



HAL
open science

Influence des pertes thermiques sur les performances des turbomachines

Kouadio Alphonse Diango

► **To cite this version:**

Kouadio Alphonse Diango. Influence des pertes thermiques sur les performances des turbomachines. Thermique [physics.class-ph]. Conservatoire national des arts et metiers - CNAM; Université de Cocody (Abidjan, Côte d'Ivoire ; 1995-2012), 2010. Français. NNT : 2010CNAM0753 . tel-00598488

HAL Id: tel-00598488

<https://theses.hal.science/tel-00598488>

Submitted on 6 Jun 2011

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.

ÉCOLE DOCTORALE ED390

LGP2ES

THÈSE présentée par :

Kouadio Alphonse DIANGO

soutenue le 29 novembre 2010

pour obtenir le grade de : **Docteur du Conservatoire National des Arts et Métiers**

Discipline / Spécialité : **ENERGETIQUE**

**INFLUENCE DES PERTES
THERMIQUES SUR LES
PERFORMANCES DES
TURBOMACHINES**

THÈSE dirigée par :

**MM. DESCOMBES Georges
DANHO Émile**

Mlle PERILHON Christelle

Professeur des universités, Cnam Paris (France)
Professeur Titulaire, Université d'Abidjan Cocody (Côte d'Ivoire)
Maître de conférences, Cnam Paris (France)

RAPPORTEURS :

**MM. CHESSE Pascal
N'GUESSAN Yao**

Maître de Conférences, Ecole Centrale de Nantes (France)
Maître de Conférences, INP-HB de Yamoussoukro (Côte d'Ivoire)

JURY :

Mlle PERILHON Christelle

MM. ADOU Kablan Jérôme

DESMET Bernard

FRELIN Marcel

DESCOMBES Georges

DANHO Émile

CHESSE Pascal

N'GUESSAN Yao

Maître de Conférences, Cnam Paris (France)
Professeur Titulaire, Université d'Abidjan Cocody (Côte d'Ivoire)
Professeur des universités à l'université de Valenciennes (France)
Professeur Honoraire des universités au Cnam Paris (France)
Professeur des universités, Cnam Paris (France)
Professeur Titulaire Université d'Abidjan Cocody (Côte d'Ivoire)
Maître de Conférences, Ecole Centrale de Nantes (France)
Maître de Conférences, INPHB de Yamoussoukro (Côte d'Ivoire)

A mon épouse Monique et mes enfants Evrard, Linda et Marie Ange
qui ont tant souffert de mes absences prolongées du pays...

A mes parents qui ont su placer leur confiance en moi depuis mes
premiers pas sur terre. Vos efforts n'ont pas été vains malgré
les nombreuses péripéties

Remerciements

Ce travail s'est effectué de septembre 2007 à juillet 2010, en temps partiel, dans deux laboratoires de recherche de France et de Côte d'Ivoire (quinze mois en France et le reste du temps en Côte d'Ivoire) :

- ✓ LGP2ES (Laboratoire du Génie des Procédés, pour l'Énergie, l'Environnement et la Santé) du Conservatoire National des Arts et Métiers de Paris (France) ;
- ✓ LME (Laboratoire de Mécanique et Energétique) de l'UFRMI (Unité de Formation et de Recherche en Mathématiques et Informatique) de l'Université d'Abidjan Cocody (Côte d'Ivoire).

Mes remerciements vont d'abord à l'endroit de M. _____, pour avoir accepté de présider le Jury malgré son agenda très chargé.

Je tiens également à remercier mes rapporteurs de thèse M. CHESSE Pascal, Maître de Conférences à l'Ecole Centrale de Nantes (France) et M. N'GUESSAN Yao, Maître de Conférences à l'Institut Polytechnique Félix Houphouët Boigny de Yamoussoukro (Côte d'Ivoire), pour leur regard critique et constructif sur ce travail.

J'adresse ma profonde gratitude à M. Georges DESCOMBES, Professeur des universités au Conservatoire National des Arts et Métiers de Paris (France), pour avoir placé sa confiance en moi en m'accueillant dans son laboratoire. J'espère avoir mérité cette confiance et l'assure de ma disponibilité post doctorale.

Je n'oublie pas M. Emile DANHO, Professeur Titulaire à l'Université d'Abidjan Cocody (Côte d'Ivoire), qui a bien voulu m'inscrire en DEA au laboratoire de Mécanique et Energétique de l'Unité de Formation et de Recherche en Mathématique et Informatique, et qui a accepté de diriger cette thèse en cotutelle avec le Professeur Georges DESCOMBES.

Je remercie sincèrement Mlle Christelle PERILHON, Maître de Conférences au Conservatoire National des Arts et Métiers de Paris (France) pour son soutien constant et ses regards critiques et objectifs pendant tout le déroulement de cette thèse. Ses observations pertinentes m'ont permis d'améliorer mon niveau de connaissance dans le domaine des turbomachines.

Au Professeur Marcel FRELIN, j'accorde une mention spéciale, car il m'a été d'un apport très précieux et incommensurable. Ses critiques et remarques m'ont véritablement permis d'asseoir la substance du chapitre 3 et d'avoir une large ouverture afin de mener à bien

l'ensemble des travaux. Malgré son agenda très chargé, il a su aménager son temps pour me visiter au CNAM. Je lui suis très reconnaissant et souhaite garder le contact.

A Michel TOUSSAINT et Pierre PODEVIN, tous deux Ingénieurs de recherche au LGP2ES à l'Institut Aérotechnique de Saint Cyr l'école, je dis grand merci, pour avoir facilité mon intégration au laboratoire et répondu à toutes mes questions d'ordre expérimental. Toutes les données numériques utilisées dans ce travail m'ont été gracieusement fournies par eux.

A tous les collègues doctorants du CNAM : Dareen, Michael et Chiheb et ceux de l'UFRMI de l'Université d'Abidjan, j'adresse mes remerciements pour la convivialité au sein des laboratoires et les échanges fructueux que nous avons eus. Je leur souhaite beaucoup de courage.

Enfin, je n'oublie pas l'Ambassade de France en Côte d'Ivoire qui, à travers Égide a supporté financièrement ces travaux de thèse, a organisé avec une grande habilité et a su rendre agréables mes différents séjours en France.

Résumé

Dans les turbomachines conventionnelles, l'estimation des performances (rendement, puissance et rapport de pression) se fait en général en admettant l'adiabaticité de l'écoulement. Mais, de nombreuses études ayant montré l'influence négative des échanges thermiques internes et externes sur les performances des petites turbomachines dans les faibles charges et aux bas régimes, cette hypothèse ne peut plus être recevable. L'objectif principal de cette thèse est de contribuer à lever l'hypothèse d'adiabaticité.

Une étude préalable de l'état de l'art a permis de relever les différents types de transferts thermiques dans les turbomachines et de circonscrire notre étude.

Puis, une analyse exergetique généralisée, ayant pour but la prise en compte des deux principes de la thermodynamique, a été effectuée et l'évolution de l'indice de performance caractérisant le niveau d'énergie récupérable en fonction des échanges thermiques est étudiée.

Les performances des turbomachines à fluide compressible sont généralement représentées sous forme graphique dans des systèmes de coordonnées adimensionnelles établies avec l'hypothèse d'adiabaticité. Ces cartographies couramment utilisées par les exploitants et constructeurs ne conviennent pas aux machines fonctionnant avec transferts thermiques. L'étude de la similitude des turbomachines thermiques à fluide compressible présentée dans ce travail, propose de nouvelles coordonnées adimensionnelles pouvant être utilisées aussi bien en adiabatique que dans les écoulements avec transferts thermiques.

Enfin, nous proposons un protocole de mesures et un modèle numérique pour l'évaluation des transferts thermiques dans un turbocompresseur.

Certains résultats obtenus montrent que les performances calculées avec l'hypothèse d'adiabaticité de l'écoulement du fluide sont surestimées. Les nouvelles lois de la similitude proposées généralisent le théorème de Rateau au fluide compressible fonctionnant dans n'importe quelle condition et permettent de calculer les échanges thermiques à chaud à partir des résultats d'essai à froid. Une donnée supplémentaire (température de refoulement) est néanmoins nécessaire pour la prédiction complète des performances et des échanges thermiques.

Le modèle numérique de calcul des échanges thermiques proposé donne des résultats en accord avec ceux attendus, mais nécessite des données réelles issues de mesure sur banc pour une validation complète.

Mots clés : transfert thermique, turbomachines, turbocompresseur, micro turbine à gaz, exergetie, performances, similitude.

Abstract

In the conventional turbomachines, calculations are done assuming adiabatic flow. But, the negative influence of external and internal heat exchange on the performance of small turbomachines at low loads and low speeds have been shown by many studies in the literature. Then, this assumption is no longer admissible. The main objective of this thesis is to help remove the assumption of adiabaticity.

A study of the state of art has identified the different kinds of heat transfer and defined the limits of our investigations.

Afterwards, a generalized exergy analysis whose main goal is to take into account the two principles of thermodynamics has been made and the variation of exergy performance versus heat transfer has been studied.

The maps currently used are made with the assumption of adiabaticity. The laws of similarity in turbomachines working with compressible fluid studied propose new dimensionless coordinates that can be used in any operating condition (adiabatic or not). Finally, we present a measurement protocol and a numerical model for calculating heat transfer in a turbocharger.

Some results from our work indicate that the performance of thermal turbomachinery announced regardless of thermal heat exchanges are found to be overestimated. The new laws of similarity proposed generalize the Rateau's theorem to compressible fluid flow in any operating condition and can be used to calculate heat transfer from adiabatic test results. Supplementary information is still required for the complete prediction of performance and heat transfer.

The numerical model for calculating heat transfer gives some results that are in agreement with those expected. But actual data from test bench are required for complete validation.

Keywords: heat transfer, turbomachinery, turbocharger, micro gas turbine, exergy, performance, similarity.

Table des matières

Remerciements	3
Résumé	5
Abstract	6
Table des matières	7
Liste des tableaux	11
Liste des figures	12
Liste des annexes	19
Introduction	23
Chapitre I Etat de l'art de l'étude des transferts de chaleur dans les turbomachines thermiques	27
I. Transferts thermiques dans les turbines à gaz	29
1. Etudes numériques	32
2. Etudes expérimentales	41
II. Transferts thermiques dans les micro-turbines et ultra micro-turbines à gaz	43
III. Transferts thermiques dans les turbocompresseurs	59
Chapitre II Analyse exergetique des turbomachines thermiques	76
I. Bilan exergetique et temperature entropique	77
1. Bilan d'exergie	77
2. Temperature entropique	79
II. Dégradation énergetique dans les turbomachines et création d'entropie	82
1. Dissipations externes	82
2. Dissipations internes	82
a. Pertes par frottement	83
b. Pertes par incidence à l'entrée de la roue ou désadaptation par incidence.	83
c. Pertes par débit de fuite	83
d. Pertes par hétérogénéité	83
e. Pertes par frottements de disques	83
III. Rendements isentropique, polytropique, exergetique et transferts thermiques	84
1. Application à un compresseur de turbocompresseur réchauffé	84
a. Rendement isentropique de compression	85
b. Rendement polytropique de compression	86
c. Rendement exergetique de compression	87

d.	Influence des transferts thermiques sur les rendements polytropique et exergetique de compression	88
e.	Analyse et commentaires	91
2.	Application à une turbine de turbocompresseur avec pertes thermiques	92
a.	Rendement isentropique de détente.....	93
b.	Rendement polytropique de détente	94
c.	Rendement exergetique de détente.....	94
d.	Influence des transferts thermiques sur les rendements polytropique et exergetique de détente.....	95
e.	Analyse et commentaires	97
	Conclusion et recommandations	98
IV.	Repositionnement sur une cartographie d'un point de fonctionnement adiabatique soumis à des échanges thermiques: cas d'une turbine à gaz	99
1.	Bilan énergétique et exergetique de la turbine à gaz au point de fonctionnement adiabatique	102
2.	Bilan énergétique et exergetique de la turbine à gaz dont le compresseur est réchauffé et la turbine refroidie	104
a.	Influence des transferts thermiques sur le point nominal.....	105
b.	Recherche du nouveau point de fonctionnement répondant aux besoins de la production.....	105
c.	Bilan énergétique et exergetique du nouveau point de fonctionnement	110
3.	Comparaison avec les résultats expérimentaux.....	111
	Conclusion.....	113
Chapitre III Similitude des turbomachines thermiques non adiabatiques à fluide compressible		115
	Introduction	116
I.	Aperçu bibliographique.....	117
II.	Conditions de similitude.....	121
1.	Conditions géométriques.....	121
2.	Conditions de fonctionnement	121
a.	Conditions sur les variables aérodynamiques	121
b.	Conditions sur les variables de performance.....	122
III.	Analyse dimensionnelle	126

1.	Variables indépendantes adimensionnelles	126
2.	Variables dépendantes adimensionnelles	128
3.	Généralisation du théorème de Rateau	130
a.	Rappel des coefficients de Rateau définis pour la similitude des turbomachines à fluide incompressible	130
b.	Théorème de Rateau	131
c.	Les nombres sans dimension issus de notre analyse dimensionnelle et les coefficients de Rateau	132
4.	Les nombres sans dimension couramment utilisés	134
IV.	Courbes caractéristiques d'une famille de turbomachines	138
1.	Tracé des courbes de performances d'une famille de compresseurs et de turbines fonctionnant en similitude	138
a.	Compresseur n°1	139
b.	Compresseur n°2	143
c.	Turbine n°1	146
d.	Turbine n°2	149
e.	Analyse et explications des courbes	152
2.	Exploitation des courbes caractéristiques	154
a.	Illustration avec des résultats d'essais à chaud et à froid	155
b.	Analyse des résultats	161
Conclusion.....	162
Chapitre IV Détermination expérimentale et modélisation quasi 1D des transferts thermiques dans un turbocompresseur		164
Introduction		165
I.	Détermination expérimentale des échanges thermiques dans un turbocompresseur	166
1.	Mesures et calculs à effectuer	168
a.	Les paramètres mesurés :	168
b.	Les paramètres déterminés par calculs :	168
2.	Rendement mécanique	169
II.	Modélisation des transferts thermiques dans un turbocompresseur	171
1.	Pertes thermiques dans la volute de la turbine	172
a.	Modélisation géométrique de la volute	172
b.	Modélisation mathématique et numérique de la volute	175

2. Pertes thermiques dans l'huile de lubrification	189
a. Fonctionnement en régime permanent	192
b. Fonctionnement en régime transitoire.....	194
3. Puissance thermique reçue de la turbine par le compresseur	196
4. Calcul de la puissance thermique échangée dans la volute du compresseur.....	197
a. Modélisation géométrique du compresseur.....	197
b. Modélisation mathématique et numérique de la volute	199
5. Résultats de la modélisation	202
a. Pertes thermiques dans le turbocompresseur en régime permanent.....	203
b. Pertes thermiques dans le turbocompresseur en régime transitoire	212
c. Etude de l'effet d'échelle géométrique sur les pertes thermiques dans la volute ..	215
Conclusion.....	218
Conclusion et perspectives	220
Bibliographie	223
Bibliographie	224
Annexes	232
Annexe 1 Calculs détaillés du bilan exergétique au point de fonctionnement adiabatique ..	233
Annexe 2 Calculs détaillés du bilan exergétique au point de fonctionnement non adiabatique	236
Annexe 3 Données géométriques du turbocompresseur	240
Annexe 4 Résultats d'essai à chaud (Turbine étudiée)	241
Annexe 5 Paramètres de calcul de la viscosité d'un mélange des gaz	242
Résumé	244
Abstract	244

Liste des tableaux

Tableau 1 : Variation du rendement par rapport à l'isentropique de la turbine avec pertes thermiques [22]	60
Tableau 2 : Caractéristiques des points de fonctionnement étudiés	89
Tableau 3 : Résultats des calculs de rendements polytropiques et exergétiques de compression aux points de fonctionnement étudiés	90
Tableau 4 : Caractéristiques des points de fonctionnement de la turbine étudiée.....	96
Tableau 5 : Résultats des calculs de rendements polytropiques et exergétiques de détente	96
Tableau 6 : Caractéristiques des points de fonctionnement adiabatique de la turbine à gaz .	101
Tableau 7 : Bilan énergétique et exergétique du point de fonctionnement de la turbine à gaz adiabatique	102
Tableau 8 : Caractéristiques du point de fonctionnement nominal en situation non adiabatique	105
Tableau 9 : Caractéristiques des nouveaux points de fonctionnement non adiabatique	108
Tableau 10 : Bilan énergétique et exergétique du nouveau point de fonctionnement	110
Tableau 11 : Variables indépendantes et leur dimension.....	127
Tableau 12 : Variables dépendantes et leur dimension.....	128
Tableau 13 : Calcul des transferts thermiques au point de similitude de la turbine n°2	158
Tableau 14 : Calcul des transferts thermiques au point de similitude du compresseur n°1 ...	160
Tableau 15 : Valeurs de a et b pour le calcul de A_{ij} et A_{ji} [59]	183
Tableau 16 : Valeurs de A et n pour le calcul du nombre de Rayleigh [64]	186
Tableau 17 : Caractéristiques des points de calcul.....	203
Tableau 18 : Ecart de température du gaz entre l'entrée et le bec de la volute pour différentes températures de paroi et pour un débit massique donné (0,0848 kg/s)	204
Tableau 19 : Ecart de température pour différentes températures ambiantes	205
Tableau 20 : Bilan des pertes thermiques de la turbine en régime permanent.....	209
Tableau 21 : Bilan des échanges thermiques au compresseur en régime permanent.....	210
Tableau 22 : Transferts thermiques à travers des volutes de différentes tailles	216

Liste des figures

Figure 1 : Cycle thermodynamique de Joule Brayton.....	29
Figure 2 : Courbes d'évolution du rendement thermodynamique théorique en fonction du rapport de compression (β) et du travail utile de la turbine à gaz en fonction du rapport de compression et du rapport des températures extrêmes (α).....	30
Figure 3 : Evolution des techniques de refroidissement et augmentation de la température d'entrée turbine [1].....	31
Figure 4 : Compresseur mono étagé avec et sans refroidissement ; rapport de compression en fonction du débit massique réduit [3].....	33
Figure 5 : Rendement par rapport à l'isentropique en fonction du débit massique réduit d'un compresseur mono étagé avec et sans refroidissement [3].....	34
Figure 6 : Distribution de la température (K) du métal calculée avec le modèle de turbulence V2F [4].....	36
Figure 7 : Aubes de turbine avec dispositifs de refroidissement [5].....	37
Figure 8 : Rendements FR-MIX, de Hartsel(HART) et MP-MIX comparés en fonction de la fraction de fluide de refroidissement [6].	38
Figure 9 : Configuration géométrique des canaux de refroidissement et températures moyenne et à la paroi d'une aube [7].....	39
Figure 10 : Distribution de température dans l'aube non refroidie (à gauche) et refroidie (à droite) [9].....	40
Figure 11 : Distribution des contraintes de Von Mises dans l'aube non refroidie (à gauche) et refroidie (à droite) [9].....	41
Figure 12 : Coupe longitudinale et transversale de l'aube de la turbine à gaz étudiée [11]	42
Figure 13 : Schéma détaillé d'une micro turbine à gaz et modèle de transferts thermiques [13].....	44
Figure 14 : Puissance nette de l'Ultra Micro Turbine à Gaz avec des isolations partielles [13].....	46
Figure 15 : Evolution du rapport de compression et rendement par rapport à l'isentropique en fonction des transferts thermiques pour un point de fonctionnement donné [12].....	47
Figure 16 : Modèle thermodynamique de compression selon Gong [14].....	48
Figure 17 : Pertes thermiques aux parois et travail de la turbine [15]	51
Figure 18 : Diagramme entropique de l'évolution du fluide dans la turbine en adiabatique et non adiabatique [15].....	51

Figure 19 : Evolution de la puissance nette en fonction de la température ambiante [16]	52
Figure 20 : Champ de température dans la volute : cas adiabatique [17]	53
Figure 21 : Champ de température dans la volute : cas non adiabatique [17]	53
Figure 22 : Schéma électrique équivalent pour le transfert par rayonnement [17]	54
Figure 23 : Modèle de transfert thermique [19]	55
Figure 24 : Distribution de température (K) dans la micro turbine à gaz [19].....	56
Figure 25 : Architecture d'une micro-turbine à gaz [20]	57
Figure 26 : Puissance nette, le rendement et la puissance spécifique en fonction du taux de détente de la turbine [21].....	58
Figure 27 : Caractéristiques obtenues en considérant la chute de température totale dans la roue et dans la machine [24]	61
Figure 28 : Modèle de compression selon Bohn [18]	62
Figure 29 : Modèle de transfert thermique [18]	62
Figure 30 : Distribution de température dans le turbocompresseur [18].....	63
Figure 31 : Température adimensionnelle du casing en fonction de la température adimensionnelle d'entrée turbine [25].....	63
Figure 32 : Processus de calcul et de conception [26]	64
Figure 33 : Distribution de température dans les parties solides (sections AA et BB) [26]	65
Figure 34 : Contraintes thermiques dans les encoches et surfaces de raccordement [27]	66
Figure 35 : Positionnement des thermocouples dans le turbocompresseur [28]	68
Figure 36 : Répartition des puissances échangées dans le turbocompresseur [29].....	68
Figure 37 : Configuration des résistances thermiques du turbocompresseur [29].....	70
Figure 38 : Transfert d'énergie dans un turbocompresseur [30].....	70
Figure 39 : Transferts thermiques dans le turbocompresseur en fonction du nombre de Reynolds et de la vitesse du vent [30].....	73
Figure 40 : Production d'énergie mécanique par un fluide en écoulement dans une machine [33]	78
Figure 41 : Illustration de la température entropique dans un diagramme T-S.....	79
Figure 42 : Représentation d'une compression dans un diagramme T-S.....	85
Figure 43: Cartographie du compresseur d'un turbocompresseur [40].....	89
Figure 44 : Evolution des rendements polytropique et exergetique en fonction du rapport chaleur reçue sur travail du compresseur	91
Figure 45 : Représentation d'une détente refroidie dans un diagramme T-S.....	92

Figure 46 : Evolution des rendements polytropiques et exergetiques en fonction du rapport quantité de chaleur cédée sur travail de la turbine $0 \leq \frac{q_T}{w_T} < 0,6$	97
Figure 47 : Cartographie du compresseur adiabatique de la turbine à gaz étudiée [41]	99
Figure 48 : Evolution du rendement isentropique en fonction du taux de détente de la turbine associée à la TAG étudiée [41]	100
Figure 49 : Evolution du taux de détente en fonction du débit massique réduit de la turbine associée à la TAG étudiée [41]	100
Figure 50 : Bilan énergétique de la turbine à gaz adiabatique	103
Figure 51 : Bilan exergetique de la turbine à gaz adiabatique	103
Figure 52 : Evolution de la puissance de la turbine à gaz en fonction du rapport de compression en adiabatique et avec transfert thermique.....	106
Figure 53 : Rendement exergetique de la turbine en version adiabatique et non adiabatique en fonction du taux de détente pour deux iso-vitesses réduites de la turbine	107
Figure 54 : Cartographie du compresseur adiabatique de la turbine à gaz étudiée avec position du point de fonctionnement avec transferts thermiques.....	109
Figure 55 : Bilan énergétique de la turbine à gaz au nouveau point de fonctionnement avec échange thermique.....	110
Figure 56: Bilan exergetique de la turbine à gaz au nouveau point de fonctionnement avec échange thermique.....	111
Figure 57 : Évolution du rendement énergétique en fonction de la puissance nette produite (turbine à gaz de Caracas) [17]	112
Figure 58 : Évolution du rendement énergétique en fonction de la puissance nette produite (turbine à gaz étudiée).....	112
Figure 59 : Evolution du taux de détente d'une turbine de suralimentation à chaud et à froid, en fonction du débit massique adimensionnel : résultats expérimentaux [43].....	117
Figure 60: Evolution du rendement isentropique d'une turbine de suralimentation à chaud et à froid, en fonction du débit massique adimensionnel : résultats expérimentaux [34].....	118
Figure 61 : Evolution du taux de détente d'une turbine de suralimentation à chaud et à froid, en fonction du débit massique adimensionnel : résultats expérimentaux [43].....	119
Figure 62 : Evolution du rendement polytropique d'une turbine de suralimentation à chaud et à froid, en fonction de la vitesse adimensionnelle : résultats expérimentaux [34].....	120
Figure 63: Triangles de vitesse semblables pour deux pompes du même type [45].....	122

Figure 64 : Rapport de pression en fonction du débit d'air corrigé, pour différentes valeurs de l'iso vitesse corrigée (turbocompresseur de suralimentation).....	139
Figure 65 : Pouvoir manométrique théorique en fonction du coefficient de débit, pour différentes valeurs de l'iso vitesse réduite (Compresseur n°1).....	140
Figure 66 : Variation d'enthalpie massique adimensionnelle en fonction du débit massique adimensionnel, pour différentes valeurs de l'iso vitesse réduite (Compresseur n°1)	140
Figure 67 : Pouvoir manométrique en fonction du coefficient de débit, pour différentes valeurs de l'iso vitesse réduite (Compresseur n°1)	141
Figure 68 : Travail polytropique adimensionnel en fonction du débit massique adimensionnel pour différentes valeurs de l'iso vitesse réduite (Compresseur n°1).....	141
Figure 69 : Rendement polytropique en fonction du coefficient de débit pour différentes valeurs de l'iso vitesse réduite (Compresseur n°1)	142
Figure 70 : Rendement polytropique en fonction du débit massique adimensionnel pour différentes valeurs de l'iso vitesse réduite (Compresseur n°1).....	142
Figure 71 : Pouvoir manométrique théorique en fonction du coefficient de débit pour différentes valeurs de l'iso vitesse réduite (Compresseur n°2).....	143
Figure 72 : Variation d'enthalpie massique adimensionnelle en fonction du débit massique adimensionnel pour différentes valeurs de l'iso vitesse réduite (Compresseur n°2)	143
Figure 73 : Pouvoir manométrique en fonction du coefficient de débit pour différentes valeurs de l'iso vitesse réduite (Compresseur n°2).....	144
Figure 74 : Travail polytropique adimensionnel en fonction du débit massique adimensionnel pour différentes valeurs de l'iso vitesse réduite (Compresseur n°2).....	144
Figure 75 : Rendement polytropique en fonction du coefficient de débit pour différentes valeurs de l'iso vitesse réduite (Compresseur n°2)	145
Figure 76 : Rendement polytropique en fonction du débit massique adimensionnel pour différentes valeurs de l'iso vitesse réduite (Compresseur n°2).....	145
Figure 77 : Pouvoir manométrique théorique en fonction du coefficient de débit pour différentes valeurs de l'iso vitesse réduite (turbine n°1).....	146
Figure 78 : Variation d'enthalpie massique adimensionnelle en fonction du débit massique adimensionnel pour différentes valeurs de l'iso vitesse réduite (turbine n°1)	146
Figure 79 : Pouvoir manométrique en fonction du coefficient de débit pour deux valeurs de l'iso vitesse réduite (turbine n°1)	147

Figure 80 : Travail polytropique adimensionnel en fonction du débit massique adimensionnel pour deux valeurs de l'iso vitesse réduite (turbine n°1).....	147
Figure 81 : Rendement polytropique en fonction du coefficient de débit pour deux valeurs de l'iso vitesse réduite (turbine n°1)	148
Figure 82 : Rendement polytropique en fonction du débit massique adimensionnel pour deux valeurs de l'iso vitesse réduite (turbine n°1).....	148
Figure 83 : Pouvoir manométrique théorique en fonction du coefficient de débit pour deux valeurs de l'iso vitesse réduite (turbine n°2).....	149
Figure 84 : Variation d'enthalpie massique adimensionnelle en fonction du débit massique adimensionnel pour deux valeurs de l'iso vitesse réduite (turbine n°2)	149
Figure 85 : Pouvoir manométrique en fonction du coefficient de débit pour deux valeurs de l'iso vitesse réduite (turbine n°2)	150
Figure 86 : Travail polytropique adimensionnel en fonction du débit massique adimensionnel pour deux valeurs de l'iso vitesse réduite (turbine n°2).....	150
Figure 87 : Rendement polytropique en fonction du coefficient de débit pour différentes valeurs de l'iso vitesse réduite (turbine n°2).....	151
Figure 88 : Rendement polytropique en fonction du débit massique adimensionnel pour différentes valeurs de l'iso vitesse réduite (turbine n°2).....	151
Figure 89 : Caractéristiques réduites d'une famille de pompes centrifuges multicellulaires [45]	152
Figure 90: Caractéristiques d'un compresseur de l'ONERA dans le repère $\psi = f(\varphi, M_1)$ [50]	153
Figure 91 : Turbocompresseur instrumenté avec un couplemètre [51].....	167
Figure 92 : Cartographie d'une turbine obtenue à chaud [53]	167
Figure 93 : Evolution du couple de frottement en fonction de la vitesse de rotation, et de la température de l'huile pour une pression d'huile donnée [51].....	169
Figure 94 : Evolution du couple de frottement en fonction de la vitesse de rotation, et de la pression d'huile pour une température donnée [51].....	170
Figure 95 : Découpage du turbocompresseur [54]	171
Figure 96 : Coupe de l'ensemble turbine d'un turbocompresseur [55].....	172
Figure 97 : Ensemble carter turbine du turbocompresseur [55].....	173
Figure 98 : Section d'entrée de la volute $\theta = 0$	173
Figure 99 : Section de la volute à $\theta = \pi$	174

Figure 100 : Contour extérieur de la volute	174
Figure 101 : Volume de contrôle sur une portion de volute de la turbine.....	175
Figure 102 : Largeur de la partie supérieure de la volute en fonction du déroulé de la spirale	179
Figure 103 : Schéma d'un turbocompresseur à palier semi-flottant [67]	189
Figure 104 : Palier flottant de turbocompresseur [68]	190
Figure 105 : Axe du turbocompresseur	191
Figure 106 : Modélisation des flux thermiques sur un élément de l'axe central	191
Figure 107: Modèle thermodynamique de la détente dans la turbine	196
Figure 108 : Ensemble compresseur du turbocompresseur [55]	198
Figure 109 : Roue du compresseur.....	198
Figure 110 : Carter du compresseur du turbocompresseur [55].....	199
Figure 111 : Modélisation thermodynamique de la compression	202
Figure 112 : Evolution de la température du gaz dans la volute pour différents maillages ...	203
Figure 113 : Evolution de la température du gaz dans la volute de la turbine en fonction de l'angle azimutal et de température de paroi.....	204
Figure 114 : Evolution de la température du gaz dans la volute de la turbine en fonction de l'angle azimutal et de la température de paroi pour trois valeurs de la température ambiante	205
Figure 115 : Distribution de la température du gaz dans la volute de la turbine	206
Figure 116 : Evolution de la température du gaz dans la volute de la turbine en fonction de la distance et de la température de paroi (la volute a été considérée comme un tronç de cône) [17]	207
Figure 117 : Distribution de la température dans l'axe du turbocompresseur	208
Figure 118 : Pertes thermiques de la turbine en fonction du taux de détente (résultats numériques et expérimentaux) [29].....	211
Figure 119 : Pertes thermiques de la turbine en fonction du débit massique (résultats numériques).....	212
Figure 120 : Evolution de la température dans un volume de contrôle en fonction du temps et du rapport S/V (m^{-1})	213
Figure 121 : Profils de température sur l'axe en fonction du temps	214
Figure 122 : Profils de température sur l'axe en fonction du temps	215

Figure 123 : Evolution du rapport surface d'échange (S) sur le volume (V) de la volute en fonction du rayon d'entrée 217

Figure 124 : Transferts thermiques dans la volute en fonction de la taille de la machine 217

Liste des annexes

Annexe 1	Calculs détaillés du bilan exergétique au point de fonctionnement adiabatique	233
Annexe 2	Calculs détaillés du bilan exergétique au point de fonctionnement non adiabatique	236
Annexe 3	Données géométriques du turbocompresseur	240
Annexe 4	Résultats d'essai à chaud (Turbine étudiée)	241
Annexe 5	Paramètres de calcul de la viscosité de mélange des gaz	242

Notations	Désignation	Unités
a_i	Vitesse du son dans le fluide	m.s^{-1}
a_n	Anergie spécifique	J.kg^{-1}
c_p	Chaleur spécifique à pression constante	$\text{J.kg}^{-1}\text{K}^{-1}$
c_v	Chaleur spécifique à volume constant	$\text{J.kg}^{-1}\text{K}^{-1}$
C_p	Chaleur molaire à pression constante	J.mole^{-1}
C_v	Chaleur molaire à volume constant	J.mole^{-1}
ex	Exergie spécifique	J.kg^{-1}
G	Accélération de la pesanteur	m.s^{-2}
h	Enthalpie spécifique	J.kg^{-1}
k	Coefficient polytropique	
N	Vitesse de rotation	tr.min^{-1}
P	Puissance	W
p_i	Pression d'arrêt	Bar
q	Quantité de chaleur spécifique	J.kg^{-1}
Q	Quantité de chaleur échangée	J
q_m	Débit massique	kg.s^{-1}
q_v	Débit volume	m^3s^{-1}
R	Rayon extérieur de la roue	m
R	Constante des gaz parfaits	J.mole^{-1}
r	Constante propre du gaz	$\text{J.kg}^{-1}\text{K}^{-1}$
r_3	Rayon extérieur de la roue	m
R_i	Richesse	
s	Entropie spécifique	$\text{J.kg}^{-1}\text{K}^{-1}$
s'	Production interne d'entropie spécifique	$\text{J.kg}^{-1}\text{K}^{-1}$
T_i	Température d'arrêt	K
U	Vitesse périphérique de la roue	m.s^{-1}
u	Energie interne spécifique	J.kg^{-1}
w	Travail massique	J.kg^{-1}
w_i	Travail interne massique	J.kg^{-1}

Lettres grecques

μ :	Viscosité dynamique	Pa.s ou $\text{kg.m}^{-1}\text{s}^{-1}$
ρ :	Masse volumique	kg.m^{-3}
ε :	Efficacité, émissivité	
Δex :	Variation d'exergie spécifique	J.kg^{-1}
σ :	Constante de Stefan Boltzmann	$\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$
γ :	Rapport des chaleurs spécifiques	
η_C :	Rendement de compression adiabatique	
η_T :	Rendement de détente adiabatique	
π :	Rapport de compression ou de détente	

Indices

1 :	Entrée compresseur
2 :	Sortie compresseur
3 :	Entrée turbine
4 :	Sortie turbine
a :	Ambiant, air
i :	Interne
ad :	Adiabatique
nad :	Non adiabatique
c :	Circulaire
C :	Compresseur
cn :	Convection naturelle
E :	Entrée
ent :	Entropique
eq :	Equivalent
f :	Fumées
L :	Latérale
Ld :	Latérale droite
m :	Matériau
p :	Polytropique
pad :	Polytropique de l'adiabatique
pfi :	Pertes par frottement interne

ray :	Rayonnement
rec :	Réchauffé
ref :	Refroidi
S :	Sortie
T :	Turbine
ta :	Thermique de l'air
tcd :	Thermique de conduction
tf :	Thermique des fumées
v :	Voute

Abréviations

DTLM :	Différence de température logarithmique moyenne
Nu :	Nombre de Nusselt
Ra :	Nombre de Rayleigh
Re :	Nombre de Reynolds
TAG :	Turbine à gaz

Introduction

Le contexte environnemental actuel est dominé par les problèmes de la crise énergétique et essentiellement du réchauffement climatique qui engendre des catastrophes naturelles (inondations, sécheresse etc.) et perturbe la tranquillité humaine. Les causes précises de ce phénomène d'augmentation de la température moyenne des océans et de l'atmosphère sont controversées. Il existe néanmoins un consensus scientifique quasi général, affirmant qu'il est dû à la production des gaz à effet de serre comme le CO₂ par l'activité humaine. La combustion des combustibles fossiles dans les usines et les transports routiers est responsable des $\frac{3}{4}$ des émissions de CO₂.

Devant cette situation, les actions de recherche et d'innovation sont naturellement orientées vers la réduction des émissions de ces gaz à effet de serre par diverses solutions scientifiques dont l'optimisation du fonctionnement des machines thermiques en transitoire. Dans le domaine des transports routiers, de nombreuses solutions technologiques sont proposées dans les moteurs à combustion interne. Entre autres, l'utilisation de carburants alternatifs aux carburants conventionnels (biocarburants, GPL, GNV et carburants de synthèse), les nouveaux modes de combustion, la diminution de la taille des moteurs à combustion interne (downsizing) et l'utilisation simultanée des turbocompresseurs pour compenser la perte de remplissage.

En aéronautique, les équipements embarqués, ainsi que la propulsion des petits avions et des drones ont augmenté le besoin en matière de sources d'alimentation ayant une densité énergétique élevée. Cette situation a contribué à donner un intérêt grandissant pour les ultra micro-turbines à gaz (puissance inférieure à 100 W), car à masse égale, elles devraient fournir environ vingt fois plus d'énergie que les batteries de stockage.

Les mini-turbines à gaz (puissance inférieure à 100 kW) sont utilisées dans les unités de cogénération pour la production de chaleur et d'énergie électrique.

Les micro-turbines à gaz et turbocompresseurs fonctionnent suivant le même principe thermodynamique que les machines conventionnelles. Mais, des problèmes spécifiques liés à leur taille, affectent les performances (rendement et puissance) dans les faibles charges et basses vitesses. Parmi ces problèmes, le plus important est sans doute celui des transferts thermiques.

En effet, dans les turbomachines conventionnelles, l'estimation des performances se fait en général en admettant l'adiabaticité de l'écoulement du fluide. A pleine charge, les résultats obtenus avec cette hypothèse restent satisfaisants au point de fonctionnement. Mais, de nombreuses études ayant montré l'influence néfaste des échanges thermiques internes et externes sur les performances des turbomachines en général dans les faibles charges et aux

bas régimes, cette hypothèse n'est plus recevable dans les machines à géométrie réduite fonctionnant à des températures élevées (supérieures ou égales à 800 K).

L'étude du thème : « *influence des transferts thermiques sur les performances des turbomachines* » contribue à lever l'hypothèse d'adiabaticité.

Cette contribution est réalisée autour de trois principaux problèmes:

- L'utilisation du rendement par rapport à l'isentropique.
- L'utilisation des champs de fonctionnement des turbomachines établis avec l'hypothèse d'adiabaticité.
- La quantification des flux thermiques échangés.

Pour atteindre ces objectifs, les travaux ont été subdivisés en quatre chapitres.

Une étude de l'état de l'art permettant de relever les différents types de transferts thermiques dans les turbomachines et de circonscrire notre étude constitue le premier chapitre de ce travail.

Bien que parlant de transferts thermiques, l'indice de performance utilisé dans la quasi-totalité des travaux de cette revue bibliographique est le rendement par rapport à l'isentropique qui caractérise la qualité de fonctionnement de la machine. C'est le rapport entre le travail réel et le travail fourni ou reçu par la machine lors d'une transformation isentropique (réversible et sans transferts thermiques). Cet indice n'a plus de sens dans les machines non adiabatiques, mais est toujours utilisé pour caractériser les turbomachines thermiques en général et en particulier les turbocompresseurs et micro-turbines à gaz. Ce qui conduit inévitablement à des résultats imprécis et souvent erronés aux faibles charges. Un nouvel indicateur est donc nécessaire pour caractériser les performances de ces petites turbomachines. Suite à une analyse exergetique généralisée dont le but est la prise en compte des deux principes de la thermodynamique présentée dans le deuxième chapitre, un nouvel indice de performance, le rendement exergetique caractérisant le niveau d'énergie récupérable dans un système énergétique est proposé.

Pour déterminer les performances globales d'une machine à concevoir ou à adapter à diverses conditions de fonctionnement, les constructeurs et utilisateurs se basent souvent sur les champs de fonctionnement obtenus à froid (fonctionnement supposé adiabatique) d'une machine existante, en s'appuyant sur les lois de la similitude. Malgré l'utilisation des codes de calculs performants, les résultats attendus ne correspondent pas toujours à ceux escomptés. Des cartographies capables de prendre en compte les échanges thermiques sont alors nécessaires. Une étude de la similitude des machines thermiques à fluide compressible

effectuée dans le troisième chapitre, propose de nouvelles coordonnées adimensionnelles qui permettent non seulement de généraliser le théorème de Rateau aux machines à fluide compressible, mais d'établir des cartographies utilisables dans les machines non adiabatiques, à partir de résultats d'essais à froid supposés adiabatiques.

L'adiabatisation correcte des machines pose des problèmes techniques difficiles à résoudre et relève la nécessité de déterminer les flux thermiques échangés lors des essais. Nous proposons alors dans le dernier et quatrième chapitre un protocole de mesures et un modèle numérique pour l'évaluation des transferts thermiques dans un turbocompresseur de suralimentation.

Chapitre I

Etat de l'art de l'étude des transferts de chaleur dans les turbomachines thermiques

Introduction

Une turbomachine est un ensemble de pièces mécaniques permettant d'assurer un échange d'énergie entre un fluide en écoulement et un arbre muni d'une roue animée d'un mouvement de rotation. Selon le sens de l'échange, la machine communique de l'énergie au fluide (turbomachine génératrice ou motrice) ou reçoit de l'énergie du fluide (turbomachine réceptrice). Quand cette énergie reçue du fluide ou fournie par le fluide est sous forme thermique, on parle de turbomachines thermiques. L'énergie thermique utilisée par les turbocompresseurs est contenue dans les gaz d'échappement des moteurs à combustion interne et celle mise en jeu dans les turbines à gaz est produite par une chambre de combustion qui est une composante de la machine.

Selon le type de turbomachine, le problème de transferts thermiques se pose différemment. Les performances thermodynamiques d'une turbomachine thermique dépendent :

- ✓ de la température d'entrée turbine ; plus grande est cette température, meilleures sont les performances ;
- ✓ des pertes thermiques et par frottement dans la machine ; plus importantes sont ces pertes, moins bonnes sont les performances.

Les besoins d'amélioration de ces performances conduisent donc à vouloir éviter les pertes (solution technologiquement difficile à réaliser et souvent non rentable par rapport au gain) ou à orienter les recherches vers une augmentation des températures d'entrée turbine et cela n'est pas sans conséquences sur la durée de vie des machines. En effet, les matériaux de construction ont des températures limites supportables. C'est ainsi que dans les turbines à gaz conventionnelles, le problème des transferts thermiques se pose en termes de refroidissement interne de la machine suite à une augmentation de la température d'entrée turbine, et pour les petites machines, la prise en compte des pertes thermiques qui ont une influence négative sur les performances.

I. Transferts thermiques dans les turbines à gaz

Les turbines à gaz industrielles conventionnelles fonctionnent suivant le cycle thermodynamique théorique de Joule-Brayton (Figure 1).

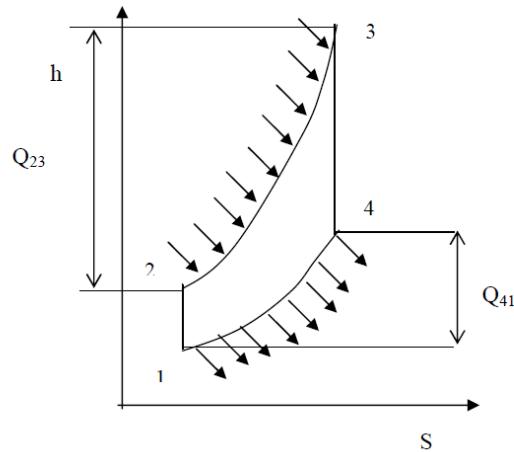


Figure 1 : Cycle thermodynamique de Joule Brayton

Comme le montre la Figure 2, le rendement thermodynamique du cycle théorique de Joule Brayton suivant lequel fonctionnent les turbines à gaz, dépend uniquement du rapport de compression (β). Le travail utile dépend non seulement de (β), mais aussi du rapport des températures extrêmes (α). Pour une valeur de β donnée, plus grand est le rapport α , important est le travail utile. La recherche de la puissance conduit à augmenter la température maximale au détriment du rapport de compression. Elle a atteint presque 2000 K dans les applications aéronautiques et plus de 1700 K dans les applications industrielles [1] et cela nécessite le refroidissement des parties chaudes. Ainsi, selon B. Facchini [1], au cours des vingt dernières années, l'augmentation de la température maximale grâce à des techniques de refroidissement de plus en plus efficaces a été de l'ordre de 10 à 15 K par an. Mais, elle s'accompagne d'une réduction relative des performances, car la détente théoriquement adiabatique est refroidie et le travail utile diminue. Afin de trouver un meilleur compromis permettant de maintenir un niveau acceptable des performances dans les turbines refroidies, d'importants travaux de recherche ont été entrepris depuis 1960 et se poursuivent. Ils visent essentiellement à trouver des techniques de refroidissement des aubages et de nouveaux matériaux aux fins d'augmentation de la température d'entrée turbine.

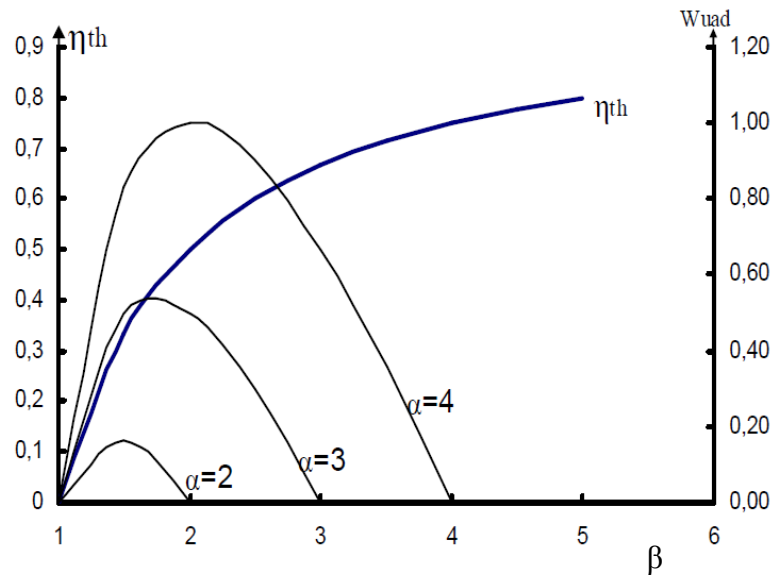


Figure 2 : Courbes d'évolution du rendement thermodynamique théorique en fonction du rapport de compression (β) et du travail utile de la turbine à gaz en fonction du rapport de compression et du rapport des températures extrêmes (α)

β : Rapport de compression ;

α : Rapport des températures extrêmes ;

η_{th} : Rendement thermodynamique du cycle théorique de la turbine à gaz ;

W_{uad} : Travail utile adimensionnel.

Toujours selon B. Facchini [1], la température d'entrée turbine est passée de moins de 1400 K en 1950 par l'amélioration des techniques de refroidissement, à plus de 2400 K en 2010 avec l'apparition des nouveaux matériaux (Figure 3).

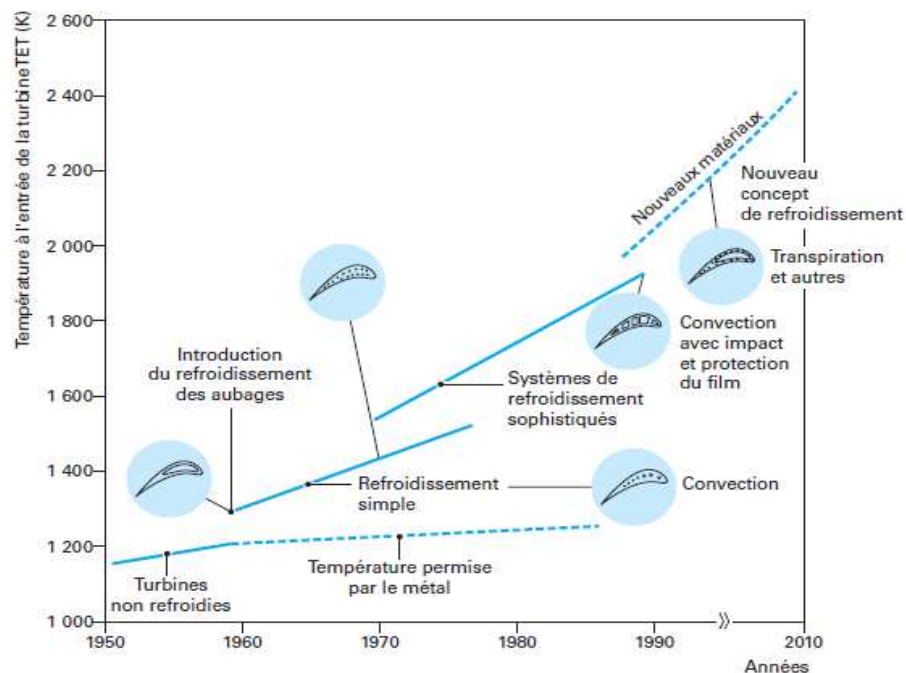


Figure 3 : Evolution des techniques de refroidissement et augmentation de la température d'entrée turbine [1]

Ronald S. Bunker [2] a identifié dix défis thermiques à relever par les chercheurs :

- l'uniformité du refroidissement interne ;
- le refroidissement par film discret ;
- le micro-refroidissement ;
- la réduction de l'impact des flux thermiques ;
- les écoulements secondaires, premier élément de refroidissement ;
- le problème des micro-surfaces 3D des turbines à gaz chaudes ;
- la réduction des contraintes thermiques ;
- le refroidissement contrôlé et adapté ;
- des turbines à gaz à basses émissions ;
- des systèmes de refroidissement cogénérés.

La bibliographie sur le sujet depuis 1950 jusqu'à nos jours est largement fournie et ne peut faire l'objet d'un recensement exhaustif. Nous nous contenterons d'énumérer quelques études récentes depuis 2007. On en distinguera deux types : l'influence des transferts thermiques sur les performances des machines et l'étude des transferts thermiques. Deux

méthodes sont généralement utilisées : la méthode numérique et la méthode expérimentale. Il faut tout de suite remarquer que certains auteurs utilisent simultanément les deux méthodes.

1. Etudes numériques

En 2007, **P.N. Shah et al.** [3] étudient l'influence du refroidissement sur les performances d'un compresseur axial. Ils explorent un nouveau concept dans lequel l'extraction de chaleur a lieu dans le compresseur à la surface des aubes. Ils font une étude paramétrée avec une quantité de chaleur adimensionnelle, et un nombre de Mach à l'entrée et développent des méthodes de calculs des performances des compresseurs dont la surface extérieure des aubes est refroidie.

Le rendement par rapport à l'isentropique, le rapport de compression et le débit massique du compresseur refroidi sont donnés respectivement par les expressions (1.2) , (1.3) et (1.4) .

$$q^* = \frac{\dot{Q}}{\dot{m} h_{t,in}} \quad (1.1)$$

$$\eta_c = \frac{\pi^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1}{\kappa - 1 - \sum q^*} \quad (1.2)$$

$$\pi_{nad} = \left[\frac{1}{1 + q^*} \left(\pi_{ad}^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right) + 1 \right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (1.3)$$

$$\dot{m}_{nad} = \dot{m}_{ad} \frac{1}{1 + q^*} \quad (1.4)$$

q^* : Puissance calorifique adimensionnelle évacuée ;

\dot{Q} : Puissance calorifique évacuée (W);

\dot{m} : Débit massique de fluide (kg/s) ;

$h_{t,in}$: Enthalpie spécifique totale à l'entrée (J/kg) ;

η_c : Rendement par rapport à l'isentropique ;

π_{ad} : Rapport de compression adiabatique ;

π_{nad} : Rapport de compression non adiabatique ;

\dot{m}_{ad} : Débit massique adiabatique (kg/s) ;

- m_{nad} : Débit massique non adiabatique (kg/s) ;
- \mathcal{K} : Rapport de la température de sortie et d'entrée.

Ces méthodes sont appliquées à un compresseur monoétagé, et un autre à huit étages au point de fonctionnement adiabatique. Les résultats de leur investigation indiquent que l'extraction de chaleur au compresseur, permet une augmentation (Figure 4 et Figure 5) :

- du rapport global de compression ;
- du débit massique maximal ;
- du rendement par rapport à l'isentropique.

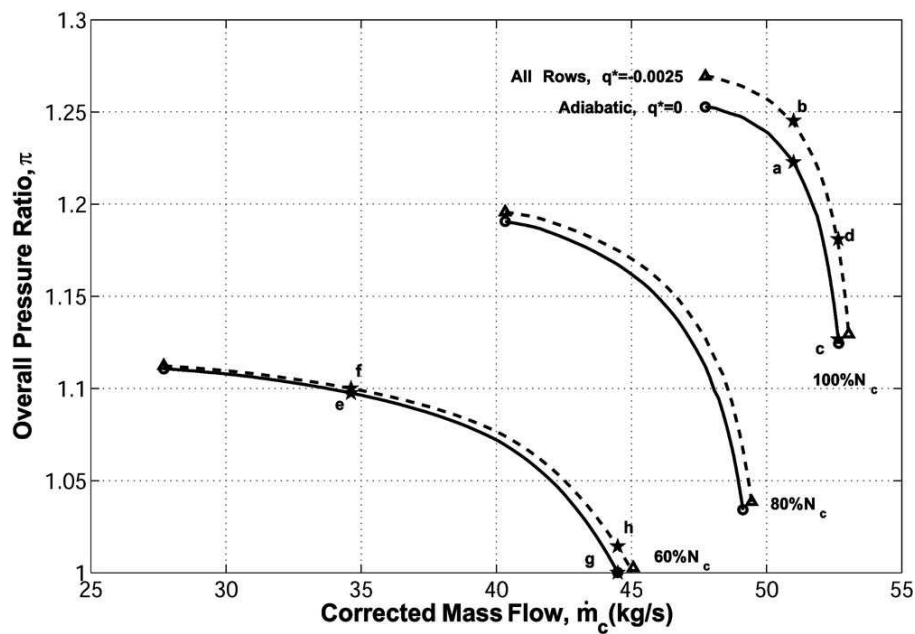


Figure 4 : Compresseur mono étagé avec et sans refroidissement ; rapport de compression en fonction du débit massique réduit [3].

- - - Compresseur refroidi
- Compresseur adiabatique

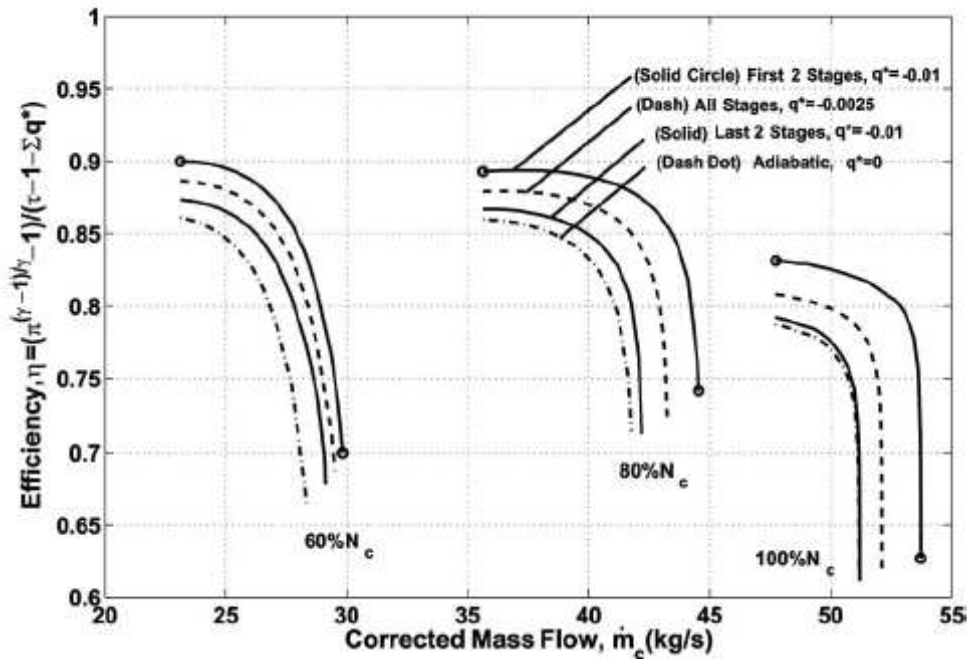


Figure 5 : Rendement par rapport à l'isentropique en fonction du débit massique réduit d'un compresseur mono étagé avec et sans refroidissement [3]

- - - Compresseur adiabatique.
- Compresseur refroidi.

Les résultats obtenus avec un code de calculs tridimensionnels sur un rotor transsonique de la NASA confirment leurs conclusions.

On peut remarquer que les auteurs ont utilisé le rendement par rapport à l'isentropique dont le travail de référence est sans échanges thermiques. Pour cela, ils ont proposé une autre méthode de calcul du rendement par rapport à l'isentropique dans laquelle le travail réversible de référence est censé prendre en compte les transferts thermiques, mais n'a pas été utilisée. Son expression est la suivante :

$$\eta_{nad} = \frac{\pi^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \left(e^{\int_{T_{wall}}^{T_{in,t}} \frac{\delta q^*}{T}} \right) - 1 - q^*}{\kappa - 1 - q^*} \quad (1.5)$$

T_{wall} : Température à la paroi (K)

En 2007, **Jiang Luo et al.** [4] utilisent la méthodologie d'étude de l'écoulement couplé avec les transferts thermiques pour prédire les caractéristiques aérodynamiques du fluide et les propriétés thermiques incluant la température du métal de l'aubage d'une turbine de la NASA dans trois conditions de fonctionnement. L'aubage de la turbine est refroidie par une circulation d'air à travers dix tubes ronds. Les charges aérodynamiques calculées sont en accord avec les données. La température du métal, les transferts thermiques internes et externes calculés sont comparés aux résultats de mesure. Les différences entre le taux de transfert thermique et la température du métal dans diverses conditions de fonctionnement sont bien identifiées.

Le modèle de turbulence V2F utilisé, comparé au modèle $k-\varepsilon$ à bas nombre de Reynolds et au modèle $k-\varepsilon$ non linéaire quadratique, donne un bon accord avec les données expérimentales. Les résultats de cette étude indiquent que la simulation des écoulements couplés avec les transferts thermiques utilisant un modèle de turbulence approprié constitue un outil viable pour l'analyse des transferts thermiques dans les turbines et la conception des systèmes de refroidissement.

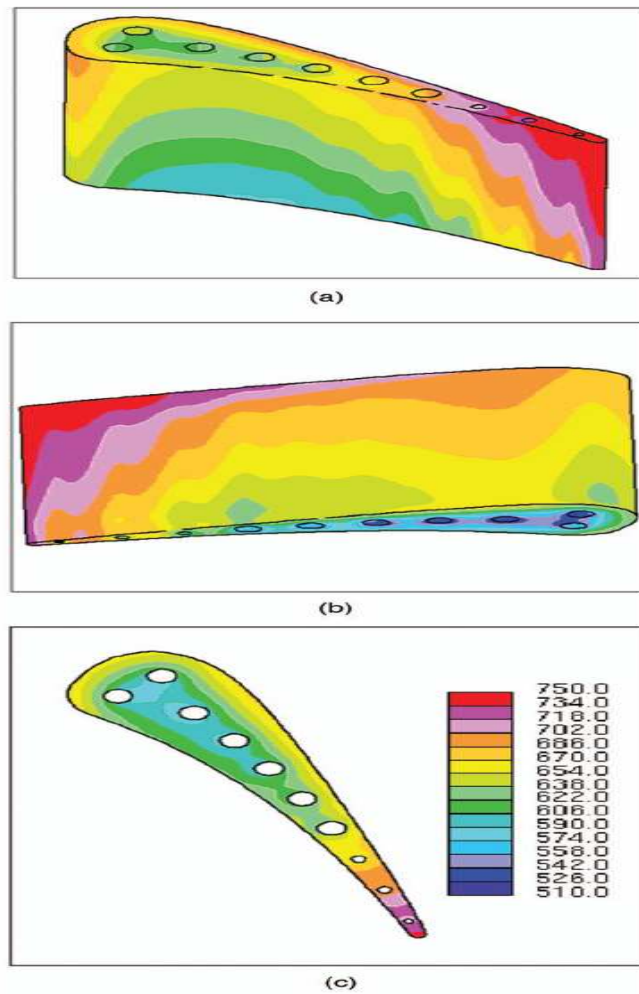


Figure 6 : Distribution de la température (K) du métal calculée avec le modèle de turbulence V2F [4]

En 2008, **A. Harizi et al.** [5] font une simulation 3D de l'écoulement et de l'échange de chaleur dans un canal de refroidissement interne d'une aube de turbine à gaz. Ce canal est muni de perturbateurs dont le rôle est d'accentuer la turbulence afin d'augmenter le niveau des échanges thermiques entre l'air de refroidissement et les parois de l'aube. La simulation est conduite sous Fluent et la formulation RANS (Reynolds Averaged Navier Stokes) est adoptée avec les modèles de turbulence $k-\epsilon$ « realizable » et RSM (Reynolds Stress Number).

Les conclusions de cette étude confirment que :

- la présence d'un obstacle dans l'écoulement conduit à une augmentation des échanges dynamiques et thermiques et permet un refroidissement efficace ;

- l'interaction entre l'écoulement principal et les recirculations génère une forte turbulence dans les zones d'intenses gradients de vitesse et de fortes courbures des trajectoires en amont des perturbateurs ;
- les échanges thermiques sont plus faibles dans les zones de recirculation où l'effet convectif est moins important que l'effet diffusif (le fluide est ralenti) et le nombre de Nusselt est plus faible.

La tentative de validation des résultats numériques de cette étude avec les données expérimentales s'est avérée délicate. Le profil des vitesses est concordant et acceptable, mais pour les tailles des zones de recirculation, un modèle plus affiné est nécessaire pour mieux les décrire.

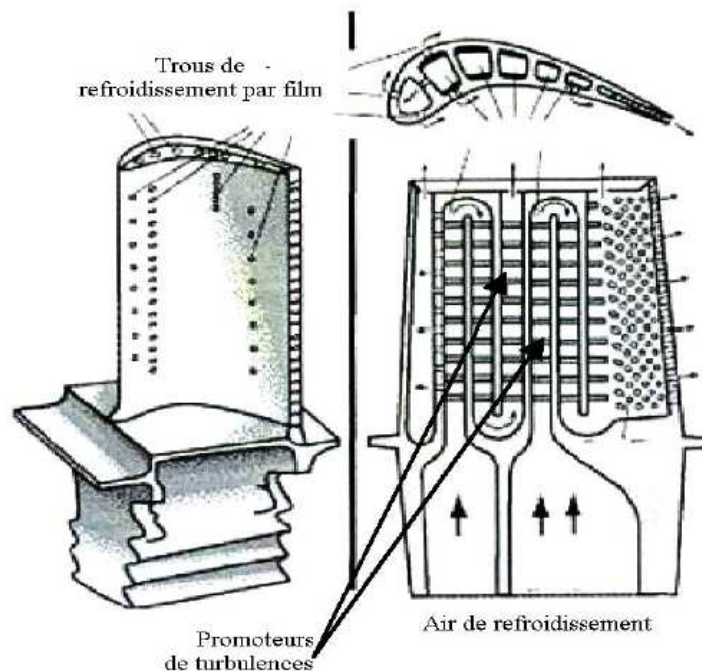


Figure 7 : Aubes de turbine avec dispositifs de refroidissement [5]

En Janvier 2008, **J.H. Horlock et al.** [6] présentent une étude comparée de trois méthodes utilisées par les constructeurs pour le calcul du rendement d'une turbine refroidie. Les trois méthodes sont basées sur la comparaison du travail réel fourni par la turbine à un hypothétique travail idéal de référence. La différence entre les trois méthodes réside dans la définition du travail de référence. Les deux premières méthodes habituellement utilisées par les constructeurs se définissent de la façon suivante :

- le premier rendement appelé aussi le rendement de Hartsel, suppose que les gaz de combustion et le fluide de refroidissement se détendent isentropiquement et séparément ;
- la seconde définition (MP-MIX) stipule que les deux gaz se mélangent à pression constante avant de se détendre isentropiquement ;
- la dernière et récente définition (FR-MIX) indique que les deux gaz se mélangent de façon réversible et adiabaticquement avant la détente isentropique.

La comparaison de ces trois méthodes de calculs effectués sur le premier étage d'une turbine à gaz industrielle multi-étagée, montre une chute linéaire du rendement avec l'accroissement du débit du fluide de refroidissement et des valeurs plus faibles pour la dernière méthode (Figure 8).

Ils déterminent les irréversibilités liées aux écoulements des fluides et observent qu'elles augmentent avec le débit du fluide de refroidissement. Ils montrent finalement que les irréversibilités thermiques associées au refroidissement sont beaucoup plus importantes que les autres, surtout aux grands débits.

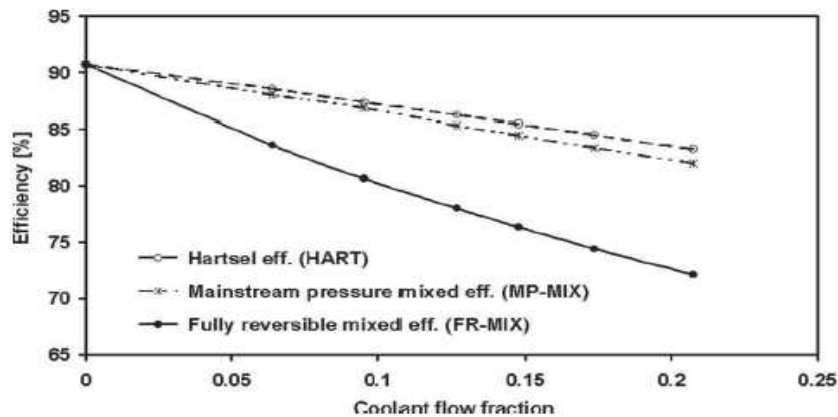


Figure 8 : Rendements FR-MIX, de Hartsel(HART) et MP-MIX comparés en fonction de la fraction de fluide de refroidissement [6].

En Mars 2008, **Wang Zhenfeng et al.** [7] font une analyse thermique bidimensionnelle d'une aube de turbine refroidie dans la couche limite avec deux méthodes couplées (BDM/FDM) : méthode des éléments de frontière et méthode des différences finies. Une stratégie de couplage simple a été adoptée dans laquelle les équations résolues par une méthode permettent de fournir les conditions aux limites à l'autre méthode de résolution. Les équations de Navier Stokes sont résolues par le code HIT-NS (Homogeneous Isotropic

Turbulence-Navier Stokes). La méthode des éléments de frontière est utilisée dans les domaines solides et celle des différences finies dans le domaine fluide. Un critère de convergence est la continuité des températures et du flux thermique aux interfaces fluide/solide. Les résultats numériques issus de la méthode des éléments de frontière sont en bon accord avec les résultats analytiques et ceux du code commercial Fluent 6.2. Cette méthode a l'avantage de simplifier le maillage et de réduire le temps de calcul.

Comparant les résultats de cette analyse avec les résultats numériques d'une paroi adiabatique, une différence significative est observée dans la distribution de la température du métal. Les résultats de cette analyse semblent beaucoup plus proches de l'environnement thermique des turbines.

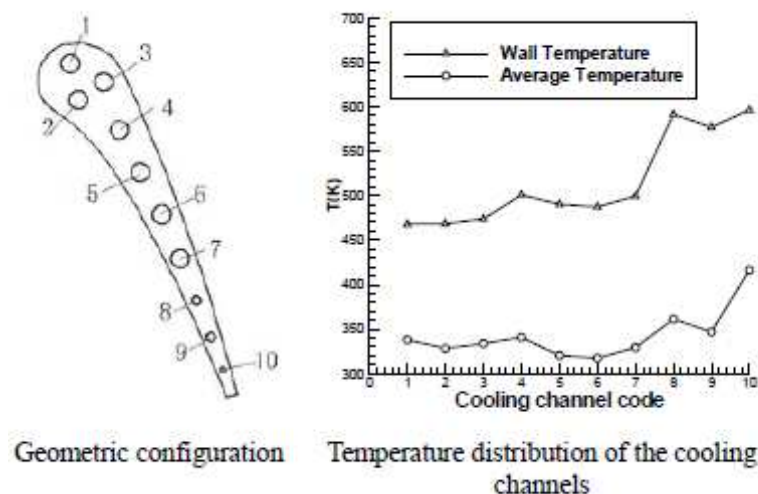


Figure 9 : Configuration géométrique des canaux de refroidissement et températures moyenne et à la paroi d'une aube [7]

En 2009, **F. Duchaine** et al. [8] développent et évaluent une stratégie de couplage d'un code de transferts thermiques dans les parties solides, avec la méthode des simulations des grandes échelles (L.E.S.), appliquée à une aube de turbine refroidie. Les méthodes numériques des deux solveurs sont brièvement rappelées avant de discuter des stratégies de couplage en termes de quantités physiques échangées (températures et flux thermiques), de stabilité et de rendement. L'étude de la stabilité a été réalisée avec une analyse d'amplification matricielle sur un cas unidimensionnel et a permis de déterminer et d'optimiser les paramètres de couplage. Les résultats des simulations couplée et non couplée ont été comparées aux résultats expérimentaux et discutés en terme d'efficacité du refroidissement et de structure de l'écoulement.

En 2010, **Sergio Amaral** et al. [9] présentent la méthode de calcul CHT (Conjugate Heat Transfer) et son application sur les performances et la prédiction de la durée de vie d'une aube de turbine haute pression, fonctionnant avec une très haute température d'entrée turbine. Cet outil d'analyse a aussi été utilisé pour une optimisation aérothermique par les mêmes auteurs dans la deuxième partie de leurs travaux. La méthode de calcul utilise trois solveurs séparés : un solveur pour la résolution des équations de Navier Stokes dans les écoulements de fluides adiabatiques et non adiabatiques, la méthode des éléments finis pour le calcul des transferts thermiques par conduction et des contraintes dans les parties solides et un modèle 1D aérothermique basé sur les frottements et les corrélations de transferts thermiques sur des parois lisses et rugueuses des canaux de refroidissement. Une attention particulière a été portée sur les conditions aux limites permettant de faire la liaison entre les différents solveurs et la stabilité de la procédure de calcul CHT complet. Le modèle de Larson-Miller a été utilisé pour déterminer la tendance à la rupture et la durée de vie des aubages. Ce modèle utilise la température et les contraintes thermiques dans l'aube calculées par les solveurs CHT et FEA (Finite Element Analysis). La méthode de calcul CHT a été validée par des résultats expérimentaux issus de deux essais : un premier essai sur une aube de turbine à gaz non refroidie et un autre sur une aube munie de cinq canaux de refroidissement régulièrement repartis sur la ligne de cambrure. La distribution de température du métal et des contraintes thermiques est représentée par les Figure 10 et Figure 11 et leur impact sur la durée de vie est commenté.

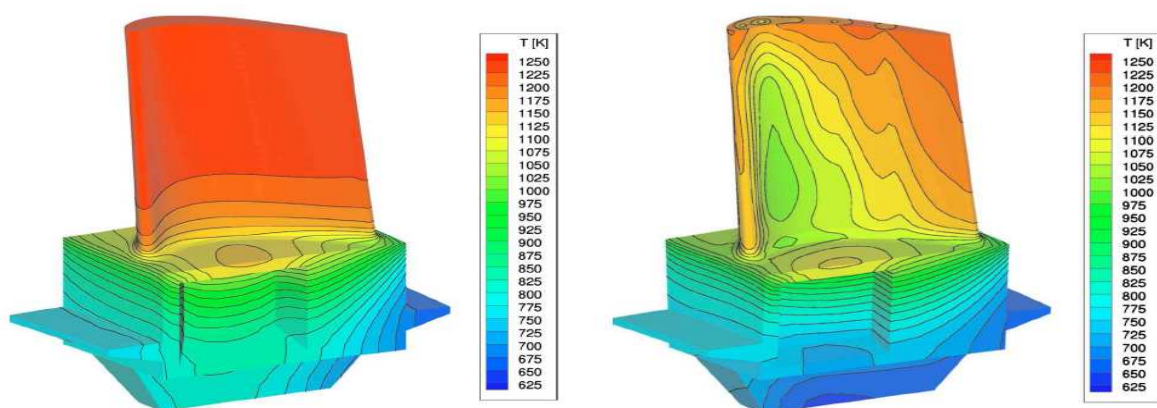


Figure 10 : Distribution de température dans l'aube non refroidie (à gauche) et refroidie (à droite) [9]

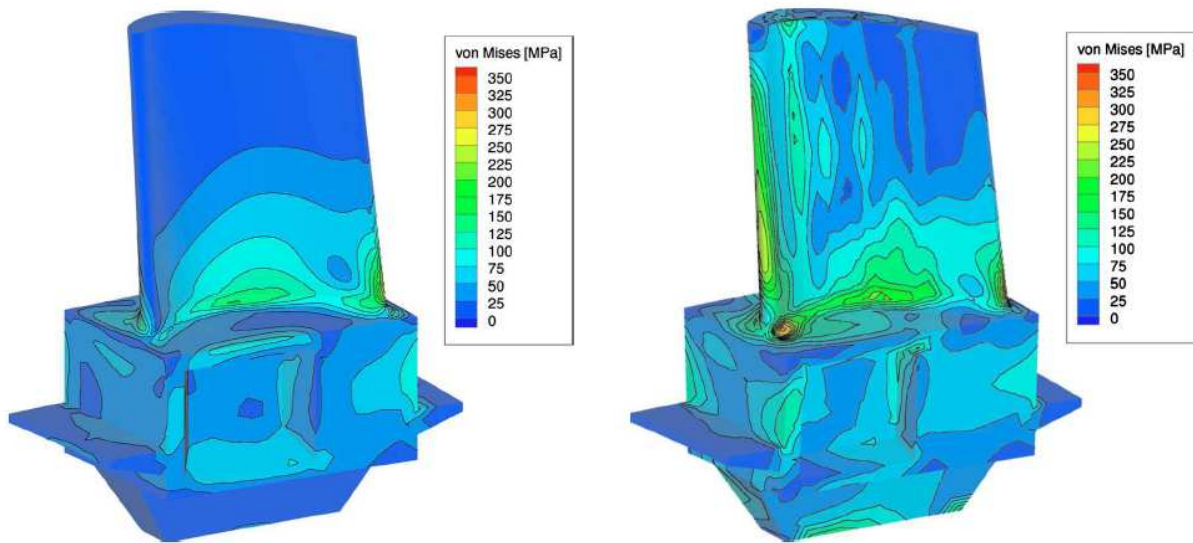


Figure 11 : Distribution des contraintes de Von Mises dans l'aube non refroidie (à gauche) et refroidie (à droite) [9]

2. Etudes expérimentales

En 2008, **Xu G.** et al. [10] présentent une étude expérimentale effectuée pour mesurer la distribution du coefficient d'échange thermique sur un modèle d'aube plate en rotation. Une technique de mesure à cristaux liquides thermo chromiques à l'état d'équilibre, a été utilisée pour mesurer les températures de surface et tous les signaux issus d'une fenêtre de référence en rotation sont collectés par instrumentation télémétrique via une connexion sans fil. De l'air et du dioxyde de carbone (CO_2) ont été utilisés comme liquide de refroidissement. Les résultats de cette étude montrent que l'effet de rotation a une influence significative sur la distribution du coefficient d'échange thermique. Le profil du rapport $\frac{h_g}{h_0}$ (rapport du coefficient d'échange thermique avec un film de refroidissement et sans film de refroidissement) est influencé par les forces centrifuges et que cette influence est beaucoup plus marquée sur les surfaces en dépression.

En 2010, **Ioannis Ieronymidis** et al. [11] font des mesures détaillées de la distribution du coefficient de transfert thermique sur les surfaces internes d'une nouvelle configuration de refroidissement d'une aube de turbine à gaz avec la technique de mesures à cristaux liquides transitoires. La configuration géométrique du système de refroidissement est telle que les

passages du fluide de refroidissement sont reliés à un plenum central, donnant des coefficients de transfert élevés dans les zones en bon contact thermique avec la surface extérieure. Le nombre de Reynolds varie sur toute la longueur à cause de l'éjection de fluide à travers une série de dix neuf trous en quinconce, qui ont été utilisés pour connecter des noyaux céramiques pendant le processus de coulée. Les distributions du coefficient de transfert thermique sur les surfaces des trous de refroidissement sont particulièrement importantes dans la prédiction de la durée de vie, comme le sont les coefficients de transfert dans le trou.

Les résultats de l'étude montrent que dans les trous de passage du fluide de refroidissement, le niveau moyen des coefficients de transfert thermique est fortement influencé par les écoulements croisés à l'entrée.

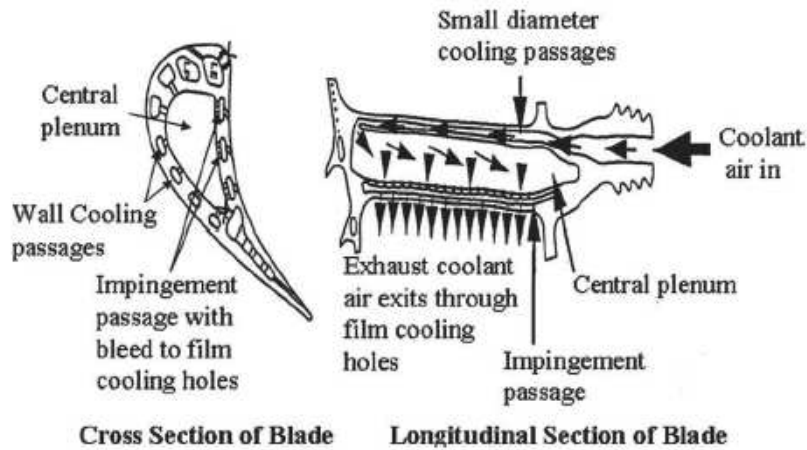


Figure 12 : Coupe longitudinale et transversale de l'aube de la turbine à gaz étudiée [11]

II. Transferts thermiques dans les micro-turbines et ultra micro-turbines à gaz

Depuis plus d'une soixantaine d'années, l'histoire de l'industrie des turbines à gaz a été orientée vers la construction de gros moteurs de plus de 45 tonnes de poussée pour la propulsion des aéronefs et jusqu'à 400 mégawatts (MW) électriques, voire plus dans les applications de centrale de production d'énergie. Vers les années 90, l'intérêt pour les machines de petite taille a augmenté avec la fabrication de machines de quelques dizaines de kilogrammes de poussée pour les petits avions et missiles, 20 à 250 kW pour la production d'électricité (communément appelées « micro-turbines »). Plus récemment encore, des machines de très petite taille de l'ordre de 1 à 10 kW électriques ont fait leur apparition sur le marché [12]. Ces micro-machines et ultra micro-machines sont obtenues à l'aide de la technologie des semi-conducteurs issus du traitement des matériaux comme le silicium et le carbure de silicium avec une précision micrométrique. Cette technologie est connue sous le nom de systèmes micro électromécaniques (MEMS « Micro Electro Mechanic System »). Ce sont des turbomachines centrifuges dont les rapports de pression varient de 2:1 à 4:1 et les températures d'entrée turbine de 1 200 à 1 600 K. Les performances prévues sont proches de celles des turbines à gaz des années 1940. La thermodynamique de ces machines est traitée de façon identique à celle des machines conventionnelles, mais la mécanique diffère en raison des considérations géométriques et des contraintes de fabrication. Compte tenu d'un certain nombre d'éléments, entre autres le rapport surface sur volume élevé, l'hypothèse d'adiabaticité n'est plus admise. Des transferts thermiques internes et externes importants sont donc à prendre en compte. De nombreux auteurs ont travaillé sur le sujet dont quelques résultats de leur réflexion sont présentés par la suite.

En 2003, **Y. Ribaud** [13] modélise les transferts thermiques dans une ultra micro-turbine à gaz. Les principales hypothèses retenues sont les suivantes : pour une vitesse de rotation donnée en fonctionnement adiabatique et non adiabatique,

- le rendement polytropique caractérisant les pertes aérodynamiques reste constant ;

- la puissance mécanique reçue par le fluide au compresseur qui dépend de la vitesse de rotation et des caractéristiques géométriques de la machine ne varie presque pas et est prise comme une donnée d'entrée.

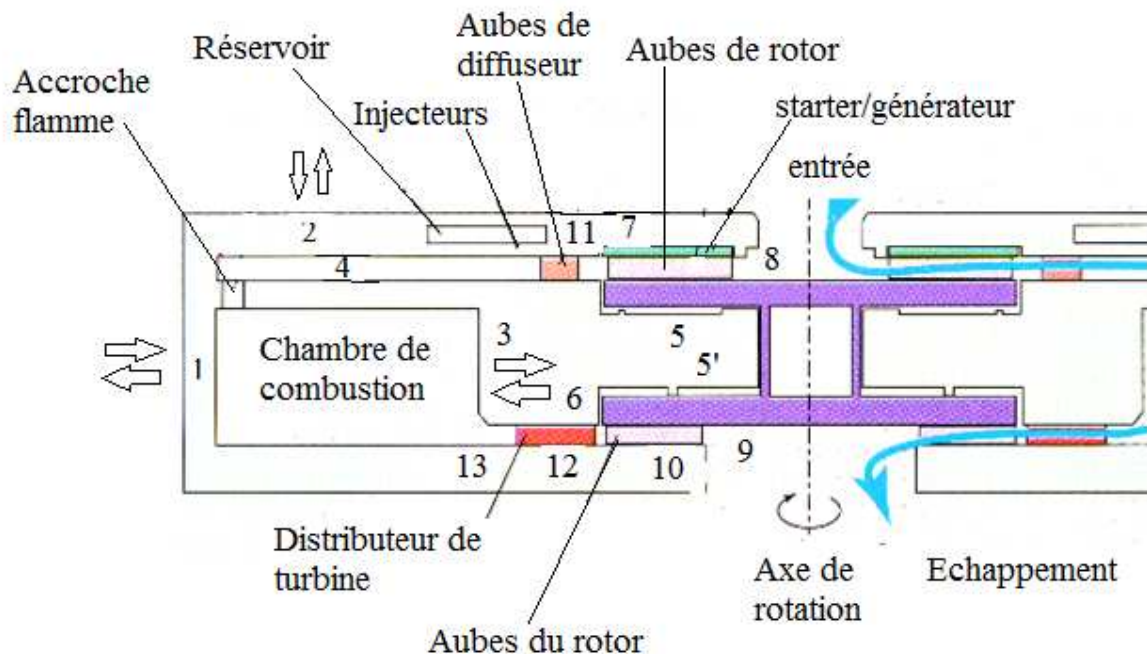


Figure 13 : Schéma détaillé d'une micro turbine à gaz et modèle de transferts thermiques [13]

Les différentes zones d'échanges thermiques sont :

1 : Extérieur vers le stator ; 2 : Fluide vers le stator, canal de mélange ; 3 : Fluide vers le stator, chambre de combustion ; 4 : Fluide vers le stator, diffuseur ; 5 : Rotor/stator vers l'arrière du plateau du compresseur ; 5' : Rotor/stator vers l'arrière du plateau de la turbine ; 6 : Fluide vers le stator, IGV ; 7 : Rotor/stator vers l'avant du plateau du compresseur ; 8 : Fluide vers le rotor du compresseur ; 9 : Fluide vers le rotor de la turbine ; 10 : Fluide vers le stator de la turbine ; 11 : Fluide vers stator, diffuseur lisse ; 12 : Fluide vers le stator, espace sans aubes, vers l'amont des IGV ; 13 : Fluide vers stator, espace sans aubes, amont du rotor de la turbine.

Il établit une proportionnalité entre la puissance calorifique échangée et la puissance mécanique reçue par le compresseur ou fournie par la turbine :

$$\lambda_{comp} = \frac{\dot{Q}_8}{P_{comp}} \quad (1.6)$$

$$\lambda_{turb} = \frac{\dot{Q}_9 + \dot{Q}_{10}}{P_{turb}} \quad (1.7)$$

\dot{Q}_8 : Puissance thermique échangée entre le rotor du compresseur et l'air (W) ;

\dot{Q}_9 : Puissance thermique échangée entre le rotor de la turbine et les fumées (W) ;

\dot{Q}_{10} : Puissance thermique échangée entre le stator de la turbine et les fumées (W) ;

P_{comp} : Puissance mécanique du compresseur (W) ;

P_{turb} : Puissance mécanique de la turbine (W).

Les relations (1.6) et (1.7) permettent de déterminer les nouveaux rapports de compression et de détente par les relations (1.8) et (1.9) .

$$\frac{p_{ib}}{p_{ia}} = \left(\frac{T_{ib}}{T_{ia}} \right)^{\left(\frac{\gamma_{air}}{\gamma_{air}-1} \right) \left(\frac{\eta_{pol,comp}}{1+\lambda_{comp}} \right)} \quad (1.8)$$

$$\frac{p_{ii}}{p_{ih}} = \left(\frac{T_{ii}}{T_{ih}} \right)^{\frac{\gamma_{gaz\ br\ul{e}s}}{(\gamma_{gaz\ br\ul{e}s}-1)(1-\lambda_{turb})\eta_{pol\ turb}}} \quad (1.9)$$

p_{ia} : Pression à l'aspiration du compresseur ;

p_{ib} : Pression au refoulement du compresseur ;

p_{ii} : Pression à la sortie de la turbine ;

p_{ih} : Pression à l'entrée de la turbine ;

γ_{air} : Rapport des chaleurs massiques de l'air ;

$\gamma_{gaz\ br\ul{e}s}$: Rapport des chaleurs massiques des gaz brûlés ;

$\eta_{pol,comp}$: Rendement polytropique du compresseur ;

$\eta_{pol,turb}$: Rendement polytropique de la turbine ;

Tenant compte des matériaux utilisés et du nombre de Biot moyen dans la machine qui est de l'ordre de 0,01 [13], la température est supposée quasi-uniforme au niveau du rotor du compresseur, du rotor de la turbine et du stator. Il y a donc trois niveaux de température. Dans le cas particulier où le disque du rotor et celui de la turbine sont en une seule pièce, on obtient deux niveaux de température.

Il a ensuite fait une étude des transferts thermiques en procédant à des isolations partielles théoriques de chaque élément composant l'ultra micro-turbine à gaz. L'objectif de cette partie est de connaître l'élément à isoler afin d'améliorer les performances de la machine.

Les conclusions de cette étude sont les suivantes :

- ✓ Les transferts thermiques détériorent les performances de la turbomachine et doubler la taille de la machine permet de retrouver une puissance convenable.
- ✓ L'isolation thermique du distributeur permet de récupérer une grande partie de la puissance perdue.
- ✓ L'isolation de la chambre de combustion seule ne permet pas d'améliorer l'efficacité de la combustion.
- ✓ Une meilleure connaissance des coefficients de transfert thermique au faible nombre de Reynolds dans les différentes composantes de la micro-turbine doit être obtenue pour affiner les résultats de l'étude.

C'est une étude paramétrée basée sur un rendement polytropique constant et qui nécessite une connaissance exacte des quantités de chaleur échangées dans les turbomachines.

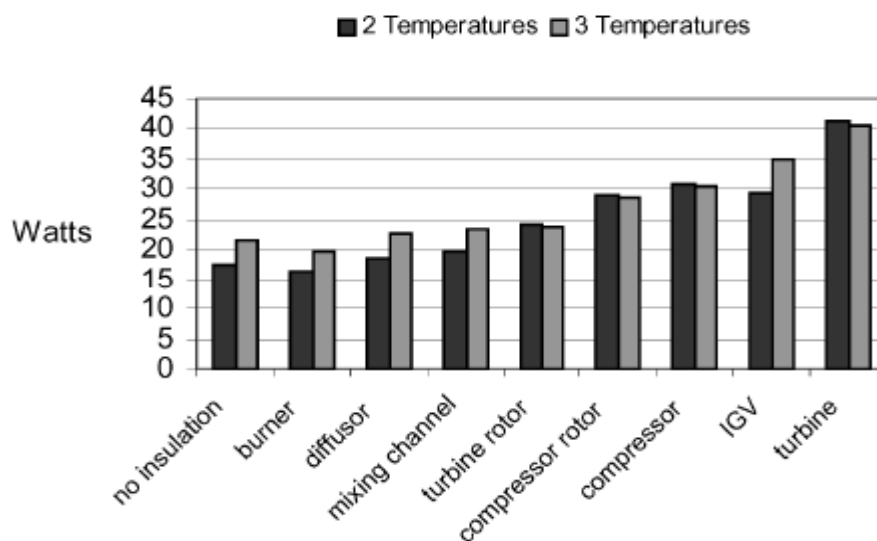


Figure 14 : Puissance nette de l'Ultra Micro Turbine à Gaz avec des isolations partielles [13]

En 2004, **A.H. Epstein** [12] se basant sur une communication privée de Y. Gong en 2002, affirme que l'influence des transferts thermiques sur le compresseur se traduit par une diminution du débit massique, une baisse du rapport de compression et une chute du rendement par rapport à l'isentropique (Figure 14) pour un point de fonctionnement donné.

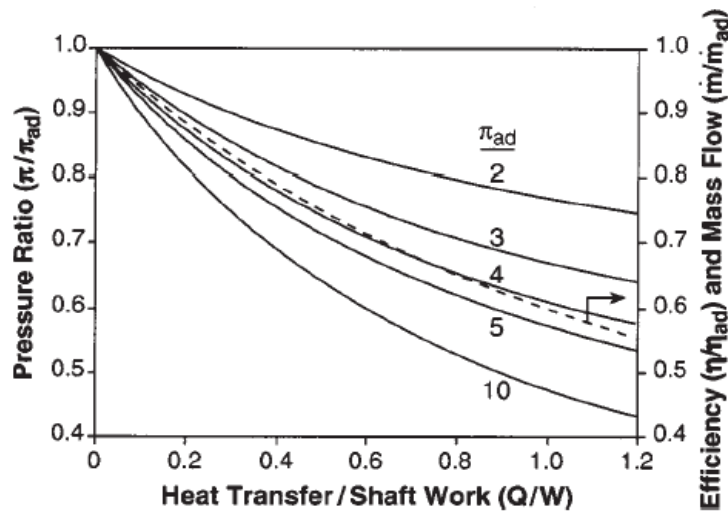


Figure 15 : Evolution du rapport de compression et rendement par rapport à l'isentropique en fonction des transferts thermiques pour un point de fonctionnement donné [12]

En 2004, **Y. Gong et al.** [14] étudient l'aérothermodynamique des micro-turbines à gaz et relèvent les quatre différences fondamentales suivantes entre une micro-turbine à gaz et une turbine à gaz conventionnelle :

- ✓ Le rapport surface/volume élevé est la raison fondamentale pour laquelle l'écoulement dans le micro-compresseur ne peut être considéré comme étant adiabatique ; la dégradation des performances du compresseur associée à son réchauffement par la chaleur venant de la turbine est le premier facteur de dégradation des performances des micro-turbines à gaz.
- ✓ Le couple des forces de frottement aux parois peut être si important que l'utilisation de l'équation d'Euler n'est pas appropriée.
- ✓ Le niveau des pertes dans les diffuseurs des turbines des micro-turbines à gaz peut être plus élevé que celui des turbines à gaz conventionnelles.
- ✓ Le niveau élevé des pertes par vitesse restante est une source de dégradation des performances de la micro-turbine à gaz, due en grande partie aux contraintes géométriques.

Le modèle thermodynamique de compression non adiabatique retenu par les auteurs est représenté en diagramme T-S par la Figure 16, avec les trois hypothèses importantes suivantes :

- Le fluide est réchauffé de façon isobare avant d'être comprimé adiabatiquement (ABC). La compression maximale du fluide a lieu près de la sortie de la roue où la vitesse est élevée, alors que le transfert de chaleur se réalise dans les zones de basse température à l'entrée de la roue.
- Le travail spécifique reçu par le fluide est identique dans les cas adiabatique et non adiabatique pour un compresseur donné. Il est proportionnel à la vitesse de rotation et aux caractéristiques géométriques qui restent constantes et ne dépendent pas de la température pour un point de fonctionnement donné du compresseur.
- Le rendement de compression par rapport à l'isentropique du fluide froid est identique à celui du fluide préchauffé. Cela se justifierait par une faible variation de ce rendement avec la température dans un compresseur.

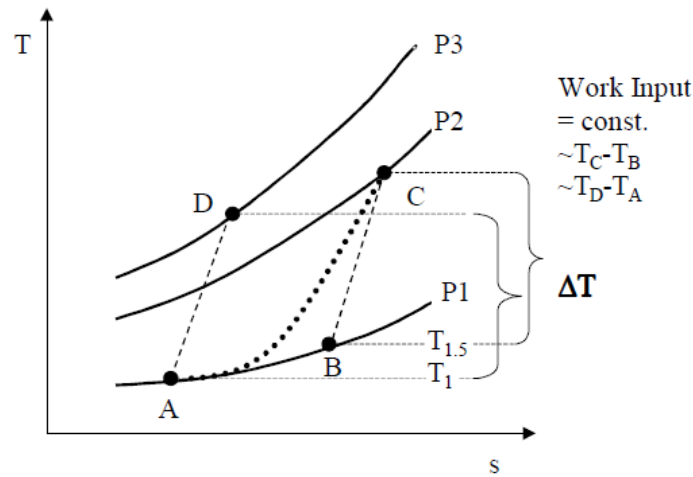


Figure 16 : Modèle thermodynamique de compression selon Gong [14]

Toutes ces hypothèses conduisent aux équations suivantes [14]:

$$\pi_C = \left[\frac{I}{I + Q_H} \left(\pi_{ad}^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - I \right) + I \right]^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad (1.10)$$

$$Q_H = \frac{Q}{h_e} \quad (1.11)$$

$$q_m = q_{mad} \frac{I}{Q_H + I} \quad (1.12)$$

$$\eta_c = \eta_{Cad} \frac{I}{Q_H + I} \quad (1.13)$$

π_{ad} : Rapport de pression du compresseur adiabatique ;

π_c : Rapport de pression du compresseur réchauffé ;

Q : Quantité de chaleur apportée (J);

Q_H : Quantité de chaleur adimensionnelle apportée;

q_m : Débit massique du compresseur réchauffé (kg/s);

q_{mad} : Débit massique du compresseur adiabatique (kg/s);

h_e : Enthalpie à l'entrée ($J.kg^{-1}$);

η_c : Rendement isentropique du compresseur réchauffé ;

η_{Cad} : Rendement isentropique du compresseur adiabatique ;

Les conclusions de cette étude sont les suivantes :

- Le fonctionnement dans des conditions non adiabatiques dégrade les performances des micro-turbomachines à gaz. Le modèle thermodynamique proposé et vérifié avec les résultats du code de calcul CFD FLUENT permet de décrire et de quantifier les effets des transferts thermiques sur les performances du compresseur.
- Les frottements aux parois sont un facteur important de la dégradation des performances de la turbomachine. Une analyse théorique basée sur la conservation du moment angulaire a permis d'établir une équation d'Euler modifiée incluant les effets des frottements aux parois.

$$(1 - \xi)(h_{t2} - h_{t1}) = U_2 V_{\theta 2} - U_1 V_{\theta 1} \quad (1.14)$$

$$\xi = \frac{W_c}{W} \quad (1.15)$$

h_{t2} : Enthalpie massique à la sortie de la roue ($J.kg^{-1}$);

h_{t1} : Enthalpie massique à l'entrée de la roue ($J.kg^{-1}$);

U_1 , et U_2 : Vitesses périphériques entrée et sortie de la roue (m/s);

$V_{\theta 1}$, et $V_{\theta 2}$: Vitesse tangentielle entrée et sortie roue (m/s);

W : Travail fourni par la roue ($J.kg^{-1}$);

W_c : Travail des forces de frottement aux parois ($J.kg^{-1}$);

- Les pertes par frottement dans les diffuseurs des micro-turbines à gaz sont près de dix fois plus importantes que dans les turbines à gaz conventionnelles. Cette étude a donc

montré que ces pertes peuvent être corrélées en termes du nombre de Reynolds et de l'angle de sortie. Une prédiction exacte de ces pertes permettra une bonne adéquation du rotor et du distributeur.

Pour caractériser l'efficacité du compresseur, les auteurs ont encore utilisé le rendement par rapport à l'isentropique qui n'a plus de signification quand la machine n'est plus adiabatique. C'est une étude paramétrée qui ne donne aucune valeur des flux thermiques échangés. En plus l'hypothèse selon laquelle le travail massique est identique est à prendre avec réserve.

En 2005, **T. Onishi et al.** [15] présentent une conception et étude numérique d'une micro-turbine à gaz réalisée avec le solveur elsA développé par l'Onera, pour la résolution des équations tridimensionnelles de Navier Stokes. C'est un logiciel pour la simulation numérique de la dynamique des fluides, utilisant la méthode des volumes finis. La méthode d'intégration numérique est celle d'Euler retrograde avec un schéma Jameson de discrétisation spatiale.

Cette étude aérothermodynamique est réalisée sur une micro-turbine à gaz de quelques millimètres d'échelle, fonctionnant à faible nombre de Reynolds (5 000 à 50 000). Ce qui implique des frottements pariétaux et échanges thermiques plus importants que dans le cas d'une turbine conventionnelle. Les effets aérothermodynamiques aux bas nombres de Reynolds et différentes configurations stator / rotor ont été examinés pour une température de paroi donnée.

Le solveur elsA possède une fonction qui permet de calculer directement le flux thermique normal à travers une paroi isotherme. Les pertes thermiques moyennes au stator et au rotor sont facilement obtenues.

Ainsi, les pertes de chaleur, les effets de viscosité (accroissement de l'entropie) et les écoulements secondaires ont été identifiés par les auteurs comme étant les principaux éléments affectant les performances des micromachines. Les pertes par transferts thermiques seraient tout aussi importantes que les pertes par frottements (Figure 16 et Figure 17).

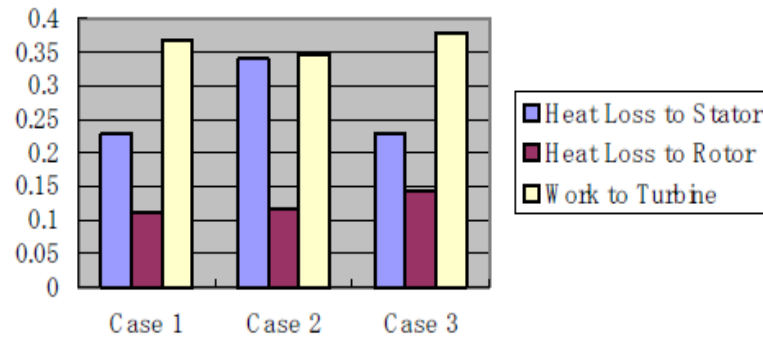


Figure 17 : Pertes thermiques aux parois et travail de la turbine [15]

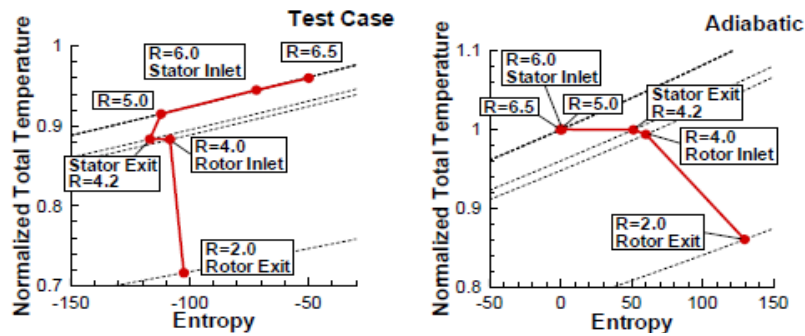


Figure 18 : Diagramme entropique de l'évolution du fluide dans la turbine en adiabatique et non adiabatique [15]

Les résultats de la simulation non adiabatique ont permis d'observer que les effets des pertes de chaleur sur les paramètres cinématiques du fluide sont faibles.

L'influence du nombre d'aubes sur la performance a été vérifiée à l'aide d'une simulation en régime permanent. Plus nombreuses sont les aubes, plus importantes sont les pertes thermiques. Il est donc préférable d'avoir moins d'aubes afin de réduire les pertes thermiques. Au niveau du rotor, l'augmentation du nombre d'aubes a pour conséquence la diminution de la section de passage du fluide et la différence de pression sur la pale, produisant ainsi un effort moins important.

La réduction du nombre d'aubes du stator ne peut se faire sans augmenter le jeu entre le rotor et le stator, ce qui entraînerait des écoulements secondaires importants. L'optimisation de la conception de la turbine doit se faire en prenant en compte ces différents facteurs.

Cette étude qui montre l'influence des transferts thermiques sur la puissance nette délivrée par la machine, est seulement effectuée au niveau de la turbine. L'influence de ces

perles sur les performances du compresseur n'est pas étudiée. Le flux thermique est calculé en considérant une paroi isotherme, donc en régime permanent.

En 2006, **Adrian Vidal et al.** [16] développent un modèle simple d'une micro-turbine à gaz fonctionnant à des températures ambiantes élevées et caractérisent ses performances en vue de son intégration avec les technologies de refroidissement thermiquement activé. Pour développer et valider leur modèle, ils ont utilisé des données expérimentales obtenues à partir d'un banc d'essais de micro-turbines à gaz du centre de recherche CREVER de l'université Rovila et Virgili en Espagne. Les composants de la micro-turbine à gaz et les propriétés thermodynamiques de l'air et des gaz de combustion ont été modélisés et calculés en utilisant un simulateur (Aspen plus). D'importantes informations relatives à la puissance nette, à la consommation de fuel et au débit massique de gaz ont pu être obtenues avec des corrélations empiriques développées dans cette étude.

Les résultats montrent qu'une augmentation de la température ambiante de 24,4 à 28,9°C peut conduire à une réduction d'environ 5% du débit de gaz et une augmentation de la température de sortie du fluide de refroidissement de 7,5°C. Pour les mêmes températures, la puissance nette produite diminue de 5,1% et le rendement autour de 2%.

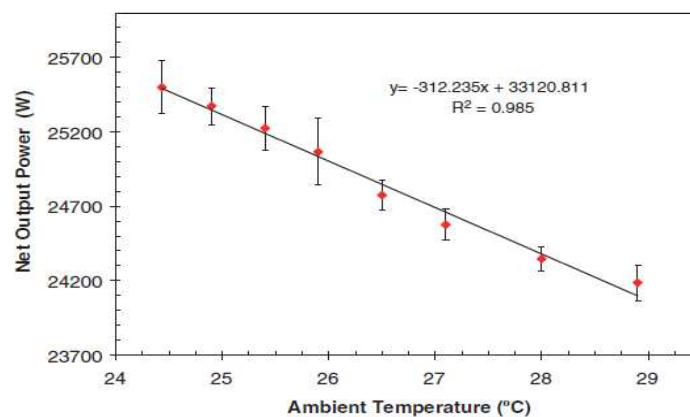


Figure 19 : Evolution de la puissance nette en fonction de la température ambiante [16]

En 2006, **Nathaly MORENO SALAS** [17] modélise les échanges thermiques dans la volute d'une turbine radiale d'une petite turbine à gaz (75 kW) en 3D avec le code commercial CFX-5.5.1 et 1D PERTUBES développé au laboratoire de mécanique et physique de l'Université Pierre et Marie Curie.

Les résultats obtenus avec la simulation 3D (Figure 20 et Figure 21) montrent pour le cas non adiabatique un noyau chaud entouré de fluide plus froid et un profil de température non

uniforme. La plus grande partie des échanges thermiques se fait à travers la paroi de la volute et le reste vers la roue de la turbine.

La Figure 20 correspond à une volute isolée qui n'échange pas de chaleur avec l'extérieur alors que les frottements visqueux aux parois développent une couche limite thermique qui augmente la température. Tous les transferts thermiques ont lieu des parois vers la roue de la turbine.

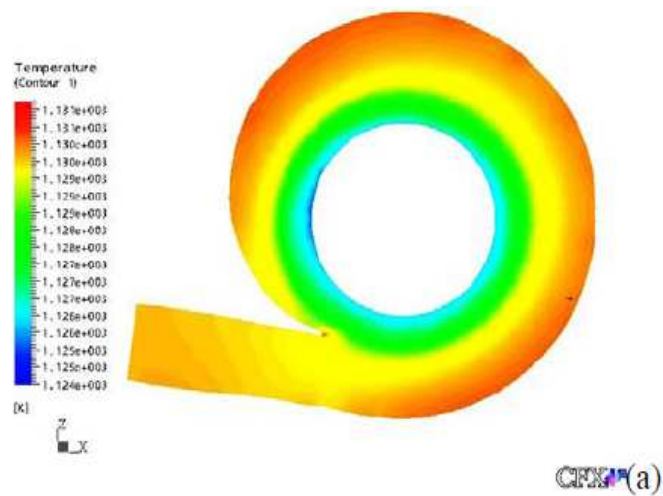


Figure 20 : Champ de température dans la volute : cas adiabatique [17]

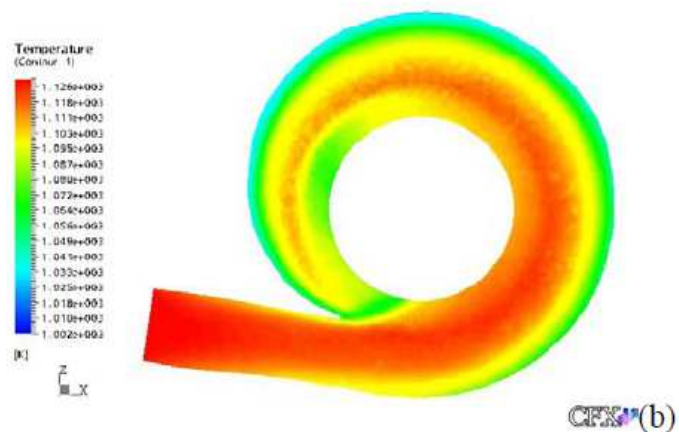


Figure 21 : Champ de température dans la volute : cas non adiabatique [17]

Une condition aux limites de type Neumann a été utilisée pour les deux cas de figure avec deux flux de chaleur de $-60\,000\text{ W/m}^2$ et $-120\,000\text{ W/m}^2$

Ces transferts thermiques semblent ne pas affecter les caractéristiques aérodynamiques du fluide dans la volute.

Dans la modélisation 1D, l'auteur considère la volute comme un tronc de cône dont le diamètre d'entrée est égal à celui du conduit d'admission et le diamètre de sortie égal à celui du bec. La longueur du cône est égale au périmètre intérieur de la volute. Elle effectue le bilan d'énergie sur une section de longueur dx en considérant un transfert par convection et un transfert par rayonnement et obtient l'équation (1.16).

$$\dot{m}_w c_p (T_i - T_{i-1}) = 2\pi r_i dx \left[\tau_{gp} \sigma (T_i^4 - T_p^4) + h_c (T_i - T_p) \right] \quad (1.16)$$

\dot{m}_w : Débit massique du gaz dans la volute (kg/s) ;

c_p : Chaleur spécifique moyenne du gaz (J/kg.K) ;

T_i : Température du gaz dans le volume de contrôle i (K) ;

T_{i-1} : Température du gaz à l'entrée du volume de contrôle i (K) ;

T_p : Température de la paroi (K) ;

h_c : Coefficient d'échange convectif ($\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$) ;

τ_{gp} : Facteur de forme ;

σ : Constante de Stefan Boltzmann ($5,67 \cdot 10^{-8} \text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$).

Afin de déterminer le facteur de forme τ_{gp} relatif au transfert par rayonnement, une analogie électrique a été proposée avec le schéma de la Figure 22 .

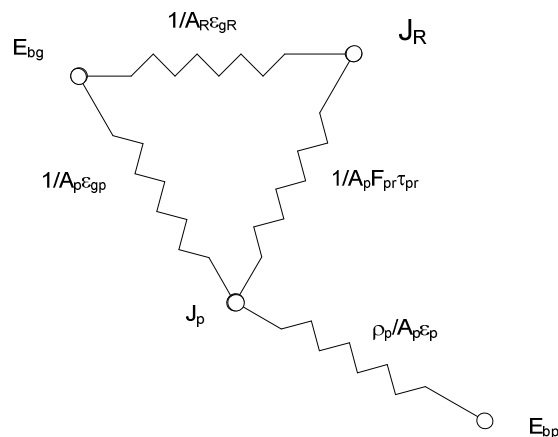


Figure 22 : Schéma électrique équivalent pour le transfert par rayonnement [17]

Les résultats obtenus en 1D semblent être en adéquation avec ceux du modèle 3D et les transferts par convection sont plus importants que ceux par rayonnement quand la température à la paroi est plus basse.

Ce modèle de pertes 1D a permis de faire des comparaisons pour trois conditions de fonctionnement : une paroi adiabatique avec flux thermique imposé, une température de paroi de 600 K et une autre de 1000 K. Cela a permis de conclure que les pertes thermiques augmentent quand la température de la paroi diminue. Il est important de noter que dans la méthodologie utilisée, l'auteur a considéré que la température extérieure est identique à celle de la paroi. Ce qui n'est pas juste car cela signifierait qu'il n'y a pas de transfert thermique vers l'extérieur.

Mais, cette étude a seulement été limitée au niveau de la volute de la turbine alors que Bohn [18] a montré qu'une partie de la chaleur aussi faible soit-elle, est transférée au compresseur et dégrade ses performances.

En 2007, T. **Verstraete et al.** [19] réalisent une étude numérique des transferts thermiques dans une micro-turbine à gaz. Ils utilisent deux codes de calculs couplés : un code CFD (TRAF3D) pour la résolution des équations de Navier Stokes non adiabatiques dans les domaines fluides et un code FEA (SAMCEF) dans les zones solides.

Le code TRAF3D résout les équations de Navier Stokes compressibles tridimensionnelles en utilisant la méthode de RUNGE KUTTA à plusieurs étapes et différences centrées, appliquée aux volumes finis.

Le SAMCEF est un code commercial qui calcule les transferts de chaleur en régime permanent en utilisant un maillage avec des éléments tétraédriques quadratiques.

Le modèle de transfert thermique retenu est représenté par la Figure 23 et la distribution de la température par la Figure 24.

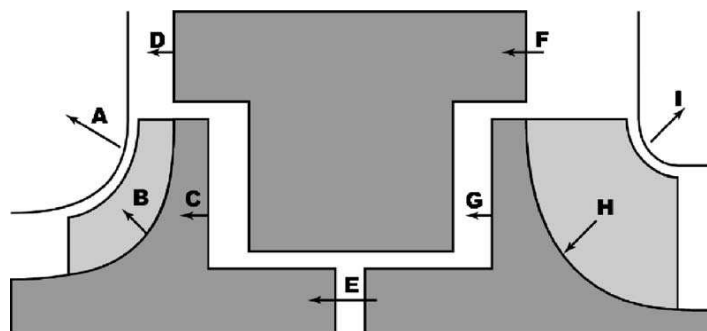


Figure 23 : Modèle de transfert thermique [19]

NB : A, B, ..., G représentent les différents flux thermiques dans la micro-turbine à gaz.

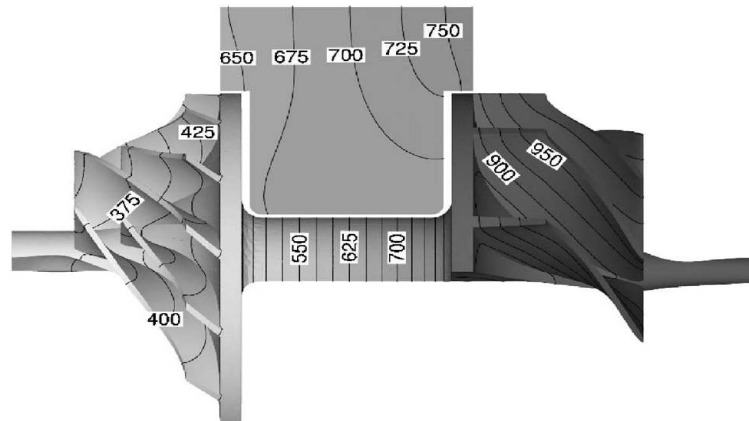


Figure 24 : Distribution de température (K) dans la micro turbine à gaz [19]

Les résultats de cette étude relèvent trois principales contributions des transferts thermiques internes :

- Les transferts thermiques dans l'axe central augmentent linéairement avec le facteur d'échelle. Ils peuvent être calculés par une approche analytique unidimensionnelle.
- Les transferts thermiques dans les cavités (domaine fluide), varient avec le carré du facteur d'échelle et dépendent essentiellement de la conductivité thermique du fluide.
- Les transferts de chaleur sur les grandes surfaces de diffuseur et les buses sont la principale contribution. Ils peuvent être considérablement réduits par une simple modification de la géométrie du stator. Ces transferts de chaleur dépendent à la fois des propriétés du solide et du fluide, mais essentiellement de la conductivité du fluide.

Le corps central a été supposé adiabatique et les pertes par rayonnement ont été négligées. Le stator a été considéré comme étant adiabatique.

En 2009, **S. Burguburu et al** [20] font une étude aérodynamique numérique de conception d'un ultra micro-compresseur et d'une micro-turbine. Ce travail était inscrit dans un programme de recherche à l'ONERA appelé DECAWATT, dont l'objectif était de réaliser des prototypes d'ultra micro-turbines à gaz de puissance électrique allant de 10 à 100 W. Les calculs ont été effectués par le code eISA et les résultats semblent ne pas être loin de la cible (résultats escomptés). Un problème important relevé est la conception de la conduite d'échappement car il semble que la réduction de la pression dans cette partie de la turbine est

le moyen le plus intéressant pour augmenter la puissance produite. La conception du rotor doit aussi satisfaire aux exigences mécaniques sans détériorer son efficacité.

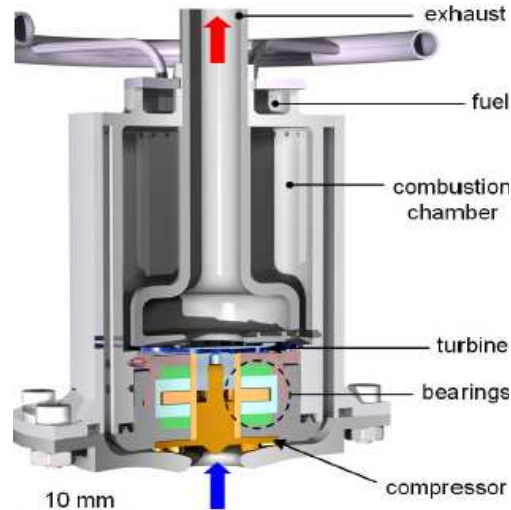


Figure 25 : Architecture d'une micro-turbine à gaz [20]

En 2010, **Lei Fu et al** [21] étudient la conception aérodynamique et géométrique et font une investigation numérique des performances d'une ultra micro-turbine radiale de taille millimétrique (le diamètre du rotor est de 10 mm). Quatre types de profils de rotor ont été conçus, comparés entre eux afin de choisir le profil approprié pour la micro-turbine radiale. Les pertes par vitesse restante ont été identifiées comme étant la principale source de dégradation des performances. L'approche de l'amélioration de la structure géométrique des aubes du rotor et du profil du diffuseur est adoptée pour réduire le nombre de Mach à la sortie, permettant ainsi d'améliorer le rendement total à statique. Différentes des turbines à gaz conventionnelles, les micro-turbines à gaz fonctionnent avec des nombres de Reynolds très faibles (10^4 - 10^5), ce qui a un impact significatif sur le décollement de l'écoulement, les transferts thermiques et la transition du laminaire au turbulent. En vue d'une sélection du meilleur profil de rotor, plusieurs configurations de micro-turbines à gaz avec trois différents jeux axiaux (0,1 mm, 0,2 mm et 0,3 mm), deux conditions de paroi isotherme et deux modèles de transition du laminaire au turbulent ont été étudiés pour comprendre l'influence particulière des faibles nombres de Reynolds. Cette influence sur les performances de la micro-turbine à gaz a été analysée en détail. Les résultats indiquent que ces configurations doivent être incluses et soulignées lors des processus de conception des micro-turbines radiales.

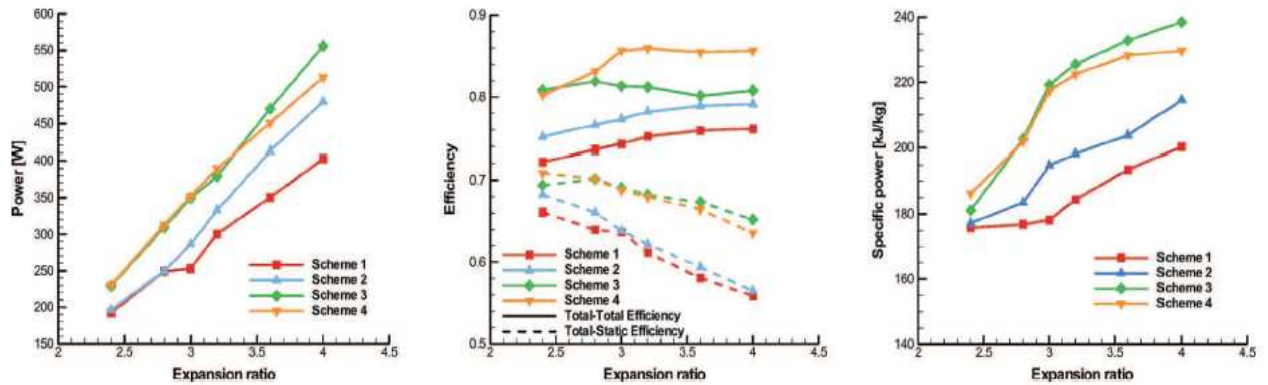


Figure 26 : Puissance nette, le rendement et la puissance spécifique en fonction du taux de détente de la turbine [21]

Les équations de Navier Stokes ont été résolues avec le logiciel commercial NUMECA ERANUS. Le modèle de turbulence à une équation de Spalart-Allmaras a été utilisé. Les résultats de la simulation ont été comparés à des données expérimentales et la différence a été jugée acceptable. L'algorithme de Runge Kutta d'ordre 4 est utilisé pour l'intégration numérique temporelle ainsi que la méthode implicite de lissage pour l'obtention d'un nombre CFL élevé.

Concernant l'influence des pertes thermiques, deux températures de paroi (821 K et 703 K) représentant respectivement 70 et 60% de la température d'entrée turbine ont été utilisées comme conditions limites à la paroi isotherme de la micro-turbine à gaz. Les résultats indiquent une augmentation des débits massiques de 3,9% et 5,3% par rapport à la configuration adiabatique. Cette différence des débits massiques est attribuée à une augmentation de la densité due au fait qu'avec les transferts thermiques, la température du fluide est beaucoup plus faible. Les pertes thermiques dans le stator sont plus importantes que dans le rotor car la différence de température entre la paroi et le fluide est beaucoup plus grande.

III. Transferts thermiques dans les turbocompresseurs

Les turbocompresseurs ont connu leur développement depuis 1980 avec celui des moteurs Diesel. De ce fait, et contrairement aux micro-turbines à gaz, la bibliographie sur le problème des transferts thermiques est très fournie.

En Février 1983, **J. F. Léone et al.** [22] présentent une étude de modélisation d'un groupe turbocompresseur d'automobile en prenant en compte les transferts thermiques dans les volutes du compresseur et de la turbine. Après avoir établi une relation entre le rendement isentropique adiabatique et non adiabatique, ils émettent une hypothèse de proportionnalité des échanges thermiques avec le débit massique (1.17). Les résultats de cette étude donnent une bonne adéquation avec les résultats expérimentaux. Par contre une valeur du rendement isentropique de la transformation non adiabatique est supérieure à un au faible taux de détente (Tableau 1). Ce qui pose immédiatement le problème de l'utilisation du rendement isentropique pour une machine non adiabatique.

$$\eta_{SqT} = \eta_{ST} + \frac{A}{\Delta h_{ij}} \quad (1.17)$$

η_{ST} : Rendement par rapport à l'isentropique de la turbine adiabatique ;

η_{SqT} : Rendement par rapport à l'isentropique de la turbine non adiabatique ;

A : Coefficient de proportionnalité qui est aussi la perte thermique par unité de masse du fluide ;

Δh_{ij} : Variation d'enthalpie spécifique pour une détente isentropique (J/kg K);

δ_C : Rapport de compression.

η_s	δ_c	A (kJ/kg)	Pertes thermiques (kW)	η_{sq}	$\frac{\eta_{sq}}{\eta_s}$
0,65	1,45	30	2,37	1,023	1,57
0,65	1,55	30	2,56	0,932	1,43
0,65	2,16	30	4,06	0,785	1,22

Tableau 1 : Variation du rendement par rapport à l'isentropique de la turbine avec pertes thermiques [22]

En 1983 à TOKYO au Japon (IGTC), **Rautenberg et al.** [23] exposent une étude de l'influence des transferts thermiques entre la turbine et le compresseur sur les performances des petits turbocompresseurs. Ils affirment que pendant le fonctionnement du turbocompresseur, une quantité considérable de chaleur est transférée à l'extérieur et au compresseur. Par conséquent, l'écoulement du fluide dans le compresseur et de la turbine est fortement non adiabatique. Les flux thermiques doivent être pris en compte et une distinction claire doit être faite entre les rendements adiabatique et non adiabatique.

En 1987, **H. Gayvallet et al.** [24] publient un article intitulé : « *Modélisation d'une turbine centrifète de suralimentation* ». Ils exposent une méthode de calcul permettant, à partir des conditions d'entrée fixées, de prédire le comportement stationnaire d'une turbine centrifète de suralimentation simple ou double entrée. L'écoulement est d'abord supposé relatif à un gaz parfait, stationnaire et axisymétrique. La méthode consiste à découper la machine en un certain nombre d'éléments caractéristiques où l'écoulement est entièrement décrit, puis le passage d'une section à la section suivante s'effectue par le biais des équations classiques de la thermodynamique et de la mécanique sur lesquelles sont greffés des modèles de pertes aérodynamiques. Ils s'interrogent ensuite sur la validité de l'hypothèse d'adiabaticité et établissent un modèle de pertes thermiques dans la volute. Les résultats soulignent l'importance de l'écart entre les caractéristiques adiabatiques et non adiabatiques (Figure 27), surtout dans les faibles taux de détente. Mais les calculs effectués révèlent que le point de fonctionnement n'est que très peu modifié par les échanges thermiques.

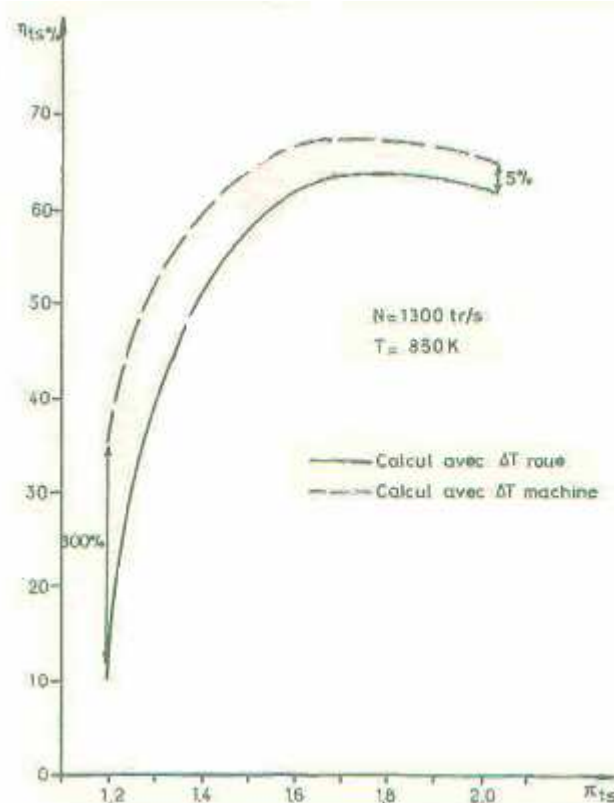


Figure 27 : Caractéristiques obtenues en considérant la chute de température totale dans la roue et dans la machine [24]

En 2003, lors de la conférence de Turbo expo (Power for Land, Sea and Air) à Atlanta en Georgie (USA), **Dieter Bohn et al.** [18] présentent une étude couplée des caractéristiques de l'écoulement et des transferts thermiques sur un turbocompresseur. Ils le découpent en trois parties significatives en adoptant le modèle thermodynamique de la Figure 29 : la turbine, le carter central et le compresseur. Un bilan d'énergie effectué sur chaque segment permet d'évaluer la quantité de chaleur et la puissance mises en jeu. Une partie de la chute d'enthalpie est transférée à la roue du compresseur via l'arbre central, une autre partie est évacuée vers l'extérieur par convection naturelle et rayonnement et une troisième partie transférée à l'huile de lubrification des paliers.

Pour la modélisation numérique, le compresseur et la turbine sont subdivisés en plusieurs segments de formes simples périodiques et les volutes ont été considérées comme des bagues annulaires. Le carter central axisymétrique constitue un seul bloc. La cavité intérieure du système de refroidissement est assimilée à une forme géométrique simple. Le code CHT a été utilisé pour résoudre les équations tridimensionnelles compressibles de Navier Stokes dans les domaines fluides. Le schéma numérique implicite est basé sur la méthode des volumes finis

avec la technique « multi bloc ». L'équation de Fourier est résolue dans les domaines solides. Un nombre de Nusselt (adimensionnel) fonction d'un nombre de Reynolds artificiel a été développé pour les transferts thermiques par convection.

Cette étude de l'écoulement du fluide couplé avec les phénomènes thermiques, paramétrée avec diverses valeurs du débit massique et de la température a permis d'obtenir le profil de température dans le turbocompresseur (Figure 30).

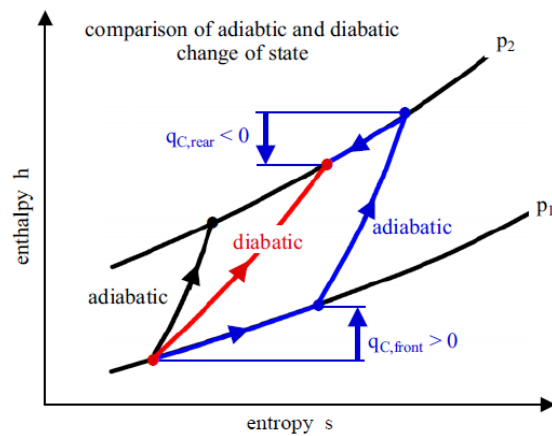


Figure 28 : Modèle de compression selon Bohn [18]

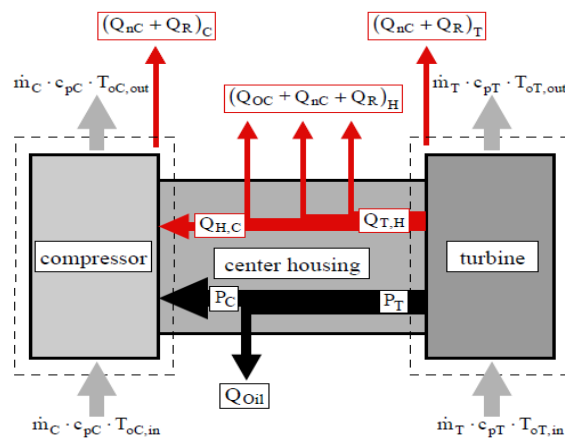


Figure 29 : Modèle de transfert thermique [18]

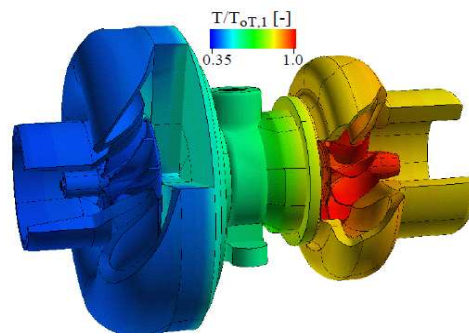


Figure 30 : Distribution de température dans le turbocompresseur [18]

Les résultats permettent de conclure que pour les faibles nombres de Reynolds, le compresseur est réchauffé par la chaleur provenant de la turbine et ses performances se dégradent. Il est donc important de tenir compte du compresseur non adiabatique, élément essentiel du turbocompresseur dont les performances ont une influence sur celles du moteur à combustion interne.

Après la modélisation numérique n'incluant pas les échanges radiatifs, ils étudient expérimentalement les transferts thermiques dans le turbocompresseur en fonction des températures d'entrée turbine et du débit massique [25]. Ils concluent que les transferts thermiques par rayonnement sont négligeables et que la température du carter turbine et du compresseur augmente en fonction de la température d'entrée turbine comme le montre la Figure 31 :

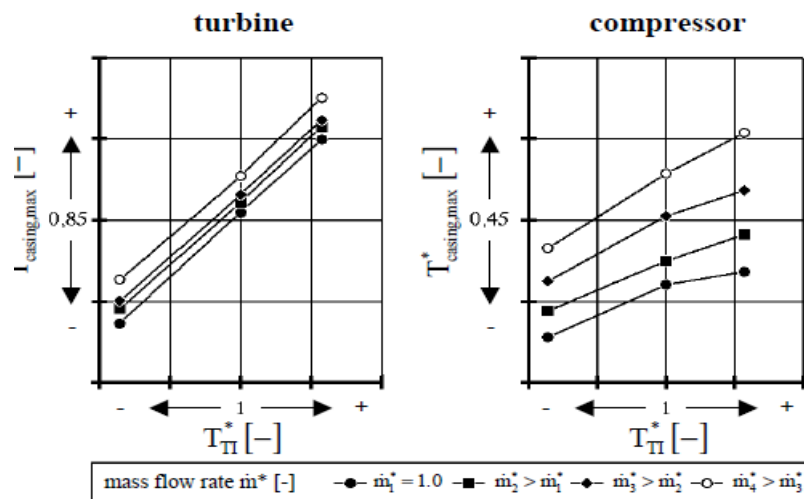


Figure 31 : Température adimensionnelle du casing en fonction de la température adimensionnelle d'entrée turbine [25]

En 2005 à Reno Tahoe au Nevada (USA), lors du Turbo Expo (Power for Land, Sea, and Air) **Tom Heuer et al.** [26] présentent une analyse thermomécanique par le calcul de

l'écoulement couplé avec les transferts thermiques. L'objectif de cette étude est de pouvoir évaluer la distribution des contraintes thermiques dans le carter de la turbine, en régime transitoire et en régime stationnaire afin de pouvoir connaître les zones exposées à des fissures. De ces informations sélectives obtenues par les calculs, une meilleure conception peut être faite en améliorant la durée de vie du composant. Mais la qualité de l'analyse des contraintes est fortement dépendante d'une distribution de température fiable.

Compte tenu de l'interdépendance des transferts thermiques entre le solide et le fluide, les calculs CHT (Conjugate Heat Transfer) peuvent fournir des données (température) avec une grande précision. Comme un calcul CHT transitoire est encore en deçà de l'art, une nouvelle approche a été développée. Deux calculs (CHT) stationnaires à pleine charge et au freinage moteur, servent à déterminer les coefficients d'échange thermique. Commencant par la distribution de la température au freinage moteur, il est supposé que la température du gaz et le débit massique changent immédiatement. Par conséquent, les coefficients de transferts thermiques à pleine charge sont utilisés comme conditions aux limites pour le calcul transitoire ultérieur dans le solide permettant ainsi de simuler le processus d'accélération. Pour le processus de décélération, la température à pleine charge est combinée avec le coefficient de transfert thermique au freinage moteur.

Les résultats des calculs sont en excellent accord avec les données d'essai de choc thermique.

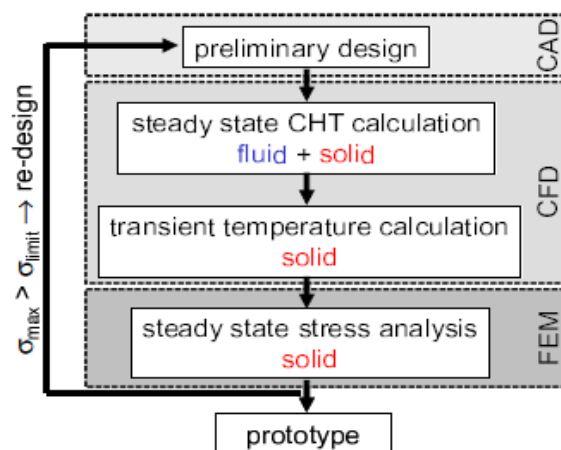


Figure 32 : Processus de calcul et de conception [26]

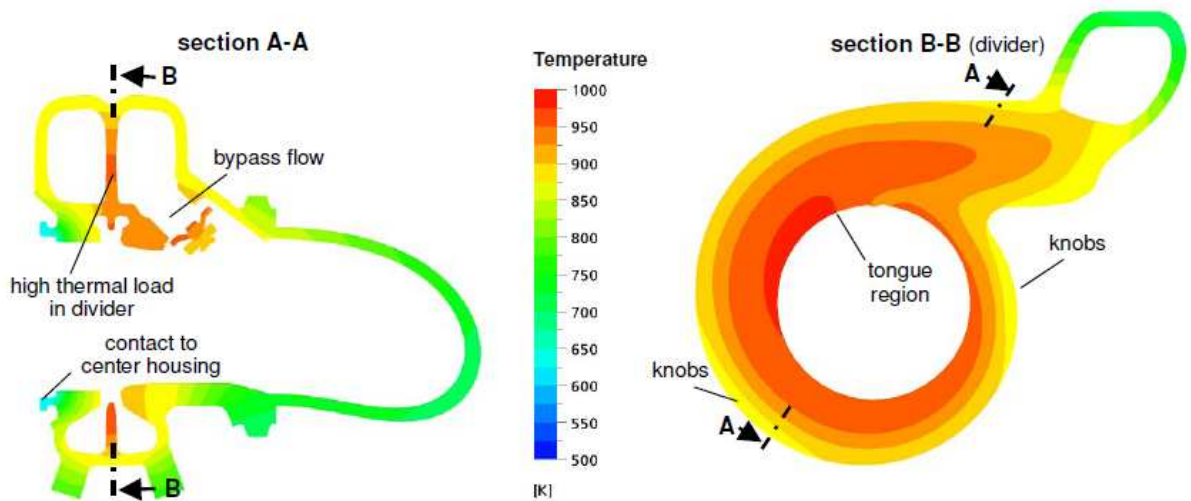


Figure 33 : Distribution de température dans les parties solides (sections AA et BB) [26]

En 2006 à Barcelone en Espagne à la conférence de Turbo Expo (Power for Land, Sea, and Air), **Tom Heuer et al.** [27] exposent une étude numérique et expérimentale des charges thermomécaniques sur les roues des turbines des turbocompresseurs. Des calculs avec des codes CFD et FEA ont été combinés avec des résultats d'essais pour étudier la durée de vie afin de limiter les défauts de conception d'une roue de turbine de turbocompresseur. Des thermocouples ont été placés sur la roue de la turbine radiale afin de fournir les conditions aux limites et valider les données de la simulation. Les essais ont été effectués sur un banc d'essai de turbocompresseur. En se basant sur deux calculs CHT à l'état stationnaire pour deux points de fonctionnement bien différents, les transferts thermiques à la roue ont été simulés en régime transitoire. Comme les gradients de température induisent des contraintes thermiques, la distribution de température sert de condition aux limites pour une analyse structurelle ultérieure. Pour obtenir une distribution de contraintes réaliste, les forces centrifuges doivent aussi être prises en compte. De cette façon, l'influence des contraintes thermiques sur les contraintes globales peuvent être évaluées. Le code FEA PERMAS a été utilisé pour l'analyse des contraintes thermiques.

En conclusion à cette étude, les auteurs affirment que les contraintes thermiques, comparées à celles générées par les forces centrifuges, jouent un rôle mineur, mais ne peuvent pas être négligées dans les encoches et les zones de raccordement.

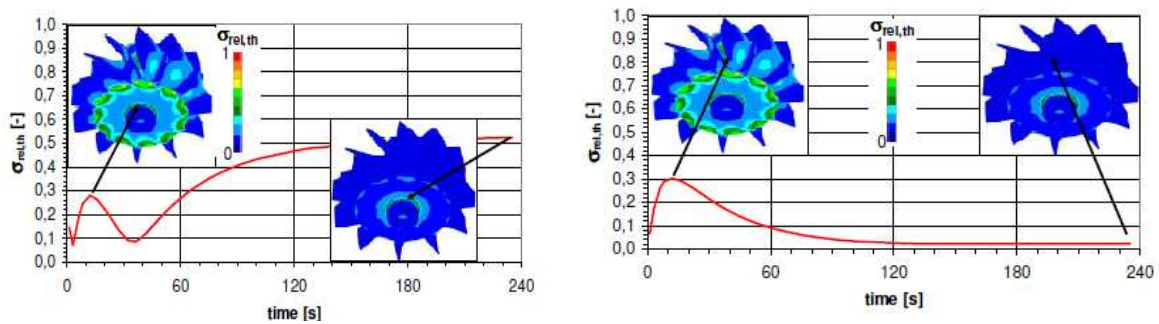


Figure 34 : Contraintes thermiques dans les encoches et surfaces de raccordement [27]

En 2007 à Montreal au Canada, à la conférence de Turbo Expo (Power for Land, Sea, and Air), **Tom Heuer et Bertold Engels** [28] présentent une analyse numérique des transferts thermiques dans les roues de turbine radiale de turbocompresseur. L'augmentation des températures d'échappement des moteurs à essence et Diesel impose une contrainte de durabilité des roues des turbines de turbocompresseur. Une meilleure connaissance de la distribution de température dans la roue est donc cruciale. Pour obtenir ces températures, la méthode de calcul CHT est appliquée à une turbine radiale de turbocompresseur de moteur Diesel du commerce. La géométrie et les caractéristiques physiques sont relevées sur les gaz d'échappement d'un banc d'essai. Des thermocouples ont été placés sur les aubes, le moyeu, à l'arrière et à proximité des paliers. Les signaux sont transmis par télémétrie. Le code de calcul CFD ANSYS CFX a été utilisé en combinaison avec le modèle de turbulence $k-\omega$ SST. La viscosité, la conductivité thermique des gaz d'échappement et les propriétés du matériau sont fonction de la température.

En conclusion à cette étude les auteurs notent :

- ✓ qu'une roue de turbine qui est attaquée par les gaz chauds n'absorbe pas toute la chaleur à sa surface. En raison des différents niveaux de température et une conductivité thermique élevée du solide, il y a des zones où la roue transmet de la chaleur au fluide. En d'autres termes, le coefficient d'échange thermique change de signe ;
- ✓ que l'hypothèse d'une paroi adiabatique à l'entrée et à la sortie des tuyaux d'échappement et dans le carter turbine conduisent à une augmentation des températures de la roue car l'énergie contenue dans le fluide est beaucoup trop élevée. Tant que la méthode de calcul CHT avec température de paroi est utilisée, les lignes d'iso-température sont correctes. Dans un calcul adiabatique, cette ligne est déformée à cause d'une influence surestimée sur l'écoulement.

- ✓ Afin d'obtenir une distribution uniforme de température sur toutes les pales, un calcul avec des conditions aux limites transitoires en lieu et place d'un rotor stationnaire, est indispensable. Aujourd'hui, les efforts de calcul des solides en rotation avec une vitesse d'environ 100 000 tr/min semblent être assez importants et non économiques pour les industriels.
- ✓ Pour déterminer les contraintes maximales lors d'un cycle de chauffage ou de refroidissement, il est nécessaire de faire un calcul de tout le processus transitoire complet. La solution optimale serait de commencer par un calcul transitoire du rotor. Comme l'échelle du temps de chauffage et de refroidissement est plus élevée que celle de la rotation, il n'est point besoin de considérer la rotation transitoire pendant le réchauffage ou le refroidissement.
- ✓ L'effet de pulsation dû au moteur alternatif n'est pas pris en compte car au cours d'une impulsion, la roue à pleine charge d'un point de fonctionnement étudié, tourne près de 300 fois. L'effort de calcul serait trop important.
- ✓ Bien que la méthode de calcul CHT n'ait besoin d'aucune information aux frontières fluide/solide, le code ne fonctionne pas sans conditions aux limites. Les données aérodynamiques peuvent être obtenues sur un banc d'essai standard. Dans cette étude les températures dans les aubes de la turbine, dans le moyeu, dans la paroi arrière, et dans l'axe sont mesurées par des thermocouples. Certains de ces huit thermocouples ont permis d'avoir des conditions aux limites fiables pendant que les autres fournissent des données de validation. Un inconvénient de cette méthode est l'influence des perçages exécutés pour faire passer les câbles des sondes à travers l'axe, à l'unité d'acquisition des données. La taille et la forme des points de soudage influencent considérablement la distribution de température. Comme une analyse des contraintes thermiques est dominée par les gradients de température, la géométrie correcte est encore plus importante que le niveau de température.

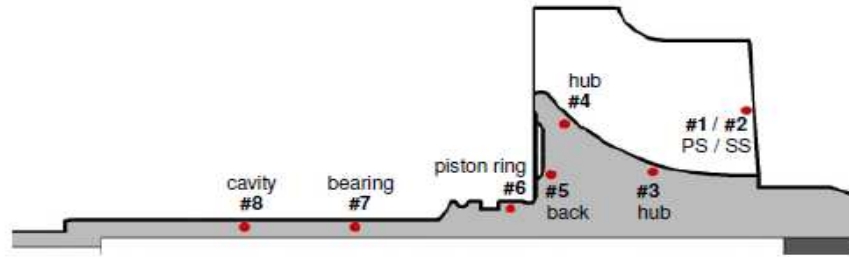


Figure 35 : Positionnement des thermocouples dans le turbocompresseur [28]

En 2009, **Michael CORMERAIS et al.** [29] présentent une analyse phénoménologique des transferts thermiques dans un turbocompresseur (Figure 36).

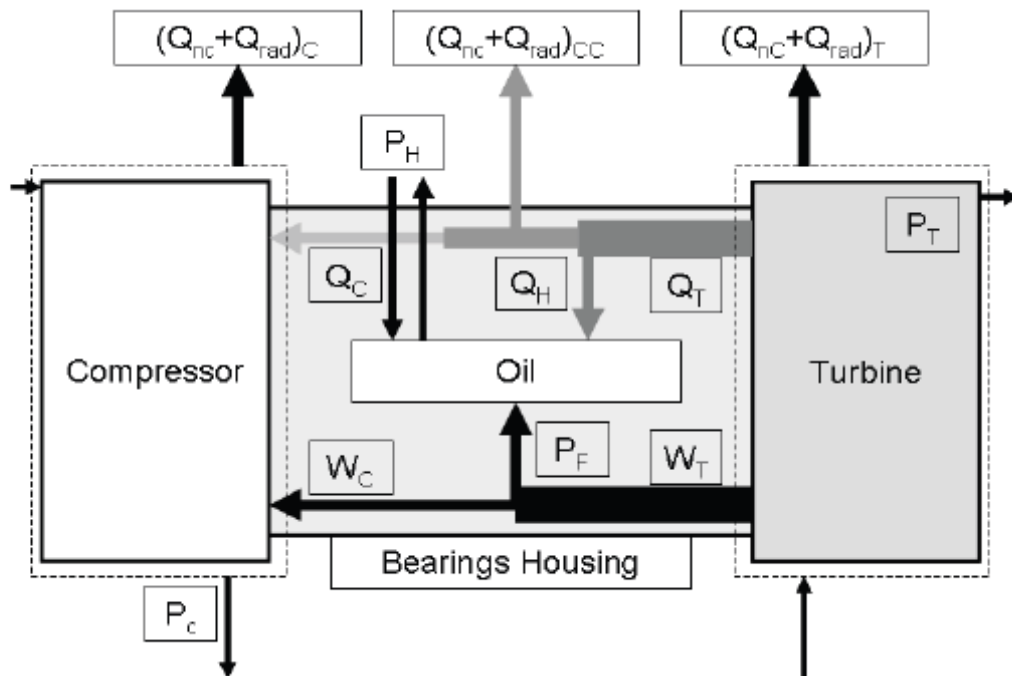


Figure 36 : Répartition des puissances échangées dans le turbocompresseur [29]

Q_C : Quantité de chaleur reçue par le compresseur (J) ;

Q_H : Quantité de chaleur perdue dans l'huile (J) ;

Q_T : Quantité de chaleur perdue par la turbine (J) ;

W_C : Travail reçu par le compresseur (J) ;

W_T : Travail fourni par la turbine (J) ;

P_T : Puissance fournie par la turbine (W) ;

Q_{nc} : Quantité de chaleur perdue par convection (J) ;

Q_{rad} : Quantité de chaleur perdue par radiation (J) ;

C : Compresseur ; CC : Corps central ; T : Turbine.

Ils font une étude expérimentale pour déterminer les échanges thermiques en régime établi et transitoire. Les résultats obtenus sont utilisés pour établir les corrélations permettant de calculer les coefficients d'échange de chaleur.

Trois types d'essai ont été effectués en régime établi :

- ✓ Un essai adiabatique pour déterminer les différentes puissances échangées et le rendement mécanique.
- ✓ Le deuxième essai a été fait avec tout le turbocompresseur isolé.

Le bilan d'énergie a permis d'obtenir \dot{Q}_T la puissance thermique perdue par la turbine du turbocompresseur, \dot{Q}_C la puissance thermique reçue par le compresseur de la turbine et des paliers du turbocompresseur, \dot{Q}_H la puissance thermique reçue par l'huile. La puissance mécanique du compresseur P_C a été calculée avec le rendement isentropique tiré de la cartographie. Celle de la turbine P_T a été déterminée en calculant la puissance des forces de frottement par la formulation suivante issue de la littérature [29] :

$$W_F = a\mu^b N^{1+b} (p_{IT} + p_{OC})^{1-b} \quad (1.18)$$

W_F : Travail des forces de frottement (W);

N : Vitesse de rotation du turbocompresseur (tr/min);

p_{IT} : Pression d'entrée turbine (Pa);

p_{OC} : Pression de sortie du compresseur (Pa);

μ : Viscosité dynamique de l'huile (Pa.s).

a, b et c sont des constantes de corrélation obtenues à l'aide d'un logiciel d'optimisation (ModeFrontier), utilisant un algorithme génétique et des résultats expérimentaux en version adiabatique et isolée.

- ✓ Le troisième type d'essai est effectué en version non adiabatique et non isolée et a permis de déterminer les puissances thermiques échangées avec l'extérieur.

Ils présentent ensuite une méthode pour déterminer la résistance thermique équivalente du turbocompresseur permettant le calcul des échanges thermiques.

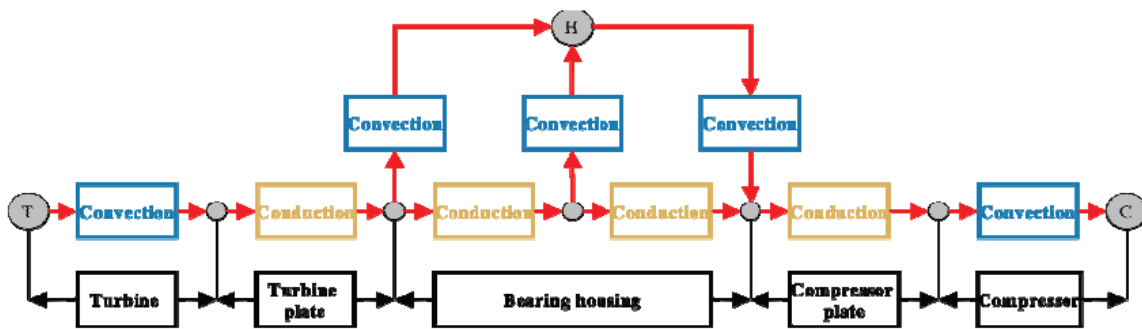


Figure 37 : Configuration des résistances thermiques du turbocompresseur [29]

Les corrélations proposées sont utilisées pour évaluer les transferts thermiques tant en régime transitoire qu'en régime établi. Dans chaque cas, les résultats numériques sont comparés aux résultats expérimentaux pour confirmer la validité des méthodes proposées.

Dans ce travail le rendement par rapport à l'isentropique a encore été utilisé. Ce qui n'est pas toujours pas correct car le compresseur n'est pas adiabatique.

En 2010, **Nick BAINES et al.** [30] font une analyse des transferts thermiques sur trois turbocompresseurs d'automobile. Les différents flux thermiques sont représentés sur la Figure 38

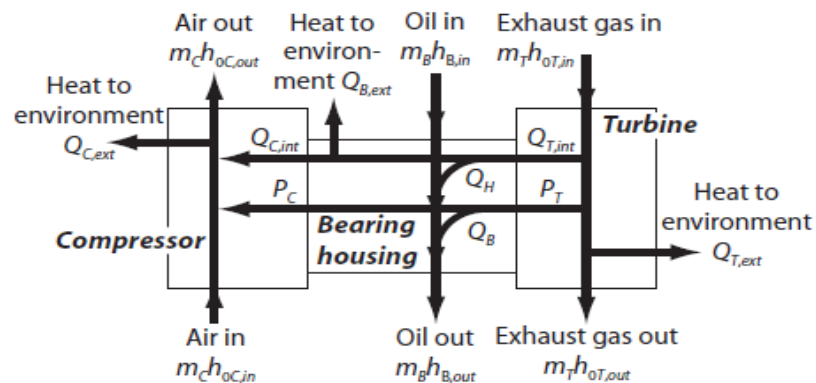


Figure 38 : Transfert d'énergie dans un turbocompresseur [30]

Cette étude a été effectuée sur des turbocompresseurs du commerce en vue d'obtenir une base de données et des informations pour modéliser l'influence des différents phénomènes sur les performances des machines. Ces phénomènes sont : les transferts thermiques internes et externes, l'écoulement pulsé à l'échappement du moteur à combustion interne et les frottements aux paliers.

L'analyse thermodynamique est faite de sorte que le processus non adiabatique est considéré comme un processus adiabatique auquel est ajouté l'effet des transferts thermiques ; les échanges thermiques ont donc lieu après les échanges d'énergie mécanique. Ce qui est contraire à ce que disent Gong [14] et Bohn [18] que le compresseur est d'abord réchauffé avant la compression. Pour la turbine, les pertes thermiques ont lieu principalement dans la volute avant l'entrée du fluide dans la roue.

Les échanges thermiques externes identifiés se font par convection, conduction et par rayonnement tandis que les échanges thermiques internes, par convection et conduction.

$$Q_{ext} = \bar{h}A_s(T_s - T_a) + \varepsilon\sigma(T_s^4 - T_a^4) + \kappa\frac{A_c}{x}(T_s - T_a) \quad (1.19)$$

$$T_1 - T_2 = \frac{Q_{int}}{A} \left(\frac{1}{h_1} + \frac{x}{\kappa} + \frac{1}{h_2} \right) \quad (1.20)$$

T_s : Température de la paroi externe (K) ;

T_a : Température ambiante (K) ;

ε : Emissivité du matériau ;

σ : Constante de Stefan Boltzmann ($\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$) ;

κ : Conductivité thermique du gaz ($\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$) ;

x : Epaisseur de la paroi (m) ;

A : Surface d'échange (m^2).

T_1 et T_2 (K) sont les températures des deux fluides supposées connues : les fumées et l'air ou l'huile. Les puissances du compresseur et de la turbine sont calculées avec les relations (1.21) et (1.22).

$$P_C = m_C (h_{0C,out} - h_{0C,in}) + Q_{C,ext} - Q_{C,int} \quad (1.21)$$

$$P_T = m_T (h_{0T,in} - h_{0T,out}) - Q_{T,ext} - Q_{T,int} \quad (1.22)$$

m_C : Débit massique du compresseur (kg/s) ;

m_T : Débit massique de la turbine (kg/s) ;

$h_{0C,out}$: Enthalpie d'arrêt à la sortie du compresseur (J/kg) ;

$h_{0C,in}$: Enthalpie d'arrêt à l'entrée du compresseur (J/kg) ;

$h_{0T,out}$: Enthalpie d'arrêt à la sortie de la turbine (J/kg) ;

$h_{0T,in}$: Enthalpie d'arrêt à l'entrée de la turbine (J/kg) ;

$Q_{C,ext}$: Puissance thermique échangée avec l'extérieur du compresseur (W) ;

$Q_{C,int}$: Puissance thermique échangée à l'intérieur du compresseur ;

$Q_{T,ext}$: Puissance thermique échangée avec l'extérieur de la turbine (W) ;

$Q_{T,int}$: Puissance thermique échangée avec l'intérieur de la turbine (W).

Un bilan d'énergie sur l'ensemble du turbocompresseur permet alors de déduire la puissance thermique reçue par l'huile par la relation :

$$m_{oil} (h_{0oil,out} - h_{0oil,in}) = P_T - P_C + Q_{T,int} - Q_{C,int} - Q_{B,ext} \quad (1.23)$$

m_{oil} : Débit massique d'huile (kg/s) ;

$h_{0oil,out}$: Enthalpie d'arrêt de l'huile à la sortie du carter (J/kg);

$h_{0oil,in}$: Enthalpie d'arrêt de l'huile à l'entrée du carter (J/kg);

$Q_{B,ext}$: Puissance thermique perdue dans les paliers (W).

Les résultats de cette étude présentée en fonction de la température d'entrée turbine et de la vitesse du vent (ventilation externe) sur la Figure 39, montrent que les transferts thermiques externes dans la turbine dépendent de la température d'entrée turbine. Pour de grandes valeurs de cette température, ils sont fortement liés au nombre de Reynolds. Les échanges thermiques internes sont plus importants que les transferts externes. Dans le compresseur, les échanges thermiques semblent ne pas dépendre de la température d'entrée turbine, car l'effet de la lubrification est semblable à celui d'un puits thermique.

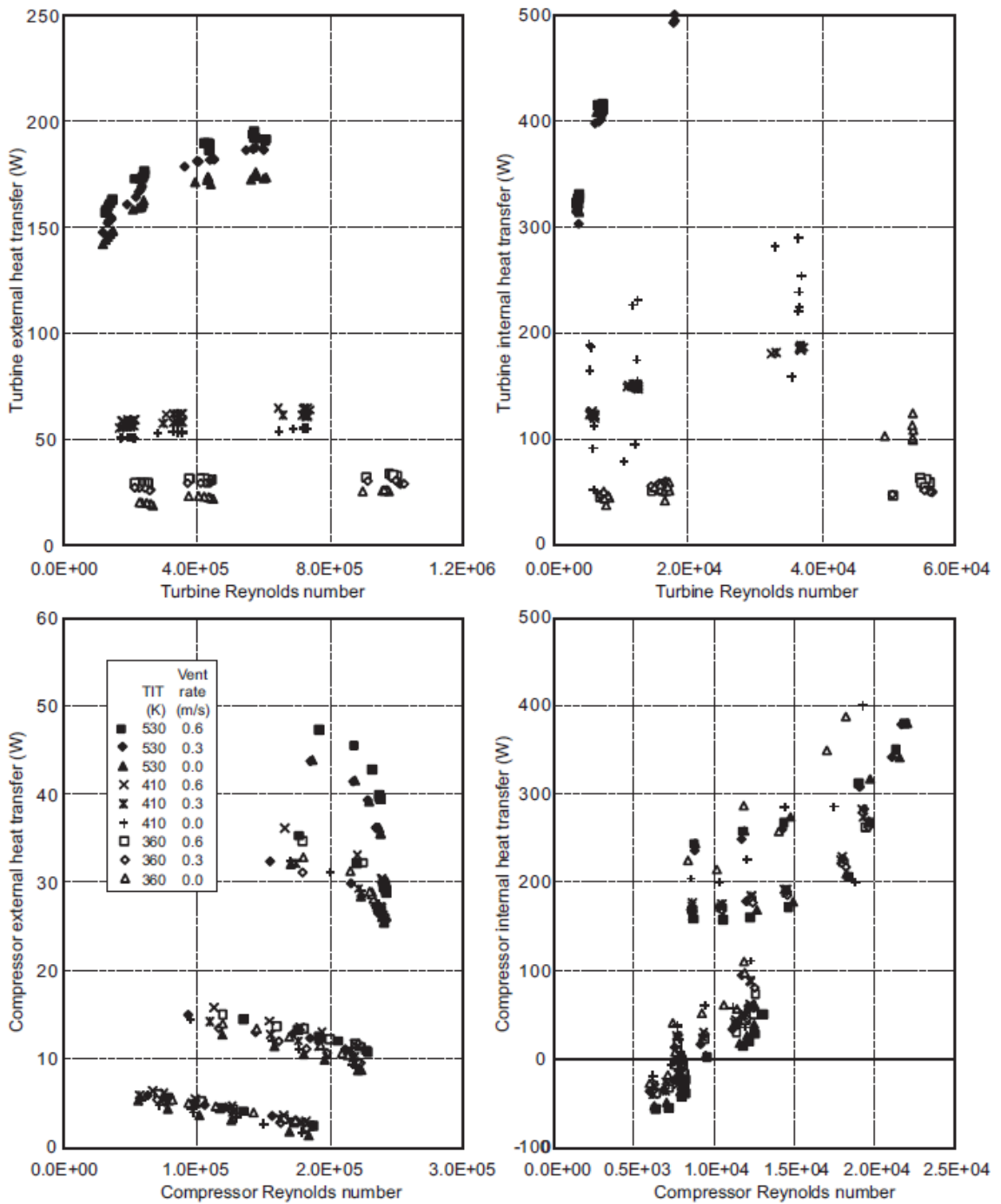


Figure 39 : Transferts thermiques dans le turbocompresseur en fonction du nombre de Reynolds et de la vitesse du vent [30]

Conclusion

Cette étude bibliographique a permis de faire une distinction claire des problèmes de transfert thermique dans les turbomachines.

Dans les machines conventionnelles, les études portent généralement sur le refroidissement des aubes de la turbine en vue de l'amélioration des performances de la turbine à gaz. Des techniques de refroidissement de plus en plus efficaces sont alors utilisées et la découverte de nouveaux matériaux ont permis d'atteindre des températures d'entrée turbine de 2 400 K en 2010.

Dans les petites machines, les investigations concernent l'influence des échanges thermiques sur les performances et la quantification des flux énergétiques.

Les conclusions des études confirment que les petites turbomachines ne peuvent en aucun cas être considérées comme étant adiabatiques pour diverses raisons dont essentiellement le rapport surface/volume élevé et les frottements internes importants. Les pertes énergétiques par vitesse restante dues aux contraintes géométriques sont aussi importantes. Le compresseur est aussi réchauffé par la turbine et tout cela conduit à la détérioration des performances globales des machines.

De nombreux codes de calcul sont utilisés pour montrer la distribution de température et l'influence des transferts thermiques internes et externes tant dans les machines conventionnelles que dans les petites turbomachines. Toutes ces méthodes numériques sont basées sur la résolution des équations de Navier Stokes avec la technique des différences et volumes finis dans les domaines fluides et éléments finis dans les parties solides.

Les études expérimentales utilisent essentiellement des techniques de mesure à cristaux liquides pour déterminer la distribution du coefficient d'échange thermique dans la machine.

Certains résultats de cette analyse bibliographique confirment que les irréversibilités liées à l'écoulement fluide augmentent avec le débit et que les irréversibilités thermiques sont plus importantes dans les machines à géométrie réduite. Mais on observe aussi que le travail de référence utilisé pour mesurer l'efficacité des machines est toujours celui d'une transformation isentropique (sans transferts thermique). Cela conduit sans nul doute à des résultats erronés.

Le chapitre suivant propose donc une analyse exergetique généralisée utilisant les deux principes de la thermodynamique afin de prendre en compte toutes les formes d'irréversibilités dans les turbomachines et proposer un nouvel indicateur de performance

pour mesurer de façon correcte la qualité de fonctionnement des turbomachines non adiabatiques.

Chapitre II

Analyse exergetique des turbomachines thermiques

I. Bilan exergetique et température entropique

1. Bilan d'exergie

La théorie de l'exergie selon R. GICQUEL [31] a pour objet de développer une méthode d'analyse intégrée qui englobe les premier et deuxième principes de la thermodynamique, et permettre ainsi de tenir compte à la fois des quantités d'énergie mises en jeu et de leur qualité, ce que le premier principe ne permet pas de faire. Son intérêt est qu'elle fournit un cadre tout à fait rigoureux pour quantifier la qualité thermodynamique d'un système quelconque, ouvert ou fermé, en régime dynamique ou non. Selon [31], c'est G. Gouy qui, en 1889 a défini la notion d'énergie utilisable, aujourd'hui rebaptisée exergie par de nombreux auteurs. L'idée de base est de considérer qu'un système thermodynamique interagit avec son environnement, lequel se comporte comme un réservoir infini à température et pression constantes et de composition fixée, ce qui signifie que le système étudié est suffisamment petit devant cet environnement pour ne pas le perturber.

Ainsi, de nombreuses définitions existent dans la littérature et celle que nous retenons est de Riad BENELMIR et al. [32] : « *l'exergie du fluide correspond au signe près, au travail maximal que l'on peut techniquement et théoriquement retirer de ce fluide qui évolue réversiblement entre un état quelconque et son état d'équilibre avec le milieu ambiant* ».

L'exergie massique du système en équilibre avec son environnement est donnée par la relation suivante:

$$ex = h - T_{ia}s \quad (2.1)$$

ex : Exergie spécifique du système (J/kg);

h : Enthalpie spécifique totale du système (J/kg);

s : Entropie spécifique (J/kg K);

T_{ia} : Température ambiante (K).

On considère le système représenté par la Figure 40

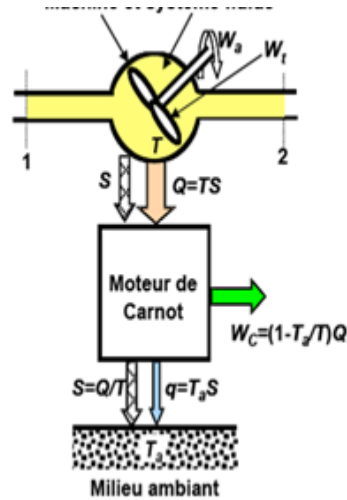


Figure 40 : Production d'énergie mécanique par un fluide en écoulement dans une machine [33]

Selon A. Lallemand [33], lorsqu'un fluide traverse un système, il peut échanger du travail et de la chaleur avec son milieu extérieur. L'exergie que le système est capable de fournir est constituée d'une part de l'énergie mécanique échangée avec les éléments mobiles de la (ou des) machine(s) w_t (à l'exclusion des effets mécaniques dans les canalisations non récupérables en réalité), d'autre part du travail récupérable par un moteur de Carnot à partir de l'énergie thermique cédée par le fluide. Ainsi la variation d'exergie s'obtient à partir du bilan entropique (2^{ème} principe) et du bilan enthalpique (1^{er} principe) :

$$\Delta ex_{12} = w_t + q_{12} \left(1 - \frac{T_{ia}}{T_{ient}} \right) - T_{ia} s'_c \quad (2.2)$$

Δex_{12} : Variation d'exergie entre 1 et 2 (J/kg);

T_{ia} : Température ambiante (K);

$T_{ia} s'_c$: Anergie produite ou exergie détruite par les irréversibilités internes et pertes par incidence dues à la viscosité du fluide (J/kg);

T_{ient} : Température moyenne de l'échange thermique ou température entropique (K) définie par la relation (2.3).

$$T_{ient12} = \frac{\int_1^2 T ds}{\int_1^2 ds} \quad (2.3)$$

2. Température entropique

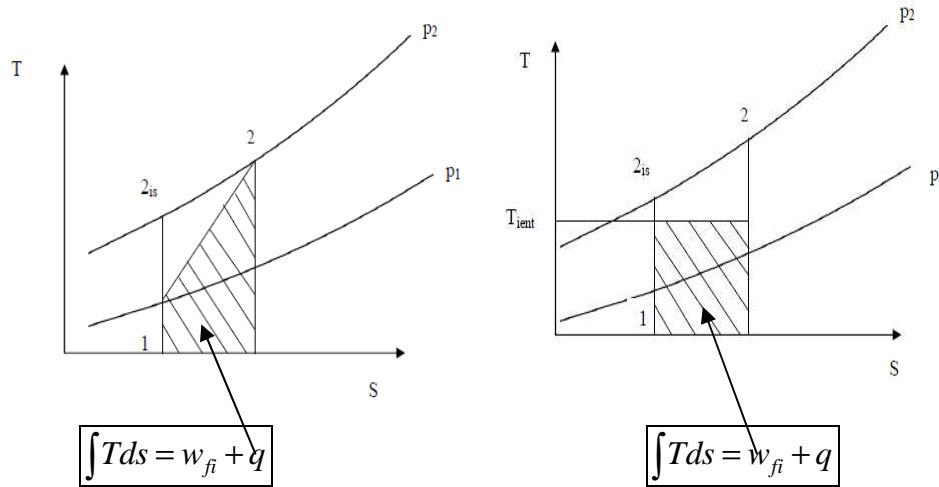


Figure 41 : Illustration de la température entropique dans un diagramme T-S

w_{fi} : Travail des forces de frottements internes (J/kg).

Considérons une évolution dans une machine qui amène le fluide d'un état 1 à un état 2. Elle s'accompagne inévitablement d'une variation d'entropie résultant des dissipations internes d'énergie et/ou des échanges thermiques avec l'extérieur (voir Figure 41). La température entropique est la moyenne arithmétique intégrale permettant de vérifier l'égalité des aires de la Figure 41. Cela se traduit par l'équation (2.4)

$$T_{ent12} \int_1^2 ds = \int_1^2 T ds \quad (2.4)$$

Le second principe de la thermodynamique permet d'écrire :

$$T ds = \delta w_{fi} + \delta q \quad (2.5)$$

et la relation (2.4) devient :

$$T_{ent12} = \frac{\int_1^2 (\delta w_{fi} + \delta q)}{s_2 - s_1} \quad (2.6)$$

Avec le premier principe, nous avons :

$$dh = \delta w_i + \delta q = \delta w_p + \delta w_{fi} + \delta q \quad (2.7)$$

dw_i : est le travail interne élémentaire reçu ou cédé par le fluide.

Les relations (2.5), (2.6) et (2.7) permettent d'obtenir en supposant c_p constant:

$$T_{ent12} = \frac{\int_1^2 (dh - \delta w_p)}{s_2 - s_1} = \frac{\int_1^2 dh - \int_1^2 \delta w_p}{s_2 - s_1} = \frac{(h_2 - h_1) - w_p}{s_2 - s_1} = \frac{c_p (T_2 - T_1) - \frac{kr}{k-1} (T_2 - T_1)}{c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - r \ln \frac{p_2}{p_1}}$$

$$\text{Or nous savons que } \frac{k}{k-1} = \frac{\ln \left(\frac{p_2}{p_1} \right)}{\ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right)}, \text{ donc } T_{ent12} = \frac{c_p (T_2 - T_1) - r \frac{\ln \left(\frac{p_2}{p_1} \right)}{\ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right)} (T_2 - T_1)}{c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - r \ln \frac{p_2}{p_1}} =$$

$$\frac{c_p (T_2 - T_1) \ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right) - r \ln \left(\frac{p_2}{p_1} \right) (T_2 - T_1)}{\ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right)} = \frac{c_p (T_2 - T_1) \ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right) - r \ln \left(\frac{p_2}{p_1} \right) (T_2 - T_1)}{c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - r \ln \frac{p_2}{p_1}} =$$

$$\frac{(T_2 - T_1) \left(c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - r \ln \frac{p_2}{p_1} \right)}{\ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right) \left(c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - r \ln \frac{p_2}{p_1} \right)} = \frac{(T_2 - T_1)}{\ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right)}$$

$$\boxed{T_{ient12} = \frac{T_{i2} - T_{i1}}{\ln \left(\frac{T_{i2}}{T_{i1}} \right)}} \quad (2.8)$$

La relation (2.8) reste toujours vraie quelle que soit l'évolution (adiabatique ou non), subie par le fluide dans tous les systèmes énergétiques en particulier dans les compresseurs et turbines. La relation (2.8) est pratiquement identique à celle utilisée dans les échangeurs thermiques, pour évaluer la moyenne logarithmique des différences de température (DTLM) en calcul de dimensionnement.

$$DTLM = \frac{\Delta T_s - \Delta T_e}{\ln \left(\frac{\Delta T_s}{\Delta T_e} \right)} \quad (2.9)$$

DTLM (Différence de Température Logarithmique Moyenne): moyenne logarithmique des différences de température ;

ΔT_e : Différence de température d'entrée des fluides (échangeurs co-courants) ;

: Différence de température d'entrée et de sortie des fluides (échangeurs contre-courants) ;

ΔT_s : Différence de température de sortie des fluides (échangeurs co-courants) ;

: Différence de température d'entrée et de sortie des fluides (échangeurs contre-courants).

La différence est que dans notre étude, nous ne nous intéressons seulement qu'au fluide de travail.

Dans le cas d'une chambre de combustion, le combustible et le comburant se mélangent avant de s'échauffer. On doit donc calculer la température du mélange qui sera considérée comme la température initiale par la méthode des mélanges (2.10) avant d'appliquer la relation (2.8). Pour simplifier les calculs l'hypothèse la plus intéressante à faire est de considérer que les deux fluides se mélangent de façon isobare :

$$T_m = \frac{\sum C_{pi} T_i}{\sum C_{pi}} \quad (2.10)$$

II. Dégradation énergétique dans les turbomachines et création d'entropie

Le rôle d'une turbomachine est de réaliser un transfert d'énergie entre son arbre et un fluide en mouvement. Ce transfert peut se réaliser par une récupération de l'énergie du fluide sur l'arbre (turbines) ou par une augmentation de l'énergie du fluide par fourniture d'énergie mécanique sur l'arbre de la machine (ventilateur, compresseur, pompe, etc.).

Lors de ce transfert, l'énergie mécanique disponible sur l'arbre de la machine (machines réceptrices) ou dans le fluide (machines motrices) n'est pas intégralement transmise. La différence entre l'énergie transmise et l'énergie fournie résulte d'une dégradation due à des dissipations internes et externes [34].

1. Dissipations externes

Ces dissipations d'énergie sont dues aux résistances passives externes à l'écoulement du fluide [34], telles que les frottements au niveau des paliers, butées, joints, etc... Ces dégradations, généralement désignées par pertes mécaniques et caractérisées par le rendement mécanique, n'interviennent pas dans les calculs de l'évolution du fluide.

2. Dissipations internes

Les origines et les effets des dégradations énergétiques dans les turbomachines sont largement étudiés dans la littérature [35, 36]. Elles sont définies en termes d'augmentation de l'entropie et caractérisées par des coefficients de perte et des rendements. Les sources de l'entropie sont en général, les effets visqueux dans les couches limites, les effets visqueux dans les processus de mélange, ondes de choc et le transfert de chaleur.

L'effet entropique des dégradations dues à la viscosité du fluide est identique à celui d'un apport thermique lors d'une transformation réversible [37]. Cette chaleur interne crée donc une entropie ds' qui est telle que :

$$ds' = \frac{\delta q_{int}}{T} > 0 \quad (2.11)$$

Cette création d'entropie est une des sources d'irréversibilités internes dans les machines.

L'expression des pertes, basée sur ce concept de variation d'entropie et par les coefficients relatifs, est bien indiquée pour toutes les turbomachines, car elle est plus exacte et valable pour tous types de fluide [36].

Selon toujours M. Frelin [34], ces pertes peuvent être décomposées de la façon suivante :

a. Pertes par frottement

Elles sont liées au frottement local interne donc au développement de la couche limite sur les parois de la machine. On distingue alors dans le cas d'une turbine, les frottements dans la volute, dans le distributeur et dans la roue (canaux mobiles). A cette série, on ajoute les pertes dues aux rétrécissements et élargissements brusques rencontrés à l'entrée (convergent) et à la sortie (diffuseur) des machines.

b. Pertes par incidence à l'entrée de la roue ou désadaptation par incidence.

La particule fluide arrive dans la machine avec un défaut d'incidence par rapport au squelette des aubages. Cette désadaptation provoque une perte de puissance appelée « pertes par incidence ».

c. Pertes par débit de fuite

La turbomachine est constituée d'un stator et d'un rotor. Pour éviter les frottements mécaniques entre l'élément tournant (rotor) et l'élément fixe (stator), il existe un jeu fonctionnel qui est responsable d'écoulements parasites appelés fuites. Toute la totalité de la masse fluide ne participe pas à la transformation d'énergie et il s'en suit des pertes appelées « pertes par fuites ».

d. Pertes par hétérogénéité

A la sortie de la roue, il y a une hétérogénéité des vitesses qui provoque une dégradation de la puissance.

e. Pertes par frottements de disques

Les surfaces inactives qui ne participent pas au transfert d'énergie sont soumises au frottement du fluide et sont responsables d'une dégradation énergétique désignée par « pertes par frottements de disques ».

III. Rendements isentropique, polytropique, exergetique et transferts thermiques

1. Application à un compresseur de turbocompresseur réchauffé

Dans le cas d'un compresseur réchauffé, l'équation (2.2) reste identique hormis l'indice qui devient C_{rec} et qui signifie : Compresseur réchauffé.

$$\Delta ex_{I2C_{rec}} = w_{C_{rec}} + q_{I2} \left(1 - \frac{T_{il}}{T_{ient}} \right) - T_{il} s'_C$$

Comme déjà indiqué, $T_{ia} s'_C$ représente l'anergie produite ou l'exergie détruite par le travail des frottements internes et les pertes par incidence dus à la viscosité du fluide, intégralement dissipée sous forme de chaleur reçue par le fluide. Ce travail des forces de frottement et des pertes par incidence est donné d'après le premier principe pour une compression adiabatique par la relation (2.12) :

$$w_{f_i} = w_{Cad} - w_{C_{polyad}} = r(T_{i2Cad} - T_{i1}) \left(\frac{\gamma}{\gamma-1} - \frac{k_{Cad}}{k_{Cad}-1} \right) \quad (2.12)$$

Et pour une compression réchauffée :

$$w_{f_i} = w_{C_{rec}} - w_{polyC_{rec}} = r(T_{i2C_{rec}} - T_{i1}) \left(\frac{\gamma}{\gamma-1} - \frac{k_{C_{rec}}}{k_{C_{rec}}-1} \right) - q_C \quad (2.13)$$

Ce travail des frottements internes est de l'énergie thermique reçue par le fluide et ne peut être totalement considérée comme une perte d'un point de vue exergetique. L'énergie thermique est constituée d'une part exergetique et d'une autre part complémentaire non transformable en énergie mécanique appelée anergie [33].

$$w_{f_i} = ex(w_{f_i}) + an(w_{f_i}) \quad (2.14)$$

$$ex(w_{f_i}) = \left(1 - \frac{T_{il}}{T_{ient}} \right) w_{f_i} \quad (2.15)$$

$$an(w_{f_i}) = \frac{T_{il}}{T_{ient}} w_{f_i} \quad (2.16)$$

Seule la part anergétique peut être considérée comme perdue dans l'analyse exergetique. Il en résulte donc que :

$$T_{i1} s'_C = an(w_{fi}) = \frac{T_{i1}}{T_{ient}} w_{fi} \quad (2.17)$$

a. Rendement isentropique de compression

Considérons une compression d'un état 1 à un état 2, représentée par le schéma de la Figure 42. Le rendement isentropique ou rendement par rapport à l'isentropique ou encore rendement adiabatique est défini comme étant le rapport entre le travail de compression isentropique pour atteindre la pression p_2 et le travail adiabatique interne.

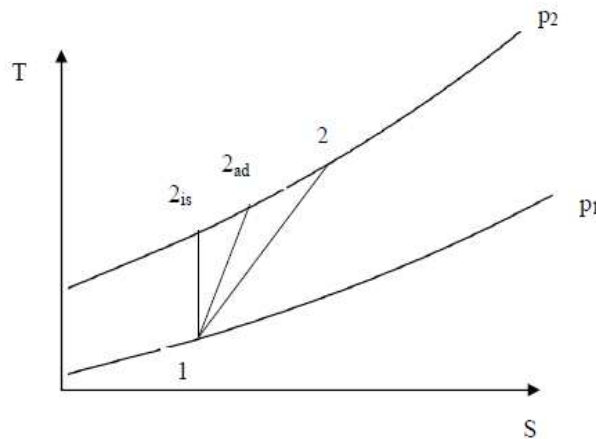


Figure 42 : Représentation d'une compression dans un diagramme T-S

$$\eta_{is} = \frac{\text{Travail isentropique}}{\text{Travail adiabatique interne}}$$

Si c_p , la chaleur spécifique est supposée constante le rendement par rapport à l'isentropique devient :

$$\eta_{is} = \frac{T_{i2is} - T_{i1}}{T_{i2} - T_{i1}} \quad (2.18)$$

La compréhension de ce rendement, du point de vue thermodynamique, ne pose aucune difficulté. Il tient compte de toutes les pertes dans la turbomachine et permet de comparer une

évolution adiabatique réelle à une évolution adiabatique réversible (isentropique) régie par la loi $\frac{p}{\rho^\gamma} = cste$.

Ce rendement a un caractère global car il prend en compte non seulement l'effet dissipatif mais aussi l'effet thermodynamique de l'évolution du fluide [38]. Le travail de référence étant adiabatique, il apparaît évident qu'il ne peut pas être utilisé dans les évolutions avec échanges thermiques.

b. Rendement polytropique de compression

Le rendement polytropique est le rapport entre le travail de compression polytropique réversible pour atteindre le point 2 et le travail interne. C'est un indicateur qui permet de comptabiliser les irréversibilités de la transformation fluide. Il s'écrit:

$$\eta_p = \frac{\text{Travail polytropique réversible}}{\text{Travail interne}}$$

$$\eta_p = \frac{\text{Travail polytropique réversible}}{\Delta h_{i12} - q_{12}} = \frac{\int_1^2 v dp}{\Delta h_{i12} - q_{12}}$$

$$\eta_p = \frac{\frac{krT_{i1}}{k-1} \left[\left(\frac{p_{i2}}{p_{i1}} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right]}{\frac{\gamma r T_{i1}}{\gamma-1} \left[\left(\frac{p_{i2}}{p_{i1}} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] - q_{12}} \quad (2.19)$$

$$\text{avec} \quad \frac{k-1}{k} = \frac{\ln\left(\frac{T_{i2}}{T_{i1}}\right)}{\ln(\pi_c)} \quad (2.20)$$

Pour une transformation adiabatique, ce rendement a un caractère local et ne prend en compte que l'effet dissipatif. C'est un rendement aérodynamique [38].

Dans une transformation non adiabatique, les irréversibilités sont non seulement dues à l'effet dissipatif, mais aussi aux échanges thermiques. Il peut donc être utilisé car le travail interne prend en compte les transferts thermiques (premier principe).

L'expression (2.19) peut aussi se réécrire :

$$\eta_{polyCrec} = \frac{w_{Crec} - w_{fi}}{w_{Crec}} = 1 - \frac{w_{fi}}{w_{Crec}} \quad (2.21)$$

avec :

$$w_{Crec} = \Delta h - q$$

c. Rendement exergetique de compression

Il est défini comme étant le rapport de l'exergie utile sur l'exergie consommée :

$$\eta_{ex} = \frac{\text{exergie utile}}{\text{exergie consommée}}$$

$$\eta_{ex} = \frac{ex_2 - ex_1}{w_{Crec} + ex(q_{12})} = \frac{w_{Crec} + ex(q_{12}) - an(w_{fi})}{w_{Crec} + ex(q_{12})} \quad (2.22)$$

$$\eta_{exCrec} = 1 - \frac{\frac{w_{fi} T_{i1}}{T_{ient}}}{w_{Crec} + q_{12} \left(1 - \frac{T_{i1}}{T_{ient}} \right)} \quad (2.23)$$

Pour une compression adiabatique, l'expression (2.23) devient :

$$\eta_{exCad} = 1 - \frac{T_{i1} w_{fi}}{T_{ient} w_{Cad}} \quad (2.24)$$

Le rendement polytropique de la compression adiabatique est défini par

$$\eta_{polyCad} = \frac{w_{Cpad}}{w_{Cad}} = \frac{w_{Cad} - w_{fi}}{w_{Cad}} = 1 - \frac{w_{fi}}{w_{Cad}} \quad (2.25)$$

Et comme $T_{ient} > T_{i1}$, et $\eta_C < \eta_{polyCad}$, il vient aisément que [39] :

$$\eta_C < \eta_{polyCad} < \eta_{exCad} \quad (2.26)$$

η_C est le rendement isentropique de compression

d. Influence des transferts thermiques sur les rendements polytropique et exergetique de compression

Pour un point de fonctionnement caractérisé par son rapport de compression, son débit massique et sa vitesse de rotation, nous faisons une étude paramétrée pour comprendre l'influence de l'apport de chaleur pendant la compression sur ces deux indicateurs de performance.

Les expressions (2.21) et (2.23) montrent que les rendements polytropique et exergetique dépendent des pertes par frottements internes pour une quantité de chaleur apportée au compresseur et l'équation (2.13) nous renseigne que ces forces sont fonction de k_{Crec} , le coefficient de compression polytropique et de T_{i2} , la température de refoulement. Or selon l'équation (2.20), k_{Crec} dépend de T_{i2} . Donc finalement les pertes internes ne dépendent que de la température en sortie compresseur et du rapport de compression pour une quantité de chaleur apportée au compresseur. Cela peut se justifier dans un diagramme T-S.

En pratique, lors d'un essai au banc, T_{i2} est obtenue par mesure et le calcul des pertes par frottements internes est alors aisé. Dans le cas de notre étude T_{i2} doit être imposée connaissant q afin de pouvoir effectuer les calculs. Le seul élément pouvant nous guider dans le choix de T_{i2} est qu'elle est supérieure à $T_{i2\text{Cad}}$ ($T_{i2} > T_{i2\text{Cad}}$). Dans notre étude, nous avons admis que les pertes par frottements internes et par incidence en compression adiabatique et en compression réchauffée sont identiques.

L'étude est effectuée sur deux points de fonctionnement de la cartographie du turbocompresseur (Figure 43).

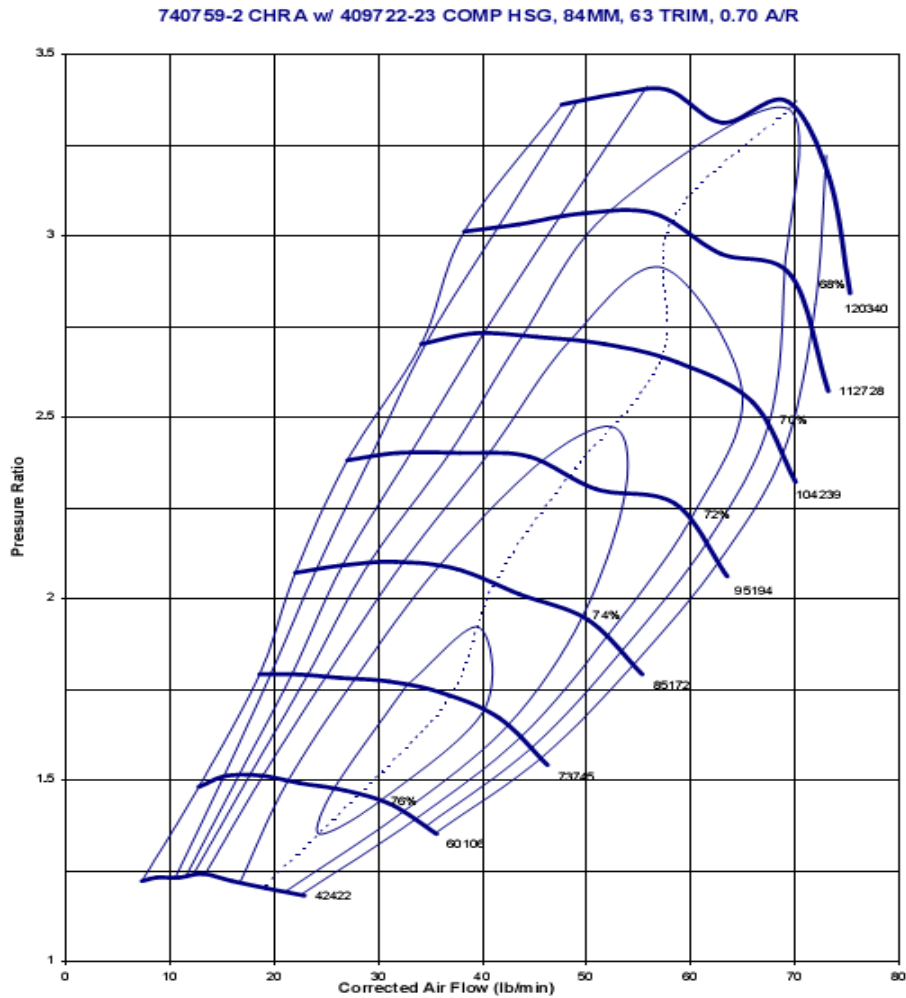


Figure 43: Cartographie du compresseur d'un turbocompresseur [40]

Points	π_c	q_m (kg/s)	η_c
1	1,935	0,296	0,76
2	2,5	0,394	0,74

Tableau 2 : Caractéristiques des points de fonctionnement étudiés

Une programmation sous Excel 2007 nous a permis d'obtenir les tableaux et courbes. Les conditions standard sont : $p_{i1}=1$ bar ; $T_{i1}=288$ K

Point 1 : $w_{fi} = 17,295 \text{ kJ/kg}$; $\eta_C = 0,76$

$\frac{q_C}{w_C}$	0	0,23	0,45	0,66
η_p	0,781	0,786	0,79	0,794
η_{ex}	0,806	0,821	0,836	0,85

Point 2 : $w_{fi} = 26,81 \text{ kJ/kg}$; $\eta_C = 0,74$

$\frac{q_C}{w_C}$	0	0,11	0,19	0,29	0,43	0,63	0,88
η_p	0,771	0,774	0,776	0,780	0,784	0,789	0,796
η_{ex}	0,808	0,818	0,824	0,834	0,846	0,862	0,882

Tableau 3 : Résultats des calculs de rendements polytropiques et exergetiques de compression aux points de fonctionnement étudiés

Une observation importante est à faire sur les résultats du calcul enregistrés dans ces tableaux. Comme toute mesure d'efficacité hormis les machines frigorifiques et les pompes à chaleur, les rendements polytropique et exergetique sont compris entre les valeurs zéro et l'unité. Le rendement polytropique est nul si tout le travail du compresseur est dissipé en chaleur et égal à l'unité s'il s'agit d'une machine idéale sans frottement interne et d'un fluide parfait. Le rendement exergetique est nul quand le travail de compression et l'exergie de la chaleur échangée est identique à celle détruite par les forces de frottement. Pour mieux distinguer l'allure des courbes, il aurait fallu admettre des quantités de chaleur dix fois plus importantes que le travail du compresseur pour atteindre sa valeur limite supérieure. Ce qui est tout à fait irréaliste car dans la pratique, le niveau des échanges thermiques ne dépasse jamais cinquante pour cent du travail du compresseur.

Cela revient à conclure que dans le cas de ces deux points de fonctionnement choisis pour notre étude, il est impossible de prétendre avoir des rendements exergetiques de plus de 84% pour le point 1 et 85% pour le point 2.

Pour des valeurs de quantité de chaleur apportée allant de zéro à cinquante pour cent (50%) du travail de compression, les courbes de la Figure 44 permettent de mieux comprendre l'influence des échanges thermiques sur ces deux indicateurs de performance.

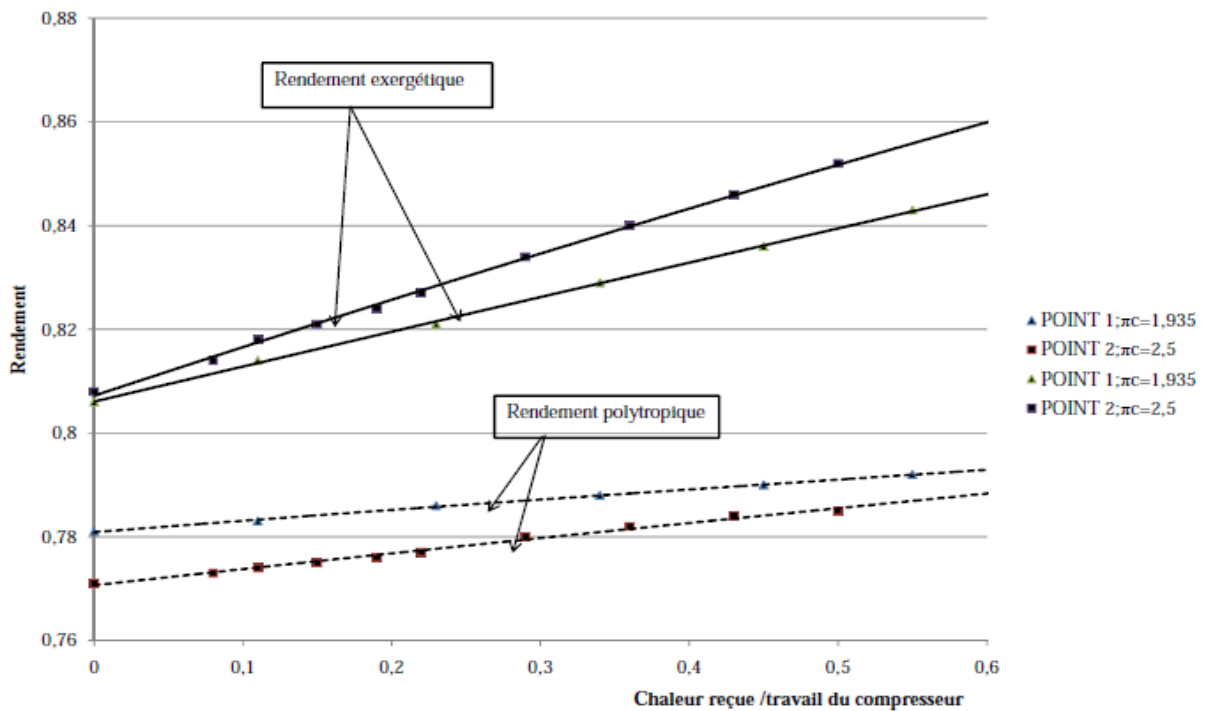


Figure 44 : Evolution des rendements polytropique et exergetique en fonction du rapport chaleur reçue sur travail du compresseur

e. Analyse et commentaires

Pour un point de fonctionnement donné, avec l'hypothèse des pertes internes et par incidence constantes, les observations importantes sur le graphique sont résumées en trois points :

- ✓ le rendement polytropique augmente faiblement quand le compresseur est réchauffé. Cette tendance est tellement faible qu'il peut être considéré comme constant en version adiabatique ou non.
- ✓ le rendement exergetique croît aussi avec la quantité de chaleur reçue par le compresseur. Ce qui paraît paradoxal quand on sait qu'une compression refroidie coûte moins chère. Mais cela s'explique par l'équation (2.23) qui peut être réécrite de la manière suivante :

$$\eta_{exCrec} = 1 - \frac{\frac{w_{fi} T_{i1}}{T_{ient}}}{w_{Crec} + q_{12} \left(1 - \frac{T_{i1}}{T_{ient}} \right)} = 1 - \frac{an(w_{fi})}{w_{Crec} + ex(q_{12})}$$

En effet, la production anergétique an (w_{fi}) est positive et presque constante quand le travail du compresseur (w_{Crec}) et la quantité de chaleur reçue par le compresseur (q_{12})

augmentent. Le rapport $\frac{an(w_{fi})}{w_{Crec} + ex(q_{12})}$ diminue et le rendement augmente.

- ✓ L'amélioration du rendement exergetique est beaucoup plus marquée que celle du rendement polytropique. Au point de fonctionnement n°1, pour une quantité de chaleur reçue par le compresseur allant de zéro à cinquante pour cent du travail du compresseur, le rendement polytropique varie de 0,781 à 0,791 soit un écart relatif de 1,28%, pendant que le rendement exergetique varie de 0,806 à 0,839 soit 4,09% d'écart et trois fois plus que le rendement polytropique.

2. Application à une turbine de turbocompresseur avec pertes thermiques

L'équation(2.2) reste identique et les indices deviennent (T_{ref}) ; T_{ref} : Turbine refroidie.

$$\Delta ex_{34T_{ref}} = w_{T_{ref}} + q_{34} \left(1 - \frac{T_{il}}{T_{ient}} \right) - T_{il} s'_T$$

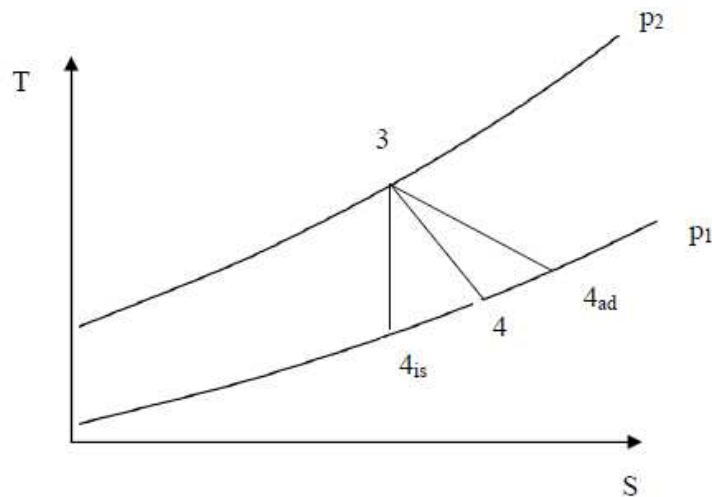


Figure 45 : Représentation d'une détente refroidie dans un diagramme T-S

De même que dans le cas du compresseur, $T_{ia}S'_T$ représente l'anergie produite ou l'exergie détruite dans la turbine par le travail des frottements internes dus à la viscosité du fluide intégralement dissipée sous forme de chaleur reçue par le fluide.

Ce travail des forces de frottement est donné d'après le premier principe en version adiabatique par :

$$w_{fi} = w_{Tad} - w_{Tpolyad} = r(T_{i4Tad} - T_{i3}) \left(\frac{\gamma}{\gamma - 1} - \frac{k_{Tad}}{k_{Tad} - 1} \right) \quad (2.27)$$

Et pour une détente refroidie :

$$w_{fi} = w_{Tref} - w_{polyTref} = r(T_{i4Tref} - T_{i3}) \left(\frac{\gamma}{\gamma - 1} - \frac{k_{Tref}}{k_{Tref} - 1} \right) - q_T \quad (2.28)$$

Les équations (2.14), (2.15), (2.16), (2.17) restent valables dans le cas de la turbine.

a. Rendement isentropique de détente

Le rendement isentropique ou rendement par rapport à l'isentropique ou encore rendement adiabatique de détente est défini comme étant le rapport entre le travail interne de détente adiabatique et le travail de détente isentropique pour atteindre la pression p_4 .

$$\eta_{is} = \frac{\text{Travail interne adiabatique}}{\text{Travail isentropique}}$$

Si c_p , la chaleur spécifique est supposée constante le rendement par rapport à l'isentropique devient :

$$\eta_{is} = \frac{T_{i4} - T_{i3}}{T_{i4is} - T_{i3}} \quad (2.29)$$

Il peut aussi s'écrire :

$$\eta_T = \frac{w_{Tad}}{w_{Tad} - w_{pad}} \quad (2.30)$$

w_{pad} : travail des pertes adiabatiques.

De même que dans le cas du compresseur, ce rendement a aussi un caractère global. Il apparait aussi évident qu'il ne peut pas être utilisé dans les évolutions avec échanges thermiques surtout pour la turbine dont la température d'entrée est de 500 K voire plus.

b. Rendement polytropique de détente

Le rendement polytropique est le rapport entre le travail interne et le travail de détente polytropique réversible pour atteindre le point 4 réel. C'est aussi un indicateur qui permet de comptabiliser les irréversibilités lors de l'évolution du fluide. Il s'écrit:

$$\eta_p = \frac{\text{Travail interne}}{\text{Travail polytropique réversible}}$$

$$\eta_p = \frac{\Delta h_{i34} - q_{34}}{\text{Travail polytropique réversible}} = \frac{\Delta h_{i34} - q_{34}}{\int_3^4 v dp} \quad (2.31)$$

$$\eta_p = \frac{\frac{\gamma r T_{i3}}{\gamma - 1} \left[\left(\frac{p_{i3}}{p_{i4}} \right)^{\frac{k_{Tref} - 1}{k_{Tref}}} - 1 \right] - q_{34}}{\frac{k_{Tref} r T_{i3}}{k_{Tref} - 1} \left[\left(\frac{p_{i3}}{p_{i4}} \right)^{\frac{k_{Tref} - 1}{k_{Tref}}} - 1 \right]} \quad (2.32)$$

$$\text{avec} \quad \frac{k_{Tref} - 1}{k_{Tref}} = \frac{\ln \left(\frac{T_{i4}}{T_{i3}} \right)}{\ln \left(\frac{1}{\pi_T} \right)} \quad (2.33)$$

Dans une transformation non adiabatique, les irréversibilités sont non seulement dues à l'effet dissipatif, mais aussi aux échanges thermiques. Comme dans le cas de la compression, ce rendement peut être utilisé car le travail interne tient compte des transferts thermiques (premier principe).

L'expression (2.31) peut aussi se réécrire :

$$\eta_p = \frac{w_{Tref}}{w_p} = \frac{w_p + w_{fi}}{w_p} = 1 + \frac{w_{fi}}{w_p} \quad (2.34)$$

Il est à remarquer que w_{fi} et w_p sont de signe contraire.

c. Rendement exergetique de détente

Nous rappelons que pour une détente, le rendement exergetique est défini comme étant le rapport de l'exergie fournie sur l'exergie utile :

$$\eta_{ex} = \frac{\text{exergie fournie}}{\text{exergie utile}}$$

$$\eta_{exTref} = \frac{w_{Tref}}{ex_4 - ex_3} = \frac{w_{Tref}}{w_{Tref} + ex(q_{34}) - an(w_{fi})} \quad (2.35)$$

$$\eta_{exTref} = \frac{w_{Tref}}{w_{Tref} + q_{34} \left(1 - \frac{T_{il}}{T_{Tent}} \right) - \frac{w_{fi} T_{il}}{T_{Tent}}} \quad (2.36)$$

Pour une détente adiabatique, l'expression (2.36) devient :

$$\eta_{exTad} = \frac{w_{Tad}}{w_{Tad} - \frac{w_{fi} T_{il}}{T_{Tent}}} \quad (2.37)$$

Le rendement polytropique de la détente adiabatique est défini par :

$$\eta_{polyTad} = \frac{w_{Tad}}{w_p} = \frac{w_{Tad}}{w_{Tad} - w_{fi}} \quad (2.38)$$

Et comme $T_{ient} > T_{il}$, et $w_{Tad} < 0$, il vient que $\eta_{polyTad} < \eta_{exTad}$

Et le rendement isentropique par (2.30) $\eta_T = \frac{w_{Tad}}{w_{Tad} - w_{pa}}$. Les pertes par rapport à

l'évolution isentropique (caractérisées par le rendement adiabatique) étant plus élevées que les pertes internes, nous obtenons finalement [39] :

$$\eta_{Tpolyad} < \eta_T < \eta_{exTad} \quad (2.39)$$

η_T : Rendement isentropique de détente.

d. Influence des transferts thermiques sur les rendements polytropique et exergetique de détente

De même que pour la compression, les expressions (2.34) et (2.36) montrent que les rendements polytropique et exergetique dépendent des pertes par frottements internes et par incidence pour une quantité de chaleur extraite à la turbine et l'équation (2.28) nous renseigne que ces forces sont fonction de k_{Tref} et de T_{i4} , T_{i3} étant supposée connue. Or k_{Tref} dépend de T_{i4} selon (2.33), π_T étant imposé. Finalement les pertes internes et par incidence ne dépendent que de la température à la sortie turbine et de la quantité de chaleur extraite. Ces

peres etant supposees constantes, le choix de T_{i4} est fait de sorte qu'elle soit comprise entre les temperatures obtenues pour les evolutions isentropique et adiabatique ($T_{i4is} < T_{i4} < T_{i4Tad}$).

L'etude est effectuee sur deux points de fonctionnement d'une turbine associee au compresseur precedent dont les caracteristiques sont resumees dans le Tableau 4

Points	π_T	η_T
1	2	0,83
2	2,75	0,87

Tableau 4 : Caracteristiques des points de fonctionnement de la turbine etudiee

Une programmation sous Excel 2007 nous a permis d'obtenir les Tableau 5 et les courbes de la Figure 46. Les conditions standard sont toujours : $p_{i1} = 1$ bar ; $T_{i1} = 288$ K

Point 1 : $w_{fi} = 34,15$ kJ/kg ; $\eta_T = 0,83$

$\frac{q_T}{w_T}$	0	0,1	0,2	0,34	0,48	0,63	0,85
η_p	0,82	0,819	0,818	0,816	0,813	0,811	0,808
η_{ex}	0,938	0,868	0,807	0,737	0,676	0,624	0,558

Point 2 : $w_{fi} = 38,35$ kJ/kg ; $\eta_T = 0,83$

$\frac{q_T}{w_T}$	0	0,1	0,2	0,41	0,52	0,81
η_p	0,857	0,855	0,854	0,85	0,848	0,843
η_{ex}	0,951	0,883	0,823	0,723	0,68	0,59

Tableau 5 : Resultats des calculs de rendements polytropiques et exergetiques de detente

L'observation precedente relative au compresseur reste valable pour la turbine. Pour les deux points de fonctionnement choisis, le rendement exergetique ne pourra jamais descendre en dessous de 68% puisque la chaleur perdue par la turbine ne peut pas exceder 50% en pratique.

La Figure 46 permet de visualiser l'evolution de ces rendements en fonction des transferts thermiques.

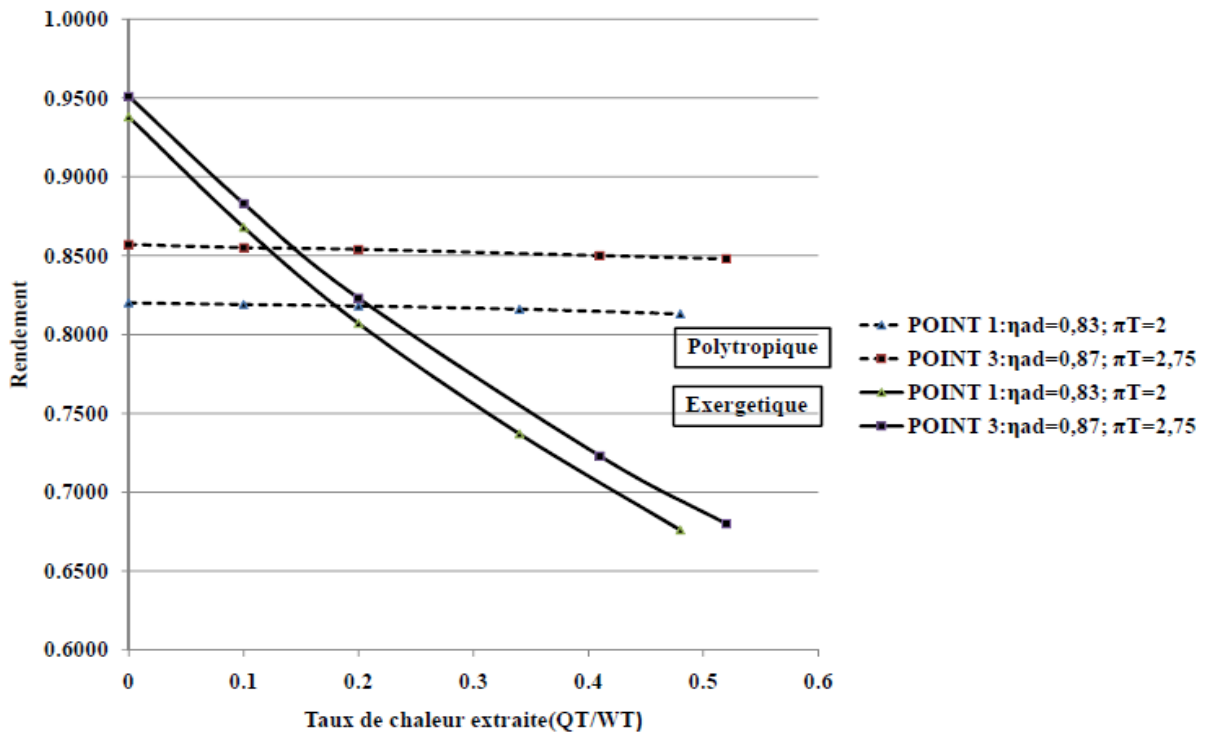


Figure 46 : Evolution des rendements polytropiques et exergetiques en fonction du rapport

quantité de chaleur cédée sur travail de la turbine $0 \leq \frac{q_T}{w_T} < 0,6$

e. Analyse et commentaires

Pour un point de fonctionnement donné, avec l'hypothèse des pertes par frottements internes et par incidence constantes, les remarques et observations importantes sur la turbine refroidie déduites de la Figure 46 sont résumées en trois points :

- ✓ le rendement polytropique diminue faiblement quand la turbine est refroidie. Comme pour le compresseur, cette diminution du rendement polytropique est tellement faible qu'il peut être considéré constant.
- ✓ le rendement exergetique diminue également quand la turbine perd de la chaleur. Cette baisse s'explique par la relation (2.36) qui peut se réécrire de la façon suivante :

$$\eta_{exTref} = \frac{w_{Tref}}{w_{Tref} + q_{34} \left(1 - \frac{T_{il}}{T_{Tent}} \right) - \frac{w_{fi} T_{il}}{T_{Tent}}} = \frac{w_{Tref}}{w_{Tref} + ex(q_{34}) - an(w_{fi})}$$

$$\frac{1}{\eta_{exTref}} = \frac{w_{Tref} + ex(q_{34}) - an(w_{fi})}{w_{Tref}} = 1 + \frac{ex(q_{34})}{w_{Tref}} - \frac{an(w_{fi})}{w_{Tref}}$$

La production anergétique an (w_{fi}) est positive et presque constante quand le travail de détente de la turbine diminue en valeur absolue avec la chaleur extraite et la valeur absolue de l'exergie ex (q_{34}) augmente. Le terme $\frac{1}{\eta_{exTref}}$ augmente et le rendement exergetique η_{exTref} diminue.

- ✓ La diminution du rendement exergetique est beaucoup plus remarquable que celle du rendement polytropique. Au point de fonctionnement n°1, pour une quantité de chaleur perdue par la turbine allant de zéro à cinquante pour cent du travail fourni, le rendement polytropique varie de 0,82 à 0,813 soit un écart relatif de 0,85%, ce qui n'est pas significatif, pendant que le rendement exergetique varie de 0,938 à 0,67 soit 28,6% d'écart et près de trente fois plus que le rendement polytropique.

Conclusion et recommandations

Les transferts thermiques ont donc une influence importante sur les performances des petites turbomachines en général et sur les turbocompresseurs en particulier. En supposant les pertes par frottement interne et par incidence constantes pour un point de fonctionnement donné, cette influence reste faible et presque négligeable sur le rendement polytropique pour les valeurs usuelles de quantité de chaleur échangée dans ces petites machines.

L'objectif étant de comprendre l'impact de ces divers flux thermiques sur leurs performances, au terme de cette étude, nous recommandons fortement l'utilisation du rendement exergetique en lieu et place des autres indicateurs de performance pour mieux appréhender l'impact des échanges thermiques sur ces micro-machines.

IV. Repositionnement sur une cartographie d'un point de fonctionnement adiabatique soumis à des échanges thermiques: cas d'une turbine à gaz

L'étude précédente a été faite sur un turbocompresseur. Les conclusions peuvent néanmoins s'appliquer à une turbine à gaz. Nous considérons la turbine à gaz à un seul arbre à cycle simple dont les Figure 47, Figure 48 et Figure 49 présentent les cartographies [41].

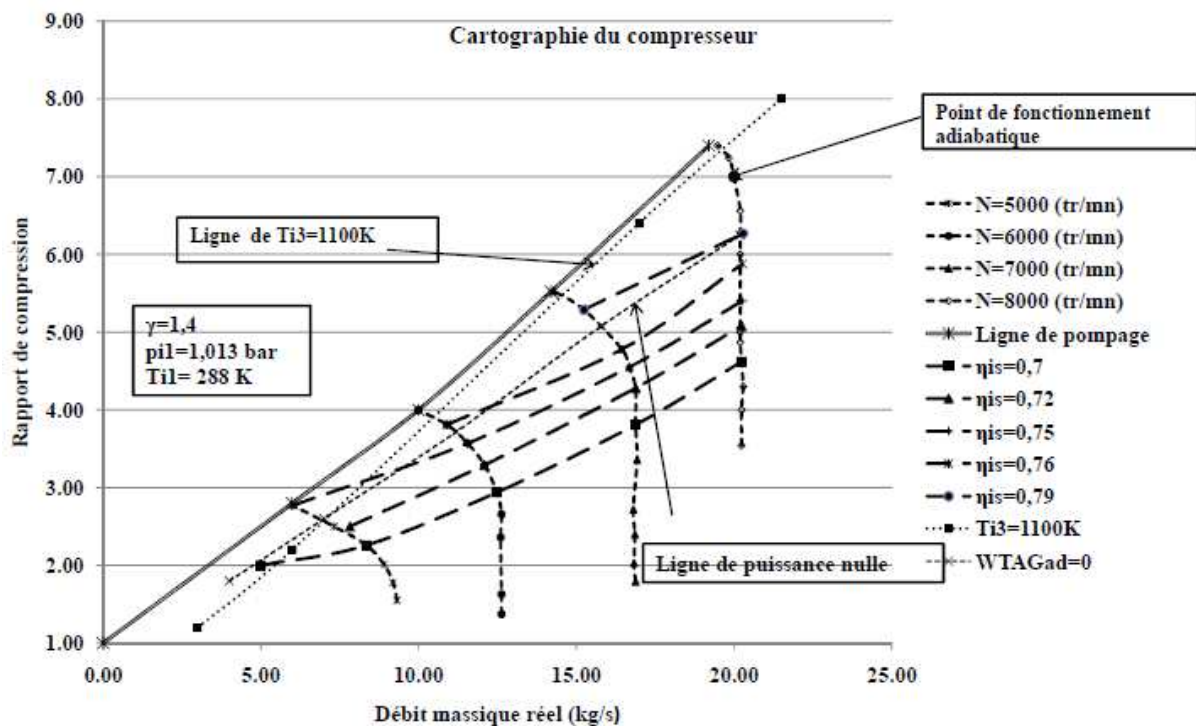


Figure 47 : Cartographie du compresseur adiabatique de la turbine à gaz étudiée [41]

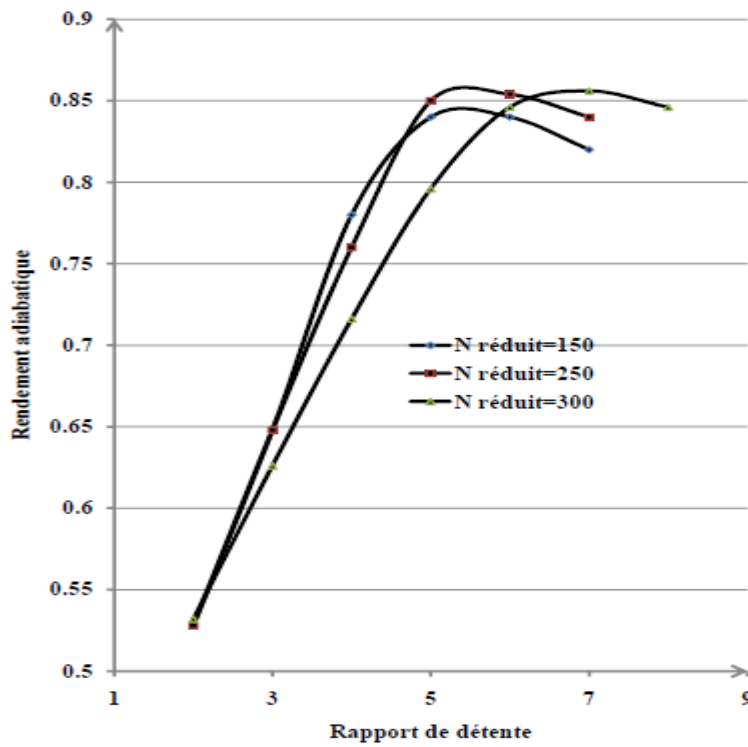


Figure 48 : Evolution du rendement isentropique en fonction du taux de détente de la turbine associée à la TAG étudiée [41]

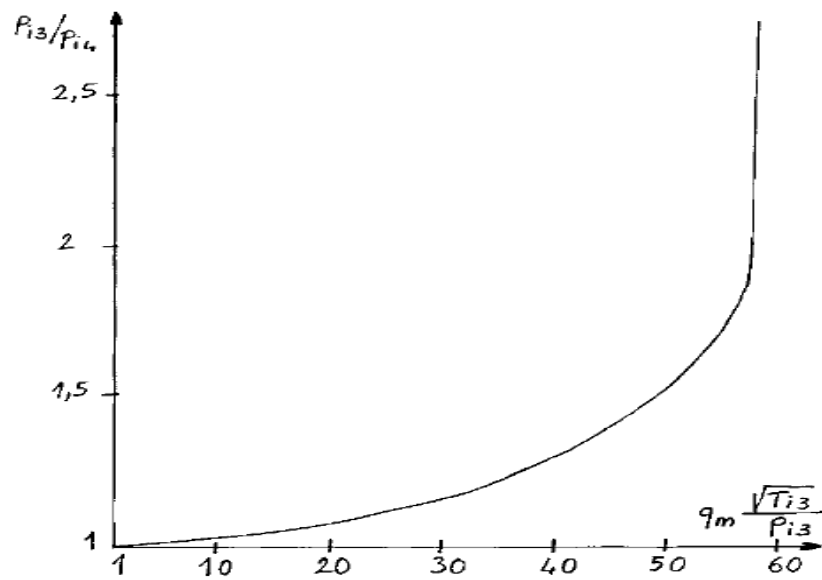


Figure 49 : Evolution du taux de détente en fonction du débit massique réduit de la turbine associée à la TAG étudiée [41]

Les hypothèses de calcul sont les suivantes :

- Pertes mécaniques : $P_m = 66 \text{ kW}$;
- Température d'entrée turbine $T_{i3} = 973 \text{ K}$;
- Rendement isentropique de la turbine : $\eta_T = 0,85$;
- Vitesse de rotation : $N = 8\,000 \text{ tr/min}$;
- Débit massique du compresseur : $q_m = 20 \text{ kg/s}$;
- Rapport de compression : $\pi_c = 7$;
- Rendement isentropique du compresseur : $\eta_C = 0,8$;

Les caractéristiques du point de fonctionnement adiabatique de la turbine à gaz calculées sont résumées dans le Tableau 6

	q_m (kg/s)	π_C ou π_T	η_{ex} %	N (tr/min)	P_{TAG} (kW)	T_{i3} (K)	Q_{cc} (kW)	η_{TAG} %	η_{exTAG} %
Compresseur adiabatique	20	7	89,1	8 000	1 526,4	973	9 431	16,2	16,2
Turbine adiabatique	20	6,42	92,9	8 000					

Tableau 6 : Caractéristiques des points de fonctionnement adiabatique de la turbine à gaz

1. Bilan énergétique et exergetique de la turbine à gaz au point de fonctionnement adiabatique

Les conditions standard de l'ambiance sont : $p_1 = 1,013$ bar, $T_{i1} = 288$ K. Les résultats des calculs joints sont résumés dans le Tableau 7 en Annexe 1

	Bilan énergétique		Bilan exergetique	
	kJ/kg	%	kJ/kg	%
Chaleur apportée par le combustible	471,54	100	471,54	100
Travail de la TAG	74,75	15,85	74,75	15,85
Echappement	393,49	83,45	155,34	32,94
Pertes mécaniques	3,3	0,7	3,3	0,7
Pertes thermiques	0	0	0	0
Pertes au compresseur (an)	0	0	29,35	6,22
Pertes dans la chambre de combustion (an)	0	0	182,29	38,66
Pertes dans la turbine (an)	0	0	26,51	5,62
Total des pertes	396,79	84,15	396,79	84,15

Tableau 7 : Bilan énergétique et exergetique du point de fonctionnement de la turbine à gaz adiabatique

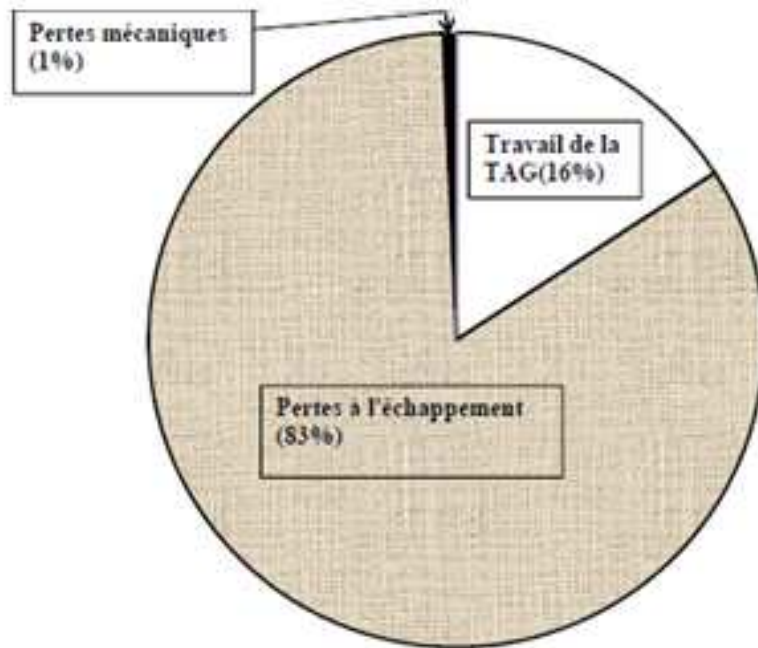


Figure 50 : Bilan énergétique de la turbine à gaz adiabatique

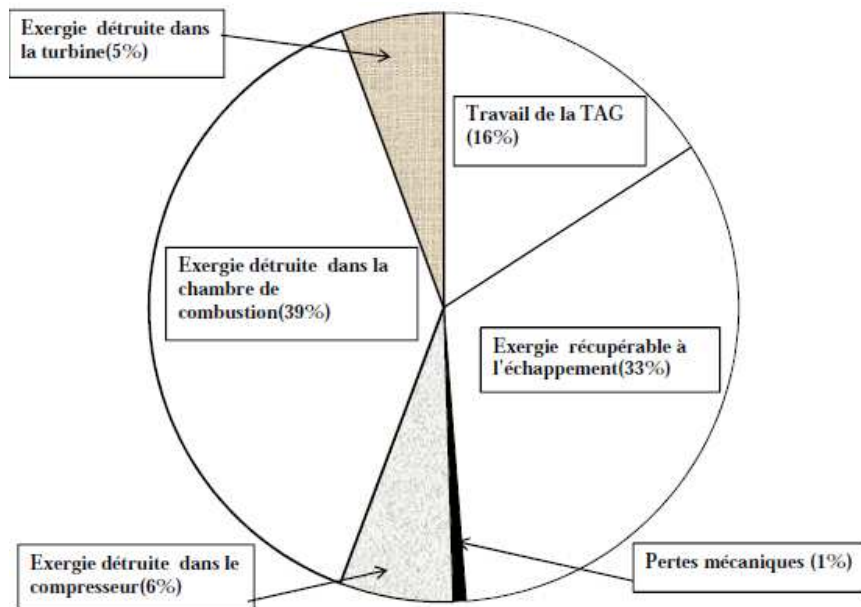


Figure 51 : Bilan exergetique de la turbine à gaz adiabatique

Le bilan exergetique est basé sur le concept de température entropique. Les résultats des calculs sont résumés dans le Tableau 7. Les détails des calculs sont joints en Annexe 2

Dans les turbines à gaz, lors des calculs exergetiques, l'exergie du carburant est généralement prise égale à son PCI (pouvoir calorifique inférieur) [33]. Ce qui revient à négliger la variation d'entropie entre le mélange combustible et les fumées en équilibre avec

le milieu ambiant et à considérer que cette énergie est de l'exergie pure. Les rendements exergetique et energetique sont donc egaux.

Dans cette turbine adiabatique, le bilan energetique de la Figure 50, au point nominal indique que le travail de la turbine à gaz représente 16% de l'énergie du combustible. Les 83% de cette énergie sont perdus dans les gaz d'échappement et 1% dans les frottements aux paliers. Les pertes par frottements internes et par incidence dans les turbomachines n'apparaissent pas dans le bilan de conservation de l'énergie (premier principe).

Dans le bilan exergetique de la Figure 51, il apparait que 33% de l'exergie du combustible, pouvant être recuperée par des moyens spécifiques, est perdue dans les fumées à l'échappement. Les 50% représentant la somme de l'exergie détruite dans la turbine, le compresseur et la chambre de combustion, sont convertis en energie non recuperable.

Bien évidemment, les irréversibilités les plus importantes ont lieu dans la chambre de combustion. Elles représentent 38% de l'exergie du fluide et 76% de toutes les irréversibilités. Celles de la turbine et du compresseur représentent en moyenne 12% de l'exergie du combustible.

2. Bilan energetique et exergetique de la turbine à gaz dont le compresseur est rechauffe et la turbine refroidie

Comme dans le cas du turbocompresseur étudie précédemment, des transferts thermiques internes peuvent s'opérer dans une turbine à gaz. Une étude expérimentale relative à ce phénomène a été faite sur une mini-turbine à gaz par Nathaly Moreno [17] et révèle que de la chaleur est transférée de la turbine vers le compresseur et l'environnement ambiant, comme déjà indique par certains auteurs.

Pour comprendre l'influence de ces échanges thermiques, nous supposons que la turbine est refroidie de telle sorte que les pertes thermiques représentent 15% du travail adiabatique. Nous considérons alors que 60% de ces pertes contribuent au réchauffement du compresseur [23], le reste étant perdu dans l'atmosphère ambiante. Les températures en fin de compression et de détente sont choisies de façon à avoir les mêmes pertes par frottements internes en adiabatique et en non adiabatique.

a. Influence des transferts thermiques sur le point nominal

Si la turbine à gaz non adiabatique est utilisée au même point de fonctionnement qu'en version adiabatique, nous obtenons les résultats résumés dans le Tableau 8

	q_m (kg/s)	π_C ou π_T	η_{ex} %	N (tr/min)	P_{TAG} (kW)	T_{i3} (K)	Q_{cc} (kW)	η_{TAG} %	η_{exTAG} %
Compresseur réchauffé	20	7	90,2	8 000	1 128	973	8 521	13,2	13,2
Turbine refroidie	20	6,42	84,8	8 000					

Tableau 8 : Caractéristiques du point de fonctionnement nominal en situation non adiabatique

La comparaison des résultats du Tableau 6 et ceux du Tableau 8, conduit aux observations suivantes :

- ✓ le rendement énergétique et le rendement exergetique ont chuté de 16,2 à 13,2% ;
- ✓ la puissance nette de la turbine a diminué de 26% (1 526 à 1 128 kW).

Cette dégradation importante des performances impose la nécessité de connaître le point réel de fonctionnement en tenant compte des transferts thermiques. Dans une centrale électrique équipée de turbine à gaz, la nécessité de répondre aux besoins de la consommation impose que la puissance fournie soit maintenue constante. Ce qui nous conduit à retrouver le nouveau point de fonctionnement en non adiabatique répondant à ce critère (même puissance à vitesse de rotation constante).

b. Recherche du nouveau point de fonctionnement répondant aux besoins de la production

- Point de fonctionnement du compresseur

La turbine à gaz fonctionne à 8 000 tr/min en version adiabatique et non adiabatique. Pour cette iso vitesse, nous traçons la courbe d'évolution de la puissance en fonction du rapport de compression dans les deux configurations de fonctionnement (Figure 52). On peut

déjà observer que pour un même rapport de compression à l'iso-vitesse considérée, la puissance produite par la turbine à gaz est plus importante en version adiabatique qu'avec transferts thermiques et à iso-puissance, le rapport de compression est plus élevé quand le compresseur est réchauffé. Connaissant la puissance désirée nous pouvons retrouver le nouveau rapport de compression en fonctionnement non adiabatique. Ce nouveau rapport de compression et la vitesse de rotation permettent de déduire le débit massique sur la cartographie du compresseur.

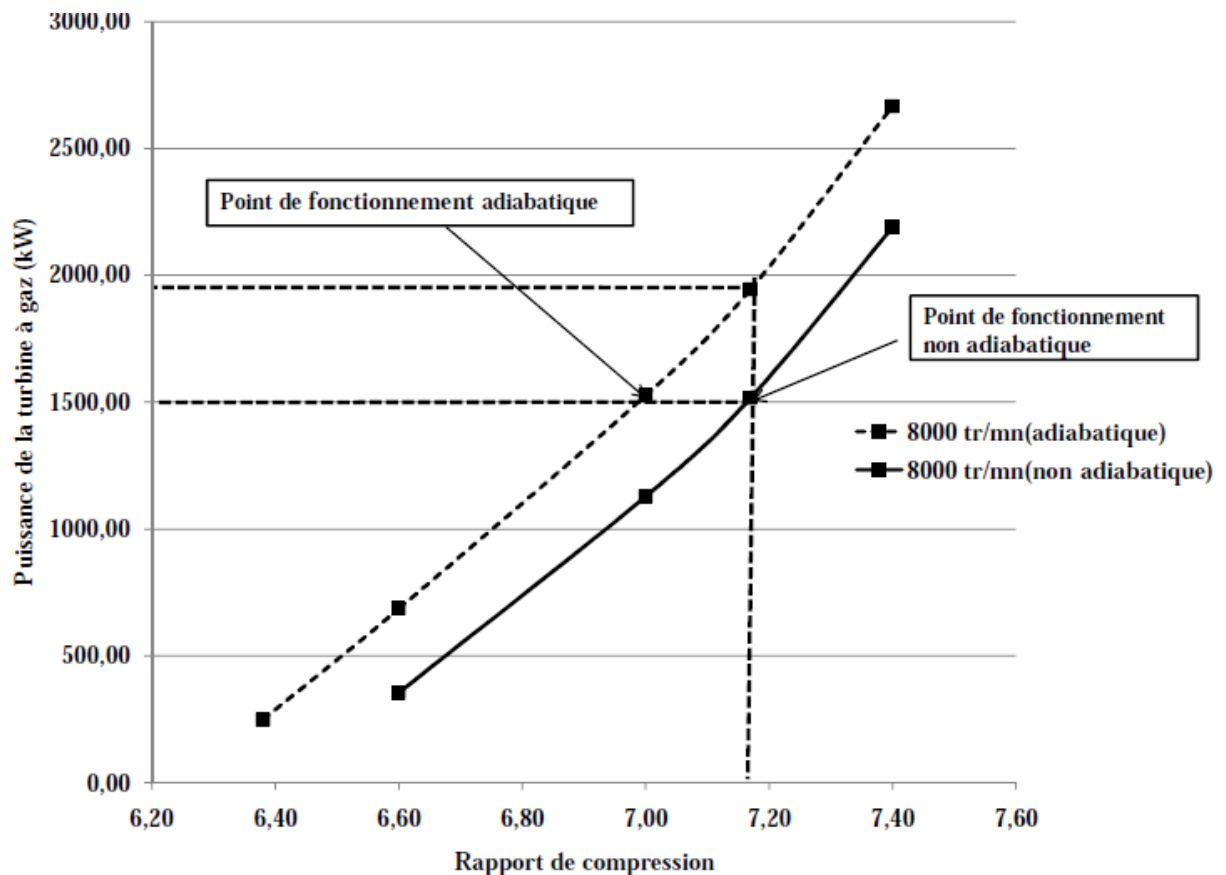


Figure 52 : Evolution de la puissance de la turbine à gaz en fonction du rapport de compression en adiabatique et avec transfert thermique

- Point de fonctionnement de la turbine

La vitesse de rotation étant imposée, la puissance désirée ne peut être obtenue qu'en agissant sur le débit du combustible qui a un impact direct sur la température d'entrée turbine. La caractéristique de perméabilité de la turbine (Figure 49) montre que pour des taux de détente supérieurs à deux (2:1), le débit réduit est constant [41]. Ce débit réduit calculé en

adiabatique permet de determiner la nouvelle temperature d'entree turbine (T_{i3}) correspondant a la nouvelle pression p_{i3} par l'equation :

$$q_m \frac{\sqrt{T_{i3}}}{p_{i3}} = cste \quad (2.40)$$

Le calcul de l'iso vitesse reduite $\frac{N}{\sqrt{T_{i3}}}$ conduit a la determination du nouveau rendement

exergetique par lecture sur la courbe $\eta_{ex} = f(\pi_T)$ de la Figure 53.

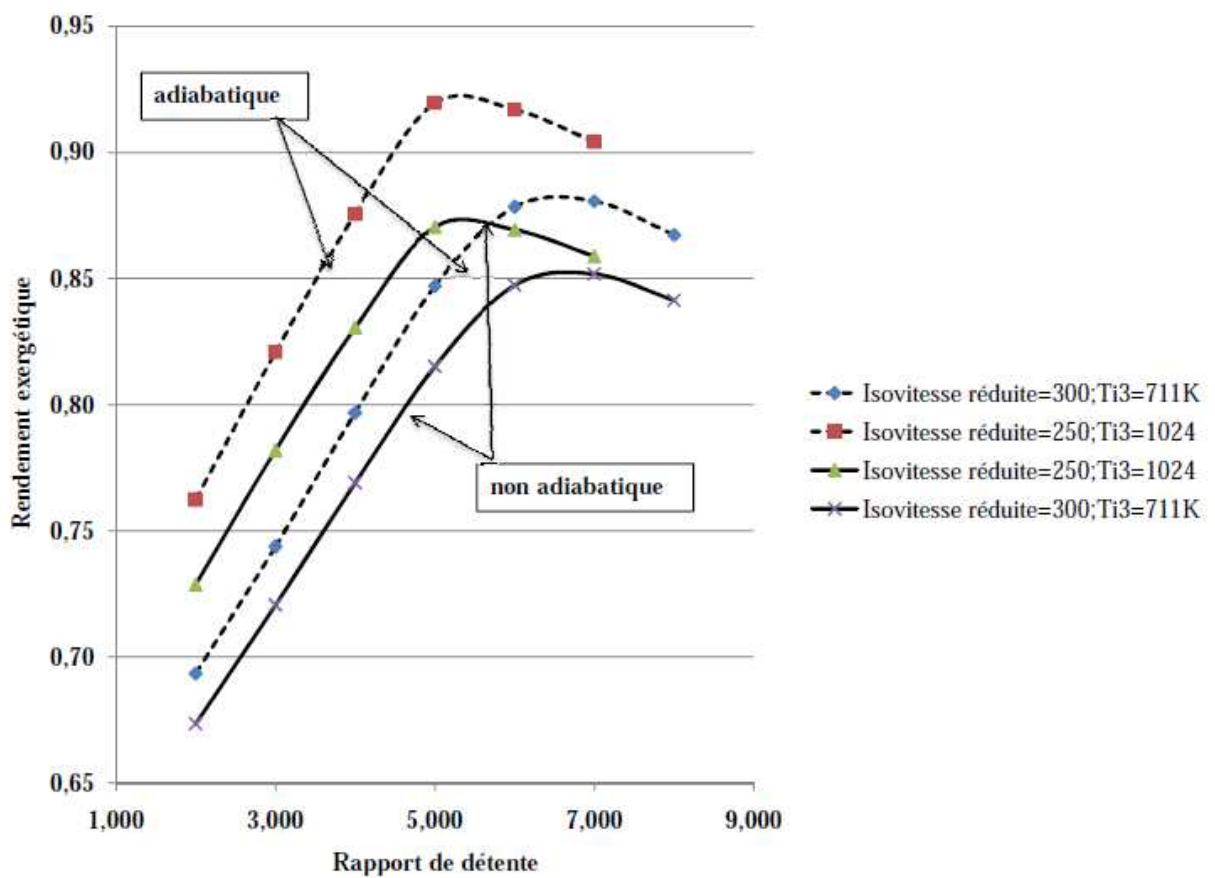


Figure 53 : Rendement exergetique de la turbine en version adiabatique et non adiabatique en fonction du taux de detente pour deux iso-vitesses reduites de la turbine

Les caractéristiques du nouveau point de fonctionnement ainsi obtenues sont résumées dans le Tableau 9.

	q_m (kg/s)	π_C ou π_T	η_{ex} %	N (tr/min)	P_{TAG} (kW)	T_{i3} (K)	Q_{cc} (kW)	η_{TAG} %	η_{exTAG} %
Compresseur réchauffé	19,8	7.17	89,1	8 000	1 515	1 042	9 786	15,5	15,5
Turbine refroidie	19,8	6,57	84,8	8 000					

Tableau 9 : Caractéristiques des nouveaux points de fonctionnement non adiabatique

Comparant les résultats du Tableau 6 à ceux du Tableau 9, nous faisons les observations suivantes :

- ✓ le débit massique a diminué. Il est passé de 20 à 19,8 kg/s, soit un écart de 1% ;
- ✓ le rapport de compression a augmenté en passant de 7 à 7,17 soit une augmentation de 2,4% ;
- ✓ la température d'entrée turbine a augmenté. Elle est passée de 973 à 1 042 K. La limite étant de 1 100 K ;
- ✓ les rendements, énergétique et exergetique se sont dégradés de 16,2 à 15,5% (écart de 4,32%).

Globalement la zone de fonctionnement s'est légèrement rétrécie. Mais l'augmentation de la température d'entrée turbine est un handicap car elle a une influence sur la durée de vie de la turbine à gaz.

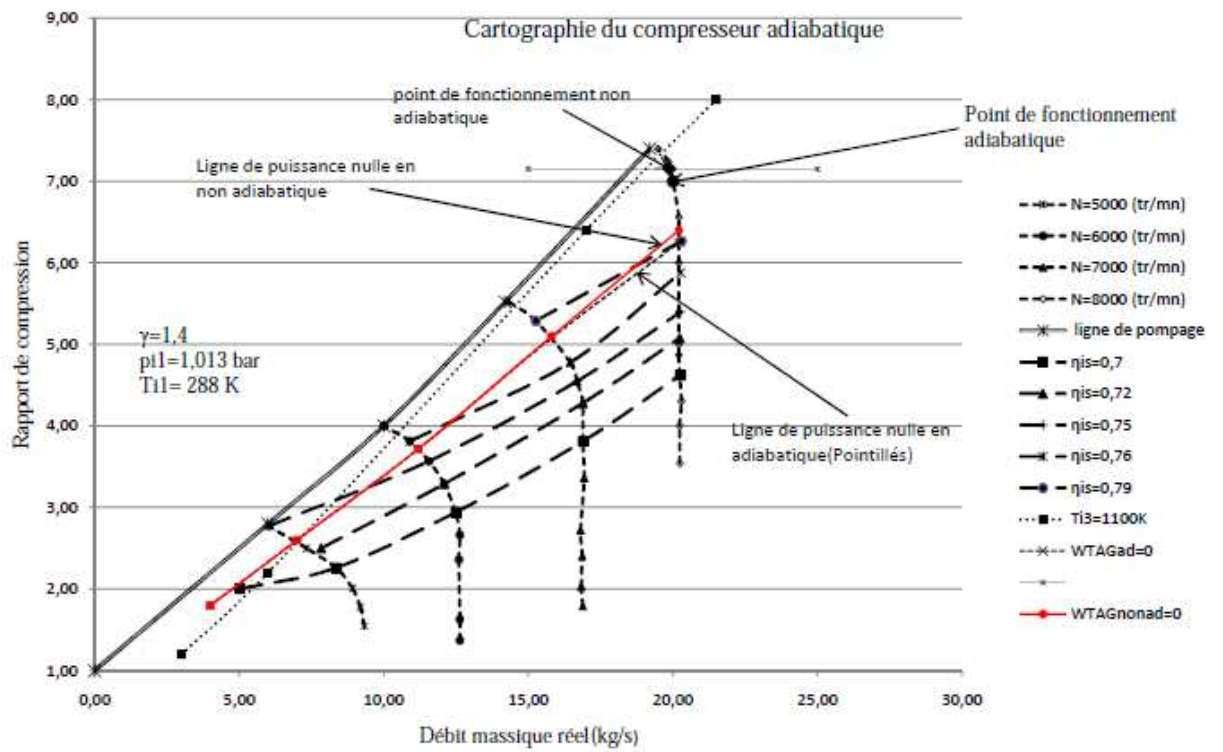


Figure 54 : Cartographie du compresseur adiabatique de la turbine à gaz étudiée avec position du point de fonctionnement avec transferts thermiques

c. Bilan énergétique et exergetique du nouveau point de fonctionnement

Ce bilan est résumé dans le Tableau 10 et comme précédemment, le détail des calculs est joint en Annexe 2

	Bilan énergétique		Bilan exergetique	
	kJ/kg	%	kJ/kg	%
Chaleur apportée par le combustible	494,26	100,00	494,26	100,00
Travail de la TAG	74,61	15,10	74,61	15,10
Échappement	393,89	79,69	159,68	32,31
Pertes mécaniques	3,30	0,67	3,30	0,67
Pertes thermiques	22,46	4,54	22,46	4,54
Pertes au compresseur (an)			28,80	5,83
Pertes dans la chambre de combustion (an)			177,23	35,86
Pertes dans la turbine (an)			28,18	5,70
Total des pertes			234,21	47,39

Tableau 10 : Bilan énergétique et exergetique du nouveau point de fonctionnement

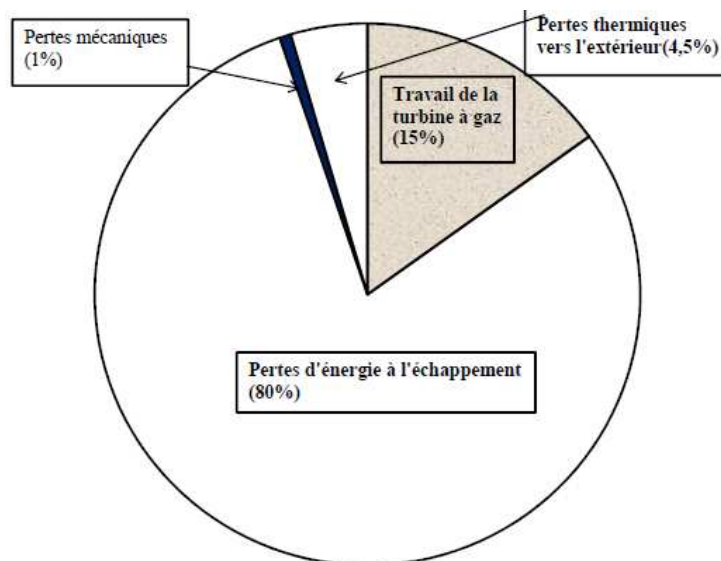


Figure 55 : Bilan énergétique de la turbine à gaz au nouveau point de fonctionnement avec échange thermique

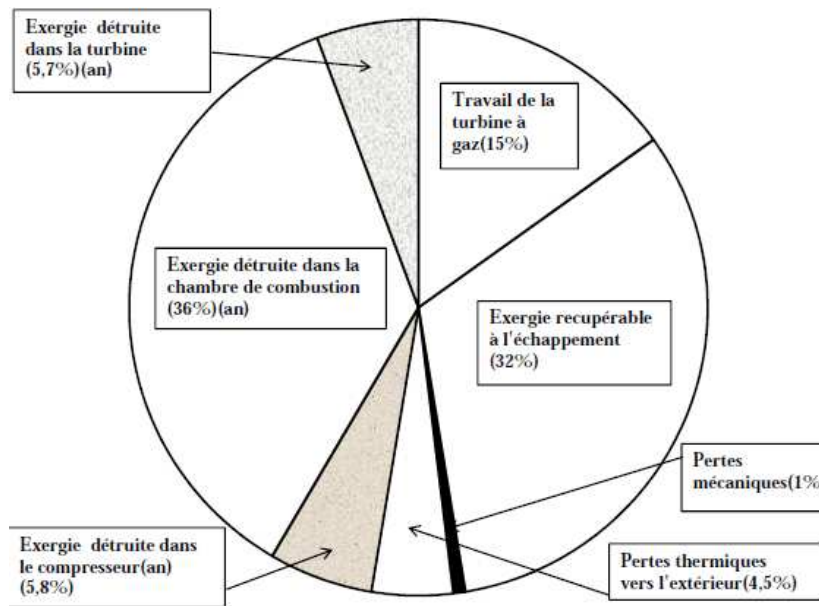


Figure 56: Bilan exergetique de la turbine à gaz au nouveau point de fonctionnement avec échange thermique

Dans le bilan d'énergie de la Figure 55, les pertes thermiques à l'échappement représentent 79 % en plus des 5% de pertes vers l'extérieur. Le bilan exergetique (Figure 56) nous montre que 32% de l'exergie du combustible récupérable par des moyens appropriés, est perdue à l'échappement. Au total, 47% de l'exergie du combustible est convertie en anergie (non récupérable). Les irréversibilités de la combustion sont prépondérantes et représentent près de 36% de l'exergie du combustible alors que celles de la turbine et du compresseur ne sont que de 11%.

3. Comparaison avec les résultats expérimentaux

L'analyse et les résultats obtenus au point nominal de fonctionnement et présentés dans les précédents paragraphes peuvent être étendus à toute la plage de fonctionnement de la turbine à gaz.

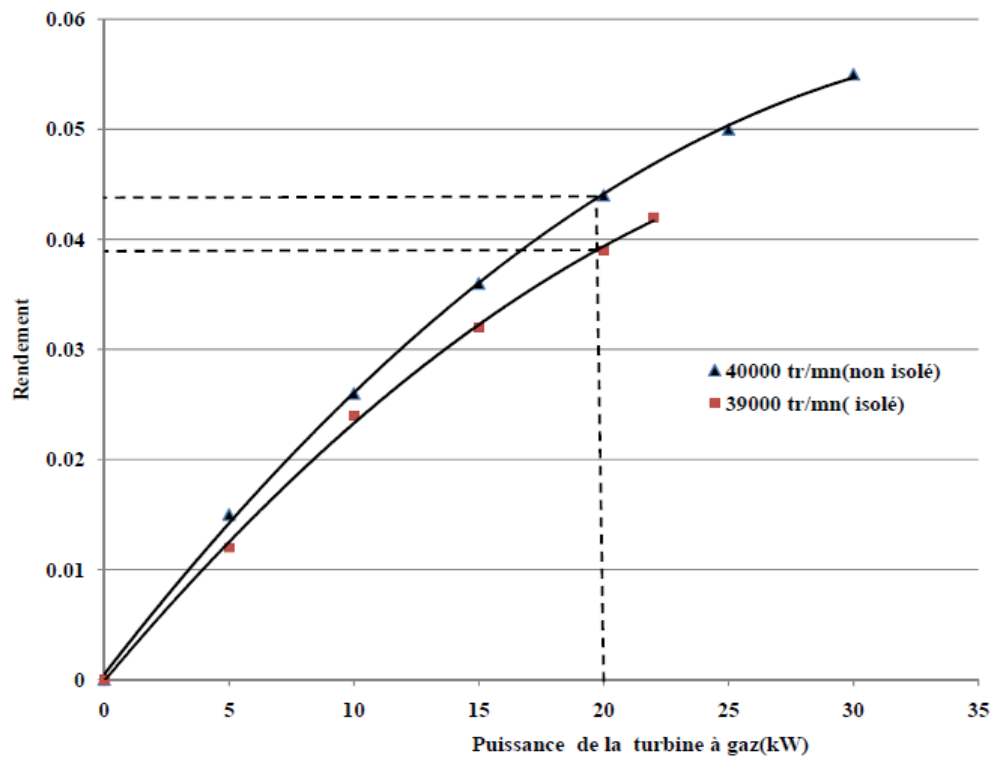


Figure 57 : Évolution du rendement énergétique en fonction de la puissance nette produite (turbine à gaz de Caracas) [17]

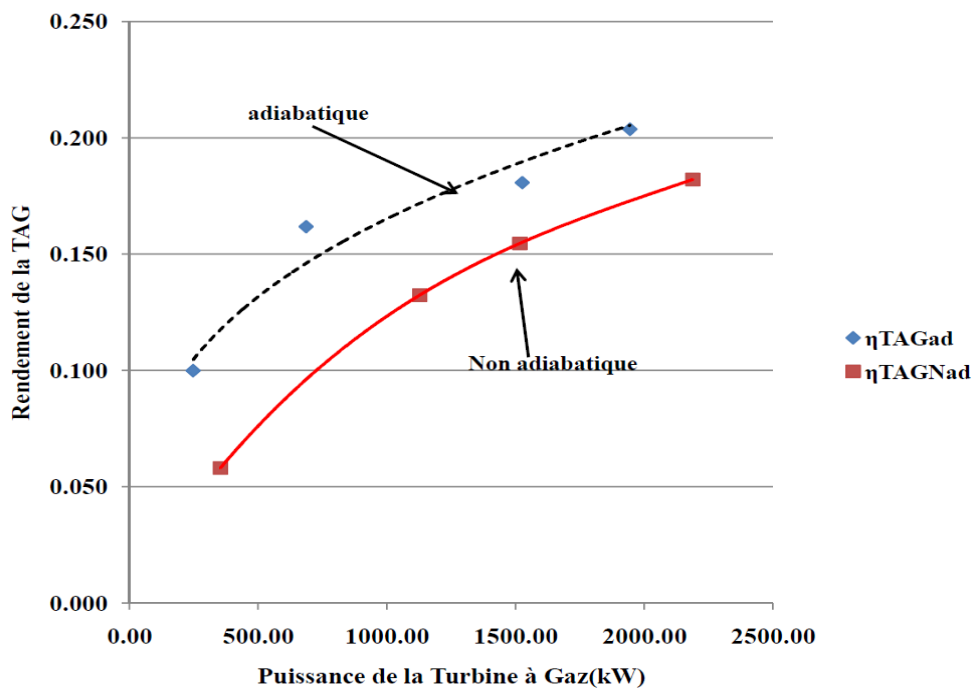


Figure 58 : Évolution du rendement énergétique en fonction de la puissance nette produite (turbine à gaz étudiée)

La Figure 57 représente les résultats expérimentaux obtenus par Nathaly Moreno [17]. La Figure 58 est obtenue dans le cas de notre étude. Dans la turbine expérimentale isolée [17], les transferts thermiques internes de la turbine vers le compresseur sont plus élevés et la turbine est davantage refroidie. La version non isolée correspond au cas d'une turbine refroidie et un compresseur faiblement réchauffé (proche de l'adiabatique).

Les résultats expérimentaux et ceux de notre étude présentent les mêmes tendances. Pour une même iso-vitesse, le rendement de la turbine à gaz augmente avec la puissance nette produite. Pour une même puissance produite à la même iso-vitesse, ce rendement est plus faible dans la turbine à gaz non adiabatique.

Comparés à ceux de la turbine à gaz étudiée (1 500 kW), on peut observer que les rendements de la turbine à gaz de N. MORENO [17] (75 kW) sont très mauvais. 8% contre 16% à la puissance nominale. En effet, c'est une machine de petite taille dont la puissance est vingt fois plus petite. Les pertes thermiques importantes pourraient être la cause de la dégradation de ses performances

Conclusion

L'écoulement dans les petites turbomachines thermiques n'est pas adiabatique et le rendement par rapport à l'isentropique ne peut pas être utilisé comme indicateur de performance. L'introduction de la notion de température entropique permet de calculer aisément le rendement exergetique qui est bien indiqué pour caractériser la performance de ces machines.

Dans un turbocompresseur avec transfert de chaleur interne de la turbine vers le compresseur, le rendement exergetique du compresseur augmente pendant que celui de la turbine diminue. Les rendements polytropiques ne varient pratiquement pas. Cette conclusion peut s'appliquer à toute sorte de turbocompresseur. Pour une température d'entrée turbine et une pression données, ces échanges thermiques entraînent une diminution de la puissance recueillie sur l'arbre. La pression à l'entrée des moteurs turbocompressés étant régulée et presque constante, la position du distributeur à calage variable doit changer pour maintenir ces conditions.

Les performances des petites turbines à gaz avec transfert thermique évaluées dans cette étude, confirment que celles habituellement obtenues avec les cartographies adiabatiques sont surestimées. L'hypothèse admise selon laquelle les pertes thermiques de la turbine représentent 15% du travail adiabatique de la turbine, conduit à une surévaluation de 35% de

la puissance et de 23% des rendements énergétique et exergetique. De nouvelles cartographies avec des paramètres exergetiques sont alors nécessaires pour la prédiction des caractéristiques et adapter les points de fonctionnement.

Ce nouveau point de fonctionnement qui nécessite beaucoup plus de combustible pour la même puissance et la température d'entrée turbine plus élevée, a une influence négative sur la durée de vie de la turbine.

La détermination du nouveau point de fonctionnement a été faite en supposant connues les valeurs des échanges thermiques. Le système de coordonnées utilisé pour la représentation des performances est obtenu par les lois de la similitude établies avec l'hypothèse d'adiabaticité. Il apparaît donc inexact de les utiliser avec les machines non adiabatiques. L'objectif du chapitre suivant portant sur la similitude des turbomachines thermiques à fluide compressible est donc de proposer des nombres sans dimension prenant en compte les échanges thermiques et pouvant être utilisés dans n'importe quelle condition.

Chapitre III

Similitude des turbomachines thermiques non adiabatiques à fluide compressible

Introduction

En analyse dimensionnelle, la similitude permet, connaissant un phénomène physique pour des conditions données, de prédire ce même phénomène pour d'autres conditions grâce à des lois faisant intervenir des nombres sans dimension. Elle utilise essentiellement l'expérimentation comme outil de base pour la connaissance de ce phénomène physique.

Malgré la prolifération des codes de calcul permettant de modéliser et de simuler le fonctionnement des machines les plus complexes, l'expérimentation reste plus que d'actualité, car elle permet de valider les résultats obtenus par les calculs. Mais toutes les expérimentations ne sont pas faciles à réaliser dans les conditions réelles de fonctionnement des machines. C'est l'exemple des turbocompresseurs montés sur les moteurs à combustion interne, fonctionnant sous des températures de 300 à 800°C, dans des conditions pulsées et à tous les régimes. L'instrumentation étant difficile à réaliser, les constructeurs font souvent les essais à froid en admettant en première approximation l'hypothèse d'adiabaticité au compresseur. Ensuite, à partir des résultats expérimentaux, les lois habituelles de la similitude sont utilisées pour déterminer les performances dans les conditions réelles de fonctionnement.

Cette hypothèse simplificatrice leur permet d'utiliser le rendement par rapport à l'isentropique pour rendre compte des imperfections des machines. Afin de prendre en compte les importants transferts thermiques qui ont lieu dans les machines à géométrie réduite (turbines centripètes de suralimentation et micro turbines à gaz) fonctionnant à des températures élevées, nous proposons dans cette partie, l'utilisation de nouvelles coordonnées réduites ou adimensionnelles.

I. Aperçu bibliographique

La similitude des turbomachines non adiabatiques n'a pas connu beaucoup de succès dans les laboratoires de recherche car la littérature n'est pas assez fournie.

En 1988, **Friberg et al.** [42] ont présenté un travail sur la prévision des caractéristiques des turbomachines appliquée à une pompe centrifuge, un compresseur centrifuge et une turbine centripète. Dans ce travail, ils ont essayé de déduire les performances d'une turbine centripète à chaud, à partir des résultats d'essais à froid. Mais les résultats se sont avérés non concluants. Ils ont observé que pour une vitesse et un débit adimensionnels donnés, le taux de détente est plus élevé à froid qu'à chaud.

M. Frelin [34] a été véritablement le premier à travailler en 1991 sur la similitude d'une turbine non adiabatique. Après avoir tracé les courbes caractéristiques de la perméabilité $\frac{p_{ie}}{p_{is}} = f\left(\frac{q_m}{a_{ie}\rho_{ie}r_3^2}, \frac{u_3}{a_{ie}}\right)$ et du rendement isentropique $\eta_{is} = f\left(\frac{q_m}{a_{ie}\rho_{ie}r_3^2}, \frac{u_3}{a_{ie}}\right)$ d'une turbine centripète dans les systèmes de coordonnées habituelles (Figure 59 et Figure 60), il a observé d'importantes divergences sur les résultats à chaud et à froid.

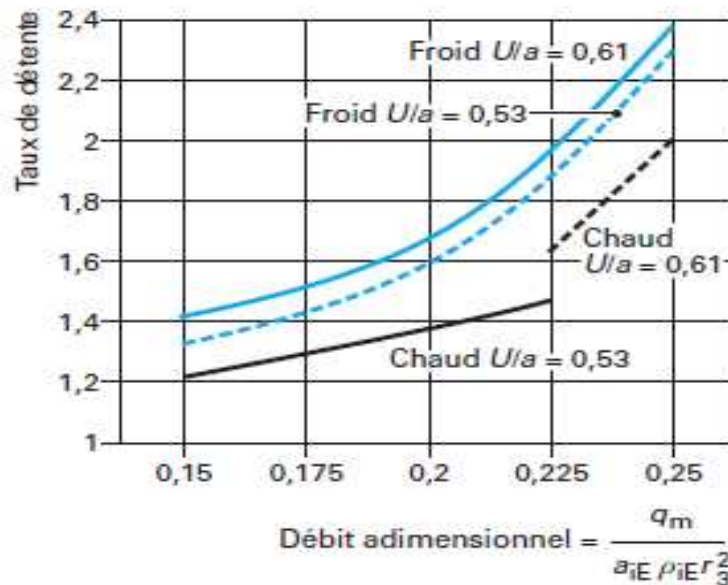


Figure 59 : Evolution du taux de détente d'une turbine de suralimentation à chaud et à froid, en fonction du débit massique adimensionnel : résultats expérimentaux [43].

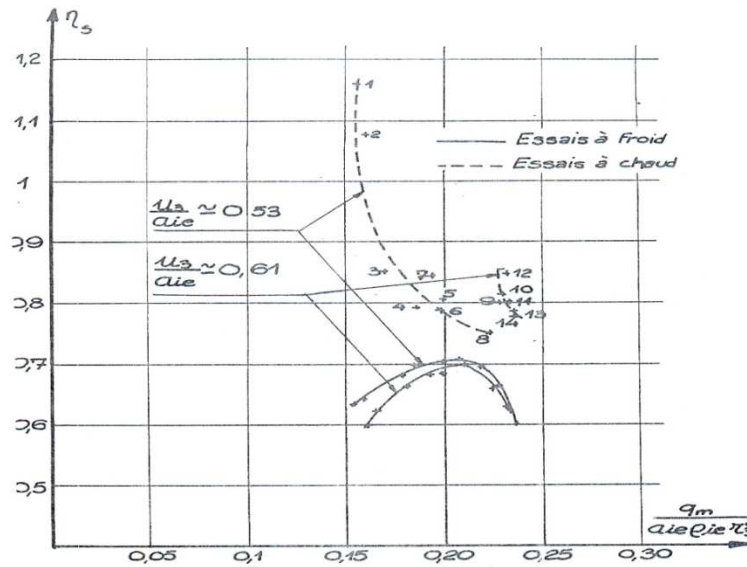


Figure 60: Evolution du rendement isentropique d'une turbine de suralimentation à chaud et à froid, en fonction du débit massique adimensionnel : résultats expérimentaux [34]

Il a donc proposé les relations suivantes, basées sur le travail polytropique (w_p), pour tenir compte des échanges thermiques au sein de la turbomachine :

$$\eta_p = F_1 \left(\frac{q_m \sqrt{w_p}}{P_{iE} r_3^2}, \frac{N r_3}{\sqrt{w_p}} \right) \quad (3.1)$$

$$\frac{P_{iE}}{P_{iS}} = F_2 \left(\frac{q_m \sqrt{w_p}}{P_{iE} r_3^2}, \frac{N r_3}{\sqrt{w_p}} \right) \quad (3.2)$$

$$\frac{P_i}{P_{iE} \sqrt{w_p} r_3} = F_3 \left(\frac{q_m \sqrt{w_p}}{P_{iE} r_3^2}, \frac{N r_3}{\sqrt{w_p}} \right) \quad (3.3)$$

q_m : Débit massique (kg/s); w_p : Travail polytropique (J/kg); N : Vitesse de rotation (tr/min) ; r_3 : rayon extérieur de la roue (m) ; η_p : rendement polytropique.

Pour un point de fonctionnement donné, le calcul du travail polytropique passe par la connaissance du coefficient polytropique k qui ne peut être obtenu que si la température de refoulement et le rapport de pression sont connus. En effet :

$$w_p = \frac{kr}{k-1} (T_{iE} - T_{iS}) \quad (3.4)$$

$$\frac{k-1}{k} = \frac{\ln\left(\frac{T_{iS}}{T_{iE}}\right)}{\ln\left(\frac{P_{iS}}{P_{iE}}\right)} \quad (3.5)$$

E : Entrée ; S : Sortie ; F₁ ; F₂ et F₃ : Fonctions.

Pour le taux de détente, les résultats obtenus dans ce système de coordonnées adimensionnelles (équations (3.1), (3.2) et (3.3)) entre les essais à chaud et à froid sont très

satisfaisants (Figure 61) $\left(n = \frac{Nr_3}{\sqrt{w_p}} \right)$.

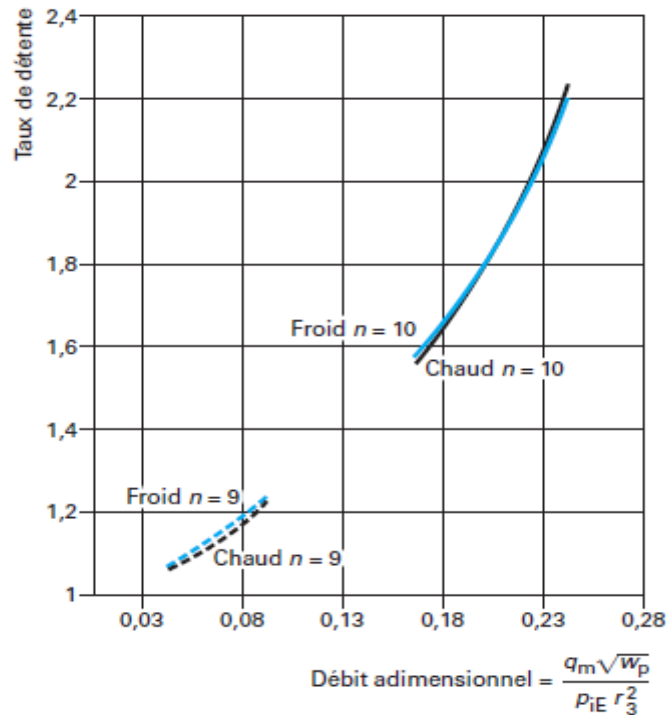


Figure 61 : Evolution du taux de détente d'une turbine de suralimentation à chaud et à froid, en fonction du débit massique adimensionnel : résultats expérimentaux [43]

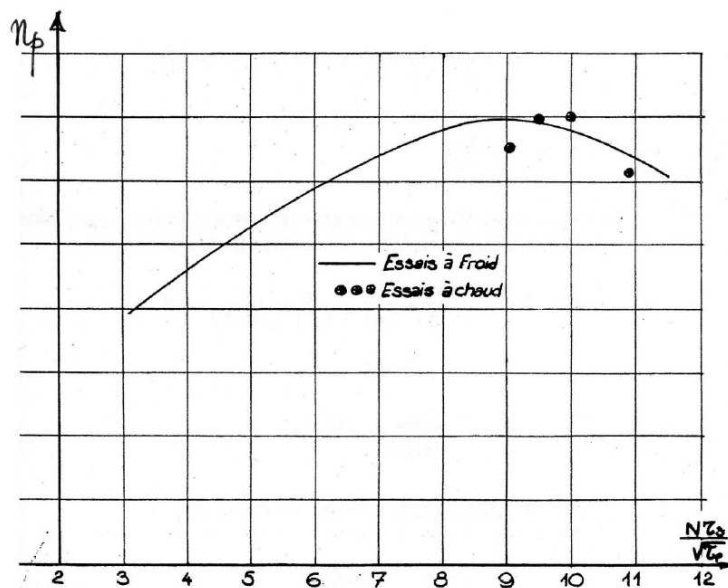


Figure 62 : Evolution du rendement polytropique d'une turbine de suralimentation à chaud et à froid, en fonction de la vitesse adimensionnelle : résultats expérimentaux [34]

Mais pour la courbe du rendement polytropique en fonction de la vitesse adimensionnelle, les résultats (Figure 62) semblent indiquer qu'il n'est pas uniquement fonction de la vitesse adimensionnelle proposée. Aussi, les résultats d'essais ne sont pas suffisants pour tirer une conclusion rigoureuse.

Selon M. Pluviose et al. [44], l'un des avantages de la similitude en fluide compressible est de pouvoir prédire les performances de fonctionnement d'une turbomachine si on modifie les conditions de pression et de température à l'aspiration (à l'influence du nombre de Reynolds près). Or, les variables sans dimensions indépendantes proposées par M. Frelin font intervenir le travail polytropique dont l'usage n'est pas toujours facile. C'est l'exemple d'un compresseur de turbocompresseur essayé à froid et qui fonctionne à chaud (réchauffé par la turbine), avec les mêmes conditions d'entrée et à la même vitesse. Le travail polytropique ne varie pas malgré l'apport thermique et cela semble anormal.

On constate dès lors que la similitude des turbomachines non adiabatiques constitue encore une piste de recherche à investiguer.

Cette étude s'inscrit donc dans la suite des travaux de M. Frelin [34].

La similitude est généralement portée sur deux aspects : l'aspect géométrique qui concerne une famille de machines géométriquement semblables, et l'aspect fonctionnel qui concerne une famille de machines qui ont un fonctionnement semblable. Ces deux aspects doivent simultanément être pris en compte.

II. Conditions de similitude

Le fonctionnement d'une famille de turbomachines est en général régi par une équation mathématique de la forme (3.6) [45]:

$$f_k(a_k, b_1, b_2, \dots, b_n) = 0 \quad (3.6)$$

Ou encore :

$$a_k = f_k(b_1, b_2, \dots, b_n)$$

a_1, a_2, \dots, a_k sont des variables dépendantes et b_1, b_2, \dots, b_n , des variables indépendantes à déterminer pour la description complète du phénomène. Cela passe par l'établissement des hypothèses et conditions de similitude.

1. Conditions géométriques

Deux turbomachines sont dites géométriquement semblables lorsqu'on peut passer de l'une à l'autre en multipliant toutes les dimensions linéaires par un nombre constant appelé coefficient de similitude géométrique [45]. L'ensemble des turbomachines d'une même famille est caractérisée par la constance des angles définissant la position des aubages fixes et mobiles. Pour deux machines a et b de rayon extérieur R_a et R_b , la condition de similitude géométrique se traduit par la relation (3.7).

$$\frac{R_a}{R_b} = k_1 \quad (3.7)$$

k_1 : Coefficient de similitude géométrique.

Les machines a et b sont alors dits homothétiques.

2. Conditions de fonctionnement

a. Conditions aérodynamiques

On suppose à priori que les machines sont géométriquement semblables. D'un point de vue aérodynamique, pour que deux écoulements soient semblables, il faut qu'en tous points homologues, les nombres de Reynolds soient égaux et que les champs des vitesses absolues et relatives soient semblables. Ce qui signifie que les triangles des vitesses sont semblables.

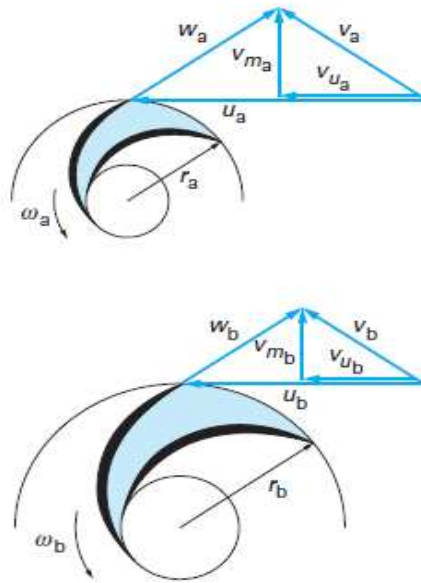


Figure 63: Triangles de vitesse semblables pour deux pompes du même type [45]

Du principe de conservation du débit masse, M. Frelin [34] a montré que la relation (3.8) doit être satisfaite.

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = k_2 \quad (3.8)$$

ρ_1 : masse volumique du fluide à l'entrée de la roue ;

ρ_2 : masse volumique du fluide à la sortie de la roue.

Pour deux machines homothétiques a et b fonctionnant en similitude, on peut écrire que :

$$\frac{\rho_{1a}}{\rho_{2a}} = \frac{\rho_{1b}}{\rho_{2b}} = k_2, \text{ d'où}$$

$$\frac{\rho_{1a}}{\rho_{1b}} = \frac{\rho_{2a}}{\rho_{2b}} = k'_2 \quad (3.9)$$

En plus de la masse volumique, les autres variables aérodynamiques d'une turbomachine sont le débit massique (q_m) et la vitesse de rotation (N).

b. Condition de performance

D'après l'équation (3.6) le fonctionnement d'une turbomachine à fluide compressible adiabatique ou non est caractérisé par des variables dépendantes et indépendantes. Les variables dépendantes sont essentiellement les performances qui sont : la puissance interne et le rendement interne. Les caractéristiques géométriques de la machine et celles du fluide sont les variables indépendantes.

Le rendement interne (rendement par rapport à l'isentropique ou rendement interne polytropique) est un coefficient sans dimension qui traduit la qualité de fonctionnement de la machine. Dans les machines adiabatiques, le rendement interne couramment utilisé est le rendement par rapport à l'isentropique. Dans les machines non adiabatiques, ce rendement n'a plus de sens et est remplacé par le rendement interne polytropique qui peut être utilisé aussi bien en adiabatique que dans les machines avec transferts thermiques. Pour que deux machines homothétiques aient la même qualité de fonctionnement, il faut absolument que ce nombre soit invariant. Selon M. Pluiose et al. [46], le rendement polytropique est celui qui caractérise la qualité de l'appareil et est invariant dans une similitude aérodynamique si l'influence du nombre de Reynolds est négligée. Donc nous admettrons par hypothèse et à juste titre que deux machines homothétiques sont en similitude de fonctionnement lorsque cet indice de qualité se conserve. De plus, les conclusions du chapitre précédent ont montré que le rendement polytropique varie très peu en fonction des échanges thermiques pour un point de fonctionnement donné. Il est défini dans le cas d'un compresseur par la relation (3.10) :

$$\eta_p = \frac{w_p}{w_i} = k_3 \quad (3.10)$$

En définitive, pour que deux turbomachines fonctionnent en similitude, il faut que les relations (3.7), (3.9) et (3.10) soient satisfaites.

$$\eta_p = \frac{w_p}{w_i} = \frac{w_p}{w_p + \frac{P_{f,d}}{q_m}}$$

$P_{f,d}$ est la puissance des forces de frottement de disque.

M. Frelin [34] aussi que la puissance est fonction de la masse volumique, de la vitesse de rotation et du rayon extérieur de la roue :

$$P_{f,d} = f(\rho_{il}, N, R) \quad (3.11).$$

Il apparaît donc que le rendement polytropique dépend non seulement du travail polytropique qui est une performance mais aussi des variables indépendantes ρ_{il} , N , R et q_m

Le premier principe de la thermodynamique en régime permanent s'exprime par la relation (3.12) :

$$\Delta h = w_i + q \quad (3.12)$$

w_i : travail interne (J/kg);

q : quantité de chaleur massique échangée avec l'extérieur (J/kg);

Δh : variation d'enthalpie massique (J/kg).

L'expression de la puissance interne est :

$$P_i = q_m w_i = q_m (\Delta h - q) \quad (3.13)$$

Les deux performances sont décrites par deux équations [(3.12) et (3.10)] à cinq inconnues qui sont : w_i , q , Δh , η_p et w_p . La détermination de trois de ces inconnues suffit pour connaître les autres. Nous choisissons Δh , η_p et w_p et déduisons que le fonctionnement en similitude de deux machines homothétiques est régi par les relations :

$$\begin{cases} f(\Delta h, q_m, N, R, \rho_{i1}) = 0 \\ f(w_p, q_m, N, R, \rho_{i1}) = 0 \\ f(\eta_p, q_m, N, R, \rho_{i1}) = 0 \end{cases} \quad (3.14)$$

La variation d'enthalpie massique s'écrit :

$$\Delta h = \frac{\gamma r}{\gamma - 1} (T_{i1} - T_{i2}) \quad (3.15)$$

Cette équation permet d'introduire les trois variables caractéristiques du fluide qui sont : γ , rT_{i1} , et rT_{i2} . Δh est déjà comptabilisé dans l'équation (3.14). La connaissance de deux de ces trois variables suffit pour calculer Δh . La température T_{i2} étant une condition aval, elle est abandonnée au profit de γ , et rT_{i1} . La première équation de (3.14) devient alors :

$$f(\Delta h, q_m, N, R, \rho_{i1}, rT_{i1}, \gamma) = 0 \quad (3.16)$$

Pour un gaz parfait, on a :

$$\frac{p_{i1}}{\rho_{i1}} = rT_{i1} \quad (3.17)$$

On peut donc garder dans l'équation (3.16) soit le couple (ρ_{i1}, rT_{i1}) , (p_{i1}, rT_{i1}) ou (p_{i1}, ρ_{i1})

Nous garderons dans la suite le couple (p_{i1}, ρ_{i1}) .

Le travail polytropique est aussi donné par la relation (3.4)

$$w_p = \frac{kr}{k-1} (T_{i1} - T_{i2})$$

Comme dans l'expression de la variation d'enthalpie, cette équation fait introduire la variable k . Or le rapport de la variation d'enthalpie sur le travail polytropique est donné par la relation (3.18)

$$\frac{\Delta h}{w_p} = \frac{\frac{\gamma r}{\gamma-1}}{\frac{kr}{k-1}} = \frac{\gamma(k-1)}{(\gamma-1)k} \quad (3.18)$$

Δh , w_p , γ et k étant liés par l'équation (3.18), il suffit de prendre en compte Δh , w_p et γ pour que k soit implicitement comptabilisé. Le système (3.14) devient :

$$\boxed{\begin{cases} f(\Delta h, q_m, N, R, \rho_{il}, p_{il}, \gamma) = 0 \\ f(w_p, q_m, N, R, \rho_{il}, p_{il}, \gamma) = 0 \\ f(\eta_p, q_m, N, R, \rho_{il}, p_{il}, \gamma) = 0 \end{cases}} \quad (3.19)$$

Ou encore :

$$\begin{cases} \Delta h = f(q_m, N, R, \rho_{il}, p_{il}, \gamma) \\ w_p = f(q_m, N, R, \rho_{il}, p_{il}, \gamma) \\ \eta_p = f(q_m, N, R, \rho_{il}, p_{il}, \gamma) \end{cases}$$

On obtient ainsi six variables indépendantes qui sont : N , R , q_m , p_{il} , ρ_{il} et γ . Il faut remarquer que ces variables ne sont pas différentes de celles obtenues dans le cas d'une machine adiabatique. Ce qui semble normal car les performances d'une machine adiabatique ou non dépendent toujours de ces variables. La prise en compte des transferts thermiques est implicitement faite par Δh et w_p . Dans le cas d'une machine adiabatique, Δh est égal à w_i . La connaissance du rendement polytropique et du travail suffit pour déterminer la puissance interne. L'équation (3.19) devient alors :

$$\boxed{\begin{cases} f(w_p, q_m, N, R, \rho_{il}, p_{il}, \gamma) = 0 \\ f(\eta_p, q_m, N, R, \rho_{il}, p_{il}, \gamma) = 0 \end{cases}} \quad (3.20)$$

III. Analyse dimensionnelle

1. Variables indépendantes adimensionnelles

Le fonctionnement de la turbomachine étant régi par la relation (3.19), on peut utiliser l'outil de l'analyse dimensionnelle afin de réduire le nombre de variables pour une utilisation plus pratique. Toutes ces grandeurs sont entièrement décrites par les trois unités fondamentales (M L T). L'équation dimensionnelle de la grandeur G est donnée par la relation :

$$G = M^\alpha L^\beta T^\lambda \quad (3.21)$$

Les paramètres α , β , γ sont des nombres réels non nuls.

D'après le théorème de Vaschy-Buckingham, une équation entre n grandeurs peut être mise sous la forme d'une équation à n-p groupements sans dimension, p étant le nombre de grandeurs dimensionnellement indépendantes intervenant dans l'équation. Généralement, le nombre de dimensions étant de trois, on choisit trois grandeurs dimensionnellement indépendantes ; ce qui signifie que le déterminant de la matrice dimensionnelle est non nul. Les trois grandeurs choisies sont donc : N, R, et ρ_{i1} et les dimensions sont enregistrées dans le Tableau 11. Le nombre γ étant déjà adimensionnel, n'y figure pas. Il ne reste que cinq variables

$$\begin{array}{c} N \quad R \quad \rho_{i1} \\ M \left| \begin{pmatrix} 0 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & -3 \\ -1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \\ L \\ T \end{array} \quad (3.22)$$

Le déterminant de (3.22) est : $0 \begin{vmatrix} 0 & -3 \\ 0 & 0 \end{vmatrix} - 1 \begin{vmatrix} 0 & -3 \\ -1 & 0 \end{vmatrix} + 1 \begin{vmatrix} 0 & 0 \\ -1 & 0 \end{vmatrix} = 3 \neq 0$

Symbole	Désignation	Dimension
ρ_{i1}	Masse volumique d'arrêt à l'entrée	ML^{-3}
R	Dimension caractéristique de la machine	L
q_m	Débit masse véhiculé par la machine	MT^{-1}
N	Vitesse de rotation de la machine	T^{-1}
p_{i1}	Pression d'entrée	$ML^{-1}T^{-2}$

Tableau 11 : Variables indépendantes et leur dimension

Nous avons cinq variables, ce qui conduit à deux groupements sans dimension. Les groupements sans dimension sont trouvés en combinant q_m et p_{i1} avec ρ_{i1} , R, et N.

$$\bullet \pi_1 = (q_m)(\rho_{i1})^a (R)^b (N)^c$$

q_m a pour dimension MT^{-1} . On a :

$$\pi_1 = (MT^{-1})(ML^{-3})^a (L)^b (T^{-1})^c$$

Pour M, on obtient $0 = 1 + a \Leftrightarrow a = -1$

Pour L, on a $0 = -3a + b = 3 + b = 0 \Leftrightarrow b = -3$

Pour T, on a $-1 - c = 0 \Leftrightarrow c = -1$

$$\pi_1 = \frac{q_m}{R^3 N \rho_{i1}}$$

$$\bullet \pi_2 = (p_{i1})(\rho_{i1})^a (R)^b (N)^c$$

$$\pi_2 = ML^{-1}T^{-2} (ML^{-3})^a (L)^b (T^{-1})^c$$

Pour M, on obtient $1 + a = 0 \Leftrightarrow a = -1$

Pour L, on a $-1 - 3a + b = 0 \Leftrightarrow -1 + 3 + b = 0 \Leftrightarrow b = -2$

Pour T, on a $-2 - c = 0 \Leftrightarrow c = -2$

$$\pi_2 = \frac{p_{i1}}{R^2 N^2 \rho_{i1}} = \frac{r T_{i1}}{R^2 N^2}$$

π_2 peut s'écrire aussi sous une forme plus connue en prenant sa racine carrée

$$\pi_2 = \frac{RN}{\sqrt{rT_{il}}}$$

$$\pi_3 = \gamma$$

2. Variables dépendantes adimensionnelles

Selon [44], à chaque variable dépendante, correspond une variable adimensionnelle dépendante :

Symbole	Désignation	Dimension
w_p	Travail polytropique	L^2T^{-2}
Δh	Variation d'enthalpie massique	L^2T^{-2}
η_p	Rendement polytropique	

Tableau 12 : Variables dépendantes et leur dimension

- $\pi_4 = (w_p)(\rho_{il})^a (R)^b (N)^c$

$$\pi_4 = (L^2T^{-2})(ML^{-3})^a (L)^b (T^{-1})^c$$

Pour M, on obtient $a=0$

Pour L, on a $2-3a+b=0 \Leftrightarrow b=-2$

Pour T, on a $-2-c=0 \Leftrightarrow c=-2$

$$\pi_4 = \frac{w_p}{R^2 N^2}$$

- $\pi_5 = (\Delta h)(\rho_{il})^a (R)^b (N)^c$

$$\pi_5 = (L^2T^{-2})(ML^{-3})^a (L)^b (T^{-1})^c$$

Pour M, on obtient $a=0$

Pour L, on a $2-3a+b=0 \Leftrightarrow b=-2$

Pour T, on a $-2-c=0 \Leftrightarrow c=-2$

$$\pi_5 = \frac{\Delta h}{R^2 N^2}$$

$$\pi_6 = \eta_p$$

Nous obtenons les six nombres sans dimension indépendants suivant:

$$\pi_1 = \frac{q_m}{R^3 N \rho_{il}} \quad (3.23)$$

$$\pi_2 = \frac{RN}{\sqrt{rT_{il}}} \quad (3.24)$$

$$\pi_3 = \gamma \quad (3.25)$$

$$\pi_4 = \frac{w_p}{R^2 N^2} \quad (3.26)$$

$$\pi_5 = \frac{\Delta h}{R^2 N^2} \quad (3.27)$$

$$\pi_6 = \eta_p \quad (3.28)$$

π_1 : débit massique adimensionnel ;

π_2 : vitesse adimensionnelle ;

π_3 : rapport des chaleurs massiques ;

π_4 : travail polytropique adimensionnel ;

π_5 : variation d'enthalpie massique adimensionnelle ;

π_6 : le rendement polytropique.

L'équation (3.19) devient donc:

$$\boxed{\begin{cases} \frac{w_p}{R^2 N^2} = f\left(\frac{q_m}{R^3 N \rho_{il}}, \frac{RN}{\sqrt{rT_{il}}}, \gamma\right) \\ \frac{\Delta h}{R^2 N^2} = f\left(\frac{q_m}{R^3 N \rho_{il}}, \frac{RN}{\sqrt{rT_{il}}}, \gamma\right) \\ \eta_p = f\left(\frac{q_m}{R^3 N \rho_{il}}, \frac{RN}{\sqrt{rT_{il}}}, \gamma\right) \end{cases}} \quad (3.29)$$

Le rendement polytropique étant constant par hypothèse, on peut écrire que :

$$\eta_p = \frac{q_m w_p}{P_i} = \frac{\pi_1 \pi_4}{\pi_7} \Leftrightarrow \pi_7 = \frac{P_i \pi_1 \pi_4}{q_m w_p} = \frac{P_i}{q_m w_p} \frac{q_m}{R^3 N \rho_{il}} \frac{w_p}{R^2 N^2} = \frac{P_i}{R^5 N^3 \rho_{il}}$$

Où π_7 est le nombre sans dimension représentant la puissance interne.

On en déduit que :

$$\pi_7 = \frac{P_i}{R^5 N^3 \rho_{il}} \quad (3.30)$$

3. Généralisation du théorème de Rateau

a. Rappel des coefficients de Rateau définis pour la similitude des turbomachines à fluide incompressible

Entre 1897 et 1900, Auguste RATEAU, ingénieur français, a publié [47], un article sur les coefficients caractérisant le fonctionnement des machines à fluide incompressible et qui portent son nom. Ces coefficients sont désignés et définis par les expressions suivantes :

- Pouvoir manométrique théorique ou pouvoir manométrique sur l'arbre (μ_a) [45]

$$\mu_a = \frac{gH_a}{U^2} = \frac{\tau_a}{U^2} \quad (3.31)$$

- Pouvoir manométrique ou coefficient de pression (μ) [45]

$$\mu = \frac{gH_m}{U^2} = \frac{\tau}{U^2} \quad (3.32)$$

- Coefficient de débit (δ)

$$\delta = \frac{q_v}{R^2 U} \quad (3.33)$$

- Coefficient de puissance interne (τ_i)

$$\tau_i = \frac{P_i}{\rho R^2 U^3} \quad (3.34)$$

- Rendement interne (η_i)

$$\eta_i = \frac{\delta \mu}{\tau_i} \quad (3.35)$$

(Pour une pompe et l'inverse pour une turbine).

Pour une pompe théoriquement exempte de fuite, l'équation de l'énergie s'écrit [48]:

$$gH_a = gH_m + \Sigma \lambda \Leftrightarrow \tau_a = \tau + \Sigma \lambda$$

$$\tau_a = \tau + \Sigma\lambda \quad (3.36)$$

- g : Accélération de la pesanteur (m/s^2);
 H_m : Hauteur manométrique utile ou disponible (m);
 H_a : Hauteur manométrique théorique sur l'arbre (m);
 U : Vitesse périphérique de la roue (m/s);
 q_v : Débit volume (m^3/s);
 R : Rayon extérieur de la roue (m);
 P_i : Puissance interne (W);
 ρ : Masse volumique du fluide (kg/m^3).

Selon [48] :

τ_a : Energie massique théorique ; elle s'identifie entièrement à la variation d'énergie utile subie par le fluide à la traversée de la machine [48].

τ : Energie massique du fluide ; c'est l'énergie qui serait mise en jeu dans une machine réversible où le fluide passerait par les mêmes états physiques que dans la machine réelle [48] ;

λ : Somme des pertes d'énergie

b. Théorème de Rateau

Énoncé [44] :

Pour une machine donnée, les courbes caractéristiques obtenues à l'aide des coefficients de Rateau sont identiques quelle que soit que la vitesse de rotation, si l'influence du nombre de Reynolds est négligée.

Cette propriété se traduit par l'équation :

$$\boxed{\mu_a ; \mu ; \tau_i ; \eta_i = f(\delta)} \quad (3.37)$$

Il convient aussi de souligner que cette propriété n'est pas restrictive aux machines adiabatiques.

c. Les nombres sans dimension issus de notre analyse dimensionnelle et les coefficients de Rateau

L'équation de l'énergie en fluide compressible pour un compresseur est donnée par le premier principe:

$$\begin{aligned}\Delta h &= w_i + q = w_p + w_{fi} + q_{éch} = w_p + q_{fi} + q_{éch} \\ \Delta h &= w_p + \Sigma q\end{aligned}\quad (3.38)$$

Δh : Variation d'énergie subie par le fluide à la traversée de la turbomachine ;

w_p : Travail reçu par le fluide dans une machine réversible (J/kg) ;

q_{fi} : Chaleur produite par les frottements internes (J/kg);

$q_{éch}$: Chaleur échangée avec l'extérieur (J/kg).

Nous pouvons tout de suite remarquer qu'il existe une similarité dans la définition des termes des équations (3.36) et (3.38).

$$\pi_5 = \frac{\Delta h}{R^2 N^2}$$

En remarquant que $RN = \frac{30U}{\pi} = kU$, on peut écrire : $\pi_5 = \frac{\Delta h}{U^2}$. On rappelle que

$$\mu_a = \frac{\tau_a}{U^2}$$

π_5 est semblable au pouvoir manométrique théorique ou pouvoir manométrique sur l'arbre (μ_a) puisque Δh et τ_a désigne la même quantité en compressible et incompressible. Il sera donc noté dans la suite :

$$\mu_a^* = \frac{\Delta h}{R^2 N^2}\quad (3.39)$$

$$\pi_4 = \frac{w_p}{R^2 N^2}$$

En remarquant aussi que $RN = \frac{30U}{\pi} = kU$, on écrit : $\pi_4 = \frac{w_p}{U^2}$ et $\mu = \frac{\tau}{U^2}$

π_4 est semblable au pouvoir manométrique ou coefficient de pression (μ) et sera noté dans la suite :

$$\mu^* = \frac{w_p}{R^2 N^2} \quad (3.40)$$

$$\pi_1 = \frac{q_m}{R^3 N \rho_{il}}$$

En remarquant toujours que $RN = kU$, on a : $\pi_1 = \frac{q_m}{R^2 U \rho_{il}}$, avec $q_m = \rho_l q_v$. Pour les fluides incompressibles $\rho = \text{constante}$, donc ne figure pas dans l'expression (3.33). Comme δ est un nombre sans dimension, il peut être aussi écrit $\delta = \frac{q_v}{\rho R^2 U}$. π_1 est aussi semblable au coefficient de débit et sera noté :

$$\delta^* = \frac{q_m}{NR^3 \rho_{il}} \quad (3.41)$$

$$\pi_7 = \frac{P_i}{N^3 R^5 \rho_{il}}$$

Avec $RN = kU$, on obtient : $\pi_7 = \frac{P_i}{N^3 R^5 \rho_{il}} = \frac{P_i}{U^3 R^2 \rho_{il}}$

$$\tau_i^* = \frac{P_i}{\rho_{il} R^5 N^3} \quad (3.42)$$

On notera aussi π_2

$$\pi_2 = N^* = \frac{RN}{\sqrt{rT_{il}}}$$

L'équation (3.29) peut aussi se mettre sous la forme :

$$\frac{\Delta h}{R^2 N^2}; \frac{w_p}{(NR)^2}; \frac{P_i}{\rho_{il} R^5 N^3}; \eta_p = f\left(\frac{q_m}{NR^3 \rho_{il}}, \frac{NR}{\sqrt{rT_{il}}}, \gamma\right)$$

$$\boxed{\mu_a^*; \mu^*; \tau_i^*; \eta_p = f(\delta^*, N^*, \gamma)} \quad (3.43)$$

Nous généralisons ainsi le théorème de Rateau aux turbomachines homothétiques à fluide compressible quelconque fonctionnant dans n'importe quelle condition (adiabatique ou non) avec deux variables adimensionnelles indépendantes supplémentaires N^* et γ , dues à la compressibilité du fluide.

Pour des turbomachines non adiabatiques à fluide compressible géométriquement semblables, fonctionnant en similitude, les courbes obtenues par l'équation (3.43), restent identiques. Le théorème de Rateau est donc applicable en fluide compressible pour des machines homothétiques fonctionnant à la même vitesse adimensionnelle et avec le même fluide.

4. Les nombres sans dimension couramment utilisés

Dans l'analyse dimensionnelle, on peut remarquer que les nombres sans dimension obtenus dépendent des grandeurs dimensionnellement indépendantes choisies. Nous pouvons aussi choisir les grandeurs : p_{i1} , R , et ρ_{i1} tout en s'assurant que le déterminant de la matrice formée est non nul.

$$\begin{array}{c} p_{i1} \quad R \quad \rho_{i1} \\ M \\ L \\ T \end{array} \left| \begin{array}{ccc} 1 & 1 & 1 \\ -1 & 0 & -3 \\ -2 & 0 & 0 \end{array} \right| \quad (3.44)$$

Le déterminant de (3.44) est : $1 \begin{vmatrix} 0 & -3 \\ 0 & 0 \end{vmatrix} - 1 \begin{vmatrix} -1 & -3 \\ -2 & 0 \end{vmatrix} + 1 \begin{vmatrix} -1 & 0 \\ -2 & 0 \end{vmatrix} = 6 \neq 0$

Les groupements sans dimension sont trouvés en combinant Δh , q_m , w_p , et N avec ρ_{i1} , R , et p_{i1} .

$$\pi_8 = (q_m)(\rho_{i1})^a (R)^b (p_{i1})^c$$

q_m a pour dimension MT^{-1} . On a :

$$\bullet \quad \pi_8 = (MT^{-1})(ML^{-3})^a (L)^b (ML^{-1}T^{-2})^c$$

Pour T, on a $-1-2c = 0 \Leftrightarrow c = -\frac{1}{2}$

Pour M, on obtient $0 = 1+a+c \Leftrightarrow a = -1 + \frac{1}{2} = -\frac{1}{2}$

Pour L, on a $0 = -3a + b - c = \frac{3}{2} + b - c = 0 \Leftrightarrow -\frac{1}{2} - \frac{3}{2} = b \Leftrightarrow -2 = b$

$$\pi_8 = \frac{q_m}{R^2 \sqrt{p_{il} \rho_{il}}} = \frac{q_m}{R^2 \sqrt{\frac{(p_{il})^2}{rT_{il}}}} = \frac{q_m \sqrt{rT_{il}}}{R^2 p_{il}}$$

$$\checkmark \pi_9 = (\Delta h) (\rho_{il})^a (R)^b (p_{il})^c$$

$$\pi_9 = (L^2 T^{-2}) (ML^{-3})^a (L)^b (ML^{-1} T^{-2})^c$$

Pour T, on a $-2-2c = 0 \Leftrightarrow c = -1$

Pour M, on obtient $a+c = 0 \Leftrightarrow a = -c = 1$

Pour L, on a $2-3a+b-c = 0 \Leftrightarrow 2-3+b-c = 0 \Leftrightarrow b = c+1=0$

$$\pi_9 = \frac{\Delta h \rho_{il}}{p_{il}} = \frac{\Delta h}{rT_{il}}$$

$$\checkmark \pi_{10} = (w_p) (\rho_{il})^a (R)^b (p_{il})^c$$

$$\pi_{10} = (L^2 T^{-2}) (ML^{-3})^a (L)^b (ML^{-1} T^{-2})^c$$

Pour T, on a $-2-2c = 0 \Leftrightarrow c = -1$

Pour M, on obtient $a+c = 0 \Leftrightarrow a = -c = 1$

Pour L, on a $2-3a+b-c = 0 \Leftrightarrow 2-3+b-c = 0 \Leftrightarrow b = c+1 = 0$

$$\pi_{10} = \frac{w_p \rho_{il}}{p_{il}} = \frac{w_p}{rT_{il}}$$

$$\bullet \pi_{11} = (N) (\rho_{il})^a (R)^b (p_{il})^c$$

$$\pi_{11} = T^{-1} (ML^{-3})^a (L)^b (ML^{-1} T^{-2})^c$$

Pour T, on a $-1-2c = 0 \Leftrightarrow c = -\frac{1}{2}$

Pour M, on obtient $c+a = 0 \Leftrightarrow a = -c = \frac{1}{2}$

Pour L, on a $-3a+b-c = 0 \Leftrightarrow -3a+b+a = 0 \Leftrightarrow -2a+b = 0 \Leftrightarrow b = 1$

$$\pi_{11} = \frac{NR\sqrt{\rho_{il}}}{\sqrt{p_{il}}} = \frac{NR}{\sqrt{rT_{il}}}$$

$$\pi_{11} = \pi_2 = \frac{RN}{\sqrt{rT_{il}}}$$

Nous obtenons en plus du rapport des chaleurs massiques et du rendement polytropique, les quatre nombres sans dimension indépendants suivant:

$$\pi_8 = \frac{q_m \sqrt{rT_{il}}}{R^2 p_{il}} = \delta^{**} \quad (3.45)$$

$$\pi_9 = \frac{\Delta h}{rT_{il}} = \mu_a^{**} \quad (3.46)$$

$$\pi_{10} = \frac{w_p}{rT_{il}} = \mu^{**} \quad (3.47)$$

$$\pi_{11} = \pi_2 = \frac{RN}{\sqrt{rT_{il}}} = N^{**} = N^* \quad (3.48)$$

π_8 : débit massique adimensionnel ;

π_9 : variation d'enthalpie massique adimensionnelle ;

π_{10} : le travail polytropique adimensionnel.

L'équation (3.19) devient alors:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{w_p}{rT_{il}} = f \left(\frac{q_m \sqrt{rT_{il}}}{R^2 p_{il}}, \frac{RN}{\sqrt{rT_{il}}}, \gamma \right) \\ \frac{\Delta h}{rT_{il}} = f \left(\frac{q_m \sqrt{rT_{il}}}{R^2 p_{il}}, \frac{RN}{\sqrt{rT_{il}}}, \gamma \right) \\ \eta_p = f \left(\frac{q_m \sqrt{rT_{il}}}{R^2 p_{il}}, \frac{RN}{\sqrt{rT_{il}}}, \gamma \right) \end{array} \right. \quad (3.49)$$

Le rendement polytropique étant constant par hypothèse, on peut écrire que :

$$\eta_p = \frac{q_m w_p}{P_i} = \frac{\pi_1 \pi_2}{\pi_{10}} \Leftrightarrow \pi_{10} = \frac{P_i \pi_5 \pi_7}{q_m w_p} = \frac{P_i q_m \sqrt{rT_{il}} w_p}{R^2 p_{il} rT_{il}} = \frac{P_i}{R^2 p_{il} \sqrt{rT_{il}}}$$

Où π_{10} est le nombre sans dimension représentant la puissance interne. On en déduit que :

$$\pi_{10} = \frac{P_i}{R^2 p_{il} \sqrt{rT_{il}}} = \tau_i^{**} \quad (3.50)$$

$$\boxed{\frac{\Delta h}{rT_{il}}; \frac{w_p}{rT_{il}}; \frac{P_i}{R^2 p_{il} \sqrt{rT_{il}}}; \eta_p = f\left(\frac{q_m \sqrt{rT_{il}}}{R^2 p_{il}}, \frac{NR}{\sqrt{rT_{il}}}, \gamma\right)}$$

Pour un récapitulatif comme (3.43), on obtient (3.51) :

$$\boxed{\mu_a^{**}; \mu^{**}; \tau_i^{**}; \eta_p = f(\delta^{**}, N^*, \gamma)} \quad (3.51)$$

Pour des turbomachines non adiabatiques à fluide compressible géométriquement semblables, fonctionnant en similitude, les courbes obtenues par l'équation (3.51), restent aussi identiques. Si les machines sont adiabatiques (3.51) devient :

$$\boxed{\mu^{**}; \tau_i^{**}; \eta_p = f(\delta^{**}, N^*, \gamma)} \quad (3.52)$$

Les performances des turbomachines à fluide compressible adiabatiques ou non s'expriment selon l'équation (3.51) et (3.52) en fonction de trois (3) variables adimensionnelles qui sont le débit massique adimensionnel, la vitesse adimensionnelle et le rapport des chaleurs massiques du fluide. On peut donc conclure, comme M. Pluviose [44] que la similitude rigoureuse en fluide compressible n'est possible que pour des machines homothétiques fonctionnant avec le même fluide (même γ).

Il est aussi important de remarquer que l'équation (3.52) contient les mêmes variables adimensionnelles indépendantes que celles couramment utilisées en fluide compressible, alors qu'aucune hypothèse d'adiabaticité n'a été émise. Habituellement dans les machines adiabatiques, on exprime le rapport de pression, le rendement par rapport à l'isentropique et la puissance interne en fonction de ces variables. L'expression (3.51) montre que dans le cas général, il faut plutôt exprimer le travail polytropique adimensionnel, le rendement polytropique et la puissance interne en fonction de ces variables. Les effets des échanges thermiques sont implicitement pris en compte dans le travail polytropique adimensionnel et le rendement polytropique et la détermination de la quantité de chaleur mise en jeu est faite avec la variation d'enthalpie massique adimensionnelle.

IV. Courbes caractéristiques d'une famille de turbomachines

1. Tracé des courbes de performances d'une famille de compresseurs et de turbines fonctionnant en similitude.

Les données expérimentales que nous utilisons sont issues des essais effectués à froid au laboratoire de la chaire de machines hydrauliques et thermiques du Cnam, à l'Institut Aérotechnique de Saint Cyr l'École [49]. Les essais ont été effectués à froid. Ce qui suppose

que $\mu_a = w_i = \frac{P_i}{q_m}$ Nous traçons uniquement les courbes $\mu_a^* ; \mu^* ; \eta_p = f(\delta^*, N^*, \gamma)$ et

$$\mu_a^{**} ; \mu^{**} ; \eta_p = f(\delta^{**}, N^*, \gamma).$$

Dans les turbomachines adiabatiques, on représente de façon classique le rapport de pression en fonction du débit massique et de la vitesse adimensionnels (Figure 64). Mais, dans notre étude, le rapport de pression n'apparaît pas comme un coefficient de similitude. Il varie en fonction des transferts thermiques pour un point de fonctionnement donné selon la littérature [14, 12, 3].

a. Compresseur n°1

La Figure 64 ci-dessous représente la courbe du rapport de pression en fonction du débit massique réduit habituellement tracée par les constructeurs. Les courbes en trait fin sont les iso rendements isentropiques et celles en trait normal sont les iso vitesses corrigées.

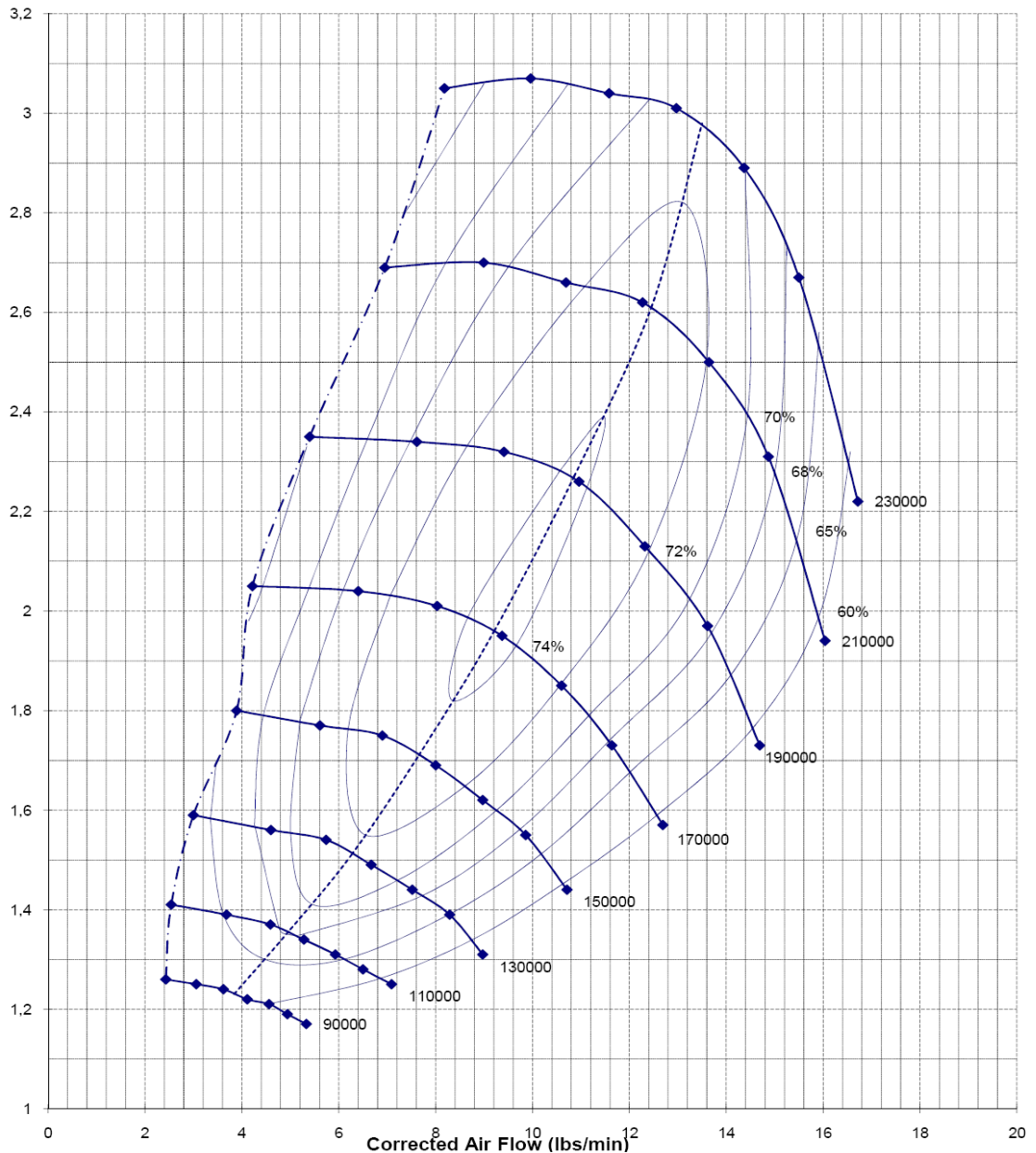


Figure 64 : Rapport de pression en fonction du débit d'air corrigé, pour différentes valeurs de l'iso vitesse corrigée (turbocompresseur de suralimentation)

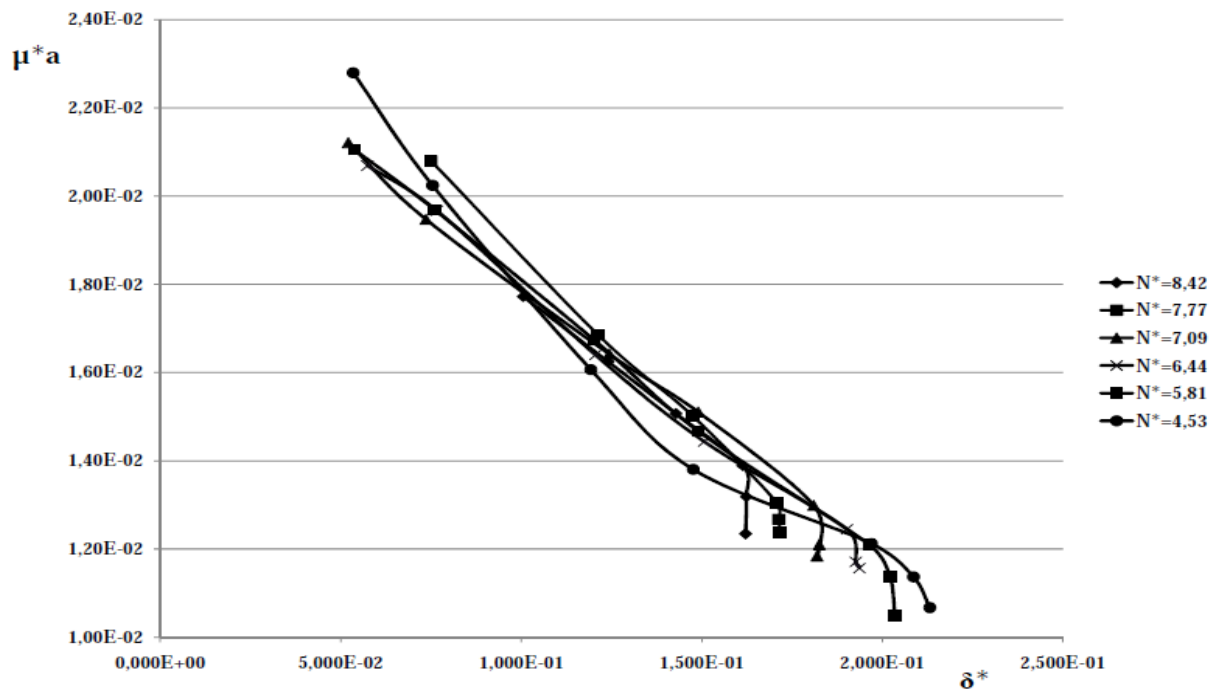


Figure 65 : Pouvoir manométrique théorique en fonction du coefficient de débit, pour différentes valeurs de l'iso vitesse réduite (Compresseur n°1)

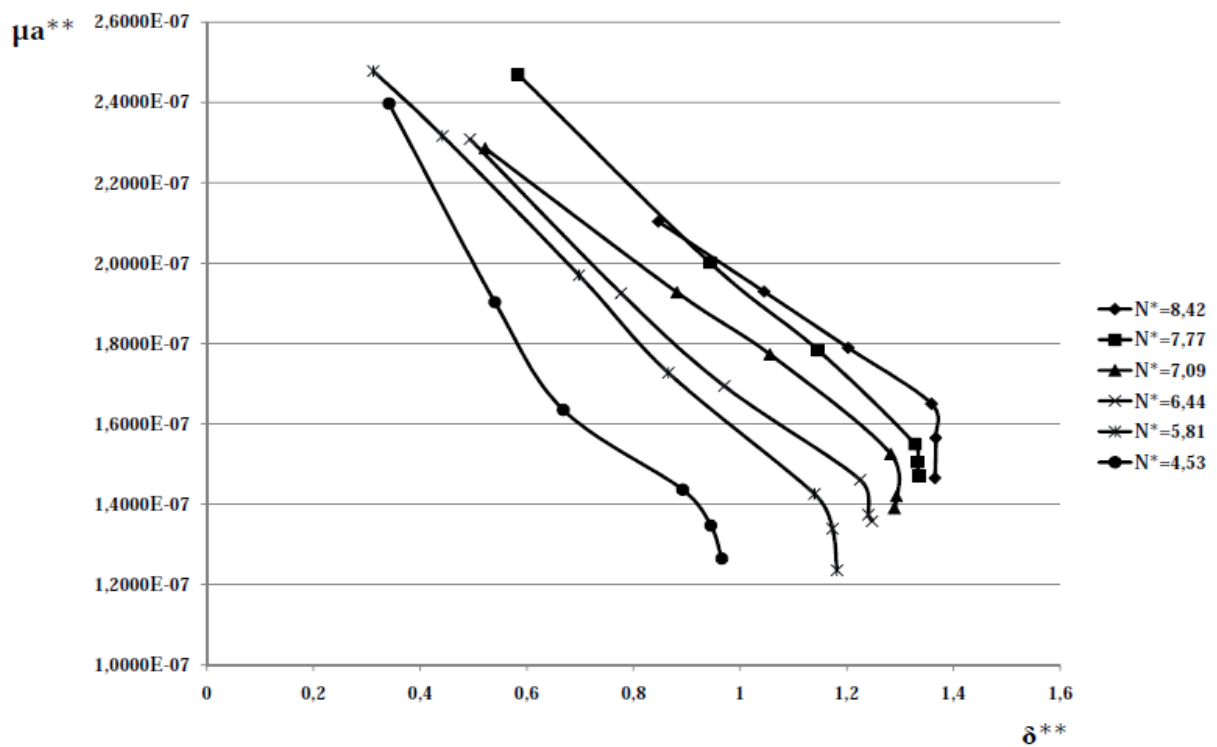


Figure 66 : Variation d'enthalpie massique adimensionnelle en fonction du débit massique adimensionnel, pour différentes valeurs de l'iso vitesse réduite (Compresseur n°1)

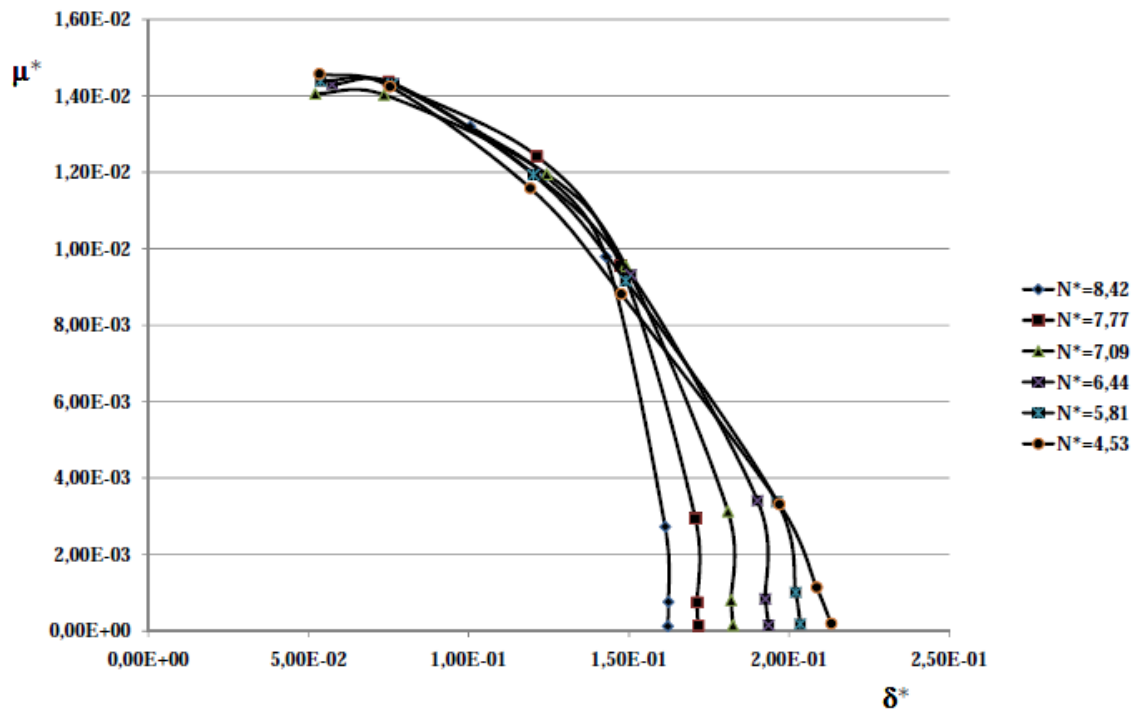


Figure 67 : Pouvoir manométrique en fonction du coefficient de débit, pour différentes valeurs de l'iso vitesse réduite (Compresseur n°1)

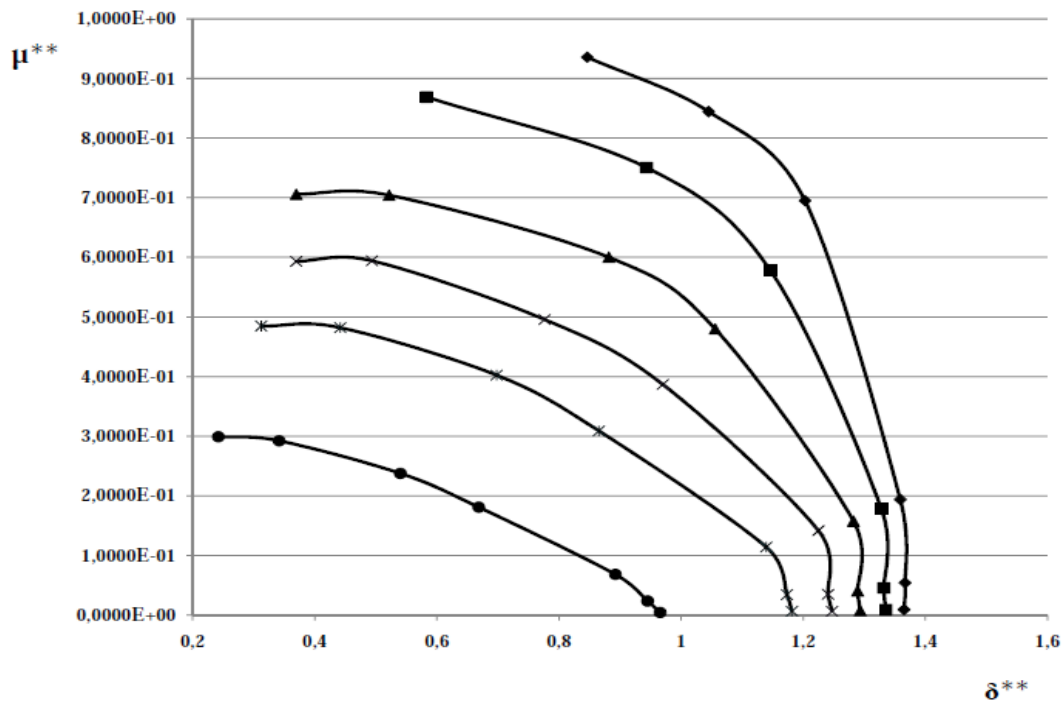


Figure 68 : Travail polytropique adimensionnel en fonction du débit massique adimensionnel pour différentes valeurs de l'iso vitesse réduite (Compresseur n°1)

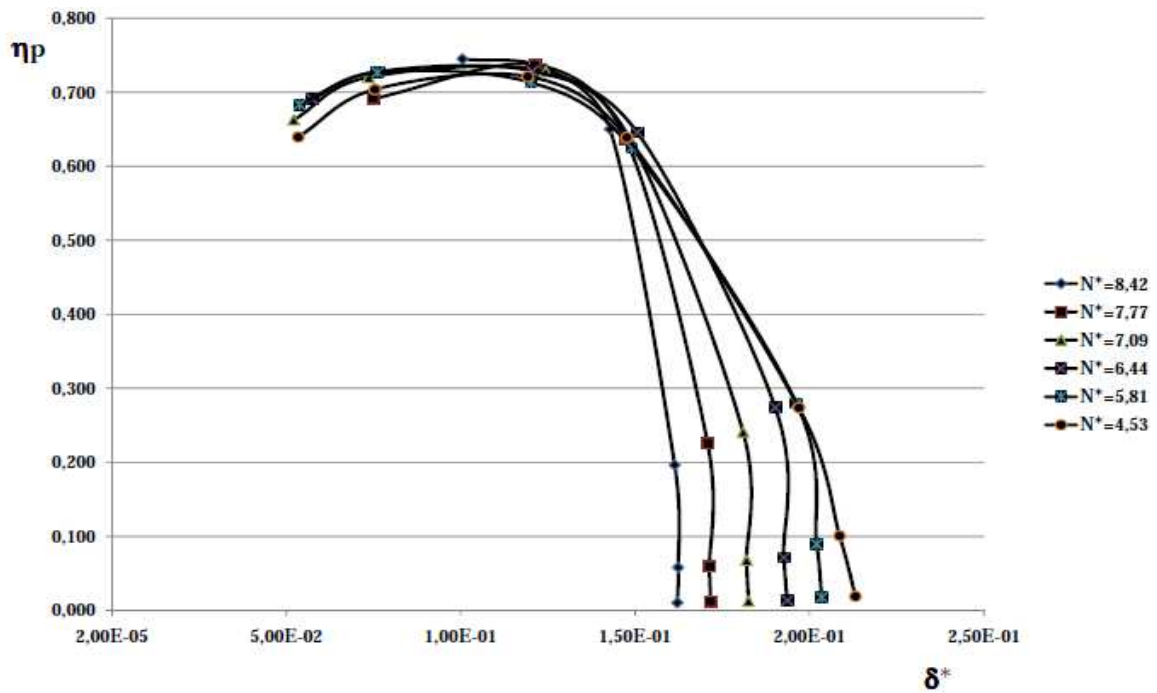


Figure 69 : Rendement polytropique en fonction du coefficient de débit pour différentes valeurs de l'iso vitesse réduite (Compresseur n°1)

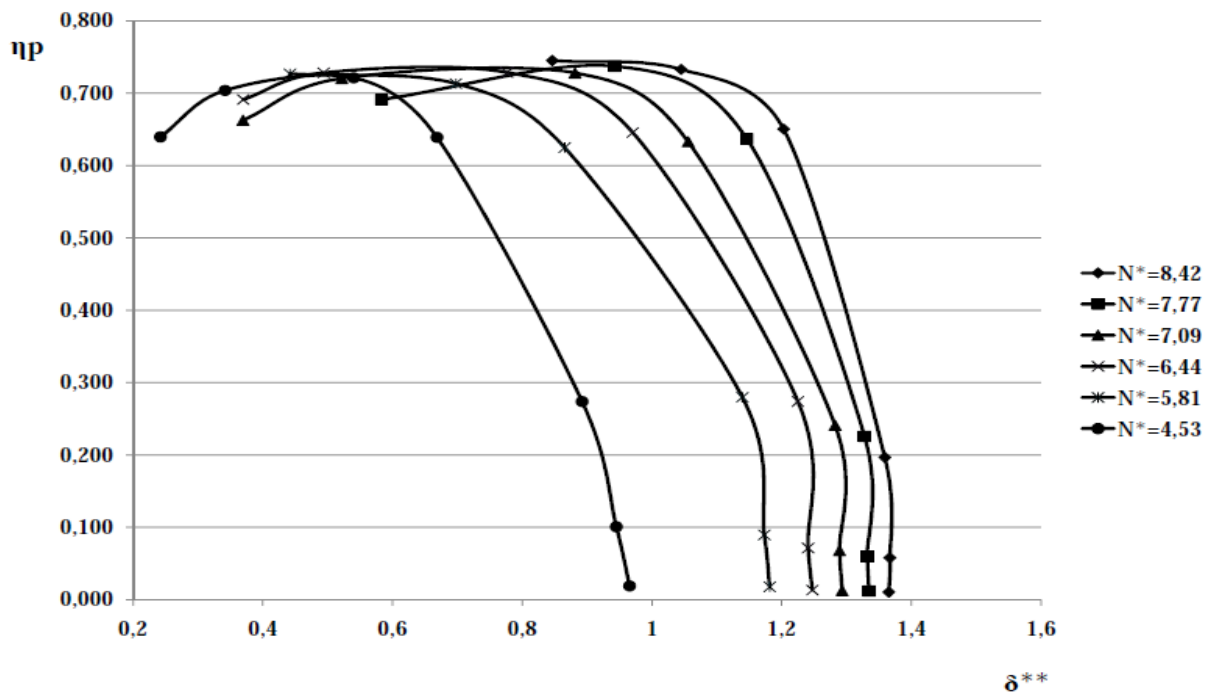


Figure 70 : Rendement polytropique en fonction du débit massique adimensionnel pour différentes valeurs de l'iso vitesse réduite (Compresseur n°1)

b. Compresseur n°2

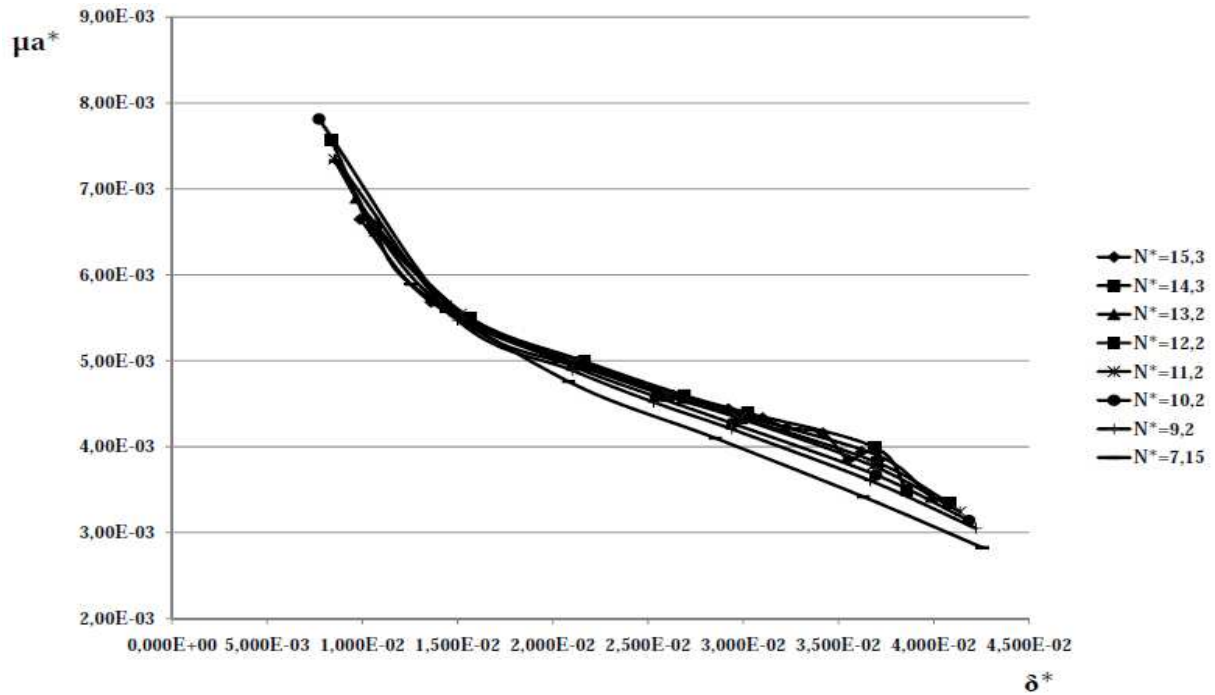


Figure 71 : Pouvoir manométrique théorique en fonction du coefficient de débit pour différentes valeurs de l'iso vitesse réduite (Compresseur n°2)

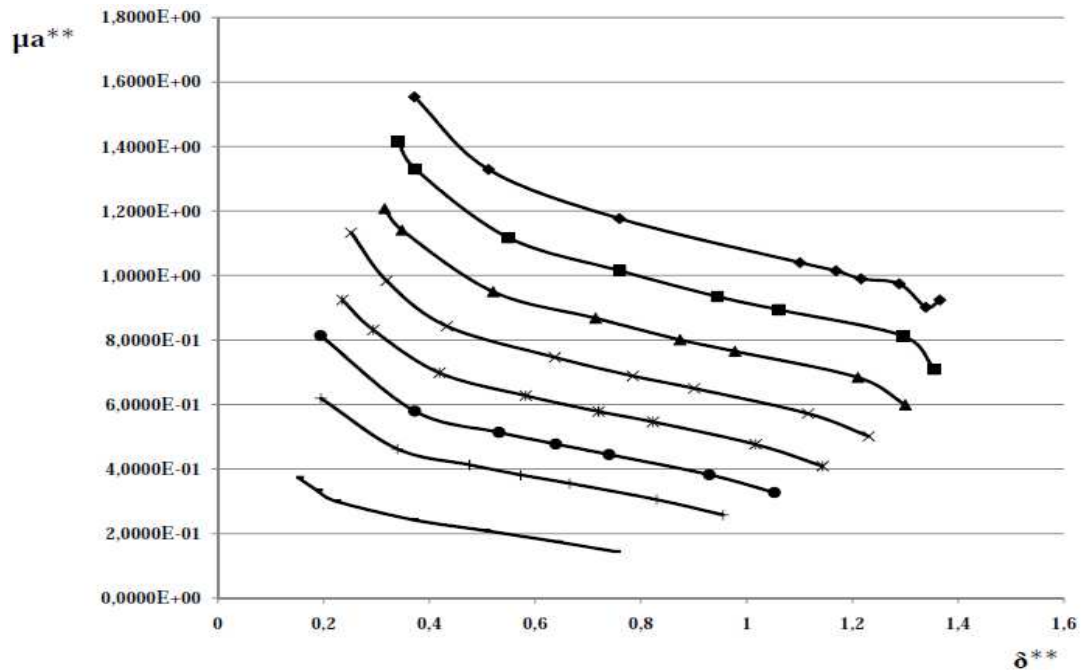


Figure 72 : Variation d'enthalpie massique adimensionnelle en fonction du débit massique adimensionnel pour différentes valeurs de l'iso vitesse réduite (Compresseur n°2)

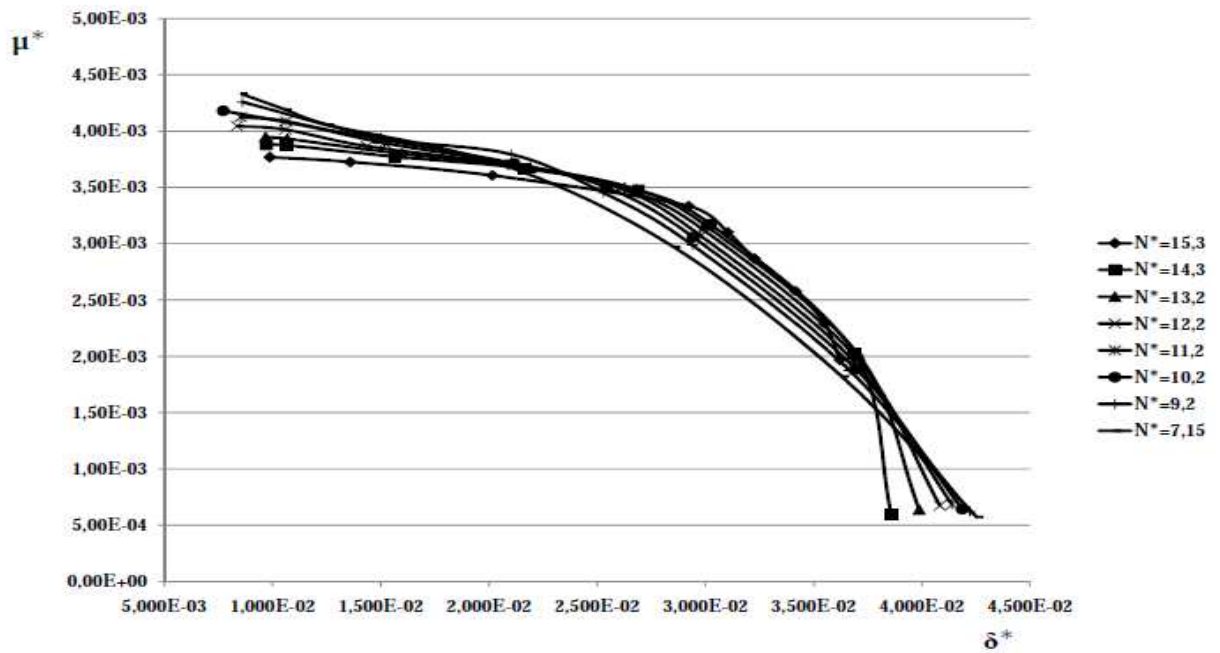


Figure 73 : Pouvoir manométrique en fonction du coefficient de débit pour différentes valeurs de l'iso vitesse réduite (Compresseur n°2)

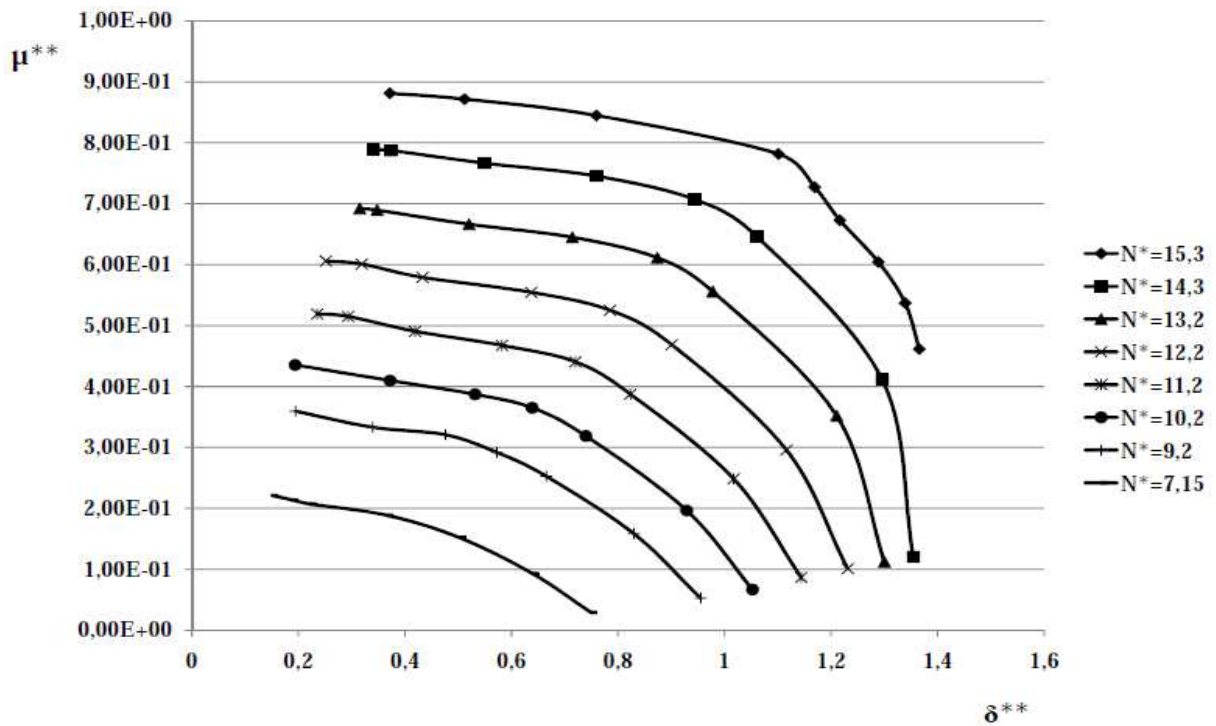


Figure 74 : Travail polytropique adimensionnel en fonction du débit massique adimensionnel pour différentes valeurs de l'iso vitesse réduite (Compresseur n°2)

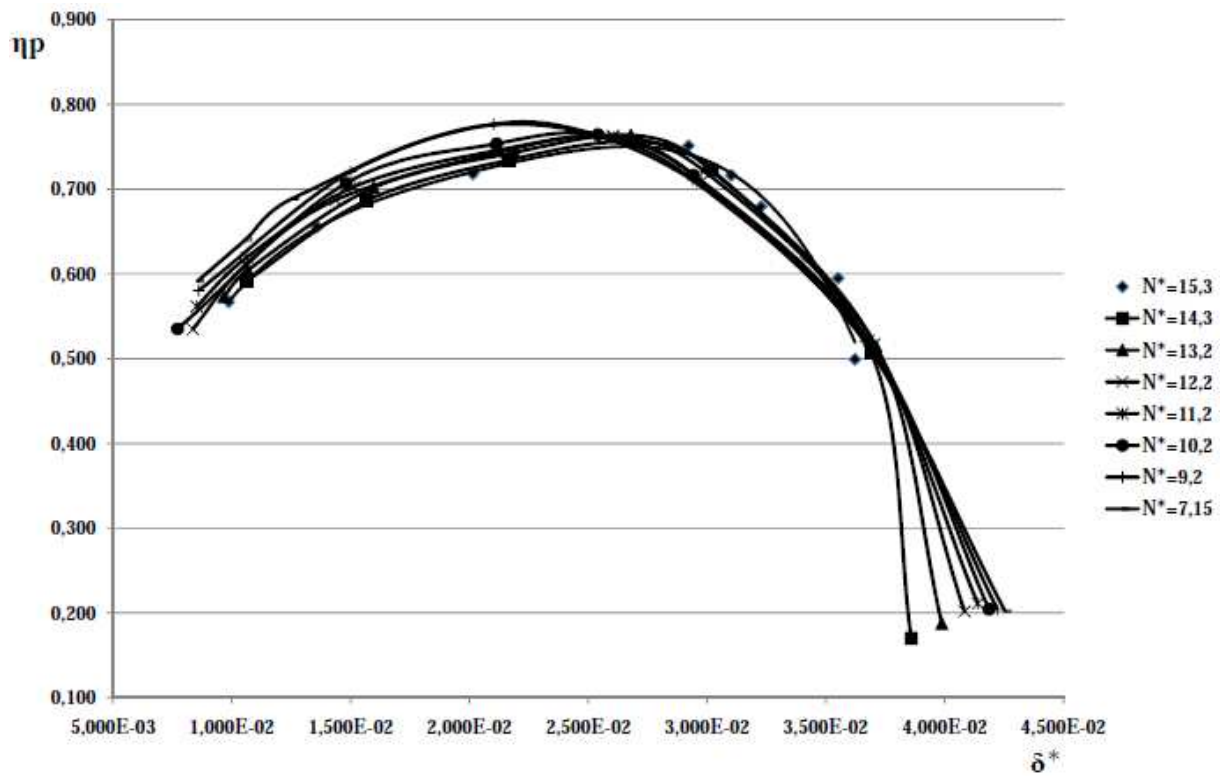


Figure 75 : Rendement polytropique en fonction du coefficient de débit pour différentes valeurs de l'iso vitesse réduite (Compresseur n°2)

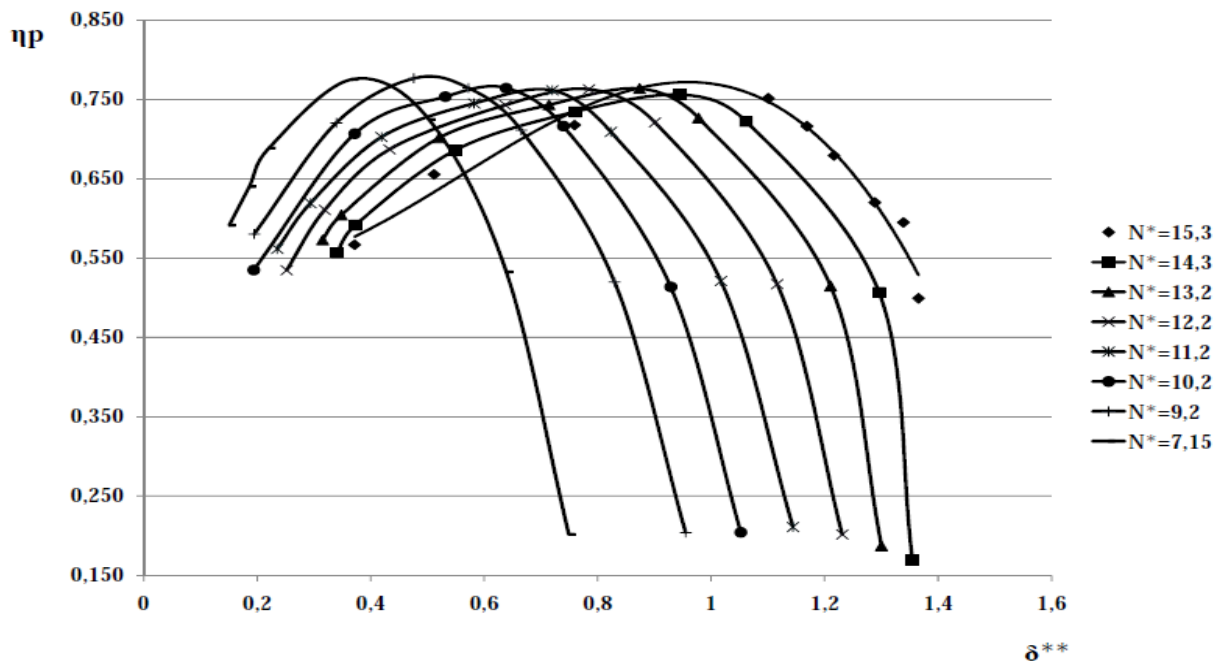


Figure 76 : Rendement polytropique en fonction du débit massique adimensionnel pour différentes valeurs de l'iso vitesse réduite (Compresseur n°2)

c. Turbine n°1

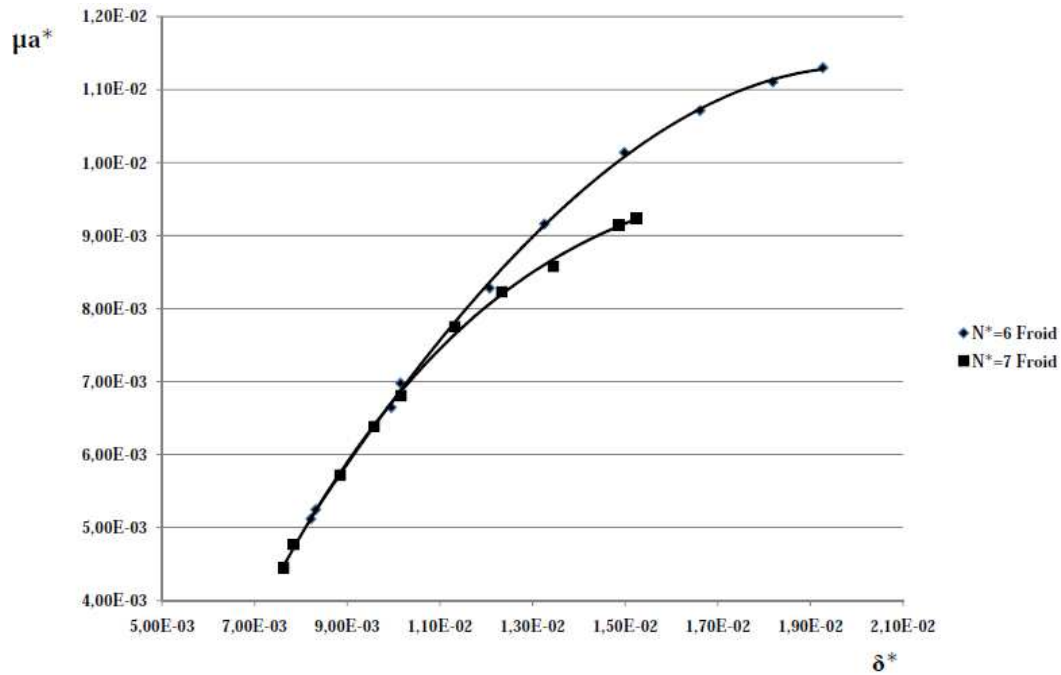


Figure 77 : Pouvoir manométrique théorique en fonction du coefficient de débit pour différentes valeurs de l'iso vitesse réduite (turbine n°1)

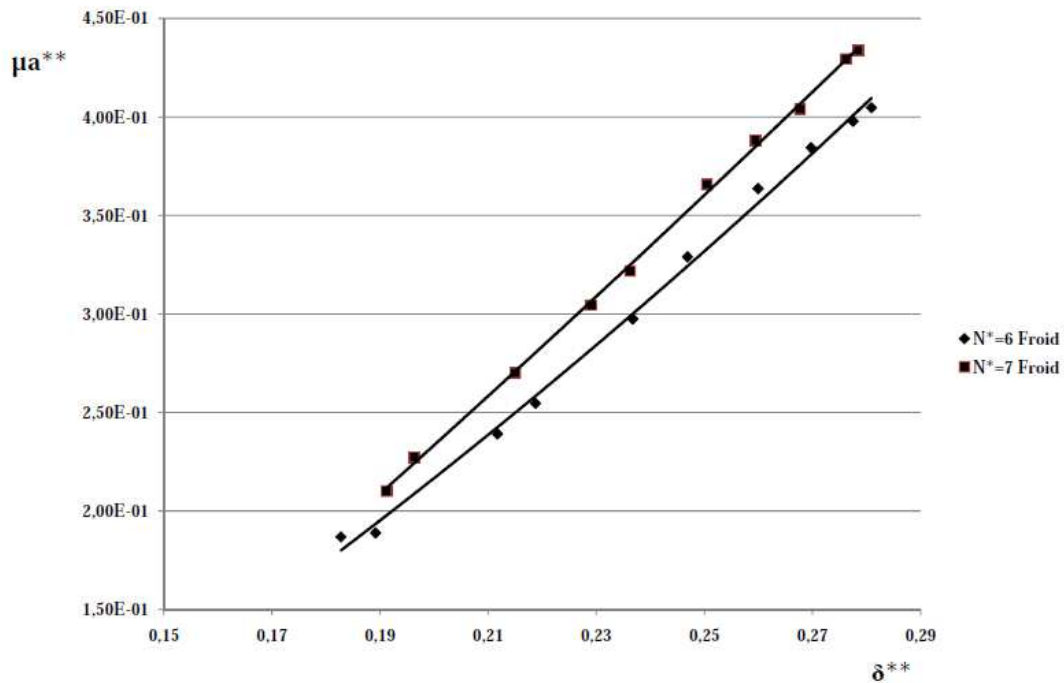


Figure 78 : Variation d'enthalpie massique adimensionnelle en fonction du débit massique adimensionnel pour différentes valeurs de l'iso vitesse réduite (turbine n°1)

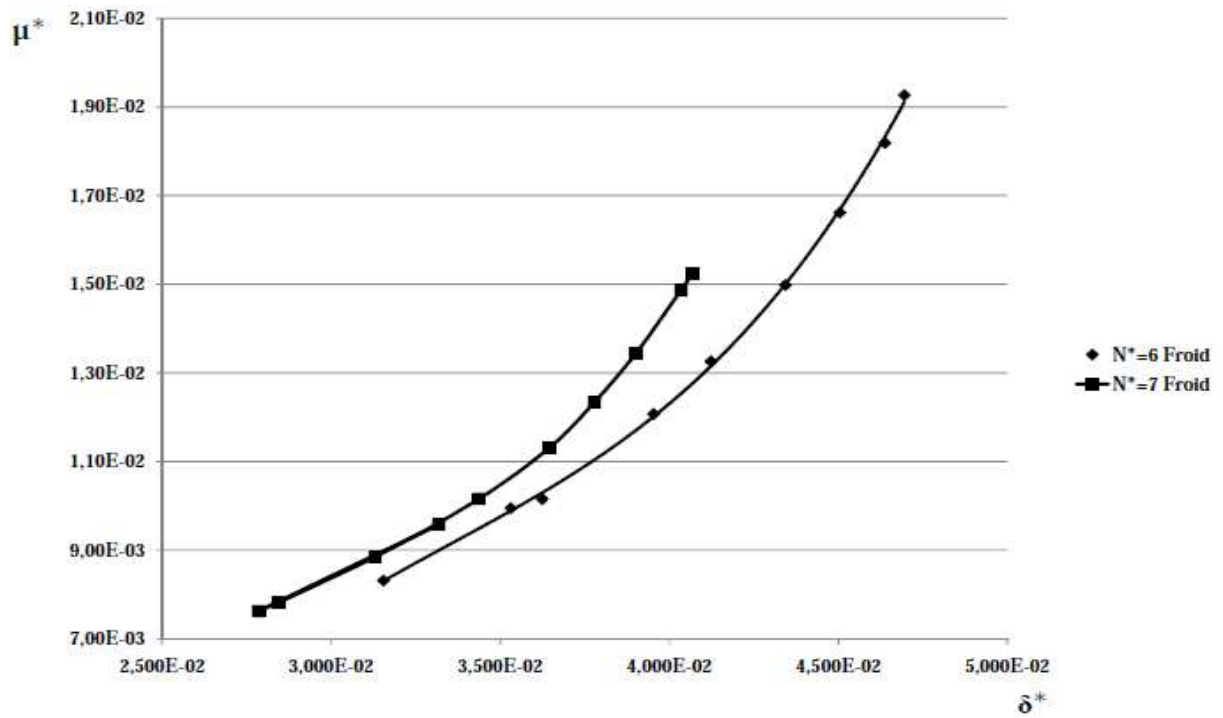


Figure 79 : Pouvoir manométrique en fonction du coefficient de débit pour deux valeurs de l'iso vitesse réduite (turbine n°1)

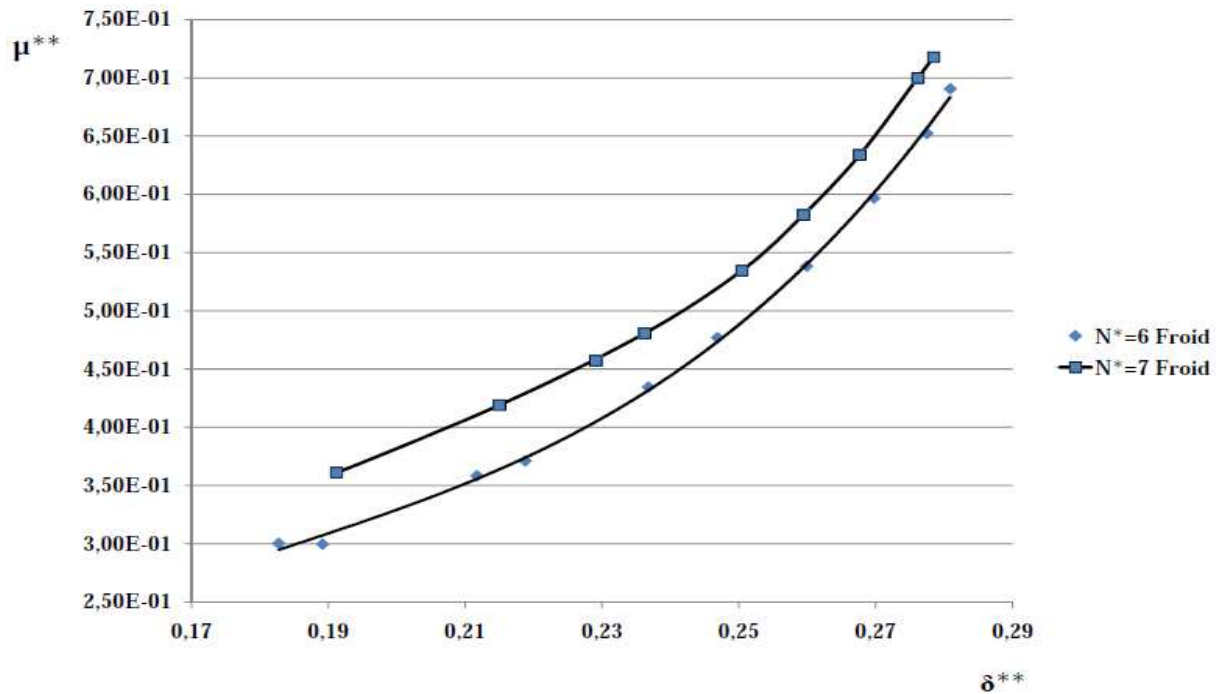


Figure 80 : Travail polytropique adimensionnel en fonction du débit massique adimensionnel pour deux valeurs de l'iso vitesse réduite (turbine n°1)

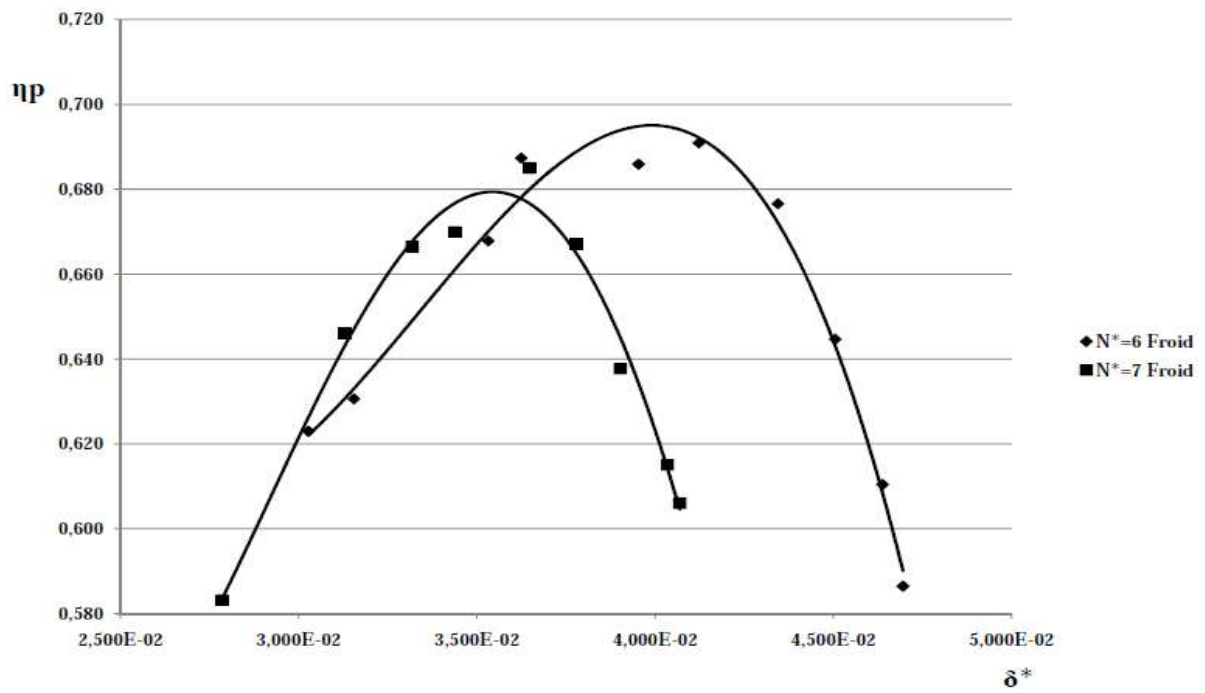


Figure 81 : Rendement polytropique en fonction du coefficient de débit pour deux valeurs de l'iso vitesse réduite (turbine n°1)

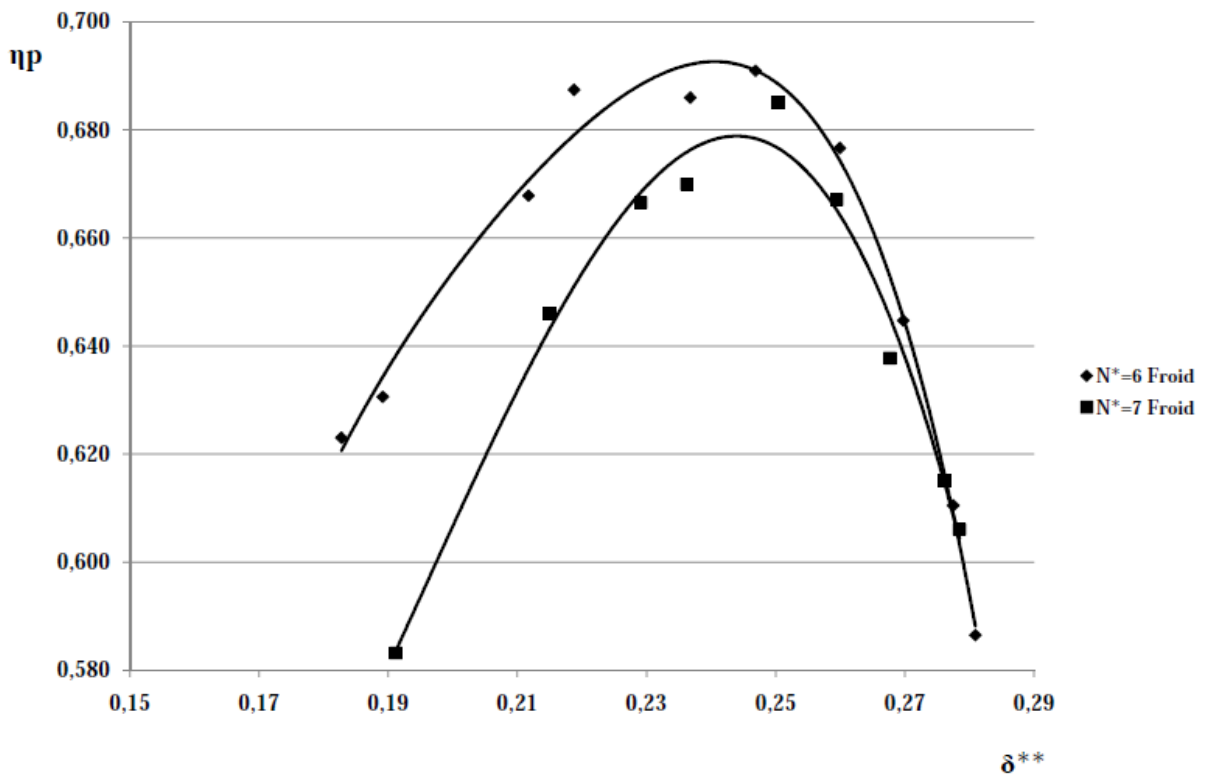


Figure 82 : Rendement polytropique en fonction du débit massique adimensionnel pour deux valeurs de l'iso vitesse réduite (turbine n°1)

d. Turbine n°2

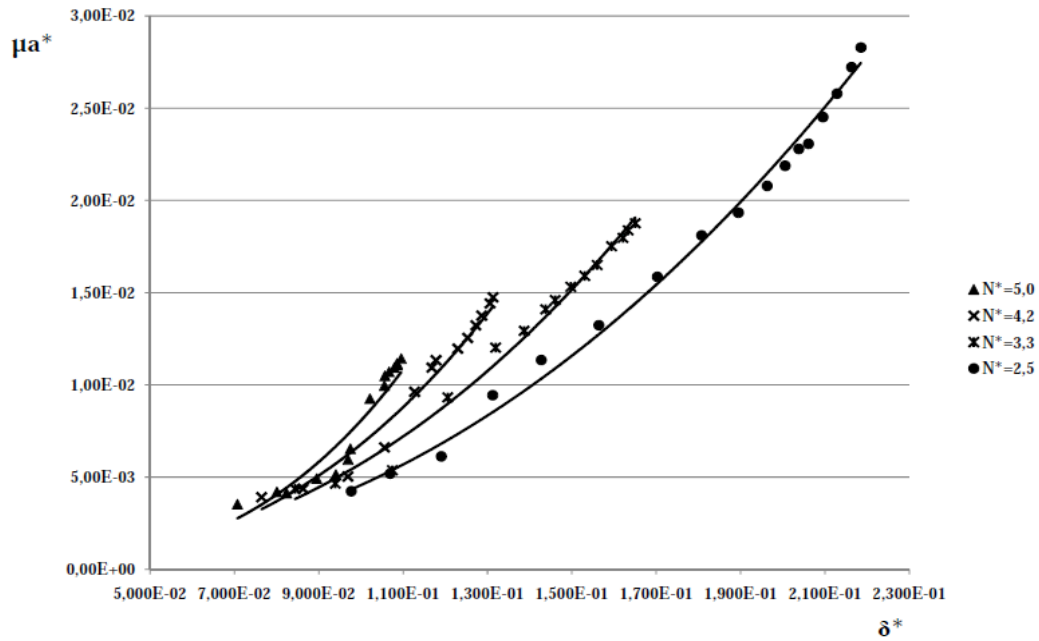


Figure 83 : Pouvoir manométrique théorique en fonction du coefficient de débit pour deux valeurs de l'iso vitesse réduite (turbine n°2)

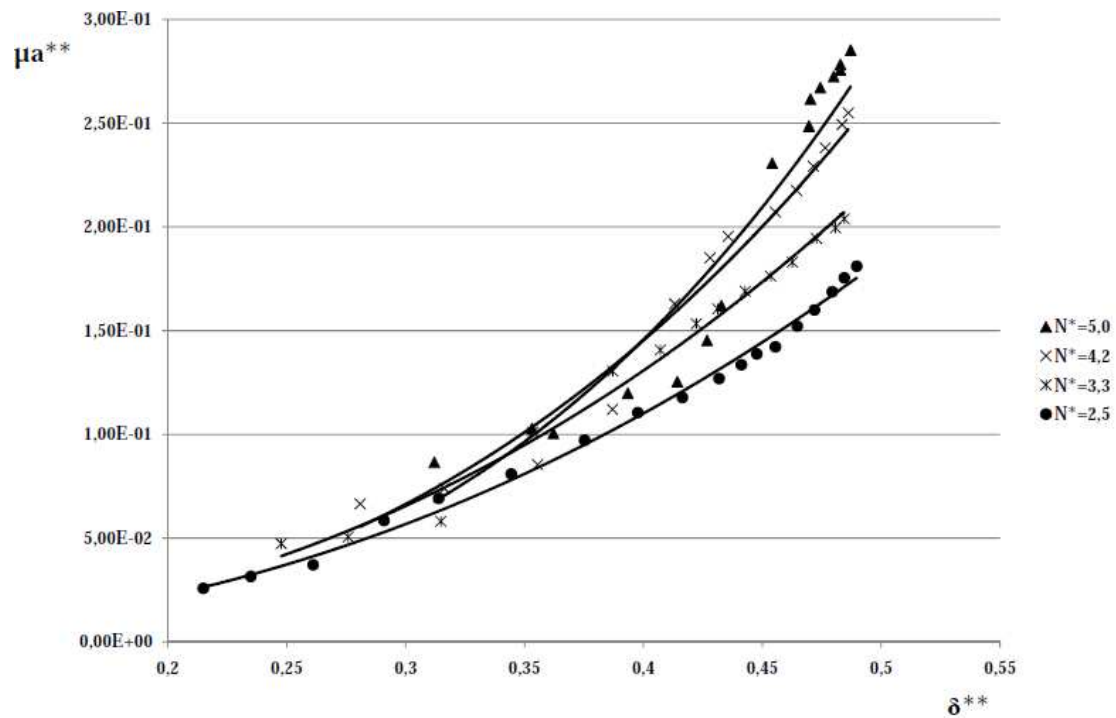


Figure 84 : Variation d'enthalpie massique adimensionnelle en fonction du débit massique adimensionnel pour deux valeurs de l'iso vitesse réduite (turbine n°2)

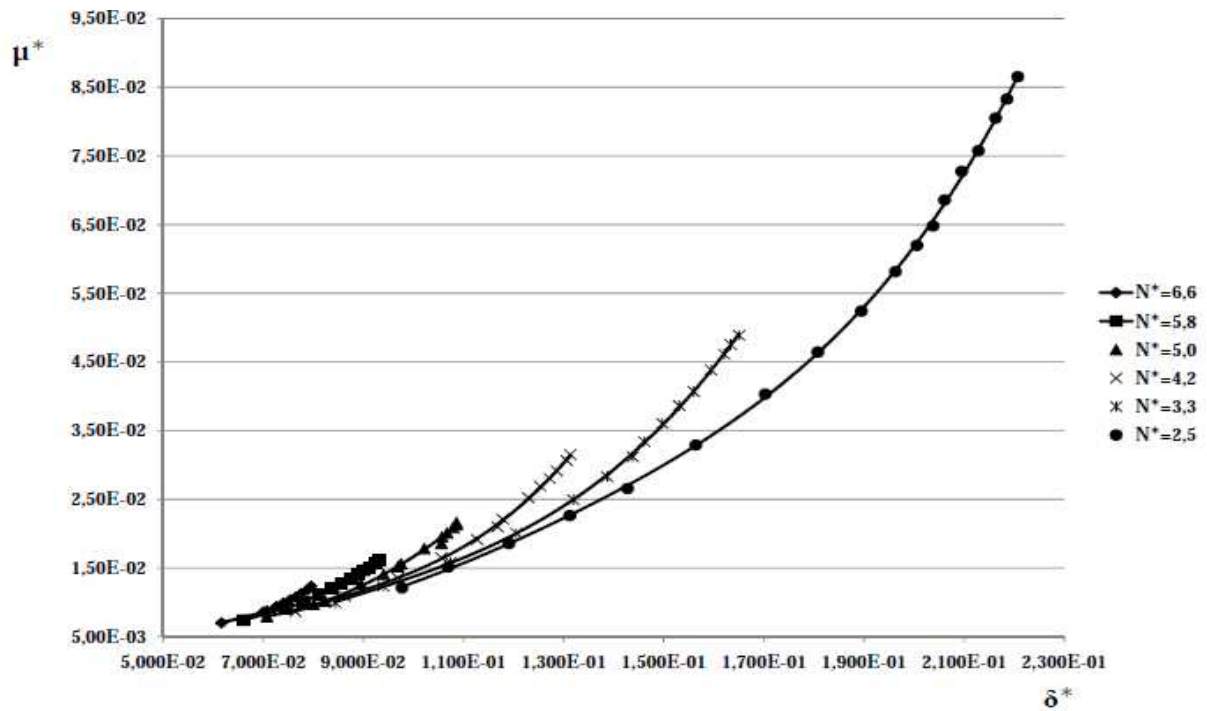


Figure 85 : Pouvoir manométrique en fonction du coefficient de débit pour deux valeurs de l'iso vitesse réduite (turbine n°2)

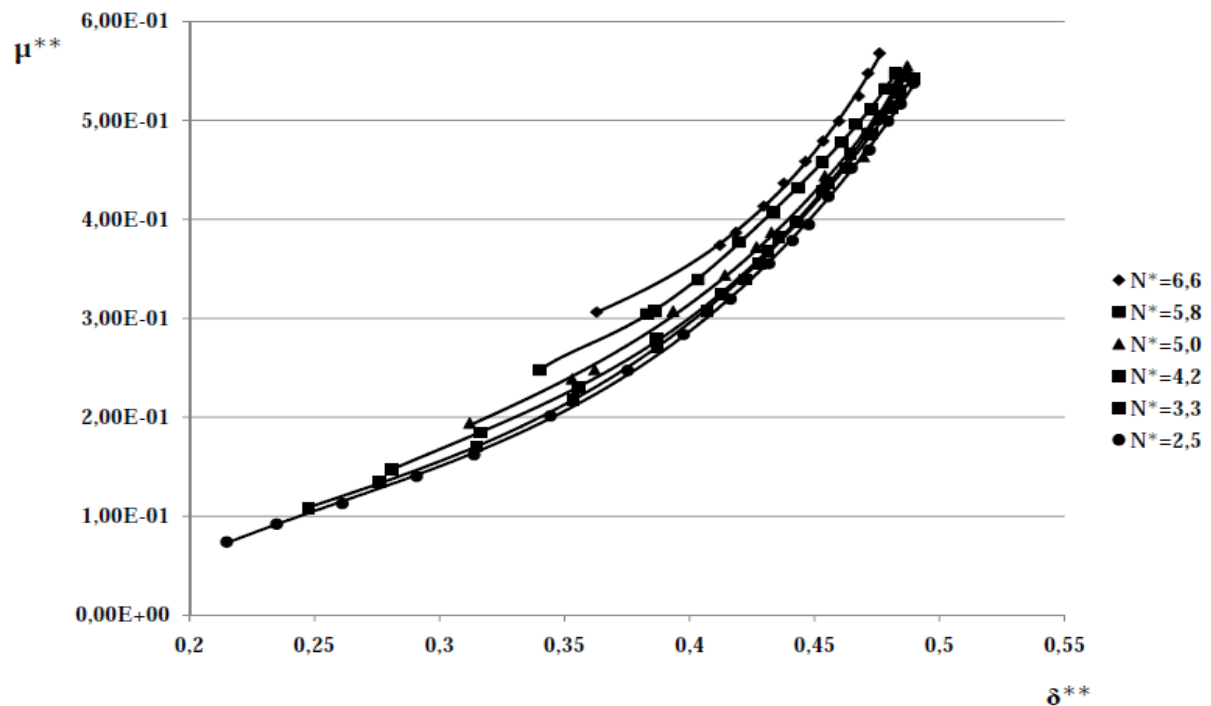


Figure 86 : Travail polytropique adimensionnel en fonction du débit massique adimensionnel pour deux valeurs de l'iso vitesse réduite (turbine n°2)

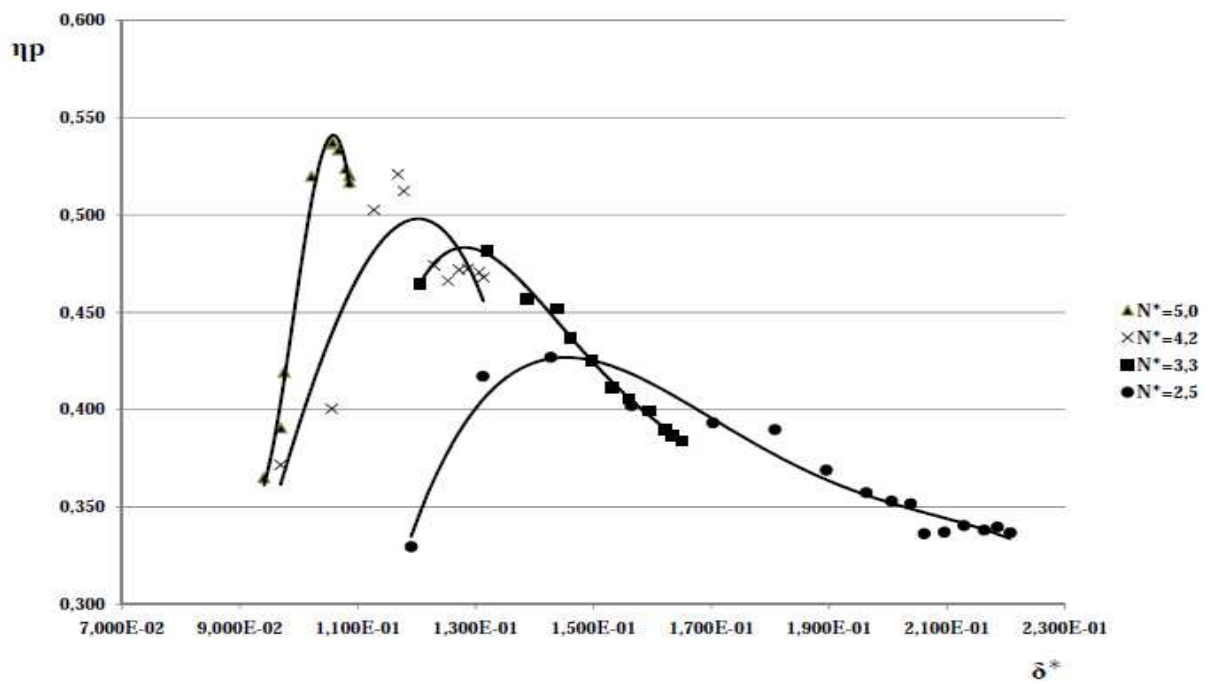


Figure 87 : Rendement polytropique en fonction du coefficient de débit pour différentes valeurs de l'iso vitesse réduite (turbine n°2)

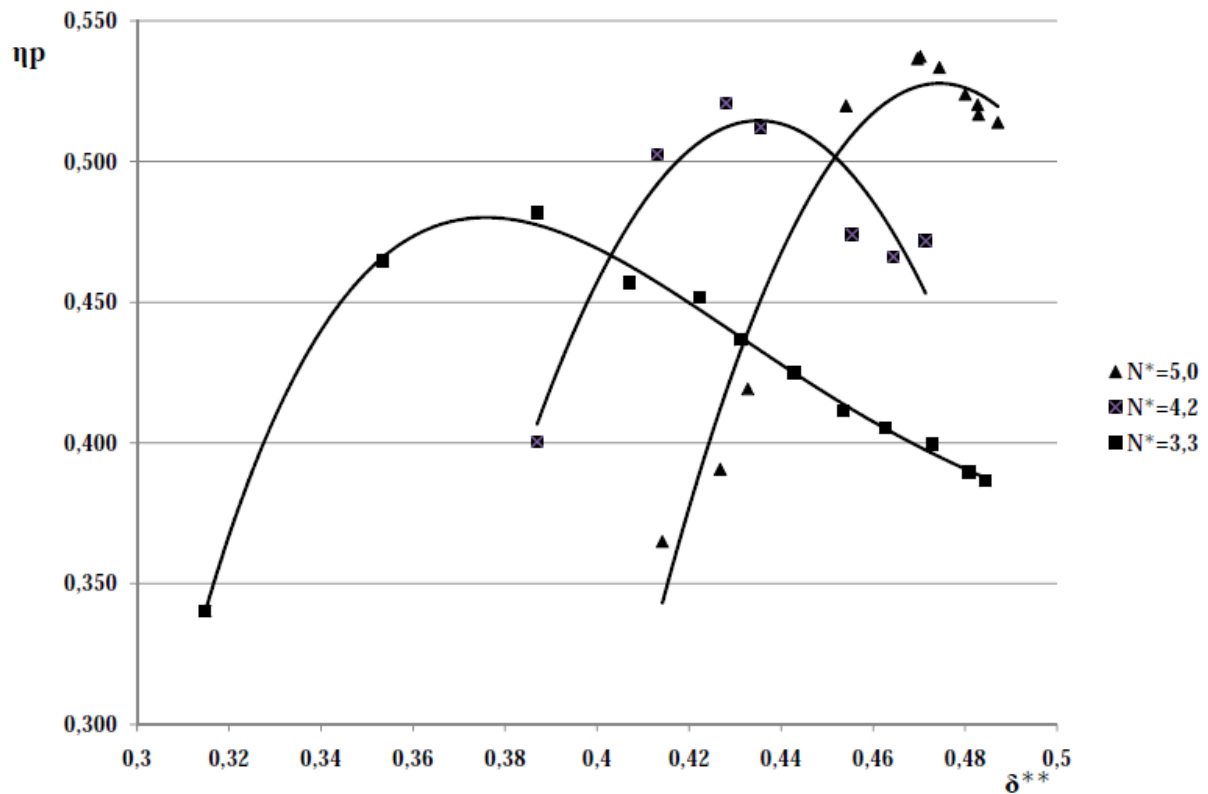


Figure 88 : Rendement polytropique en fonction du débit massique adimensionnel pour différentes valeurs de l'iso vitesse réduite (turbine n°2)

e. Analyse et explications des courbes

Pour deux compresseurs (n°1 et n°2) et deux turbines (n°1 et n°2) expérimentés à froid (supposés adiabatiques), nous avons tracé les courbes de variation d'enthalpie massique adimensionnelle, travail polytropique adimensionnel et rendement polytropique dans deux différents systèmes de coordonnées : le système avec les coefficients semblables à ceux de Rateau et celui utilisant les variables adimensionnelles usuelles indépendantes. Soit au total six courbes par machine.

Dans le système de coordonnées de Rateau, l'effet de compressibilité dû à la vitesse de rotation n'est pas perceptible dans les faibles débits, aussi bien dans les compresseurs que dans les turbines. Toutes les courbes semblent regroupées et portées par une seule comme dans le cas des fluides incompressibles (Figure 89). Ce qui semble conforter cette tendance de généralisation du théorème de Rateau aux machines à fluide compressible. Les écarts aux grands débits pourraient être attribués aux échanges thermiques qui ne peuvent plus être négligés.

L'allure des courbes de rendement polytropique est identique à celle du rendement isentropique dans les systèmes de coordonnées usuelles. Quand à celles du travail polytropique adimensionnel, elles sont comparables au rapport de pression en fonction du débit massique adimensionnel usuel.

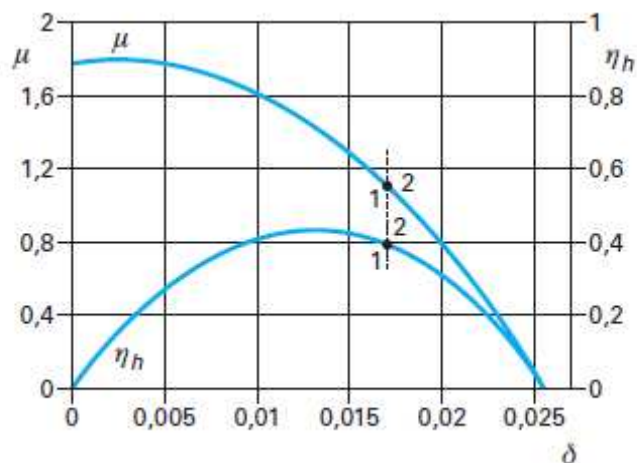


Figure 89 : Caractéristiques réduites d'une famille de pompes centrifuges multicellulaires

[45]

Pour caractériser les performances des turbomachines certains auteurs utilisent des coefficients qui font apparaître ceux de Rateau. Par exemple, R. Gicquel [50], a fait apparaître les coefficients de Rateau sous la forme :

✓ d'un facteur de débit φ :

$$\varphi = \frac{C_f}{U} = \frac{240}{\pi} \delta \quad (3.53)$$

(C_f : vitesse débitante ; U : vitesse de la roue et δ : le coefficient de débit de Rateau) ;

✓ d'un facteur d'enthalpie Ψ :

$$\psi = \frac{2|\Delta h_s|}{C_s^2 M^2} = \frac{2|\Delta h_s|}{U^2} = 2\mu \quad (3.54)$$

Δh_s : variation d'enthalpie d'arrêt isentropique ;

C_s : la vitesse du son ;

M : le nombre de Mach ;

U : la vitesse de la roue ;

Les résultats obtenus sont représentés par la Figure 90

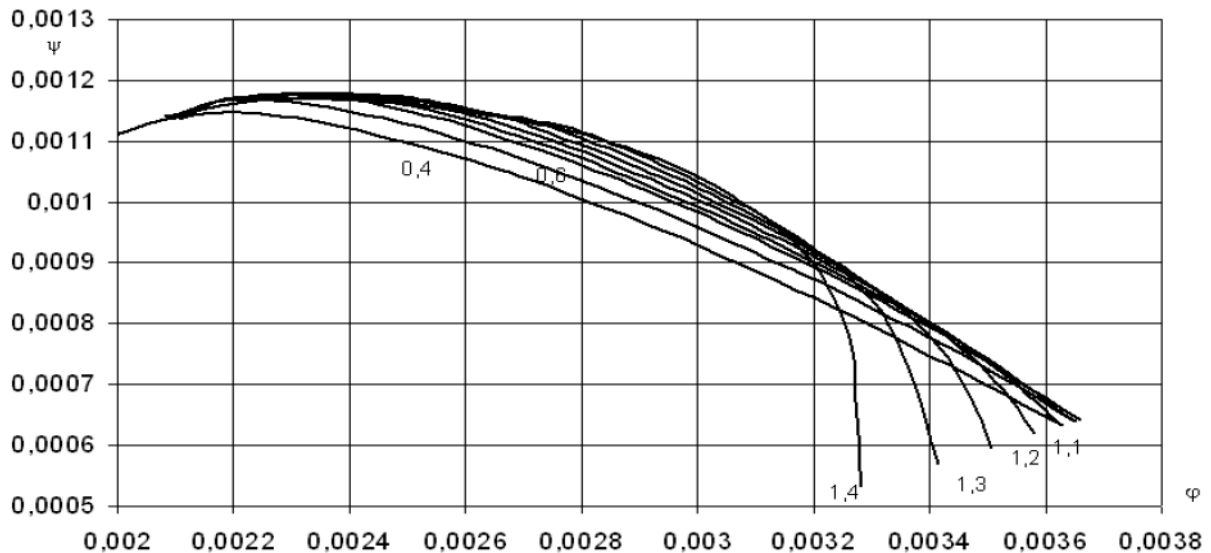


Figure 90: Caractéristiques d'un compresseur de l'ONERA dans le repère $\psi = f(\varphi, M_1)$ [50]

Les courbes obtenues dans le système de coordonnées $\psi = f(\varphi, M_1)$ sont pratiquement identiques aux nôtres. Si la définition du facteur de débit reste acceptable, il n'en est pas de

même pour le facteur d'enthalpie dont la référence est l'évolution isentropique et ne peut donc être appliqué aux machines non adiabatiques.

Il faut aussi remarquer que la démarche que nous avons adoptée conduit pratiquement aux mêmes résultats que ceux de Gicquel, si nous prenons à la place du rendement polytropique, le rendement par rapport à l'isentropique. Le travail polytropique est remplacé par le travail isentropique qui est identique à la variation d'enthalpie isentropique (Δh_s).

L'équation (3.19) devient :

$$\begin{cases} f(\eta_{is}, q_m, N, R, p_{il}, \rho_{il}, \gamma) = 0 \\ f(\Delta h_s, q_m, N, R, p_{il}, \rho_{il}, \gamma) = 0 \end{cases} \quad (3.55)$$

On aurait $\mu^* = \frac{\psi}{2}$ et δ^* .

On peut dès lors observer que même en adiabatique, compte tenu du théorème de Rateau, il est plus judicieux de représenter le travail isentropique adimensionnel en fonction du débit massique adimensionnel usuel en lieu et place du rapport de pression.

2. Exploitation des courbes caractéristiques

Lors d'un essai à froid, en supposant la machine adiabatique, toutes les courbes caractéristiques peuvent être obtenues. Pendant son fonctionnement dans les conditions réelles, les transferts thermiques sont inévitables. Ils peuvent être évalués, à condition que le point de calcul soit en similitude avec un point de fonctionnement à froid. Si le rendement interne polytropique est identique, cela suppose que la vitesse adimensionnelle, le coefficient de débit, le pouvoir manométrique et la variation d'enthalpie massique adimensionnelle sont aussi invariants. On en déduit que les coefficients de puissance interne sont identiques.

Les conditions d'entrée étant supposées imposées et la dimension de l'appareil connue, il est possible de déterminer la vitesse à laquelle la machine fonctionnant dans les conditions réelles doit tourner.

$$N = (N^*)_{froid} \frac{\sqrt{rT_{il}}}{R} \quad (3.56)$$

Puis, le nouveau débit massique est obtenu par la relation suivante:

$$q_m = (\delta^*)_{froid} NR^3 \rho_{il} \quad (3.57)$$

Si ces deux conditions sont remplies, le rendement polytropique, le travail polytropique, la variation d'enthalpie massique, la puissance interne de la machine et les pertes par frottement interne et par incidence sont aisément déterminés.

Dans l'équation (3.19), le paramètre γ apparaît comme une variable dont dépend le fonctionnement en similitude. Il est fonction de c_p , donc dépend de la température moyenne du fluide pendant son écoulement dans la machine. La température T_{i2} est donc déterminée pour une condition de fonctionnement donnée connaissant Δh et γ . Ensuite, avec le travail polytropique, k est calculé. Ce qui permet de déduire le rapport de pression. Le rendement et le travail polytropiques conduisent au calcul du travail interne. La détermination des transferts thermiques par l'application du premier principe et du rapport de pression est alors immédiate. Il en est de même pour les pertes par frottement interne et par incidence.

a. Illustration avec des résultats d'essais à chaud et à froid

- Calcul des transferts thermiques (cas de la turbine n°2)

Le tableau en annexe 4 représente les résultats d'essai à chaud de la turbine n°2 instrumentée par M. Frelin [34], lors de ses travaux de thèse. Les pressions, le débit massique et les températures ont été obtenus par mesure. Les autres éléments du tableau sont des résultats des calculs effectués. Nous les utilisons pour évaluer les transferts thermiques afin de valider les lois de la similitude proposées.

Soit le point de fonctionnement à froid de la turbine n°2 dont les caractéristiques adimensionnelles sont les suivantes (Figure 77, Figure 79 et Figure 81):

$$N^* = 6; \delta^* = 3,954 \cdot 10^{-2}; \eta_p = 0,686; \mu^* = 1,21 \cdot 10^{-2}; \mu_a^* = 8,28 \cdot 10^{-3}.$$

Pendant le fonctionnement de la machine à chaud, la température et la pression imposées par le moteur à combustion interne sont :

$$T_{i3} = 743 \text{ K}; p_{i3} = 1,75 \cdot 10^5 \text{ Pa}.$$

La vitesse de fonctionnement à chaud est d'abord calculée :

$$N = \left(N^* \right)_{\text{froid}} \frac{\sqrt{r T_{i3}}}{R} = 6 \times \frac{\sqrt{285,34 \times 743}}{0,02512} = 109\,978 \text{ tr / min}$$

Ensuite, le débit massique est calculé connaissant la vitesse :

$$q_m = \left(\delta^* \right)_{\text{froid}} N R^3 \rho_{i3} = \left(\delta^* \right)_{\text{froid}} N R^3 \frac{p_{i3}}{r T_{i3}} = 0,0395 \times 109\,978 \times (0,02512)^3 \times \frac{1,75 \times 10^5}{285,34 \times 743}$$

$$q_m = 0,0569 \text{ kg / s}$$

$$w_p = (\mu^*)_{\text{froid}} N^2 R^2 = 1,21 \times 10^{-2} \times (109978)^2 \times (0,02512)^2 = -92350 \text{ J / kg}$$

Le travail polytropique (le signe - pour indiquer qu'il s'agit d'une turbine qui fournit du travail) :

La variation d'enthalpie massique :

$$\Delta h = (\mu_a^*)_{\text{froid}} N^2 R^2 = 8,28 \times 10^{-3} \times (109978)^2 \times (0,02512)^2 = -63195 \text{ J / kg}$$

Le travail interne:

$$\eta_p = \frac{w_i}{w_p} \Leftrightarrow w_i = \eta_p w_p = 0,686 \times 92350 = -63352 \text{ J / kg}$$

$$\eta_p = \frac{P_i}{q_m |w_p|} \Leftrightarrow P_i = \eta_p q_m |w_p| = 0,0569 \times 92340 \times 0,686 = 3,6 \text{ kW}$$

La quantité de chaleur échangée:

$$\Delta h = w_i + q \Leftrightarrow q = \Delta h - w_i = -63195 + 63352 = 157 \text{ J / kg}$$

$$\dot{Q} = q_m \times q = 0,0569 \times 157 = 9 \text{ W soit } 0,009 \text{ kW}$$

Remarque :

Comparée à la puissance interne reçue par le fluide au compresseur, cette quantité de chaleur représente 0,25%. Ce résultat n'est pas du tout significatif et nous permet de conclure qu'à partir des résultats d'essai à froid supposés adiabatiques, il n'est pas possible de prédire les échanges thermiques dans une machine non adiabatique. En d'autres termes, la similitude des machines non adiabatiques ne peut être totalement prédictive que si les transferts thermiques sont connus lors des essais. Mais l'intérêt de ces nombres sans dimension proposés est que les résultats des essais à froid peuvent être utilisés si la température de refoulement de la machine fonctionnant à chaud en similitude avec un point à froid est mesurée. Dans ce cas, les transferts thermiques et le rapport de pression sont facilement calculés.

Par exemple, dans le cas précédent de la turbine n°2, si la température de sortie mesurée est de 669 K, on obtient :

$$\Delta h = \frac{\gamma r}{\gamma - 1} (T_{i4} - T_{i3}) = \frac{1,33 \times 285,34}{0,33} (669 - 743) = -85100 \text{ J / kg}$$

$$\Delta h = w_i + q \Leftrightarrow q = \Delta h - w_i = -85100 + 63552 = -21548 \text{ J / kg}$$

$$\dot{Q} = q_m \times q = 0,0569 \times 21548 = 1226 \text{ W soit } 1,23 \text{ kW}$$

La température de détente isentropique pour le même rapport de détente est :

$$T_{i4is} = T_{i3} \left(\frac{p_{i4}}{p_{i3}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = 743 \times \left(\frac{103\,723}{174\,968} \right)^{\frac{0,33}{1,33}} = 652,60 \text{ K}$$

Les pertes par incidence et par frottement interne :

$$w_{pi} = w_i - w_p = -63\,552 + 92\,350 = 28\,798 \text{ J / kg ;}$$

La température entropique :

$$T_{ent} = \frac{T_{i4} - T_{i3}}{\ln(T_{i4}) - \ln(T_{i3})} = \frac{669 - 743}{\ln(669) - \ln(743)} = 705,35 \text{ K}$$

$$\eta_{ex} = \frac{w_i}{w_i + q \left(1 - \frac{T_{i1}}{T_{ent}} \right) - w_{pi} \left(\frac{T_{i1}}{T_{ent}} \right)} = \frac{-63\,721}{-63\,721 - 21874 \left(1 - \frac{288}{705,35} \right) - 29167 \times \frac{288}{705,35}} = 0,719$$

$$\eta_{ex} = 0,719$$

Les résultats des calculs effectués sont regroupés dans le tableau ci-dessous

paramètres	Essai à froid	à chaud avec transferts thermiques
N	70 000 tr/min	110 298 tr/min
N*	6	6
T _{i3}	299,4 K	743 K (imposée, mesurée à chaud)
T _{i4}	274,3 K	669 K (mesurée à chaud)
p _{i3}	159 315 Pa	174 968 Pa (imposée)
p _{i4}	101 264 Pa	103 723 Pa (mesurée)
π_T	1,5732	1,6869
q _m	0,0812 kg/s	0,0569 kg/s (imposé)
w _p	-37,322 kJ/kg	-92,89 kJ/kg
η_p	0,686	0,686
w _i	-25,60 kJ/kg	-63,721 kJ/kg
Δh	-25,60 kJ/kg	-85,59 kJ/kg
q	0	-21,87 kJ/kg (calculée)
w _{pi}	11,72 kJ/kg	29,18 kJ/kg
η_{ex}	0,68	0,719

Tableau 13 : Calcul des transferts thermiques au point de similitude de la turbine n°2

- Calcul des transferts thermiques (cas du compresseur n°1)

Pour un compresseur, les conditions d'admission ne varient pratiquement pas pendant son fonctionnement. A chaud, le compresseur reçoit une partie de l'énergie thermique perdue par la turbine. Cela se traduit inévitablement par une augmentation de la température de refoulement qui doit être mesurée comme dans le cas de la turbine. Nous prenons donc un point de fonctionnement adiabatique et supposons qu'il est en similitude de fonctionnement avec un point à chaud. Ils ont donc le même pouvoir manométrique, le même rendement polytropique, le même coefficient de débit et la même vitesse réduite.

Les caractéristiques du point adiabatique considéré sont les suivantes : N = 120 000 tr/min ; T_{i1} = 293,4 K ; T_{i2} = 369,5 K ; π_C = 1,672 ; q_m = 0,1394 kg/s ; w_p = 48,68 kJ/kg ; w_i = 76,44 kJ/kg ; η_p = 0,637 ; N* = 7,77 ; k = 1,814.

Faute d'essai à chaud, on fixe la température de refoulement du point de fonctionnement qui doit être normalement obtenue par mesure, à 375 K. La vitesse adimensionnelle étant identique, il en est de même pour la vitesse de rotation puisque T_{i1} est inchangée. Nous calculons donc le coefficient k et p_{i2} .

$\frac{w_p}{(RN)^2}$ étant identique par similitude, on a :

$$\frac{k}{k-1} = \frac{w_p}{r(T_{i2} - T_{i1})} = \frac{48681}{287 \times (375 - 293,14)} = 2,072 \Leftrightarrow k = 1,933$$

Déterminons le rapport de pression équivalent :

$$\frac{k}{k-1} = \frac{\ln\left(\frac{p_{i2}}{p_{i1}}\right)}{\ln\left(\frac{T_{i2}}{T_{i1}}\right)} \Leftrightarrow \frac{p_{i2}}{p_{i1}} = \left(\frac{T_{i2}}{T_{i1}}\right)^{\frac{k}{k-1}} = \left(\frac{375}{293,4}\right)^{2,072} = 1,663$$

Le travail interne est ensuite calculé:

$$\eta_p = \frac{w_p}{w_i} \Leftrightarrow w_i = \frac{w_p}{\eta_p} = \frac{48,681}{0,637} = 76,422 \text{ kJ / kg}$$

La variation d'enthalpie :

$$\Delta h = \frac{\gamma r}{\gamma - 1} (T_{i2} - T_{i1}) = \frac{1,4 \times 287}{0,4} (375 - 293,4) = 81,97 \text{ kJ / kg}$$

La quantité de chaleur échangée :

$$\Delta h = w_i + q \Leftrightarrow q = \Delta h - w_i = 81,97 - 76,422 = 5,548 \text{ kJ / kg}$$

Le débit massique reste inchangé car le débit massique adimensionnel est constant par similitude et les conditions d'entrée identiques ; la puissance thermique échangée est alors de :

$$\dot{Q} = q_m \times q = 0,1394 \times 5,548 = 0,773 \text{ kW soit } 773 \text{ W}$$

Les pertes par incidence et par frottement interne :

$$w_{pi} = w_i - w_p = 76,422 - 48,681 = 27,741 \text{ kJ / kg ;}$$

La température entropique :

$$T_{ent} = \frac{T_{i2} - T_{i1}}{\ln(T_{i2}) - \ln(T_{i1})} = \frac{375 - 293,4}{\ln(375) - \ln(293,4)} = 332,53 \text{ K}$$

$$\eta_{ex} = 1 - \frac{\frac{w_f T_{i1}}{T_{ient}}}{w_i + q_{12} \left(1 - \frac{T_{i1}}{T_{ient}} \right)} = 1 - \frac{\frac{27,741 \times 288}{332,53}}{76,42 + 5,548 \left(1 - \frac{288}{332,53} \right)} = 0,687$$

$$\eta_{ex} = 0,687$$

Les résultats obtenus sont enregistrés dans le tableau ci-dessous :

paramètres	Essai à froid	Essai à chaud avec transferts thermiques
N	120 000 tr/min	120 000 tr/min
N*	7,7	7,7
T _{i1}	293,4 K	293,4 K (mesurée)
T _{i2}	369,5 K	375 K (mesurée)
p _{i1}	101 325 Pa	101 325 Pa (mesurée)
p _{i2}	169 415,4 Pa	168 503,5 Pa (calculée)
π _C	1,672	1,663 (calculé)
q _m	0,1394 kg/s	0,1394 kg/s
w _p	48,68 kJ/kg	48,68 kJ/kg
η _p	0,637	0,637
w _i	76,44 kJ/kg	76,42 kJ/kg
Δh	76,44 kJ/kg	81,97 kJ/kg
Q	0	5,548 kJ/kg (calculée)
w _{pi}	27,76 kJ/kg	27,74 kJ/kg
η _{ex}	0,683	0,687

Tableau 14 : Calcul des transferts thermiques au point de similitude du compresseur n°1

b. Analyse des résultats

✓ Turbine

La détermination des échanges thermiques dans la turbine en fonctionnement à chaud est donc possible si les caractéristiques d'essai en version adiabatique sont connues. Mais, si les conditions d'entrée sont imposées, ce qui correspond au cas des turbocompresseurs montés sur les moteurs à combustion interne, il faut régler par des moyens appropriés la vitesse et le débit massique de sorte à être en similitude avec un point de fonctionnement à froid. La température et la pression d'entrée étant plus élevées, cela se traduit par une vitesse de rotation et un rapport de pression plus élevés, mais un débit massique plus faible. Ce résultat est conforme à ceux trouvés dans le cas de la turbine à gaz du chapitre précédent. On peut donc résumer l'influence des pertes thermiques sur le même point de fonctionnement d'une turbine en ces cinq points suivants, à savoir que dans une turbine chaude avec pertes thermiques :

- le rapport de détente est plus élevé;
- le débit massique diminue;
- le travail interne massique fourni augmente;
- les pertes internes par incidence et par choc augmentent;
- le rendement exergetique est amélioré.

Les deux derniers points ne sont pas conformes aux résultats trouvés dans le chapitre précédent car les hypothèses ne sont pas les mêmes. Nous avons admis que l'identité des points de fonctionnement se traduit par une conservation du rapport de détente et de la vitesse de rotation. Ce qui n'est pas exact d'après la similitude avec transferts thermiques.

La connaissance de la température de refoulement reste une condition nécessaire pour pouvoir effectuer les calculs des transferts thermiques.

✓ Compresseur

Dans le cas des compresseurs, aucun réglage n'est nécessaire car les conditions d'entrée sont pratiquement identiques en fonctionnement à chaud. La vitesse de rotation est imposée par la turbine.

A partir des résultats des calculs effectués sur un point à chaud en similitude avec un point à froid, on peut résumer, comme dans le cas de la turbine, l'influence des transferts

thermiques en ces cinq points suivants, à savoir que le réchauffement du compresseur par la turbine :

- diminue le rapport de compression ;
- n'a aucune influence sur le travail interne massique absorbé ;
- n'a aucune influence sur le débit massique ;
- n'a pas d'influence sur les pertes internes par frottement et par choc ;
- améliore le rendement exergetique

Ces résultats confirment la validité des hypothèses émises par Y. Ribaud [13] dans son étude qui, tout en maintenant le rendement polytropique constant, a supposé que le travail interne massique ne varie pas. Les pertes par frottement interne et par incidence restent inchangées. Le rendement exergetique augmente et le rendement polytropique ne varie pas. Ces deux derniers points confirment la validité de notre hypothèse émise au chapitre 3, à savoir que pour le même débit massique et la même vitesse de rotation, les pertes internes par choc et par incidence se conservent quelle que soit la valeur des échanges thermiques. Les transferts thermiques sont aussi facilement déterminés à partir d'une seule mesure (la température de refoulement).

Conclusion

Les lois habituelles de la similitude sont établies avec l'hypothèse d'adiabaticité. Elles ne sont donc pas applicables aux machines fonctionnant avec des échanges thermiques. Les hypothèses et conditions de similitude que nous avons proposées ont permis d'établir de nouvelles lois qui généralisent le théorème de Rateau aux machines à fluide compressible. Les variables indépendantes sont identiques dans les machines adiabatiques et non adiabatiques. En plus des variables de Rateau, un changement de base permet de retrouver les variables adimensionnelles indépendantes usuelles. Mais les éléments nouveaux sont relatifs aux variables adimensionnelles dépendantes. Le rendement polytropique remplace le rendement par rapport à l'isentropique et le rapport de pression n'apparaît pas comme un coefficient de similitude. Il est déterminé à partir du travail polytropique adimensionnel et de la variation d'enthalpie massique adimensionnelle. Quelques conclusions de la littérature nous indiquent d'ailleurs qu'il varie en fonction des échanges thermiques [3, 14].

Mais pour être totalement prédictive, cette similitude ne doit s'appliquer qu'aux machines non adiabatiques. Il n'est pas possible de prédire la valeur des échanges thermiques dans une

machine non adiabatique à partir des essais dans une machine homothétique supposée adiabatique. Les quantités de chaleur échangée doivent être connues lors des essais. Ce qui pose encore une fois le problème du calcul des transferts thermiques par des méthodes numériques.

Néanmoins, à partir des courbes obtenues à froid dans des conditions adiabatiques et des conditions d'entrée, les performances (puissance interne, rendement polytropique et le travail polytropique) des machines homothétiques, fonctionnant en similitude dans n'importe quelle condition, peuvent être déterminées. Le rapport de pression et les transferts thermiques sont ensuite calculés si la température de sortie est connue (mesurée).

On remarque aussi que pour déterminer le rapport de pression d'une autre machine fonctionnant en similitude avec une machine dont les caractéristiques sont connues, les deux courbes $\mu_a^* = f(\delta^*, N^*, \gamma)$ et $\mu^* = f(\delta^*, N^*, \gamma)$ sont suffisantes. Il n'est donc point besoin de faire des essais adiabatiques ou déterminer les échanges thermiques. Les essais adiabatiques et le calcul des transferts thermiques ne sont utiles que la courbe de rendement polytropique. On voit dans ces conditions que pour être prédictive, cette similitude devra combiner les deux types d'essai : un essai adiabatique pour déterminer la courbe de rendement polytropique et un essai quelconque pour construire les courbes de « pouvoir manométrique sur l'arbre » et « pouvoir manométrique ».

Le point sensible de cette méthode expérimentale est l'adiabatisation correcte des essais, car les transferts thermiques existent même à froid. De nombreuses méthodes sont utilisées pour éviter les transferts thermiques externes, mais les transferts internes existent et il faut les déterminer.

Le dernier chapitre propose donc une méthode numérique assez modeste pour estimer ces échanges thermiques dans un turbocompresseur dans les conditions réelles de fonctionnement. Cet outil pourrait donc aider les expérimentateurs à obtenir des cartographies correctes pour déterminer les performances des machines homothétiques fonctionnant en similitude.

Chapitre IV

Détermination expérimentale et
modélisation quasi 1D des transferts
thermiques dans un turbocompresseur

Introduction

L'analyse exergétique a révélé la nécessité d'évaluer les échanges thermiques afin de mieux appréhender les performances des machines. La similitude des machines thermiques non adiabatiques a posé le problème de l'adiabatisation des essais qui n'est pas techniquement facile à résoudre. L'évaluation des échanges thermiques s'impose inévitablement même lors des essais à froid. Ce dernier chapitre élabore des préconisations pour effectuer le calcul des échanges thermiques sur les machines en fonctionnement et lors des essais. Dans la première partie, nous proposons un protocole expérimental de détermination des transferts thermiques et analysons les difficultés inhérentes. Dans la deuxième partie, nous exposons un modèle numérique permettant une description assez correcte de ce phénomène thermique qui reste d'actualité.

I. Détermination expérimentale des échanges thermiques dans un turbocompresseur

L'évaluation des échanges thermiques s'impose inévitablement même lors des essais. Convaincus que les cartographies supposées adiabatiques actuellement utilisées ne sont pas correctes, les expérimentateurs imaginent de nombreuses méthodes pour essayer d'obtenir des résultats satisfaisants. Certains proposent des techniques complexes d'isolation qui permettent d'atténuer les transferts thermiques externes, mais renforcent les transferts thermiques internes car l'axe, élément commun aux deux turbomachines (compresseur et turbine), ne peut jamais être isolé. On pourrait résoudre cette question en imaginant d'autres moyens de transmission de l'énergie mécanique de la turbine au compresseur (transmission hydraulique ou pneumatique). Mais la mise en œuvre serait très coûteuse et non rentable par rapport au gain réalisé.

Aussi, la question évidente suivante nous vient-elle à l'idée : n'est-il pas possible d'évaluer expérimentalement ces flux thermiques ?

En effet, le premier principe de la thermodynamique nous permet d'écrire la relation (4.1) et de déduire la chaleur échangée si la puissance mécanique de la machine qui est l'une des performances recherchées, est connue en régime transitoire et permanent :

$$dh = \delta w + \delta q \quad (4.1)$$

$$\Delta h = w + q$$

Le moyen le plus simple de déterminer le travail par mesure consiste à utiliser un couplemètre qui donne directement le couple sur l'arbre et à mesurer de façon simultanée la vitesse de rotation (Figure 91) [51]. De nombreux travaux de recherche pour la conception de couplemètres fiables existent dans la littérature [52]. Mais la plupart des mesures effectuées avec cet instrument utilisent la notion de rendement mécanique traduisant les pertes par frottement aux paliers pour déterminer la valeur de la caractéristique recherchée. Le rendement mécanique est couramment utilisé par les constructeurs pour représenter les

performances des turbines à chaud [53], en le multipliant par le « pseudo rendement isentropique ($\eta_{is} \cdot \eta_m$) » (Figure 92).

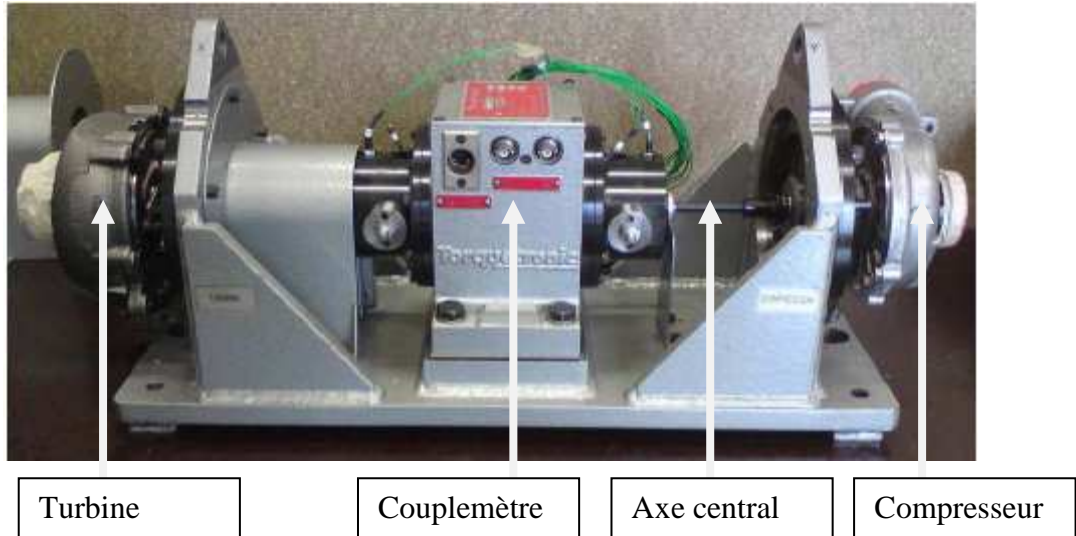


Figure 91 : Turbocompresseur instrumenté avec un couplesmètre [51]

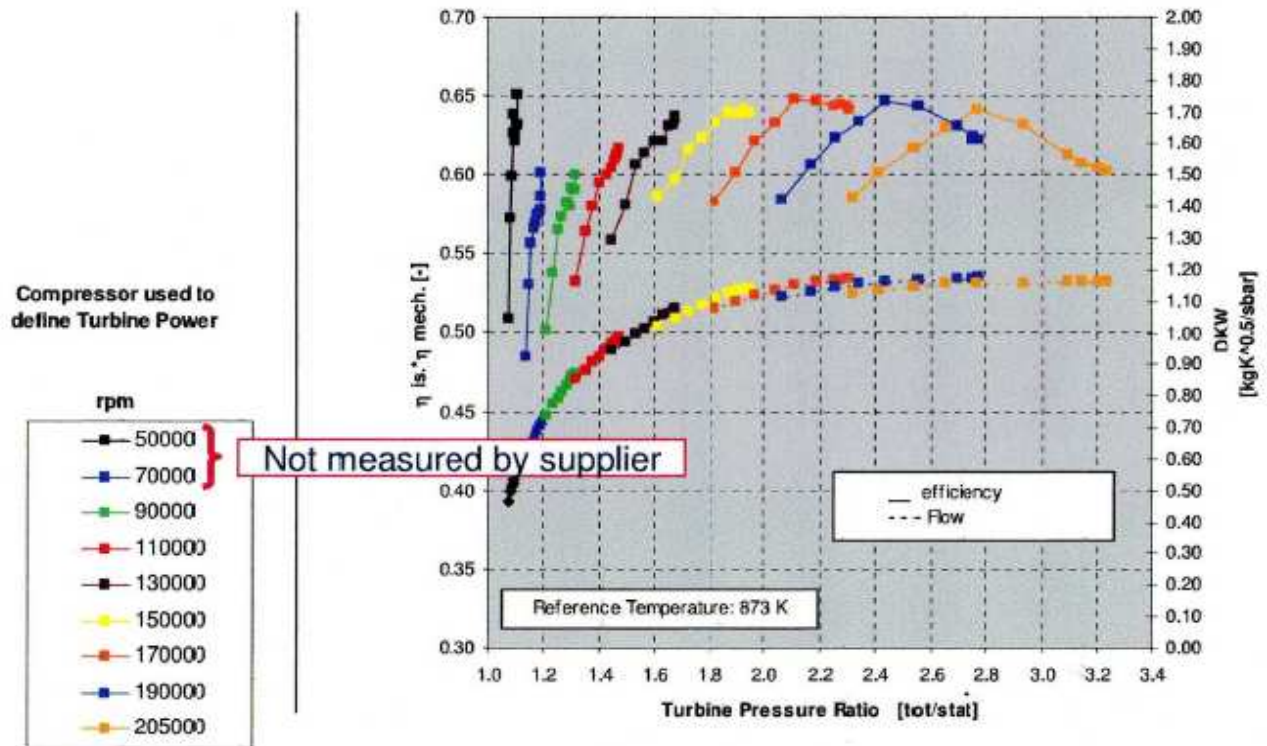


Figure 92 : Cartographie d'une turbine obtenue à chaud [53]

Aussi nous proposons ce protocole expérimental pour évaluer les échanges thermiques en supposant le rendement mécanique connu.

1. Mesures et calculs à effectuer

a. Les paramètres mesurés :

- ✓ Vitesse de rotation (tr/min) ;
- ✓ Couple avec un couplemètre (Nm) ;
- ✓ Températures à l'aspiration et au refoulement (K);
- ✓ Débit de fluide véhiculé (kg/s).

b. Les paramètres déterminés par calculs :

- ✓ Puissance sur l'arbre $P_a = \frac{C\pi N}{30}$;
- ✓ Travail spécifique sur l'arbre $w_a = \frac{P_a}{q_m}$;
- ✓ Variation d'enthalpie spécifique connaissant γ et r du gaz

$$\Delta h = \frac{\gamma r}{\gamma - 1} (T_{i2} - T_{i1}) ;$$
- ✓ Rapport des pressions $\pi_c = \frac{P_{i2}}{P_{i1}}$;

L'estimation du rendement mécanique connaissant le débit et la vitesse de rotation selon les travaux de [51];

- ✓ Travail interne $w_i = w_a \times \eta_m$;
- ✓ Quantité de chaleur échangée par le fluide avec le milieu extérieur à l'aide du premier principe : $q = \Delta h - w_i$;

- ✓ Coefficient polytropique k défini par: $\frac{k-1}{k} = \frac{\ln\left(\frac{T_{i2}}{T_{i1}}\right)}{\ln\left(\frac{P_{i2}}{P_{i1}}\right)}$;

- ✓ Travail polytropique $w_p = \frac{kr}{k-1} (T_{i2} - T_{i1})$;

- ✓ Pertes par frottement interne et par incidence $w_{pi} = w_i - w_p$;
- ✓ Rendement polytropique ;
- ✓ Rendement exergétique.

2. Rendement mécanique

L'usage du rendement mécanique est à faire avec prudence car il n'est pas encore maîtrisé au stade actuel de nos connaissances et fait l'objet de plusieurs travaux [51]. Habituellement une valeur constante lui est donnée lors des calculs analytiques. Or selon les travaux de M. Deligant et al. [51], il semble dépendre non seulement de la vitesse de rotation, mais aussi de la température et de la pression de l'huile (Figure 93, Figure 94).

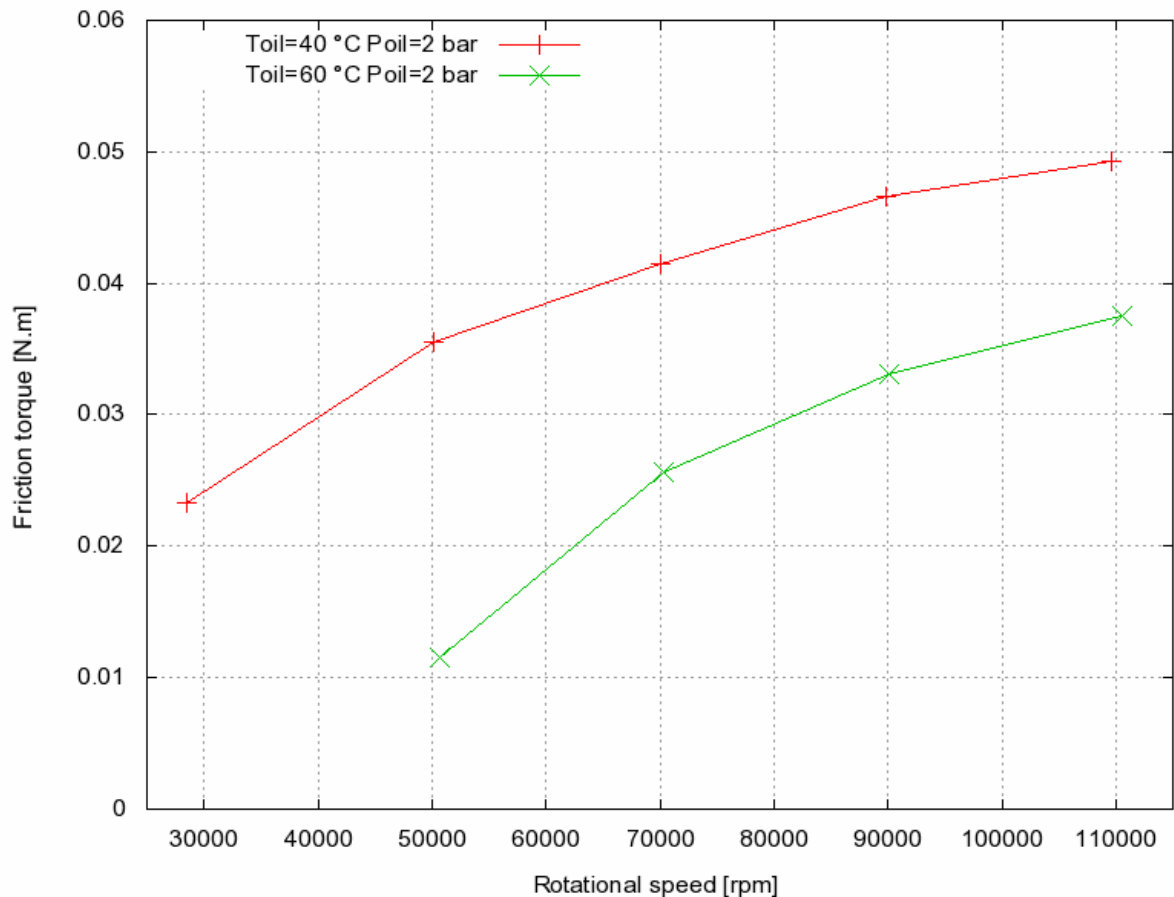


Figure 93 : Evolution du couple de frottement en fonction de la vitesse de rotation, et de la température de l'huile pour une pression d'huile donnée [51].

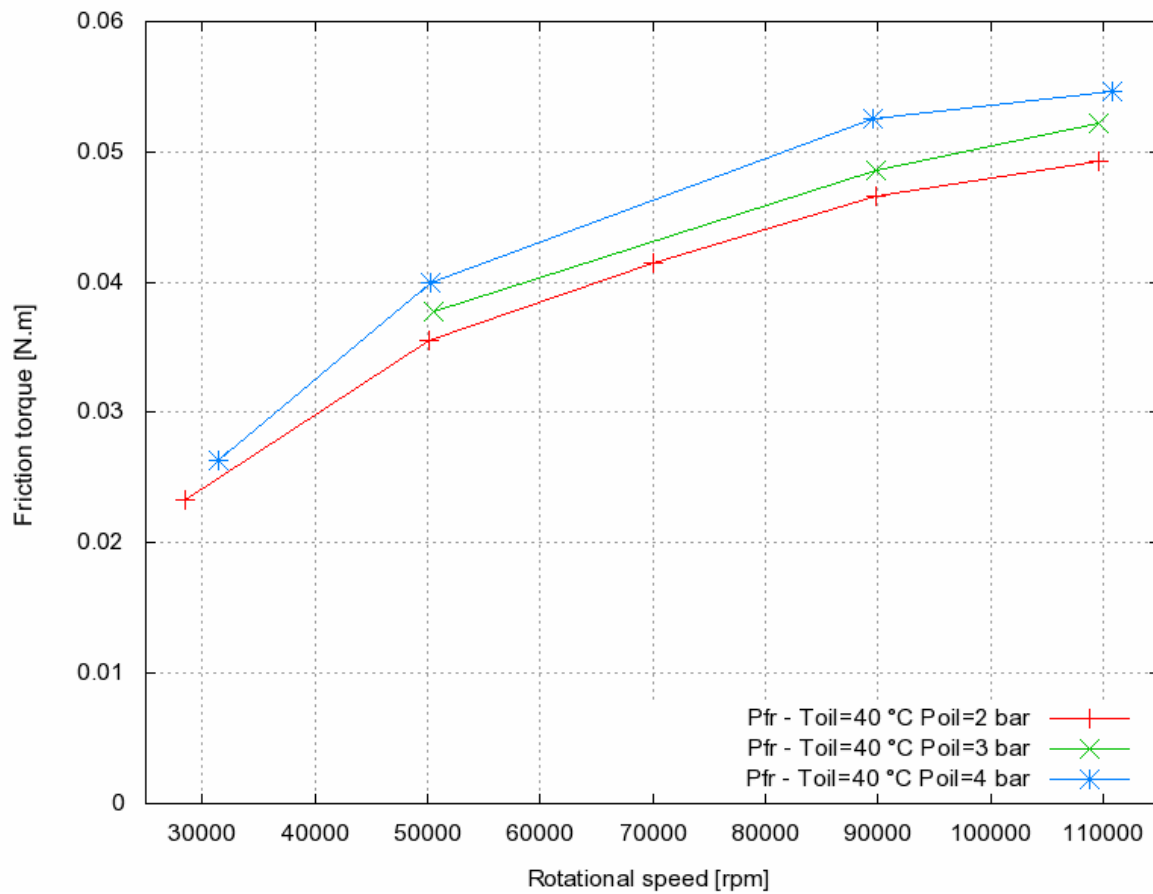


Figure 94 : Evolution du couple de frottement en fonction de la vitesse de rotation, et de la pression d'huile pour une température donnée [51].

Ces difficultés inhérentes à la maîtrise du rendement mécanique suscitent un regain d'intérêt pour la détermination directe des échanges thermiques à la turbine et au compresseur par des modèles numériques corrects.

II. Modélisation des transferts thermiques dans un turbocompresseur

Comme cela a été fait par D. Bonh [18] et M. Cormerais [54], le turbocompresseur sera décomposé en trois grandes parties significatives (voir Figure 95) : la turbine, le corps central et le compresseur.

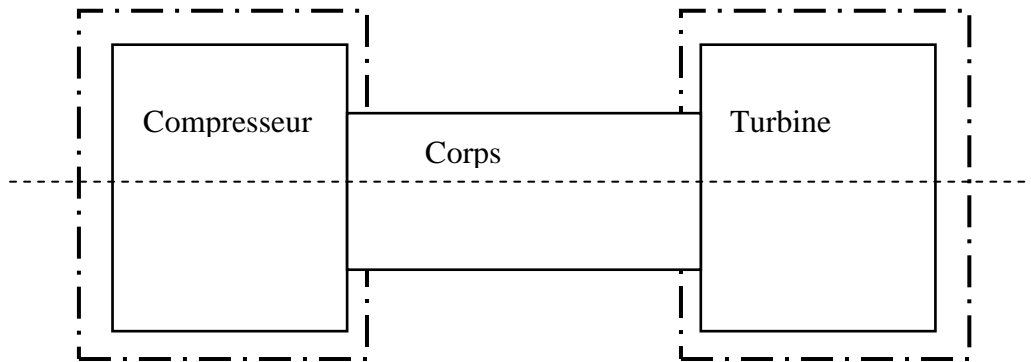


Figure 95 : Découpage du turbocompresseur [54]

L'estimation des pertes commence par la turbine afin de pouvoir déterminer la quantité de chaleur qui arrive au niveau du compresseur.

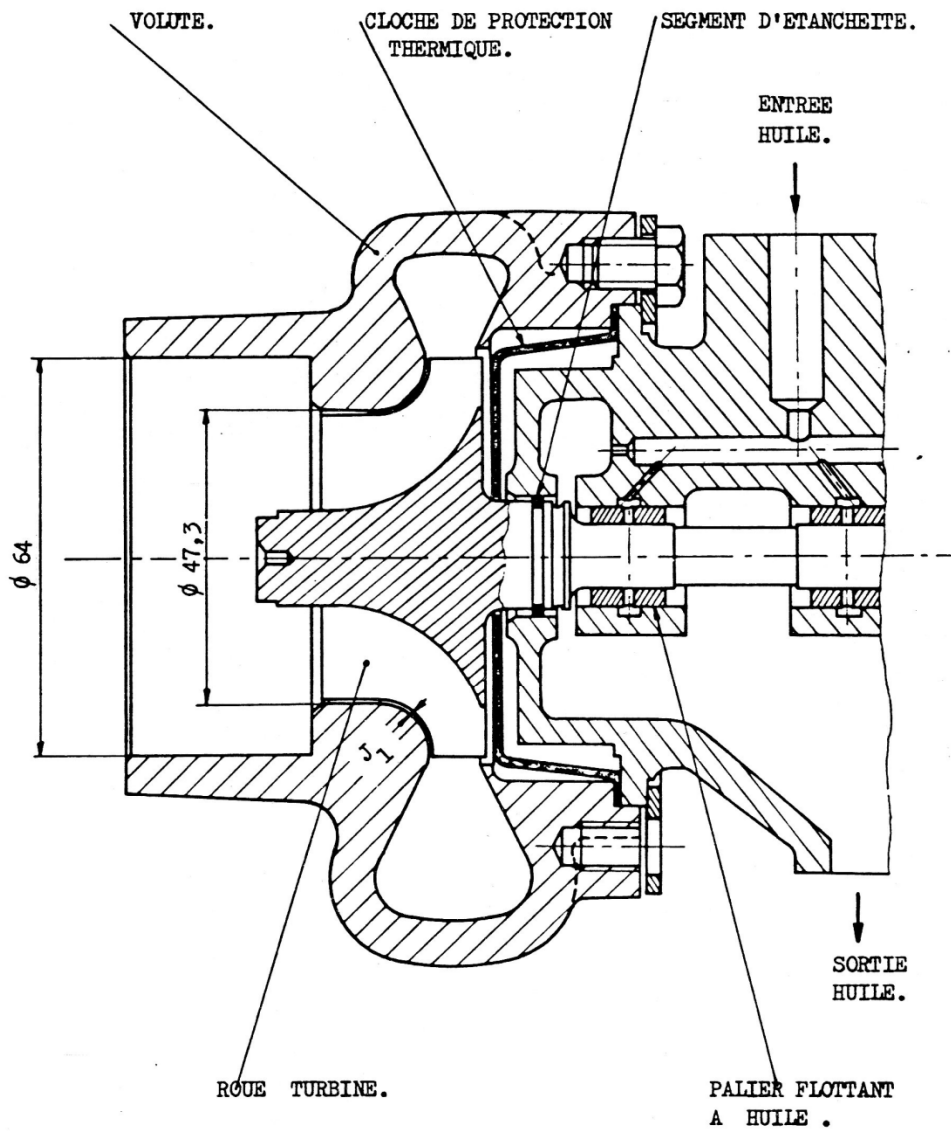
Les pertes thermiques au niveau de la turbine se subdivisent en deux parties :

- les pertes thermiques vers l'extérieur qui ont essentiellement lieu dans la volute ;
- les pertes thermiques vers le compresseur à travers l'axe central.

Les pertes thermiques de la turbine à travers le corps central ne sont pas prises en compte car elles sont généralement faibles grâce à la cloche de protection thermique (Figure 96)

1. Pertes thermiques dans la volute de la turbine

a. Modélisation géométrique de la volute



$$J_1 = \text{Jeu aubes/carter} = 0,50$$

$$J_2 = \text{Jeu radial paliers} = 0,075 \text{ à } 0,18$$

ECHELLE : 1.

NB : les valeurs des jeux et de toutes les dimensions sont en mm

Figure 96 : Coupe de l'ensemble turbine d'un turbocompresseur [55]

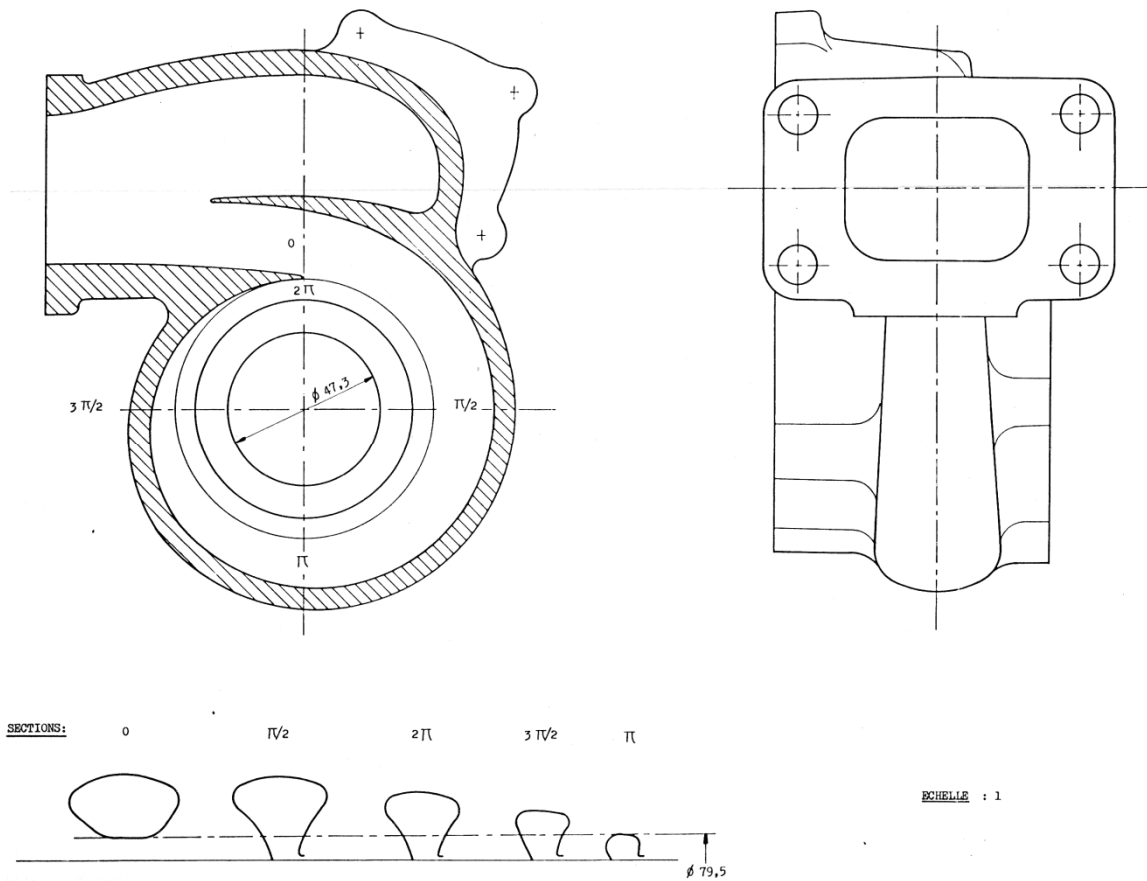


Figure 97 : Ensemble carter turbine du turbocompresseur [55]

L'examen de la Figure 96 permet de remarquer que la section de passage du fluide dans la volute a une forme trapézoïdale aux coins arrondis. Mais en vue de face, le contour extérieur est en forme spirale et le contour intérieur est circulaire. Pour simplifier les calculs, nous représentons cette section de passage par une forme trapézoïdale simple.

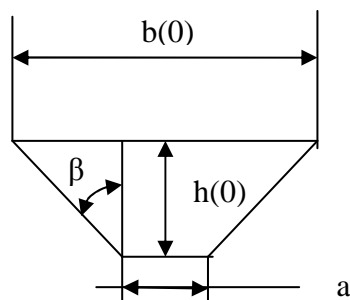


Figure 98 : Section d'entrée de la volute $\theta = 0$

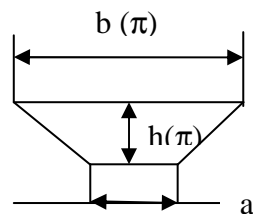


Figure 99 : Section de la volute à $\theta = \pi$

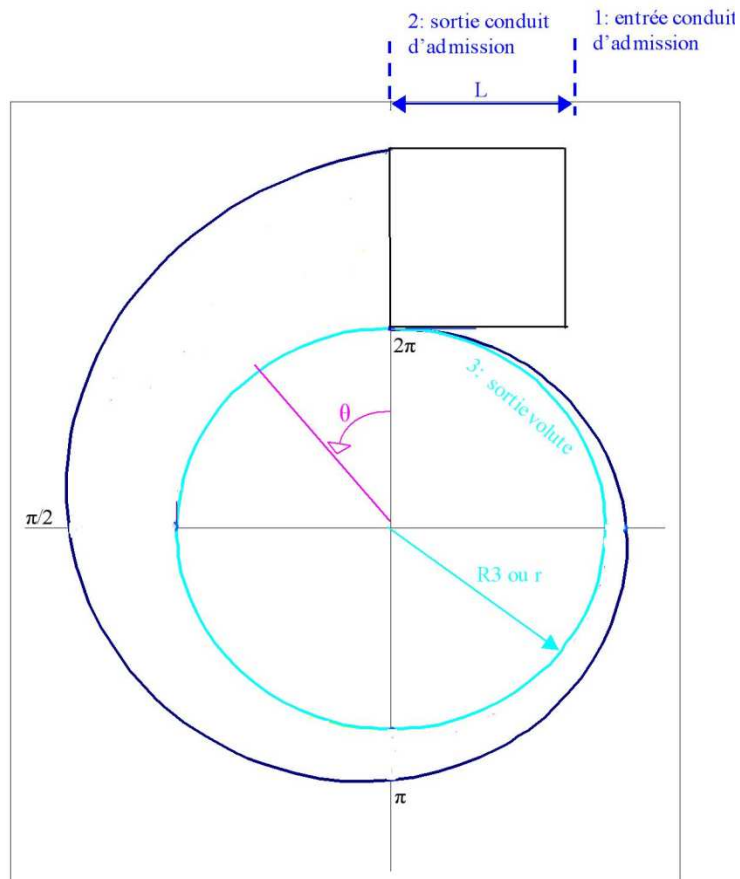


Figure 100 : Contour extérieur de la volute

b. Modélisation mathématique et numérique de la volute

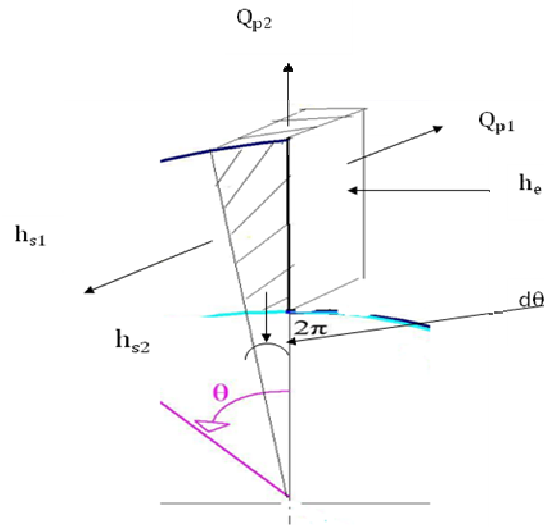


Figure 101 : Volume de contrôle sur une portion de volute de la turbine

-
- Q_{p1} : Puissance thermique échangée par les fumées avec les parois latérales (W);
-
- Q_{p2} : Puissance thermique échangée par les fumées avec la paroi supérieure (Voute) (W);
- h_e : Enthalpie massique à l'entrée du volume de contrôle (J/kg);
- h_{s1} : enthalpie massique de sortie du volume de contrôle (J/kg);
- h_{s2} : enthalpie massique d'entrée dans le distributeur (J/kg);
- $d\theta$: variation élémentaire de l'angle azimutal (degrés).

Le premier principe de la thermodynamique permet d'écrire à tout instant l'équation suivante [56] :

$$\frac{dU}{dt} = \sum_i \dot{q}_i + \sum_j \dot{m}_j h_j^* + \sum_k \dot{w}_k \quad (4.2)$$

$$h_j^* = \left(h_j + \frac{v_j^2}{2} + gz_j \right)$$

-
- \dot{q}_i : Puissance thermique échangée par le fluide avec le milieu extérieur (W);
- h_j^* : Enthalpie spécifique totale du constituant j dans le volume de contrôle (J/kg);
- h_j : Enthalpie spécifique du constituant j dans le volume de contrôle (J/kg);

\dot{w}_k : Puissance mécanique échangée par le fluide avec le milieu extérieur (W);

\dot{m}_j : Débit de matière échangée par le constituant j avec le milieu extérieur (W);

$\frac{v_j^2}{2}$: Energie cinétique du constituant j ;

gz_j : Energie potentielle du constituant j ;

Dans la volute, le fluide n'échange pas de l'énergie mécanique avec le milieu extérieur, donc $\sum_k \dot{w}_k = 0$. Les variations d'énergie cinétique et potentielle sont général négligeables devant les variations d'enthalpie, l'équation (4.2) devient alors :

$$\frac{dU}{dt} = \sum_i \dot{q}_i + \sum_j \dot{m}_j h_j \quad (4.3)$$

- *Fonctionnement en régime permanent*

En régime permanent, l'équation (4.3) devient :

$$q_{me} h_e - q_{ms1} h_{s1} - q_{ms2} h_{s2} - \dot{q}_{p1} - \dot{q}_{p2} = 0 \quad (4.4)$$

Nous posons $\dot{q}_p = \dot{q}_{p1} + \dot{q}_{p2}$ et supposons en première approximation que la chaleur spécifique des fumées à pression constante (c_{pf}) ne varie pas et que la température des gaz à l'entrée du distributeur est identique à celle qui sort du volume de contrôle v_i . Sachant aussi que $q_{m_e} = q_{m_{s1}} + q_{m_{s2}}$, on notera par la suite $q_{m_e} = q_{m_{i-1}}$.

L'expression (4.4) devient :

$$q_{m_{i-1}} c_p T_{i-1} = q_{m_{s1}} c_p (T_i) + q_{m_{s2}} c_p (T_i) + \dot{q}_p \Leftrightarrow q_{m_{i-1}} c_p T_{i-1} = c_p T_i (q_{m_{s1}} + q_{m_{s2}}) + \dot{q}_p$$

$$q_{m_{i-1}} c_p T_{i-1} = q_{m_{i-1}} c_p T_i + \dot{q}_p \quad (4.5)$$

Les paramètres supposés connus dans l'équation (4.5) sont :

T_{i-1} : Température d'entrée du gaz dans le volume contrôle v_i (K) ;

c_p : Chaleur massique moyenne du gaz supposée constante (J/kg.K).

q_{m0} : Débit massique des fumées à l'entrée du 1^{er} volume de contrôle (kg/s)

Les paramètres inconnus sont :

T_i : Température de sortie des fumées du volume de contrôle v_i (K) ;

q_{mi-1} : Débit massique des fumées à l'entrée du volume de contrôle v_i (kg/s);

\dot{q}_p : Puissance calorifique échangée avec les parois du volume de contrôle (W).

✓ *Puissance thermique échangée par le gaz à travers les parois*

La chaleur est essentiellement échangée avec l'extérieur par convection, conduction et par rayonnement. C'est le cas d'une paroi en contact avec deux fluides :

○ l'air extérieur à la température T_a ;

○ les fumées à la température T_f ;

Selon [57], \dot{q}_p s'exprime par la relation (4.6)

$$\dot{q}_p = \frac{T_f - T_a}{R_{fj} + R_{icd} + R_{ia}} \quad (4.6)$$

R_{ia} : Résistance thermique côté air ($K.W^{-1}$)

$$R_{ia} = \frac{l}{h_a S}$$

R_{icd} : Résistance thermique de conduction à travers la paroi ($K.W^{-1}$)

$$R_{icd} = \frac{e}{\lambda_m S}$$

R_{if} : Résistance thermique côté fumées ($K.W^{-1}$)

$$R_{if} = \frac{l}{h_g S}$$

h_a : Coefficient d'échange thermique ($W.m^{-2}.K^{-1}$) l'air extérieur, composé d'un coefficient d'échange par convection naturelle et d'un coefficient d'échange par rayonnement défini par l'équation (4.49);

h_f : Coefficient d'échange thermique ($W.m^{-2}.K^{-1}$) des fumées avec la paroi intérieure par convection forcée et par rayonnement ;

S : Surface d'échange (m^2);

e : Epaisseur de la paroi de la volute (m);

λ_m : est la conductivité thermique du matériau ($W.m^{-1}.K^{-1}$).

$$h_a = h_{cn} + h_{ray} \quad (4.7)$$

h_a : Coefficient d'échange global avec l'air ambiant ($\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$);

h_{cn} : Coefficient d'échange par convection naturelle ($\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$);

h_{ray} : Coefficient d'échange par rayonnement ($\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$);

Le flux thermique parcourant les résistances thermiques en série, on pose :

$$R_{eq} = \frac{l}{h_a S} + \frac{e}{\lambda_m S} + \frac{l}{h_f S} = \frac{h_f \lambda_m + h_f h_a e + h_a \lambda_m}{h_a h_f S \lambda_m} \quad (4.8)$$

$$R_{eq} = \frac{h_f \lambda_m + e h_a h_f + h_a \lambda_m}{h_a h_f \lambda_m S} \quad (4.9)$$

$$\dot{q}_p = \frac{(T_f - T_a) h_a h_f S \lambda_m}{h_f \lambda_m + e h_a h_f + h_a \lambda_m} = h_{eq} S (T_f - T_a) \quad (4.10)$$

$$h_{eq} = \frac{l}{S R_{eq}} \quad (4.11)$$

▪ *Détermination de la surface d'échange de la volute*

Le volume de contrôle est considéré comme un tube dans lequel s'écoule un fluide. La surface élémentaire d'échange est l'aire du contour du tube, non comprise la section de passage du fluide au distributeur. Elle est donc égale au périmètre que multiplie la longueur élémentaire de la spirale.

L'équation du profil extérieur de la volute en forme spirale logarithmique allant de 0 à 2π est donnée par la relation (4.12) selon [17] :

$$R(\theta) = a e^{-b\theta} + c \quad (4.12)$$

En supposant $R(0)$, $R(\pi)$ et $R(2\pi)$ connus, nous pouvons écrire selon [17] les relations suivantes qui permettent de décrire le profil extérieur de la volute.

$$c = \frac{R(2\pi)R(0) - R^2(\pi)}{R(2\pi) + R(0) - 2R(\pi)} \quad (4.13)$$

$$b = -\frac{l}{2\pi} \ln \left[\frac{R(2\pi) - c}{a} \right] \quad (4.14)$$

$$a = R(0) - c \quad (4.15)$$

a et b : Nombres réels constants (m) ;

R (0) : Rayon intérieur de la volute à $\theta = 0$;

R (π) : Rayon intérieur de la volute à $\theta = \pi$;

R (2π) : Rayon intérieur de la volute à $\theta = 2\pi$;

La longueur de l'arc de la spirale est donnée selon [58] par la relation (4.16) et (4.17):

$$L(\theta) = \int_a^b \sqrt{R'(\theta)^2 + R(\theta)^2} d\theta \quad (4.16)$$

$$L(\theta) = \int_u^v \sqrt{a^2 b^2 e^{-2b\theta} + (ae^{-b\theta} + c)^2} d\theta \quad (4.17)$$

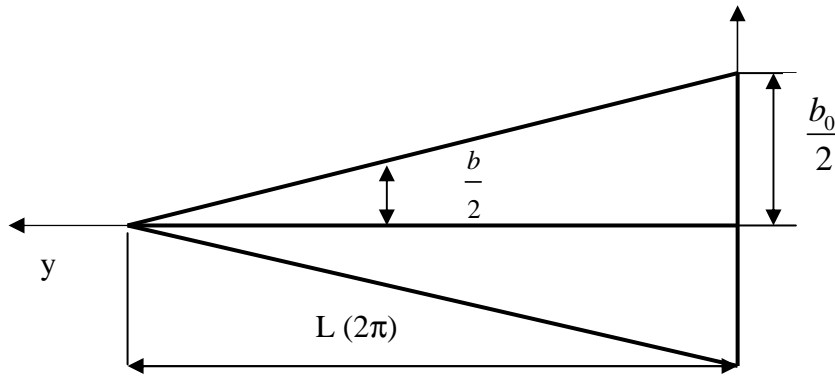


Figure 102 : Largeur de la partie supérieure de la volute en fonction du déroulé de la spirale

Nous rappelons que la section de passage est de forme trapézoïdale dont il faut calculer les dimensions afin de pouvoir évaluer le périmètre.

L'équation permettant de déterminer $b(\theta_i)$, la grande base du trapèze connaissant b_0 et $L(2\pi)$ est :

$$b(\theta) = b_0 \left[1 - \frac{L(\theta)}{L(2\pi)} \right] \quad (4.18)$$

L'angle engendré par la hauteur et le côté latéral (Figure 98) s'exprime par :

$$\text{tg } \beta = \frac{b(\theta) - l_{dt}}{h(\theta)} \quad (4.19)$$

l_{dt} : Largeur du distributeur.

La dimension du côté latéral (L_1) est :

$$L_l(\theta) = \frac{h(\theta)}{\cos \beta} \quad (4.20)$$

D'où le périmètre

$$P(\theta) = 2L_l(\theta) + b(\theta) \quad (4.21)$$

La surface d'échange du volume de contrôle est finalement :

$$dA = PdL = [2L_l(\theta) + b(\theta)]dL$$

$$A = [2L_l(\theta) + b(\theta)] \int_u^v \sqrt{a^2 b^2 e^{-2b\theta} + (ae^{-b\theta} + c)^2} d\theta \quad (4.22)$$

▪ *Calcul du coefficient moyen d'échange convectif*

Le mouvement du fluide est provoqué par la rotation de la roue de la turbomachine. Or, en régime permanent, pour une machine dont le rayon extérieur 0,05 m et tournant à 30 000 tr/min, la vitesse linéaire de la particule fluide est de :

$$U = \frac{\pi N r_3}{30} = \frac{\pi \times 30000 \times 0,05}{30} = 157 \text{ m/s}$$

A l'intérieur de la volute

La vitesse du fluide étant largement supérieur à 1m/s, il s'agit d'une convection forcée [57]. Le coefficient d'échange convectif h_f est calculé à partir du nombre de Nusselt [59]

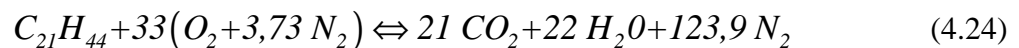
$$Nu(v_i) = \frac{h_f(v_i) D_h(v_i)}{\lambda_f} \quad (4.23)$$

λ_f : Conductivité thermique du fluide ($\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$) ;

D_h : Diamètre hydraulique ;

Nu : Nombre de Nusselt.

Nous supposons que le combustible brûlé est du gazole de formule chimique fictive: $C_{21}H_{44}$. Généralement, la combustion dans les moteurs Diesel se fait avec un excès d'air. Mais pour simplifier nos calculs, nous la considérons stœchiométrique. Cette combustion stœchiométrique dans l'air (composé de 20,95% d'oxygène, 78,08% de diazote) donne l'équation suivante :



Pour calculer cette conductivité, nous utilisons l'équation d'Eucken [60] pour chaque composante :

$$\lambda = \mu \left(C_p + \frac{1,25R}{M} \right) \quad (4.25)$$

C_p : Chaleur spécifique du gaz (J/mole K^{-1});

R : Constante des gaz parfaits (J/mole K^{-1});

M : Masse molaire du gaz (kg).

Les proportions massiques des différents gaz dans les fumées sont les suivantes :

$$CO_2 = 20\% ; H_2O = 4,8\% ; N_2 = 75,20\%$$

La conductivité du mélange est donnée par [61] :

$$\lambda_f = \frac{\sum x_i \lambda_i M_i^{\frac{1}{3}}}{\sum x_i M_i^{\frac{1}{3}}} \quad (4.26)$$

Le paramètre μ est la viscosité dynamique de chaque composante du gaz calculée par la formule de Sutherland [62]:

$$\frac{\mu(T)}{\mu_0} = \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{T_0 + S}{T + S} \right) \quad (4.27)$$

Selon [62] :

$$S = \frac{2T}{3 - 2\gamma} - T \quad (4.28)$$

S : Constante propre définie pour chaque gaz ;

T : Température du gaz ;

T_0 : Température initiale du gaz ;

γ : Rapport des chaleurs massiques ;

$\mu(T)$: Viscosité du gaz à la température T (Pa.s).

Pour le CO_2 à $25^\circ C$ et 1,013 bar ; $\gamma = 1,293759$; $S = 96,21$ K.

À $0^\circ C$ et 1,013 bar ; $\mu = 1373 \cdot 10^{-5}$ Pa.s [63].

Pour N_2 à $25^\circ C$ et 1,013 bar ; $\gamma = 1,403846$; $S = 235$ K.

À $0^\circ C$ et 1,013 bar ; $\mu = 1658 \cdot 10^{-5}$ Pa.s [63].

Pour le H_2O à $100^\circ C$ et 1,013 bar ; $\gamma = 1,3268$; $S = 477$ K.

À $99,63^\circ C$ et 1,013 bar ; $\mu = 1,2 \cdot 10^{-5}$ Pa.s [63].

C_p sera calculée avec l'approche de HOLLMAN selon [50] pour chaque composante et C_p du mélange par la relation (4.32).

$$C_{pCO_2} (J.mole^{-1}K^{-1}) = 67,83 - \frac{15189}{T} + \frac{1,82 \times 10^6}{T^2} \text{ pour } 300 < T (K) < 3500 \quad (4.29)$$

$$C_{pN_2} (J.mole^{-1}) = 39,65 - \frac{8071}{T} + \frac{1,5 \times 10^6}{T^2} \text{ pour } 300 < T (K) < 5000 \quad (4.30)$$

$$C_{pH_2O} (J.mole^{-1}) = 83,15 - \frac{1863}{T^{0,5}} + \frac{17445}{T} \text{ pour } 300 < T (K) < 3000 \quad (4.31)$$

$$C_{pf} = \sum x_i C_{pi} \quad (4.32)$$

$$D_h (v_i) = \frac{S}{P} \quad (4.33)$$

D_h : Diamètre hydraulique (m);

S : Surface d'échange (m^2);

P : périmètre du tube (m).

Les diverses corrélations permettant de calculer le nombre de Nusselt dans la littérature dépendent du régime de l'écoulement qui dépend des nombres de Reynolds (Re) et de Prandtl (Pr).

$$Re(v_i) = \frac{q_m D_h (v_i)}{\mu_f S (v_i)} \quad (4.34)$$

q_m : Débit massique du fluide ;

$S(v_i)$: Section de passage du fluide ;

μ_f : Viscosité dynamique des fumées (Pa.s).

La viscosité μ_f est calculée avec la formule de Sutherland [59] : Pour un mélange de n composants, la viscosité dynamique du mélange est :

$$\mu_{mél} = \sum_{i=1}^n \left(\frac{y_i \mu_i}{\left(y_i + \sum_{j=1(j \neq i)}^n y_j J_{ij} \right)} \right) \quad (4.35)$$

y_i : Fraction molaire du composant i ;

μ_i : Viscosité dynamique de chaque constituant (Pa.s);

ϕ_{ij} : Coefficient de couplage.

Le coefficient ϕ_{ij} est calculé avec l'approche de Brokaw :

$$\phi_{ij} = S_{ij} A_{ij} \sqrt{\left(\frac{\mu_i}{\mu_j}\right)} \quad (4.36)$$

$$A_{ij} = C_{ij} (1+a) \sqrt{\frac{M_j}{M_i}} \quad (4.37)$$

$$A_{ji} = C_{ji} (1+b) \sqrt{\frac{M_i}{M_j}} \quad (4.38)$$

$$C_{ij} = C_{ji} = \left(\frac{4M_i M_j}{(M_i + M_j)^2} \right)^{0,25} \quad (4.39)$$

M_i : Masse molaire du constituant i ;

$S_{ij} = S_{ji} = 1$, s'il s'agit d'un gaz non polaire.

Si des gaz polaires sont présents dans le mélange, on a :

$$S_{ij} = S_{ji} = \frac{1 + (T_i^* T_j^*)^{\frac{1}{2}} + \frac{\delta_i \delta_j}{4}}{\left(1 + T_i^* + \frac{\delta_j^2}{4}\right)^{\frac{1}{2}} \left(1 + T_i^* + \frac{\delta_j^2}{4}\right)^{\frac{1}{2}}} \quad (4.40)$$

δ_i : Paramètre de polarité (Annexe 5)

Les constantes a et b sont lues dans le Tableau 15 .

M_i/M_j	0	0,005	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05	0,1	0,2	0,3
a	0	-0,037 8	-0,049 0	-0,062 2	-0,070 5	-0,076 4	-0,080 7	-0,091 5	-0,092 2	-0,083 9
b	0,5	0,470	0,455	0,432	0,412	0,396	0,380	0,318	0,232	0,172
M_i/M_j	0,4	0,5	0,6	0,8	1	1,5	2	3	4	5
a	-0,072 6	-0,060 2	-0,047 6	-0,023 0	0	0,032 8	0,086 0	0,147	0,188	0,219
b	0,127	0,092 8	0,065 8	0,026 5	0	-0,037 4	-0,050 7	-0,068 6	-0,071 7	-0,071 4
M_i/M_j	10	20	30	40	50	100	200	300	∞	
a	0,304	0,368	0,396	0,412	0,423	0,450	0,467	0,474	0,5	
b	-0,061 2	-0,046 1	-0,037 7	-0,032 2	-0,028 4	-0,018 7	-0,011 9	-0,009 07	0	

Tableau 15 : Valeurs de a et b pour le calcul de A_{ij} et A_{ji} [59]

$$Pr = \frac{\mu_f c_{pf}}{\lambda_f} \quad (4.41)$$

c_{pf} : Chaleur spécifique des fumées (J/kg K).

Selon [64] $Re < 2\,300$ pour un écoulement laminaire ;

$2\,300 < Re < 10\,000$ en régime transitoire ;

$Re > 10\,000$ pour un écoulement turbulent.

Dans une turbomachine l'écoulement est généralement turbulent à cause des vitesses élevées et des faibles valeurs des viscosités. Nous utilisons la méthode du nombre de Stanton suggérée par SIEDER et TATE [58] puis mise en application par Kays et London [58].

$$StPr^{\frac{2}{3}} = cRe^{-0,2} \left(\frac{T_a}{T_p} \right)^n \quad (4.42)$$

avec

$$St = \frac{Nu}{RePr} \quad (4.43)$$

Finalement la corrélation obtenue est la suivante :

$$Nu = cRe^{0,8} Pr^{\frac{1}{3}} \left(\frac{T_p}{T_a} \right)^n \quad (4.44)$$

T_p : Température de la paroi (K);

T_a : Température ambiante (K).

La forme simplifiée de cette relation est donnée par [65]:

$$Nu = 0,023Re^{0,8} Pr^n \quad (4.45)$$

$n = 0,3$ si $T_{\text{fluide}} > T_{\text{paroi}}$

$n = 0,4$ si $T_{\text{fluide}} < T_{\text{paroi}}$

Comme déjà indiqué, le régime de l'écoulement dépend du nombre de Reynolds défini par l'expression (4.34). Les variations de température étant très faibles, d'un volume de contrôle à l'autre, la viscosité dynamique est pratiquement constante. Le nombre de Reynolds dépend donc essentiellement du débit massique et du rapport $\frac{D_h(v_i)}{S(v_i)}$. Quand le débit massique diminue le nombre de Reynolds diminue et l'écoulement peut devenir laminaire.

A l'extérieur de la paroi

L'échange de chaleur se fait par convection naturelle (vitesse de l'air généralement faible lors des essais (<1m/s)) et par rayonnement. Si le turbocompresseur est monté sur un véhicule en mouvement, l'échange se fera par convection forcée externe. Mais nous considérons pour l'instant que le turbocompresseur est au repos.

Convection naturelle

$$\frac{\lambda_a Nu(v_i)}{L(v_i)} = h_{cn}(v_i)$$

$$Pr = \frac{\mu c_{pa}}{\lambda_a}$$

Selon [60], la conductivité thermique de l'air à la pression atmosphérique s'exprime dans une plage de températures comprise entre 80 et 1 200 K par :

$$\begin{aligned} \lambda_a = & -0,947 \times 10^{-3} + (0,11961 \times 10^{-3}) T_a - (2,3632 \times 10^{-7}) T_a^2 \\ & + (0,8406 \times 10^{-9}) T_a^3 - (0,1747 \times 10^{-11}) T_a^4 \\ & + (1,904 \times 10^{-15}) T_a^5 - (1,035 \times 10^{-18}) T_a^6 + (2,228 \times 10^{-22}) T_a^7 \end{aligned} \quad (4.46)$$

Pour évaluer le coefficient d'échange thermique, nous assimilons le volume de contrôle à un cylindre incliné et nous calculons le nombre de Rayleigh par l'expression (4.47).

$$Ra = \frac{g \beta D_h^3 (T_p - T_a)}{\alpha \nu_a} \quad (4.47)$$

$\beta = \frac{1}{T_a}$, et α la diffusivité thermique $\alpha = 10^{-5} \times (0,0146T + 1,8343)$ selon [65].

Le nombre de Nusselt est donné par la relation de Morgan [66] en prenant en compte les inclinaisons du volume de contrôle.

$$\overline{Nu}_D = AR_{aD}^n \quad (4.48)$$

Pour les différentes tranches de valeurs du nombre de Rayleigh, A et n sont donnés dans le Tableau 16.

A	n	Ra_D
0,675	0,058	10 ⁻¹⁰ à 10 ⁻²
1,020	0,148	10 ⁻² à 10 ²
0,850	0,188	10 ² à 10 ⁴
0,480	0,250	10 ⁴ à 10 ⁷
0,125	0,333	10 ⁷ à 10 ¹²

Tableau 16 : Valeurs de A et n pour le calcul du nombre de Rayleigh [66]

Le coefficient d'échange par rayonnement

$$h_{ray}(v_i) = \frac{\varepsilon \sigma (T_p^4 - T_a^4)}{T_p - T_a} \quad (4.49)$$

ε : Emissivité du gaz ;

$$h_a(v_i) = h_{cn}(v_i) + h_{ray}(v_i)$$

- Détermination du débit massique à l'entrée de chaque volume de contrôle

Au fur et à mesure que le gaz parcourt la volute, le débit massique diminue. Une partie du gaz passe par le distributeur pour rejoindre la roue. Il est donc fonction de l'angle azimutal θ et devient nul pour $\theta = 2\pi$. La section de passage offerte au fluide pour entrer dans le distributeur est supposée identique pour chaque volume de contrôle. Le débit massique entrant dans le distributeur est aussi identique pour chaque volume de contrôle. Il est noté q_{mi-1} et celui du fluide sortant est q_{mi} . L'équation (4.50) permet de modéliser le débit massique selon [17].

$$q_{m\theta} = q_{m0} \left(1 - \frac{\theta}{2\pi} \right) \quad (4.50)$$

$$\theta_i = \frac{2\pi}{n} i$$

$$q_{m\theta_i} = q_{m0} \left(1 - \frac{\frac{2\pi}{n} i}{2\pi} \right) = q_{m0} \left(1 - \frac{i}{n} \right)$$

Comme i commence par 1 (1^{er} volume de contrôle), l'équation est donc :

$$q_{m\theta_i} = q_{m0} \left(\frac{n-i+1}{n} \right) \quad (4.51)$$

n : Nombre de partitions de la volute ou le nombre de volumes de contrôle ;

$q_{m\theta_i}$: Débit massique à l'angle θ_i ;

q_{m0} : Débit massique à l'angle $\theta = 0$;

Calcul de la température de sortie du gaz du volume de contrôle v_i

$$\dot{q}_p = \frac{(T_g - T_a) h_a h_g S \lambda_m}{h_g \lambda + e h_a h_g + h_a \lambda_m}$$

L'équation (4.5) devient :

$$q_{m_{i-1}} c_p (T_{i-1} - T_i) = \frac{(T_i - T_a) h_a h_g \lambda_m S}{h_g \lambda_m + e h_a h_g + h_a \lambda_m} \quad (4.52)$$

Pour un volume de contrôle v_i délimité par l'angle θ_i et θ_{i-1} , il s'agit de calculer la température $T_i = T_g$ afin de pouvoir déterminer la puissance thermique \dot{q}_p , évacuée à travers les parois de la volute. Le calcul de $T_i = T_g$ passe par la résolution de l'équation linéaire en T_i (4.52).

L'expression de T_i se déduit aisément par (4.53) :

$$T_i = \frac{q_{m-1} c_p T_{i-1} + S h_{\dot{e}q} T_a}{S h_{\dot{e}q} + q_{m-1} c_p} \quad (4.53)$$

$$\dot{q}_p = (T_i - T_a) h_{\dot{e}q} S \quad (4.54)$$

La puissance thermique évacuée à travers la volute $\dot{q}_{p \text{ volute}}$ sera égale à la somme des \dot{q}_p sur tous les volumes de contrôle.

$$\dot{q}_{\text{volute}} = \sum_{i=1}^n \dot{q}_p(v_i) \quad (4.55)$$

- Fonctionnement en régime transitoire

Deux cas sont à distinguer :

- ❖ Pour un régime de fonctionnement donné, la température d'entrée dans le volume de contrôle reste constante dans le temps. Mais la température de la paroi interne de la

volute, initialement égale à celle de l'ambiance au démarrage du moteur à combustion interne par exemple, évolue jusqu'à atteindre la valeur du régime permanent. Celle des gaz dans le volume de contrôle évoluera en fonction du temps à cause des transferts thermiques vers l'extérieur.

- ❖ Lors d'une accélération brutale ou d'une montée en régime, la température des fumées évolue et engendre un phénomène d'instationnarité. Si cette fluctuation de la température des gaz suit une loi bien connue en fonction du temps, il est alors aisé d'exprimer la température du gaz à tout instant connaissant celle de la paroi externe et calculer les pertes de chaleur. Pour des calculs de contrainte thermique et de performances optimales, on pourra utiliser les valeurs maximales de la température des fumées.

Dans notre étude nous nous intéressons au premier cas. Nous supposons que la température du gaz à l'entrée du volume de contrôle est constante. En reprenant l'équation (4.3), nous obtenons :

$$\frac{dU}{dt} = q_{m_{i-1}} c_p (T_i - T_{i-1}) + \dot{q}_p \quad (4.56)$$

Avec l'hypothèse d'un gaz parfait l'équation(4.56) devient :

$$\begin{aligned} \frac{\rho c_v V dT}{dt} &= q_{m_{i-1}} c_p (T_i - T_{i-1}) + \dot{q}_p = \frac{\rho V c_p dT}{dt} + \dot{q}_p \\ -\frac{\rho V r dT}{dt} &= h_{\acute{e}q} S (T - T_a) \end{aligned} \quad (4.57)$$

Nous retrouvons l'équation bien connue de l'hypothèse d'un milieu à température quasi uniforme. C'est une équation différentielle du premier ordre à coefficients constants dont la solution s'écrit sous la forme :

$$\begin{aligned} \frac{T - T_a}{T_0 - T_a} &= e^{-\frac{h_{\acute{e}q} S}{\rho V r} t} \\ T(t) &= (T_0 - T_a) e^{-\frac{h_t S}{\rho V r} t} + T_a \end{aligned} \quad (4.58)$$

T_0 : température du gaz à l'entrée du volume de contrôle ; r : constante propre du gaz.

L'évolution de la température du gaz en fonction du temps dans le volume de contrôle dépend du rapport $\frac{S}{V}$. Pour un temps t donné, plus ce rapport est grand, plus les transferts

thermiques sont importants car le terme en exponentielle tend vers 0 et T tend vers la température ambiante. Si T_0 est une impulsion de température qui n'est pas entretenue, bien évidemment la température du gaz dans la volute tendra vers la température ambiante pendant un temps infini. Mais, la turbomachine fonctionnant de façon continue, la température finale du gaz se stabilisera à celle du régime permanent. L'équation (4.58) deviendra donc :

$$T(t) = (T_0 - T_{rp}) e^{-\frac{h_t S}{\rho V r} t} + T_{rp} \quad (4.59)$$

$T(t)$: Température du gaz à l'instant t (K) ;

T_0 : Température du gaz à l'entrée du volume de contrôle (K) ;

T_{rp} : Température du régime permanent (K).

Les courbes d'évolution de la température en fonction du temps obtenues sont représentées par la Figure 120.

2. Pertes thermiques dans l'huile de lubrification

Toute la chaleur transmise par le fluide aux aubes et au plateau de la turbine après son passage dans la volute est perdue dans l'huile et dans le compresseur à travers l'axe central. Afin d'estimer la puissance thermique reçue par l'huile, nous considérons un turbocompresseur à palier semi-flottant représenté par la Figure 103

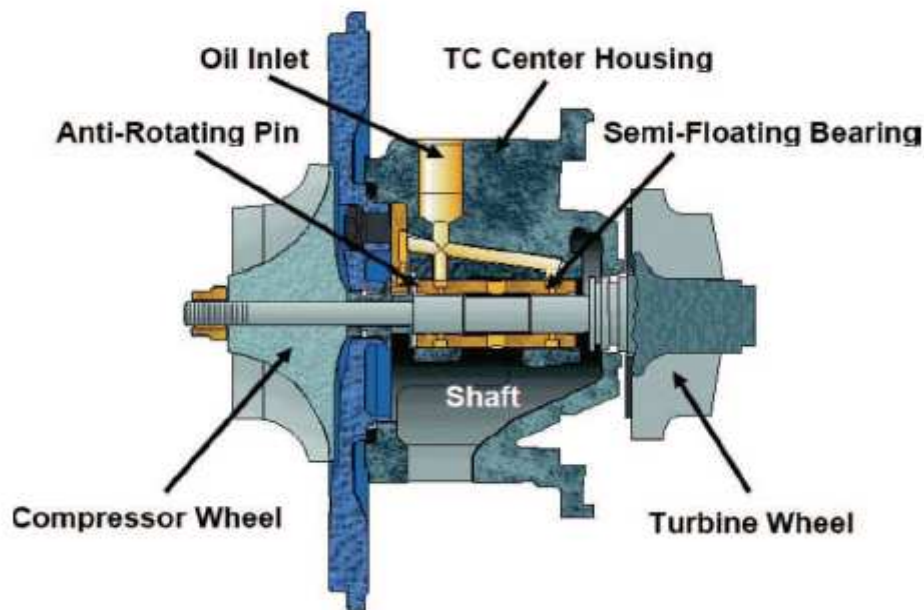


Figure 103 : Schéma d'un turbocompresseur à palier semi-flottant [67]

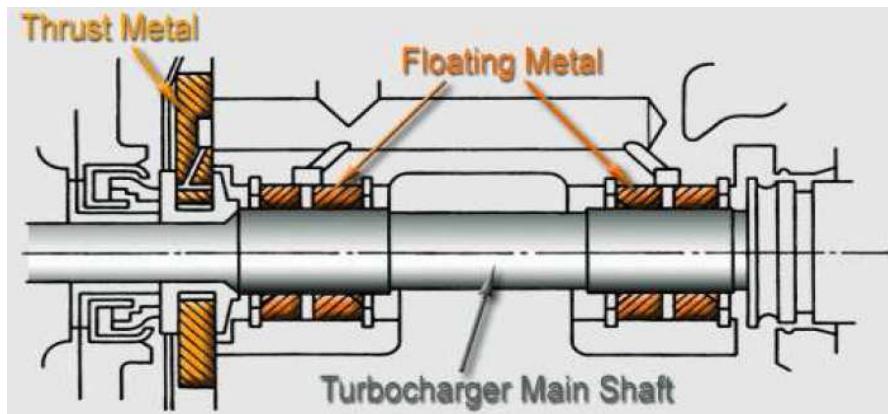


Figure 104 : Palier flottant de turbocompresseur [68]

Hypothèses

- La température dans la turbine sur le plateau de la roue est supposée connue tant en régime transitoire qu'en régime permanent (T_f calculé dans la volute).
- Nous supposons que la chaleur venant de la turbine via le corps central est absorbée par l'huile de lubrification des paliers et le système de refroidissement et qu'elle ne contribue pas au réchauffement du compresseur grâce au système de protection thermique.
- Le compresseur est uniquement réchauffé par la chaleur venant de la turbine et passant par l'axe central.
- L'axe étant généralement constitué de matériau bon conducteur de chaleur et le diamètre étant de faible dimension, les gradients de température suivant le rayon $\left(\frac{\partial T}{\partial r}\right)$ seront supposés faibles et les sections droites isothermes [57].
- Dans cette approche, le calcul est fait sur toute la longueur de l'axe en considérant un espace annulaire rempli d'huile tout le long de l'axe.
- L'axe échange de l'énergie thermique par convection à ses deux extrémités et par convection dans l'huile.
- L'axe et le plateau sont supposés être à la même température.

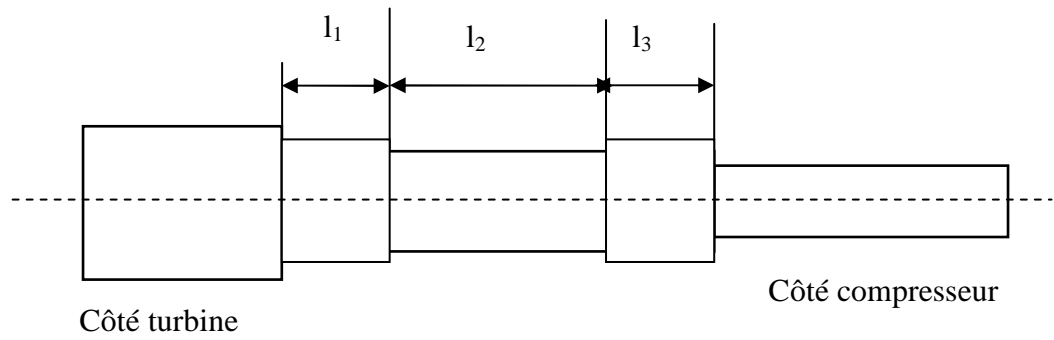


Figure 105 : Axe du turbocompresseur

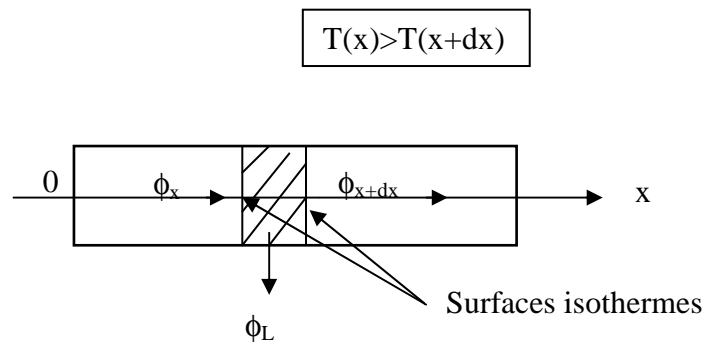


Figure 106 : Modélisation des flux thermiques sur un élément de l'axe central

D'après le premier principe, la puissance totale échangée par l'élément de volume Sdx est égale sa variation d'énergie interne par unité de temps :

$$\phi_x - \phi_{x+dx} - \phi_L = \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} S dx \quad (4.60)$$

ϕ_x : Puissance thermique entrant dans le volume élémentaire Sdx et traversant la section droite d'aire S ;

ϕ_{x+dx} : Puissance thermique sortant du volume élémentaire Sdx et traversant la section droite d'aire S ;

ϕ_L : Puissance thermique perdue par convection dans l'huile par la surface latérale.

$$\phi_x = \varphi S \text{ et } \bar{\varphi} = -\lambda_m \overline{\text{grad}T}; \quad \phi_{x+dx} = \phi_x + \frac{\partial}{\partial x}(\phi_x) dx$$

$$-\lambda_m S \frac{\partial T}{\partial x} - \left(-\lambda_m S \frac{\partial T}{\partial x} - \lambda_m S \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} dx \right) - \phi_L = \rho c_p S \frac{\partial T}{\partial t} dx$$

$$\lambda_m S \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} dx - h [T(x) - T_h] p dx = \rho c_p S \frac{\partial T}{\partial t} dx$$

$$\lambda_m S \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - h [T(x) - T_h] p = \rho c_p S \frac{\partial T}{\partial t} \quad (4.61)$$

λ_m : Conductivité thermique du matériau ($\text{W.m}^{-1}\text{K}^{-1}$);

p : Périmètre de l'axe (m);

h_h : coefficient d'échange thermique de l'huile ($\text{W.m}^{-2}\text{K}^{-1}$);

T_h : température de l'huile (K). Elle sera prise égale à la température moyenne de l'huile entre l'entrée et la sortie des cavités de lubrification des paliers) ;

a. Fonctionnement en régime permanent

En régime permanent, l'équation (4.61) devient :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \alpha^2 [T - T_h] = 0 \quad (4.62)$$

$$\alpha = \sqrt{\frac{4h_h}{\lambda_m D}}$$

α (m^{-1})

C'est une équation bien connue en transferts thermiques appelée équation de la barre ou équation de l'ailette en régime permanent.

La solution générale de cette équation est de la forme :

$$T(x) - T_h = C_1 e^{\alpha x} + C_2 e^{-\alpha x} \quad (4.63)$$

Les conditions aux limites :

$$A \quad x=0, \text{ on a } T(0) = T_f \Leftrightarrow T_f - T_h = C_1 + C_2$$

$$\left. \frac{dT}{dx} \right|_{x=l} = \frac{h_c}{\lambda_m} (T_c - T_{x=l}) ; \left. \frac{dT}{dx} \right|_{x=l} = \alpha C_1 e^{\alpha l} - \alpha C_2 e^{-\alpha l} ; T_{x=l} = C_1 e^{\alpha l} + C_2 e^{-\alpha l} + T_h$$

$$\begin{cases} T_f - T_h = C_1 + C_2 \\ \frac{h_c}{\lambda_m} (T_c - C_1 e^{\alpha l} - C_2 e^{-\alpha l} - T_h) = \alpha C_1 e^{\alpha l} - \alpha C_2 e^{-\alpha l} \end{cases}$$

$$C_2 = \frac{(T_f - T_h) \left(\frac{h_c}{\lambda_m} + \alpha \right) e^{\alpha l} - \frac{h_c}{\lambda_m} (T_c - T_h)}{2 \left[\frac{h_c}{\lambda_m} \sinh(\alpha l) + \alpha \cosh(\alpha l) \right]} \quad (4.64)$$

$$C_l = T_f - T_h - \frac{(T_f - T_h) \left(\frac{h_c}{\lambda_m} + \alpha \right) e^{\alpha l} - \frac{h_c}{\lambda_m} (T_c - T_h)}{2 \left[\frac{h_c}{\lambda_m} \sinh(\alpha l) + \alpha \cosh(\alpha l) \right]} \quad (4.65)$$

h_c : Coefficient d'échange convectif dans le compresseur ($\text{W.m}^{-2}\text{K}^{-1}$).

La puissance thermique reçue par l'huile ou dissipée par la surface latérale de l'axe est donc :

$$\dot{q}_h = \int_0^l h_h p [T(x) - T_h] dx \quad (4.66)$$

Selon Cormerais [29], la corrélation du nombre de Nusselt pour le calcul du coefficient d'échange convectif dans l'huile est donnée par la relation (4.67) et celui dans le compresseur par (4.72):

$$Nu_H = 4.8 \cdot 10^{-5} Re^{0.8} \cdot Re_u^{0.35} \quad (4.67)$$

Convection forcée turbulente

$$Re_e = \frac{4q_{mh}}{\mu \pi D} \quad (4.68)$$

q_{mh} : Débit massique d'huile (kg/s).

Les débits d'huile que nous utilisons n'ont pas été obtenus sur le turbocompresseur étudié mais sont issus des travaux de Deligant et al. [51].

A 110 000 tr/min, $q_{mh} = 5,33 \cdot 10^{-3}$ kg/s; 120 000 tr/min, $q_{mh} = 5,66 \cdot 10^{-3}$ kg/s; 70 000 tr/min, $q_{mh} = 4,83 \cdot 10^{-3}$ kg/s.

$$Re_u = \frac{\rho \left(\frac{\pi R N}{30} \right) D}{\mu} \quad (4.69)$$

Pour l'huile :

$$D = \sqrt{(D_{ext_axe})^2 - (D_{int_axe})^2} \quad (4.70)$$

Si J est le jeu radial au niveau des paliers, nous supposons que $D_{ext_axe} = D_{int_axe} + 2J$

$$D = 2\sqrt{J(D_{axe} + J)} \quad (4.71)$$

$$Nu_c = 3,16 \cdot 10^{-6} Re^{0,75} Re_u^{0,58} Pr^{\frac{1}{3}} \quad (4.72)$$

Re_u : Nombre de Reynolds circonférentiel selon Stefan BUSAM [69]

Re_u et Re sont exprimés par les relations (4.67) et (4.68).

Pour le compresseur :

$$D = \sqrt{4LD_{ext}} \quad (4.73)$$

Mais la relation (4.73) ne sera pas utilisée dans notre cas. La surface d'échange dans le compresseur (S_C) est la somme de la surface du plateau et celle des aubages qui dépend du nombre et des dimensions des aubes. Nous avons estimé que la surface des aubes vaut environ deux fois celle du plateau.

$$S_C = 2\pi r_3^2 + \pi r_3^2 \quad (4.74)$$

D_h est le diamètre hydraulique qui se définit par la relation :

$$D_h = 4R_h = \frac{4S}{p} \quad (4.75)$$

S est la section mouillée et p le périmètre mouillé par le fluide. Dans le cas de notre étude, la surface des aubages est sensiblement égale à 2 fois celle du plateau. Ce qui permet d'obtenir :

$$D_h = \frac{4(3\pi r_3^2)}{\pi D_h} \Leftrightarrow D_h^2 = 4 \times 3r_3^2$$

$$D_h = 2r_3\sqrt{3} \quad (4.76)$$

r_3 : rayon extérieur de la roue.

b. Fonctionnement en régime transitoire

En reprenant l'équation (4.61), on obtient

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \alpha^2 [T - T_h] = \frac{\rho c_p}{\lambda} \frac{\partial T}{\partial t}$$

Condition initiale

$T(x, 0) = T_a$; T_a : température ambiante

Conditions aux limites

A ces deux extrémités, la barre échange de la chaleur avec les fumées et l'air du compresseur par convection. Le problème aux limites est identique à celui d'un mur semi-infini soumis à un saut de température [57]. L'équation (4.61) se réduit à (4.77) bien connue.

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \frac{\rho c_p}{\lambda} \frac{\partial T}{\partial t} = 0 \quad (4.77)$$

La solution générale de l'équation est selon [57] de la forme (4.78):

$$\frac{T(x,t)-T_0}{T_1-T_0} = \operatorname{erf}(u) \quad (4.78)$$

avec $u = \frac{x}{2} (at)^{-\frac{1}{2}}$ et $a = \frac{\lambda}{\rho c_p}$

$T_1 = T_f$: Température des fumées dans la turbine (K)

$T_0 = T_a$: Température initiale de l'axe (K)

a : Diffusivité thermique (m^2s^{-1})

$$\operatorname{erf}(u) = \frac{2}{\pi^{\frac{1}{2}}} \int_0^u e^{-\zeta^2} d\zeta \quad (4.79)$$

$$u = \frac{x}{2} (at)^{-\frac{1}{2}} = \frac{x}{2\sqrt{at}} \Leftrightarrow 2u\sqrt{at} = x \Leftrightarrow 2\partial u\sqrt{at} = \partial x$$

$$\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial T}{2\partial u\sqrt{at}} = \frac{1}{2\sqrt{at}} \frac{\partial T}{\partial u} \quad (4.80)$$

Pour le côté turbine, on a :

$$\frac{\partial T}{\partial x} = -\frac{1}{\sqrt{\pi at}} (T_f - T_a) e^{-\frac{x^2}{4at}} = -\frac{1}{\sqrt{\pi at}} (T_f - T_a) e^{-\frac{x^2}{4at}} \quad (4.81)$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0} = -\frac{1}{\sqrt{\pi at}} (T_f - T_a) = -\frac{1}{\sqrt{\pi at}} (T_f - T_a) \left(\frac{\rho c_p}{\pi \lambda t} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.82)$$

$$(T_f - T_a) \left(\frac{\rho c_p}{\pi \lambda t} \right)^{\frac{1}{2}} + \frac{\partial T}{\partial x}(0,t) = 0 \quad (4.83)$$

A l'autre extrémité de la barre,

$$\left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=l} = -\frac{1}{\sqrt{\pi at}} (T_f - T_a) e^{-\frac{l^2}{4at}}$$

$$\frac{1}{\sqrt{\pi at}} (T_f - T_a) e^{-\frac{l^2}{4at}} + \frac{\partial T}{\partial x}(l,t) = 0 \quad (4.84)$$

Nous obtenons un système de trois équations qui peut être résolu sous Scilab, un logiciel fonctionnant sous Windows et Macintosh (voir paragraphe 5 : résultats de la modélisation).

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \alpha^2 [T - T_h] = \frac{\rho c_p}{\lambda} \frac{\partial T}{\partial t} \\ (T_f - T_a) \left(\frac{\rho c_p}{\lambda \pi t} \right)^{\frac{1}{2}} + \frac{\partial T}{\partial x}(0, t) = 0 \\ \frac{1}{\sqrt{\pi a t}} (T_f - T_a) e^{-\frac{l^2}{4at}} + \frac{\partial T}{\partial x}(l, t) = 0 \end{cases} \quad (4.85)$$

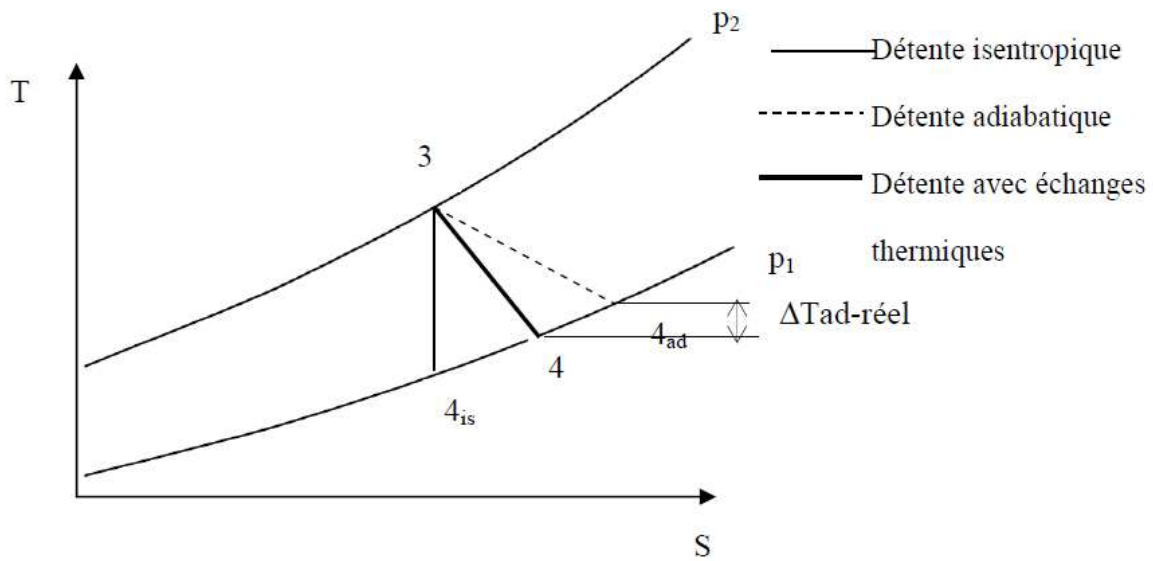


Figure 107: Modèle thermodynamique de la détente dans la turbine

3. Puissance thermique reçue de la turbine par le compresseur

L'évaluation de la puissance thermique reçue par le compresseur reste complexe compte tenu de la géométrie de la roue et des aubages. Pour y arriver, il faut connaître la température moyenne de l'air dans le compresseur. Dans les travaux de Nick Baines [30], cette température est une donnée obtenue par mesure lors d'essais au banc. La méthode des résistances équivalentes proposée par Cormerais [29] donne les valeurs des pertes en fonction de la température de la turbine, de l'huile et de l'air dans le compresseur supposées connues par les relations suivantes :

$$\dot{Q}_{pT} = \frac{[T_T (R_2 + R_3) - R_3 T_C - R_2 T_H]}{R_1 R_2 + R_2 R_3 + R_3 R_1} \quad (4.86)$$

$$\dot{Q}_H = \frac{[T_T R_3 + T_C R_I - (R_3 + R_I) T_H]}{R_I R_2 + R_2 R_3 + R_3 R_I} \quad (4.87)$$

$$\dot{Q}_C = \frac{[T_T R_2 + T_H R_I - (R_2 + R_I) T_C]}{R_I R_2 + R_2 R_3 + R_3 R_I} \quad (4.88)$$

T_T : Température du gaz dans la turbine (K);

T_C : Température de l'air dans le compresseur (K);

T_H : Température de l'huile (K).

R_1 , R_2 , et R_3 ($W.K^{-1}$) : Résistances thermiques liées aux transferts convectifs et conductifs.

Dans les deux cas, cette température est une donnée. Nous proposons l'utilisation de la température entropique pour le calcul de la puissance thermique reçue au compresseur car celle-ci n'est pas seulement due à l'apport de chaleur de la turbine, mais aussi à la production interne d'entropie.

$$T_C = \frac{T_{i2} - T_{i1}}{\ln \frac{T_{i2}}{T_{i1}}}$$

T_{i1} et T_{i2} : Température entrée et sortie du compresseur (K).

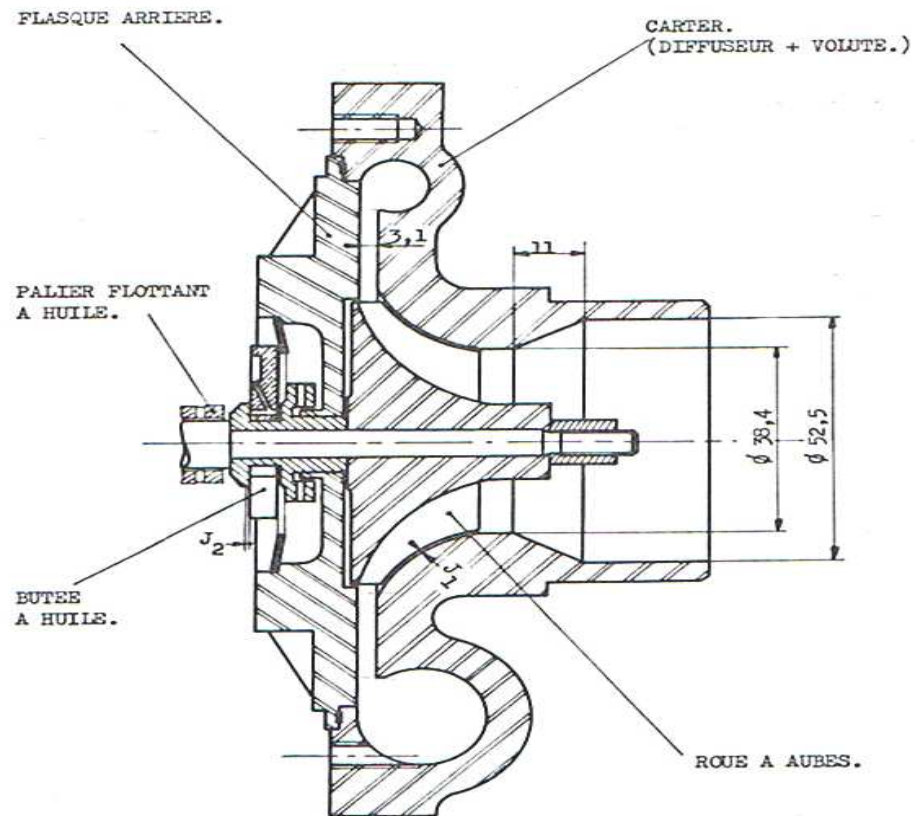
La puissance thermique reçue par l'air est donc :

$$\dot{q}_C = h_c S_C (T_i - T_C) \quad (4.89)$$

4. Calcul de la puissance thermique échangée dans la volute du compresseur

a. Modélisation géométrique du compresseur

Nous supposons la température de sortie du compresseur connue. Nous utilisons la même technique qu'à la turbine pour calculer la quantité de chaleur échangée par le compresseur avec le milieu extérieur à travers la volute et la température en fin de compression.



$J_1 = \text{Jeu aubes/carter} = 0,40 \pm 0,02$
 $J_2 = \text{Jeu axial butée} = 0,02 \text{ à } 0,11$
 $J_3 = \text{Jeu radial paliers} = 0,075 \text{ à } 0,18$

ECHELLE 1

Figure 108 : Ensemble compresseur du turbocompresseur [55]



Figure 109 : Roue du compresseur

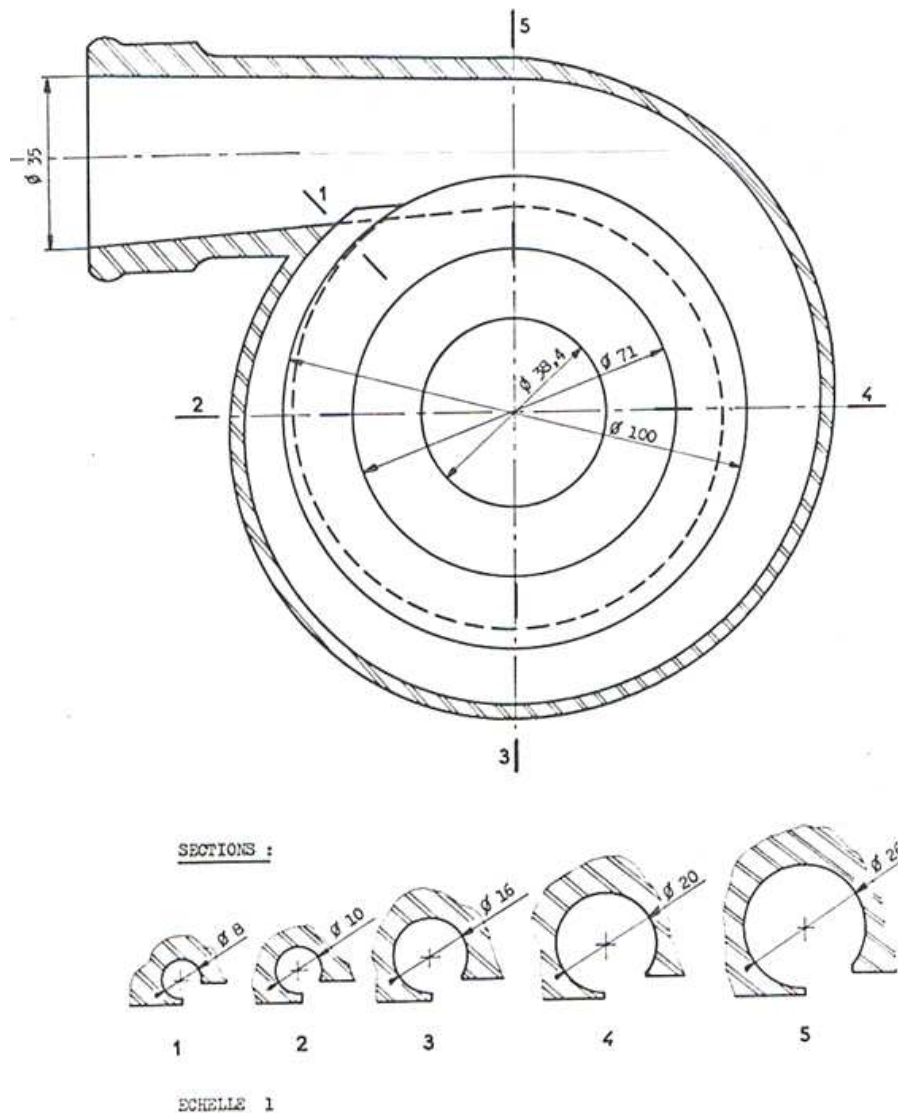


Figure 110 : Carter du compresseur du turbocompresseur [55]

b. Modélisation mathématique et numérique de la volute

L'examen des Figure 108 et Figure 110 nous permet de remarquer que la section de passage du fluide dans la volute a une forme circulaire. Le contour extérieur de la volute est de forme spirale et le contour intérieur est circulaire.

- Fonctionnement en régime permanent

Le bilan d'énergie sur un volume de contrôle de la volute en régime permanent donne :

$$-q_{m_s} h_s - \dot{q}_p + q_{m_{e1}} h_{e1} + q_{m_{e2}} h_{e2} = 0 \quad (4.90)$$

$$-q_{m_s} h_s + q_{m_{e1}} h_{e1} + q_{m_{e2}} h_{e2} = h_{\acute{e}q} S (T_a - T_{i-1})$$

$$q_{m_s} = q_{m_{e1}} + q_{m_{e2}} \text{ et } T_{e1} = T_{e2} \text{ et en posant } q_{m_s} = q_{mi}$$

$$-q_{mi} c_p T_i + q_{mi} c_p T_{i-1} = h_{\acute{e}q} S (T_a - T_{i-1}) \quad (4.91)$$

$$T_{i-1} = \frac{q_{mi} c_p T_i + S h_t T_a}{q_{mi} c_p + S h_t} \quad (4.92)$$

Les paramètres supposés connus dans l'équation (4.92) sont :

T_i : Température de sortie du gaz du volume contrôle v_i (K);

c_p : Chaleur massique moyenne de l'air comprimé (J/kg K);

Le débit massique à la sortie du 1^{er} volume de contrôle est noté q_{m0} .

Les inconnus sont :

T_{i-1} : Température d'entrée du gaz dans le volume de contrôle v_i (K);

h_t : Coefficient d'échange global ($Wm^{-2}K^{-1}$).

Comme dans le cas de la turbine

$$h_t = \frac{h_a h_g \lambda}{h_g \lambda + e h_a h_g + h_a \lambda}$$

- Calcul de la surface d'échange du volume de contrôle v_i

La surface d'échange élémentaire s'exprime par la relation :

$$dA = 2\pi d\phi dL \quad (4.93)$$

$d\phi$ est le rayon élémentaire de la section de passage du fluide ;

dL est la longueur élémentaire du volume de contrôle.

$$A = 2\pi \iint d\phi dL \quad (4.94)$$

$$2\phi(\theta) = R(\theta) - R(2\pi) \Leftrightarrow 2d\phi = dR = -abe^{-b\theta} d\theta \Leftrightarrow d\phi = \frac{-abe^{-b\theta} d\theta}{2}$$

$$L = \int_u^v \sqrt{a^2 b^2 e^{-2b\theta} + (ae^{-b\theta} + c)^2} d\theta \Leftrightarrow dL = \sqrt{a^2 b^2 e^{-2b\theta} + (ae^{-b\theta} + c)^2}$$

$$A(v_i) = \pi \int_{\theta_{i-1}}^{\theta_i} -abe^{-b\theta} \sqrt{a^2 b^2 e^{-2b\theta} + (ae^{-b\theta} + c)^2} d\theta \quad (4.95)$$

Convection forcée l'intérieur de la volute

Le coefficient d'échange convectif est calculé comme précédemment à partir du nombre de Nusselt [57]. Il s'agit d'un écoulement dans un tube. Les relations (4.34), (4.41), (4.42), (4.43), (4.44) et (4.45) restent valables.

A l'extérieur de la volute

A l'extérieur de la paroi, l'échange de chaleur se fait par convection naturelle et par rayonnement : les relations trouvées à la turbine restent applicables.

$$\dot{q}_{volute} = \sum_{i=1}^n \dot{q}_p(v_i) \quad (4.96)$$

- Fonctionnement en régime transitoire

$$\frac{dU}{dt} = q_{m_i} c_p (T_{i-1} - T_i) + \dot{q}_p \quad (4.97)$$

Avec l'hypothèse d'un gaz parfait, nous obtenons,

$$\begin{aligned} \frac{\rho c_v V dT}{dt} &= q_{m_i} v_p (T_{i-1} - T_i) + \dot{q}_p = \frac{\rho V c_p dT}{dt} + \dot{q}_p \\ \dot{q}_p &= (T_{i-1} - T_a) \frac{h_a h_g S \lambda_m}{h_g \lambda_m + e h_a h_g + h_a \lambda_m} = (T_{i-1} - T_a) h_t S \\ -\frac{\rho V r dT}{dt} &= h_t S (T - T_a) \end{aligned} \quad (4.98)$$

C'est une équation du premier ordre dont la solution est (4.58) :

$$T(t) = (T_0 - T_a) e^{-\frac{h_t S}{\rho V r} t} + T_a$$

T_0 : Température initiale du fluide à l'entrée du volume de contrôle (K).

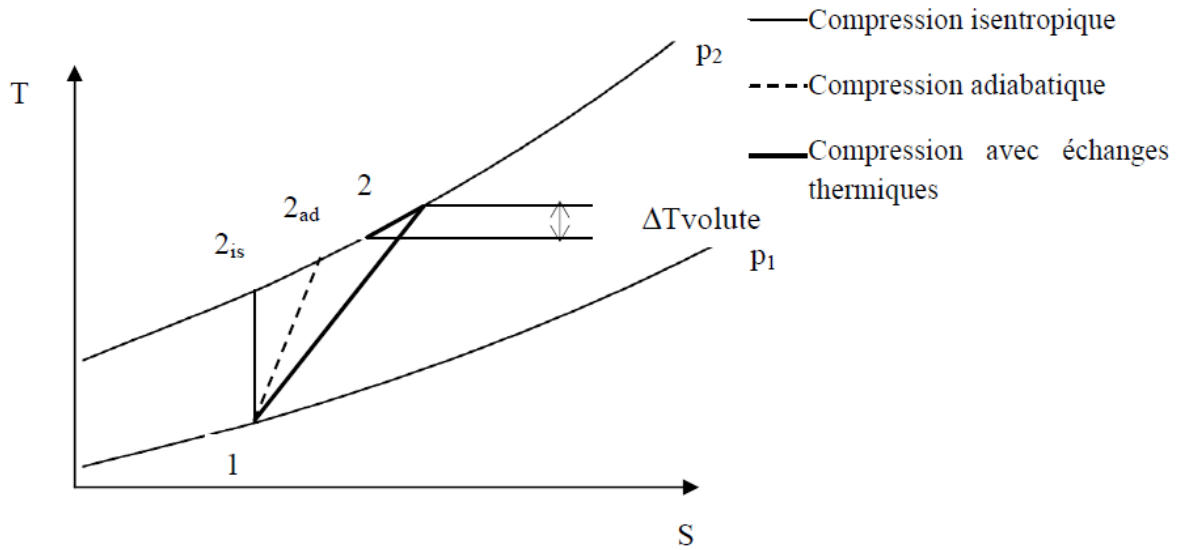


Figure 111 : Modélisation thermodynamique de la compression

5. Résultats de la modélisation

Les résultats numériques sont obtenus sous Scilab 5.2.1, un logiciel de calcul numérique développé par l'INRIA (Institut National de Recherche en Informatique et Automatique) et distribué gratuitement sous presque tout type d'ordinateurs (PC Windows, Linux, Unix, Macintosh). Scilab possède son propre langage de programmation (très proche de celui de Matlab), de nombreuses fonctions préprogrammées et des possibilités étendues de visualisation graphiques. Il est utilisé pour la résolution approchée d'équations différentielles, d'équations aux dérivées partielles, des systèmes linéaires ou non linéaires.

Le calcul des transferts thermiques est effectué avec des points de fonctionnement obtenus par mesures sur banc d'essai. Ces essais ont été effectués à froid par M. Toussaint [49] et P. PODEVIN [55].

Les caractéristiques des trois points de fonctionnement retenus pour les calculs sont résumées dans le Tableau 17.

Compresseur					Turbine				
Points	π_C	$q_{mc}(\text{kg/s})$	$T_1(\text{K})$	$T_2(\text{K})$	π_T	q_{Mt}	$T_{i3}(\text{K})$	$T_{pT}(\text{K})$	$N(\text{tr/min})$
1	1,2225	0,0734	294,2	320	1,55	0,0734	606,02	605	70 000
2	1,787	0,0848	296,8	373,2	1,809	0,0848	761,3	760	110 000
3	2,017	0,0928	293,40	388,8	2,11	0,0928	906,01	904,5	120 000

Tableau 17 : Caractéristiques des points de calcul

T_{pT} : Température de la paroi de la turbine (mesurée)

a. Pertes thermiques dans le turbocompresseur en régime permanent

- Evolution de la température dans la volute de la turbine
 - Sensibilité du maillage de la volute

Le point de fonctionnement choisi pour cette étude est le point 2 du Tableau 17. La température de la paroi externe de la turbine est supposée constante et égale à 760 K. La température ambiante est de 288 K.

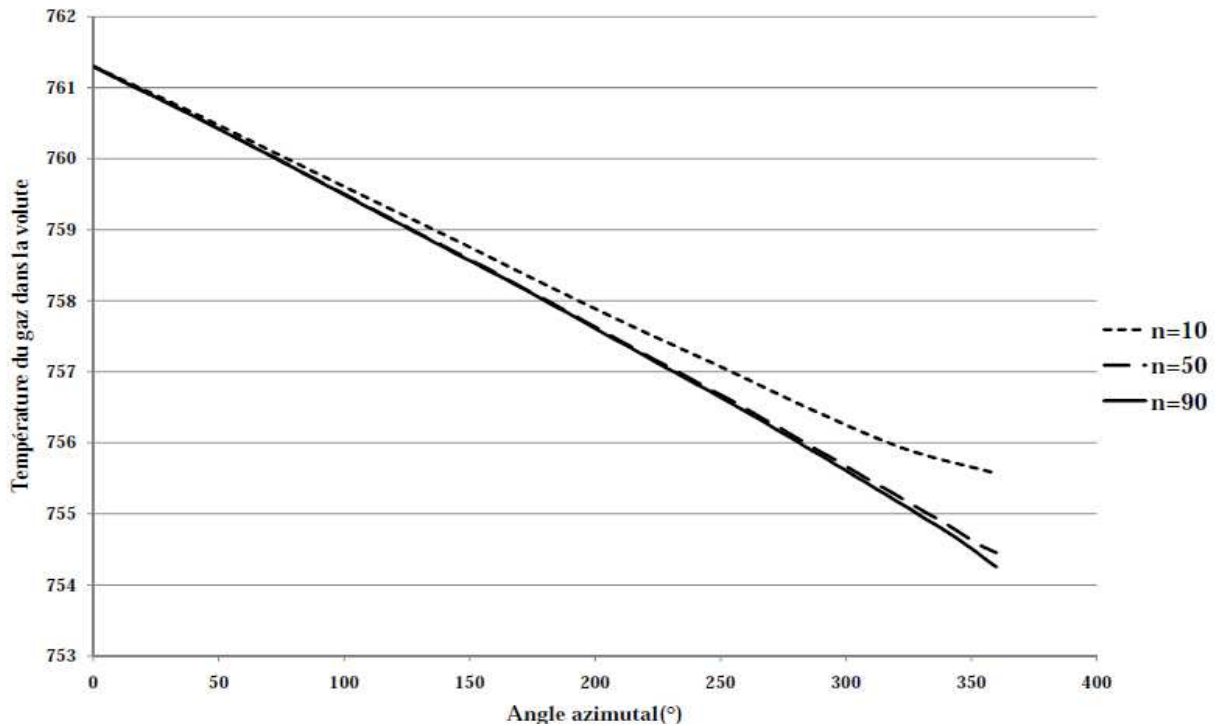


Figure 112 : Evolution de la température du gaz dans la volute pour différents maillages

Il est bien évident que, quand le nombre de mailles est important, les résultats sont plus précis. L'écart entre les températures dans le bec de la volute pour 50 et 90 mailles est de 0,20 K et de 1,32 K pour 10 et 90 mailles. Afin d'avoir une précision correcte tous les calculs se feront dans la suite de notre étude avec 90 mailles pour ce point de fonctionnement.

▪ Influence de la température de paroi

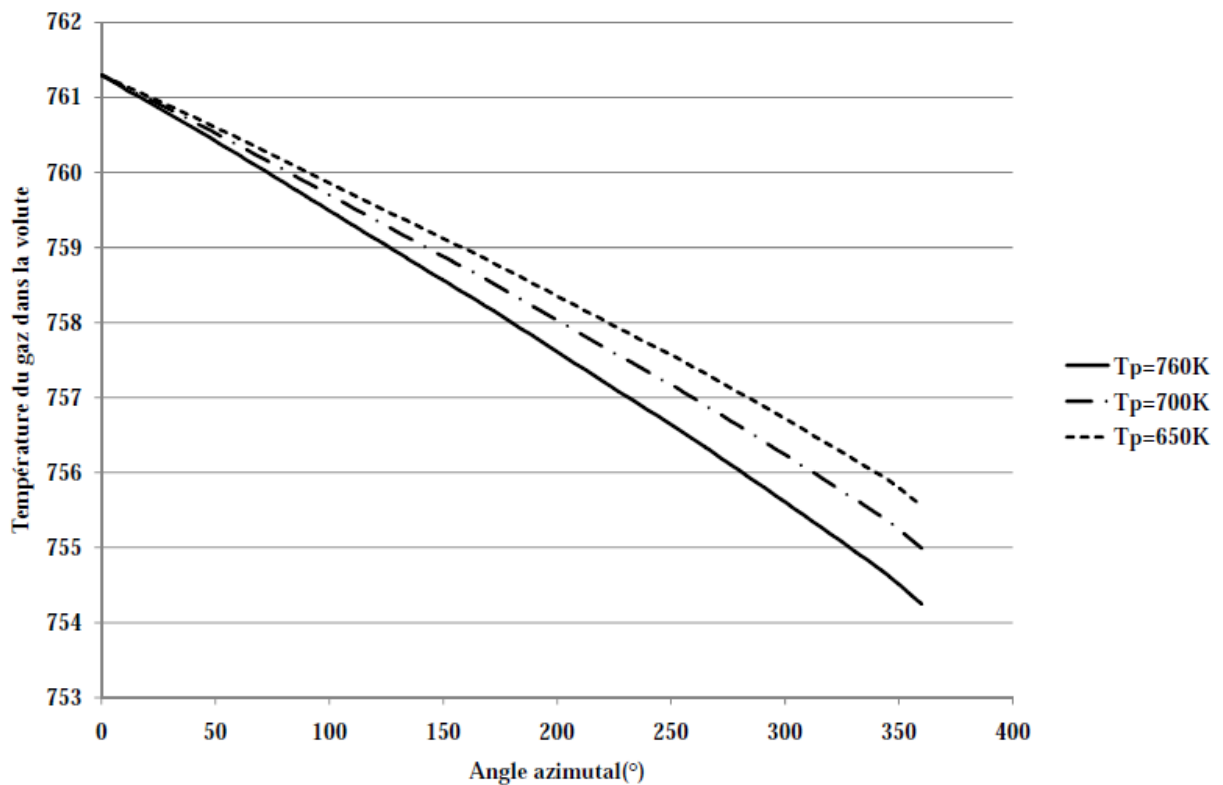


Figure 113 : Evolution de la température du gaz dans la volute de la turbine en fonction de l'angle azimutal et de température de paroi

T_{i3} (K)	T_a (K)	T_p (K)	ΔT (K)
761,3	288	650	6,02
761,3	288	700	6,28
761,3	288	760	7,02

Tableau 18 : Ecart de température du gaz entre l'entrée et le bec de la volute pour différentes températures de paroi et pour un débit massique donné (0,0848 kg/s)

Pour un débit massique donné et à température ambiante constante, plus la température de paroi est faible, moins importante est la chute de température dans la volute par rapport au cas adiabatique. Cela revient à dire que le matériau est moins bon conducteur thermique. Il en est de même pour les pertes thermiques qui sont maximales en valeur absolue en régime établi quand la température de paroi est maximale pour une température ambiante donnée.

- Influence de la température de la température ambiante

T_{i3} (K)	T_a (K)	T_p (K)	ΔT (K)
761,3	273	760	7,15
761,3	288	760	7,02
761,3	303	760	6,88

Tableau 19 : Ecart de température pour différentes températures ambiantes

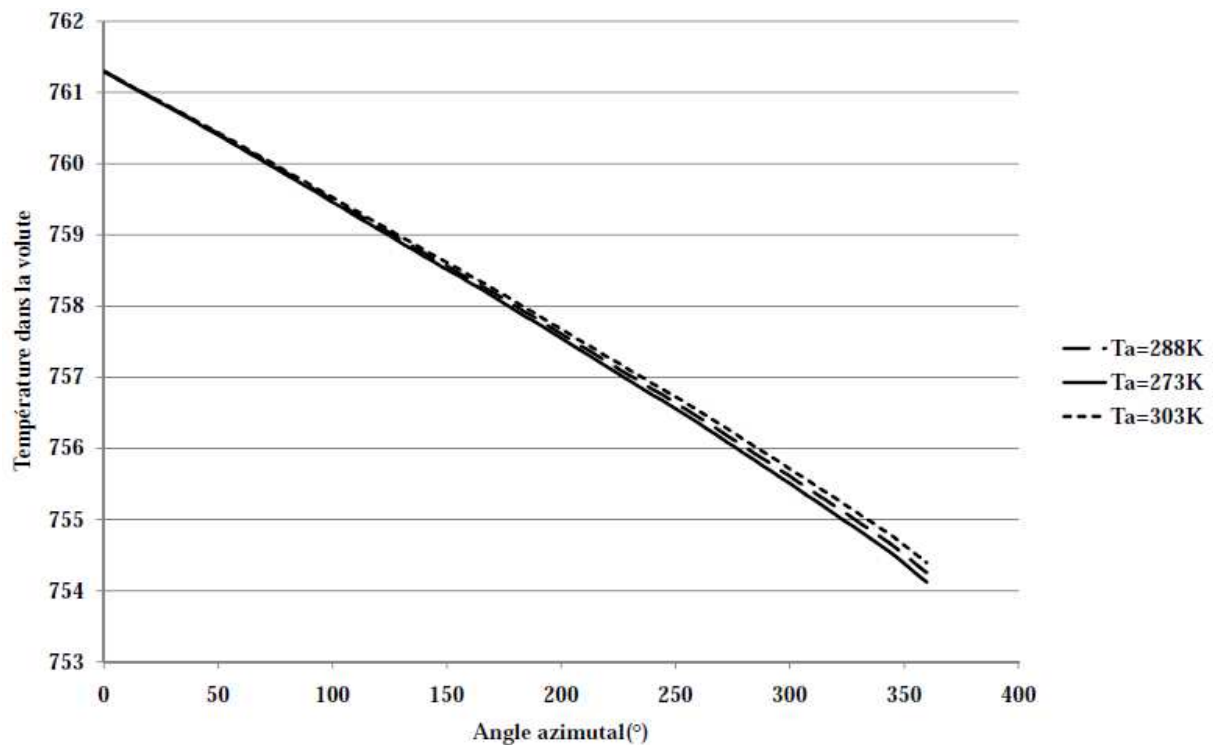


Figure 114 : Evolution de la température du gaz dans la volute de la turbine en fonction de l'angle azimutal et de la température de paroi pour trois valeurs de la température ambiante

La variation de la température ambiante autour d'une moyenne n'a pratiquement pas d'influence sur les transferts thermiques de la volute de la turbine vers l'extérieur. Pour des

valeurs de la température ambiante de 273, 288 et 303 K et pour une température de paroi donnée les courbes sont pratiquement confondues dans la plus grande partie de la volute (vers l'entrée). Il existe un léger écart vers le bec où les pertes thermiques sont plus faibles (0,27 K). Elles sont donc pratiquement identiques en toute saison, en hiver comme en été.

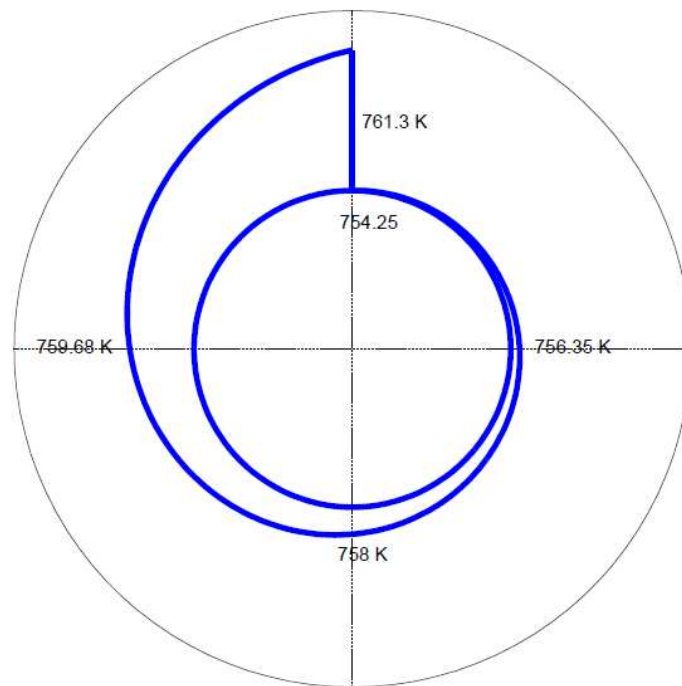


Figure 115 : Distribution de la température du gaz dans la volute de la turbine

- Comparaison avec les résultats des travaux de N. MORENO [17]

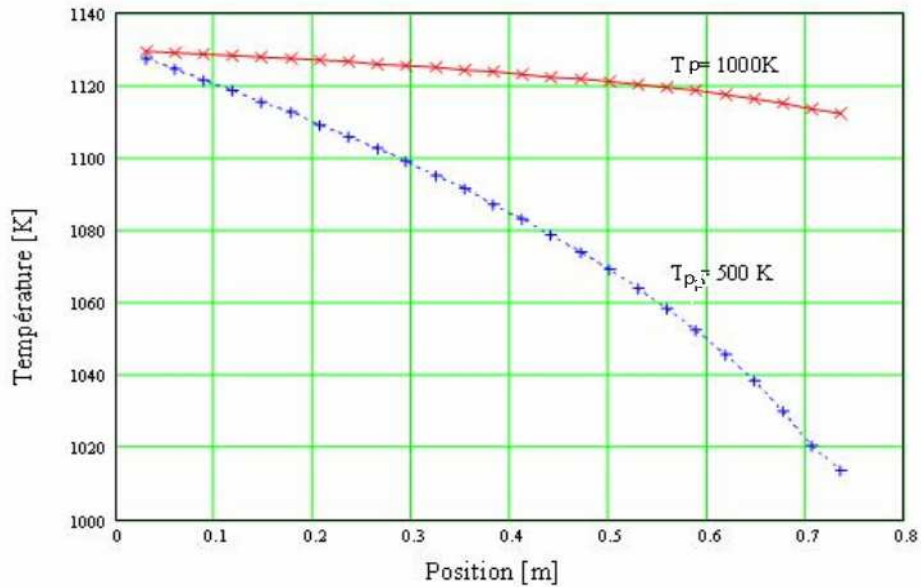


Figure 116 : Evolution de la température du gaz dans la volute de la turbine en fonction de la distance et de la température de paroi (la volute a été considérée comme un tronç de cône) [17] .

La Figure 116 représente les résultats du modèle numérique proposé par N. MORENO [17]. Elle présente l'évolution de la température du gaz dans la volute de la turbine. La Figure 113 est le résultat de nos travaux. On peut remarquer dans les deux cas que la température du gaz chute au fur et à mesure qu'il parcourt la volute. Cela est évidemment dû aux transferts thermiques vers l'extérieur. Mais les résultats de N. MORENO semblent indiquer que les transferts thermiques sont importants quand la température de paroi est faible. Ce qui est tout à fait contraire à ce que nous avons obtenu. En effet, la température de la paroi a été prise égale à celle de l'extérieur (ambiance) et dans ces conditions, les résultats sont cohérents car la comparaison doit se faire avec ceux de la Figure 114. Mais, cette hypothèse de N. MORENO [17] ne semble pas assez correcte car l'extérieur est un puits thermique à température presque constante et différente de celle de la paroi pendant le fonctionnement de la turbomachine.

- Évolution de la température dans l'axe

Pour se faire une idée de la distribution de température sur l'axe, il a été considéré que le film d'huile le recouvre entièrement. Nous constatons que la température en bout d'axe est encore bien suffisante pour réchauffer le compresseur. Les valeurs obtenues pour les trois points de fonctionnement sont respectivement de 471, 531 et 584 K (Tableau 20

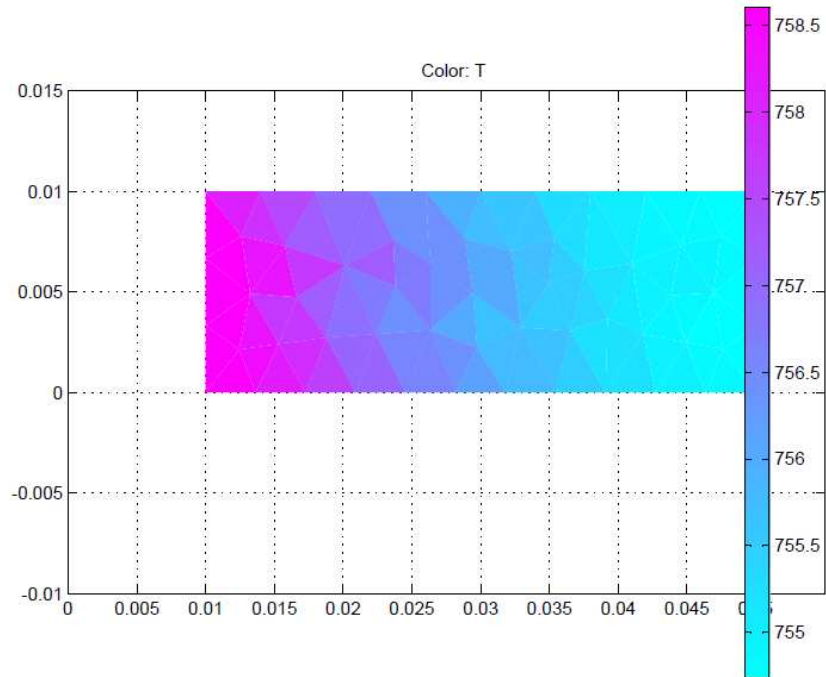


Figure 117 : Distribution de la température dans l'axe du turbocompresseur

- Bilan des pertes thermiques de la turbine en régime permanent

Pour les trois points de fonctionnement étudié, les pertes thermiques de la turbine vers l'extérieur, l'huile et le compresseur sont résumées dans le tableau ci-dessous.

T_{i3} (entrée Turbine) (K)	Débit massique (kg/s)	N (tr/min)	$q_m c_p T_{i3}$ (W)	Q_{pVT} (W)	$Q_{pVTadim}$ $\times 10^{-4}$	Q_{phT} (W)	$Q_{phTadim}$ $\times 10^{-4}$	Q_{pCT} (W)	$Q_{pCTadim}$ $\times 10^{-4}$	Q_{pT} (W)	Q_{pTadim} $\times 10^{-4}$	$\frac{q_{pCT}}{q_{pT}}$ %	T_{axeC} (K)
606,02	0,0734	70 000	50 190	166,2	33,1	3,18	0,63	14	2,8	183,38	36,5	7,6	471
761,3	0,0848	110 000	76 280	341,2	44,7	5,44	0,71	23,6	3,1	370,24	48,5	6,4	531
906,01	0,0928	120 000	102 710	592	57,6	7,62	0,71	32,5	3,2	632,12	61,5	5,1	584

Tableau 20 : Bilan des pertes thermiques de la turbine en régime permanent

Q_{phT} : Pertes thermiques de la turbine vers l'huile.

$Q_{phTadim}$: Pertes thermiques adimensionnelles de la turbine vers l'huile.

Q_{pCT} : Pertes thermiques de la turbine vers le compresseur.

$Q_{pCTadim}$: Pertes thermiques adimensionnelles de la turbine vers le compresseur.

T_{axeC} : Température en bout d'axe au compresseur.

- Bilan des échanges thermiques au compresseur en régime permanent

Pour les trois points de fonctionnement étudié, les échanges thermiques dans le compresseur sont résumés dans le tableau ci-dessous.

N (tr/min)	Débit massique (kg/s)	T						
		Température de la paroi externe (K) (mesurée)	T _a (K)	T ₁ (K)	T ₂ (K)	Q _{pVC} (W)	Q _{rCT} (W)	Q _{Ce} (W)
70 000	0,0734	318	288	294,2	320	2,17	14	11,83
110 000	0,0848	370	288	296,8	373,2	7,17	23,6	16,43
120 000	0,0928	387	288	293,40	388,8	8,93	32,5	23,63

Tableau 21 : Bilan des échanges thermiques au compresseur en régime permanent

Q_{pVC} : Pertes thermiques au compresseur à travers la volute.

Q_{rCT} : Puissance thermique reçue par le compresseur de la turbine.

Q_{Ce} : Puissance thermique échangée au compresseur.

Dans le Tableau 20, nous observons que les pertes globales au niveau de la turbine augmentent avec le régime. Mais, la proportion de chaleur reçue par le compresseur est plus importante aux faibles régimes et dégrade donc ses performances. On passe de 7,6% à 70 000 tr/min à 5,1% à 120 000 tr/min Ce qui justifie encore une fois le rejet de l'hypothèse d'adiabaticité dans les bas régimes de fonctionnement.

Au compresseur, nous remarquons que les pertes thermiques à travers la volute, aussi faibles soient elles, augmentent globalement avec le régime de la turbomachine.

- Comparaison avec les résultats des travaux de M Cormerais [29]

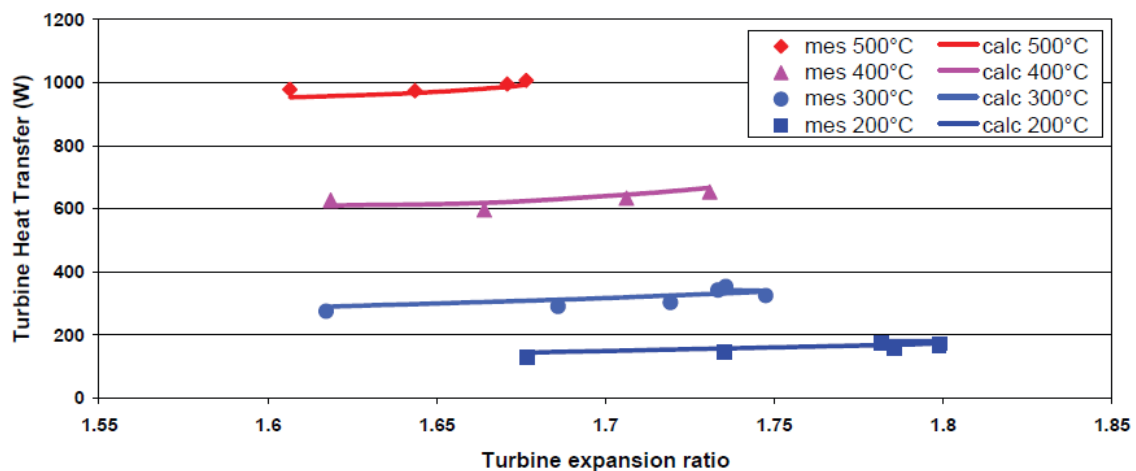


Figure 118 : Pertes thermiques de la turbine en fonction du taux de détente (résultats numériques et expérimentaux) [29]

La Figure 118 représente les pertes thermiques de la turbine en fonction du taux de détente pour différentes températures d'entrée turbine, obtenues par M. Cormerais [29].

Le modèle numérique que nous proposons n'utilise pas directement le taux de détente. Mais, nous savons que pour une vitesse adimensionnelle donnée, le taux de détente varie dans le même sens que le débit massique. Pour avoir des résultats comparables à ceux des travaux de M. Cormerais, nous faisons varier le débit massique aux trois points de fonctionnement étudiés, en gardant la température d'entrée turbine constante.

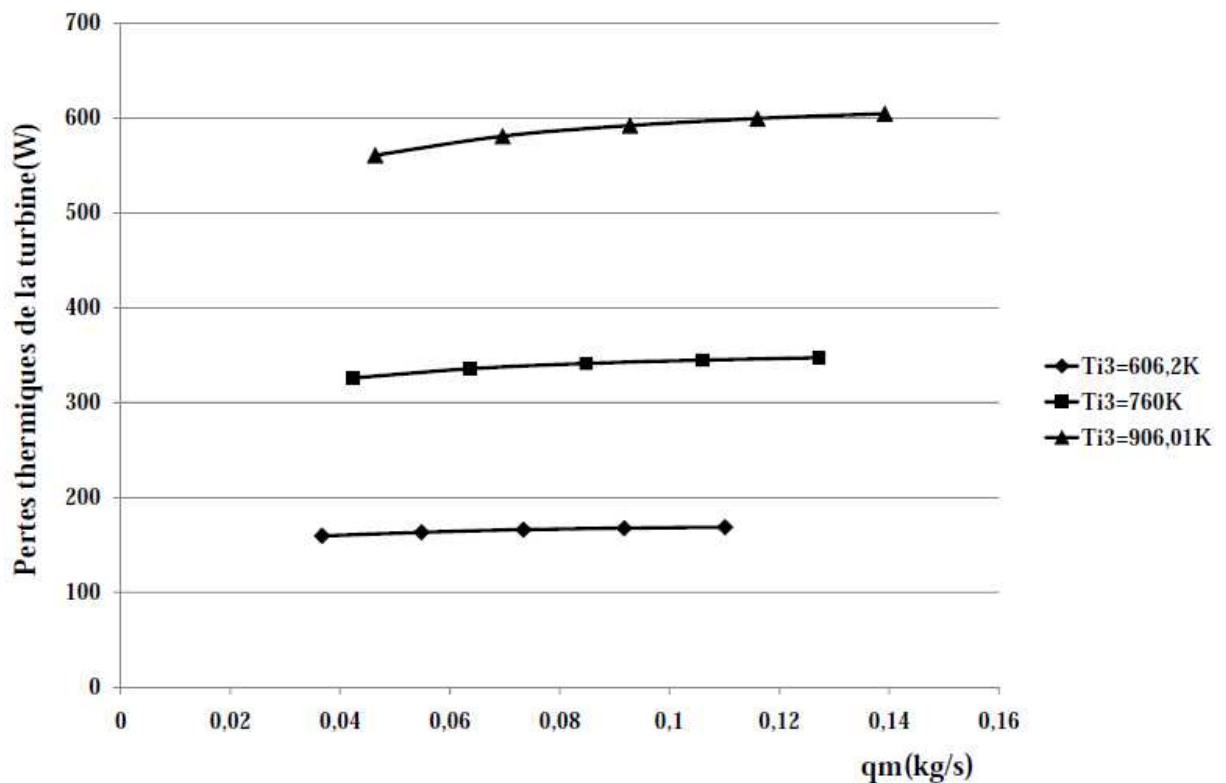


Figure 119 : Pertes thermiques de la turbine en fonction du débit massique (résultats numériques)

En comparaison avec les travaux expérimentaux et numériques de M. Cormerais [29], (Figure 118 et Figure 119), les conclusions sont immédiates. Nous observons que les tendances sont identiques bien que les valeurs numériques ne soient pas les mêmes. Cela est dû au fait que les machines ne sont pas les mêmes et ne fonctionnent pas dans les mêmes conditions.

b. Pertes thermiques dans le turbocompresseur en régime transitoire

- Evolution de la température dans la volute de la turbine

L'évolution de la température du gaz dans un volume de contrôle est donnée par l'équation (4.59).

$$T(t) = (T_e - T_{rp}) e^{-\frac{h_t S}{\rho V_r t}} + T_{rp}$$

En effet pour un temps t donné, cette équation permet encore en régime transitoire de voir l'influence du rapport $\frac{S}{V}$ sur les transferts thermiques dans la volute en particulier et dans la turbomachine en général.

Hypothèses de calculs :

Epaisseur de la paroi : 6,5 mm ;

Conductivité thermique du métal : 100 W.K⁻¹

T_{ip} : 760 K ; $T_e = 761,3$ K

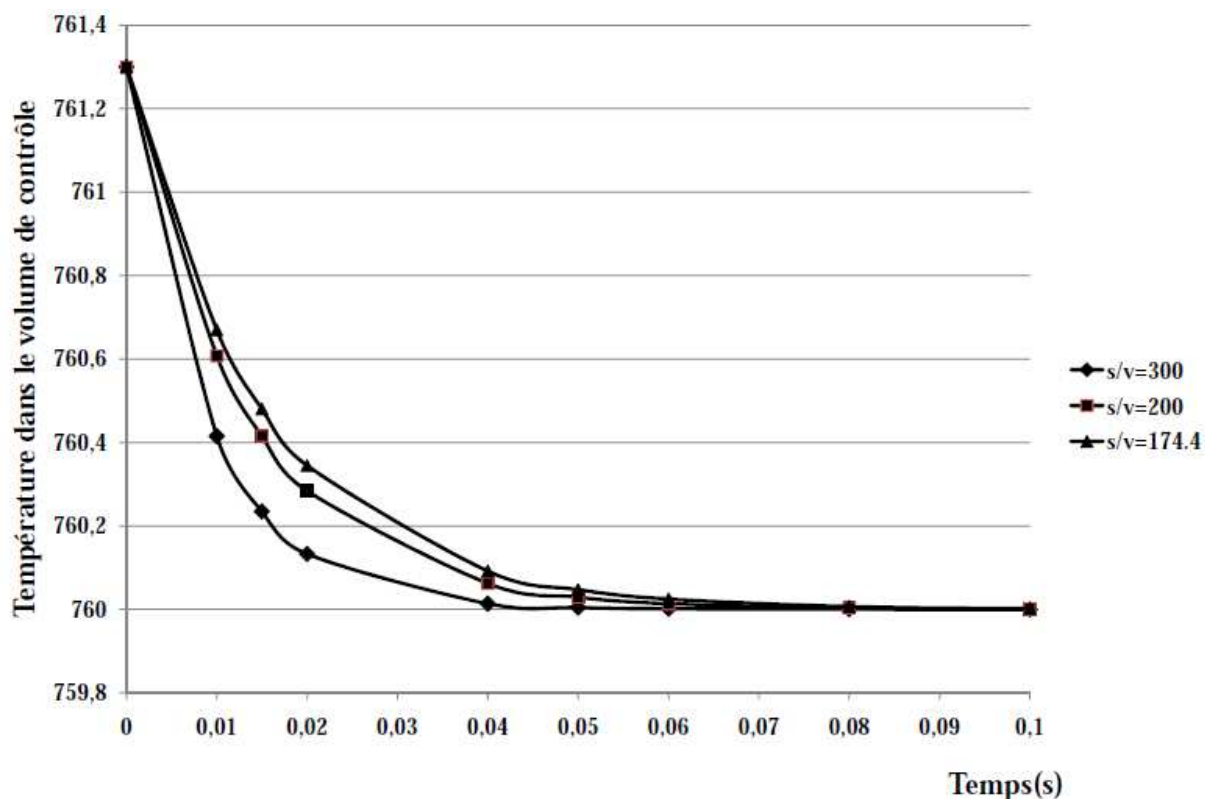


Figure 120 : Evolution de la température dans un volume de contrôle en fonction du temps et du rapport S/V (m⁻¹)

Pour des volutes de tailles différentes fabriquées avec le même matériau, si les conditions d'entrée sont semblables (en particulier même température d'entrée turbine), la température du gaz en régime permanent est identique. La Figure 120, montre que plus le rapport S/V est grand, plus vite le régime permanent est atteint. Dans notre cas de figure, la température du régime permanent qui est de 760 K est atteinte au bout de 0,05s pour $S/V = 300$; 0,08s pour $S/V = 200$ et 0,1s pour $S/V=174$. Le rapport S/V caractérise donc l'inertie thermique de la volute. Plus grand est ce rapport, c'est-à-dire pour les machines de petite taille, plus faible est

l'inertie thermique. Les transferts thermiques sont non seulement plus importants, mais plus rapides.

Comme on peut le remarquer, les temps mis par la particule fluide pour atteindre la température du régime permanent est très faible. Cela est essentiellement dû aux hypothèses de calculs. La différence entre la température du régime permanent et celle d'entrée du gaz est de 1,3 K et le matériau choisi est très bon conducteur de chaleur. Ceci constitue juste un exemple de calcul pour mieux percevoir l'influence de ce rapport (S/V) sur les transferts thermiques en régime transitoire.

- Évolution de la température dans l'axe

Les échanges thermiques internes au sein du turbocompresseur à travers l'axe central dépendent fortement de la température du gaz dans la turbine et de celle de l'huile des paliers.

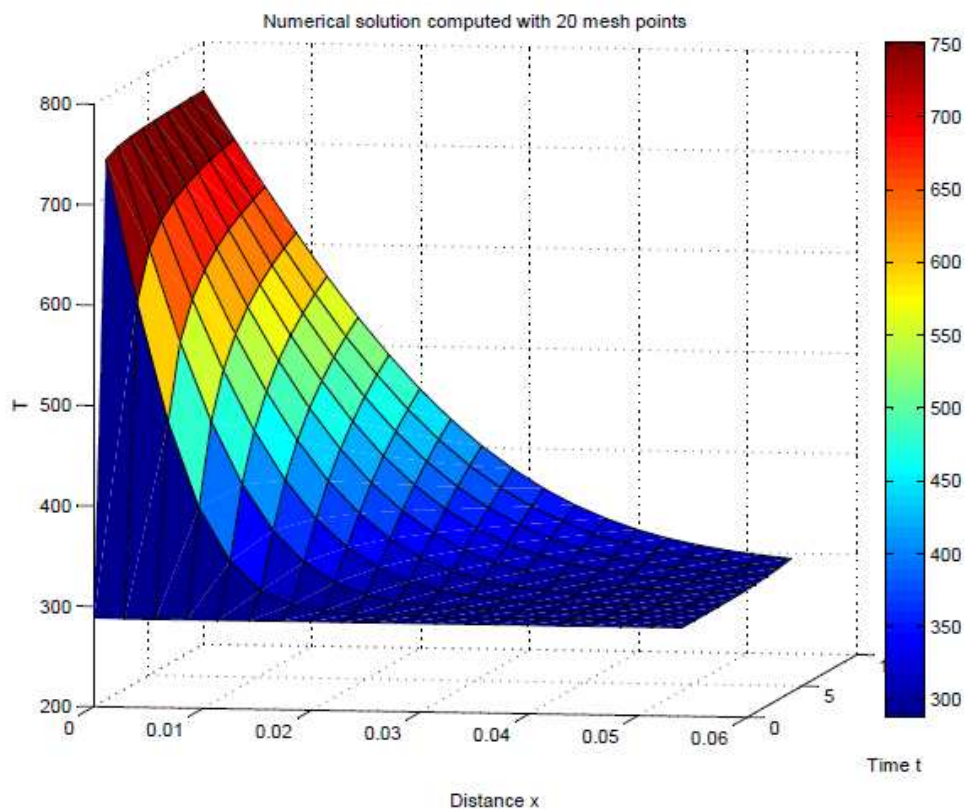


Figure 121 : Profils de température sur l'axe en fonction du temps

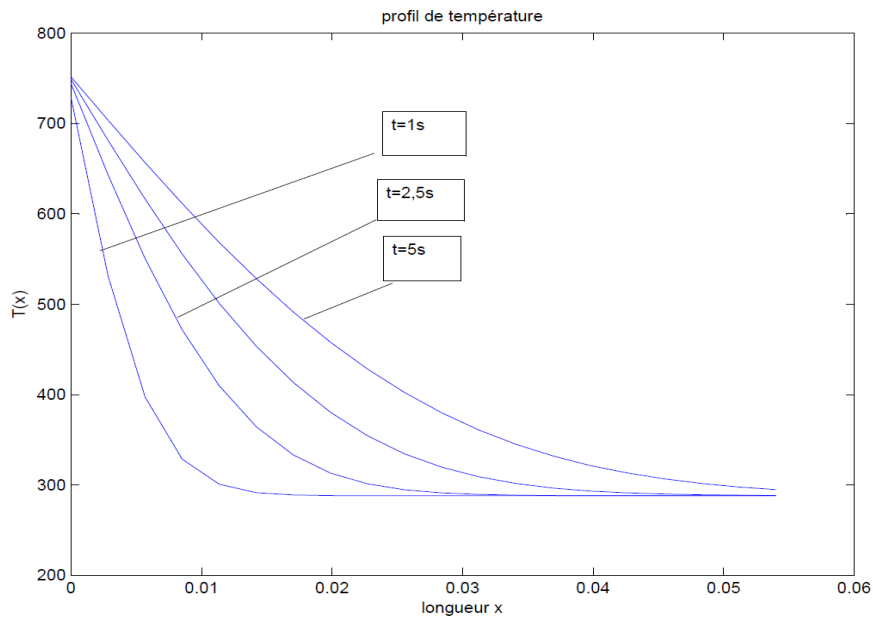


Figure 122 : Profils de température sur l'axe en fonction du temps

Les Figure 121 et Figure 122 montrent la propagation de la chaleur dans l'axe de la turbomachine. Nous avons supposé qu'à l'instant initial, $t = 0s$, l'axe du turbocompresseur est à la température ambiante (288K) et on le met brusquement en contact avec les fumées. Avec le matériau utilisé pour nos calculs, à la distance $x = 0,01$ m, au bout d'une seconde, la température est de 320K ; en 2,5 s elle est à 450K et au bout de 5s, elle atteint environ 610 K. La chaleur se propage très rapidement dans l'axe pour réchauffer le compresseur à cause de ses faibles dimensions et confirme encore une fois la nécessité de sa prise en compte.

c. Etude de l'effet d'échelle géométrique sur les pertes thermiques dans la volute

Dans cette partie, il s'agit essentiellement de mieux percevoir l'influence de la taille de la machine sur les transferts thermiques. Pour cela, dans les volutes des différentes machines considérées, nous admettrons que les écoulements sont semblables. Cela conduit aux hypothèses suivantes :

- Les conditions d'entrée sont identiques (pression et température) ;
- Les nombres de Reynolds sont égaux ;
- La vitesse adimensionnelle du fluide à l'entrée est identique ;
- Le débit massique adimensionnel est le même dans toutes les volutes.

Dans les équations de calcul de transferts thermiques dans la volute, seuls le débit massique et les conditions d'entrée interviennent. Pour deux machines a et b, les première et dernière hypothèses se traduisent par la relation (4.99)

$$\frac{q_{ma} \sqrt{rT_{il}}}{R_a^2 p_{il}} = \frac{q_{mb} \sqrt{rT_{il}}}{R_b^2 p_{il}} \Leftrightarrow q_{mb} = \frac{q_{ma} R_b^2}{R_a^2}$$

$$q_{mb} = \frac{q_{ma} R_b^2}{R_a^2} \quad (4.99)$$

Pour effectuer les calculs, nous partons d'un point courant de la turbine du turbocompresseur dont les dimensions sont connues. La similitude géométrique impose que les dimensions linéaires des volutes dérivées soient multipliées par un même coefficient. Ainsi nous considérons quatre autres turbines de taille différente dont les caractéristiques géométriques et les débits correspondants sont enregistrés dans le Tableau 22. On y trouve aussi les résultats des calculs de la modélisation.

$$Q_{pVT \text{ adim}} = \frac{Q_{pVT}}{q_m C_p T_{i3}} \quad (4.100)$$

Q_{pVT} : Puissance thermique perdue à travers la volute de la turbine.

$Q_{pVT \text{ adim}}$: Puissance thermique adimensionnelle perdue à travers la volute de la turbine.

R(0) (m)	R(π) (m)	R(2 π) (m)	b (m)	q_m (kg/s)	$\frac{S}{V}$ (m ⁻¹)	Q_{pVT} (W)	$Q_{pVT \text{ adim}}$ x 10 ⁻⁴
0,03104	0,0266	0,020325	0,017	0,0212	463	202	106
0,04656	0,0399	0,03049	0,0255	0,0477	308	273	64
0,06208	0,05321	0,04065	0,034	0,0848	231	341	45
0,0776	0,06651	0,05081	0,0425	0,1325	185	408	34
0,09312	0,07981	0,060975	0,05099	0,1908	154	474	28

Tableau 22 : Transferts thermiques à travers des volutes de différentes tailles

Nb : Les calculs sont effectués avec la même épaisseur et même température de paroi.

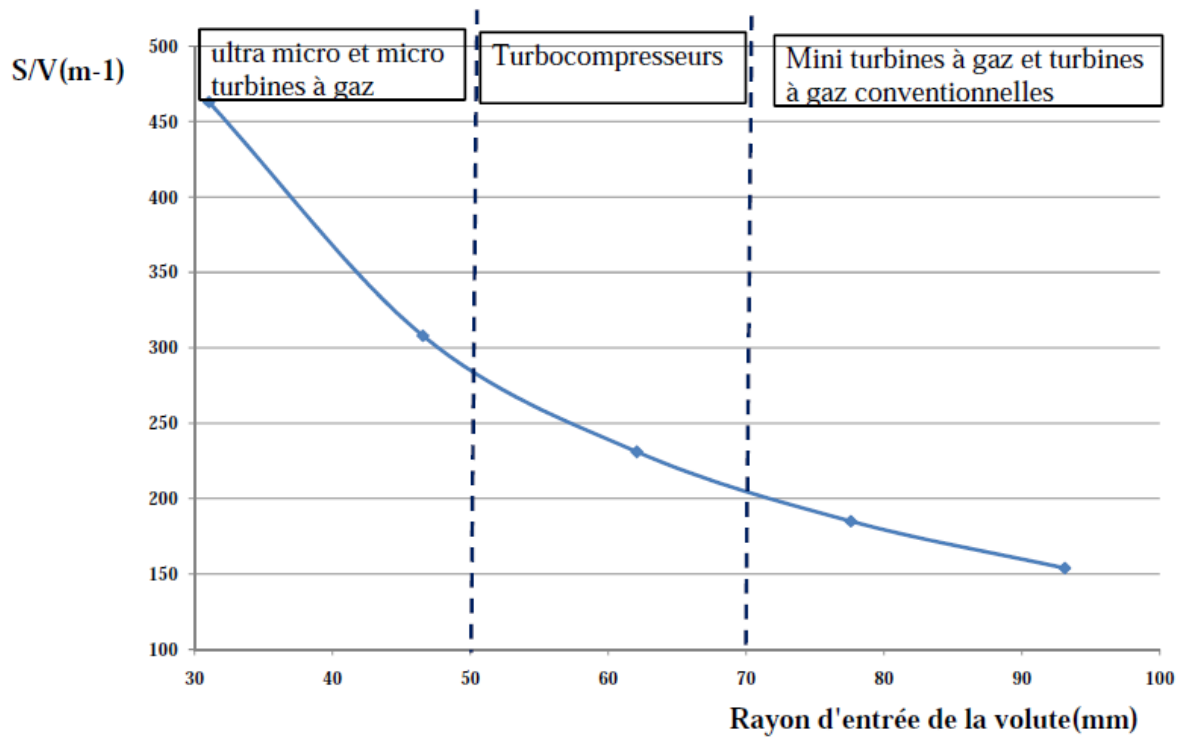


Figure 123 : Evolution du rapport surface d'échange (S) sur le volume (V) de la volute en fonction du rayon d'entrée

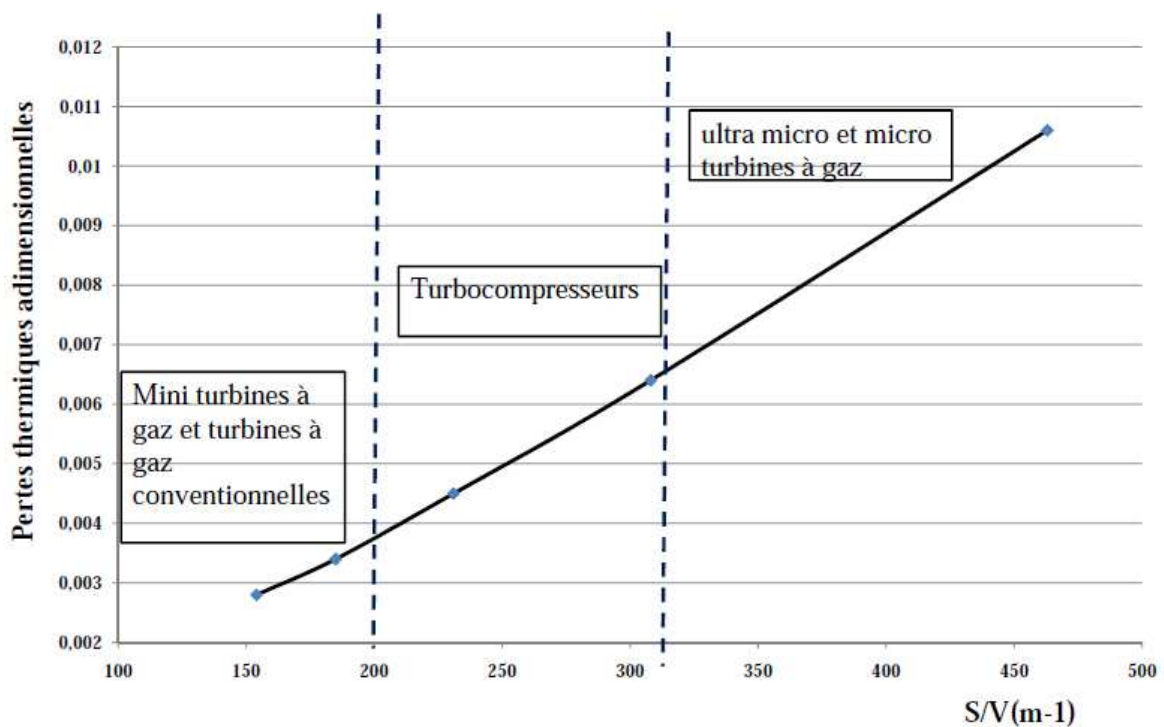


Figure 124 : Transferts thermiques dans la volute en fonction de la taille de la machine

La Figure 123, issue des résultats de la modélisation, présente l'évolution de la surface d'échange de la volute en fonction de son rayon d'entrée. Plus le rayon d'entrée dans la volute est important (grande turbomachine), plus petit est le rapport surface sur volume. Les petites turbomachines ont donc un rapport surface sur volume plus élevé.

L'importance de la prise en compte des transferts thermiques dans les petites turbomachines est largement confirmée par la Figure 124. Les pertes thermiques dans la volute augmentent rapidement quand la taille (rayon d'entrée) de la machine diminue. Dans le cas de cette étude, lorsque le rayon d'entrée de la volute passe du simple à la moitié (la taille de la machine passe de l'échelle 1:1 à l'échelle 1:2), le rapport surface sur volume passe du simple au double et les transferts thermiques sont multipliés par environ 2,5.

Conclusion

Les pertes thermiques internes et externes de la turbine ont une grande influence sur les performances des petites turbines à gaz et turbocompresseurs. Cette approche numérique qui ne prend peut être pas en compte tous les aspects des transferts thermiques eu égard aux hypothèses posées et à cause d'une géométrie complexe des machines, permet d'évaluer avec une précision acceptable les quantités de chaleur échangée. Elle pourrait donc être améliorée et utilisée lors des essais à froid sur un turbocompresseur pour évaluer les transferts thermiques afin de s'affranchir de l'hypothèse d'adiabaticité.

Un certain nombre de données sont nécessaires pour l'utilisation du code de calcul ; notamment la température à l'entrée et le débit massique de la turbine, les températures d'entrée et sortie ainsi que le débit massique du compresseur, les températures des parois, le débit massique et la température moyenne de l'huile de lubrification. Ces paramètres constituent les données d'entrée nécessaires au fonctionnement du code. Son exploitation est donc associée à l'expérimentation avec des moyens adéquats afin de fournir des résultats fiables.

Le point le plus délicat dans l'estimation des échanges thermiques se situe au niveau du compresseur. Comme déjà indiqué, N. Baines [30] et M. Cormerais [29] ont considéré que la température du fluide est une donnée obtenue par mesure. Nous l'avons considérée comme étant la température entropique définie au chapitre II.

D'après nos résultats, les transferts thermiques de la turbine au point de fonctionnement étudié sont tels que 92% des pertes sont évacuées vers l'extérieur à travers la volute, 6,5%

sont transférées au compresseur via l'axe et 1,5% emportées par l'huile de lubrification. La tendance semble correcte mais certains résultats sont assez faibles compte tenu des paramètres de calculs fixés çà et là. Ils doivent être confirmés par des essais au banc.

Conclusion et perspectives

Conclusion

L'utilisation massive des turbocompresseurs dans le domaine des transports routiers et l'avènement des micro-turbines et ultra micro-turbines à gaz révèlent la nécessité de la maîtrise des transferts thermiques dans les turbomachines en général et des machines à géométrie réduite en particulier. Notre contribution à la maîtrise de ce phénomène se situe à quatre niveaux.

Le premier niveau concerne l'état de l'art qui a permis non seulement de faire la distinction entre les différents types de transferts thermiques, mais explique les différents aspects traités selon le type de turbomachines. Les différentes approches de résolution du problème dans les micros et ultra micro-turbines à gaz depuis 2003 jusqu'à nos jours, ont été exposées. Dans les turbocompresseurs où les études ont démarré depuis près de trente ans, les nombreuses études présentées nous ont permis d'aborder le sujet avec beaucoup plus d'objectivité.

Le deuxième niveau expose une méthode d'analyse exergétique utilisant la notion de température entropique pour quantifier de façon correcte les dissipations d'énergie quelque soit le type d'évolution thermodynamique. Elle constitue sans nul doute un outil appréciable d'aide aux études d'optimisation des systèmes énergétiques, car elle permet de connaître avec précision le niveau d'énergie récupérable.

Ensuite, les cartographies actuellement utilisées ayant été établies avec l'hypothèse d'adiabaticité, ne conviennent pas aux machines fonctionnant avec transferts thermiques. Leur utilisation conduit souvent à des résultats difficiles à expliquer scientifiquement. Dans le troisième niveau, le système de coordonnées proposées dans cette thèse, s'impose pour ces petites machines. La généralisation du théorème de Rateau aux machines à fluide compressible proposée dans ces travaux de thèse constitue vraisemblablement une contribution qui confirme la validité des nombres adimensionnels trouvés. Les transferts thermiques et les pertes par frottement interne d'une machine fonctionnant à chaud et en similitude avec un point à froid, peuvent être alors évalués, à partir des cartographies obtenues en adiabatique, si la température de refoulement est mesurée. Cela constitue un apport important pour les expérimentateurs dont le travail sera facilité, car ils peuvent alors faire les essais à froid.

Mais le problème de l'adiabatisation correcte des machines reste toujours d'actualité car lors des essais, les températures d'entrée (pour les turbines) et de sortie (pour les

compresseurs) sont supérieures à la température ambiante. Il existe toujours des transferts thermiques tant internes qu'externes, qui influencent les résultats.

Pour terminer, au dernier niveau, nous avons donc proposé un modèle numérique simple qui, en fonction des caractéristiques géométriques de la machine, des conditions d'entrée, de la température de la paroi et de la température de sortie du compresseur, la température et le débit de l'huile de lubrification, permet d'évaluer les échanges thermiques. Ce modèle pourrait être développé pour l'élaboration de cartographies correctes avec transferts thermiques car les lois proposées sont aussi valables quand les échanges thermiques sont connus.

Nous pouvons conclure que ce travail a permis d'apporter quelques solutions au problème des transferts thermiques dans les petites turbomachines. Il doit donc être poursuivi pour un approfondissement et une confirmation des résultats obtenus.

Perspectives

L'analyse exergetique, et les coordonnées adimensionnelles proposées sont valables aussi bien dans les turbocompresseurs que dans les micros turbines à gaz. Mais le modèle numérique est restrictif au turbocompresseur. Il pourrait donc utilement être étendu aux micro-turbines à gaz en y ajoutant une chambre de combustion.

Afin de disposer de cartographies fiables utilisant les coordonnées adimensionnelles proposées, une étude expérimentale pourrait être conduite à chaud et à froid pour valider les résultats obtenus.

Le code de calcul élaboré dans ces travaux donne des résultats dont les tendances générales sont satisfaisantes. Mais, il a besoin de données d'entrée issues de mesure pour valider ce travail et vérifier la qualité des méthodes proposées. Une campagne expérimentale avec de l'instrumentation moderne (techniques de mesures modernes à cristaux liquides) est à envisager.

Bibliographie

Bibliographie

- [1] **FACCHINI B.** . Refroidissement des turbines à gaz(influence sur le rendement). *Techniques de l'ingénieur*. 10 Octobre 2006, BM 4565, pp. 1-12.
- [2] **BUNKER R.S.** Gas Turbine Heat Transfer: Ten Remaining Hot Gas Path Challenges. *Journal of Turbomachinery*. ASME, Avril 2007, Vol. 129, pp. 193-201.
- [3] **SHAH P.N. & al.** Effect of blade passage surface. *Journal of turbomachinery*. ASME, JULY 2007, Vol. 129, pp. 457-467.
- [4] **LUO J. & al.** Conjugate Heat Transfer Analysis of a Cooled Turbine Vane Using the V2F Turbulence Model. *Journal of Turbomachinery*. ASME, Octobre 2007, Vol. 129, pp. 773-781.
- [5] **HARIZI A. et al.** Simulation 3D de l'écoulement et de l'échange de chaleur dans un canal de refroidissement. *Revue des Energies Renouvelables CISM'08 Oum El Bouaghi*. 2008, 164, pp. 153-164.
- [6] **HORLOCK J. H.** Calculations of Cooled Turbine Efficiency. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*. ASME, January 2008, Vol. 130, pp. 1-5.
- [7] **WANG Z. & al.** BEM/FDM Conjugate Heat Transfer Analysis of a Two-dimensional Air-cooled Turbine Blade Boundary Layer. *Journal of Thermal Science*. March 2008, Vol. 17, pp. 199-206.
- [8] **DUCHAINE F.& al.** Development and assessment of a coupled strategy for conjugate heat transfer with Large Eddy Simulation: Application to a cooled turbine blade. *International Journal of Heat and Fluid Flow*. Elsevier, 03 September 2009, pp. 1129-1141.
- [9] **AMARAL S.& al.** Design and Optimization of the Internal Cooling Channels of a High Pressure Turbine Blade—Part I: Methodology. *Journal of Turbomachinery*. ASME, Avril 2010, Vol. 132, pp. 1-7.
- [10] **Xu G. & al.** Local heat transfer measurements on a rotating flat blade model with a single film hole. *Progress in Natural Science*. Elsevier, Mai 2008, pp. 1-10.
- [11] **IERONYMIDIS I. & al.** Detailed Heat Transfer Measurements in a Model of an Integrally Cast Cooling Passage. [éd.] ASME. *Journal of Turbomachinery*. Avril 2010, Vol. 132, pp. 1-9.

- [12] **EPSTEIN A.** Millimeter-Scale, Micro-Electro-Mechanical Systems Gas Turbine. *Journal of Engineering for Gas Turbines*. ASME, 2004, Vol. 126, pp. 205-226.
- [13] **RIBAUD Y.** Overall Thermodynamics Model of an Ultra Micro turbine. *Journal of Thermal Science*. 2004, Vol. 13, 4, pp. 297-301.
- [14] **GONG Y. & al.** Aerothermodynamics of micro-turbomachinery. *Proceedings of ASME Turbo Expo*. 14-17 june 2004, GT2004-53877, pp. 1-8.
- [15] **ONISHI T. & al.** Numerical Design And Study Of A Mems-Based Micro Turbine. *Proceedings of Turbo Expo. Power for land, sea and air*. ASME, 6-9 June 2005, GT2005-68168, pp. 1-9.
- [16] **VIDAL A.** Performance characteristics and modelling of a micro gas turbine for their integration with thermally activated cooling technologies. [éd.] Wiley Interscience. *International Journal of Energy Research*. 9 August 2006, pp.119-134.
- [17] **MORENO SALAS N.** Modélisation des échanges thermiques dans une turbine radiale. *Thèse de doctorat de l'Ecole Nationale Supérieure d'Arts et Métiers*. PARIS, N°2006 ENSAM 0024.
- [18] **BOHN D.& al.** Conjugate flow and heat transfer investigation of a turbo charger; part 2. *Proceedings of ASME Turbo expo*. ASME, 2003, paper GT2003-38449.
- [19] **VERSTRAETE T. et al.** Numerical Study of the Heat Transfer in Micro Gas Turbines. *Journal of Turbomachinery*. ASME, Octobre 2007, Vol. 129, pp 835-841.
- [20] **BURGUBURU S. .** Numerical Design Of An Ultra-Micro Compressor And Micro Turbine. *ISABE*. 2009, 1306, pp. 1-8.
- [21] **LEI Fu.** Aerodynamic Design and Numerical Investigation on Overall Performance of a Microradial Turbine With Millimeter-Scale. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*. March 2010, Vol. 132, pp. 1-9.
- [22] **LEONE J.F. et al.** Modélisation d'un groupe turbocompressé de suralimentation de moteur alternatif. *Entropie*. 1983, 111.
- [23] **RAUTENBERG & al.** Influence of heat transfert between turbine and compressor on the performance of small turbocharger. *International Gas Turbine Congress*. Tokyo : Asme paper, 1981. 83.
- [24] **GAYVALLET H. et al.** Modélisation d'une turbine centripète de suralimentation. *Entropie*. 1987, 134.

- [25] **BOHN D.** Conjugate Flow and Heat Transfer Investigation of a Turbo Charger: PartII - Experimental Results. *Proceedings of ASME Turbo Expo 2003*. ASME, June 2003, GT2003-38449, pp. 1-7.
- [26] **HEUER T. & al.** Thermomechanical analysis of a turbochargerbased on conjugate heat transfer. *Proceedings of GT2005 ASME Turbo Expo, Power for Land, Sea and Air*. ASME, 2005, GT2005-68059.
- [27] **HEUER T. & al.** Numerical And Experimental Analysis Of The Thermo-Mechanical Load On Turbine Wheels Of Turbo Chargers. [éd.] ASME. *Turbo Expo 2006: Power for Land, Sea and Air*. 8-11 May 2006, GT2006-90526, pp. 1-8.
- [28] **HEUER T. & al.** Numericals Analysis Of The Heat Transfer In Radial Turbine Wheels Of Turbo Chargers. [éd.] ASME. *Turbo Expo 2007: Power for Land, Sea and Air*. 14-17 May 2007, ASME GT2007-27835, pp. 1-10.
- [29] **CORMERAIS M. & al.** Turbocharger Heat Transfer Modeling Under Steady and Transient Conditions. *Int. J. of Thermodynamics*. www.icatweb.org/journal.htm, 2009, Vol. 12, 4, pp. 193-202.
- [30] **BAINES N. & al.** The Analysis of Heat Transfer in Automotive turbocharger. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*. ASME, April 2010, Vol. 132, 04230, pp. 1-8.
- [31] **GICQUEL R.** Termoptim.org. *Termoptim.org*. [En ligne] 2004-2006. [Citation : 02 12 2009.] <http://www.thermoptim.org>.
- [32] **BENELMIR R. et al.** Analyse exergetique. *Techniques de l'ingenieur*. 10 Janvier 2002, BE 8 015, pp. 1-15.
- [33] **LALLEMAND A.** Energie, exergie, économie et thermo-économie. *Journées internationales de Thermique*. 2007, pp. 1-30.
- [34] **FRELIN M. .** Préviation des caractéristiques d'une turbine radiale à partir des données géométriques. *Thèse de doctorat de l'université de Paris 6*. 1991. pp. 1-162.
- [35] **DENTON J.D.** Loss mechanism in turbomachines. *Journal of Turbomachinerey*. October 1993, Vol. 115, pp. 621-656.
- [36] **CASEY, MV.** Accounting for losses and definitions of efficiency in turbomachinery stages. *J. Power and Energy- Special issue paper*. JPE459 IMechE 2007, 16 April 2007, Vol. 221, pp. 735-743.

- [37] **LALLEMAND A.** Bilans entropique et exergétique. *Techniques de l'ingénieur*. 10 Avril 2005, BE 8 008, pp. 1-18.
- [38] **OTTAVY X.** Cours de turbomachines à fluide compressible. CNRS UMR, 2006/2007. 5509.
- [39] **LALLEMAND A.** Compression et détente des gaz ou de vapeur. *Techniques de l'ingénieur*. 10 Avril 2003, BE-8013, pp. 1-26.
- [40] **ATPTURBO.** WWW.atpturbo.com/root/maps/gt45.htm. *WWW.atpturbo.com*. [En ligne] [Citation : 15 avril 2008.]
- [41] **PLUVIOSE M.** *Conversion d'énergie par turbomachines*. Paris : ELLIPSES, 2005.
- [42] **FRIBERG et al.** Prédiction des caractéristiques des turbomachines, application à une pompe centrifuge, un compresseur centrifuge et une turbine centripète. *Revue française de mécanique*. 1988, 1988-4.
- [43] **FRELIN M. et TOUSSAINT M.** Calculs et modélisation des turbines centripètes. *Techniques de l'ingénieur*. 10 Janvier 2006, BM 4571, pp. 1-12.
- [44] **PLUVIOSE M.** Similitude des turbomachines à fluide compressible. *Techniques de l'ingénieur*. 10 Juillet 2005, BM 4680, pp. 1-16.
- [45] **PLUVIOSE M.** Similitude des turbomachines hydrauliques. *Techniques de l'Ingénieur*. 10 10 2004, BM 4285, pp. 1-16.
- [46] **PLUVIOSE M. & PERILHON C.** Bilan énergétique et applications. *Techniques de l'ingénieur*. BM 4283.
- [47] **JOUGUET E. .** Annales des mines, 13 ème série, tome 2 (1932). *Site Web Annales des mines*. [En ligne] [Citation : 19 Mai 2010.] <http://www.annales.com/archives/x/rateau3.html>.
- [48] **PLUVIOSE M. et PERHILON C.** Mécanismes de conversion de l'énergie. *Techniques de l'ingénieur*. 10 Octobre 2002, BM 4281, pp. 1-16.
- [49] **TOUSSAINT M.** Aérodynamique d'un compresseur centrifuge pour turbocompresseur de suralimentation. *Mémoire pour diplôme d'ingénieur CNAM*. Paris, 1982.
- [50] **GICQUEL R.** *Systèmes énergétiques*. Paris : Les presses de l'école des mines, 2001. pp. 1-264. Vol. 1. 2-911762-27-24.
- [51] **DELIGANT M. & al.** Experimental Study of Turbocharger's performances at low speed. *Proceedings of the ASME 2010 Internal Combustion Engine Division Fall Technical*

- Conference*. San Antonio, TEXAS, USA : ASME, 12-15 September 2010. ICEF2010-35071.
- [52] **SZYMKO S & al.** The development of a dynamometer for torque measurement of automotive turbocharger turbines. [éd.] *IMEchE. J. Automobile Engineering*. 5 October 2006, Vol. 221, DOI: 10.1243/09544070JAUTO401, pp. 225-239.
- [53] **SCHORN N. & al.** Turbocharger Turbines in Engine Cycle Simulation. *Ford-Forschungszentrum Aachen GmbH*. [AUFLADETECHNISCHE KONFERENZ]. Aachen, Deutschland, 2008. 13.
- [54] **CORMERAIS M. & al.** Heat transfer analysis in a turbocharger compressor:modelling. *Cylinder System and Power Boost Technology*. SAE, 2006, 01-023.
- [55] **PODEVIN P. .** Etude et essai d'une turbine radiale de turbocompresseur. *Mémoire de diplôme d'ingénieur*. Paris.
- [56] **P. NEVEU.** Pierre NEVEU. *Pierre NEVEU*. [En ligne] [Citation : 30 Octobre 2010.] <http://neveu.pierre.free.fr/enseign/exergie/cours.htm>.
- [57] **SACADURA J. F.** *Initiation aux transferts thermiques*. LYON : Lavoisier TEC & DOC, 1993. pp. 1-439. Vol. 4ème tirage 1993. I.S.B.N. 2-85206-618-1.
- [58] **BERGER M. & GOSTIAUX B.** *Géométrie différentielle: variétés, courbes et surfaces*. [éd.] Presses universitaires de France. Paris, 1992. ISBN : 2-13-044708-2.
- [59] **KREITH F.** *Principles of heat transfer*. [éd.] MASSON et Cie EDITEURS. [trad.] KODJA BADR-EL-DINE (Professeur à la Faculté d'Ingénieurs) d'ALEP(Syrie). COLORADO : International textbook Company Scranton, Pennsylvania, 1967. pp. 1-654.
- [60] **GOSSE J.** Propriétés de transport des gaz à pression modérée. *Techniques de l'ingénieur*. 10 12 1991, K 425, pp. 1-15.
- [61] **NEINDRE LE B.** Conductivité thermique des liquides et gaz. *Techniques de l'ingénieur*. Mars 1998, K 427, pp. 1-43.
- [62] **FOURNIER A.** Interactions moléculaires et théorie de la viscosité et de la diffusion thermique des gaz. *Journal de physique*. 24 Juillet 1944, Vol. 4, pp. 104-114.
- [63] **AIR LIQUIDE.** AIR LIQUIDE. *Air liquide*. [En ligne] [Citation : 06 Avril 2010.] <http://encyclopedia.airliquide.com>.
- [64] **COQUART L. .** Analyse des échanges thermiques gaz/parois dans une ligne d'échappement. *Mémoire de DEA au LIMSI, Université de Paris 6*. Paris , 1997.

- [65] **JANNOT Y.** Transferts thermiques. *Cours*. [Document de cours]. 2005.
- [66] **PADET J.** Convection thermique et massique. *Technique de l'ingénieur*. 10 10 2005, BE 8206.
- [67] **SAN ANDRES L. & al.** Turbocharger Nonlinear Response With Engine-Induced Excitations: Prédications and Test Data. March 2010, Vol. 132, 032502, pp. 1-10.
- [68] **AIR POWER.** AIR POWER SYSTEM. *site Web air power system*. [En ligne] [Citation : 13 Mars 2010.] www.airpowersystem.com.
- [69] **BUSAM & al.** Internal Bearing Chamber Wall Heat Transfer as a Function of Operating Conditions and Chamber Geometry. *Journal of Engineering for gas Turbines and Power*. Avril 2002, Vol. 122, S0742-4795~00!02202-X, pp. 314-320.
- [70] **WIKIMEDIA FOUNDATION.** *Wikimedia Foundation*. [En ligne] [Citation : 07 04 2010.] <http://fr.wikipedia.org/wiki>.
- [71] **KORAKIANITIS & al.** Unsteady flow/Quasi steady heat transfer computations on a turbine rotor and comparison with expériences. *Journal of turbomachinery ASME*. ASME, 2002, 124.
- [72] **WATSON & al.** *Turbocharging the internal combustion engine*. Mc Millian Education LTD, 1982.
- [73] **DESCAMPS D.** *Aide mémoire de Thermodynamique*. Lille, 2008. pp. 1-84.
- [74] **SHAABAN S.** Analysis of turbocharger non adiabatic performance. *Imech Turbocharger and turbocharging*. 2004.
- [75] **HRIBERNICK A.& al.** Application of rotor characteristics for one dimensional turbine modelling. *ImechE turbocharging and Turbochargers*. 1994. C484/034/94.
- [76] **MEAUZE G.** Calcul des écoulements compressibles. *Techniques de l'ingénieur*. B 4181.
- [77] **CORMERAIS M.** Caractérisation expérimentale et modélisation des transferts thermiques au sein d'un turbocompresseur automobile. Application à la simulation du comportement transitoire d'un moteur Diesel à forte puissance spécifique. *Mémoire de Thèse de doctorat*. NANTES, 2006-2007. pp. 1-243.
- [78] **TALLMAN J.A.** . CFD heat transfer predictiond for a high pressure turbine stage. *Proceedings of Turbo Expo*. ASME, 2004, Paper GT-2004-53654.
- [79] **BOHN D. & al.** Conjugate flow and heat transfer investigation of a turbo charger. Part 1: Numericals results. *Proceeding of turbo expo*. ASME, 2003, paper GT2003-38445.

- [80] **BONH D. & al.** Conjugate flow and heat transfer investigation of a turbocharger, part 1: numerical results. *Proceeding of turbo expo.* 2003, Paper GT2003-38445, pp. 1-8.
- [81] **LAVY J.** Contribution à l'étude des performances d'une petite turbine de suralimentation en régime stationnaire. *Thèse de doctorat de l'Université Pierre et Marie Curie.* Université Pierre et Marie Curie, 1991.
- [82] **DESCOMBES G.** Conversion d'énergie dans les moteurs et valorisation des rejets thermiques. *Cours de Master Paris 6 et Ingénieurs Cnam.* 2005.
- [83] **DEGREZ G. & al.** Cours de thermo. *cours.* Mars à Février 2003.
- [84] **JONES T.V. .** Definition of heat transfer coefficients in the turbine situation. 1991, C'423/046, pp. 201-206.
- [85] **GEHRER A.& al.** External heat transfer predictions in a highly loaded transonic linear turbine vane cascade using an upwind biased Navier Stoke Solver. *Journal of Turbomachinery.* ASME, 1999, Vol. 121, pp. 525-531.
- [86] **GIEL P.W. & al.** Heat transfer measurements and prédictions on a power generation gas turbine blade. *Proceedings of Turbo Expo.* ASME, 2000, Paper 2000-GT-0209.
- [87] **DENNINGER M.J. & al.** An experimental study on the relationship between velocity fluctuations and heat transfer in a turbulent flow. *Journal of Turbomachinery.* 1999, 121.
- [88] **DOUMENC F.** Elément de thermodynamique et thermique. *Cours de licence de mécanique . L2. Université Pierre et Marie Curie.* [Cours]. PARIS, 2008-2009. pp. 1-22. Module LA 200.
- [89] **ltp2.** ltp2.epfl.ch. *ltp2.epfl.ch.* [En ligne] [Citation : 2 Avril 2010.] http://ltp2.epfl.ch/Cours/Ph_trans_chapitre_7.pdf.
- [90] **BIETH O. et KIEFFER B.** Bobmarleyponge. *site Web bobmarleyponge.* [En ligne] 2004-2005. [Citation : 3 Décembre 2009.] <http://www.bobmarleyponge.free>.
- [91] **BAINES N.** Introduction to radial turbine technology. *Von Karman Institute for Fluid dynamics Lecture Series.* 1992. 1995-05.
- [92] **TOUSSAINT M.** Les turbomachines à fluides compressibles et incompressibles. *Cours Ecole centrale de Nantes.* 2007-2008. pp. 1-162.
- [93] **PLUVIOSE M.** *Machines à fluides.* Paris : ellipses, 2002. p. 77. ISBN 2-7298-1175-9.

- [94] **PAYRI F., BENAJES J., REYES M.** Modelling of supercharged turbines in internal combustion engine. *International Journal of Mechanic and Science*. 1996, Vol. 38, 8-9, pp. 853-869.
- [95] **DESCOMBES G.& al.** Modelling of waste heat recovery for combined heat and power applications. *Applying Thermal engineering*. 2009, Vol. 29, pp. 2610-2616.
- [96] **PODEVIN P. & al.** Performances of turbocharger at low speed. *EAC- Belgrade*. 2005, pp. 1-12.
- [97] **DUTOYA D.** Quelques problèmes posés par les calculs d'aérothermique dans les machines. *Revue Française de Mécanique*. 1989, 4.
- [98] **PAROIS A.** Suralimentation des véhicules par turbocompresseur. *Techniques de l'ingénieur*. 10 Juillet 2001, BM 2631, pp. 1-21.
- [99] **BAINES N. & al.** The pulse flow performance and modelling of radial inflow turbine. *ImechE Turbocharging AND Turbocharger*. 1994. C484/006/94.
- [100] **LALLEMAND A.** Thermodynamique appliquée. Bilans entropiques et exergetiques. *Techniques de l'ingénieur*. BE8 008, p. 5.
- [101] **CERCLE, ENSE3.** Cercle ense3. *Site web Cercle ense3*. [En ligne] 2008. [Citation : 20 Novembre 2009.] <http://www.cercle-ense3.fr>.
- [102] **CORMERAIS M.& al.** Heat transfer analysis of a variable geometry turbine under steady and transient conditions. *Proceedings of the International Conference on Recent Advances in Mechanicals & Materials Engineering*. ICRAMME 05, 2005.
- [103] **MACIEJEWSKI & al.** Elements of a general correlation for turbulent heat transfer. *Journal of heat transfer*. ASME, 1996, Vol. 118, pp. 287-293.

Annexes

Annexe 1 Calculs détaillés du bilan exergétique au point de fonctionnement adiabatique

Turbine à gaz adiabatique

Les hypothèses de calcul sont les suivantes : pertes mécaniques aux paliers = 66 kW ; température à l'entrée de la turbine $T_{13}=973$ K ; rendement isentropique de la turbine $\eta_T = 0,855$; vitesse de rotation $N = 8000$ tr/min ; la pression des gaz à la sortie de la turbine est de 1,05 bar ; la chute de pression admise dans la chambre de combustion est de 5%

• *Compresseur*

Données: $q_m = 20$ kg/s; $\pi_c = 7$; $\eta_c = 0,8$; $p_1 = 1,013$ bar, $T_{i1} = 288$ K

$$T_{i2is} = T_{i1} (\pi_c)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = 288(7)^{\frac{0,4}{1,4}} = 502,17 \text{ K}$$

$$T_{i2} = T_{i1} + \frac{T_{2is} - T_{i1}}{\eta_c} = 288 + \frac{502,17 - 288}{0,8} = 555,71 \text{ K}$$

$$T_{ent12} = \frac{T_{i1} - T_{i2}}{\ln(T_{i1}) - \ln(T_{i2})} = \frac{288 - 555,71}{\ln(288) - \ln(555,71)} = 407,30 \text{ K}$$

$$\frac{k}{k-1} = \frac{\ln \frac{p_{i2}}{p_{i1}}}{\ln \frac{T_{i2}}{T_{i1}}} = \frac{\ln 7}{\ln \frac{555,71}{288}} = 2,96052 \Leftrightarrow k = 1,51$$

$$w_p = \frac{kr}{k-1} (T_{i2} - T_{i1}) = 2,96052 \times 0,287 \times (555,71 - 288) = 227,46 \text{ kJ/kg}$$

$$w_I = h_2 - h_1 = \frac{\gamma r}{\gamma - 1} (T_{i2} - T_{i1}) = \frac{0,287 \times 1,4}{0,4} \times (555,71 - 288) = 268,91 \text{ kJ/kg}$$

$$w_{fi} = w_I - w_p = 268,91 - 227,46 = 41,45 \text{ kJ/kg}$$

$$ex(w_{fi}) = w_{fi} \times \left(1 - \frac{T_{i1}}{T_{ient}} \right) = 41,45 \times \left(1 - \frac{288}{407,3} \right) = 12,14 \text{ kJ/kg}$$

$$an(w_{fi}) = w_{fi} \times \frac{T_{i1}}{T_{ient12}} = 41,45 \times \frac{288}{407,3} = 29,31 \text{ kJ/kg}$$

$$\Delta ex_{12} = w_{12} - an_{12} = 268,91 - 29,31 = 239,60 \text{ kJ/kg}$$

$$\eta_{\text{exad}} = \frac{\Delta ex_{12}}{w_{\text{Cad}}} = \frac{239,60}{268,91} = 89,1\%$$

Chambre de combustion

$$T_{\text{ient23}} = \frac{T_{i3} - T_{i2}}{\ln(T_{i3}) - \ln(T_{i2})} = \frac{973 - 555,71}{\ln(973) - \ln(555,71)} = 744,98 \text{ K}$$

$$q_{\text{cc}} = C_p (T_{i3} - T_{i2}) = 1,13 \times (973 - 555,71) = 471,54 \text{ kJ/kg}$$

$$ex(q_{\text{cc}}) = q_{\text{cc}} \left(1 - \frac{T_{i1}}{T_{\text{ient12}}} \right) = 471,54 \times \left(1 - \frac{288}{744,98} \right) = 289,24 \text{ kJ/kg}$$

$$an(q_{\text{cc}}) = q_{\text{cc}} \left(\frac{T_{i1}}{T_{\text{ient23}}} \right) = 471,54 \times \left(\frac{288}{744,98} \right) = 182,29 \text{ kJ/kg}$$

$$\eta_{\text{ex}} = \frac{\Delta ex_{34}}{q_{\text{cc}}} = \frac{289,24}{471,54} = 61,34\%$$

• Turbine

$$\pi = 6,42; N = 8000 \text{ tr/min}, \eta_T = 0,855$$

$$T_{i4is} = T_{i3} \left(\frac{1}{\pi_T} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = 973 \times \left(\frac{1}{6,42} \right)^{1,33} = 613,40 \text{ K}$$

$$T_{i4} = T_{i3} + \left[\left(\frac{1}{\pi_T} \right)^{\frac{0,33}{1,33}} - 1 \right] \times T_{i3} \times \eta_T = 973 + \left[\left(\frac{1}{6,42} \right)^{\frac{0,33}{1,33}} - 1 \right] \times 973 \times 0,855 = 665,54 \text{ K}$$

$$T_{\text{ient34}} = \frac{T_{i4} - T_{i3}}{\ln(T_{i4}) - \ln(T_{i3})} = \frac{665,54 - 973}{\ln(665,54) - \ln(973)} = 809,56 \text{ K}$$

$$\frac{k}{k-1} = \frac{\ln \frac{p_{i4}}{p_{i3}}}{\ln \frac{T_{i4}}{T_{i3}}} = \frac{\ln \left(\frac{1}{6,42} \right)}{\ln \left(\frac{665,54}{973} \right)} = 4,8960 \Leftrightarrow k = 1,2567$$

$$w_p = \frac{kr}{k-1}(T_{i4} - T_{i3}) = 4,8960 \times 0,280 \times (665,54 - 973) = -421,49 \text{ kJ/kg}$$

$$w_l = h_4 - h_3 = \frac{\gamma r}{\gamma - 1}(T_{i4} - T_{i3}) = \frac{0,28 \times 1,33}{0,33} \times (665,54 - 973) = -346,96 \text{ kJ/kg}$$

$$w_{fi} = w_l - w_p = -346,96 + 421,49 = 74,53 \text{ kJ/kg}$$

$$ex(w_{fi}) = w_{fi} \times \left(1 - \frac{T_{il}}{T_{ient34}}\right) = 74,53 \times \left(1 - \frac{288}{809,56}\right) = 48,02 \text{ kJ/kg}$$

$$an(w_{fi}) = w_{fi} \times \frac{T_{il}}{T_{ient}} = 74,53 \times \frac{288}{809,56} = 26,51 \text{ kJ/kg}$$

$$\Delta ex_{34} = w_{34} - an_{34} = -346,96 - 26,51 = -373,47 \text{ kJ/kg}$$

$$\eta_{exTad} = \frac{w_l}{\Delta ex_{34}} = \frac{-346,96}{-373,47} = 92,9\%$$

- **Échappement**

$$T_{ient41} = \frac{T_{i4} - T_{il}}{\ln(T_{i4}) - \ln(T_{il})} = \frac{665,64 - 288}{\ln(665,64) - \ln(288)} = 450,76 \text{ K}$$

$$q_{ech} = Cp(T_{il} - T_{i4}) = 1,13 \times (288 - 665,64) = -426,73 \text{ kJ / kg}$$

$$ex(q_{ech}) = q_{ech} \left(1 - \frac{T_{il}}{T_{ient}}\right) = -426,73 \times \left(1 - \frac{288}{450,76}\right) = -154,08 \text{ kJ/kg}$$

$$an(q_{ech}) = q_{ech} \left(\frac{T_{il}}{T_{ient41}}\right) = -426,73 \times \left(\frac{288}{450,76}\right) = -272,65 \text{ kJ/kg}$$

$$\eta_{ex} = \frac{\Delta ex_{41}}{q_{41}} = \frac{-154,08}{-426,73} = 36,11\%$$

Annexe 2 Calculs détaillés du bilan exergétique au point de fonctionnement non adiabatique

Turbine à gaz non adiabatique

Les pertes mécaniques aux paliers restent identiques et égales à 66 kW ; la température à l'entrée de la turbine est calculée ; la vitesse de rotation ne change pas $N = 8000$ tr/min ; la pression des gaz à la sortie de la turbine est de 1,05 bar ; la chute de pression admise dans la chambre de combustion est de 5%

- **Compresseur**

Données: $q_m = 19,18$ kg/s; $\pi_C = 7,17$; $N = 8000$ tr/min; $p_1 = 1.013$ bar; $T_{i1} = 288$ K

$$T_{i2s} = T_{i1} (\pi_C)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = 288 \times (7,17)^{\frac{0,4}{1,4}} = 505,62 \text{ K}$$

$$q_{12} = 33,68 \text{ kJ/kg}, T_{i2} = 604,20 \text{ K}$$

$$T_{ient} = \frac{T_{i1} - T_{i2}}{\ln(T_{i1}) - \ln(T_{i2})} = \frac{288 - 604,20}{\ln(288) - \ln(604,20)} = 426,75 \text{ K}$$

$$\frac{k}{k-1} = \frac{\ln \frac{p_{i2}}{p_{i1}}}{\ln \frac{T_{i2}}{T_{i1}}} = \frac{\ln(7,17)}{\ln\left(\frac{604,20}{288}\right)} = 2,65864 \Leftrightarrow k = 1,603$$

$$w_p = \frac{kr}{k-1} (T_{i2} - T_{i1}) = 2,65864 \times 0,287 \times (604,20 - 288) = 241,27 \text{ kJ/kg}$$

$$h_2 - h_1 = \frac{\gamma r}{\gamma - 1} (T_{i2} - T_{i1}) = \frac{0,287 \times 1,4}{0,4} \times (604,20 - 288) = 317,62 \text{ kJ/kg}$$

$$w_{fi} = \Delta h_{12} - w_p - q_{12} = 317,62 - 241,27 - 33,68 = 42,67 \text{ kJ/kg}$$

$$w_{Crec} = w_{12} = \Delta h_{12} - q_{12} = 317,62 - 33,68 = 283,94 \text{ kJ/kg}$$

$$w_p = \frac{kr}{k-1} (T_{i2} - T_{i1}) = 2,65864 \times 0,287 \times (604,20 - 288) = 241,27 \text{ kJ/kg}$$

$$h_2 - h_1 = \frac{\gamma r}{\gamma - 1} (T_{i2} - T_{i1}) = \frac{0,287 \times 1,4}{0,4} \times (604,20 - 288) = 317,62 \text{ kJ/kg}$$

$$w_{fi} = \Delta h_{12} - w_p - q_{12} = 317,62 - 241,27 - 33,68 = 42,67 \text{ kJ/kg}$$

$$w_{Crec} = w_{12} = \Delta h_{12} - q_{12} = 317,62 - 33,68 = 283,94 \text{ kJ/kg}$$

$$ex(w_{fi}) = w_{fi} \times \left(1 - \frac{T_{il}}{T_{ient}}\right) = 42,67 \times \left(1 - \frac{288}{426,75}\right) = 13,87 \text{ kJ/kg}$$

$$an(w_{fi}) = w_{fi} \times \frac{T_{il}}{T_{ient}} = 42,67 \times \frac{288}{426,75} = 28,80 \text{ kJ/kg}$$

$$ex(q_{12}) = q_{12} \times \left(1 - \frac{T_{il}}{T_{ient}}\right) = 33,68 \times \left(1 - \frac{288}{426,75}\right) = 10,95 \text{ kJ/kg}$$

$$an(q_{12}) = q_{12} \times \frac{T_{il}}{T_{ient}} = 33,68 \times \frac{288}{426,75} = 22,73 \text{ kJ/kg}$$

$$\Delta ex_{12} = w_{12} + ex(q_{12}) - an(w_{fi}) = 283,94 + 10,95 - 28,80 = 266,09 \text{ kJ/kg}$$

$$\eta_{ex} = \frac{\Delta ex_{12}}{w_{12} + ex(q_{12})} = \frac{266,09}{283,94 + 10,95} = 90,23\%$$

- **Chambre de combustion**

Calcul de la nouvelle température d'entrée turbine

La caractéristique de perméabilité de la turbine (Figure 49) montre que pour des taux de détente supérieure à deux (2:1), la turbine fonctionne à débit bloqué [32] Ce débit réduit constant calculé en adiabatique permet de déterminer la nouvelle température d'entrée turbine (T_{i3}) correspondant à la nouvelle pression p_{i3} par l'équation

$$\left(\frac{q_m \sqrt{T_{i3}}}{p_{i3}}\right)_{ad} = \left(\frac{q_m \sqrt{T_{i3}}}{p_{i3}}\right)_{nad} = q_{m(\text{réduit})} = \left(20 \times \frac{\sqrt{973}}{6,42 \times 1,05 \times 10^5}\right) = 92,55 \times 10^{-5}$$

ad : adiabatique

nad : non adiabatique

$$p_{i3nad} = 0,95 \times \pi_{Cnad} \times p_{i1} = 0,95 \times 7,17 \times 1,01325 = 6,902 \text{ bars}$$

$$T_{i3nad} = \left(\frac{q_{m(\text{réduit})} \times p_{i3nad}}{q_{mnad}}\right)^2 = \left(\frac{92,55 \times 10^{-5} \times 6,902 \times 10^5}{19,8}\right)^2 = 1040,6 \text{ K}$$

$$T_{ient} = \frac{T_{i3} - T_{i2}}{\ln(T_{i3}) - \ln(T_{i2})} = \frac{1041,6 - 604,2}{\ln(1041,6) - \ln(604,20)} = 803,15 \text{ K}$$

$$q_{cc} = C_p (T_{i3} - T_{i2}) = 1,13 \times (1041,6 - 604,2) = 494,26 \text{ kJ/kg}$$

$$ex(q_{cc}) = q_{cc} \times \left(1 - \frac{T_{il}}{T_{ient}}\right) = 494,26 \times \left(1 - \frac{288}{803,15}\right) = 317,02 \text{ kJ/kg}$$

$$an(q_{CC}) = q_{CC} \left(\frac{T_{il}}{T_{ient}} \right) = 494,26 \times \left(\frac{288}{803,15} \right) = 177,23 \text{ kJ/kg}$$

$$\eta_{ex} = \frac{\Delta ex_{34}}{q_{CC}} = \frac{317,02}{494,26} = 64,14\%$$

• **Turbine avec pertes de chaleur**

Données: $q_m = 19,8 \text{ kg/s}$; $\pi_T = 6,57$; $N = 8000 \text{ tr/min}$; $T_{i3} = 1041,6 \text{ K}$; $q_{34} = -56,14 \text{ kJ/kg}$

$$T_{i4is} = T_{i3} \left(\frac{1}{\pi_T} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = 1041,6 \times \left(\frac{1}{6,57} \right)^{\frac{0,33}{1,33}} = 652,90 \text{ K}$$

$$T_{i4} = 671,23 \text{ K}$$

$$T_{ient} = \frac{T_{i4} - T_{i3}}{\ln(T_{i4}) - \ln(T_{i3})} = \frac{671,23 - 1041,6}{\ln(671,23) - \ln(1041,6)} = 842,90 \text{ K}$$

$$\frac{k}{k-1} = \frac{\ln \frac{p_{i4}}{p_{i3}}}{\ln \frac{T_{i4}}{T_{i3}}} = \frac{\ln \left(\frac{1}{6,57} \right)}{\ln \left(\frac{671,23}{1041,6} \right)} = 4,2843 \Leftrightarrow k = 1,304$$

$$w_p = \frac{kr}{k-1} (T_{i4} - T_{i3}) = 4,2843 \times 0,280 \times (671,23 - 1041,6) = -444,30 \text{ kJ/kg}$$

$$h_4 - h_3 = \frac{\gamma r}{\gamma - 1} (T_{i4} - T_{i3}) = \frac{0,28 \times 1,33}{0,33} \times (671,23 - 1041,6) = -417,96 \text{ kJ/kg}$$

$$w_{fi} = w_I - w_p - q_{34} = -417,96 + 444,30 + 56,14 = 82,48 \text{ kJ/kg}$$

$$ex(q_{34}) = q_{34} \times \left(1 - \frac{T_{il}}{T_{ient}} \right) = -56,14 \times \left(1 - \frac{288}{842,90} \right) = -36,96 \text{ kJ/kg}$$

$$an(q_{34}) = q_{34} \times \frac{T_{il}}{T_{ient}} = -56,14 \times \frac{288}{842,90} = -19,18 \text{ kJ/kg}$$

$$ex(w_{fi}) = w_{fi} \times \left(1 - \frac{T_{il}}{T_{ient}} \right) = 82,48 \times \left(1 - \frac{288}{842,90} \right) = 54,30 \text{ kJ/kg}$$

$$an(w_{fi}) = w_{fi} \times \frac{T_{il}}{T_{ient}} = 82,48 \times \frac{288}{842,90} = 28,18 \text{ kJ/kg}$$

$$w_{Tref} = w_{34} = \Delta h_{34} - q_{34} = -417,96 + 56,14 = -361,82 \text{ kJ/kg}$$

$$\Delta ex_{CoT} = \Delta ex_{34} = w_{34} + ex(q_{34}) - an(w_{fi}) = -361,82 - 36,96 - 28,18 = -426,96 \text{ kJ/kg}$$

$$\eta_{ex} = \frac{w_{Tref}}{\Delta ex_{34}} = \frac{-361,82}{-426,96} = 84,74\%$$

• **Échappement**

$$T_{ient} = \frac{T_{i4} - T_{il}}{\ln(T_{i4}) - \ln(T_{il})} = \frac{671,23 - 288}{\ln(671,23) - \ln(288)} = 452,91 \text{ K}$$

$$q_{ech} = C_p (T_{il} - T_{i4}) = 1,13 \times (288 - 671,23) = -433,05 \text{ kJ / kg}$$

$$ex(q_{ech}) = q_{ech} \left(1 - \frac{T_{il}}{T_{ient}} \right) = -433,05 \times \left(1 - \frac{288}{452,91} \right) = -157,68 \text{ kJ/kg}$$

$$an(q_{ech}) = q_{ech} \left(\frac{T_{il}}{T_{ient}} \right) = -433,05 \times \left(\frac{288}{452,91} \right) = -275,37 \text{ kJ/kg}$$

$$\eta_{ex} = \frac{\Delta ex_{4l}}{q_{4l}} = \frac{-157,68}{-433,05} = 36,41\%$$

Annexe 3 Données géométriques du turbocompresseur

Turbine		
Symbole	Désignation	valeur (m)
r_{0t}	Rayon intérieur de la volute à $\theta=0$	0,06208
$r_{\pi t}$	Rayon intérieur de la volute à $\theta=\pi$	0,05321
$r_{2\pi t}$	Rayon intérieur de la volute à $\theta=2\pi$	0,04065
E _{pt}	Épaisseur de la paroi	0,00665
L _{dt}	Largeur du distributeur	0,00739
b _{0t}	largeur de la voute	0,033997
Axe		
D1	diamètre	0,01
L	Longueur	0,054
J	Jeu radial palier	0,0001275
Compresseur		
r_{0c}	Rayon intérieur de la volute à $\theta=0$	0,0672
$r_{\pi c}$	Rayon intérieur de la volute à $\theta=\pi$	0,05952
$r_{2\pi c}$	Rayon intérieur de la volute à $\theta=2\pi$	0,048
E _{pc}	Épaisseur de la paroi	0,00288
L _{dc}	Largeur du distributeur	0,0031
b _{0c}	Diamètre interne de la volute	0,0192

Annexe 4 Résultats d'essai à chaud (Turbine étudiée)

N (tr/min)	q _m (kg/s)	gamma	C _p	r	T _{i3(K)}	T _{i4(K)}	ri3	Δh/ (NR) ²	Δh/ rTi1	Δh (J/kg)	N*	pi3/pi4	k/ (k-1)	Wp (J/kg)	q _m / (N*R3*ri1)	wp/ (NR) ²
76050	0,056	1,38	1050	287	435	411	1,15	6,9E-03	2,01E-01	25200	5,41	1,303	4,662	32164	4,0E-02	8,8E-03
104110	0,033	1,31	1200	286	832	793	0,58	6,8E-03	1,97E-01	46800	5,35	1,269	4,955	55284	3,4E-02	8,1E-03
86400	0,056	1,36	1082	287	538	505	0,97	7,6E-03	2,31E-01	35706	5,52	1,347	4,710	44608	4,2E-02	9,5E-03
102780	0,029	1,32	1187	286	783	738	0,57	8,0E-03	2,38E-01	53415	5,45	1,235	3,566	45954	3,0E-02	6,9E-03
85800	0,058	1,37	1069	287	499	464	1,09	8,0E-03	2,61E-01	37415	5,70	1,380	4,434	44535	3,9E-02	9,6E-03
86700	0,058	1,37	1070	287	495	465	1,06	6,8E-03	2,26E-01	32100	5,78	1,348	4,783	41135	3,9E-02	8,7E-03
90600	0,060	1,36	1083	287	539	500	0,95	8,1E-03	2,73E-01	42237	5,79	1,465	5,088	57006	4,4E-02	1,1E-02
111510	0,030	1,32	1194	286	808	763	0,56	6,8E-03	2,32E-01	53730	5,82	1,250	3,891	50074	3,0E-02	6,4E-03
113940	0,062	1,34	1132	287	688	623	0,86	9,0E-03	3,73E-01	73580	6,44	1,642	5,000	93144	4,0E-02	1,1E-02
120000	0,061	1,33	1150	287	743	669	0,82	9,4E-03	4,06E-01	85100	6,53	1,687	4,984	105716	4,0E-02	1,2E-02
124080	0,060	1,33	1165	286	788	709	0,79	9,5E-03	4,08E-01	92035	6,55	1,713	5,097	115341	3,9E-02	1,2E-02
126600	0,060	1,32	1171	285	810	726	0,78	9,7E-03	4,26E-01	98364	6,60	1,727	4,991	119575	3,9E-02	1,2E-02
121950	0,068	1,34	1125	288	677	606	0,92	8,5E-03	4,10E-01	79875	6,95	1,756	5,081	103886	3,8E-02	1,1E-02
130500	0,071	1,34	1136	286	712	631	0,93	8,6E-03	4,51E-01	92016	7,25	1,853	5,107	118454	3,7E-02	2,5E-02

Annexe 5 Paramètres de calcul de la viscosité d'un mélange des gaz

Formule	Nom	M (g · mol ⁻¹)	σ (Å)	ϵ/k (K)
Ar	Argon	39,95	3,451 (1)	119,5 (1)
He	Hélium	4,003	2,569 (1)	10,22 (1)
Kr	Krypton	83,8	3,717 (1)	166,7 (1)
Ne	Néon	20,18	2,799 (1)	33,74 (1)
Xe	Xénon	131,3	4,061 (1)	225,3 (1)
BCl ₃	Bore (trichlorure de -)	117,19	5,127	337,7
BF ₃	Bore (trifluorure de -)	67,80	4,198	186,3
Br ₂	Brome	159,8	4,296	507,9
CCl ₄	Carbone (tétrachlorure de -)	153,8	4,498	169,7
CF ₄	Carbone (tétrafluorure de -)	88,0	5,947	322,7
CH ₄	Méthane	16,04	3,780	142,7
CO	Carbone (monoxyde de -) (2)	28,01	3,690	91,7
CO ₂	Carbone (dioxyde de -)	44,01	3,703	266,1
CS ₂	Carbone (disulfure de -)	76,13	4,483	467
C ₂ H ₂	Acétylène	26,04	4,033	231,3
C ₂ H ₄	Éthylène	28,05	4,163	224,7
C ₂ H ₆	Éthane	30,07	4,443	215,7
C ₂ N ₂	Cyanogène (2)	52,03	4,361	348,6
CH ₂ CHCH ₃	Propylène (2)	42,08	4,678	298,9
C ₃ H ₆	Cyclopropane	42,08	4,807	248,9
C ₃ H ₈	Propane	44,09	5,118	237,1
n-C ₄ H ₁₀	Butane	58,12	4,687	531,4
iso-C ₄ H ₁₀	Isobutane (2)	58,12	5,278	330,1
n-C ₅ H ₁₂	Pentane	72,15	5,784	341,1
iso-C ₅ H ₁₂	2-Méthylbutane (2)	72,15	6,033	293,3
C(CH ₃) ₄	2,2-Diméthylpropane	72,15	6,464	193,4
C ₆ H ₆	Benzène	78,11	5,349	412,3
C ₆ H ₁₂	Cyclohexane	84,16	6,182	297,1
n-C ₆ H ₁₄	Hexane	86,18	5,949	399,3
Cl ₂	Chlore	70,91	4,217	316,0
F ₂	Fluor	38	3,357	112,6
HI	Hydrogène (iodure d'-)	127,9	4,211	288,7
H ₂	Hydrogène	2,016	2,827	59,7
Hg	Mercure	200,6	2,969	750
I ₂	Iode	253,8	5,160	474,2
NO	Azote (monoxyde d'-) (2)	30,0	3,492	116,7
N ₂	Azote	28,0	3,568	113,0
N ₂ O	Diazote (monoxyde de -)	44,0	3,828	232,4
O ₂	Oxygène	32	3,323	137,0
SF ₆	Soufre (hexafluorure de -)	146,0	5,160	225,3
SiF ₄	Silicium (tétrafluorure de -)	104,1	4,880	171,9
UF ₆	Uranium (hexafluorure d'-)	352,0	5,967	236,8

(1) Cf. référence bibliographique [14]

(2) Polarité négligeable.

Valeurs des paramètres de Lennard-Jones pour quelques gaz non polaires ou à polarité négligeable

Formule	Nom	Synonyme	M (g · mol ⁻¹)	μ (Debye)	δ	σ (Å)	ϵ/k (K)
H ₂ O	(1) Eau	18,1	1,85	1,0	2,52	775
NH ₃	Ammoniac	17,03	1,47	0,69	2,90	464
HCl	(1) Hydrogène (chlorure d'-)	36,46	1,08	0,34	3,36	328
HBr	(1) Hydrogène (bromure d'-)	80,91	0,80	0,14	3,41	417
HI	(1) Hydrogène (iodure d'-)	127,91	0,42	0,029	4,13	313
SO ₂	(1) Soufre (dioxyde de -)	64,06	1,63	0,42	4,04	347
H ₂ S	(1) Hydrogène (sulfure d'-)	34,08	0,92	0,21	3,49	343
NOCl	(1) Nitrosyle (chlorure de -)	65,46	1,83	0,4	3,53	690
CHCl ₃	Chloroforme	Trichlorométhane	119,38	1,013	0,07	5,36	340
CH ₂ Cl ₂	(1) Méthylène (chlorure de -)	Dichlorométhane	84,93	1,57	0,2	4,52	483
CH ₃ Cl	Méthyle (chlorure de -)	Chlorométhane	50,49	1,87	0,5	4,14	320
CH ₃ Br	(1) Méthyle (bromure de -)	Bromométhane	94,94	1,80	0,4	4,25	382
C ₂ H ₅ Cl	(1) Éthyle (chlorure d'-)	Chloroéthane	64,51	2,03	0,4	4,45	423
CH ₃ OH	Méthyle (alcool de -)	Méthanol	32,04	1,70	0,51	3,67	417
C ₂ H ₅ OH	Éthyle (alcool d'-)	Éthanol	46,07	1,69	0,32	4,45	365
n-C ₃ H ₇ OH	(1) 1 – Propanol	n-Propanol	60,09	1,69	0,2	4,71	495
i-C ₃ H ₇ OH	(1) 2 – Propanol	Isopropanol	60,09	1,69	0,2	4,64	518
(CH ₃) ₂ O	(1) Diméthyle (éther de -)	Éther diméthylique	47,07	1,30	0,19	4,21	432
(C ₂ H ₅) ₂ O	(1) Diéthyle (éther de -)	Éther diéthylique	74,12	1,15	0,08	5,49	362
(CH ₃) ₂ CO	Acétone	58,08	2,88	0,67	4,42	520
CH ₃ COOCH ₃	(1) Méthyle (acétate de -)	74,08	1,72	0,2	5,04	418
CH ₃ COOC ₂ H ₅	(1) Éthyle (acétate d'-)	88,11	1,78	0,16	5,24	499

(1) Valeurs de σ et ϵ/k extraites de la référence bibliographique [9].

Valeurs des paramètres du potentiel 12-6-3 pour quelques gaz polaires



Alphonse Kouadio DIANGO

**INFLUENCE DES TRANSFERTS
THERMIQUES SUR LES
PERFORMANCES DES
TURBOMACHINES**

Résumé

Dans les turbomachines conventionnelles, l'estimation des performances se fait en général en admettant l'adiabaticité de l'écoulement. Cette hypothèse ne peut plus être recevable dans les petites machines à grand rapport surface sur volume.

L'objectif de cette thèse est de contribuer à lever cette hypothèse.

Les résultats obtenus indiquent d'abord que les performances indiquées sans tenir compte des échanges thermiques sont surestimées.

Les nouvelles lois de la similitude proposées généralisent le théorème de Rateau au fluide compressible fonctionnant dans n'importe quelle condition et permettent ainsi de transposer les résultats d'essai à froid à un fonctionnement à chaud. Une donnée supplémentaire (température de refoulement) à chaud suffit pour déterminer les échanges thermiques.

Le modèle numérique de calcul des échanges thermiques proposé donne des résultats en accord avec ceux attendus, mais nécessite des données issues des essais sur la machine étudiée pour une validation complète.

Mots clés: transfert thermique, turbomachines, turbocompresseur, micro turbine à gaz, exergie, performances, similitude.

Abstract

In the conventional turbomachines calculations are done assuming adiabatic flow. This assumption may not be admissible in the small turbomachines. The main objective of this thesis is to help remove the assumption of adiabaticity. Some results from our work indicate that the performance of thermal turbomachinery announced regardless of thermal heat exchanges are found to be overestimated.

The new laws of similarity offered generalize the Rateau's theorem to compressible fluid flow in any operating condition and can be used to calculate heat transfer from adiabatic test results. Supplementary information is still required for the complete prediction of performance and heat transfer. The numerical model proposed for calculating heat transfer gives some results that are in agreement with those expected. But actual data from test bench are required for complete validation.