à la paroi est nul), on observe un flux à la paroi positif (flux de chaleur du fluide vers le solide). Quand la température prédite par le calcul couplé est plus élevée que celle prédite par le calcul adiabatique, on observe un flux à la paroi négatif (flux de chaleur du solide vers le fluide).

Les écarts de température entre calculs couplés et adiabatiques et les flux de chaleurs du calcul couplé s'expliquent assez bien. En prenant en compte le couplage, il y a une diminution de la température près du moyeu. Ceci est dû au pompage thermique via le pied de sapin. Près de la paroi intrados, la température dans le fluide est élevée du fait de la présence du point chaud (effet de ségrégation), le fluide va donc avoir tendance à chauffer la pale (flux positif). Il y a le même phénomène sur la paroi extrados près de la zone de jeu où du fluide chaud a été transporté par l'écoulement de jeu depuis l'intrados. Or un flux positif signifie que l'on a une température de paroi plus faible que dans un cas adiabatique. Sur la paroi extrados c'est le contraire, le fluide présent ici est globalement plus froid (effet de ségrégation également), c'est donc plutôt la pale qui va chauffer le fluide (flux négatif). On a donc une température plus élevée que dans le cas adiabatique.

Finalement la prise en compte du couplage, en présence de la baignoire, permet d'atténuer, via des transferts thermiques, l'impact des inhomogénéités de température du fluide extérieur, sur la température de paroi. Ainsi dans le cas couplé, la distribution de température intrados/extrados sera lissée par rapport au cas adiabatique (Fig. 10.11).

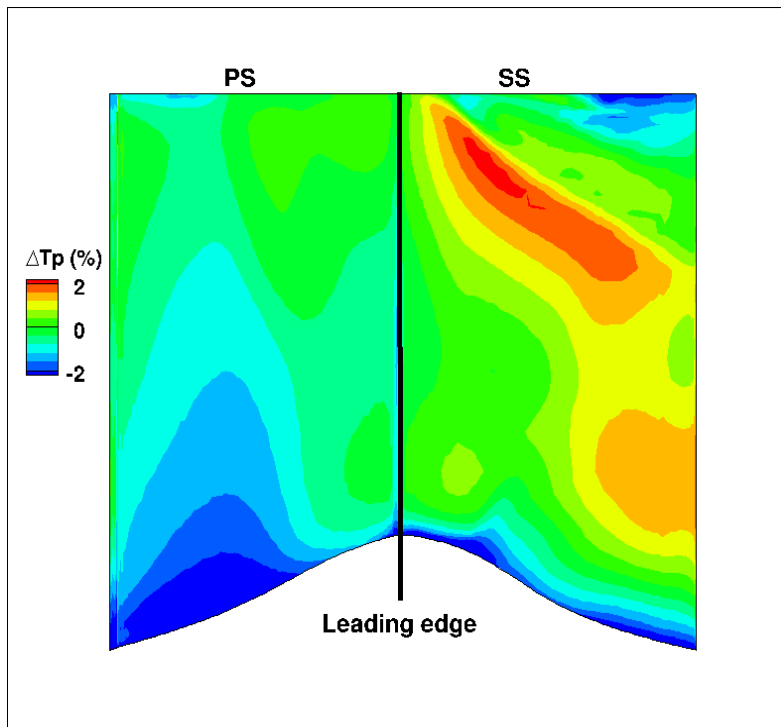


Figure 10.13 – Ecart de température (%) entre calcul adiabatique et couplé

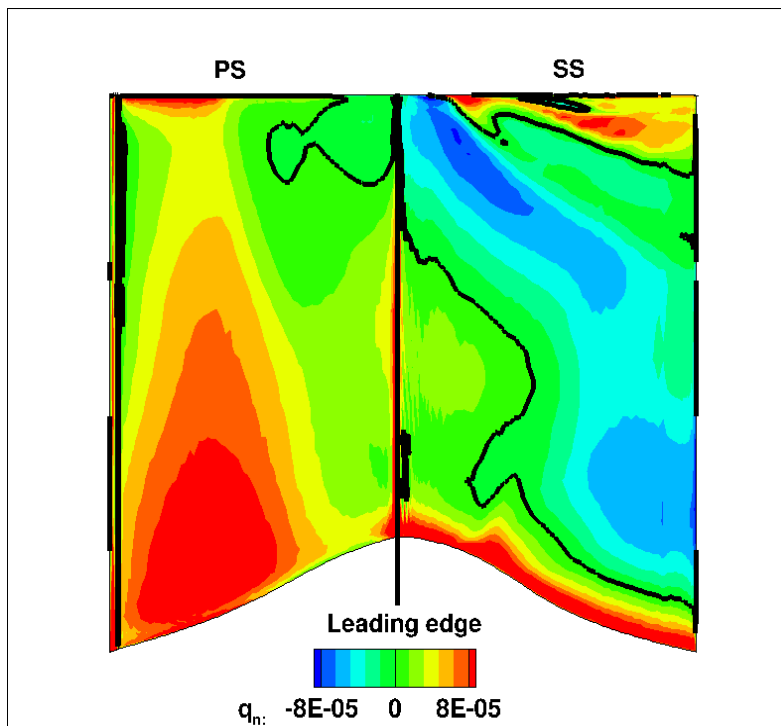


Figure 10.14 – Flux de chaleur à la paroi de la pale RHP

10.2.2.3 Application à un essai de coloration

Un essai de coloration existe pour la THP étudiée. Cet essai vise à déterminer la température des différents composants du moteur à l'aide de peintures thermosensibles [12]. Ces peintures

changent de teinte en fonction de la température maximum à laquelle elles ont été soumises.

Une simulation de cet essai est réalisée afin de prédire la température de paroi de la pale de RHP et de la comparer au résultat de l'essai. Pour cette simulation, on prend en compte les effets d'environnement précédemment étudiés, ayant un impact significatif sur la prédiction de la température de pale de RHP. Ainsi on modélise :

- l'interface chambre de combustion / THP en imposant une condition limite issu d'un calcul de chambre de combustion réalisé avec la chambre de l'essai et pour le point de fonctionnement de l'essai.
- le refroidissement externe par conditions limites, en imposant les débits et températures correspondant aux valeurs définies pour cet essai.
- le couplage thermique à l'aide de la méthodologie présentée ci-dessus
- la baignoire par technique Chimère afin d'avoir une adéquation entre les géométries considérées pour les modèles fluide et solide.

Pour le couplage thermique, la température observée lors de l'essai de coloration est fixée à l'extrémité du pied de sapin au niveau du modèle solide comme présenté sur la Fig. 10.7. Le reste du pied de sapin est considéré adiabatique. Le refroidissement est modélisé à l'aide de conditions limites car cette modélisation est plus aisée à mettre en oeuvre que la technique Chimère, en particulier dans le contexte du couplage thermique, et les différences observées entre les deux approches sont relativement acceptables. Enfin, les congés de raccordement ne sont pas considérés car ils compliquent fortement la mise en oeuvre du couplage thermique et ils ont un rôle faible sur la modification de la température de paroi (Fig. 9.21).

Afin de simuler le même point de fonctionnement que celui de l'essai, d'une part la température totale moyenne en entrée de THP est recalée afin d'avoir la même température totale moyenne devant le bord d'attaque de la pale de RHP. D'autre part, le taux de détente totale à statique est calé de façon à avoir le même travail récupéré par la RHP entre la simulation et l'essai.

La figure 10.15 présente les écarts relatifs entre la prédiction de température de paroi par simulation et la température observée lors de l'essai de coloration. Pour cet essai, l'incertitude sur la température observée est relativement important et on compare donc le résultat de la simulation à l'estimation haute et l'estimation basse de température durant l'essai. Un écart négatif signifie que la température prédite par la simulation est plus faible que celle observée lors de l'essai. Entre 0 et 30% de hauteur de veine, des températures plus élevées que celles de l'essai sont prédites. Au-dessus de 30% de hauteur de veine, les résultats de la simulation sont encadrés par les estimation basse et haute de température au cours de l'essai.

Plusieurs facteurs peuvent expliquer cette différence. En premier lieu, les températures observées au niveau de la zone spécifiée comme adiabatique du pied de sapin sont différentes. Ainsi, des températures plus importantes sont observées à la mi-hauteur du pied de sapin sur le modèle de pale solide de la simulation couplée que dans la coloration. Ceci s'explique par le fait que pour le couplage, une température est imposée uniquement à l'extrémité du pied de sapin et que le reste du pied de sapin est considéré adiabatique. Or en réalité, le système d'air secondaire refroidit une partie du pied de sapin d'où la température plus faible observée lors de l'essai de coloration. Une température plus faible du pied de sapin induit un pompage thermique plus important qui va réduire la température de pale près du moyeu. Pour remédier à ce problème, une solution serait d'imposer des températures à différentes hauteurs du pied de sapin mais ceci nécessite de connaître a priori ces valeurs si l'on veut être prédictif. Ceci n'est pas forcément possible sans essai.

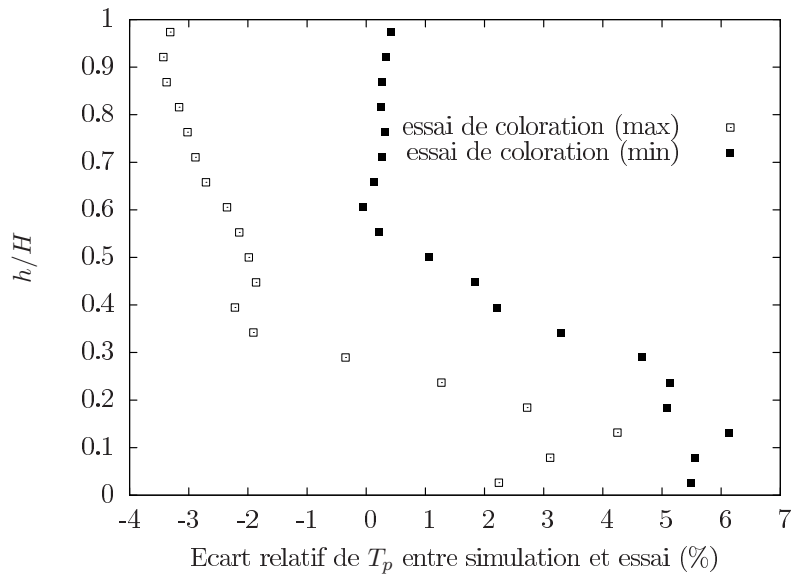


Figure 10.15 – Distribution radiale de l'écart relatif entre température de paroi prédite par la simulation et température de paroi observée lors de l'essai de coloration

Un second facteur possible expliquant les différences observées avec l'essai peut être lié à la condition limite imposée en entrée de THP. Comme on l'a vu à la section 10.1, les paramètres de turbulence imposés en entrée de THP ont une grande influence sur la forme du profil de Ttr en entrée de RHP. Les valeurs de Tu et $\frac{\mu_t}{\mu}$ imposées en entrée de THP pour cette simulation sont issues d'un calcul RANS de chambre de combustion. Il est possible qu'elles ne correspondent pas à la réalité de l'essai et que le profil de Ttr soit en réalité plus marqué que celui prédit par la simulation.

Ces deux facteurs peuvent expliquer la différence au niveau de la pente entre le moyeu et 55% de hauteur de veine. Par contre, il faut également prendre en compte que les résultats d'essai de coloration sont à considérer avec précaution. Ainsi pour cette coloration, une pollution par des particules issues de la chambre de combustion a eu lieu en sommet de pale. Les teintes ont donc été obtenues après grattage, ce qui explique la forte incertitude sur les températures en sommet de pale.

10.3 Synthèse

Dans ce chapitre, deux effets d'environnement, correspondant à des conditions limites de la THP, ont été étudiés. Tout d'abord, il a été montré que la condition limite imposée au niveau de l'interface entre la chambre de combustion et la turbine avait un impact important sur la température de paroi de la pale du rotor. Une modification de la forme de profil de température totale peut engendrer des variations locales de la température de paroi de plus ou moins 1.5%. De même, selon les valeurs de turbulences imposées en entrée de la THP, des variations de 2.5% peuvent être observées au niveau du profil de Ttr entrant dans la RHP. Ceci est d'autant plus problématique qu'il n'est pas aisé de connaître ces grandeurs, en particulier le rapport des viscosités turbulente sur laminaire $\frac{\mu_t}{\mu}$.

Ensuite, l'influence du couplage thermique fluide / solide au niveau de la pale du rotor a été étudiée. Il a été montré, qu'étant donné que la puissance thermique transférée à la pale était faible devant la puissance récupérée par le rotor, le couplage thermique n'avait pas d'influence

sur les performances aérodynamiques de la THP. Par contre, il a une influence importante sur la prédiction de température de paroi de la pale rotor. Localement, des écarts de plus ou moins 2% sont observés par rapport à un cas adiabatique. Les principaux effets du couplage thermique sur la température de paroi de la pale de la RHP sont une diminution de la température en pied de pale dû fait du pompage thermique du pied de sapin et une homogénéisation de la température de pale entre les zones chaudes et froides grâce aux transferts thermiques dans le solide.

A la vue de l'influence ces deux effets d'environnement sur la température de pale du rotor, leur prise en compte de façon précise est essentielle pour pouvoir prédire correctement la durée de vie de la pale. En effet, on rappelle que la durée de vie est modifiée de façon importante pour des variations de température de paroi supérieures à 1% de la température de paroi moyenne.

Finalement, les différents éléments étudiés au cours de ce travail et ayant un impact important sur la température de paroi de la pale de la RHP (refroidissement, baignoire, couplage thermique, condition limite amont issue d'un calcul de chambre de combustion) ont été assemblés afin de simuler un essai de coloration. La température prédite par la simulation est acceptable vis à vis de la température de paroi observée lors de l'essai de coloration entre 30% de hauteur de veine et le sommet de pale (les mesures minimales et maximales de l'essai encadrent la température de paroi prédite par simulation). Cependant, en-dessous de 30% de hauteur de veine, des écarts non-négligeables persistent et ils semblent liés à la connaissance exacte des conditions limites. Que ce soit pour les grandeurs turbulentes imposées en entrée de la THP ou pour les conditions limites à imposer au niveau du pied de sapin dans le calcul de conduction thermique dans le solide. Il faut également rappeler que les mesures de température faites lors de l'essai de coloration sont à prendre avec précautions (fortes incertitudes).

Conclusions et perspectives

Rappel des objectifs

Les travaux de cette thèse ont permis de mettre en place des outils numériques et des méthodologies afin de prendre en compte les effets d'environnement (effets technologiques, interface chambre de combustion / turbine, couplage thermique fluide / solide) dans une simulation numérique instationnaire de l'écoulement dans une turbine haute pression. Cette prise en compte de l'environnement a abouti à une amélioration de la prédiction des performances aérodynamiques et aérothermiques. Les travaux visent aussi à acquérir une meilleure compréhension et description des mécanismes impliqués dans le transport de points chauds et qui régissent le champ thermique des rotors non refroidis. On rappelle que ce dernier est un paramètre critique pour la quantification de la durée de vie du rotor haute pression. Des incertitudes supérieures à 1% de la température de paroi moyenne de la pale du rotor sont problématiques pour la prédiction de la durée de vie de la pale de la RHP. L'influence de chacun des différents éléments de l'environnement a également été analysée et quantifiée grâce à une méthode d'analyse fournissant une information utilisable directement par les concepteurs. De plus, le savoir faire acquis au cours de la thèse a été largement transféré vers l'entreprise ayant proposée la thèse (Turbomeca).

Travail réalisé

L'étude bibliographique a mis en évidence un manque quant à la compréhension de l'influence de l'ensemble de l'environnement sur les performances de la turbine haute pression. Afin de combler ce manque, une partie du travail a été de mettre en place les outils et méthodologies permettant de simuler une turbine haute pression en tenant compte de son environnement. Plus précisément, un savoir faire a été acquis concernant la réalisation de simulations instationnaires chorochroniques à l'aide du code *elsA*, la prise en compte des effets technologiques (baignoire, refroidissement externe, congés de raccordement) à l'aide de la méthode Chimère et la résolution des problèmes de transferts thermiques conjugués dans les turbomachines.

En parallèle, l'analyse des résultats des simulations a été réfléchi afin de traiter correctement l'ensemble des données (3D, instationnaires ...). En particulier, l'outil d'analyse MARS [101] a été enrichi, notamment avec le calcul des sources de production locale d'entropie. Cette fonctionnalité permet de comparer facilement les performances aérodynamiques de plusieurs variantes de la turbine (prise en compte ou non d'un effet technologique) et de localiser l'origine de ces différences. Tout au long de ce travail, un effort particulier a été apporté pour faire apparaître le lien entre les caractéristiques de l'écoulement et les performances aérodynamiques et aérothermiques de la turbine haute pression.

Synthèse des résultats concernant les performances aérodynamiques

L'analyse basée sur le calcul de la production d'entropie a montré que la principale source de pertes de la turbine était l'écoulement de jeu et l'interaction entre le tourbillon de jeu et le tourbillon de passage.

Parmi les différents effets étudiés (éléments de l'environnement ou de modélisation), seuls ceux qui modifient l'écoulement dans les zones où il y a des sources de production d'entropie ou bien qui ajoutent ou modifient la production d'entropie vont avoir un impact sur les performances aérodynamiques.

Ainsi, le choix du modèle de turbulence, la prise en compte de la baignoire ou encore la hauteur du jeu ont tous un impact sur le tourbillon de jeu et ainsi sur les performances aérodynamiques de la turbine. La baignoire ne modifie que légèrement le tourbillon de jeu et son impact sur le rendement est, ramené à celui d'autres effets, négligeable (environ un quart de point). L'influence du modèle de turbulence est plus important car selon le modèle choisi, des différences de l'ordre de 1 point peuvent apparaître. Enfin la hauteur de jeu a une influence importante car une évolution de la hauteur de jeu sur une plage de -17% à $+67\%$ de sa valeur nominale entraîne une diminution du rendement de plus de deux points.

Le système de refroidissement externe introduit de nouvelles sources de production d'entropie qui ne sont pas négligeables. Ainsi le mélange entre le fluide de refroidissement et l'écoulement principal entraîne une augmentation importante de la production d'entropie. La réduction de rendement associée est significative : presque 2 points lorsque le système complet de refroidissement est considéré. De même, le choix de la capacité calorifique à pression constante joue un rôle au niveau de la production d'entropie : l'entropie croît avec la capacité calorifique du fluide.

Enfin le couplage thermique et les congés de raccordement ont peu d'influence sur les performances aérodynamiques de la turbine étudiée. En effet, le couplage ne modifie pas l'écoulement et la puissance thermique transférée au solide est très faible devant la puissance récupérée par la turbine. De même les congés ne modifient pas l'écoulement dans des zones où il y a des fortes productions d'entropie (comme le tourbillon de jeu).

Synthèse des résultats concernant la température de paroi de la pale du rotor

Il a été montré que la forme du champ thermique était directement reliée à la migration du point chaud dans la turbine. Le distributeur tend à faire migrer le point chaud vers le carter alors que dans la roue mobile il va s'agglomérer près de la paroi intrados (effet de ségrégation) et est en partie transporté vers l'extrados via l'écoulement de jeu. De plus dans la roue mobile, le tourbillon de passage du moyeu fait remonter le fluide froid depuis le carter vers la mi-hauteur de veine le long de la paroi extrados.

La prise en compte de la baignoire, des congés de raccordement ou le choix du modèle de turbulence ont un impact sur la température de paroi de la roue mobile car ils modifient les écoulements secondaires responsables du champ thermique de la pale (tourbillons de passage et de jeu) mais cet impact reste faible (écart maximal de l'ordre de 1% de la température de paroi).

Le choix du rapport des capacités calorifiques semble avoir un impact plus important car selon la valeur de γ choisie (entre 98% et 104% de la valeur de référence), des écarts de 2% peuvent être observés au niveau du profil de température totale relative entrant dans la roue mobile. Toutefois, cette étude a été réalisée en imposant des valeurs constante de γ calculée en fonction des extrema de la plage de température rencontrée dans la turbine. Une étude avec un

γ variant avec la température en chaque point du domaine de calcul donnerait des résultats plus nuancés [45].

De même, la condition limite imposée en entrée de turbine qui modélise l'interface chambre de combustion / turbine a un impact important sur la température de paroi de la pale du rotor. En particulier, la forme du profil de température et les grandeurs turbulentes ont une influence déterminante.

Le couplage thermique a également un impact fort sur la température de paroi car il tend essentiellement à homogénéiser la température de la pale via les transferts thermiques dans le solide. La température est également réduite près du moyeu du fait du pompage thermique du pied de sapin.

Enfin c'est le refroidissement externe qui a l'impact le plus significatif sur la température de paroi de la pale du rotor mais, à cause de l'effet de ségrégation, les zones où il agit ne correspondent pas aux zones les plus chaudes de la pale comme la paroi intrados ou la paroi extradados à mi-hauteur de veine.

Perspectives

Ce travail a apporté plusieurs éléments de réponse quant à la problématique initiale mais il reste encore beaucoup de questions.

La modélisation de l'interface entre la chambre de combustion et la turbine haute pression demeure un point critique. Comme il a été vu, le choix des grandeurs turbulentes imposées est déterminant alors qu'il est difficile de déterminer ces valeurs expérimentalement dans des conditions réelles de fonctionnement. Une solution pourrait être le couplage d'un calcul de chambre de combustion (via un modèle LES pour fournir une bonne description de la turbulence dans la chambre) avec un calcul de turbine haute pression. Si le calcul de turbine est une simulation RANS ou URANS, ce couplage devra être fait de manière soignée pour recalculer les grandeurs turbulentes RANS à partir des solutions LES. Idéalement, il faudrait pouvoir réaliser un calcul LES de la turbine d'autant plus que l'on a vu que le modèle RANS avait une influence importante sur les performances de la turbine. Cependant ce type de calcul reste hors de portée, encore plus en conception, car il faut prendre en compte un secteur de 360° de la turbine ou développer des conditions limites chorochroniques adaptées à la LES. De plus, les différentes échelles de longueurs rencontrées du fait du système de refroidissement rendraient également le calcul très coûteux. A titre d'exemple, d'après Gomar *et al* [60], l'ordre de grandeur d'un maillage nécessaire à la réalisation d'une simulation LES résolue à la paroi pour un canal de turbomachine est d'environ 100 millions de points.

Au niveau du couplage thermique, le principal problème est la connaissance des conditions limites au niveau du pied de sapin. En effet, certaines zones du pied de sapin sont en contact avec le disque de turbine alors que dans d'autres zones, de l'air (provenant du système d'air secondaire) est présent entre le disque et le pied de sapin. De plus, les niveaux de température de l'air en contact avec le pied de sapin sont difficile à connaître. Il serait intéressant d'essayer de modéliser les échanges thermiques entre le pied de sapin et le système d'air secondaire (transferts fluide/solide par convection); et le pied de sapin et le disque (transferts solide/solide par conduction) pour voir l'impact sur la prédiction de température de la pale.

Plus généralement, l'intérêt majeur des simulations intégrées est de repousser les limites du domaine de calcul dans des zones où les incertitudes sur les conditions limites sont réduites. Par exemple, l'écoulement en entrée d'une chambre de combustion est mieux connu que celui en entrée de la turbine.

L'outil MARS et les fonctionnalités qui lui ont été ajoutées sont pérennisables et directement

Conclusions et perspectives

applicables à un ensemble de problématiques dans le domaine de la mécanique des fluides. Le calcul de la production d'entropie pourrait venir enrichir des études réalisées sur les traitements de carter [101] en localisant les réductions de pertes apportées par le dispositif.

Pour les turbines, cette thèse rend envisageable des études paramétriques (voire des optimisations) sur des éléments de l'environnement. Par exemple, optimiser les débits de refroidissement des différentes cavités en ayant pour objectif de réduire la température de paroi tout en limitant la production d'entropie. Il faudrait réaliser cette étude en prenant en compte le couplage thermique car il modifie le champ thermique de la pale. La méthode d'analyse de la production d'entropie est aussi recommandée puisqu'elle donne une information facilement utilisable comme critère de qualité. De même, il est envisageable de réaliser une optimisation de la forme de la baignoire pour réduire les pertes du tourbillon de jeu en utilisant la production d'entropie comme fonction objectif.

Bibliographie

- [6] B. J. Abu-Ghannam and R. Shaw. Natural transition of boundary layers. the effects of turbulence, pressure gradient, and flow history. *J. Mech. Engr. Science*, 22(5) :213–228, 1980.
- [7] O. B. Adeyinka and G. F. Naterer. Modeling of entropy production in turbulent flows. *Journal of fluids engineering*, 126 :893, 2004.
- [8] S. Amaral, T. Verstraete, R. Van den Braembussche, and T. Arts. Design and optimization of the internal cooling channels of a high pressure turbine blade - part i : Methodology. *ASME J. Turbomach.*, 132(021013), 2010.
- [9] A. A. Ameri and R. S. Bunker. Heat transfer and flow on the first-stage blade tip of a power generation gas turbine : Part 2—simulation results. *ASME J. Turbomach.*, 122(2) :272–277, 2000.
- [10] A. A. Ameri, E. Steinthorsson, and D. L. Rigby. Effect of squealer tip on rotor heat transfer and efficiency. *ASME J. Turbomach.*, 120 :753–759, October 1998.
- [11] B.-T. An, J.-J. Liu, and H.-D. Jiang. Combined unsteady effects of hot streak and trailing edge coolant ejection in a turbine stage. *ASME Conference Proceedings*, 2009(48845) :433–444, 2009.
- [12] R. Andral. *Restitution de cartographies de température à partir de revêtements thermo-sensibles*. PhD thesis, Université de Toulouse, 2008.
- [13] T. Arts and M. Lambert de Rouvroit. Aero-thermal performance of a two-dimensional highly loaded transonic turbine nozzle guide vane : A test case for inviscid and viscous flow computations. *Journal of Turbomachinery*, 114(1) :147–154, 1992.
- [14] V. Auffray. *Etude comparative de schémas numériques pour la modélisation de phénomènes diffusifs sur maillages multiéléments - TH/CFD/07/14*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, France - TyFEP - Dynamique des fluides, 2007.
- [15] B. Aupoix. Introduction to turbulence modelling for compressible flow. In *Introduction to the modeling of turbulence III*, VKI Lecture Series, 2002.
- [16] Gm. S. Azad, J. C. Han, and R. J. Boyle. Heat transfer and flow on the squealer tip of a gas turbine blade. *ASME J. Turbomach.*, 122 :725–732, October 2000.
- [17] Gm. S. Azad, J.-C. Han, S. Teng, and R. J. Boyle. Heat transfer and pressure distributions on a gas turbine blade tip. *ASME J. Turbomach.*, 122(4) :717–724, 2000.
- [18] B. S. Baldwin and H. Lomax. Thin layer approximation and algebraic model for separated turbulent flows. In *16th AIAA Aerospace Sciences Meeting*, paper 0257, 1978.

Bibliographie

- [19] M. D. Barringer, K. A. Thole, and M. D. Polanka. An experimental study of combustor exit profile shapes on endwall heat transfer in high pressure turbine. *ASME J. Turbomach.*, 131 :021009–10, April 2009.
- [20] M. D. Barringer, K. A. Thole, M. D. Polanka, J. P. Clark, and P. J. Koch. Migration of combustor exit profiles through high pressure turbine vanes. *ASME J. Turbomach.*, 131 :021010–10, April 2009.
- [21] G. K. Batchelor. Note on a class of solutions of the navier-stokes equations representing steady rotationally-symmetric flow. *Q J Mechanics Appl Math*, 4(1) :29–41, 1951.
- [22] F. J. Bayley and J. M. Owen. The fluid dynamics of a shrouded disk system with a radial outflow of coolant. *Journal of Engineering for Power*, 92(3) :335–341, 1970.
- [23] J. A. Benek, J. L. Steger, and F. C. Dougherty. A chimera grid scheme. In *ASME mini-symposium on advances in grid generation*, 1993.
- [24] C. Benoit, G. Jeanfaivre, and E. Cannone. Synthesis of ONERA Chimera Method developed in the frame of CHANCE program. In *31st European Rotorcraft Forum*, 2005.
- [25] R. Bhaskaran and S. K. Lele. Large eddy simulation of free-stream turbulence effects on heat transfer to a high-pressure turbine cascade. *Journal of Turbulence*, page N6, 2010.
- [26] A. F. Bicen, D. Tse, and J. H. Whitelaw. Flow and combustion characteristics of an annular combustor. *Combustion and Flame*, 72(2) :175–192, 1988.
- [27] J. P. Bindon. The measurement and formation of tip clearance loss. *ASME J. Turbomach.*, 111 :257–263, 1989.
- [28] M. F. Blair. An experimental study of heat transfer and film cooling on large-scale turbine endwalls. *Journal of Heat Transfer*, 96(4) :524–529, 1974.
- [29] F. Blanc. Patch assembly : An automated overlapping grid assembly strategy. *Journal of Aircraft*, 47 no.1 :110–119, 2010.
- [30] S. Bocquet, P. Sagaut, and J. Jouhaud. A compressible wall model for large-eddy simulation with application to prediction of aerothermal quantities. *Physics of Fluid*, to be published.
- [31] J. Bonet and J. Peraire. An alternating digital tree (adt) algorithm for 3d geometric searching and intersection problems. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 31(1) :1–17, 1991.
- [32] J. Boudet, N. J. Hills, and J. W. Chew. Numerical simulation of the flow interaction between turbine main annulus and disc cavities. *ASME Conference Proceedings*, 2006(4241X) :553–562, 2006.
- [33] G. Boudier, L. Y. M. Gicquel, T. Poinso, D. Bissières, and C. Bérat. Comparison of LES, RANS and experiments in an aeronautical gas turbine combustion chamber. *Proc. Combust. Inst.* , 31 :3075–3082, 2007.
- [34] G. Boudier, L.Y.M. Gicquel, T. Poinso, D. Bissières, and C. Bérat. Les predictions and validations of the exit temperature profiles in an industrial combustion chamber. In *1st Workshop INCA*, pages 113–120, SNECMA, Villaroche, France, 2005.
- [35] R. S. Bunker and J. C Bailey. Effect of squealer cavity depth and oxidation on turbine blade tip heat transfer. In *ASME Turbo Expo 2000*, number 2000-GT-0155, 2000.
- [36] R. S. Bunker, J. C. Bailey, and A. A. Ameri. Heat transfer and flow on the first-stage blade tip of a power generation gas turbine : Part 1—experimental results. *ASME J. Turbomach.*, 122(2) :263–271, 2000.

- [37] T. L. Butler, O. P. Sharma, H. D. Joslyn, and R. P. Dring. Reditribution of an inlet temperature distortion in an axial flow turbine stage. *ASME J. Propul. Power*, 5 :64–71, 1989.
- [38] L. Cambier and J. P. Veullot. Status of the elsa cfd software for flow simulation and multidisciplinary applications. In *AIAA, Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 46 th, AIAA 2008-664*, Reno, USA, 2008.
- [39] J.-B. Cazalbou, P. Chassaing, G. Dufour, and X. Carbonneau. Two-equation modeling of turbulent rotating flows. *Physics of Fluids*, 17(5), 2005.
- [40] A. Chatelain. *Simulation des Grandes Echelles d'écoulements turbulents avec transferts de chaleur*. PhD thesis, INPG, 2004.
- [41] S. Chemin. *Étude des Interactions Thermiques Fluides-Structure par un Couplage de Codes de Calcul*. PhD thesis, Université de Reims Champagne-Ardenne, 2006.
- [42] G. Chesshire and W. D Henshaw. Composite overlapping meshes for the solution of partial differential equations. *Journal of Computational Physics*, 90(1) :1 – 64, 1990.
- [43] M. Cochet, T. Arzel, M. Gritsch, B. Stephan, and M. Schnieder. High temperature turbine first stage vane wake to stator heat shield interaction on outer casing. *ASME Conference Proceedings*, 2010(43994) :395–404, 2010.
- [44] O. Colin and M. Rudgyard. Development of high-order taylor-galerkin schemes for unsteady calculations. *J. Comput. Phys.*, 162(2) :338–371, 2000.
- [45] S.-K. Courty-Audren. Aérodynamique navier-stokes 3d des étages de turbomoteurs. Master's thesis, Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace, 2011.
- [46] N. Cousin-Rittemard. *Contribution à l'étude des instabilités des écoulements axisymétriques en cavité interdisques de type rotor-stato*. PhD thesis, Université de PARIS 6, 1996.
- [47] J. D. Denton and U.K. Singh. Time marching methods for turbomachinery flow calculations. In *Advances in Axial Compressors Aerodynamics*, VKI Lecture Series, 1979.
- [48] D. J. Dorney and J. R. Schwab. Unsteady numerical simulations of radial temperature profile redistribution in a single-stage turbine. *ASME J. Turbomach.*, 118 :783–791, 1996.
- [49] D.J. Dorney and K. Gundy-Burlet. Hot-streak clocking effects in a 1-1/2 stage turbine. *AIAA J. Prop. Power*, 12 :619–620, 1996.
- [50] D.J. Dorney and D.L Sondak. Effects of tip clearance on hot streak migration in a high-subsonic single-stage turbine. *ASME J. Turbomach.*, 122(4) :613–620, October 2000.
- [51] F. Duchaine, S. Mendez, F. Nicoud, A. Corpron, V. Moureau, and T. Poinso. Coupling heat transfer solvers and large eddy simulations for combustion applications. *Int. Journ. of Heat and Fluid Flow*, 30(6) :1129–1141, December 2009.
- [52] G. Dufour, N. Gourdain, F. Duchaine, O. Vermorel, L. Gicquel, J-F. Boussuge, and T. Poinso. Large Eddy Simulation applications. In *Numerical investigations in turbomachinery : the state-of-the-art*, VKI Lecture Series, 2009.
- [53] J.I. Erdos, E. Alzner, and W. McNally. Numerical Solution of Periodic Transonic Flow Through a Fan Stage. *AIAA Journal*, 15 :1559–1568, 1977.
- [54] A. Favre. Equations des gaz turbulents compressibles. *Journal de Mécanique*, 4 :361–421, 1965.
- [55] S. Galera. *Modélisation thermique de la turbulence de proche paroi en regime hypersonique*. PhD thesis, Université de Montpellier, 2005.

Bibliographie

- [56] J.-D. Garaud. *Développement de méthodes de couplage aéro-thermo-mécanique pour la prédiction d'instabilités dans les structures aérospatiales chaudes*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2008.
- [57] T. B. Gatski and C. G. Speziale. On explicit algebraic stress models for complex turbulent flows. *J. Fluid Mech.*, 254, 1993.
- [58] M. B. Giles. Stability analysis of numerical interface conditions in fluid-structure thermal analysis. *Int. J. Numer. Meth. Fluids* , 25(4) :421–436, 1997.
- [59] P. Ginibre. *Méthode de calcul par résolution des équations de Navier-Stokes tridimensionnelles de l'aérothermique d'aubages de turbine refroidis par film*. PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon, Ecole doctorale M.E.G.A, 2001.
- [60] A. Gomar, N. Gourdain, and G. Dufour. High fidelity simulation of the turbulent flow in a transonic axial compressor. In *European Turbomachinery Conference*, Istanbul, Turkey, 2011.
- [61] N. Gourdain. *Habilitation à Diriger des Recherches : High-performance computing of gas turbine flows : current and future trends*. PhD thesis, Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique - Ecole Centrale de Lyon, France, 2011.
- [62] N. Gourdain, S. Burguburu, F. Leboeuf, and G. Michon. Simulation of rotating stall in a whole stage of an axial compressor. *Computers and Fluids*, 39(9) :1644–1655, 2010.
- [63] N. Gourdain and K. Dewandel. Quantification of the numerical solution sensitivity to unknown parameters : Application to compressor and turbine flows. In *ASME Turbo Expo*, Copenhagen, Denmark, June 11-1 2012.
- [64] N. Gourdain and F. Leboeuf. Unsteady simulation of an axial compressor stage with casing and blade passive treatments. *Journal of Turbomachinery*, 131(2) :021013 (12 pages), 2009.
- [65] N. Gourdain, M. Montagnac, F. Wlassow, and M. Gazaix. High performance computing to simulate large scale industrial flows in multistage compressors. *International J. of High Performance Computing Applications*, 24(4) :429–443, 2010.
- [66] N. Gourdain, F. Wlassow, and X. Ottavy. Effect of tip clearance dimensions and control of unsteady flows in a multi-stage high-pressure compressor. *J. Turbomach.*, *in press*, 2012.
- [67] V. Gravemeier. Current methods for the numerical simulation of turbulent flows. In *CAFDEM Infoplaner*, pages 42–43, 2007.
- [68] Z. X. Han, B. Dennis, and G. Dulikravich. Simultaneous prediction of external flow-field and temperature in internally cooled 3-d turbine blade material. *Int. J. Turbo Jet-Eng.* , 18 :47–58., 2001.
- [69] W. R. Hawthorne. The growth of secondary circulation in frictionless flow. *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 51 :pp 737–743, 1955.
- [70] L. He. An euler solution for unsteady flows around oscillating blades. *ASME J. Turbomach.*, 112(4) :714–722, 1990.
- [71] A. Heslhaus and D. T. Vogel. Numerical simulation of turbine blade cooling with respect to blade heat conduction and inlet temperature profiles. In *ASME, SAE, and ASEE, Joint Propulsion Conference and Exhibit, 31st*, number AIAA-1995-3041, San Diego, CA, USA, July 1995.
- [72] F. J. G. Heyes, H. P. Hodson, and G. M. Dailey. The effect of blade tip geometry on the tip leakage flow in axial turbine cascades. *Journal of Turbomachinery*, 114(3) :643–651, 1992.
- [73] N. J. Hills, J. W. Chew, and A. B. Turner. Computational and mathematical modeling of turbine rim seal ingestion. *Journal of Turbomachinery*, 124(2) :306–315, 2002.

- [74] C. W. Hirt, A. A. Amsden, and J. L. Cook. An Arbitrary Lagrangian-Eulerian Computing Method for all Flow Speeds. *Journal of Computational Physics*, 14 :227, 1974.
- [75] J. Holman. *Heat Transfer*. 1976.
- [76] Y. S. Hong and F. G. Groh. Axial turbine loss analysis and efficiency prediction method. Technical report, Boeing CO Seattle WA Turbine Div, 1966.
- [77] J. H. Horlock. *Axial Flow Turbines : Fluid Mechanics and Thermodynamics*. Krieger Pub Co, 1973.
- [78] J. H. Horlock and B. Lakshminarayana. Secondary flows. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 5 :247–279, 1973.
- [79] L. D. Hylton, M. S. Mihelc, E. R. Turner, D. A. Nealy, and R. E. York. Analytical and experimental evaluation of the heat transfer distribution over the surfaces of turbine vanes. Technical Report CR 168015, NASA, 1983.
- [80] A. Jameson. Time Dependent Calculations Using Multigrid, with Applications to Unsteady Flows Past Airfoils and Wings. In *AIAA 10th Computational Fluid Dynamics Conference*, number AIAA-91-1596, 1991.
- [81] S. Jenkins, K. Varadarajan, and D. G. Bogard. The effects of high mainstream turbulence and turbine vane film cooling on the dispersion of a simulated hot streak. *ASME J. Turbomach.*, 126(1) :203–211, 2004.
- [82] S. C. Jenkins and D. G. Bogard. The effects of the vane and mainstream turbulence level on hot streak attenuation. *ASME J. Turbomach.*, 127(1) :215–221, 2005.
- [83] S. C. Jenkins and D. G. Bogard. Scaling of guide vane coolant profiles and the reduction of a simulated hot streak. *ASME J. Turbomach.*, 129(3) :619–627, 2007.
- [84] B. V. Johnson, R. Jakoby, D. E. Bohn, and D. Cunat. A method for estimating the influence of time-dependent vane and blade pressure fields on turbine rim seal ingestion. *Journal of Turbomachinery*, 131(2) :021005, 2009.
- [85] B. V. Johnson, G. J. Mack, R. E. Paolillo, and W. A. Daniels. Turbine rim seal gas path flow ingestion mechanisms. In *AIAA Paper*, number 94-2703, 1994.
- [86] W. P. Jones and B. E. Launder. The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, 15(2), 1972.
- [87] K. H. Kao and M. S. Liou. Application of chimera/unstructured hybrid grids for conjugate heat transfer. *AIAA Journal* , 35(9) :1472–1478, 1997.
- [88] J. L. Kerrebrock and A. A. Mikolajczak. Intra-stator transport of rotor wakes and its effect on compressor performance. *ASME J. Eng. Power*, 92(4) :359–368, 1970.
- [89] N. L. Key and T. Arts. Comparison of turbine tip leakage flow for flat tip and squealer tip geometries at high-speed conditions. *ASME J. Turbomach.*, 128 :213–220, April 2006.
- [90] D. G. Knost and K. A. Thole. Adiabatic effectiveness measurements of endwall film-cooling for a first-stage vane. *Journal of Turbomachinery*, 127(2) :297–305, 2005.
- [91] F. Kock and H. Herwig. Local entropy production in turbulent shear flows : a high-reynolds number model with wall functions. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 47 :2205 – 2215, 2004.
- [92] S. K. Krishnababu, P. J. Newton, W. N. Dawes, G. D. Lock, H. P. Hodson, J. Hannis, and C. Whitney. Aerothermal investigations of tip leakage flow in axial flow turbines—part i : Effect of tip geometry and tip clearance gap. *Journal of Turbomachinery*, 131(1) :011006, 2009.
- [93] J. S. Kwak and J.-C. Han. Heat transfer coefficients and film cooling effectiveness on the squealer tip of a gas turbine blade. *ASME J. Turbomach.*, 125(4) :648–657, 2003.

Bibliographie

- [94] B. Lakshminarayana. *Fluid Dynamics and Heat Transfer of Turbomachinery*. John Wiley & Sons, Inc., New York, NY, USA, 1996.
- [95] B. Lakshminarayana and J. H. Horlock. Generalized expressions for secondary vorticity using intrinsic co-ordinates. *Journal of Fluid Mechanics*, 59 :pp 97–115, 1973.
- [96] L. S. Langston. Secondary flows in axial turbines - a review. *Annals of the New York Academy of Sciences*, 943 :11–26, 2001.
- [97] B. E. Launder and B. I. Sharma. Application of the energy-dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc. *Letter in heat and mass transfer*, 1(2) :131–138, 1974.
- [98] M. Lazareff, A.-M. Vuillot, and L. Cambier. elsa theoretical manual. Technical Report 2.0 edition, ONERA-DSNA, January 2008.
- [99] F. Leboeuf. Unsteady flow analysis in transonic turbine and compressor stages. In *Recent developments in numerical methods for turbomachinery flows*, VKI Lecture Series, 2001.
- [100] F. Leboeuf. *Écoulements 3D dans les turbomachines. Cours de l'option Propulsion Aéronautique*. Ecole Centrale de Lyon, 2003.
- [101] G. Legras. *Simulation Numérique de l'Écoulement Instationnaire et Turbulent dans un étage de Turbine Haute Pression*. PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon, Ecole doctorale M.E.G.A, 2011.
- [102] M. Leyko. *Mise en oeuvre et analyse de calculs aéroacoustiques de type SGE pour la prévision du bruit de chambres de combustion aéronautiques - TH/CFD/10/88*. PhD thesis, Institut de Mathématiques et de Modélisation de Montpellier - UM2, 2010.
- [103] J. Luo and E. H. Razinsky. Conjugate heat transfer analysis of a cooled turbine vane using the v2f turbulence model. *ASME J. Turbomach.*, 129(4) :773–781, 2007.
- [104] N. Marciniak. *Modélisation aérothermique à bas nombre de Reynolds des écoulements en turbines*. PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon, 1997.
- [105] J. Marty. *Amélioration de la prévision de l'écoulement dans un compresseur haute pression multiétage au voisinage du pompage*. PhD thesis, Mécanique, énergétique, génie civil et procédés (Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace), 2010.
- [106] R. M. Mathison, C. W. Haldeman, and M. G. Dunn. Aerodynamics and heat transfer for a cooled one and one-half stage high-pressure turbine—part i : Vane inlet temperature profile generation and migration. *ASME J. Turbomach.*, 134(1) :011006, 2012.
- [107] R. M. Mathison, C. W. Haldeman, and M. G. Dunn. Aerodynamics and heat transfer for a cooled one and one-half stage high-pressure turbine—part iii : Impact of hot-streak characteristics on blade row heat flux. *ASME J. Turbomach.*, 134(1) :011008, 2012.
- [108] R. M. Mathison, C. W. Haldeman, and M. G. Dunn. Heat transfer for the blade of a cooled stage and one-half high-pressure turbine—part i : Influence of cooling variation. *ASME J. Turbomach.*, 134(3) :031014, 2012.
- [109] R. M. Mathison, C. W. Haldeman, and M. G. Dunn. Heat transfer for the blade of a cooled stage and one-half high-pressure turbine—part ii : Independent influences of vane trailing edge and purge cooling. *ASME J. Turbomach.*, 134(3) :031015, 2012.
- [110] J. D. Mattingly. *Elements of Propulsion : Gas Turbines and Rockets*. AIAA Education Series, 2006.
- [111] A. A. McCarter, X. Xiao, and B. Lakshminarayana. Tip clearance effects in a turbine rotor : Partii - velocity field and flow physics. *ASME J. Turbomach.*, 123 :305–313, April 2001.

- [112] R. L. Meakin. Object x-rays for cutting holes in composite overset structured grids. In *Proceedings of the 15th AIAA Computational Fluid Dynamics Conference*, Anaheim, CA, 2001. American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- [113] F. R. Menter. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA J.*, 32(8), 1994.
- [114] S. Mhetras, D. Narzary, Z. Gao, and J.-C. Han. Effect of a cutback squealer and cavity depth on film-cooling effectiveness on a gas turbine blade tip. *Journal of Turbomachinery*, 130(2) :021002, 2008.
- [115] B. Mischo, A. Burdet, and R. S. Abhari. Influence of stator-rotor interaction on the aerothermal performance of recess blade tips. *ASME J. Turbomach.*, 133(1) :011023, 2011.
- [116] H. K. Moffat and A. Tsinober. Helicity in laminar and turbulent flow. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 24, 1992.
- [117] A. Montenay, L. Paté, and J. M. Duboué. Conjugate heat transfer analysis of an engine internal cavity. In *Proceedings of ASME Turbo Expo 2000*, number ASME Paper 2000-GT-282, Munich, Germany, May 2000.
- [118] M. Nicklas. Film-cooled turbine endwall in a transonic flow field : Part ii—heat transfer and film-cooling effectiveness. *Journal of Turbomachinery*, 123(4) :720–729, 2001.
- [119] S. A. Orszag. Analytical theories of turbulence. *J. Fluid Mech.*, 41(2), 1970.
- [120] G. Paniagua, R. Dénos, and S. Almeida. Effect of the hub endwall cavity flow on the flow-field of a transonic high-pressure turbine. *Journal of Turbomachinery*, 126(4) :578–586, 2004.
- [121] R. Pecnik, J. A. S. Witteveen, and Iaccarino G. Uncertainty quantification for laminar to turbulent transition prediction in RANS turbomachinery applications. In *49th AIAA Aerospace Sciences Meeting*, paper 0660, 2011.
- [122] U. P. Phadke and J. M. Owen. An investigation of ingress for an “air-cooled” shrouded rotating disk system with radial-clearance seals. *Journal of Engineering for Power*, 105(1) :178–182, 1983.
- [123] S. Poncet, M.-P. Chauve, and R. Schiestel. Batchelor versus stewartson flow structures in a rotor-stator cavity with throughflow. 17(7) :075110, 2005.
- [124] T. Povey, K. S. Chana, T. V. Jones, and J. Hurrion. The effect of hot-streaks on hp vane surface and endwall heat transfer : An experimental and numerical study. *ASME J. Turbomach.*, 129(1) :32–43, 2007.
- [125] D. Prasad and G. J. Hendricks. A numerical study of secondary flow in axial turbines with application to radial transport of hot streaks. *Journal of Turbomachinery*, 122(4) :667–673, 2000.
- [126] E. Radenac. *Développement et validation d’une méthode numérique pour le couplage fluide structure en aérothermique instationnaire*. PhD thesis, Université Paul Sabatier - Toulouse, 2006.
- [127] R. W. Radomsky and K. A. Thole. High free-stream turbulence effects on endwall heat transfer for a gas turbine stator vane. *Journal of Turbomachinery*, 122(4) :699–708, 2000.
- [128] David Rémy and Daniel Buisine. Experimental and numerical study of a spiral structure at the periphery of an aspirated rotor–stator cavity. *Experiments in Fluids*, 41 :393–399, 2006. 10.1007/s00348-006-0160-7.
- [129] R. J. Roback and R. P. Dring. Hot streaks and phantom cooling in a turbine rotor passage : Part 1—separate effects. *ASME J. Turbomach.*, 115(4) :657–666, 1993.

Bibliographie

- [130] R. J. Roback and R. P. Dring. Hot streaks and phantom cooling in a turbine rotor passage : Part 2—combined effects and analytical modeling. *ASME J. Turbomach.*, 115(4) :667–674, 1993.
- [131] J. Sacadura. *Initiation aux Transferts Thermiques*. 1978.
- [132] P. Sagaut. *Large Eddy Simulation for incompressible flows*. Scientific computation series. Springer-Verlag, 2000.
- [133] S. Salvadori, F. Montomoli, F. Martelli, P. Adami, K. S. Chana, and L. Castillon. Aero-thermal study of the unsteady flow field in a transonic gas turbine with inlet temperature distortions. *Journal of Turbomachinery*, 133(3) :031030, 2011.
- [134] J. R. Schwab, R. G. Stabe, and W. J. Whitney. Analytical and experimental study of flow through an axial turbine stage with a nonuniform inlet radial temperature profile. *AIAA Paper 83-1175*, 1983.
- [135] Th. Schwarz. Development of a wall treatment for navier-stokes computations using overset grid technique. In *Proceedings of the 26th European Rotorcraft Forum*, The Hague, 2000.
- [136] E. Serre, S. Hugues, E. Crespo del Arco, A. Randriamampianina, and P. Bontoux. Axisymmetric and three-dimensional instabilities in an ekman boundary layer flow. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 22(1) :82 – 93, 2001.
- [137] O. P. Sharma and T. L. Butler. Predictions of endwall losses and secondary flows in axial flow turbine cascades. *Journal of Turbomachinery*, 109(2) :229–236, 1987.
- [138] D. Shepard. A two-dimensional interpolation function for irregularly-spaced data. In *Proceedings of the 1968 23rd ACM national conference*, ACM '68, pages 517–524, New York, NY, USA, 1968. ACM.
- [139] Y. Shi, J. Li, and Z. Feng. Influence of rotor blade fillets on aerodynamic performance of turbine stage. *ASME Conference Proceedings*, 2010(44021) :1657–1668, 2010.
- [140] C. H. Sieverding. Recent progress in the understanding of basic aspects of secondary flows in turbine blade passages. *J. Turbomach.*, 107 :248–257, 1985.
- [141] C. H. Sieverding, T. Arts, R. Dénos, and F. Martelli. Investigation of the flow field downstream of a turbine trailing edge cooled nozzle guide vane. *Journal of Turbomachinery*, 118(2) :291–300, 1996.
- [142] J. Smagorinsky. General circulation experiments with the primitive equations : 1. the basic experiment. *Mon. Weather Rev.* , 91 :99–164, 1963.
- [143] A. Smith and T. Cebeci. Numerical solution of the turbulent boundary layer equations. Technical Report DAC-33735, Douglas aircraft division, 1967.
- [144] B. R. Smith. A near wall model for the $k - l$ two-equation turbulence model. In *25th AIAA Fluid Dynamics Conference*, paper 2386, 1994.
- [145] P. R. Spalart and S. R. Allmaras. A one-equation turbulence model for aerodynamic flows. In *30th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, paper 0439, 1992.
- [146] P. R. Spalart and M. L. Shur. On the sensitization of turbulence models to rotation and curvature. *J. Aerospace Science and Technology*, 1(5), 1997.
- [147] C. G. Speziale, S. Sarkar, and T. B. Gatski. Modeling the pressure-strain correlation of turbulence : an invariant dynamical systems approach. *J. Fluid Mech.*, 227, 1991.
- [148] R. G. Stabe, W. J. Whitney, and T. P. Moffitt. Performance of a high-work low aspect ratio turbine with a realistic inlet radial temperature profile. *AIAA Paper 84-1161*, 1984.
- [149] K. Stewartson. On the flow between two rotating coaxial disks. *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 49 :333–341, 1953.

-
- [150] R.K. Takahashi and R.-H. Ni. Unsteady hot streak migration through a 1 1/2-stage turbine. In *AIAA Paper*, number 91-3382, 1991.
- [151] T. Takahashi, K. Watanabe, and T. Sakai. Conjugate heat transfer analysis of a rotor blade with rib-roughened internal cooling passages. In *Proceedings of ASME Turbo Expo 2005*, number ASME Paper GT2005-68227, 2005.
- [152] R. Thiriet. *Amélioration de la prévision des performances transitoires des turbines a gaz*. PhD thesis, Université de Poitiers, Ecole Doctorale Sciences pour l’Ingénieur et Aéronautique, 2008.
- [153] J. M. Tyler and T. G. Sofrin. Axial flow compressor noise studies. *SAE Transactions*, 70 :309–332, 1962.
- [154] G.J. Van Wylen and R.E. Sonntag. *Fundamentals of Classical Thermodynamics*. Wiley New York, 1976.
- [155] J.A. Verdicchio, J.W. Chew, and N.J. Hills. Coupled fluid/solid heat transfer computation for turbine discs. In *Proceedings of ASME Turbo Expo 2001*, number ASME Paper 2001-GT-0205, New Orleans, Louisiana, June 4-7 2001.
- [156] T. Verstraete. *Multidisciplinary Turbomachinery Component Optimization Considering Performance, Stress, and Internal Heat Transfer*. PhD thesis, Universiteit Gent, 2008.
- [157] H.P. Wang, S.J. Olson, S.J. Olson, and E.R.G. Eckert. Flow visualization in a linear turbine cascade of high performance turbine blades. *J. Turbomach.*, 119 :1–8, 1997.
- [158] D. C. Wilcox. Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models. *AIAA Journal*, 26 :1299–1310, 1988.
- [159] X. Xiao, A. A. McCarter, and B. Lakshminarayana. Tip clearance effects in a turbine rotor : Parti - pressure field and loss. *ASME J. Turbomach.*, 123 :296–304, April 2001.
- [160] S. Yoon and A. Jameson. An LU-SSOR Scheme for the Euler and Navier-Stokes Equations. In *AIAA 25th Aerospace Sciences Meeting*, number AIAA-87-0600, Reno, Nevada, USA, january 12-15 1987.
- [161] C. Zhou and H. Hodson. The tip leakage flow of an unshrouded high pressure turbine blade with tip cooling. *Journal of Turbomachinery*, 133(4) :041028, 2011.
- [162] M. B. Zlatinov, C. S. Tan, M. Montgomery, T. Islam, and M. Seco-Solley. Turbine hub and shroud sealing flow loss mechanisms. In *ASME Turbo Expo 2011 : Power for Land, Sea and Air*, number GT2011-46718, Vancouver, Canada, June 6 - 10 2011.

Annexes

Annexe A

Transport d'hélicité

Dans cette annexe nous nous intéressons à l'équation de transport d'hélicité. En effet, l'hélicité ($H = \mathbf{V} \cdot \boldsymbol{\Omega}$ où $\boldsymbol{\Omega} = \mathbf{rot} \mathbf{V}$) permet d'identifier les zones d'alignement entre le vecteur tourbillon et le champs de vitesse. En ce sens elle permet l'identification des écoulements secondaires, qui ont un impact direct sur la génération de pertes dans les turbomachines mais également sur le mélange notamment la migration du point chaud. (cf. Sec. 2.2). De plus l'hélicité dont on ne tire pas profit une fois sortie de la turbomachine va se dégrader en chaleur comme montré par Moore *et al*(ref à chercher). On cherche à établir l'équation de transport d'hélicité afin de déterminer les différents termes jouant un rôle sur sa production.

Le but est d'arriver à une équation de transport de l'hélicité simple à interpréter. Pour obtenir une équation de transport d'hélicité, il faut sommer :

- $\boldsymbol{\Omega}$ * l'équation de transport de quantité de mouvement
- \mathbf{V} * l'équation de transport du vecteur tourbillon ($\boldsymbol{\Omega}$)

L'équation de transport du vecteur tourbillon ($\boldsymbol{\Omega}$) est quant-à-elle obtenue en prenant le rotationnel de l'équation de transport de quantité de mouvement.

A.1 Repère absolu

La forme non conservative de l'équation de transport de quantité de mouvement est :

$$\rho \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + \rho \mathbf{V} \cdot \mathbf{grad} \mathbf{V} = -\mathbf{grad} p + \mathit{div} \bar{\bar{\tau}} \quad (\text{A.1})$$

En prenant le rotationnel de l'équation précédente (Eq. A.1)), on obtient une forme de l'équation de transport du vecteur tourbillon ($\boldsymbol{\Omega}$) :

$$\begin{aligned}
\mathbf{rot}\left(\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \mathbf{grad} \mathbf{V}\right) &= \mathbf{rot}\left(-\frac{\mathbf{grad} p}{\rho} + \frac{1}{\rho} \mathit{div} \bar{\tau}\right) \\
\Leftrightarrow \frac{\partial \boldsymbol{\Omega}}{\partial t} + \mathbf{rot}\left(\mathbf{grad} \frac{V^2}{2} - \mathbf{V} \times \boldsymbol{\Omega}\right) &= \mathbf{rot}\left(-\frac{\mathbf{grad} p}{\rho}\right) + \mathbf{rot}\left(\frac{1}{\rho} \mathit{div} \bar{\tau}\right) \\
\Leftrightarrow \frac{\partial \boldsymbol{\Omega}}{\partial t} - (\boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{grad} \mathbf{V} - \mathbf{V} \cdot \mathbf{grad} \boldsymbol{\Omega} - \boldsymbol{\Omega} \mathit{div} \mathbf{V}) &= \mathbf{rot}\left(-\frac{\mathbf{grad} p}{\rho}\right) + \mathbf{rot}\left(\frac{1}{\rho} \mathit{div} \bar{\tau}\right) \\
\Leftrightarrow \frac{\partial \boldsymbol{\Omega}}{\partial t} - (\boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{grad} \mathbf{V} - \mathbf{V} \cdot \mathbf{grad} \boldsymbol{\Omega} - \boldsymbol{\Omega} \mathit{div} \mathbf{V}) &= -\mathbf{grad} \frac{1}{\rho} \times \mathbf{grad} p + \mathbf{rot}\left(\frac{1}{\rho} \mathit{div} \bar{\tau}\right) \quad (\text{A.2}) \\
\Leftrightarrow \frac{\partial \boldsymbol{\Omega}}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \mathbf{grad} \boldsymbol{\Omega} &= \boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{grad} \mathbf{V} - \boldsymbol{\Omega} \mathit{div} \mathbf{V} - \mathbf{grad} \frac{1}{\rho} \times \mathbf{grad} p + \mathbf{rot}\left(\frac{1}{\rho} \mathit{div} \bar{\tau}\right) \\
\Leftrightarrow \frac{d\boldsymbol{\Omega}}{dt} &= \boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{grad} \mathbf{V} - \boldsymbol{\Omega} \mathit{div} \mathbf{V} - \mathbf{grad} \frac{1}{\rho} \times \mathbf{grad} p + \mathbf{rot}\left(\frac{1}{\rho} \mathit{div} \bar{\tau}\right)
\end{aligned}$$

On retrouve bien la formule obtenue par Laksminarayana [94] avec :

$$\frac{1}{\rho} \mathit{div} \bar{\tau} = \frac{4}{3} \frac{\mu}{\rho} \mathbf{grad}(\mathit{div} \mathbf{V}) - \frac{\mu}{\rho} \mathbf{rot}(\boldsymbol{\Omega})$$

On en déduit donc l'équation de transport d'hélicité :

$$\begin{aligned}
\frac{dH}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{grad} p + \frac{1}{\rho} \boldsymbol{\Omega} \cdot \mathit{div} \bar{\tau} + \mathbf{V} \cdot [(\boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{grad}) \mathbf{V}] - H(\mathit{div} \mathbf{V}) - \\
&\quad \mathbf{V} \cdot [\mathbf{grad} \frac{1}{\rho} \times \mathbf{grad} p] + \mathbf{V} \cdot \mathbf{rot}\left(\frac{1}{\rho} \mathit{div} \bar{\tau}\right) \quad (\text{A.3})
\end{aligned}$$

On peut faire apparaître le gradient d'enthalpie :

$$\mathbf{V} \cdot [(\boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{grad}) \mathbf{V}] = V_i \Omega_j \frac{\partial V_i}{\partial x_j} = \Omega_j \frac{\partial \frac{V_i^2}{2}}{\partial x_j} = \Omega_j \frac{\partial (h_t - h)}{\partial x_j} = \boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{grad} h_t - \boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{grad} h \quad (\text{A.4})$$

or d'après la relation de Gibbs :

$$\mathbf{grad} h = T \mathbf{grad} s + \frac{\mathbf{grad} p}{\rho} \quad (\text{A.5})$$

Ainsi :

$$\mathbf{V} \cdot [(\boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{grad}) \mathbf{V}] = \boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{grad} h_t - T \boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{grad} s - \frac{1}{\rho} \boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{grad} p \quad (\text{A.6})$$

Au final on a :

$$\begin{aligned}
\frac{dH}{dt} &= -\frac{2}{\rho} \boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{grad} p + \boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{grad} h_t - T \boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{grad} s \\
&\quad \quad \quad (1) \quad \quad \quad (2) \quad \quad \quad (3) \\
&\quad - H(\mathit{div} \mathbf{V}) - \mathbf{V} \cdot [\mathbf{grad} \frac{1}{\rho} \times \mathbf{grad} p] \\
&\quad \quad \quad (4) \quad \quad \quad (5) \\
&\quad + \frac{1}{\rho} \boldsymbol{\Omega} \cdot \mathit{div} \bar{\tau} + \mathbf{V} \cdot \mathbf{rot}\left(\frac{1}{\rho} \mathit{div} \bar{\tau}\right) \\
&\quad \quad \quad (6) \quad \quad \quad (7)
\end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

Les trois premiers termes sont des sources d'hélicité liés aux champs de pression des aubages, aux gradients d'enthalpie totale et d'entropie. Ensuite on voit apparaître deux termes de compressibilité ((4) et (5)) et enfin les termes visqueux ((6) et (7)).

A.2 Repère relatif

On considère un repère relatif tournant à la vitesse de rotation constante ω . Soit $\mathbf{U} = \mathbf{w} \times \mathbf{r} = \omega r \mathbf{e}_\theta$ la vitesse linéaire du repère mobile, la vitesse relative du fluide est $\mathbf{W} = \mathbf{V} - \mathbf{U}$.

La forme non conservative de l'équation de transport de quantité de mouvement en repère relatif est :

$$\rho \frac{\partial \mathbf{W}}{\partial t} + \rho \mathbf{W} \cdot \mathbf{grad} \mathbf{W} = -\mathbf{grad} p + \mathit{div} \bar{\tau} - 2\omega \times \mathbf{W} + \mathbf{grad} \left(\frac{U^2}{2} \right) \quad (\text{A.8})$$

En prenant le rotationnel de l'équation précédente (Eq. A.8), on obtient une forme de l'équation de transport du vecteur tourbillon relatif ($\mathbf{\Omega}_R$) en repère relatif :

$$\frac{d_R \mathbf{\Omega}_R}{dt} = \mathbf{\Omega}_R \cdot \mathbf{grad} \mathbf{W} - \mathbf{\Omega}_R \mathit{div} \mathbf{W} - 2\mathbf{rot}(\omega \times \mathbf{W}) - \mathbf{grad} \frac{1}{\rho} \times \mathbf{grad} p + \mathbf{rot} \left(\frac{1}{\rho} \mathit{div} \bar{\tau} \right) \quad (\text{A.9})$$

où

$$\frac{d_R}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{W} \cdot \mathbf{grad}$$

On peut également obtenir l'équation de transport du vecteur tourbillon absolu ($\mathbf{\Omega}$) en repère relatif. Il suffit de développer $-2\mathbf{rot}(\omega \times \mathbf{W})$:

$$-2\mathbf{rot}(\omega \times \mathbf{W}) = -\mathbf{W} \cdot \mathbf{grad} 2\omega + 2\omega \cdot \mathbf{grad} \mathbf{W} - 2\omega \mathit{div} \mathbf{W} \quad (\text{A.10})$$

et avec $\mathbf{\Omega} = \mathbf{\Omega}_R + 2\omega$ on obtient :

$$\frac{d_R \mathbf{\Omega}}{dt} = \mathbf{\Omega} \cdot \mathbf{grad} \mathbf{W} - \mathbf{\Omega} \mathit{div} \mathbf{W} - \mathbf{grad} \frac{1}{\rho} \times \mathbf{grad} p + \mathbf{rot} \left(\frac{1}{\rho} \mathit{div} \bar{\tau} \right) \quad (\text{A.11})$$

Soit $H_R = \mathbf{W} \cdot \mathbf{\Omega}_R$, on a :

$$\begin{aligned} \frac{d_R H_R}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \mathbf{\Omega}_R \cdot \mathbf{grad} p + \frac{1}{\rho} \mathbf{\Omega}_R \cdot \mathit{div} \bar{\tau} - 2\mathbf{\Omega}_R \cdot (\omega \times \mathbf{W}) + \mathbf{\Omega}_R \cdot \mathbf{grad} \left(\frac{U^2}{2} \right) \\ &+ \mathbf{W} \cdot [(\mathbf{\Omega}_R \cdot \mathbf{grad}) \mathbf{W}] - H_R (\mathit{div} \mathbf{W}) - 2\mathbf{W} \cdot \mathbf{rot}(\omega \times \mathbf{W}) - \mathbf{W} \cdot \left[\mathbf{grad} \frac{1}{\rho} \times \mathbf{grad} p \right] \\ &+ \mathbf{W} \cdot \mathbf{rot} \left(\frac{1}{\rho} \mathit{div} \bar{\tau} \right) \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

Comme en repère absolu, on peut transformer $\mathbf{W} \cdot [(\mathbf{\Omega}_R \cdot \mathbf{grad}) \mathbf{W}]$ et on peut aussi remarquer que :

$$\begin{aligned} \mathbf{\Omega}_R \cdot (\omega \times \mathbf{W}) + \mathbf{W} \cdot \mathbf{rot}(\omega \times \mathbf{W}) &= \\ \omega \cdot (\mathbf{W} \times \mathbf{rot}(\mathbf{W})) + \mathbf{W} \cdot (\omega \mathit{div} \mathbf{W} - \omega \cdot \mathbf{grad} \mathbf{W}) &= \\ \omega \cdot \left(\mathbf{grad} \left(\frac{W^2}{2} \right) - \mathbf{W} \cdot \mathbf{grad} \mathbf{W} \right) + \mathbf{W} \cdot \omega \mathit{div} \mathbf{W} - \omega \cdot \mathbf{grad} \left(\frac{W^2}{2} \right) &= \\ \mathbf{W} \cdot \omega \mathit{div} \mathbf{W} - \omega \cdot [\mathbf{W} \cdot \mathbf{grad} \mathbf{W}] & \end{aligned} \quad (\text{A.13})$$

Annexe A. Transport d'hélicité

Finalement :

$$\begin{aligned}
 \frac{d_R H_R}{dt} &= -\frac{2}{\rho} \mathbf{\Omega}_R \cdot \mathbf{grad} p + \mathbf{\Omega}_R \cdot \mathbf{grad} h_t - T \mathbf{\Omega}_R \cdot \mathbf{grad} s \\
 &\quad (1) \qquad (2) \qquad (3) \\
 &- H_R (\mathit{div} \mathbf{W}) - \mathbf{W} \cdot [\mathbf{grad} \frac{1}{\rho} \times \mathbf{grad} p] \\
 &\quad (4) \qquad (5) \\
 &+ \frac{1}{\rho} \mathbf{\Omega}_R \cdot \mathit{div} \bar{\bar{\tau}} + \mathbf{W} \cdot \mathbf{rot} (\frac{1}{\rho} \mathit{div} \bar{\bar{\tau}}) \\
 &\quad (6) \qquad (7) \\
 &+ \mathbf{\Omega}_R \cdot \mathbf{grad} (\frac{U^2}{2}) - 2 \mathbf{W} \cdot \omega \mathit{div} \mathbf{W} + 2 \omega \cdot [\mathbf{W} \cdot \mathbf{grad} \mathbf{W}] \\
 &\quad (8) \qquad (9) \qquad (10)
 \end{aligned} \tag{A.14}$$

On retrouve les mêmes termes qu'en repère absolu : termes d'interaction entre vorticité et gradients de pression, d'enthalpie totale et d'entropie ((1), (2) et (3)) ; termes de compressibilité ((4) et (5)) et termes visqueux ((6) et (7)). A ces termes, il s'ajoute trois termes purement liés à la rotation du repère ((8), (9) et (10)).

Annexe B

Modèle de Tyler & Sofrin

Cette annexe présente le modèle de Tyler et Sofrin [153] utilisé pour l'analyse des interactions rotor-stator.

B.1 Cas mono-étage

Considérons une turbomachine constituée par :

- un rotor ayant N_R pales et tournant à la vitesse Ω_R
- un stator ayant N_S aubes

On suppose que l'interaction générée par une rangée de N aubages correspond à une onde tournant circonférentiellement à une fréquence f ayant N motifs répartis azimutalement. Le nombre de motifs est le numéro du mode spatial de l'instabilité. On peut alors écrire, pour le rotor et le stator respectivement, l'interaction sous la forme :

$$\begin{aligned} R &= e^{i(2\pi f_R t - n N_R \theta)} \\ f_n &= \frac{n N_R \Omega_R}{2\pi} \end{aligned} \quad (\text{B.1})$$

- R : interaction générée par le rotor
- $n N_R$: nombre de lobes de l'interaction = mode spatial
- n : entier positif

$$S = e^{i(-k N_S \theta)} \quad (\text{B.2})$$

- S : interaction générée par le stator
- $k N_S$: nombre de lobes de l'interaction = mode spatial
- k : entier positif

Ces deux structures peuvent interagir pour générer d'autres modes qui peuvent s'écrire :

$$I = e^{i(2\pi f_R t - n N_R \theta)} \cdot e^{i(-k N_S \theta)} = e^{i(2\pi f_R t - [n N_R + k N_S] \theta)} \quad (\text{B.3})$$

- I : structure résultant de l'interaction rotor-stator

Cette interaction correspond également à une onde tournant circonférentiellement à la fréquence f_m ayant m motifs. Ces deux paramètres sont définies par identification :

$$\begin{aligned} m &= nN_R + kN_S \\ f_m &= \frac{nR}{m} f_R \end{aligned} \quad (\text{B.4})$$

On notera que la fréquence de passage d'un motif devant un point fixe est alors mf_m . On peut également relier le numéro du mode et sa fréquence à la vitesse de rotation de l'onde touronnante :

$$\Omega_m = 2\pi f_m \quad (\text{B.5})$$

On voit que les modes liés uniquement au rotor ont une fréquence de rotation multiple de la fréquence du rotor f_R , les modes liés uniquement au stator ne tournent pas et les modes d'interactions ont une fréquence de rotation qui est une fraction de la fréquence du rotor f_R .

B.2 Cas à z étages

On peut étendre le modèle précédent à une machine multi-étage. Dans ce cas la structure d'interaction est influencée par les effets instationnaires venant des différentes roues présentes dans la machine qui est composée de :

- z rotors ayant N_{Rz} pales et tournant à la vitesse Ω_R
- z stator ayant N_{Sz} aubes

L'onde touronnante produite par les interactions entre les différentes roues est de la forme :

$$I = e^{i(2\pi(f_{R1} \pm \dots \pm f_{Rk} \pm \dots \pm f_{Rz})t - [a_1 N_{R1} \pm b_1 N_{S1} \dots \pm a_k N_{Rk} \pm b_k N_{Sk} \dots \pm a_z N_{Rz} \pm b_z N_{Sz}] \theta)} \quad (\text{B.6})$$

I : structure résultant des interactions rotor-stator

On obtient ainsi un mode qui est une combinaison linéaire des nombres d'aubes des différentes roues. Les caractéristiques des modes susceptibles d'exister sont :

$$m = \sum_k (a_k N_{Rk} \pm b_k N_{Sk}) \quad (\text{B.7})$$

ayant pour vitesse de rotation :

$$\Omega_m = \frac{\sum_k a_k N_{Rk}}{m} \Omega_R \quad (\text{B.8})$$

Tous les modes théoriquement présent ne le sont pas forcément. En effet les modes se propagent plus ou moins loin dans la turbomachine, les basses fréquences s'atténuant moins. Ainsi la probabilité d'existence d'un mode d'interaction dépend de la distance entre les différentes roues. Malgré tout, il est difficile de prévoir a priori quels modes seront finalement présent.

On peut également appliquer ce modèle lors d'une interaction rotor/stator avec un autre phénomène instationnaire ayant un spectre de fréquences discret (source de bruit tonale).

Annexe C

Liste des personnes Habilitées à Diriger des Recherches à l'École Centrale Lyon

Voici la liste des personnes en poste à l'École Centrale Lyon habilitées à diriger de recherches (HDR).



Liste des personnes Habilitées à Diriger des Recherches en poste à l'Ecole Centrale de Lyon

Nom-Prénom	Corps grade	Laboratoire ou à défaut département ECL	Etablissement
AURIOL Philippe	professeur	AMPERE	ECL
BEROUAL Abderrahmane	professeur	AMPERE	ECL
BURET François	professeur	AMPERE	ECL
JAFFREZIC-RENAULT Nicole	directeur de recherche	AMPERE	CNRS/ECL
KRÄHENBÜHL Laurent	directeur de recherche	AMPERE	CNRS/ECL
MARTELET Claude	professeur	AMPERE	ECL
NICOLAS Alain	professeur	AMPERE	ECL
NICOLAS Laurent	directeur de recherche	AMPERE	CNRS/ECL
SCORLETTI Gérard	professeur	AMPERE	ECL
SIMONET Pascal	chargé de recherche	AMPERE	CNRS/ECL
THOMAS Gérard	professeur	AMPERE	ECL
VOLLAIRE Christian	professeur	AMPERE	ECL

Nbre Ampère 12

HELLOUIN Yves	maître de conférences	DER EEA	ECL
LE HELLEY Michel	professeur	DER EEA	ECL

Nbre DER EEA 2

GUIRALDENQ Pierre	professeur émérite	DER STMS	ECL
VINCENT Léo	professeur	DER STMS	ECL

Nbre DER STMS 2

LOHEAC Jean-Pierre	maître de conférences	ICJ	ECL
MAITRE Jean-François	professeur émérite	ICJ	ECL
MARION Martine	professeur	ICJ	ECL
MIRONESCU Elisabeth	professeur	ICJ	ECL
MOUSSAOUI Mohand	professeur	ICJ	ECL
MUSY François	maître de conférences	ICJ	ECL
ZINE Abdel-Malek	maître de conférences	ICJ	ECL

Nbre ICJ 7

DAVID Bertrand	professeur	ICTT	ECL
----------------	------------	------	-----

Nbre ICTT 1

CALLARD Anne-Ségolène	maître de conférences	INL	ECL
CLOAREC Jean-Pierre	maître de conférences	INL	ECL
GAFFIOT Frédéric	professeur	INL	ECL
GAGNAIRE Alain	maître de conférences	INL	ECL
GARRIGUES Michel	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
GENDRY Michel	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
GRENET Geneviève	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
HOLLINGER Guy	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL

JOSEPH Jacques	professeur	INL	ECL
KRAWCZYK Stanislas	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
LETARTRE Xavier	chargé de recherche	INL	CNRS/ECL
MARTIN Jean-René	professeur émérite	INL	ECL
O'CONNOR Ian	professeur	INL	ECL
PHANER-GOUTORBE Magali	professeur	INL	ECL
ROBACH Yves	professeur	INL	ECL
SAINT-GIRONS Guillaume	chargé de recherche	INL	CNRS/ECL
SEASSAL Christian	chargé de recherche	INL	CNRS/ECL
SOUTEYRAND Eliane	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
TARDY Jacques	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL
VIKTOROVITCH Pierre	directeur de recherche	INL	CNRS/ECL

Nbre INL 20

CHEN Liming	professeur	LIRIS	ECL
-------------	------------	-------	-----

Nbre LIRIS 1

BAILLY Christophe	professeur	LMFA	ECL
BERTOGLIO Jean-Pierre	directeur de recherche	LMFA	CNRS/ECL
BLANC-BENON Philippe	directeur de recherche	LMFA	CNRS/ECL
BOGEY Christophe	chargé de recherche	LMFA	CNRS/ECL
CAMBON Claude	directeur de recherche	LMFA	CNRS/ECL
CARRIERE Philippe	chargé de recherche	LMFA	CNRS/ECL
CHAMPOUSSIN J-Claude	professeur émérite	LMFA	ECL
COMTE-BELLOT geneviève	professeur émérite	LMFA	ECL
FERRAND Pascal	directeur de recherche	LMFA	CNRS/ECL
GALLAND Marie-Annick	professeur	LMFA	ECL
GODEFERD Fabien	chargé de recherche	LMFA	CNRS/ECL
GOROKHOVSKI Mikhail	professeur	LMFA	ECL
HENRY Daniel	directeur de recherche	LMFA	CNRS/ECL
JEANDEL Denis	professeur	LMFA	ECL
JUVE Daniel	professeur	LMFA	ECL
LE RIBAUT Catherine	chargée de recherche	LMFA	CNRS/ECL
LEBOEUF Francis	professeur	LMFA	ECL
PERKINS Richard	professeur	LMFA	ECL
ROGER Michel	professeur	LMFA	ECL
SCOTT Julian	professeur	LMFA	ECL
SHAO Liang	chargé de recherche	LMFA	CNRS/ECL
SIMOENS Serge	chargé de recherche	LMFA	CNRS/ECL
TREBINJAC Isabelle	maître de conférences	LMFA	ECL

Nbre LMFA 23

BENAYOUN Stéphane	professeur	LTDS	ECL
CAMBOU Bernard	professeur	LTDS	ECL
COQUILLET Bernard	maître de conférences	LTDS	ECL
DANESCU Alexandre	maître de conférences	LTDS	ECL
FOUVRY Siegfried	chargé de recherche	LTDS	CNRS/ECL
GEORGES Jean-Marie	professeur émérite	LTDS	ECL
GUERRET Chrystelle	chargé de recherche	LTDS	CNRS/ECL
HERTZ Dominique	past	LTDS	ECL
ICHCHOU Mohamed	professeur	LTDS	ECL
JEZEQUEL Louis	professeur	LTDS	ECL
JUVE Denyse	ingénieur de recherche	LTDS	ECL
KAPSA Philippe	directeur de recherche	LTDS	CNRS/ECL
LE BOT Alain	chargé de recherche	LTDS	CNRS/ECL

LOUBET Jean-Luc	directeur de recherche	LTDS	CNRS/ECL
MARTIN Jean-Michel	professeur	LTDS	ECL
MATHIA Thomas	directeur de recherche	LTDS	CNRS/ECL
MAZUYER Denis	professeur	LTDS	ECL
PERRET-LIAUDET Joël	maître de conférences	LTDS	ECL
SALVIA Michelle	maître de conférences	LTDS	ECL
SIDOROFF François	professeur	LTDS	ECL
SINOUE Jean-Jacques	maître de conférences	LTDS	ECL
STREMSDOERFER Guy	professeur	LTDS	ECL
THOUVEREZ Fabrice	professeur	LTDS	ECL
TREHEUX Daniel	professeur	LTDS	ECL
VANNES André-Bernard	professeur émérite	LTDS	ECL
VINCENS Eric	maître de conférences	LTDS	ECL

Nbre LTDS 26

Total HdR ECL

91

Analyse instationnaire aérothermique d'un étage de turbine avec transport de points chauds ; application à la maîtrise des performances des aubages

Résumé : Afin d'augmenter le rendement et la puissance spécifique des turbines à gaz, la température en entrée de la turbine haute pression a été continuellement augmentée, au point d'atteindre une valeur de l'ordre de la température de fusion des matériaux. La capacité à prédire l'écoulement (température en particulier) dans la turbine est donc un élément essentiel pour la conception des turbines à gaz, particulièrement pour celle qui ne sont pas refroidies. Toutefois, cette tâche est rendue difficile par l'extrême complexité de l'environnement dans lequel la turbine évolue (interaction avec la chambre de combustion, effets technologiques, couplage thermique fluide / solide, etc.).

L'objectif de ce travail de thèse est de proposer, d'une part une stratégie de simulation numérique afin de prédire au mieux les champs aérothermiques dans une turbine haute-pression, d'autre part une méthode d'analyse permettant de quantifier l'impact des différents éléments de l'environnement sur les performances. Pour répondre à ces objectifs, des simulations instationnaires d'un étage de turbine ont été réalisées avec le code elsA, prenant en compte les effets technologiques (baignoire, refroidissement externe grâce aux événements du distributeur et aux cavités moyeu et carter du rotor qui sont alimentés par le système d'air secondaire, congés de raccordement) et les transferts thermiques conjugués. Une analyse de la production locale d'entropie a aussi été menée afin de comparer les performances aérodynamiques pour plusieurs niveaux d'approximations dans la définition de la turbine (prise en compte ou non de tel ou tel effet technologique) et de localiser l'origine de ces différences.

L'analyse des résultats a montré que la hauteur de jeu et le système de refroidissement externe ont l'impact le plus significatif sur les performances aérodynamiques de la turbine. La température de paroi de la pale de rotor est de son côté fortement influencée par l'écoulement issu de la chambre de combustion, le refroidissement externe et le couplage thermique fluide / solide.

Ce travail est un premier pas vers la réalisation de simulations totalement intégrées qui doivent permettre d'améliorer la précision des conceptions.

Mots clés : simulation numérique, turbine haute-pression, chimère, couplage thermique fluide/solide, entropie

Unsteady aerothermal analysis of a turbine stage with hot streaks migration ; application to the mastery of blade performances

Abstract : In order to increase the thermodynamic efficiency of gas turbine engines, the high-pressure turbine inlet temperature has been continually increased up to reach levels of the order of magnitude of the vanes and blades melting temperatures. The ability of predicting the flow through the turbine (especially the temperature) is a key point for the design of gas turbines, especially for the uncooled ones. However, this is challenging because of the complex environment that interacts with the turbine (hot-streak migration, technological details, fluid/solid thermal coupling ...).

The aim of this work is to develop a strategy based on CFD in order to predict aerothermal fields in a high-pressure turbine as well as an analysis allowing to quantify the impact of the environment on the turbine performances. To achieve these goals, the elsA code has been used to perform unsteady simulation of a turbine stage, taking into account technological details (squealer tip, external cooling thanks to vane trailing edge cooling and rotor hub and shroud cooling cavities, fillets) and conjugate heat transfers. An analysis of the local entropy production rate was also used to compare the performances resulting from different modeling of the turbine (taking into account or not one particular technological detail) and to localize the origin of these discrepancies.

The results show that the tip height and the external cooling have the greatest impact on the turbine performances. The rotor blade temperature is mainly affected by the flow coming from the combustion chamber, the external cooling and the fluid / solid thermal coupling.

This work is the first step towards the realization of integrated simulations allowing to improve the accuracy of design.

Key words : CFD, high-pressure turbine, chimera, fluid/solid thermal coupling, entropy