HAL
open science

Caractéristiques d'une butée de turbocompresseur : Approches numérique et expérimentale

Benoit Remy

To cite this version:

Benoit Remy. Caractéristiques d'une butée de turbocompresseur : Approches numérique et expérimentale. Mécanique [physics.med-ph]. INSA de Lyon, 2015. Français. NNT : 2015ISAL0125 . tel-03081169

HAL Id: tel-03081169

https://theses.hal.science/tel-03081169v1

Submitted on 18 Dec 2020

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.

N ° d'ordre 2015ISAL0125 Année 2015

Thèse

Caractéristiques d'une butée de turbocompresseur : Approches numérique et expérimentale

Présentée devant

l'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon

École doctorale :
Mécanique, Énergétique, Génie Civil, Acoustique (MEGA)
Spécialité : Mécanique

pour obtenir

le Grade de Docteur

par

Benoit REMY
Ingénieur INSA de Lyon

Thèse soutenue le 9 Décembre 2015 devant la Commission d'examen

Confidentiel

Jury

D.R.	FILLON Michel	Université de Poitiers - Institut Pprime	Rapporteur
Pr.	TICHY John	R.P.I. (Troy, NY, USA)	Rapporteur
Pr.	SEEMANN Wolfgang	K.I.T. (Karlsruhe, Allemagne)	Examinateur
Pr.	VILLE Fabrice	INSA de Lyon - LaMCoS	Examinateur
Dr.	GARCIA Mathieu	Liebherr Aerospace	Examinateur
Dr.	GJIKA Kostandin	Honeywell Turbo Technologies	Examinateur
Pr.	BOU-SAÏD Benyebka	INSA de Lyon - LaMCoS	Directeur de Thèse
M.	LAMQUIN Thierry	Honeywell Turbo Technologies	Encadrant industriel

Cette thèse a été préparée au Laboratoire de Mécanique des Contacts et des Structures (**LaMCoS**) ainsi qu'à l'entreprise Honeywell Turbo Technologies (**HTT**).

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

INSA Direction de la Recherche - Ecoles Doctorales – Quinquennal 2011-2015

SIGLE	ECOLE DOCTORALE	NOM ET COORDONNEES DU RESPONSABLE
CHIMIE	CHIMIE DE LYON http://www.edchimie-lyon.fr Sec : Renée EL MELHEM Bat Blaise Pascal 3e etage 04 72 43 80 46 Insa : R. GOURDON	M. Jean Marc LANCELIN Université de Lyon – Collège Doctoral Bât ESCPE 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72.43 13 95 directeur@edchimie-lyon.fr
E.E.A.	ELECTRONIQUE, ELECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE http://edeea.ec-lyon.fr Sec : M.C. HAVGOUDOUKIAN eea@ec-lyon.fr	M. Gérard SCORLETTI Ecole Centrale de Lyon 36 avenue Guy de Collongue 69134 ECULLY Tél : 04.72.18 60.97 Fax : 04 78 43 37 17 Gerard.scorletti@ec-lyon.fr
E2M2	EVOLUTION, ECOSYSTEME, MICROBIOLOGIE, MODELISATION http://e2m2.universite-lyon.fr Sec : Safia AIT CHALAL Bat Darwin - UCB Lyon 1 04.72.43.28.91 Insa : H. CHARLES	Mme Gudrun BORNETTE CNRS UMR 5023 LEHNA Université Claude Bernard Lyon 1 Bât Forel 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cédex Tél : 06.07.53.89.13 e2m2@ univ-lyon1.fr
EDISS	INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES-SANTE http://www.ediss-lyon.fr Sec : Safia AIT CHALAL Hôpital Louis Pradel - Bron 04 72 68 49 09 Insa : M. LAGARDE Safia.ait-chalal@univ-lyon1.fr	Mme Emmanuelle CANET-SOULAS INSERM U1060, CarMeN lab, Univ. Lyon 1 Bâtiment IMBL 11 avenue Jean Capelle INSA de Lyon 696621 Villeurbanne Tél : 04.72.68.49.09 Fax :04 72 68 49 16 Emmanuelle.canet@univ-lyon1.fr
INFOMATHS	INFORMATIQUE ET MATHEMATIQUES http://infomaths.univ-lyon1.fr Sec :Renée EL MELHEM Bat Blaise Pascal 3e etage infomaths@univ-lyon1.fr	Mme Sylvie CALABRETTO LIRIS – INSA de Lyon Bat Blaise Pascal 7 avenue Jean Capelle 69622 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72. 43. 80. 46 Fax 04 72 43 16 87 Sylvie.calabretto@insa-lyon.fr
Matériaux	MATERIAUX DE LYON http://ed34.universite-lyon.fr Sec : M. LABOUNE PM : 71.70 –Fax : 87.12 Bat. Saint Exupéry Ed.materiaux@insa-lyon.fr	M. Jean-Yves BUFFIERE INSA de Lyon MATEIS Bâtiment Saint Exupéry 7 avenue Jean Capelle 69621 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72.43 83 18 Fax 04 72 43 85 28 Jean-yves.buffiere@insa-lyon.fr
MEGA	MECANIQUE, ENERGETIQUE, GENIE CIVIL, ACOUSTIQUE http://mega.universite-lyon.fr Sec : M. LABOUNE PM : 71.70 –Fax : 87.12 Bat. Saint Exupéry mega@insa-lyon.fr	M. Philippe BOISSE INSA de Lyon Laboratoire LAMCOS Bâtiment Jacquard 25 bis avenue Jean Capelle 69621 VILLEURBANNE Cedex Tél :04.72 .43.71.70 Fax : 04 72 43 72 37 Philippe.boisse@insa-lyon.fr
ScSo	ScSo* http://recherche.univ-lyon2.fr/scso/ Sec : Viviane POLSINELLI Brigitte DUBOIS Insa : J.Y. TOUSSAINT	Mme Isabelle VON BUELTZINGLOEWEN Université Lyon 2 86 rue Pasteur 69365 LYON Cedex 07 Tél : 04.78.77.23.86 Fax : 04.37.28.04.48 viviane.polsinelli@univ-lyon2.fr

*ScSo : Histoire, Géographie, Aménagement, Urbanisme, Archéologie, Science politique, Sociologie, Anthropologie

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

Nullius boni sine socio iucunda possessio est ...
Lucius Annaeus Seneca

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

Remerciements

Cette étude est le résultat de la collaboration entre le Laboratoire de Mécanique des Contacts et des Structures (LaMCoS, CNRS UMR5259) de l'INSA de Lyon, dirigé par Monsieur David DUREISSEIX, et de l'entreprise Honeywell Turbo Technologies à Thaon-les-Vosges.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à mon Directeur de Thèse, Monsieur Benyebka BOU-SAÏD, Professeur à l'INSA de Lyon et au LaMCoS, pour sa confiance, son soutien, son enthousiasme continu et ses qualités humaines et scientifiques. Je lui suis tout particulièrement reconnaissant de m'avoir incité à prendre part à ce projet.

J'adresse mes vifs et sincères remerciements à Monsieur Thierry LAMQUIN, Senior Engineer Science Leader chez Honeywell Turbo Technologies, pour m'avoir fait profiter de son expertise, m'avoir suivi avec constance et dynamisme et avoir bien voulu faire partie du jury de cette Thèse.

Je suis très sensible à l'honneur que me font Monsieur Fabrice VILLE, Professeur à l'INSA de Lyon et au LaMCoS, d'avoir accepté de présider ce jury, ainsi que Monsieur Michel FILLON, Directeur de Recherche au CNRS à l'Institut Pprime (UPR 3346) et à l'Université de Poitiers et Monsieur John TICHY, Professeur au Rensselaer Polytechnic Institute (Troy, NY, États-Unis) d'avoir accepté de juger ce travail.

Je tiens à remercier Monsieur Wolfgang SEEMANN, Professeur au Karlsruher Institut für Technologie (Karlsruhe, Allemagne), Monsieur Kostandin GJIKA, Senior Fellow chez Honeywell Turbo Technologies ainsi que Monsieur Mathieu GARCIA, Docteur Ingénieur chez Liebherr-Aerospace d'accepter de faire partie de ce jury de thèse.

Mes vifs remerciements à Dan, Kermit et Yannick pour les moments de partages, de rires et de béton durant mes 23 mois au pays des loups ; à Steph, Ced, Gladys, Alex, Kermit (*bis*) et Hani pour l'ambiance idéale qu'ils donnent à l'open space ; à Raph, Momo et Kermit (bis^2) pour le plaisir du dépassement de soi lors des innombrables kilomètres parcourus ; à tous les membres de l'équipe S&B pour le fantastique esprit d'équipe qu'ils font régner ; à mes collègues doctorants (voire docteurs) pour les moments passés au labo et en conférences, Hussam, Eliza, Florence, Marion, Jérôme pour ne citer qu'eux ; à Sophie et Manu sans qui nous serions perdus ; ainsi qu'aux fidèles Aude, Aziz, Deuch, Fish, Matt pour leur indéfectible amitié malgré la distance.

Que serais-je sans Patou et Isa qui m'ont adopté chez Voltaire dans une convivialité et une amitié sans égales ? Pour chaque nanoseconde passée et à passer, je les remercie chaleureusement.

Enfin, je ne peux guère exprimer la profondeur de mes sentiments envers mes parents qui m'ont permis de poursuivre mon éducation sans cesser de m'encourager. Ils me conseillent, m'inspirent et me poussent toujours plus loin. Merci aussi à mon frère, Quentin, et mes proches pour le soutien et les encouragements qu'ils m'ont apportés au cours de ces trois années.

Je dédicace ce travail à mes parents

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

Résumé

En raison de la tendance grandissante du downsizing, des hautes performances, des réductions de la consommation et des émissions des véhicules modernes, la turbocompression des moteurs thermiques s'avère de plus en plus innovante et technologique. Leader dans ce domaine, Honeywell Turbo Technologies s'intéresse à deux axes de recherche majeurs des systèmes lubrifiés.

Un délai temporel est couramment observé entre l'appui sur la pédale d'accélérateur et l'augmentation de la pression de l'air ambiant du côté de la roue compresseur. Il s'agit du *décalage turbo* ou *turbo lag*. Celui-ci a pour origine principale l'existence d'un couple de frottement parasite au sein du film hydrodynamique de la butée. En ce qu'il pénalise les performances du turbo et limite le confort de conduite, la réduction du *turbo lag* constitue un enjeu majeur de l'industrie des turbocompresseurs automobiles.

En tant que phénomène présent à chaque instant du fonctionnement du véhicule, les pulsations moteurs constituent également un axe de recherche primordial. Celles-ci proviennent des ouvertures et fermetures successives des soupapes des cylindres et résultent en d'importantes variations de la charge axiale appliquée à la butée du turbocompresseur. Or le dimensionnement actuel de la butée se basant sur l'étude stationnaire des cas critiques de la vie réelle du moteur, l'influence de ces pulsations sur le comportement du film hydrodynamique de la butée doit être déterminée.

Ce manuscrit présente une modélisation thermohydrodynamique du contact de la butée appliquée au cas des turbocompresseurs. Une équation de Reynolds modifiée est établie et intègre le modèle Modifié de Phan-Thien et Tanner. Elle relie les caractéristiques rhéologiques des huiles de moteurs actuelles au comportement macro-moléculaire des additifs à longues chaînes de polymères qu'elles contiennent. La nécessité de considérer les effets inertiels du fluide ainsi que la recirculation inter-patin est démontrée. L'influence de l'élasticité du lubrifiant sur la dissipation d'énergie au sein du contact est analysée numériquement. Il est montré qu'un compromis sur l'élasticité du lubrifiant peut mener à une réduction du *turbo lag*. De plus, un banc d'essai est développé en régime transitoire afin de mettre en évidence l'influence des pulsations moteurs sur les performances de la butée. Les résultats obtenus expérimentalement corroborent les effets dynamiques observés par les prédictions numériques.

Mots clés : Lubrification, butée hydrodynamique, turbocompresseur, viscoélasticité, rhéologie, MPTT, banc d'essai, transitoire, pulsations moteurs

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

Abstract

With increasing focus on downsizing, high performances, low fuel consumption and emission reduction of modern vehicles, turbochargers of combustion engines have become more and more innovative and technological. Leader in this field, Honeywell Turbo Technologies is interested in two major lines of research regarding lubricated contacts.

A delay in response time is frequently observed between the gas pedal push and the pressure rise of ambient air at the compressor wheel. It is called *turbo lag*. This phenomenon is mainly induced by a parasitic frictional torque existing in the thrust bearing hydrodynamic film. Penalizing turbochargers performances and drivability, the reduction of turbo lag constitutes a major concern for the automotive turbocharger industry.

As an event constantly occurring on working engines, exhaust gas pulsations represent an essential line of research. Due to successive openings and closings of engine valves, these pulsations result in significant axial load variations applied to the turbocharger thrust bearing. Current sizing of thrust bearing design resting on steady state studies of critical on-engine cases, the influence of exhaust gas pulsations on the behavior of the thrust bearing hydrodynamic film needs to be determined.

This thesis presents a thermohydrodynamic model of the thrust bearing contact applied to turbochargers. A Modified Reynolds equation is established and uses the Modified Phan-Thien and Tanner model. It connects rheological characteristics of current engine oils to the behavior of long polymeric chain additives they contain. The necessity for fluid inertia and oil recirculation to be considered is demonstrated. The influence of oil elasticity on energy dissipation within the contact is numerically analyzed. A compromise on the extent of oil elasticity can lead to a turbo lag reduction. In addition, a thrust bearing rig is developed to highlight the influence of exhaust gas pulsations on thrust bearing performances. Experimental results support dynamic effects predicted by simulations.

Keywords : Lubrication, hydrodynamic thrust bearing, turbocharger, viscoelasticity, rheology, MPTT, test rig, transient, exhaust gas pulsations

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

Table des matières

Remerciements **i**

Résumé **iii**

Abstract **v**

Table des tableaux **xi**

Table des figures **xix**

Notations **xxi**

Introduction **1**

I État de l'Art **3**
- I.1 Introduction . . . 4
- I.2 Lubrification thermohydrodynamique . . . 5
  - I.2.1 Paliers hydrodynamiques . . . 5
  - I.2.2 Butées hydrodynamiques . . . 8
  - I.2.3 Lubrification d'un turbocompresseur automobile . . . 14
- I.3 Lubrification en régime transitoire . . . 15
  - I.3.1 Problématique du décalage turbo . . . 16
  - I.3.2 Problématique des pulsations moteurs . . . 18
- I.4 Rhéologie d'une huile moteur . . . 18
  - I.4.1 Influence de la température . . . 21
  - I.4.2 Caractère rhéofluidifiant . . . 22
  - I.4.3 Viscoélasticité . . . 23
- I.5 Conclusion . . . 27

II Analyse théorique **29**
- II.1 Introduction . . . 30
- II.2 Choix des modèles rhéologiques . . . 31
  - II.2.1 Modèle de température . . . 31
  - II.2.2 Modèle rhéofluidifiant . . . 31
  - II.2.3 Modèle viscoélastique . . . 32
- II.3 Mise en équation . . . 32
  - II.3.1 Equation d'un écoulement . . . 32
  - II.3.2 Théorie des films minces . . . 33
  - II.3.3 Équations moyennées . . . 34

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

II.3.4 Profils de vitesses . . . 35
II.3.5 Inertie et débits moyennés . . . 36
II.3.6 Équation de Reynolds Modifiée . . . 36
II.3.7 Équation de l'énergie . . . 37
II.3.8 Équation de la chaleur . . . 38
II.4 Conditions aux limites . . . 38
II.4.1 Conditions aux limites en température . . . 38
II.4.2 Conditions aux limites en pression . . . 41
II.4.3 Conditions aux limites en vitesse . . . 42
II.5 Conclusion . . . 42

III Analyse numérique **45**
III.1 Introduction . . . 46
III.2 Schémas numériques . . . 46
III.3 Procédure de résolution . . . 47
III.4 Influence de la viscosité moyennée . . . 49
III.5 Critères de convergence . . . 50
III.5.1 Influence du pas de temps . . . 51
III.5.2 Influence du maillage . . . 52
III.5.3 Influence des critères d'arrêt . . . 54
III.6 Étude paramétrique du modèle MPTT . . . 55
III.6.1 Influence de la concentration en polymères . . . 56
III.6.2 Influence du temps de relaxation et du paramètre de glissement . . . 57
III.7 Conclusion . . . 60

IV Dispositif expérimental **61**
IV.1 Introduction . . . 62
IV.2 Description de l'aspect mécanique . . . 62
IV.2.1 Driver . . . 62
IV.2.2 Chariot . . . 65
IV.2.3 Cartouche . . . 65
IV.2.4 Shaker et actuateur . . . 66
IV.2.5 Groupe d'huile . . . 67
IV.2.6 Géométries testées . . . 68
IV.3 Description de l'instrumentation . . . 68
IV.3.1 Contrôle de la vitesse . . . 69
IV.3.2 Contrôle de la charge . . . 69
IV.3.3 Contrôle de la pression . . . 69
IV.3.4 Contrôle de la température . . . 70
IV.3.5 Mesure de l'épaisseur de film . . . 71
IV.3.6 Mesure des pertes par frottement . . . 72
IV.3.7 Mesure de l'élévation de température . . . 74
IV.3.8 Mesure du débit d'huile . . . 74
IV.3.9 Système d'acquisition . . . 75
IV.4 Caractéristiques du lubrifiant . . . 75
IV.4.1 Paramètres de Walther & McCoull . . . 75
IV.4.2 Paramètres de Cross . . . 75
IV.4.3 Temps de relaxation . . . 76
IV.5 Déroulement d'un essai . . . 77

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

IV.5.1 Risques de dommages . . . 77
IV.5.2 Procédure d'essai . . . 77
IV.6 Conclusion . . . 83

V Comparaison simulation - banc d'essai 85
V.1 Introduction . . . 86
V.2 Charge axiale en régime stationnaire . . . 86
V.2.1 Influence de la température . . . 86
V.2.2 Influence de la vitesse . . . 87
V.2.3 Influence de la recirculation . . . 88
V.2.4 Effets d'inertie du fluide . . . 90
V.3 Pertes par frottement en régime stationnaire . . . 91
V.3.1 Influence de la température . . . 94
V.3.2 Influence de la vitesse . . . 96
V.3.3 Influence de la recirculation . . . 96
V.4 Élévation de la température en régime stationnaire . . . 97
V.4.1 Influence de la température . . . 100
V.4.2 Influence de la vitesse . . . 101
V.4.3 Influence de la recirculation . . . 102
V.5 Débit d'huile en régime stationnaire . . . 106
V.5.1 Influence de la température . . . 106
V.5.2 Influence de la vitesse . . . 106
V.5.3 Influence de la recirculation . . . 109
V.6 Cas dynamique des pulsations moteurs . . . 112
V.6.1 Epaisseur du film d'huile . . . 112
V.6.2 Phénomènes de résonance . . . 114
V.7 Conclusion . . . 122

Conclusion générale et perspectives 123

Appendices 125

A Théorie des réseaux de polymères 127
A.1 Description du réseau et hypothèses . . . 127
A.2 Fonctions de distribution . . . 128
A.3 Équation d'équilibre . . . 128
A.4 Taux de disparition . . . 129
A.5 Taux de formation . . . 129
A.6 Équation du mouvement . . . 129
A.7 Équation d'équilibre des segments . . . 130
A.8 Équation de contraintes d'un segment . . . 130
A.9 Fonction de distribution des segments à l'instant initial . . . 131
A.10 Modèle de Phan-Thien et Tanner . . . 131

B Écoulement de Poiseuille 133

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

C Mésalignement du contact **135**
C.1 Disposition des capteurs de déplacement 135
C.2 Mesures du mésalignement - Test stationnaire 135
C.3 Mesures du mésalignement - Test dynamique 136
C.4 Influence de la température 137

Bibliographie **144**

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

Liste des tableaux

III.1 Influence de la viscosité moyenne de l'équation de Reynolds Modifiée sur la précision de la résolution numérique : comparaison avec la résolution de l'équation de Reynolds Généralisée 50

III.2 Maillages testés pour optimisation de la discrétisation 53

III.3 Dimensions de la butée simulée pour l'influence du maillage 53

III.4 Dimensions de la butée B 56

IV.1 Géométries des butées testées sur le banc d'essai (voir aussi Fig.IV.7) 68

V.1 Détermination expérimentale des fréquences de résonance du film hydrodynamique à partir du modèle *masse-ressort-amortisseur* à 1 DDL ($\omega = 1000Hz$ - $T = 50°C$) 119

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

Table des figures

I.1 Courbe de Stribeck (h : épaisseur du film - R_a : rayon moyen des aspérités) . . 6

I.2 Différents types de paliers 6

I.3 Principales catégories de butées à géométrie fixe 9

I.4 Patin à poche d'huile et champ de pression couramment associé [Arghir et al., 2002] 10

I.5 Principe de prise en compte de l'usure dans le design des butées hydrodynamiques (source : HTT) 10

I.6 Distribution de pression d'une butée mésalignée de 0.03 ° 12

I.7 Performances des patins d'une butée mésalignée de 0.03 ° 12

I.8 Principe de recirculation d'huile entre deux patins successifs d'une butée . . . 13

I.9 Turbocompresseurs HTT à système lubrifié 14

(a) Butée et palier séparés 14

(b) Butée intégrée au palier 14

I.10 Influence du système lubrifié de turbocompresseur sur les performances d'un moteur 17

(a) Régime *stationnaire* 17

(b) Régime *transitoire* 17

I.11 Pulsations moteur d'un 8 cylindres à 6000 tr/min 19

I.12 Contraintes de cisaillement en fonction du taux de cisaillement pour différents types de fluide 20

I.13 Viscosité apparente d'un fluide rhéofluidifiant en fonction du taux de cisaillement 23

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

I.14 Modèles viscoélastiques de type Maxwell 25

I.15 Effet Weissenberg : Ascension d'un fluide sur une tige [source : MIT] 27

II.1 Vue en coupe du contact hydrodynamique d'un turbocompresseur représentatif de cette étude 30

II.2 Butée à six patins de turbocompresseur Honeywell $R_{int} = 3.4mm$ - $R_{ext} = 6.5mm$ 31

(a) Face $N°1$ 31

(b) Face opposée 31

II.3 Conditions aux limites du problème thermique 39

II.4 Système d'axes du contact étudié 42

III.1 Synoptique du programme 48

III.2 Vitesse tangentielle de l'écoulement - Vue en coupe ($\theta = 30°$) Butée A - 2500 Hz - 10 μm - 90°C 49

III.3 Localisation des points de comparaison des températures obtenues par Dadouche et Ahmed 51

III.4 Influence du pas de temps sur la convergence lors d'un démarrage en cisaillement simple ($\lambda = 1,5.10^{-5}s$; $\xi = 0.4$; $\epsilon = 0$) 52

III.5 Influence du pas de temps sur la convergence lors d'un démarrage en cisaillement simple ($\lambda = 1,5.10^{-6}s$; $\xi = 0.4$; $\epsilon = 0$) 52

III.6 Influence du maillage sur la précision de la capacité de charge et la puissance dissipée 54

III.7 Influence du critère de convergence en pression pour $DT = 10^{-6}$ 55

III.8 Influence de DP et DT sur les prédictions 55

III.9 Influence de la concentration en polymères sur la charge axiale ($\lambda = 10^{-4}s$, $\xi = 10^{-2}$, $\epsilon = 10^{-3}$) 57

III.10 Influence de la concentration en polymères sur la puissance dissipée ($\lambda = 10^{-4}s$, $\xi = 10^{-2}$, $\epsilon = 10^{-3}$) 57

III.11 Influence du temps de relaxation sur la puissance dissipée ($\xi = 0.1$, $\epsilon = 0.001$) 58

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

III.12 Influence du temps de relaxation en régime transitoire pour un contact parallèle *a)* σ_{xy} *pour* $\xi = 0.1$ - *b)* σ_{xy} *pour* $\xi = 0.4$ *c)* $N1$ *pour* $\xi = 0.1$ - *d)* $N1$ *pour* $\xi = 0.4$ 59

IV.1 Banc composant de la butée en régime transitoire 62

IV.2 Éléments de la cartouche et du driver 63

IV.3 Éléments du driver et du chariot 64

IV.4 *Butée A* montée dans la cartouche - Thermocouple N°2 visible 65

IV.5 Schéma de principe du contact hydrodynamique de la butée sur le banc d'essai 66

IV.6 Shaker monté en série avec l'actuateur pneumatique 67

IV.7 Géométrie de la *butée A* 68

IV.8 Principales catégories de capteurs RTD, PT100 71

IV.9 Capteurs de déplacement 72

(a) Têtes des capteurs $Micro - Epsilon$ 72

(b) Dos des capteurs $Micro - Epsilon$ 72

IV.10 Principe de la 1ere méthode de mesure des pertes de puissance Problème d'alignement du ressort 73

IV.11 Loi de Walther & McCoull appliquée à l'huile Castrol Edge Longlife II 0W30 . 76

IV.12 Loi de Cross appliquée à l'huile Castrol Edge Longlife II 0W30 76

IV.13 Dilatation thermique des pièces mécaniques due à la hausse de la température locale 79

IV.14 Influence de la déflection du collet sur la mesure d'épaisseur de film Mesure d'épaisseur négative 80

IV.15 Déflection du collet due à l'application d'une charge axiale 81

IV.16 Charge axiale en fonction de l'épaisseur de film - *Butée A* ($\omega = 1000Hz$ $T_{alim} = 50°C$ $P_{alim} = 4\ bar$) 82

V.1 Epaisseur de film en fonction de la charge axiale ($\omega = 1000Hz$ $T_{alim} = 50°C$ $P_{alim} = 4\ bar$) 86

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

V.2 Epaisseur de film en fonction de la charge axiale ($\omega = 1000Hz$ $T_{alim} = 100°C$ $P_{alim} = 4\ bar$) 87

V.3 Influence de la vitesse sur la charge axiale - Butée A ($T_{alim} = 50°C$ $P_{alim} = 4\ bar$) 88

V.4 Influence de la recirculation sur la capacité de charge 89

(a) Butée A - $2500Hz$ - 100°C 89

(b) Butée B - $1000Hz$ - 100°C 89

(c) Butée C - $1000Hz$ - 50°C 89

V.5 Nombre de Reynolds Modifié local au sein du contact ($\omega = 5000Hz$ - $T = 120°C$ - $h_{min} = 40\mu m$) 90

V.6 Pondération de l'inertie du fluide permettant la convergence numérique [en %] 92

(a) Pondération maximale sans incrément ($\bar{x} = 64.7\%$) 92

(b) Pondération maximale avec incrément de 0.1% ($\bar{x} = 94.1\%$) 92

(c) Pondération maximale avec incrément de 1% ($\bar{x} = 96.3\%$) 92

(d) Pondération maximale avec incrément de 2% ($\bar{x} = 95.3\%$) 92

(e) Pondération maximale avec incrément de 4% ($\bar{x} = 94.5\%$) 92

V.7 Influence de l'inertie sur la capacité de charge - Butée B ($\omega = 2500Hz$ $T_{alim} = 90°C$ $P_{alim} = 0\ bar$) 93

V.8 Comparaison des méthodes de mesure des pertes par frottement (*Butée A :* $\omega = 1000Hz$ $P_{alim} = 4\ bar$) 94

V.9 Pertes par frottement des drivers seuls - Méthode enthalpique 94

V.10 Pertes par frottement expérimentales à $T = 50°C$ ($\omega = 1000Hz$ $P_{alim} = 4\ bar$) 95

V.11 Pertes par frottement expérimentales à $T = 100°C$ ($\omega = 1000Hz$ $P_{alim} = 4\ bar$) 95

V.12 Influence de la vitesse sur les pertes par frottement de la butée A ($T = 50°C$ $P_{alim} = 4\ bar$ $Recirculation_{num} = 0.8$) 96

V.13 Influence de la recirculation sur les pertes par frottement à 50°C 98

(a) Butée A - $1000Hz$ - 50°C 98

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

(b) Butée B - $1000Hz$ - 50°C 98

(c) Butée C - $1000Hz$ - 50°C 98

V.14 Influence de la recirculation sur les pertes par frottement à 100°C 99

(a) Butée A - $1000Hz$ - 100°C 99

(b) Butée B - $1000Hz$ - 100°C 99

(c) Butée C - $1000Hz$ - 100°C 99

V.15 Élévation de température au sein du contact - Résultats expérimentaux ($\omega = 1000Hz \quad T_{alim} = 50°\text{C} \quad P_{alim} = 4\ bar$) 100

V.16 Influence de la température d'alimentation sur l'élévation de température Résultats expérimentaux ($\omega = 1000Hz \quad P_{alim} = 4\ bar$) 101

V.17 Influence de la vitesse sur l'élévation de température (Butée $A \quad T = 50°\text{C}$ $P_{alim} = 4\ bar$) 102

V.18 Champ de température à mi-épaisseur de la butée A ($h_{min} = 6\mu m$ - $\omega = 1000Hz$ - $T = 50°\text{C}$) 103

(a) Aucune recirculation 103

(b) Coefficient de recirculation de 0.85 103

V.19 Influence de la recirculation sur l'élévation de température à 50°C 104

(a) Butée A - $1000Hz$ - 50°C 104

(b) Butée B - $1000Hz$ - 50°C 104

(c) Butée C - $1000Hz$ - 50°C 104

V.20 Influence de la recirculation sur l'élévation de température à 100°C 105

(a) Butée A - $1000Hz$ - 100°C 105

(b) Butée B - $1000Hz$ - 100°C 105

(c) Butée C - $1000Hz$ - 100°C 105

V.21 Mesures de débits ($\omega = 1000Hz$ - $P_{alim} = 4\ bar$) 107

V.22 Influence de la vitesse sur le débit (Butée A - $T = 50°\text{C}$ - $P_{alim} = 4\ bar$) . . . 107

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

V.23 Débits d'huile pour un écoulement de Poiseuille (Butée A - Vitesse nulle) . . . 108

V.24 Débits d'huile pour des écoulements de Couette et Poiseuille superposés (Butée A - $W = 10N$ - $\omega = 1000Hz$ - $T = 55°$) 108

V.25 Influence de la recirculation sur le débit de la butée A ($\omega = 1000Hz$ - $P_{alim_{banc}} = 4bar$) 109

V.26 Mesures de débits pour $\omega = 1000Hz$ à 100°C et $P_{alim_{banc}} = 4bar$ 110

(a) Butée A - $P_{alim_{num}} = 2bar$ 110

(b) Butée B - $P_{alim_{num}} = 2bar$ 110

(c) Butée C - $P_{alim_{num}} = 2bar$ 110

V.27 Pertes de charge entre le point de mesure et l'entrée de la cartouche ($T = 100$°C - $0W30$) 111

V.28 Interpolation stationnaire reliant l'épaisseur de film à la charge axiale $\omega = 1000Hz$ $T_{alim} = 100$°C $P_{alim} = 0bar$ 112

V.29 Influence des pulsations moteurs sur l'épaisseur de film - Résultats expérimentaux *a) f=50 Hz* *b) f=200 Hz* *c) f=400 Hz* *d) f=500 Hz* (*Butée B :* $\omega = 1000Hz$ $T_{alim} = 100$°C $P_{alim} = 0bar$) 113

V.30 Influence des pulsations moteurs sur l'épaisseur de film - Résultats numériques (*Butée B :* $\omega = 1000Hz$ $T_{alim} = 100$°C $P_{alim} = 0bar$ 115

(a) $f = 50\ Hz$ 115

(b) $f = 400\ Hz$ 115

V.31 Balayage fréquentiel des pulsations moteurs pour la *butée A* ($\omega = 1000Hz$ $T_{alim} = 50$°C $P_{alim} = 4\ bar$ $\bar{W} \in [0.21, 0.46]$) 116

V.32 Balayage fréquentiel des pulsations moteurs pour la *butée B* ($\omega = 1000Hz$ $T_{alim} = 50$°C $P_{alim} = 4\ bar$ $\bar{W} \in [0.25, 1]$) 117

V.33 Balayage fréquentiel des pulsations moteurs pour la *butée C* ($\omega = 1000Hz$ $T_{alim} = 50$°C $P_{alim} = 4\ bar$ $\bar{W} \in [0.42, 0.84]$) 118

V.34 Jeu axial de la *butée B* mesurée par procédure post-test 119

V.35 Influence des pulsations moteurs sur la butée A ($\omega = 1000Hz$ $T = 50$°C $P_{alim} = 4bar$) 120

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

(a) Charges comprises entre $\bar{W} = 0.21$ et $\bar{W} = 0.46$ 120

(b) Charges comprises entre $\bar{W} = 0.46$ et $\bar{W} = 0.80$ 120

V.36 Influence des pulsations moteurs sur la butée A ($\omega = 1000Hz$ $T = 100°C$ $P_{alim} = 4bar$) 121

(c) Charges comprises entre $\bar{W} = 1.43$ et $\bar{W} = 3.15$ 121

(d) Charges comprises entre $\bar{W} = 3.15$ et $\bar{W} = 5.43$ 121

B.1 Principe de l'écoulement de Poiseuille entre deux plaques parallèles 133

C.1 Répartition des capteurs de déplacement face à la cible 135

C.2 Détection du mésalignement par les capteurs de déplacement Butée A - $\omega = 1000Hz$ - $T = 50°C$ - $\bar{W} = 0.084$ 136

C.3 Mesures de mésalignement durant la reproduction de pulsations moteurs Butée A - $\omega = 1000Hz$ 137

C.4 Influence de la température sur le mésalignement pour différentes charges Butée A - $\omega = 1000Hz$ 138

(a) 50°C 138

(b) 90°C 138

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

Notations

B	$[m]$	:	la largeur d'un patin
c_0	$[m]$	:	le demi jeu axial
C_p	$[J.kg^{-1}.K^{-1}]$	:	la coefficient calorifique du fluide
D_{ij}	$[s^{-1}]$	:	les composantes de la matrice des déformations
f_i	$[m.s^{-2}]$	:	les forces extérieures
h	$[m]$	:	l'épaisseur du film hydrodynamique
h_2	$[m]$	:	l'épaisseur minimale du film hydrodynamique
h_p	$[W.m^{-2}.K^{-1}]$	:	le coefficient d'échange thermique du fluide
I	$[m^3.s^{-2}]$	:	l'inertie moyennée à travers le film
k_h	$[W.m^{-1}.K^{-1}]$	:	le coefficient de conductivité thermique du fluide
k_p	$[W.m^{-1}.K^{-1}]$	:	le coefficient de conductivité thermique du patin
L	$[m]$	:	la longueur angulaire d'un patin
p	$[Pa]$	:	la pression relative dans le film fluide
P	$[W]$	:	la puissance dissipée par la butée
q_x, q_z	$[m^2.s^{-1}]$	:	les débits tangentiel et radial moyenné à travers le film
r, θ, y	$[m]$	:	les coordonnées polaires de l'espace
R	$[m]$	:	le rayon moyen de la butée
R_{int}, R_{ext}	$[m]$	:	les rayons intérieur et extérieur de la butée
t	$[s]$	:	la variable temporelle
t_e	$[s]$	:	la durée de l'évènement transitoire étudié
T	$[K]$	:	le champ de température dans le fluide
T_{alim}	$[K]$	:	la température d'alimentation en huile
T_p	$[K]$	:	le champ de température dans le patin
T_{butee}	$[K]$	:	une température limite imposée
u, v, w	$[m.s^{-1}]$	:	les composantes de la vitesse dans le repère cartésien
U	$[m.s^{-1}]$	:	la vitesse tangentielle de la butée
U_1,W_1	$[m.s^{-1}]$	:	les vitesses de Poiseuille moyennées
W	$[N]$	:	la charge axiale de la butée
x, y, z	$[m]$	:	les coordonnées cartésiennes de l'espace

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

α	[-]	:	le coefficient de recirculation
δ	[-]	:	le coefficient de Navier
δh	$[m]$	:	amplitude du mésalignement sur le banc d'essai
ϵ	[-]	:	le rapport du taux de disparition des chaînes de polymères sur leur taux d'apparition
$\dot{\gamma}$	$[s^{-1}]$	:	le taux de cisaillement du fluide
η	$[Pa.s]$	:	la viscosité dynamique locale du fluide
η_m	$[Pa.s]$	:	la viscosité dynamique moyenne du fluide
η_0	$[Pa.s]$	:	la viscosité dynamique du fluide au repos à T_{alim}
η_s, η_p	$[Pa.s]$	:	les viscosités dynamiques des parties solvant et polymère du fluide
η_{p_0}	$[Pa.s]$	:	la viscosité dynamique de la partie polymère du fluide au repos
κ	$[K^{-1}]$	:	le coefficient de dilatation thermique du fluide
λ	$[s]$	:	le temps de relaxation du fluide
ν	$[m^2.s^{-1}]$	:	la viscosité cinématique du fluide
ρ	$[kg.m^{-3}]$	:	la masse volumique du fluide
σ_{ij}	$[Pa]$	:	les composantes de la matrice des contraintes
σ_s, σ_p	$[Pa]$	:	les contraintes attribuées aux parties solvant et polymère du fluide
ω	$[Hz]$	:	la vitesse de rotation du banc d'essai
ξ	[-]	:	le paramètre de glissement des chaînes de polymères
$De = \lambda/t$	[-]	:	le nombre de Deborah
$Pe = \frac{\rho C_p U h_2^2}{R k_h}$	[-]	:	le nombre de Peclet
$Re^* = \frac{\rho h_2^2 \omega}{\eta_0}$	[-]	:	le nombre de Reynolds Modifié
$Wi = \lambda \dot{\gamma}$	[-]	:	le nombre de Weissemberg
HTT		:	Honeywell Turbo Technologies
THD		:	Thermohydrodynamique
SF		:	Semi-Floating (Semi-Flottant)
FF		:	Fully-Floating (Flottant)
HTHS		:	High Temperature High Shear (150°C, $10^6 s^{-1}$)
MPTT		:	modèle de Phan-Thien and Tanner Modifié
TC		:	Turbocompresseur
P1T/P2T		:	Pression à l'entrée/sortie de la turbine
T1T/T2T		:	Température à l'entrée/sortie de la turbine
T1L/T2L		:	Température d'entrée/sortie d'huile
RTD		:	Resistance Temperature Detector
CHRA		:	Center Housing Rotating Assembly

Notons que toute variable sans dimension sera surmontée d'une barre $\bar{.}$

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

Introduction

L'automobile constitue probablement l'un des objets les plus représentatifs de la mécanique dans la pensée collective. Celle-ci en concentre plusieurs aspects, pas toujours visibles par le consommateur. Par exemple, la rigidité des châssis est travaillée selon le public visé par le véhicule et varie entre isolement actif de l'environnement extérieur et transmission de chaque détail de la chaussée ; le développement de zones d'endommagement et d'absorption des chocs est réalisé afin de réduire les dommages corporels en cas d'accident ; les boîtes de vitesses sont étudiées afin de transmettre des couples toujours plus importants, tout en minimisant l'encombrement et la consommation ; les pneumatiques assurent un contact performant avec la route et participent à une sécurité croissante malgré l'étendue des revêtements.

Parmi tous les composants mécaniques d'une voiture, le moteur est certainement la partie la plus caractéristique de la mécanique automobile. Il met en jeu des températures, des contraintes et des vitesses de déplacement très importantes et nécessite l'usage de fluide caloriporteur, d'huile, d'air, voire d'une solution d'urée pour assurer son bon fonctionnement. D'une manière générale, il devient de plus en plus technologique pour faire face aux sévères contraintes d'encombrement, de performances, de réduction de consommation et d'émissions.

L'une de ces technologies mécaniques consiste en la turbocompression. Ce type de suralimentation tend à se généraliser compte tenu qu'il permet à la fois un gain de performance et une économie de carburant. Il concerne désormais les grosses cylindrées de véhicules sportifs - parfois équipés de biturbos, voire de triturbos - ainsi que les petites cylindrées de citadines. Mais la turbocompression s'applique également aux engins de chantier, aux véhicules commerciaux et au monde de la compétition automobile. Pour augmenter le régime d'un moteur thermique, il est nécessaire d'intensifier la combustion du mélange d'air et de carburant ayant lieu dans ses cylindres. Ce mélange a lieu dans des proportions stœchiométriques pour un moteur essence - théoriquement 14.7 grammes d'air pour 1 gramme d'essence - tandis qu'un moteur diesel nécessite un excédent d'air plus important - en pratique, 20 à 30 grammes d'air pour 1 gramme de gazole. Or, s'il est facile pour les systèmes d'injection d'assurer une importante alimentation en carburant, il n'est pas évident d'approvisionner le moteur en des volumes d'air considérables sans artifice. Le rôle du turbocompresseur est d'augmenter la quantité d'air ambiant fournie au moteur en utilisant l'enthalpie des gaz d'échappement. Ceux-ci mettent en rotation la roue turbine du turbo, laquelle transmet sa vitesse de rotation à la roue compresseur qui comprime l'air vers les cylindres.

Les progrès techniques de ces dernières années ont apporté de nouvelles fonctionnalités qui améliorent les performances du turbo moderne. Mais ces avancées techniques sévérisent également ses conditions de fonctionnement en régime dynamique, notamment pour son système lubrifié. Parmi ces améliorations, on compte les nouveaux systèmes d'actuation qui régulent la vitesse d'ouverture de la géométrie variable de la roue turbine du turbocompresseur et introduisent une grande variété de vitesses de variation de la pression ; l'existence de multiples clapets du côté

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

compresseur et turbine qui contrôlent efficacement les débits d'air mais engendrent également de soudains sauts de charge axiale ; les architectures multi-étagées (deux, voire trois étages) visant à améliorer le temps de réponse et la suralimentation et à couvrir un large domaine de fonctionnement mais qui sont à l'origine d'accélérations très importantes lors du passage d'un mode de fonctionnement à un autre.

Malgré ces avancées technologiques, certaines problématiques subsistent. Parmi elles, deux phénomènes sont de première importance pour le fabricant de turbocompresseurs Honeywell Turbo Technologies, leader mondial de la turbocompression automobile.

Le premier consiste en un délai temporel couramment observé entre l'augmentation de la pression du côté turbine (P1T) engendrée par l'appui du pied du conducteur sur la pédale et l'augmentation de la vitesse de rotation du turbo. Ce phénomène est appelé *décalage turbo (turbo lag)* ou encore *time to boost* ou *time to torque*. Il trouve son origine dans les systèmes lubrifiés du turbo, notamment dans la butée, où un couple de frottement parasite existe. Des solutions nouvelles permettent de s'affranchir de ce délai (turbo à roulement à billes, e-booster...) mais elles restent complexes, coûteuses et sont davantage réservées aux véhicules haut de gamme ainsi qu'à la compétition automobile. C'est pourquoi apparaît le besoin d'investiguer le comportement rhéologique des huiles de moteur actuelles afin d'étudier l'influence de leurs propriétés intrinsèques sur les performances de la butée hydrodynamique.

La seconde problématique réside dans un évènement transitoire important se produisant à chaque instant du fonctionnement du moteur, même à vitesse constante. Il s'agit des pulsations moteurs. Ce phénomène trouve son origine dans le cycle de combustion du moteur et consiste en d'importantes variations de la charge axiale appliquée à la butée du turbocompresseur. Or, le dimensionnement actuel de la butée est basé sur l'étude stationnaire de cas critiques de la vie réelle du moteur. Bien que ces études permettent de quantifier le comportement global du turbo, elles ne sont pas suffisantes pour optimiser la butée ou décrire l'impact des pulsations moteur sur ce composant. Les butées actuelles sont-elles surdimensionnées et sources d'un frottement optimisable ? Au contraire, la géométrie des butées actuelles est-elle source d'un fonctionnement plus critique que prévu en termes d'épaisseur de film ?

Dans un premier chapitre, les principes de la lubrification hydrodynamique ainsi que ses axes de recherche sont exposés. Les spécificités des butées de turbocompresseurs automobiles à géométrie fixe et la rhéologie des huiles de moteur sont également abordées.

Le deuxième chapitre présente les développements analytiques de cette étude. Les deux lois rhéologiques et le modèle viscoélastique retenus sont détaillés. Les manipulations menant à la formulation d'une équation de Reynolds Modifiée originale sont énoncées.

Au troisième chapitre, nous évoquons les méthodes numériques mises en place pour la résolution des équations de l'écoulement. L'architecture globale du logiciel est abordée ainsi que l'influence des paramètres clés du modèle.

Le dispositif expérimental développé dans cette étude est décrit au chapitre IV. Les aspects mécaniques et le système d'acquisition des différentes variables mesurées sont énoncés. Les procédures des essais stationnaires et dynamiques sont présentées.

Le cinquième chapitre compare les résultats expérimentaux aux prédictions numériques. Des cas stationnaires et dynamiques sont étudiés en termes de charge axiale, de pertes par frottement, d'épaisseur de film, de température et de débit. La corrélation entre ces données est discutée et critiquée.

Afin de clore ce mémoire, une conclusion générale fait figurer, entre autres, les perspectives de cette étude.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

Chapitre I

État de l'Art

Ce chapitre présente les principes et les problématiques de la lubrification hydrodynamique ainsi que les problèmes industriels qui nous intéressent. Les butées à géométrie fixe et leur application spécifique aux turbocompresseurs automobiles sont approfondies. Le comportement caractéristique des huiles de moteurs est également présenté.

Table des matières

I.1 Introduction . . . 4
I.2 Lubrification thermohydrodynamique . . . 5
I.2.1 Paliers hydrodynamiques . . . 5
I.2.2 Butées hydrodynamiques . . . 8
I.2.3 Lubrification d'un turbocompresseur automobile . . . 14
I.3 Lubrification en régime transitoire . . . 15
I.3.1 Problématique du décalage turbo . . . 16
I.3.2 Problématique des pulsations moteurs . . . 18
I.4 Rhéologie d'une huile moteur . . . 18
I.4.1 Influence de la température . . . 21
I.4.2 Caractère rhéofluidifiant . . . 22
I.4.3 Viscoélasticité . . . 23
I.5 Conclusion . . . 27

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

I.1 Introduction

La lubrification est un domaine de la tribologie intervenant dans une multitude d'applications rassemblées par le besoin de limiter le frottement et l'usure entre deux pièces mécaniques en mouvement l'une par rapport à l'autre. Les dimensions des systèmes, les contraintes du contact, la nature du mouvement, la complexité d'entretien et la fréquence d'utilisation sont autant de paramètres qui différencient les systèmes lubrifiés et constituent leur variété. À titre d'exemple, nous pouvons citer des systèmes de grandes tailles tels que les engrenages et roulements d'éoliennes ; des systèmes plus petits tels que les mécanismes horlogers automatiques ; des mécanismes du vivant comme les prothèses de hanche, de genou ou le contact de la paupière sur l'oeil ; des systèmes plus ordinaires comme les gonds d'une porte ; des systèmes plus récents tels que les ventilateurs d'ordinateurs.

Parmi ces applications se trouve le moteur à combustion interne. Celui-ci possède plus d'une centaine de contacts lubrifiés présents dans la boîte de vitesses, l'embrayage, le différentiel, les roulements, les pistons, les segments, le vilebrequin, l'arbre à cames, etc... La résistance au mouvement générée dans chacun de ces contacts est une source de pertes par frottement qui réduit l'énergie transmise aux roues du véhicule. À l'échelle d'une voiture, 48% de l'énergie perdue sont imputés aux frottements - secs et lubrifiés -, 17% à la résistance à l'avancement et 35% à la résistance à l'accélération [Tung and McMillan, 2004]. Parmi ces pertes par frottement, 22.5% sont dus aux roulements, paliers et butées.

En réduisant la dissipation d'énergie et l'usure des moteurs et des transmissions, Fessler et Fenske estiment à 120 milliards de US$ l'économie qui pourrait être réalisée chaque année aux États-Unis dont 12 à 15 milliards par économie de carburant au prix du cours de pétrole durant l'année 1999 [Fessler and Feske, 1999]. Mais le secteur des transports n'a de cesse de se développer et Holmberg et al. notent récemment que l'énergie requise par ce domaine a augmenté de 37% entre 1990 et 2005. En 2012, les transports routiers représentaient 72% de l'énergie totale dépensée à l'échelle mondiale des transports et 80% des émissions de CO_2 [Holmberg et al., 2012]. Si les aspects financiers sont naturellement pris en compte par les industriels, ce sont principalement les consensus internationaux qui les poussent à mieux se positionner sur le plan environnemental. Effectivement, l'instauration de normes limitant les émissions de gaz et de particules oblige les constructeurs automobiles à réduire la consommation de leurs véhicules. Depuis 2015, tout véhicule neuf mis en circulation en Europe doit respecter la norme Euro 6 établie par le Parlement Européen et le Conseil de l'Union Européenne [ICCT, 2014]. Celle-ci limite les émissions de CO_2 à 130 g/km. Aux vues de la taille moyenne des véhicules européens, ceci correspond à une consommation moyenne de 5.6 $L/100km$ - la moyenne européenne se situait à 132 g/km en 2012 pour 5.3 $L/100km$, contre 160 g/km en 2006. D'ici 2020, la tendance de l'économie d'énergie continuera avec un objectif de 95 g/km, soit une consommation moyenne du parc automobile d'environ 3.8 $L/100km$.

Il apparaît que les enjeux de la lubrification dans le développement des moteurs actuels et futurs ne sont pas uniquement économiques mais également environnementaux et qu'ils reflètent à ce titre un devoir éthique en plus d'une obligation financière. Il en est de même pour le développement de tous les composants du moteur, notamment des turbocompresseurs étudiés ici.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

I.2 Lubrification thermohydrodynamique

Si l'histoire de la lubrification était déjà imagée par des hiéroglyphes il y a environ 4500 ans, son étude en tant que science n'apparaît qu'à partir de la révolution industrielle il y a deux siècles. Elle commence avec le Français Gustave-Adolphe Hirn qui, en 1849, différencie expérimentalement deux sortes de contacts. D'une part le contact sec régi par la loi de Coulomb et d'autre part les contacts lubrifiés. Pour ce dernier, Hirn constate que le couple de frottement est directement proportionnel à la vitesse de rotation pourvu que la température soit constante et la vitesse pas trop faible. Cette catégorie est aujourd'hui appelée *lubrification hydrodynamique* [Berthe et al., 1987; Frêne et al., 1997]. Ses travaux, les premiers du genre et dont les résultats contredisent la loi de Coulomb, furent d'abord rejetés par l'Académie des Sciences Française et la Royal Society of England avant d'être approuvés et publiés cinq années plus tard par le Bulletin de la Société Industrielle de Mulhouse [Hirn, 1854].

Ce n'est qu'en 1886, par ailleurs année de l'invention de la première automobile par Gottlieb Daimler, que les bases théoriques de la lubrification hydrodynamique sont établies. Osborne Reynolds, très connu à l'époque pour ses travaux en matière d'écoulements turbulents, parvient à mettre en équation le phénomène de capacité de charge générée par deux surfaces convergentes en mouvement relatif [Reynolds, 1886]. Physiquement, cette géométrie ou *coin d'huile* génère un champ de pression à l'origine de la capacité de charge permettant d'appliquer un effort au système tout en évitant le contact des surfaces en vis-à-vis. Toutefois, son équation aux dérivées partielles du second ordre est complexe et aucune solution acceptable ne lui est trouvée avant le début du XXe siècle.

Au début des années 1900, Richard Stribeck est le premier à représenter le frottement d'un contact en fonction des conditions de fonctionnement - vitesse, viscosité et charge - quel que soit le type de contact lubrifié. Cette courbe, appelée courbe de Stribeck (voir Fig.I.1), distingue trois catégories de lubrification :

- la lubrification limite
- la lubrification mixte
- la lubrification hydrodynamique

Ces trois catégories couvrent deux décades d'intensité de frottement. Dans la première catégorie, ce sont les aspérités qui supportent la charge. Le frottement est celui des contacts secs, c'est-à-dire élevé et constant avec la vitesse. Dans le cas du régime mixte, l'intensité du frottement diminue fortement avec l'augmentation de la vitesse. Il n'y a *presque* pas de contact entre les deux surfaces. Ce régime n'est pas idéal mais peut être correct en présence de bons additifs. Enfin la dernière catégorie constitue la lubrification pleine. Un film hydrodynamique est créé et maintient distantes les deux surfaces en mouvement. Les frottements augmentent doucement avec l'augmentation de la vitesse. Dans le cas des turbocompresseurs et à l'exception des phases de démarrage, le contact de la butée qui nous concerne dans cette étude relève de cette catégorie [Tung and McMillan, 2004].

I.2.1 Paliers hydrodynamiques

Les paliers ont pour fonction de supporter des efforts radiaux. Leur fonctionnement repose sur le même principe que celui de la butée, c'est-à-dire la création d'un champ de pression dans un convergent grâce au mouvement relatif entre un arbre et son coussinet. Leurs géométries sont

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

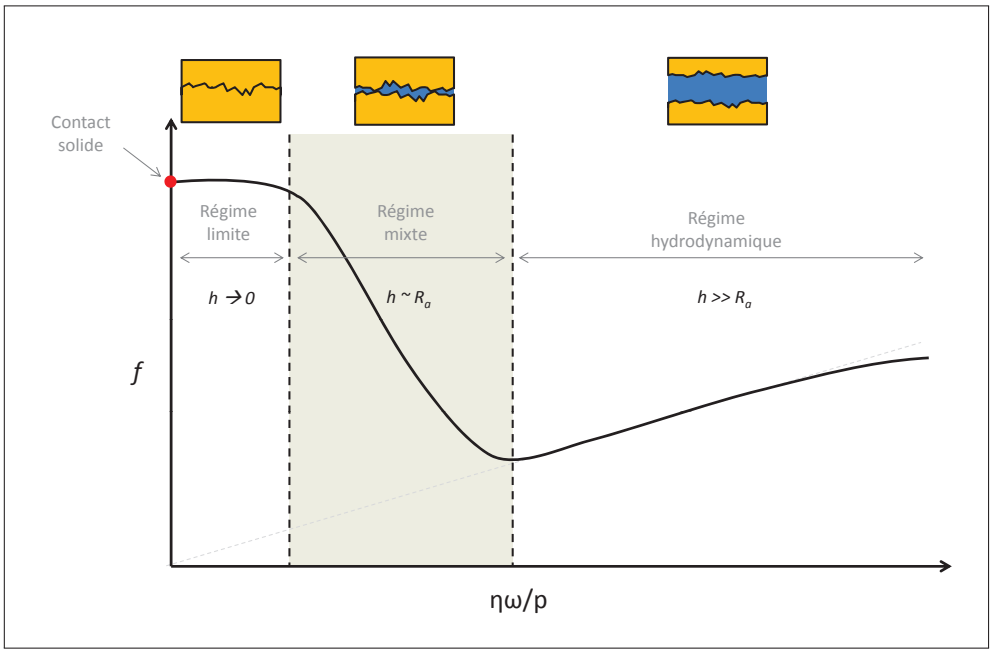


Figure I.1 – Courbe de Stribeck (h : épaisseur du film - R_a : rayon moyen des aspérités)

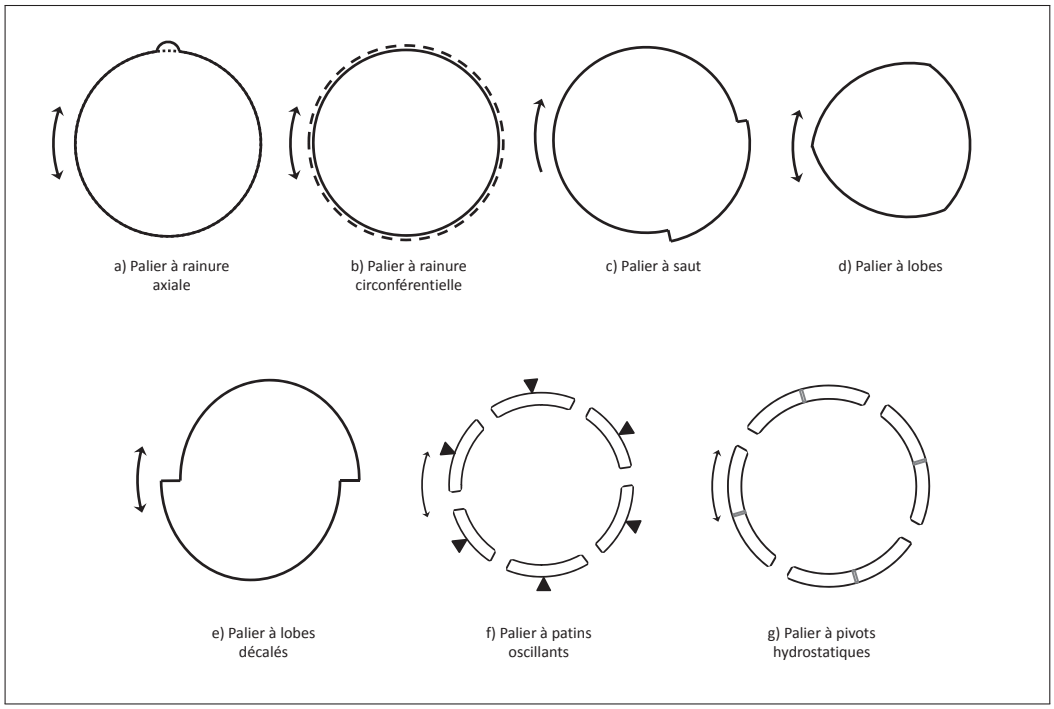


Figure I.2 – Différents types de paliers

variées (voir Fig.I.2) et présentent des avantages et des inconvénients selon les conditions de fonctionnement [Frêne, 1995].

Mais le problème de cavitation au niveau du divergent de ce contact repousse la formulation d'une solution réaliste à l'équation de Reynolds jusqu'aux années 1930. Effectivement, Arnold Sommerfeld trouve dès 1904 une solution analytique au cas des paliers de longueur infinie mais sa

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

solution comporte des valeurs de pression négatives dans la zone de rupture du film [Sommerfeld, 1904]. Ce champ négatif, anti-symétrique au champ positif, requiert la capacité du fluide à résister à de fortes contraintes de traction. Or, bien qu'il existe de tels fluides [Bertholet, 1850], ce n'est pas le cas d'un lubrifiant soumis à des taux de cisaillement élevés et un fort gradient de température [Braun and Hannon, 2010]. Dix ans plus tard, Ludwig Gümbel propose de fixer le champ de pression à une valeur nulle dans la zone de cavitation, améliorant ainsi les prédictions de portance des paliers [Gumbel, 1914]. Mais il faut attendre Swift et Stieber pour suggérer, indépendamment l'un de l'autre, respectivement en 1932 et 1933, de fixer la pression dans cette zone à la valeur de pression de vaporisation du lubrifiant et d'imposer un gradient de pression nul aux frontières de la zone de cavitation. Cette solution, plus réaliste, est plus connue aujourd'hui sous les termes de *conditions de Reynolds* et reste très largement utilisée de nos jours lors du calcul de la capacité de charge des paliers.

Bien que l'existence de certains phénomènes thermiques ait été détectée dès les premières expériences, leur prise en compte dans les études de paliers et de butées est plus récente. En 1933, Abert Kingsbury est le premier à étudier l'influence d'une variation de température à travers le film. Pour cela, il utilise un rhéomètre de Couette [Kingsbury, 1933]. Dans cette étude, il montre que le taux de cisaillement à la paroi du coussinet est inférieur de 60% aux prédictions isothermes. En 1944, Hagg donne une solution analytique au problème de Kingsbury en supposant que la conductivité thermique, contrairement à la viscosité, est indépendante de la température [Kingsbury, 1944]. Ceci démontre l'importance des propriétés du fluide lubrifiant.

Mais c'est Duncan Dowson, en 1962, qui est le premier à établir une modification de l'équation de Reynolds afin d'inclure les variations de viscosité et de masse volumique dans l'épaisseur du film. Il obtient ainsi une équation de Reynolds Généralisée [Dowson, 1962] qui, associée à l'équation de l'énergie, permet de mener des analyses thermohydrodynamiques (THD).

Cependant, les études isothermes continuent à être très largement utilisées jusque dans les années 1970 où les conditions de fonctionnement deviennent plus sévères, augmentant les températures des systèmes et modifiant ainsi leurs caractéristiques. En 1970, McCallion et ses co-auteurs [McCallion et al., 1970] découplent l'équation de l'énergie et l'équation de Reynolds et négligent les gradients de pression dans le film afin de calculer un champ de température. Bien que cette solution ne respecte pas l'équation de la continuité, leurs résultats sont proches des données expérimentales obtenues par Dowson [Dowson et al., 1967]. Le traitement séparé de ces deux équations permet une résolution plus aisée et plus rapide du problème. Pinkus et Bupara utilisent également cette méthode en 1979 [Pinkus and Bupara, 1979].

En 1978, Boncompain et Frêne montrent que, dans les conditions de leur étude, l'arbre et le coussinet sont reponsables de respectivement 5% et 10% de la chaleur évacuée dans le contact [Boncompain and Frêne, 1978]. Le restant de la chaleur est transporté par convection par le fluide.

En 1982 puis 1983, Ferron et ses co-auteurs [Ferron, 1982; Ferron et al., 1983] étudient le comportement THD d'un palier de dimension finie sous charge constante d'une manière numérique et expérimentale. Eux aussi résolvent l'équation de l'énergie dans le fluide et l'équation de la chaleur dans le coussinet en trois dimensions. Ils considèrent à la fois les échanges thermiques entre l'arbre en rotation et le fluide et entre le fluide et le coussinet. Leurs résultats expérimentaux corrèlent avec leurs prédictions numériques en termes de pression et de température. Ils observent toutefois des écarts au niveau des excentricités et les attribuent aux dilatations thermiques de l'arbre et du coussinet. Boncompain étudiera ces phénomènes numériquement et expérimentalement en 1984 [Boncompain, 1984].

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

Dans sa thèse, Ehret mène l'étude dynamique d'un palier lisse soumis à des charges impulsives reflétant par exemple la perte d'une ailette de turbine hydraulique [Ehret, 1993]. Il considère les effets d'inertie dans le fluide et montre qu'ils sont bénéfiques à une variation de charge soudaine dans la mesure où ils réduisent les efforts encaissés par le coussinet. Il note cependant que cet avantage est contrebalancé par l'effet rhéofluidifiant de l'huile qui abaisse la viscosité du fluide et, par conséquent, l'épaisseur de film.

En 2008, Gwynllyw et Phillips incluent l'aspect viscoélastique du lubrifiant sur les performances d'un système palier [Gwynllyw and Phillips, 2008]. Ils comparent le modèle d'Oldroyd-B au modèle de Phan-Thien et Tanner (PTT) en statique et en dynamique. Ils montrent dans les deux cas que le temps de relaxation de l'huile a une influence significative des performances du système en termes de capacité de charge. Ils présentent une réduction du film d'huile avec l'augmentation du temps de relaxation du modèle PTT, contrairement au modèle d'Oldroyd-B. Ils notent aussi que l'augmentation du paramètre de glissement entre le réseau de polymères et le solvant ainsi que l'augmentation du rapport du taux de destruction des chaines de polymères sur leur taux de formation entrainent chacune la diminution de la capacité de charge. Ces observations sont conformes à leurs attentes puisque l'augmentation de ces trois paramètres amplifie le caractère rhéofluidifiant de l'huile. Leurs travaux soulignent également que les effets viscoélastiques sont observables à l'échelle des champs de contraintes bien avant de faire varier la charge hydrodynamique.

I.2.2 Butées hydrodynamiques

Les butées hydrodynamiques ont pour fonction de reprendre un effort axial. Selon les applications concernées, différentes géométries de patins sont utilisées. Deux principes sont à distinguer.

Les butées dont la géométrie s'adapte aux conditions de fonctionnement :

- les butées à patins oscillants
- les butées à patins parallèles déformables
- les butées à plans inclinés déformables

Les butées à patins oscillants consistent en un plan monté sur une liaison pivot. Le principe de cette géométrie est l'auto-adaptation de la pente des patins aux conditions de fonctionnement. Dans le cas d'un pivot circonférentiel, la position du pivot se situe de manière optimale plus proche de la sortie du patin que de son entrée, autour de 60% de la longueur du patin. Dans le cas d'un pivot à la fois circonférentiel et radial, sa position est centrée et la surface du patin est généralement légèrement convexe. Toutefois, ces butées présentent un coût plus élevé que les butées à géométrie fixe et sont plus fragiles.

Le principe des butées à patins déformables repose sur la déformation mécanique de la surface élastique des patins. La pression générée dans le contact entraîne la modification de l'épaisseur de film et l'apparition de zones convergentes et divergentes selon la disposition des parties déformables.

Butées à géométrie fixe

La deuxième catégorie de butées consiste en des géométries fixes. Parmi elles, on trouve principalement :

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

– les butées à patins à échelons (encore dits *à sauts*, ou *de Rayleigh*)
– les butées à patins à échelons à poches
– les butées à patins texturés inclinés ou parallèles
– les patins à plan incliné

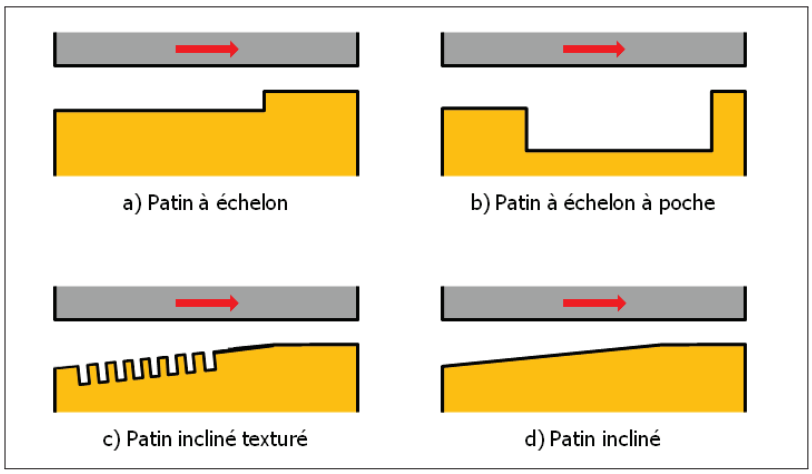


Figure I.3 – Principales catégories de butées à géométrie fixe

Les patins de Rayleigh permettent l'utilisation de lubrifiants très peu visqueux, tels que l'eau ou le gazole, correspondant à une épaisseur de film très faible (voir Fig.I.3-a-b). Leur hauteur d'échelon est habituellement du même ordre de grandeur que l'épaisseur du film généré. Toutefois les discontinuités de l'épaisseur de film compliquent le calcul du champ de pression. Celui-ci est souvent considéré constant dans la poche d'huile en première approximation. En 2002, Arghir et al. présentent une méthode de résolution à l'aide des volumes finis pour un patin dont la poche se situe en fin de butée (voir Fig.I.4). Leur étude assure la continuité du débit même en présence de discontinuité du champ de pression. Ils montrent que l'établissement de la pression peut avoir lieu dans la poche d'huile pourvu que sa profondeur ne soit pas trop importante [Arghir et al., 2002]. Dobrica et Fillon font une étude THD d'un patin similaire dont la poche débouche directement sur la section d'entrée. Ils trouvent que, pour leurs conditions de fonctionnement, une poche de dimension optimale occupe 80% de la largeur et près de 70% de la longueur de la butée, pour une profondeur de $20\mu m$ [Dobrica and Fillon, 2005b]. Dans une autre étude, tous deux observent que les résultats de la CFD restent toujours meilleurs que ceux obtenus sous l'hypothèse des films minces. Ils notent qu'au-delà de $500\mu m$, les erreurs de la résolution de l'équation de Reynolds proviennent essentiellement de l'absence des termes d'inertie [Dobrica and Fillon, 2005a].

Les patins texturés ont la particularité de posséder une topographie spécifique d'une partie de leur surface (voir Fig.I.3-c). Leurs performances diffèrent beaucoup selon les conditions de fonctionnement auxquelles ils sont soumis et le régime de lubrification du contact. Par ailleurs, les paramètres géométriques de leur texturation - profondeur, densité, forme, dimension - sont autant de sources de variation de leurs performances [Henry, 2013]. En régime hydrodynamique, leur principe repose sur la génération d'un pic de pression à chaque discontinuité de l'épaisseur de film. Ce phénomène local peut générer un effet global par la succession de plusieurs textures disposées de manière optimisée. Ces butées permettent d'augmenter l'épaisseur de film de 15 à 44% sous faible charge, tout en diminuant le couple de frottement et la température maximale dans le contact. Elles sont également connues pour diminuer sensiblement le pic de frottement au démarrage avant que le régime hydrodynamique ne soit atteint. Toutefois, ce régime de lu-

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

brification est atteint plus lentement que pour les butées à patins parallèles ou inclinés, ce qui augmente l'usure au démarrage [Bouyer et al., 2014].

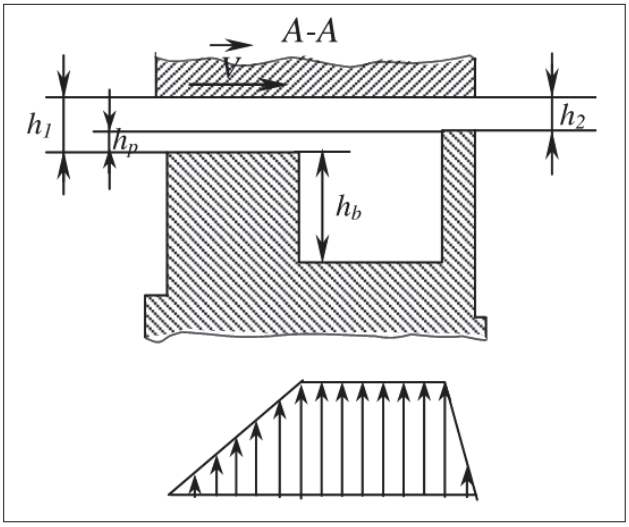


Figure I.4 – Patin à poche d'huile et champ de pression couramment associé [Arghir et al., 2002]

Les butées hydrodynamiques à plans inclinés sont très répandues dans les milieux industriels pour lesquels les vitesses de rotation des machines sont élevées. Elles autorisent des charges importantes dans des conditions de fonctionnement sévères. Le rapport entre leur épaisseur de film en entrée et leur épaisseur de film en sortie est optimal pour une valeur de 2.2. Leur géométrie est généralement optimisée pour prendre en compte l'usure des patins au cours de la vie de la butée, c'est-à-dire la diminution de l'épaisseur de rampe au cours du temps (Fig.I.5).

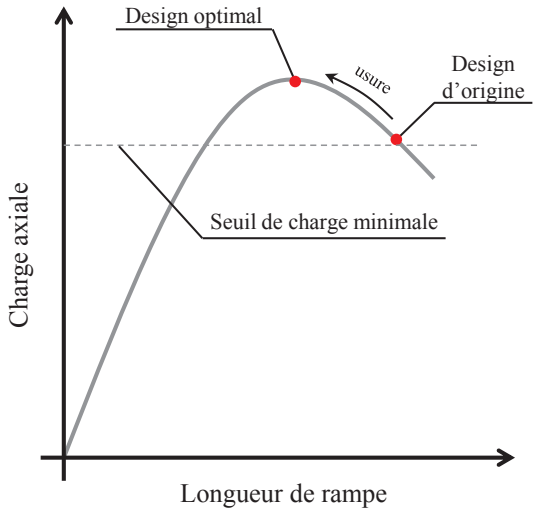


Figure I.5 – Principe de prise en compte de l'usure dans le design des butées hydrodynamiques (source : HTT)

Notre étude s'intéresse exclusivement à cette catégorie de butées.

Huebner étudie en 1974 les butées à géométrie fixe dans le cadre d'une analyse THD en régime turbulent. Il note qu'une chute de la température est observable lors de la transition d'un

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

écoulement laminaire à un écoulement turbulent [Huebner, 1974]. Capitao et Gregory observent ensemble la même chose en 1976 et 1977 [Capitao, 1976; Capitao et al., 1976].

Dans une autre étude, Huebner montre que les performances des butées sont principalement déterminées par le lubrifiant utilisé, l'alimentation en température, la vitesse et l'angle de la rampe des patins. Il remarque aussi que des conditions aux limites adiabatiques à l'interface fluide-patin permettent l'obtention de prédictions suffisamment précises des performances du système.

En 1978, Frêne démontre que la pente des rainures d'alimentation en huile n'a pas d'influence sur les caractéristiques de la butée tant qu'elle n'excède pas 50 degrés [Frêne, 1978]. Il observe que la transition du régime laminaire au régime turbulent augmente la capacité de charge et le couple de frottement. Ceci est en accord avec la diminution de la température remarquée par Huebner préalablement.

En 1985, Doo et Rodkiewicz étudient l'accélération d'une butée d'un point de vue thermique [Doo et al., 1985]. Ils trouvent des températures plus élevées lorsque le rapport de l'épaisseur d'entrée sur l'épaisseur de sortie est de 1.5 que lorsqu'il est de 2.2.

Au cours de sa thèse, Dadouche étudie le comportement THD d'une butée de 47 mm de largeur pour un rayon extérieur de 100 mm. Il compare les résultats expérimentaux à ses prédictions numériques pour différentes conditions de fonctionnement [Dadouche, 1998]. Même si la corrélation entre l'expérience et la simulation est globalement satisfaisante, il souligne le besoin de considérer la dilatation thermique des différents composants, de même que les débits de fuite à l'extrémité extérieure des rainures d'alimentation. Il note aussi l'existence de mésalignement statique et dynamique comme cause possible de l'écart observé.

Dans sa thèse, Ahmed complète le travail de Dadouche et mène une analyse thermoélastohydrodynamique (TEHD) en comparaison avec les résultats expérimentaux fournis par les mêmes moyens d'essai [Ahmed, 2008]. Une étude paramétrique lui permet de montrer que pour la géométrie fixe concernée, les déformations mécaniques et thermiques du collet et des patins ont une influence importante sur la prédiciton des performances du systèmes soumis à des charges élevées.

Mésalignement

En 1997, Tran Viet et ses co-auteurs étudient le cas d'une butée à géométrie fixe soumise à un mésalignement [Viet et al., 1997]. Ils montrent que le maximum de pression sur le patin le plus chargé peut atteindre trois fois la valeur du maximum de pression sur le patin le moins chargé. Pour des conditions de fonctionnement identiques, le maximum de pression d'une butée mésalignée est deux fois supérieur à celui d'une butée alignée.

La même tendance est montrée par le travail de Lamquin et Rémy dans l'étude de butées de turbocompresseurs soumise à un mésalignement de 0.03 ° (voir Fig.I.6 et Fig.I.7). Leur analyse en viscosité effective permet de constater une capacité de charge trois fois plus élevée pour le patin le plus chargé et un écart de température d'environ 7 °C entre le patin le moins chargé et le patin le plus chargé pour une alimentation en huile à 100 °C [Lamquin and Rémy, 2014].

Alimentation en huile

En 1983, Mikula et Gregory comparent trois différents types d'alimentation en huile et leur influence sur les performances d'une butée à patins oscillants [Mikula and Gregory, 1983]. Ils

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

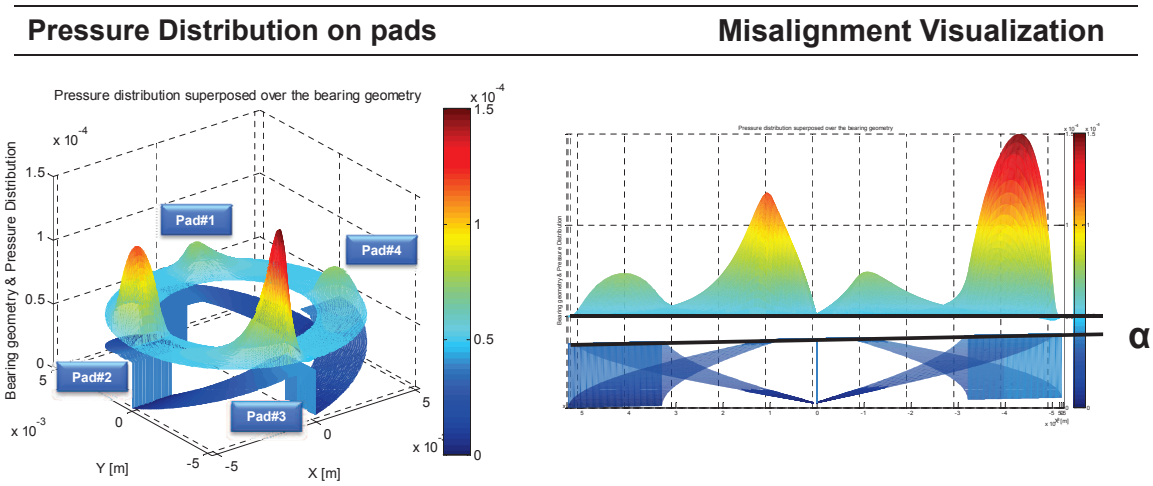


Figure I.6 – Distribution de pression d'une butée mésalignée de 0.03 °

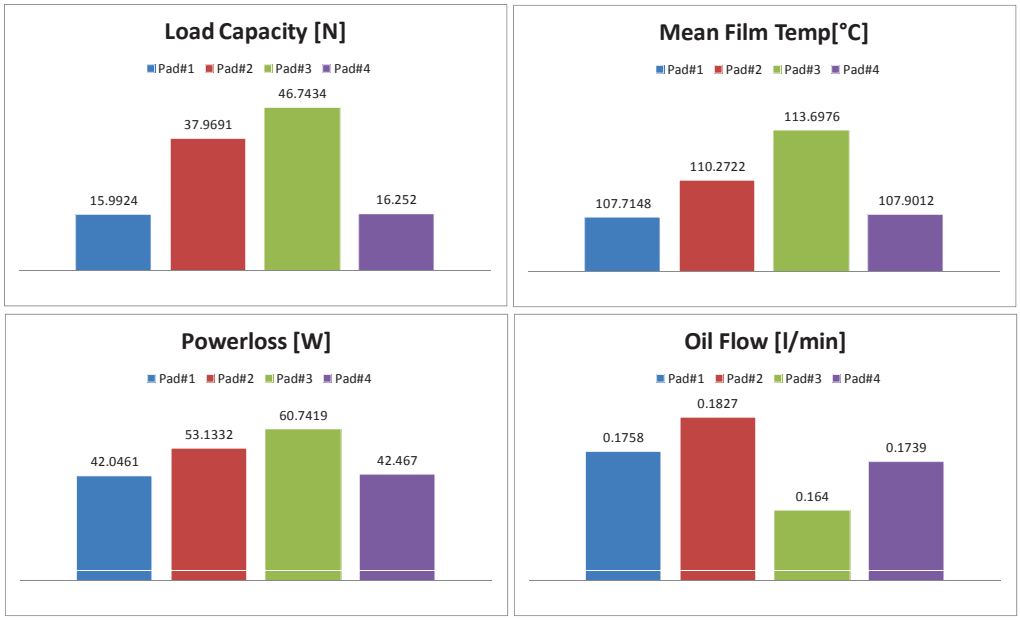


Figure I.7 – Performances des patins d'une butée mésalignée de 0.03 °

démontrent expérimentalement que les alimentations par jet et par une rainure située à l'entrée des patins permettent une meilleure réduction du couple résistant que l'alimentation par barbotage. Ils notent que les rainures radiales permettent de diminuer la température des patins de la manière la plus efficace. D'un aspect pratique, les rainures sont à préférer à l'alimentation par jets car elles permettent un ajustement facile des minima de température et de pertes par frottement en variant la pression d'entrée d'huile. Au contraire, l'alimentation par jets requière le réglage de plusieurs paramètres géométriques afin de changer la pression d'alimentation (nombre de barres à jets, diamètres, orientation...). L'industrie des turbocompresseurs présente uniquement des rainures d'alimentation et des poches d'huile.

Sous certaines conditions de fonctionnement, les systèmes d'alimentation s'avèrent parfois insuffisants pour assurer la lubrification totale des patins. Dans de tels cas, la butée fonctionne en régime mixte et l'effort axial est repris par les aspérités des surfaces en vis-à-vis. Cette sous-

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

alimentation augmente l'usure des surfaces en vis-à-vis et rend les conditions de fonctionnement plus sévères qu'en film complet.

En 1987, Heshmat et al. étudient les caractéristiques d'une butée à géométrie fixe sous-alimentée [Heshmat and Artiles, 1987]. Ils notent que les effets du manque d'huile sont prononcés à partir de 50% de sous-alimentation.

La même année, Heshmat et d'autres co-auteurs mènent une étude paramétrique afin de trouver les conditions géométriques optimales d'une butée sous-alimentée. Ils trouvent que 12 secteurs de 27° ainsi qu'un rapport $(R_2 - R_1)/R_2 = 0.5$ présentent les meilleures performances [Heshmat et al., 1987].

Recirculation

Parallèlement aux différents types d'alimentation, un phénomène de recirculation existe pour les systèmes paliers et butées et complique la détermination de la température d'huile à l'entrée du système.

Dès 1968, Ettles et Cameron étudient le mélange d'huile fraiche apportée par les rainures avec l'huile chaude sortant des patins parallèles d'une butée. S'attendant à une proportion élevée de recirculation pour cette géométrie particulière, ils observent que 70% à 90% d'huile chaude pénètrent dans le patin suivant [Ettles and Cameron, 1968]. La variation de la largeur de la rainure ne semble pas influer cette proportion, ce qui tend à démontrer que le processus de recirculation consiste en une fine couche de fluide qui adhère à la surface en mouvement et est entraînée d'un patin à l'autre (voir Fig.I.8). Ceci concorde avec leur constat de l'augmentation de la recirculation avec la diminution de l'épaisseur de film.

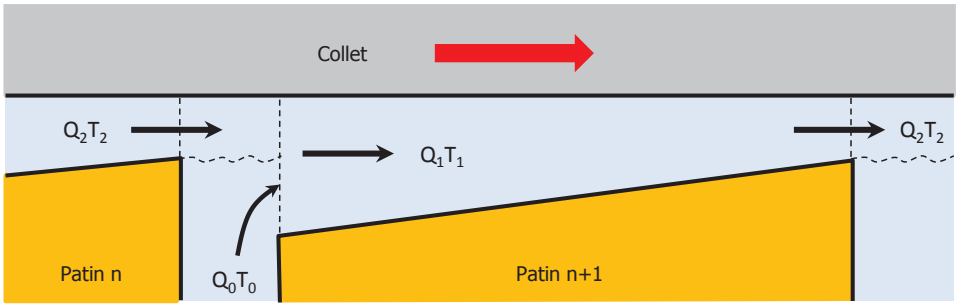


Figure I.8 – Principe de recirculation d'huile entre deux patins successifs d'une butée

En 1967, Ettles arrive également à un taux de 85% de recirculation entre deux patins et note que cette proportion ne dépend pas du nombre de Reynolds [Ettles, 1967].

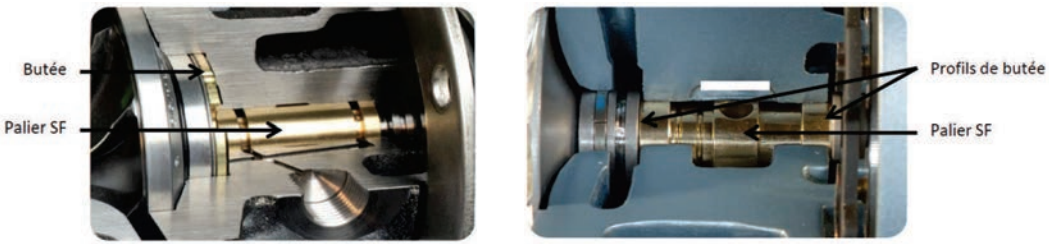
En 1986, Heshmat et Pinkus étudient la recirculation d'huile entre deux patins successifs d'une butée et d'un palier [Heshmat and Pinkus, 1986]. Ils introduisent une fonction variable λ mesurant l'écart entre la température de recirculation obtenue numériquement et celle issue de l'expérience. Cette fonction reflète les phénomènes non pris en compte dans la modélisation, telles que d'éventuelles pertes de fluide chaud lors du passage au-dessus de la rainure d'alimentation ; un possible échauffement du fluide dans la rainure ; des pertes thermiques à travers les parois de la rainures ; la moyenne de la température de mélange dans l'entrée du contact. Le signe de cette fonction est un indicateur de la sur-estimation ou sous-estimation de la température de mélange avec le fluide frais. Ils trouvent que cette fonction dépend principalement de la vitesse

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

linéaire de l'écoulement et de la température d'alimentation. La discussion de leur article avec Ettles conduit les trois auteurs à une opinion commune relevant que les diverses analyses, qu'elles soient simples ou complexes, thermohydrodynamiques ou thermiques globales, résultent toutes en la création d'une fonction variable dont les paramètres doivent être fixés expérimentalement. Il en ressort que le problème revient à fixer une condition limite variable et délicate à estimer.

I.2.3 Lubrification d'un turbocompresseur automobile

Les turbocompresseurs automobiles constituent un élément technologique critique des moteurs tant par les performances qu'ils permettent de réaliser que par les conditions de fonctionnement sévères auxquelles ils sont soumis. Certains font face à des gaz d'échappement de 1050 °C et peuvent atteindre des vitesses de 300 000 tr/min en quelques secondes. Parmi les composants soumis à ces conditions de fonctionnement, la large majorité des turbos présente un palier et une butée hydrodynamiques. Ceux-ci sont en charge d'empêcher les contacts métal-métal et de diminuer l'usure entre les pièces tournantes et le carter central. Chacun reprend respectivement les efforts radiaux dus au poids propre du système tournant et les efforts axiaux provoqués par les différences de pression entre la roue turbine et la roue compresseur. Ces mécanismes sont lubrifés par l'huile circulant dans le reste du moteur et fonctionnent selon le principe de lubrification hydrodynamique présenté précédemment. Ils peuvent être disposés dans le turbo selon deux configurations (voir Fig.I.9).



(a) Butée et palier séparés (b) Butée intégrée au palier

Figure I.9 – Turbocompresseurs HTT à système lubrifié

Dans le premier cas, Figure I.9a, la fonction palier peut être assurée de deux manières. Si le palier consiste en deux paliers flottants distincts, un film hydrodynamique est généré entre l'arbre et le rayon intérieur de chaque palier, ainsi qu'un autre film hydrodynamique entre le rayon extérieur des paliers et le carter. Si le palier consiste en un unique palier semi-flottant, celui-ci possède deux portées de palier et est retenu en rotation par un pin. Dans ce cas, un film hydrodynamique intérieur existe entre l'arbre et le palier tandis qu'un squeeze film extérieur existe entre le palier et le carter. Quel que soit le choix du palier, une butée est indépendamment installée du côté de la roue compresseur afin de reprendre l'effort axial. Selon les conditions de fonctionnement du moteur, la charge appliquée à la butée peut être dirigée vers la turbine ou le compresseur. Pour cette raison, une butée de turbo possède systématiquement deux faces afin de pouvoir créer deux films hydrodynamiques. La face la plus chargée à l'instant courant est nommée *face active* par opposition à la *face passive*. La somme des épaisseurs du côté actif et du côté passif constitue le jeu axial de la butée. Celui-ci varie de 50 μm à 90 μm. Les performances globales de la butée sont données par la combinaison des performances de ces deux faces. Ainsi la charge totale de la butée est déduite par soustraction de la charge du côté passif à celle du côté actif. Quant aux pertes par frottement, elles se cumulent. Notons que pour cette première configuration, l'alimentation en huile fraîche de la butée et des paliers se fait séparément.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

Pour la seconde configuration du système lubrifié (voir Fig.I.9b), les fonctions palier et butée sont assurées par le même composant. Celui-ci agit comme un palier semi-flottant classique créant un film hydrodynamique intérieur et un squeeze film extérieur. Toutefois, il présente la particularité de posséder des profils de butées à chacune de ses extrêmités - chaque face pouvant être active ou passive. Ceci confère à cette géométrie l'avantage de réduire le mésalignement autorisé par l'addition des jeux de fonctionnement. Pour cette solution technique, l'huile fraîche traverse d'abord le film hydrodynamique du palier avant d'atteindre les deux butées par leurs rayons intérieurs. Par conséquent, les conditions de fonctionnement de la butée dépendent de l'augmentation de la température de l'huile dans les portées de palier.

De nombreuses études présentent les pertes globales des moteurs turbocompressés [Giakoumis, 2010; Hoepke et al., 2015; Payri et al., 2014]. Pour le cas spécifique des turbocompresseurs, il apparaît que, indépendamment de la configuration du système palier-butée, les butées sont plus chargées que les paliers. Les efforts qui leur sont appliqués peuvent atteindre respectivement jusqu'à 300 N et 100 N pour un turbo GT-2260. Il en découle que la butée dissipe plus d'énergie que le palier [Deligant et al., 2012]. Pour cette raison, les efforts de réduction des frottements dans les systèmes lubrifiés de turbocompresseurs doivent s'adresser en priorité à la butée.

I.3 Lubrification en régime transitoire

La plage d'utilisation des turbocompresseurs est vaste et inhérente aux conditions de fonctionnement du moteur. Ainsi, le système lubrifié du turbo est soumis aux phases de démarrage du moteur. Cet évènement fait l'objet de nombreuses études.

En 1980, Rodkiewicz et ses co-auteurs étudient numériquement le comportement de butées au repos soumises à une accélération constante. Ils classifient leurs réponses dynamiques selon la valeur du rapport du temps requis par une particule de fluide pour traverser le contact sur le temps nécessaire au collet pour attendre sa vitesse finale. Ils trouvent que lorsque ce rapport est très supérieur à l'unité, la réponse transitoire du contact en termes de capacité de charge présente un retard important sur son équivalent stationnaire et favorise le risque de contact métal-métal [Rodkiewicz et al., 1980].

Un an plus tard, Rodkiewicz et Venkateswarlu observent numériquement la fin de montée en vitesse d'une butée en comparant trois profils de vitesse. Ils constatent que la stabilisation de l'état de la butée est d'autant plus rapide que la pente de ses patins est faible. Ils observent des pics de la force de frottement dépassant d'environ 50% la valeur de frottement stationnaire. En revanche, la capacité de charge de leur butée ne dépasse pas sa valeur finale [Venkateswarlu and Rodkiewicz, 1981].

Plus récemment, Fillon et ses co-auteurs ont étudié expérimentalement le cas du démarrage de plusieurs butées de géométries différentes. Ils comparent les performances de deux butées texturées de densités différentes à celles d'une butée à patins parallèles et d'une butée à plans inclinés. Passant d'une position immobile à une vitesse de 2000 tr/min en 2 secondes sous un chargement statique de 1500 N, les butées texturées réduisent le couple résistant de 40% pour une texturation de 56%. Ils observent en revanche que le temps d'établissement du régime hydrodynamique est plus important pour ce type de butée et augmente avec la proportion de surface texturée [Bouyer et al., 2014].

Un an plus tard, Cristea et ses co-auteurs étudient expérimentalement le démarrage d'un palier à rainures circonférentielles jusqu'à sa stabilisation thermique [Cristea et al., 2015]. Leur mise en œuvre permet la mesure de la pression et de la température sur la totalité de la circonférence et de la longueur du palier en reproduisant leur test pour différents emplacements

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

de capteurs. Leurs résultats montrent que la stabilisation du champ de pression intervient en quelques secondes tandis que celle du champ de température requiert plus de vingt minutes. Ce constat rejoint celui d'Ettles en 1982 qui affirmait que l'équilibre thermique de certaines turbomachines aux dimensions les plus importantes n'était atteint qu'après plusieurs heures [Ettles, 1982]. Cristea et al. trouvent également que le champ de pression s'établit plus rapidement dans le convergent que dans la zone de cavitation.

Toutefois, il apparaît que les études transitoires existantes ne comprennent qu'un nombre restreint de sollicitations dynamiques spécifiques à la vie du système lubrifié d'un turbocompresseur, en l'occurrence uniquement le cas du démarrage. La butée hydrodynamique, en particulier, est sujette à d'autres évènements dynamiques tout aussi critiques en termes de performance du turbo.

I.3.1 Problématique du décalage turbo

L'utilisation quotidienne d'un véhicule suralimenté à l'aide d'un turbocompresseur doté d'un système palier-butée fait apparaître un problème appelé *décalage turbo*, ou encore connu sous les noms anglais *turbo lag* ou *time to boost*. Il s'agit du délai observé entre l'augmentation de la pression au niveau de la roue turbine et l'augmentation de la vitesse de rotation du turbo permettant de suralimenter le moteur en air et d'accroître la combustion. Dans la pratique, ce délai se traduit par le retard de l'augmentation du couple moteur, aussi appelé *time to torque*.

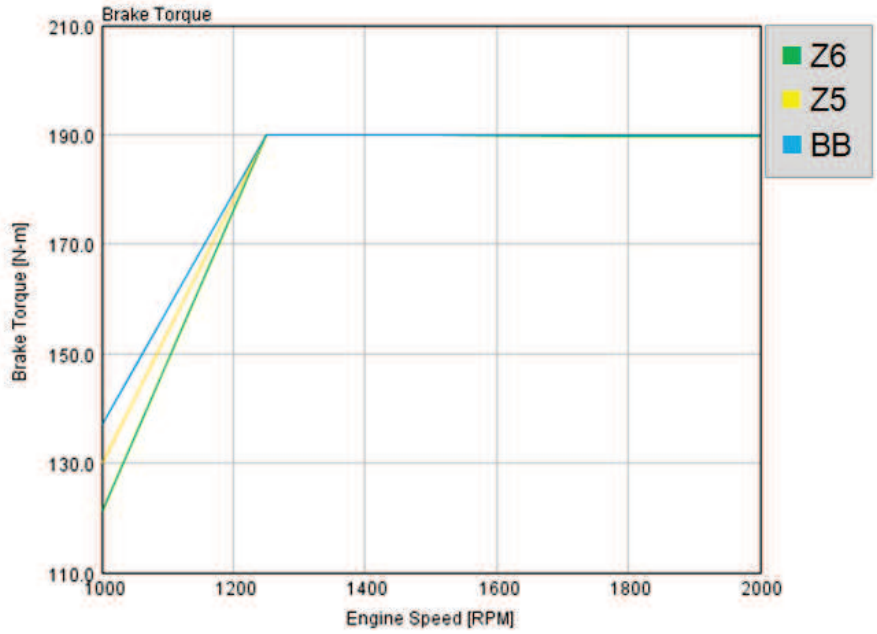
L'existence de ce délai est directement imputable aux frictions au sein du système lubrifié, en particulier au sein de la butée [Deligant et al., 2012]. Afin de pouvoir compresser l'air vers les cylindres du moteur, la roue compresseur doit disposer d'une énergie cinétique suffisante. Cette énergie est fournie par la roue turbine entraînée par les gaz d'échappement. Toutefois, les frottements produits par le cisaillement des films hydrodynamiques du palier et de la butée privent le compresseur d'une part de son énergie. Il en résulte qu'entre deux turbos, le système lubrifié dissipant le plus d'énergie nécessite une plus importante augmentation de la pression des gaz d'échappement afin d'accroître la vitesse turbo. En d'autres termes, pour un système au frottement élevé, l'augmentation de la vitesse du turbo est ralentie et retarde les augmentations de la compression de l'air, de la combustion et de l'énergie apportée à la turbine par les gaz d'échappement. L'élévation du couple moteur ressentie par le conducteur suite à l'appui sur l'accélérateur est retardée.

Afin de contrebalancer cet effet, certaines technologies existent. Parmi elles se trouvent les turbos à roulement à billes. Ceux-ci présentent un couple résistant beaucoup plus faible qu'un système lubrifié composé d'un palier et d'une butée puisque le mouvement relatif de l'arbre dans le carter ne se fait plus au moyen du cisaillement d'un film d'huile mais par une condition de roulement. De tels systèmes tournants présentent par conséquent un décalage turbo sensiblement plus faible que des turbos à palier et butée.

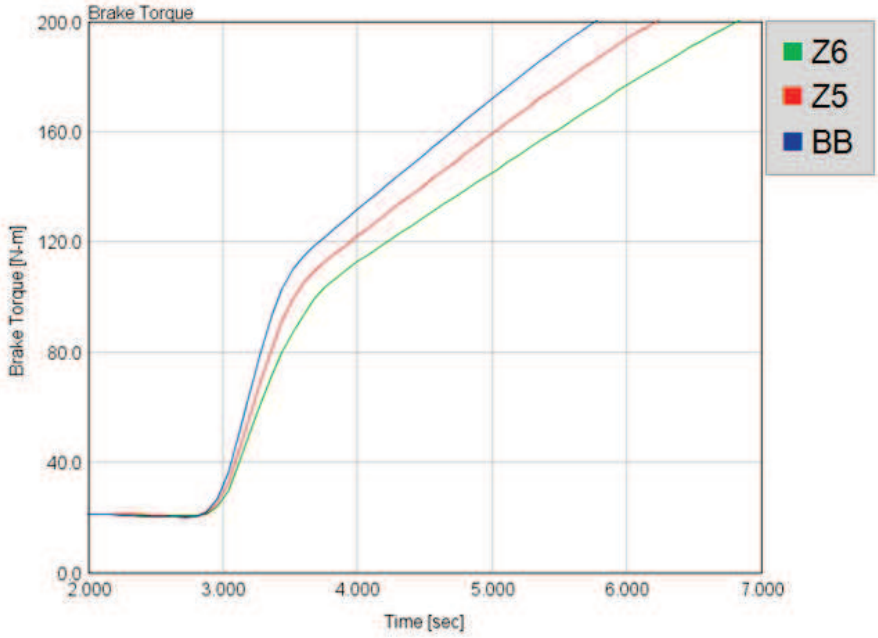
C'est le constat observé numériquement par Araujo [De Araujo, 2014] et validé expérimentalement par Scharf chez *FEV GmbH* [Scharf, 2010]. La Figure I.10a présente la comparaison numérique des performances en régime stationnaire de trois turbos aux systèmes lubrifiés distincts - à savoir un roulement à billes, un système palier à butée intégrée de diamètre 5 mm et un autre de diamètre 6 mm. Les performances sont comparées en termes de temps de réponse du moteur à fournir un couple consigne désiré par le conducteur du véhicule. On remarque que le roulement à billes permet aux moteurs de fournir plus de couple à bas régime, le système palier $Z5$ étant également meilleur que le système $Z6$. Ceci est expliqué par le fait que le roulement à billes produise moins de pertes par frottement que le système palier $Z5$, lui-même dissipant

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

moins d'énergie que le $Z6$. En régime transitoire, le turbocompresseur à roulement à billes permet au moteur d'augmenter son couple de 20 $N.m$ à 200 $N.m$ en 3 secondes, soit un gain de temps de 12% et 25% par rapport aux performances respectives du $Z5$ et du $Z6$ (Fig.I.10b). Afin d'atteindre un couple de 320 $N.m$, une réduction de 50% des pertes du système $Z6$ entraînerait un gain de 11.9% du *time to torque*. Mais, à couple moteur identique, l'amplitude de ce gain varie selon les conditionnements de fonctionnement.



(A) Régime *stationnaire*



(B) Régime *transitoire*

Figure I.10 – Influence du système lubrifié de turbocompresseur sur les performances d'un moteur

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

Bien que les roulements à billes permettent une plus faible dissipation d'énergie et, de fait, un décalage turbo moindre, cette solution reste compliquée et n'est pas maîtrisée par tous les constructeurs de turbos. Une autre solution consiste à accoler le turbo à un moteur électrique. Dans ce cas, le moteur électrique est piloté par l'unité de contrôle du moteur afin d'entraîner le turbo dans les premiers instants des phases transitoires. Ces deux solutions sont actuellement mises en place dans certains véhicules haut de gamme mais elles restent plus coûteuses que les turbocompresseurs à palier et butée. Aussi, la diminution des dimensions des systèmes lubrifiés afin de diminuer les pertes ne constitue pas une solution viable dans la mesure où celle-ci s'accompagne inévitablement d'une réduction de la capacité de charge.

Une partie de notre problématique s'attache à analyser le comportement de la butée hydrodynamique des turbos sous un aspect rhéologique. Il est question de savoir si les additifs présents dans les huiles de moteurs introduisent un effet élastique bénéfique ou néfaste au problème de décalage turbo.

I.3.2 Problématique des pulsations moteurs

Les pulsations moteurs constituent un phénomène transitoire important ayant lieu à régime moteur élevé ou faible, constant ou variable. Elles résultent des ouvertures et fermetures successives des soupapes de cylindres engendrant des surpressions sur la surface de la roue turbine et de la roue compresseur. Ces surpressions, dont la résultante radiale est nulle, créent un effort axial oscillatoire dont la fréquence est fonction du régime moteur et du nombre de cylindres du véhicule.

En conditions réelles, ce phénomène donne lieu à des pics de charge axiale atteignant jusqu'à 500 Hz pour un moteur à 8 cylindres fonctionnant à 7500 tr/min. L'amplitude de ces variations atteint aisément 30% de la charge axiale moyenne (voir Fig.I.11) et est associée à des variations d'épaisseurs de film qu'il n'est pas possible de mesurer in-situ dans un moteur en fonctionnement.

Or, le dimensionnement actuel des butées de turbocompresseur est basé sur une étude stationnaire du film d'huile pour des charges critiques. Nos recherches bibliographiques ne témoignant pas d'études de ces pulsations moteur, il nous paraît légitime de nous questionner sur l'effet dynamique de ce phénomène sur l'épaisseur minimale du film de la butée. Ces pics de charge axiale correspondent-ils à des épaisseurs de film plus critiques que les épaisseurs minimales admises ? Les accélérations axiales des surfaces sont-elles bénéfiques au fonctionnement de la butée dans ces conditions ? Les propriétés rhéologiques des fluides lubrifiants utilisés interviennent-elles dans les performances de la butée durant ces évènements ? Ces oscillations peuvent-elles mettre en jeu des phénomènes vibratoires particuliers au sein du turbo ?

I.4 Rhéologie d'une huile moteur

Parmi toutes les propriétés physico-chimiques des lubrifiants, la viscosité est sans doute la plus cruciale dans le monde des turbocompresseurs. C'est elle qui définit le rapport des contraintes de cisaillement τ aux taux de cisaillement $\dot{\gamma}$. Dans la pratique, une huile très visqueuse présente l'avantage de réduire l'usure en augmentant l'épaisseur du film d'huile. Mais elle présente l'inconvénient de générer des efforts résistants pouvant être très importants à vitesse et charge élevées. Au contraire, une huile de faible viscosité présente l'avantage de réduire les pertes par frottement du système mais elle diminue les épaisseurs du film d'huile et augmente les risques de contact métal-métal.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

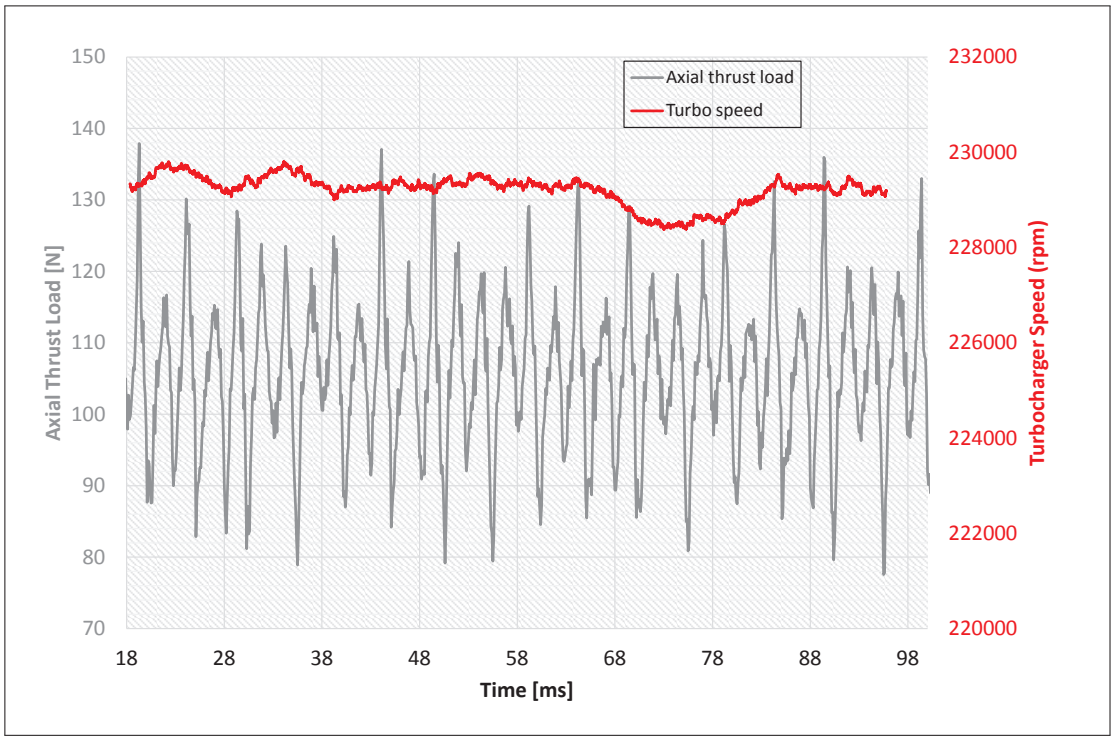


Figure I.11 – Pulsations moteur d'un 8 cylindres à 6000 tr/min

Dans le cas d'un fluide Newtonien, ce rapport est constant et rend les variations de la contrainte de cisaillement linéairement proportionnelles aux variations du taux de cisaillement. Il existe toutefois des fluides plus complexes qui enfreignent cette loi : les fluides non-Newtoniens. Dans ce cas, la relation entre la contrainte de cisaillement et le taux de cisaillement peut prendre différentes formes (Fig. I.12) selon si le fluide est :

- rhéoépaississant (ou dilatant) : la viscosité augmente avec le taux de cisaillement ;
- rhéofluidifiant (ou pseudo-plastique) : la viscosité diminue avec le taux de cisaillement ;
- plastique à seuil (ou fluide de Bingham) : l'écoulement du fluide ne se produit que lorsqu'il est soumis à une contrainte dépassant sa contrainte seuil. Sa viscosité reste ensuite constante quelle que soit l'évolution du taux de cisaillement ;
- pseudo-plastique à seuil (ou fluide de Herschel-Bulkley) : le fluide ne s'écoule qu'une fois soumis à une contrainte supérieure à sa contrainte seuil. Au-delà de cette contrainte, sa viscosité diminue avec l'augmentation du taux de cisaillement.

La base des huiles moteur peut être de nature minérale ou synthétique.

Les huiles de base synthétiques, tels les poly(alpha-olefin) (PAO), possèdent un comportement non-Newtonien et l'avantage d'avoir des propriétés stables et performantes sur une large gamme de températures. Au contraire, les huiles de base minérales possèdent un caractère Newtonien mais leur viscosité dépend fortement de la température [Praveena et al., 2014; Williamson et al., 1997]. Malgré les avantages des huiles synthétiques, les huiles minérales de base gardent leur succès de par l'amélioration permanente de la qualité de raffinage, l'ajout d'additifs toujours plus performants qui assurent plusieurs fonctions [Azim et al., 1994; Mohamed et al., 1994] et un coût modéré. Parmi ces dopes, on trouve notamment [Ayel and Born, 1998; Neveu et al., 2012] :

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

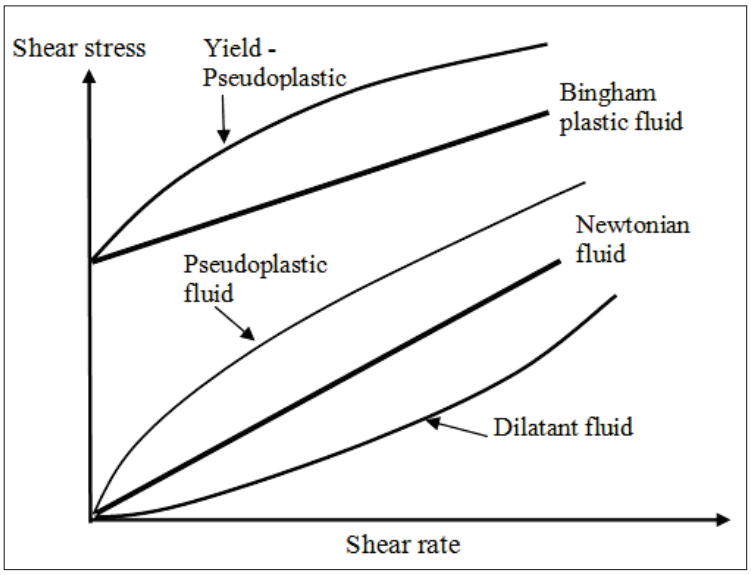


Figure I.12 – Contraintes de cisaillement en fonction du taux de cisaillement pour différents types de fluide

- les additifs améliorateurs d'index de viscosité (V.I. improvers)
- les additifs abaisseurs de point d'écoulement
- les additifs anticorrosifs
- les additifs antirouille
- les additifs réducteurs de frottement
- les additifs dispersants sans cendres
- les additifs d'onctuosité
- les additifs détergents
- les additifs antimousses
- les additifs de gonflement des joints ...

Ces additifs, dont la teneur varie de moins de 1% à plus de 25%, visent à améliorer le comportement naturel de l'huile minérale de base ou à leur conférer de nouvelles propriétés. Par exemple, les additifs améliorant l'index de viscosité consistent en de longues chaînes de polymères ayant des répercussions au niveau viscométrique et rhéologique. À basse température, leur faible solubilité et leur faible encombrement stérique réduit la viscosité de l'huile. Les interactions entre le solvant et les polymères sont réduites. Au contraire, à haute température, leur solubilité augmente. Les molécules déploient leurs pelotes et créent une plus forte interaction avec l'huile de base. Cet effet de gonflement à température élevée gène l'écoulement et augmente la viscosité. En conséquence, les risques de contact métal-métal à haute température sont réduits et les démarrages à froid sont rendus plus faciles.

Les huiles ainsi dopées pour couvrir un large domaine de températures sont appelées huiles *multigrades*. Par opposition à ces huiles, les huiles *monogrades* contiennent des additifs n'ayant des effets qu'à faible ou haute température. La viscosité de ces dernières varie par conséquent sur un domaine plus étendu [Souza de Carvalho et al., 2010]. Dans notre cas, les huiles étudiées ici sont des huiles de base minérales multigrades. Nous ne détaillerons pas la chimie de ces huiles mais nous nous intéresserons à l'influence des conditions de fonctionnement sur leur viscosité et à l'influence de la structure macromoléculaire de l'ensemble des polymères à longues chaînes sur les caractéristiques du contact.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

I.4.1 Influence de la température

Bien que l'influence de la température sur la viscosité soit diminuée pour les huiles multigrades par rapport aux huiles minérales de base, elle persiste encore. Pour une huile de moteur comme la Castrol SLX Longtec Longlife II (0W30), la chute de la viscosité entre 0 °C et 150 °C atteint plus de deux décades. Pour représenter cette dépendance, plusieurs lois rhéologiques existent :

Loi de Reynolds

L'une des premières lois porte le nom de Reynolds. Elle ne comporte que deux paramètre et s'écrit :

$$\eta = Ae^{-mT} \tag{I.1}$$

où A et m sont deux paramètres déterminés expérimentalement.

Loi de Slotte

Cette loi à trois paramètres est raisonnable mais elle n'est pas la plus précise. Elle s'écrit sous la forme suivante :

$$\eta = \frac{a}{(b+T)^c} \tag{I.2}$$

avec a, b, c des paramètres, η la viscosité dynamique en $Pa.s$ et T la température absolue en Kelvin.

Loi de Vogel

Cette loi à trois paramètres est considérée comme étant très précise et est couramment utilisée dans le monde de la rhéologie. Elle s'écrit :

$$(\nu + a) = bd^{1/T} \tag{I.3}$$

avec a, b, d des paramètres, ν la viscosité cinématique en $m^2.s^{-1}$ et T la température absolue en Kelvin.

Loi de Walther & McCoull

Cette loi possède également trois paramètres. Entièrement empirique, son abaque est très souvent utilisée et provient de l'American Society for Testing Materials (ASTM D341). Elle prend la forme suivante [Walther and McCoull, 1921] :

$$log(log(\nu + a)) = b - mlog(T) \tag{I.4}$$

avec a, b, m des paramètres, ν la viscosité cinématique en $m^2.s^{-1}$ et T la température absolue en Kelvin.

Bien que la littérature qualifie la loi de Vogel comme étant plus précis que celle de Walther & McCoull [Knezević and Savić, 2006], nous choisissons d'utiliser la loi de Walther & McCoull. Celle-ci est déjà mise en place au sein de l'entreprise et possède trois paramètres qui seront déterminés expérimentalement pour l'huile utilisée dans cette étude.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

I.4.2 Caractère rhéofluidifiant

L'ajout de dopes dans les huiles minérales de base est également à l'origine du phénomène de rhéofluidification. Celui-ci consiste en la diminution de la viscosité avec l'augmentation de la contrainte de cisaillement. Cette chute de viscosité est associée aux chaînes de polymères présentes dans les additifs dont l'alignement dans la direction de l'écoulement facilite le déplacement des couches de fluide les unes par rapport aux autres. La dépendance de la viscosité avec le taux de cisaillement peut être représentée par différents modèles à des degrés de complexité variés.

Loi de type puissance

L'un des modèles les plus simples possède deux paramètres. Il s'agit de la loi de type puissance (ou loi d'Ostwald de Waele) [Ehret, 1993] :

$$\eta(\dot{\gamma}) = K\dot{\gamma}^n \tag{I.5}$$

où n est le coefficient de la loi de puissance ($n < 1$ pour un fluide pseudo-plastique) et K un paramètre.

Loi d'Ellis

Si un écart avec la loi d'Ostwald est observé à faible taux de cisaillement (Fig. I.13), la loi d'Ellis peut apporter une solution en introduisant la viscosité du fluide au repos [Bertrand, 1983]. Elle s'écrit :

$$\eta(\dot{\gamma}) = \eta_0 \frac{1}{1 + \alpha(\frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{1/2}})^{n-1}} \tag{I.6}$$

où $\sigma_{1/2}$ est la quantité σ_{xy} lorsque $\eta(\dot{\gamma}) = \frac{\eta_0}{2}$ et n un paramètre.

Loi de Sisko

Si la loi d'Ostwald n'est pas assez réaliste à taux de cisaillement élevé (Fig. I.13), il est préférable d'utiliser la loi de Sisko qui fait intervenir trois paramètres parmi lesquels se trouve la viscosité à fort taux de cisaillement [Sisko, 1958] :

$$\eta(\dot{\gamma}) = \alpha\dot{\gamma}^{n-1} + \eta_\infty \tag{I.7}$$

avec η_∞ la viscosité sous fort taux de cisaillement et (α, n) deux paramètres.

Loi de Cross

En revanche, pour décrire une gamme importante de taux de cisaillements, les modèles d'Ellis et de Sisko atteignent leurs limites respectivement à forts et faibles cisaillements. Il convient de se tourner vers un modèle plus sophistiqué à quatre paramètres. Selon Wright et ses collègues [Wright et al., 1983], l'équation de Cross fournit l'une des meilleures corrélations [Cross, 1965] :

$$\eta(\dot{\gamma}) = \eta_\infty + \frac{\eta_0 - \eta_\infty}{1 + (\lambda\dot{\gamma})^n} \tag{I.8}$$

avec η_∞ la viscosité à fort taux de cisaillement, η_0 la viscosité à faible taux de cisaillement, λ l'inverse du taux de cisaillement critique et n un paramètre.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

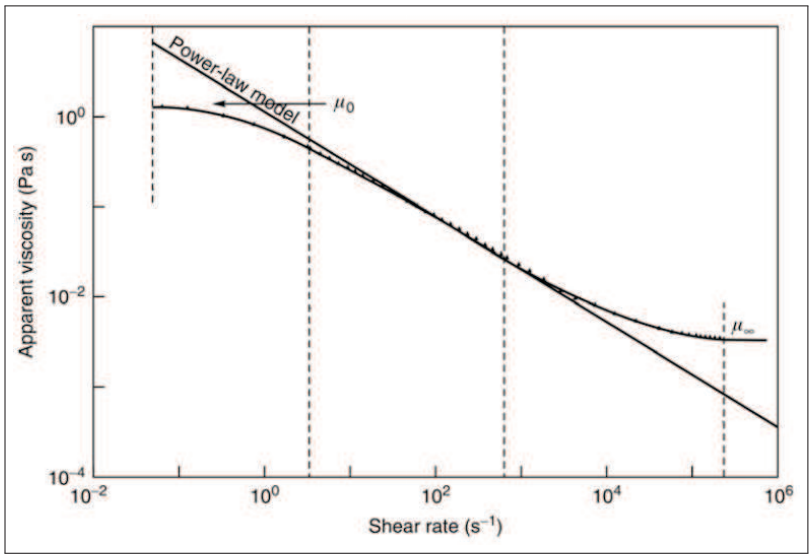


Figure I.13 – Viscosité apparente d'un fluide rhéofluidifiant en fonction du taux de cisaillement

I.4.3 Viscoélasticité

Contrairement au caractère visqueux, la viscoélasticité ne concerne pas tous les fluides mais uniquement certains fluides complexes. Cette propriété est imputée aux longues chaînes de polymères apportées à l'huile par les additifs, en particulier par les améliorants de VI.

Dans le cas de solutions de polymères de masse moléculaire élevée, la viscoélasticité provient d'un mélange de deux effets physiques [Ehret, 1993] :

- l'effet hydrodynamique donné par la partie solvant du fluide dont l'écoulement tend à modifier la conformation des macromolécules de polymères. Celles-ci ne possèdent plus une configuration de pelotte statistique mais sont étirées dans la direction de l'écoulement ;
- le mouvement Brownien des particules environnantes qui percutent les chaînes de polymères et crée une opposition à cet étirement.

Selon l'intensité de l'interaction entre le solvant et le polymère, de ces deux effets découlent deux possibilités :

- soit les forces d'interaction entre le solvant et le polymère sont plus faibles que les forces de cohésion des molécules de polymères. Dans ce cas, les macromolécules restent sous forme de pelotte statistique et leurs mouvements sont ceux de sphères rigides roulant les unes sur les autres sans affecter l'écoulement du solvant ;
- soit, au contraire, le solvant tend à étirer les molécules de polymère dans le sens de l'écoulement. Dans ce cas, une phase transitoire est observée où cet étirement domine, puis le mouvement Brownien s'oppose à l'étirement pour rétablir le désordre initial.

Le comportement des macromolécules pourrait être assimilé à celui d'un ressort qui empêcherait l'entropie de diminuer. Le mouvement Brownien serait l'équivalent d'une force de rappel définie comme une élasticité entropique introduisant un temps de relaxation se manifestant - ou pas - selon la sollicitation. L'ensemble de ces phénomènes résulte en un comportement anisotrope puisque chaque molécule est orientée, tout comme le serait le ressort qui les modéliserait.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

Modèles de type Maxwell

Plusieurs modèles permettent de décrire le comportement de matériaux viscoélastiques linéaires en combinant un comportement purement visqueux à un comportement purement élastique. Les plus simples consistent en l'association de ressorts et d'amortisseurs. Selon la configuration de ces éléments, on distingue principalement 4 modèles (voir Fig.I.14) :

- *Le modèle de Maxwell* consiste en l'association d'un ressort et d'un amortisseur en série. Dans ce cas, les déformations visqueuses et élastiques s'additionnent :

$$\dot{\gamma} = \frac{d\gamma_{visq}}{dt} + \frac{d\gamma_{elast}}{dt} = \frac{1}{E}\frac{d\sigma}{dt} + \frac{\sigma}{\eta}$$

  où E est un module d'élasticité, σ la contrainte et γ la déformation.
- *Le modèle de Kelvin-Voigt* repose sur l'association d'un ressort et d'un amortisseur en parallèle. Les contraintes visqueuses et élastiques s'additionnent ainsi :

$$\sigma = \sigma_{visq} + \sigma_{elast} = E\gamma + \eta\dot{\gamma}$$

- *Le modèle de Zener* consiste en un modèle de Kelvin-Voigt associé en série à un ressort. L'équation de comportement s'écrit alors :

$$(E_0 + E_1)\,\sigma + \eta\dot{\sigma} = E_0\,(E_1\epsilon + \eta\dot{\epsilon})$$

  où ϵ est la déformation totale du modèle.
- *Le modèle de Maxwell généralisé* est le plus évolué de ces modèles simples. Il revient à discrétiser le film lubrifiant en un nombre fini de ressorts et d'amortisseurs en série et en parallèle. Cette configuration permet de décrire de nombreux matériaux viscoélastiques, toutefois l'identification d'un grand nombre de paramètres reste très pénalisante. L'équation de comportement de ce modèle est la suivante :

$$\sigma + \sum a_n \frac{d^n\sigma}{dt^n} = E\epsilon + \sum b_n \frac{d^n\epsilon}{dt^n}$$

  où a_n et b_n sont $2n$ coefficients à déterminer.

Modèles de Phan-Thien et Tanner (PTT)

Parmi les modèles permettant de représenter la rhéologie de solutions de polymères, certains considèrent le comportement macromoléculaire des longues chaînes de polymères. Pour cela, ils se basent sur la théorie de l'haltère ou la théorie des réseaux (selon que la solution est diluée ou concentrée) dont les rappels précis sont présentés dans la thèse de Ehret [Ehret, 1993].

L'un des modèles les plus couramment utilisés est le celui de Phan-Thien et Tanner (PTT). De ce modèle découlent plusieurs autres tels que le modèle de Phan-Thien et Tanner Simplifié (SPTT) [Oliveira and Pinho, 1999], le modèle de Maxwell supérieur convectif (UCM) [Olsson and Yström, 1993], le modèle de White-Metzner [Maders et al., 1992], le modèle de Johnson-Segalman [Khan and Larson, 1987] ou encore le modèle d'Oldroyd-B [Ehret, 1993]. Il s'applique aussi bien au cas du pétrôle brut [Benziane et al., 2007] que des fluides du corps humain tels que le sang [Amblard, 2006] ou le fluide synovial [Tichy and Bou-Saïd, 2008] et convient également à la description des huiles de moteur multigrades [Gwynllyw and Phillips, 2008].

L'équation qui le régit provient de la théorie des réseaux de type Lodge-Yamamoto appliquée aux fluides polymères (voir Annexe :Théorie des réseaux de polymères). Elle combine un comportement purement visqueux apporté par le solvent, à savoir l'huile minérale de base dans notre

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

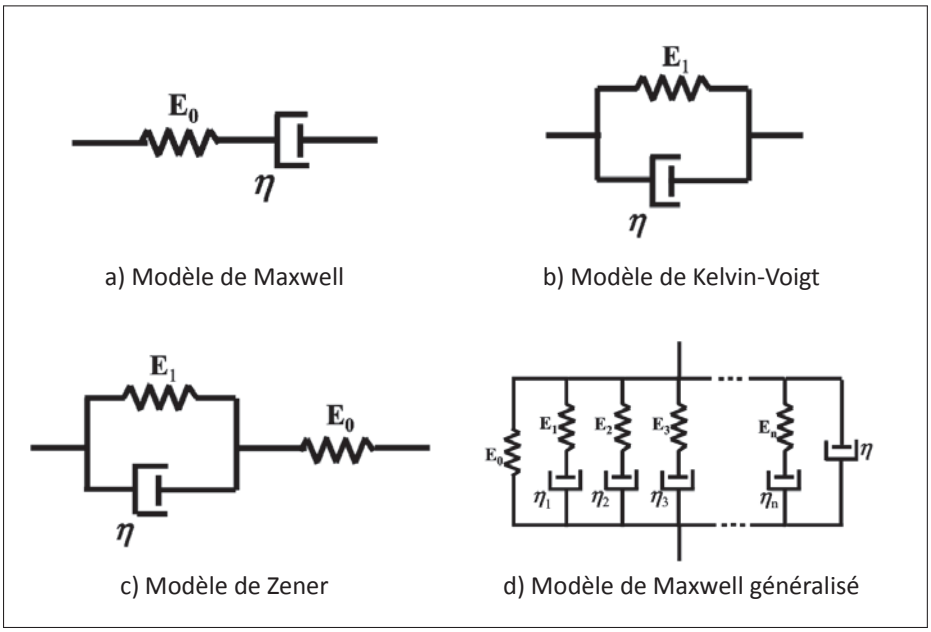


Figure I.14 – Modèles viscoélastiques de type Maxwell

cas, et un comportement purement élastique apporté par le réseau polymère, à savoir les additifs dopants l'huile de base [Phan-Thien and Tanner, 1977]. Le comportement global du fluide résulte de la contribution des contraintes du solvant d'une part et de la contribution des contraintes des polymères d'autre part.

Le modèle se formule ainsi :

$$\sigma = \sigma_s + \sigma_p \tag{I.9}$$

$$\sigma_s = \eta_s(\nabla u + \nabla u^T) \tag{I.10}$$

$$\lambda\left(\frac{\partial \sigma_p}{\partial t} + u.\nabla\sigma_p - \left(\nabla u^T - \frac{\xi}{2}\dot{\gamma}\right).\sigma_p - \sigma_p.\left(\nabla u^T - \frac{\xi}{2}\dot{\gamma}\right)\right) + H(tr(\sigma_p)) = \eta_p\dot{\gamma} \tag{I.11}$$

avec $H(tr(\sigma_p))$ la fonction représentant le rapport du taux d'apparition des chaînes de polymères sur le taux de disparition des polymères. Celle-ci peut prendre la forme d'une équation exponentielle :

$$H(tr(\sigma_p)) = exp(\frac{\epsilon\lambda}{\eta_{p0}} tr\sigma_p) \tag{I.12}$$

Mais on peut également la trouver sous forme linéarisée :

$$H(tr(\sigma_p)) = 1 - \epsilon\lambda\frac{tr\sigma_p}{\eta_{p0}} \tag{I.13}$$

où $tr\sigma_p$ est la trace du tenseur des contraintes des polymères.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

L'expression I.13 introduit une limite de la viscosité élongationnelle à nombre de Weissenberg élevé [Ehret, 1993]. Au contraire, sous forme exponentielle, un seuil est observé au-dessus duquel le nombre de chaînes de polymères apparues dans le contact est inférieur à la quantité de chaînes détruites. La viscosité élongationnelle diminue à forts nombres de Weissenberg. Autrement dit, la résistance du fluide à l'écoulement décroit, ce qui est plus représentatif de la physique des huiles moteur.

ξ représente le caractère non-affine de la réponse des macromolécules à la déformation macroscopique. Pour $\xi = 0$, les chaînes de polymère ont un mouvement affine et le modèle PTT rejoint le modèle de Maxwell convectif supérieur (Upper Convected Maxwell, UCM).

Anisotropie des contraintes principales

Dans le cas d'un fluide Newtonien soumis à un écoulement en cisaillement, les contraintes principales σ_{xx}, σ_{yy} et σ_{zz} sont constantes et égales à l'opposé de la pression. En revanche, dans le cas de solutions de polymères, ces composantes du tenseur des contraintes varient. On définit alors les première et seconde différences de contraintes principales :

$$\sigma_{xx} + \sigma_{yy} = N_1(\dot{\gamma}) \qquad \text{et} \qquad \sigma_{yy} + \sigma_{zz} = N_2(\dot{\gamma})$$

Cette anisotropie des contraintes principales est la conséquence d'un écoulement lui-même anisotrope. Comme vu précédemment, l'écoulement d'une huile dopée tend à aligner et étirer ses chaînes de polymères. Leurs formes deviennent elliptiques, leurs grands axes étant orientés dans le sens de l'écoulement. Il en résulte que l'élasticité entropique tend à rendre à la molécule sa configuration sphérique initiale, introduisant une compression dans la direction de l'écoulement. D'où :

$$\sigma_{xx} < \sigma_{yy}$$

Pour le cas des suspensions de particules dans un fluide Newtonian, la première différence de contraintes normales est négative tandis que la seconde différence de contraintes normales est positive. Toutefois, il a été montré par la théorie et l'expérience que pour le cas des systèmes polymères, on a au contraire [Barnes, 2002] :

$$N_1(\dot{\gamma}) > 0 \qquad \text{et} \qquad N_2(\dot{\gamma}) < 0$$

Notons que dans la plupart des études rhéologiques, $N_2(\dot{\gamma})$ est ignorée en raison de sa faible intensité par rapport à $N_1(\dot{\gamma})$ et sa difficulté à être mesurée. Selon Williamson et ses co-auteurs, l'étude de $N_2(\dot{\gamma})$ dans le cas d'huiles lubrifiantes se révèlerait inappropriée. Les variations du taux de cisaillement $\dot{\gamma}$ et de la première différence de contraintes principales N_1 sont suffisantes pour étudier et caractériser leur comportement viscoélastique [Williamson et al., 1997].

Nombre de Weissenberg

Le nombre de Weissenberg est un nombre sans dimension souvent noté Wi ou We. Il est introduit par White en 1964 [White, 1964] et décrit le degré de non-linéarité de la réponse rhéologique du fluide, ou bien l'intensité avec laquelle la première différence de contraintes normales se manifeste. Dans le cas d'un écoulement en cisaillement comme il est question dans notre étude, il s'exprime comme suit :

$$Wi = \lambda\dot{\gamma}$$

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

avec λ le temps de relaxation du fluide et $\dot{\gamma}$ le taux de cisaillement.

L'effet Weissenberg illustre très concrètement le comportement d'un fluide viscoélastique (voir Fig. I.15). Lors de l'écoulement du fluide non-Newtonian, les chaînes de polymères sont étirées dans la direction de l'écoulement. L'intensité de cet étirement dépend du niveau de cisaillement. Pour deux lignes de courant soumises à des taux de cisaillement différents, un effort normal tend à déplacer les chaînes de polymères vers la ligne de courant à moindre cisaillement. Cette force orthogonale au plan de cisaillement peut posséder une amplitude suffisante pour contrebalancer la force centrifuge. A titre d'exemple, l'expérience peut être observée chez soi en battant du blanc d'œuf à l'aide d'un batteur. On observe que le blanc d'œuf se déplace vers la tige du batteur (zone de taux de cisaillement plus faibles) à tel point qu'il monte le long l'ustensile. Toutefois, cet effet est annihilé à haute vitesse où les effets centrifuges prédominent.

Figure I.15 – Effet Weissenberg : Ascension d'un fluide sur une tige [source : MIT]

Nombre de Deborah

Le nombre de Deborah est un nombre sans dimension, souvent noté *De*. Il est défini comme le rapport du temps de relaxation sur la durée d'observation. Dans notre cas, en appelant t_e la durée de l'évènement observé, le nombre de Deborah s'écrit :

$$De = \frac{\lambda}{t_e}$$

Notons qu'une erreur commune consiste à considérer l'inverse du taux de déformation pour la durée d'observation [Dealy, 2010].

I.5 Conclusion

Cette étude bibliographique nous a permis de constater que la lubrification hydrodynamique constitue un domaine d'intérêt scientifique et industriel important dont les enjeux sont à la fois

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

économiques et environnementaux. Pour les systèmes reprenant des efforts axiaux, les études de butées à patins oscillants restent plus nombreuses que celles des butées à géométrie fixe tant au niveau numérique qu'expérimental. Les effets de la température, des déformations mécaniques sous charge élevée et de la recirculation constituent les principaux aspects de nombreux travaux de recherche. Nous avons constaté que les études transitoires sont plus rares que les études stationnaires et se concentrent sur la problématique du démarrage en vitesse. Quant aux études rhéologiques, la littérature présente de nombreux modèles qui, couplés les uns aux autres, permettent de représenter les caractéristiques d'une huile moteur de manière précise et réaliste.

Parmi les études de butées à géométrie fixe, le cas particulier des butées de turbocompresseurs reste quasi-inexistant. Pourtant, il apparaît que ces composants sont soumis à d'importants évènements dynamiques et que leurs performances jouent un rôle déterminant dans la performance globale des turbocompresseurs et, par extension, des moteurs qu'ils équipent. Ce constat nous incite à analyser le comportement de ces butées dans le cadre de la problématique du décalage turbo et de transitoires de charge significatifs.

Ce manuscrit présente l'étude de butées de turbocompresseurs à géométrie fixe d'un point de vue numérique et expérimental. Le travail numérique s'appuie sur un modèle sophistiqué de prédiction des performances basé sur le comportement macromoléculaire des huiles de moteur et prenant en compte différents phénomènes représentatifs des conditions de fonctionnement sévères des turbos.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

Chapitre II

Analyse théorique

Dans ce chapitre, les deux lois rhéologiques et le modèle viscoélastique retenus pour l'étude sont présentés. Le développement analytique menant à une nouvelle équation de Reynolds Modifiée est détaillé.

Table des matières

II.1 Introduction . . . 30
II.2 Choix des modèles rhéologiques . . . 31
II.2.1 Modèle de température . . . 31
II.2.2 Modèle rhéofluidifiant . . . 31
II.2.3 Modèle viscoélastique . . . 32
II.3 Mise en équation . . . 32
II.3.1 Equation d'un écoulement . . . 32
II.3.2 Théorie des films minces . . . 33
II.3.3 Équations moyennées . . . 34
II.3.4 Profils de vitesses . . . 35
II.3.5 Inertie et débits moyennés . . . 36
II.3.6 Équation de Reynolds Modifiée . . . 36
II.3.7 Équation de l'énergie . . . 37
II.3.8 Équation de la chaleur . . . 38
II.4 Conditions aux limites . . . 38
II.4.1 Conditions aux limites en température . . . 38
II.4.2 Conditions aux limites en pression . . . 41
II.4.3 Conditions aux limites en vitesse . . . 42
II.5 Conclusion . . . 42

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

II.1 Introduction

Il s'agit d'élaborer un modèle thermohydrodynamique représentatif du comportement des huiles moteur présenté au chapitre précédent ainsi que des conditions de fonctionnement spécifiques aux turbocompresseurs. Ce modèle prend en compte non seulement la rhéofluidification, la chute de viscosité avec l'élévation de la température et le caractère élastique de l'huile mais également les phénomènes dynamiques tels que les effets d'inertie du fluide et l'accélération axiale des surfaces.

La combination de ces effets est appliquée à différents designs de butées à géométrie fixe montées dans les turbos de Honeywell Turbo Technologies. Celles-ci sont de faible taille. Leurs rayons extérieurs n'excèdent pas 12.5 mm, la largeur de leurs patins variant entre 1.55 mm et 4.7 mm selon les produits. Ces butées équipent des turbos destinés à des véhicules particuliers (*Leight Vehicles*) dont la cylindrée est comprise entre 1 litre et 3 litres.

Chaque butée comprend de 6 à 8 patins dont les rampes sont généralement précédées et suivies d'un secteur plat. Les hauteurs de rampe varient entre 36 et 51 microns. Lorsque les patins ne possèdent pas de poche d'alimentation, ils sont séparés par une rainure d'alimentation. Dans les deux cas, ces systèmes d'alimentation présentent une profondeur très importante par rapport à la hauteur d'une rampe (environ 800 microns pour une poche et 200 microns pour une rainure). L'alimentation générale de la butée en huile fraîche s'effectue au moyen d'un capillaire débouchant au rayon intérieur de la butée entre la face active et la face passive. Celle-ci est visible à la FigureII.1 qui présente la coupe schématique d'un turbocompresseur typique de notre étude. L'huile chaude s'échappe du contact par le rayon extérieur. Elle rejoint ensuite le circuit d'huile du moteur de manière gravitaire. Un exemple représentatif de ces géométries est donné dans la FigureII.2.

Les différentes équations nécessaires à l'établissement de cette modélisation THD sont présentées dans ce chapitre.

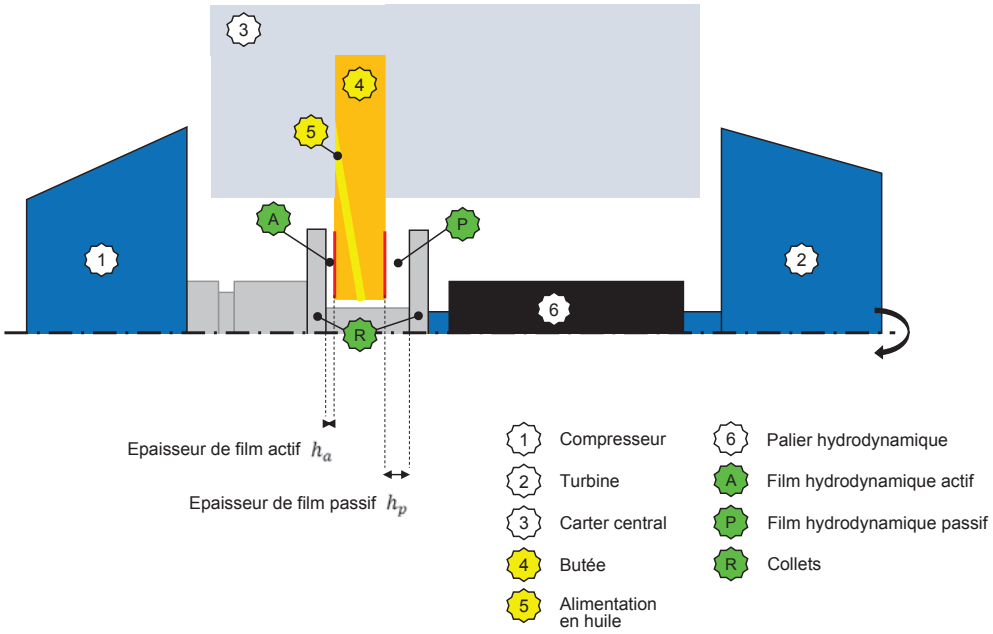
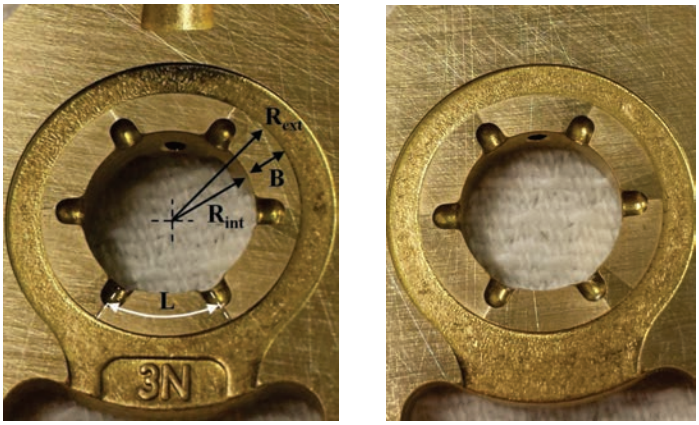


Figure II.1 – Vue en coupe du contact hydrodynamique d'un turbocompresseur représentatif de cette étude

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés



(a) Face $N°1$ (b) Face opposée

Figure II.2 – Butée à six patins de turbocompresseur Honeywell
$R_{int} = 3.4mm$ - $R_{ext} = 6.5mm$

II.2 Choix des modèles rhéologiques

Comme vu précédemment (voir §I.4), les huiles moteurs utilisées pour lubrifier les systèmes tournants de turbocompresseurs consistent en des lubrifiants à comportement viscoélastique rhéofluidifiant. Le comportement rhéologique de ces huiles peut être relié à leur micro-structure, c'est-à-dire au comportement huile de base / chaînes de polymères présentes dans le fluide. Dans ce paragraphe, nous présentons les lois rhéologiques et le modèle viscoélastique retenus afin de représenter le plus fidèlement possible la physique du lubrifiant.

II.2.1 Modèle de température

Les températures d'huile rencontrées par le turbo varient entre des conditions de froid extrême autour de $-40\,°C$ dans les pays nordiques pour un moteur encore froid et des températures atteignant $150\,°C$ en entrée du turbo suite au réchauffement du lubrifiant par les différents composants du moteur. Par conséquent, le modèle rhéologique reliant la viscosité de l'huile à sa température doit impérativement être réaliste sur un large domaine.

Pour cette raison, nous retenons un modèle à trois paramètres, à savoir celui de Walther & McCoull (Eq.I.4) plutôt que le modèle de Vogel, ces deux lois donnant des résultats très similaires. La détermination des trois paramètres du modèle est effectuée à partir de résultats expérimentaux obtenus sur un rhéomètre de Couette (voir §IV.4).

II.2.2 Modèle rhéofluidifiant

Rappelons que la vitesse maximale atteinte par certains turbocompresseurs est de 300 000 tr/min. Sous une épaisseur de film de l'ordre d'une dizaine de microns, cette condition de fonctionnement correspond à un taux de cisaillement de l'ordre de $10^7 s^{-1}$. La prise en compte de la rhéofluidification des huiles moteur actuelles est par conséquent incontournable. Pour représenter ce phénomène, nous retenons le modèle de Cross car celui-ci nous permet de modéliser à la fois le premier et le deuxième plateau non-Newtonien (Eq.I.8). Calibrer ces quatre paramètres permet d'atteindre une bonne précision aussi bien à faibles taux de cisaillement qu'à forts taux de cisaillement.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

L'utilisation d'une loi rhéologique considérant uniquement le second plateau non-Newtonien nous aurait également suffit. Effectivement, les épaisseurs de film maximales n'excèdent guère 50 μm et la vitesse de rotation descend en-dessous de 30 000 tr/min uniquement pour les phases de démarrage, lesquelles sont exclues de cette étude. Par conséquent, les plus petites géométries présentent localement un minimum de taux de cisaillement atteignant l'ordre de $1.10^5 s^{-1}$.

Toutefois, l'emploi de l'équation de Cross est avantageux en ce que la détermination de ses paramètres est déjà en place au sein de l'entreprise. Par ailleurs, l'étendue de sa gamme d'utilité ne porte aucun préjudice à la précision de sa modélisation.

II.2.3 Modèle viscoélastique

Le modèle viscoélastique retenu pour caractériser l'aspect élastique des huiles moteur est celui de Phan-Thien et Tanner (PTT) consistant en trois équations (I.9), (I.10) et (I.11). Celui-ci est l'un des plus utilisés en matière de viscoélasticité en raison de son caractère très général. Il correspond particulièrement bien à la physique des huiles utilisées actuellement (voir §I.4.3).

Dans notre cas, nous considérons également les effets de la température et du taux de cisaillement local sur la viscosité globale du fluide, comme vu aux deux paragraphes précédents. Puisque la viscosité est variable, ce modèle est dit *modèle Modifié de Phan-Thien et Tanner* (MPTT).

Il est important de noter que, physiquement, l'huile minérale de base est presque insensible aux taux de cisaillement mais dépend largement de la température. Au contraire, les longues chaînes de polymères sont davantage indifférentes aux variations de température mais sont à l'origine de la rhéofluidification. Afin que la correspondance entre la théorie et la physique soit maximale, il conviendrait d'appliquer la loi de Walther & McCoull à l'huile de base seule et la loi de Cross aux additifs seuls. Toutefois, nous décidons d'appliquer ces deux lois au calcul de la viscosité globale du fluide puisque la détermination de leurs paramètres ne peut avoir lieu expérimentalement qu'à partir de tests menés sur le mélange final de l'huile multigrade, comprenant à la fois le solvent et les polymères.

II.3 Mise en équation

II.3.1 Equation d'un écoulement

Le comportement d'un fluide nous est donné par les équations générales suivantes en coordonnées cartésiennes $(Oxyz)$:

– l'équation de la continuité :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0 \tag{II.1}$$

– l'équation de Navier-Stokes :

$$\rho(\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j}) = \rho f_i + \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \tag{II.2}$$

– le modèle MPTT :

$$\lambda \left(\frac{\partial \sigma_p}{\partial t} + u.\nabla \sigma_p - \left(\nabla u^T - \frac{\xi}{2}\dot{\gamma} \right).\sigma_p - \sigma_p.\left(\nabla u^T - \frac{\xi}{2}\dot{\gamma} \right) \right) + H(tr(\sigma_p)) = \eta_p \dot{\gamma} \tag{II.3}$$

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

– l'équation de l'énergie généralisée pour un fluide Newtonien :

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \kappa T \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(k_h \frac{\partial T}{\partial x_i}) + \delta(\frac{\partial u_i}{\partial x_i})^2 + \eta(\dot{\gamma})\frac{\partial u_i}{\partial x_j} D_{ij} \tag{II.4}$$

Les variables de ces équations sont regroupées dans le paragraphe Notations.

II.3.2 Théorie des films minces

Pour la totalité de cette étude, nous nous plaçons dans la théorie des films minces visqueux. Ceci implique de respecter les hypothèses suivantes :

- la dimension caractéristique h dans la direction de l'épaisseur de film (Oy) est très faible comparée aux dimensions caractéristiques du contact R dans les deux autres directions de l'écoulement (Ox) et (Oz)
- l'écoulement est laminaire
- le fluide est incompressible
- les forces extérieures sont négligeables
- il n'y a pas de glissement aux parois

Dans notre cas, le rapport h/R varie entre 10^{-3} et 10^{-2}. Ceci nous permet de négliger les termes d'ordre $(h/R)^2$ adimensionnés dans les équations (II.1), (II.2), (II.3) et (II.4) [Frêne et al., 1997].

Par ailleurs, le nombre de Reynolds reste celui d'un écoulement laminaire. Toutefois, pour des conditions critiques de 300 000 tr/min à 150 °C (très faible viscosité) et une épaisseur importante de 50 microns, on observe que le nombre de Reynolds atteint environ 2100 localement en début de rampe au rayon extérieur où l'épaisseur de film et la vitesse sont maximales. Ceci constitue la limite inférieure de la transition entre le régime laminaire et le régime turbulent. Cependant, lorsque cette condition de fonctionnement est réalisée, la seconde face de la butée présente une épaisseur de film égale aux 50 microns soustraits du jeu axial. Ce jeu étant généralement de l'ordre de 60 microns, il en résulte une épaisseur de film d'environ 10 microns. Un écoulement quasi-turbulent a lieu du côté passif tandis que la face active présente un écoulement laminaire avec un nombre de Reynolds près de 5 fois inférieur à 2100. Les performances de la face active étant largement prédominantes dans le comportement global de la butée, il nous paraît raisonnable de continuer à appliquer toutes les hypothèses des films minces à la face passive dans ce cas limite.

Toutes ces hypothèses sont par conséquent validées et permettent la réécriture des équations précédentes.

L'équation de la continuité devient :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \tag{II.5}$$

Les équations de Navier-Stokes donnent :

$$\rho(\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y} + w\frac{\partial u}{\partial z}) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y} \tag{II.6}$$

$$0 = -\frac{\partial p}{\partial y} \tag{II.7}$$

$$\rho(\frac{\partial w}{\partial t} + u\frac{\partial w}{\partial x} + v\frac{\partial w}{\partial y} + w\frac{\partial w}{\partial z}) = -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial \sigma_{zy}}{\partial y} \tag{II.8}$$

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

II.3.3 Équations moyennées

L'équation de Reynolds classique est obtenue à partir des équations de Navier-Stokes et de l'équation de la continuité. D'ordinaire, le processus consiste à intégrer les équations (II.6) et (II.8) selon y puis à injecter ces quantités dans l'équation de continuité (II.5).

Dans notre cas, les termes d'inertie présents dans la partie gauche des équations de Navier-Stokes empêchent toute intégration directe. Nous choisissons de suivre la méthode de Tichy et Bou-Saïd qui consiste à moyenner toutes les équations au travers du film [Tichy and Bou-Saïd, 1991]. Pour ceci, nous écrivons les débits et termes d'inertie moyennés comme suit :

$$q_x = \int_0^h u dy \qquad q_z = \int_0^h w dy \tag{II.9}$$

$$I_{xx} = \int_0^h u^2 dy \qquad I_{xz} = \int_0^h uw dy \qquad I_{zz} = \int_0^h w^2 dy \tag{II.10}$$

L'équation de la continuité s'exprime désormais comme :

$$\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial q_z}{\partial z} = 0 \tag{II.11}$$

La formule intégrale de Leibniz nous permet d'écrire les équations de Navier-Stokes moyennées selon (Ox) et (Oz) :

$$\rho(\frac{\partial q_x}{\partial t} + \frac{\partial I_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial I_{xz}}{\partial z}) = -h\frac{\partial p}{\partial x} + \sigma_{xy_{|y=h}} - \sigma_{xy_{|y=0}} \tag{II.12}$$

$$\rho(\frac{\partial q_z}{\partial t} + \frac{\partial I_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial I_{zz}}{\partial z}) = -h\frac{\partial p}{\partial z} + \sigma_{zy_{|y=h}} - \sigma_{zy_{|y=0}} \tag{II.13}$$

Notons que ces deux équations sont indépendantes de la variable y, ce qui est en accord avec l'équation (II.7).

Dans ces équations, le tenseur des contraintes σ représente le tenseur global des contraintes. Il peut être vu comme la somme des contributions Newtoniennes et des contributions non-Newtoniennes, comme évoqué au paragraphe II.2.3. N'oublions pas que nous avons :

$$\begin{aligned} \sigma &= \sigma_{|p} + \sigma_{|s} \\ &= \sigma_{|p} + \eta_s \dot{\gamma} \end{aligned}$$

avec $\sigma_{|p}$ et $\sigma_{|s}$ respectivement les contraintes des polymères et du solvant.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

II.3.4 Profils de vitesses

Le calcul analytique des profils de vitesses à partir des équations de Navier-Stokes est rendu impossible par la présence des termes d'inertie de même que par l'emploi du modèle MPTT car il exigerait la résolution simultanée des trois équations de Navier-Stokes (II.6, II.7 et II.8), de l'équation de la continuité (II.5) ainsi que des six équations couplées du modèle viscoélastique (I.11) [Tichy and Bou-Saïd, 2008]. L'une des principales hypothèses de ce type de résolution consiste à supposer les profils de vitesses afin de calculer les termes d'inertie.

Le profil de vitesse est partagé de manière classique en deux parties. Un écoulement de Couette est dû à la vitesse tangentielle du collet (voir les conditions aux limites §II.4.3) et superposé à un écoulement de Poiseuille dû aux gradients de pression. Ces profils de vitesse sont ceux d'un fluide Newtonien. C'est une hypothèse raisonnable puisque les vitesses supposées sont ensuite injectées dans le modèle MPTT afin de calculer les contraintes imputées aux polymères et de corriger la vitesse. En conséquence, le comportement de l'huile reste bel et bien celui d'un fluide viscoélastique.

La superposition des deux champs de vitesses peut s'écrire (voir l'Annexe B pour les développements analytiques) :

$$u(x,y,z,t) = U(1-\frac{y}{h}) + 6U_1(\frac{y}{h}-\frac{y^2}{h^2}) \tag{II.14}$$

$$w(x,y,z,t) = 6W_1(\frac{y}{h}-\frac{y^2}{h^2}) \tag{II.15}$$

avec

$$U_1 = -\frac{h^2}{12\eta_m}\frac{\partial p}{\partial x} \qquad \text{et} \qquad W_1 = -\frac{h^2}{12\eta_m}\frac{\partial p}{\partial z} \tag{II.16}$$

Du fait de la vitesse de rotation élevée des turbocompresseurs, notons que l'écoulement de Couette prédomine largement l'écoulement de Poiseuille dans la direction circonférentielle, résultant en un taux de cisaillement σ_{xy} quasiment constant dans l'épaisseur du film. Par ailleurs, les nombres de Peclet Pe relatifs à nos applications sont élevés, signifiant que les phénomènes de conduction dans l'épaisseur du film d'huile sont négligeables devant les phénomènes de convection dans les deux directions principales de l'écoulement. Ces deux conditions d'écoulement étant réunies, il nous paraît raisonnable de considérer la viscosité constante à travers l'épaisseur pour établir l'équation de Reynolds Modifiée et aboutir à un modèle thermohydrodynamique simplifié en ce sens. Cette moyenne de la viscosité est également présente dans les profils de vitesses de Poiseuille moyennés.

Remarquons que si la viscosité est moyennée selon (Oy) dans l'équation de Reynolds, le calcul de la température par l'équation de l'énergie en 3D est tout de même accompli et permet de déduire des propriétés locales variables selon cette direction tels la viscosité, la densité ou le coefficient calorifique. Par conséquent, la viscosité moyennée dans l'épaisseur de film pour l'équation de Reynolds Modifiée est basée obtenue après le calcul des températures locales dans le contact.

Une étude portant sur la validité de cette hypothèse est présentée au paragraphe III.4 et démontre qu'elle est raisonnable.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

II.3.5 Inertie et débits moyennés

Connaissant les profils de vitesses (II.14) et (II.15), les termes d'inertie moyennés (II.10) peuvent se réécrire :

$$I_{xx} = \frac{hU^2}{3} + \frac{6hU_1^2}{5} + hUU_1 \tag{II.17}$$

$$I_{xz} = \frac{hUW_1}{2} + \frac{6hU_1W_1}{5} \tag{II.18}$$

$$I_{zz} = \frac{6hW_1^2}{5} \tag{II.19}$$

Quant aux débits moyennés, ils se reformulent comme suit :

$$q_x = \frac{hU}{2} + hU_1 \tag{II.20}$$

$$q_z = hW_1 \tag{II.21}$$

II.3.6 Équation de Reynolds Modifiée

La dérivation des équations de Navier-Stokes (II.12) et (II.13) par rapport à x et z fait apparaître respectivement les termes $\frac{\partial^2 q_x}{\partial t \partial x}$ et $\frac{\partial^2 q_z}{\partial t \partial z}$. Ces quantités peuvent être injectées dans l'équation de la continuité (II.11) préalablement dérivée par rapport au temps. L'équation de Reynolds Modifiée obtenue peut alors se formuler de la manière suivante :

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial x}\left(h^3\frac{\partial p}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(h^3\frac{\partial p}{\partial z}\right) = {} & 12\eta_m\frac{\partial h}{\partial t} + 6\eta_m U\frac{\partial h}{\partial x} \\
& - 2\rho h\left[\frac{\partial h}{\partial x}\left(\frac{\partial q_x}{\partial t} + \frac{\partial I_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial I_{xz}}{\partial z}\right) + \frac{\partial h}{\partial z}\left(\frac{\partial q_z}{\partial t} + \frac{\partial I_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial I_{zz}}{\partial z}\right)\right] \\
& + \rho h^2\left[\frac{\partial^2 h}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 I_{xx}}{\partial x^2} - 2\frac{\partial^2 I_{xz}}{\partial x \partial z} - \frac{\partial^2 I_{zz}}{\partial z^2}\right] \\
& - 12h\left(U_1\frac{\partial \eta_m}{\partial x} + W_1\frac{\partial \eta_m}{\partial z}\right) \\
& + h^2\left[\frac{\partial}{\partial x}\left(\sigma_{xy|Py=h} - \sigma_{xy|Py=0}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\sigma_{zy|Py=h} - \sigma_{zy|Py=0}\right)\right] \\
& + 2h\left[\frac{\partial h}{\partial x}\left(\sigma_{xy|Py=h} - \sigma_{xy|Py=0}\right) + \frac{\partial h}{\partial z}\left(\sigma_{zy|Py=h} - \sigma_{zy|Py=0}\right)\right]
\end{aligned} \tag{II.22}$$

Pour les géométries nous concernant, il s'avère pratique d'effectuer les changements de variables $x = \theta r$ et $z = r$ (i.e. $dx = rd\theta$ and $dz = dr$). Le nouveau système de coordonnées utilise désormais les axes $(O\theta)$, (Or) dans les deux directions principales de l'écoulement et (Oy) dans l'épaisseur du film.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

Par ailleurs, en introduisant les termes adimensionnés suivants

$$\bar{r} = r/R \quad \bar{h} = h/h_2 \quad \delta_0 = h_2/R \quad \bar{U} = U/\omega R \quad \bar{t} = t\omega \quad \bar{p} = p\frac{\delta_0^2}{\eta_0\omega} \quad \bar{\sigma} = \sigma\frac{\delta_0}{\eta_0\omega} \tag{II.23}$$

il est possible de réécrire l'équation de Reynolds Modifiée sans dimension :

$$\begin{aligned}
\frac{1}{\bar{r}}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\bar{h}^3\frac{\partial\bar{p}}{\partial\theta}\right) + \frac{\partial}{\partial\bar{r}}\left(\bar{h}^3\frac{\partial\bar{p}}{\partial\bar{r}}\right) = {} & 12\bar{\eta_m}\frac{\partial\bar{h}}{\partial\bar{t}} + 6\bar{\eta_m}\frac{1}{\bar{r}}\frac{\partial\bar{h}}{\partial\theta} \\
& - 2Re^*\bar{h}\frac{1}{\bar{r}}\frac{\partial\bar{h}}{\partial\theta}\left(\frac{\partial\bar{q_\theta}}{\partial\bar{t}} + \frac{1}{\bar{r}}\frac{\partial\bar{I}_{\theta\theta}}{\partial\theta} + \frac{\partial\bar{I}_{\theta r}}{\partial\bar{r}}\right) \\
& - 2Re^*\bar{h}\frac{\partial\bar{h}}{\partial\bar{r}}\left(\frac{\partial\bar{q_r}}{\partial\bar{t}} + \frac{1}{\bar{r}}\frac{\partial\bar{I}_{\theta r}}{\partial\theta} + \frac{\partial\bar{I}_{rr}}{\partial\bar{r}}\right) \\
& + Re^*\bar{h}^2\left[\frac{\partial^2\bar{h}}{\partial\bar{t}^2} - \frac{1}{\bar{r}^2}\frac{\partial^2\bar{I}_{\theta\theta}}{\partial\theta^2} - 2\frac{1}{\bar{r}}\frac{\partial^2\bar{I}_{\theta r}}{\partial\bar{r}\partial\theta} - \frac{\partial^2\bar{I}_{rr}}{\partial\bar{r}^2}\right] \\
& - 12\bar{h}\left(\bar{U}_1\frac{1}{\bar{r}}\frac{\partial\bar{\eta_m}}{\partial\theta} + \bar{W}_1\frac{\partial\bar{\eta_m}}{\partial\bar{r}}\right) \\
& + \bar{h}^2\left[\frac{1}{\bar{r}}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\bar{\sigma}_{\theta y_{|Py=h}} - \bar{\sigma}_{\theta y_{|Py=0}}\right) + \frac{\partial}{\partial\bar{r}}\left(\bar{\sigma}_{ry_{|Py=h}} - \bar{\sigma}_{ry_{|Py=0}}\right)\right] \\
& + 2\bar{h}\left[\frac{1}{\bar{r}}\frac{\partial\bar{h}}{\partial\theta}\left(\bar{\sigma}_{\theta y_{|Py=h}} - \bar{\sigma}_{\theta y_{|Py=0}}\right) + \frac{\partial\bar{h}}{\partial\bar{r}}\left(\bar{\sigma}_{ry_{|Py=h}} - \bar{\sigma}_{ry_{|Py=0}}\right)\right]
\end{aligned} \tag{II.24}$$

avec pour nombre de Reynolds Modifié :

$$Re^* = \frac{\rho h_2^2\omega}{\eta_0}$$

La différence principale avec l'équation de Reynolds classique réside dans la deuxième partie de son second membre. Les troisième, quatrième et cinquième termes représentent les effets d'inertie du fluide et les effets d'accélérations verticales de la paroi. Le sixième terme rend compte des variations de la viscosité dans les directions principales de l'écoulement. Enfin, les contributions du réseau de polymère constituent les deux derniers termes de l'équation.

II.3.7 Équation de l'énergie

Afin de calculer la température dans le fluide, on résout l'équation de l'énergie en 3 dimensions. L'hypothèse des films minces (voir §II.3.2) permet de négliger les termes de conduction radiale et tangentielle. En négligeant également la dilation thermique de l'huile, l'équation de l'énergie se formule comme suit :

$$\rho C_p\left(\frac{\partial T}{\partial t} + u\frac{\partial T}{\partial x} + v\frac{\partial T}{\partial y} + w\frac{\partial T}{\partial z}\right) = \eta(x,y,z)\left[\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial y}\right)^2\right] + k_h\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \tag{II.25}$$

Le membre de gauche représente les termes de convection tandis que les première et deuxième parties du membre de droite représentent respectivement les dissipations visqueuses et la conduction thermique.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

Notons que l'obtention de l'équation de Reynolds Modifiée (II.24) requiert de moyenner préalablement la viscosité du fluide dans l'épaisseur du film. Dans le cadre de notre application, cette hypothèse est raisonnable car le nombre de Peclet, comparant l'importance de la conduction au travers du film et la convection dans les directions principales de l'écoulement, reste élevé. Effectivement, pour le cas le moins critique, à savoir une vitesse de rotation de 1000 Hz et une viscosité à température peu élevée (50°C), le nombre de Peclet $Pe = \rho C_p U h_2^2 / R k_h$ reste supérieur à 50 fois l'unité. Par conséquent, l'utilisation d'une viscosité moyenne dans l'équation de Reynolds Modifiée fournit des résultats proches de l'équation de Reynolds Généralisée employée couramment. L'influence de cette hypothèse sur la précision du champ de température est concrètement donnée au paragraphe §III.4. Notons en outre que la résolution de l'équation de l'énergie procure une distribution de la température en 3 dimensions. Ceci permet l'actualisation locale de la viscosité à travers le film préalablement au calcul de sa moyenne.

II.3.8 Équation de la chaleur

Afin de prédire plus correctement la température dans le film d'huile, la résolution de l'équation de la chaleur dans le patin est considérée. Toutefois, les conditions aux limites réelles de ce problème thermique sont délicates pour deux des six faces du patin (voir II.4.1). La butée est en effet d'une épaisseur inférieure à 3 mm et se trouve dans un milieu confiné. Rappelons que l'air traversant la roue compresseur est à température ambiante tandis que l'air entraînant la turbine est à la température des gaz d'échappement. Cette dernière varie non seulement selon le type de moteur - elle atteint 850 °C ou 900 °C pour un moteur diesel et 1050 °C pour un moteur essence - mais également selon le régime de fonctionnement. Sa plage de variation est par conséquent importante ainsi que le gradient de température au sein du turbo. C'est pourquoi il nous semble préférable d'imposer la température de l'interface entre le patin et le film plutôt que d'effectuer le calcul de conduction à partir de conditions aux limites incertaines à l'heure actuelle. Ceci revient à déplacer l'incertitude mais permet de diminuer sensiblement le temps de calcul. En négligeant la dilatation thermique du patin, l'équation de la chaleur en coordonnées polaires nous donne :

$$\frac{1}{r}\frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = \frac{\rho C_p}{k_h}\frac{\partial T}{\partial t} \tag{II.26}$$

avec ρ la masse volumique du matériau, C_p sa capacité thermique à pression constante et k_h sa conductivité thermique.

II.4 Conditions aux limites

La résolution des équations de l'écoulement décrite plus loin requiert d'imposer des conditions limites en termes de température, de pression et de vitesses. Celles-ci sont présentées dès à présent.

Notons que les équations peuvent être exprimées dans le repère $(Oxyz)$ *ou son équivalent* $(O\theta yr)$*. Voir la Figure II.4.*

II.4.1 Conditions aux limites en température

D'un point de vue thermique, la résolution des équations de l'énergie (§II.3.7) et de la chaleur (§II.3.8) mises en place pour l'aspect thermique de l'étude nécessite l'utilisation de conditions

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

aux limites en température pour le fluide ainsi que le patin (voir Fig.II.3). Celles-ci peuvent être des conditions de Dirichlet ou de Neumann. Dans les deux cas, les valeurs imposées sont connues expérimentalement, analytiquement ou numériquement.

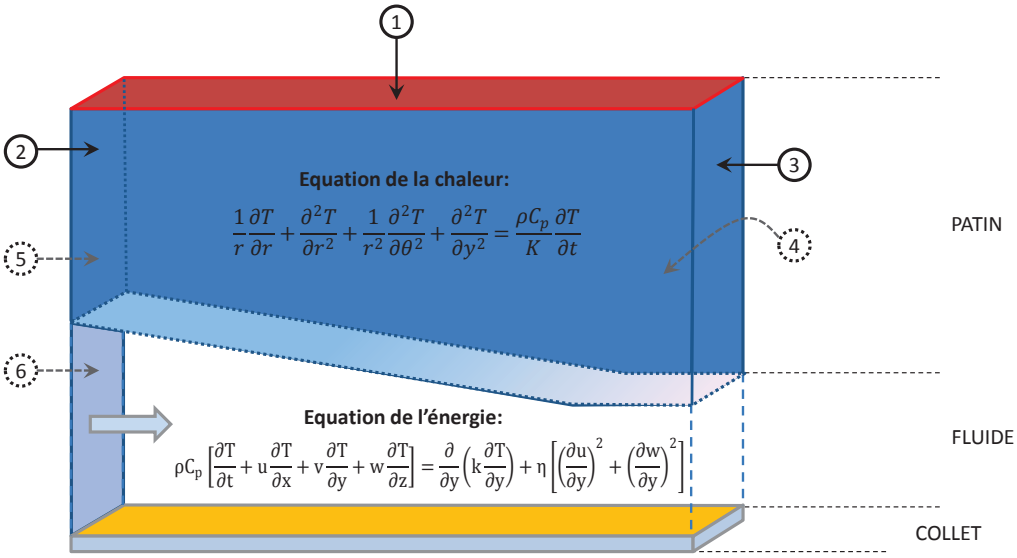


Figure II.3 – Conditions aux limites du problème thermique

– *Surface N°1 :*

La température du patin T_p au niveau de la surface opposée au film d'huile est supposée connue. En réalité, la valeur imposée en fonction des conditions de fonctionnement est relativement méconnue car sa mesure expérimentale en conditions réelles doit avoir lieu in-situ dans le carter central du turbo afin de prendre en compte l'influence des gaz d'échappement chauds du côté turbine et l'air ambient du côté compresseur. Il s'agit de mesurer la température au niveau du plan médian de la butée, c'est-à-dire dans l'épaisseur des 3 *mm* séparant les surfaces active et passive. Cette opération est délicate et fonction de très nombreux paramètres (modèle de turbo étudié, modèle de moteur étudié, régime turbo et moteur, température d'air et d'huile...). De même, un calcul numérique de la température de cette surface ne serait possible qu'aux termes d'une analyse thermique de la butée dans son environnement global au sein du carter central et des flux thermiques de l'air ambiant d'une part et des gaz d'échappement d'autre part. Ces données n'étant pas accessibles pour le moment, la température de la surface $N°1$ est estimée par :

$$T_p(r, \theta, y = h_{butee}) = T_{butee} \tag{II.27}$$

où T_{butee} est couramment fixée à 200°C lors de l'activation du calcul de conduction dans le massif. Cette valeur est par conséquent une estimation de la température réelle largement variable d'une application moteur à une autre (les gaz d'échappement d'un moteur diesel atteignant 900°C tandis que ceux d'un moteur essence peuvent atteindre 1050°C.

– *Surface N°2 :*

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

Au rayon intérieur, le patin est en contact avec l'huile fraiche, celle-ci étant amenée par un capillaire de diamètre 1 mm situé dans la partie centrale de la butée. On considère une condition de convection :

$$k_p \frac{\partial T_p}{\partial r}_{|r=R_i} = h_p \left[T_p(R_i, \theta, y) - T_{alim}\right] \tag{II.28}$$

avec h_p le coefficient de convection du lubrifiant et k_p le coefficient de conduction thermique du matériau. Ces coefficients sont respectivement issus du fichier d'huile interne à Honeywell contenant les propriétés de 170 huiles moteurs et de la littérature des matériaux pour le cas particulier du laiton.

– *Surfaces $N°3$ et 5 :*

Selon le design de la butée étudiée, les surfaces $N°3$ et 5 sont soit séparées par une rainure alimentant les patins en huile fraîche, soit en contact l'une avec l'autre de manière continue entre deux patins successifs. Ces cas de figure sont exprimés respectivement par une condition de convection avec l'huile fraîche (II.29 et II.30) ou une condition de continuité du champ de température dans la direction circonférentielle (II.31).

$$k_p \frac{\partial T_p}{\partial \theta}_{|\theta=\theta_i} = h_p \left[T_p(r, \theta_i, y) - T_{alim}\right] \tag{II.29}$$

$$k_p \frac{\partial T_p}{\partial \theta}_{|\theta=\theta_f} = h_p \left[-T_p(r, \theta_f, y) + T_{alim}\right] \tag{II.30}$$

où θ_i et θ_f sont les coordonnées circonférentielles des extrémités initiale et finale des patins.

$$T_p(r, \theta_i, y) = T_p(r, \theta_f, y) \tag{II.31}$$

– *Surface $N°4$:*

La surface $N°4$ constitue le rayon extérieur des patins. Elle fait face au reste de la butée dont la température n'est pas connue avec certitude et nécessiterait une analyse thermique globale du turbo de manière similaire à la surface $N°1$. On impose également une température :

$$T_p(r = R_{ext}, \theta, y) = T_{butee} \tag{II.32}$$

– *Surface $N°6$:*

À l'entrée du contact, le fluide consiste en un mélange entre l'huile fraiche fournie par l'alimentation à une température connue T_{alim} et une quantité d'huile issue du patin précédent à une température élevée. Ce mélange suit le processus de recirculation présenté dans le paragraphe §I.2.2.

En raison des faibles dimensions des géométries étudiées, il est courant que la vitesse circonférentielle du fluide au rayon extérieur soit près de deux fois supérieure à celle du rayon intérieur. De fait, le taux de cisaillement au rayon extérieur est plus élevé qu'au rayon intérieur. Il en est de même pour la température. C'est pourquoi notre étude THD

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

considère le mélange d'huile fraîche et d'huile chaude pour chaque noeud disposé dans la largeur du patin au niveau de la section d'entrée en θ_i. Il en résulte que la condition limite en température dépend du rayon et s'écrit :

$$T(r, \theta_i, y) = \alpha T(r, \theta_f, y) + (1 - \alpha) T_{alim} \tag{II.33}$$

où T représente la température dans le film d'huile et T_{alim} la température d'alimentation. α désigne le coefficient de recirculation. Celui-ci varie dans l'intervalle [0 ;1] dont les bornes représentent les cas d'une recirculation inexistante ou totale.

– *Interface fluide-patin :*

L'équation de la chaleur permet l'obtention de la température au niveau de l'interface entre le film lubrifiant et la surface des patins. En considérant que l'échange thermique entre le massif et le fluide ne s'effectue que sous forme de conduction, on écrit :

$$k_h \frac{\partial T}{\partial y}_{|y=h} = k_p \frac{\partial T_p}{\partial y}_{|y=h} \tag{II.34}$$

où k_h et k_p sont respectivement les conductivités thermiques de l'huile et du laiton qui constitue le patin.

– *Interface fluide-collet :*

La température du collet est considérée constante dans la direction tangentielle et variable dans la direction radiale. Cette condition traduit l'équilibre de l'échange thermique entre le collet en rotation et le fluide en $y = 0$. La formulation permettant la détermination de ce champ de température est :

$$\forall j \in [0; n], \qquad \int_{r_j}^{r_{j+1}} \int_{\theta_0}^{\theta_f} k_h \frac{\partial T}{\partial y}_{|y=0} r dr d\theta = 0 \tag{II.35}$$

où n est le nombre d'éléments discrétisant la largeur d'un patin, r_i le rayon du i^{eme} n œud, θ_i et θ_f les coordonnées angulaires initiales et finales du patin.

Cette expression reflète les refroidissements et réchauffements successifs de la surface du collet en rotation. Effectivement, à mesure que ce dernier tourne, il se trouve alternativement refroidi puis réchauffé par les parties fraîches et chaudes du film hydrodynamique de chaque patin. Cette succession de variations résulte en une température moyennée selon la direction de l'écoulement mais variable selon la direction radiale.

II.4.2 Conditions aux limites en pression

Pour la résolution de l'équation de Reynolds Modifiée à venir, il est nécessaire d'imposer des conditions en pression aux limites du domaine. L'alimentation en huile se faisant par le rayon intérieur, on impose :

$$p(R_{int}, \theta) = p_{alim} \tag{II.36}$$

où p_{alim} est la pression d'alimentation à l'entrée du contact.

L'évacuation de l'huile s'effectuant de manière gravitaire, la pression atmosphérique règne au niveau du rayon extérieur. En termes de pression relative, ceci se traduit par la relation :

$$p(R_{ext}, \theta) = 0 \tag{II.37}$$

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

Quant aux sections d'entrée et de sortie du patin, la pression imposée consiste en une rampe linéaire évoluant de p(R$_{int}, \theta)p(R_{ext}, \theta)$.

Les poches d'alimentation en huile présentant une profondeur de l'ordre de 800 μm, notons que la relation $h \ll R$ n'est plus respectée. Par conséquent, les hypothèses de film mince ne peuvent pas être appliquées dans ces régions. Le calcul de la pression par la résolution de l'équation de Reynolds Modifiée n'est pas effectué dans ces zones et la pression est fixée à la pression d'alimentation p_{alim}.

II.4.3 Conditions aux limites en vitesse

En termes de vitesses, nous choisissons d'attribuer la vitesse tangentielle à la paroi inférieure - le collet - tandis que la vitesse verticale est attribuée à la paroi supérieure - le patin (Fig. II.4). Les conditions limites s'écrivent :

$$\underline{\text{En } y = 0 :} \qquad u = U \quad v = 0 \quad w = 0$$
$$\underline{\text{En } y = h :} \qquad u = 0 \quad v = \frac{\partial h}{\partial t} \quad w = 0$$

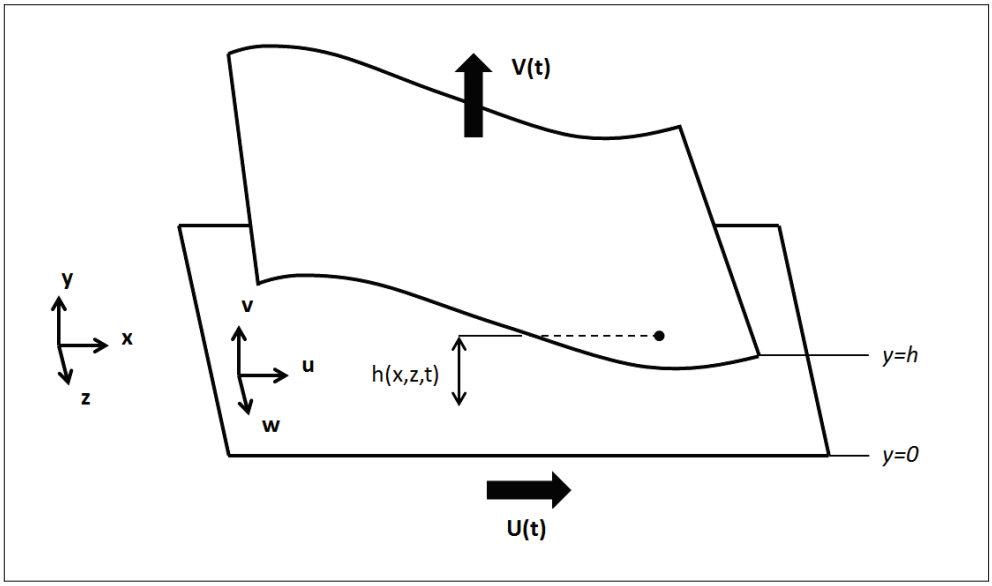


Figure II.4 – Système d'axes du contact étudié

II.5 Conclusion

Une modélisation thermohydrodynamique simplifiée a été présentée pour le cas d'une butée à géométrie fixe. Elle tient compte de la rhéologie spécifique des huiles de moteurs et relie ses caractéristiques macroscopiques à son comportement macro-moléculaire. De plus, elle permet la prise en compte d'évènements transitoires en intégrant les effets d'inertie du fluide ainsi que les accélérations des surfaces. Ce modèle résulte en une équation de Reynolds Modifiée originale introduisant une viscosité moyennée dans l'épaisseur de film et couplée aux équations de la thermique.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

La résolution de ces équations est effectuée au moyen d'un procédé numérique constituant un logiciel de prédiction des performances des butées. Ce code numérique est présenté dans le prochain chapitre.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

Chapitre III

Analyse numérique

Dans ce chapitre sont présentés les schémas numériques de la résolution du modèle analytique ainsi que l'architecture globale du logiciel. L'influence des critères d'arrêt et la sensibilité au maillage sont également présentées. Enfin, l'influence des paramètres clés du modèle est exposée.

Table des matières

III.1 Introduction 46
III.2 Schémas numériques 46
III.3 Procédure de résolution 47
III.4 Influence de la viscosité moyennée 49
III.5 Critères de convergence 50
III.5.1 Influence du pas de temps 51
III.5.2 Influence du maillage 52
III.5.3 Influence des critères d'arrêt 54
III.6 Étude paramétrique du modèle MPTT 55
III.6.1 Influence de la concentration en polymères 56
III.6.2 Influence du temps de relaxation et du paramètre de glissement 57
III.7 Conclusion 60

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

III.1 Introduction

Le logiciel de prédiction développé dans cette thèse s'ajoute à deux codes numériques existants préalablement au sein de l'entreprise.

Le premier, codé en langage Fortran, constituait jusqu'en 2015 le standard de l'entreprise Honeywell. Il consiste en un exécutable considérant un maillage fixe de 26x11 noeuds, un unique patin, aucun mésalignement et un principe de viscosité effective. Il permet de prédire les performances d'une face de la butée en régime stationnaire pour une épaisseur de film choisie.

Une amélioration de ce code est apportée par un autre logiciel codé sous Matlab. Celui-ci, amélioré conjointement lors de l'élaboration de notre programme, permet de choisir un maillage quelconque, d'effectuer un calcul sur un unique patin ou sur la totalité de la butée, de prendre en compte un mésalignement ainsi que la recirculation. Comme le précédent code, il considère une viscosité effective et se limite au régime stationnaire. Ce programme comporte également un GUI Matlab, ce qui lui permet aisément d'effectuer des Design of Experiments (DoE). Sa distribution au sein de l'entreprise pour devenir le nouveau standard des calculs de prédiction des performances de butées en régime stationnaire a commencé en 2015.

Le logiciel élaboré dans la présente étude consiste en un code Fortran développé pour s'intégrer à la même interface graphique. Ce nouveau programme apporte une analyse THD, la prise en compte de l'inertie du fluide et de sa viscoélasticité, et surtout la possibilité d'effectuer des analyses transitoires en plus des analyses stationnaires.

L'objet de ce chapitre est de présenter les méthodes de résolution du modèle théorique mis en place au chapitre précédent ainsi que la structure et l'influence des paramètres du programme qui en résultent.

III.2 Schémas numériques

Toutes les équations du problème sont résolues par la méthode des différences finies. Facile à implémenter, cette méthode nécessite de discrétiser le film de lubrifiant ainsi que la butée dans les directions radiale, tangentielle et verticale, respectivement nommées (Or), $(O\theta)$ and (Oy). Bien que la pression dans l'épaisseur du contact soit supposée constante, cette direction est également discrétisée afin de calculer les variations de température dans le film entre le collet et les patins. Ceci permet le calcul de propriétés telles que la densité, la capacité thermique, le taux de cisaillement critique et la viscosité à chaque noeud du maillage dans l'épaisseur du film. La viscosité est ensuite moyennée suivant l'épaisseur du film pour chaque couple (r, θ) avant de calculer la pression.

Calcul de la pression :

L'équation de Reynolds Modifiée (II.24) est une équation aux dérivées partielles elliptique dans laquelle l'inconnue est la pression. Elle est discrétisée uniquement à l'aide de différences finies centrées puisque les conditions aux limites nous évitent l'utilisation de schémas décentrés sur les bords (voir §II.4.2). Cette résolution est effectuée à l'aide de l'algorithme de Gauss-Seidel sur-relaxé.

Calcul de la température dans le film :

L'équation de l'énergie (II.25) est une équation aux dérivées partielles parabolique. Elle est également discrétisée à l'aide de différences finies et résolue à l'aide de l'algorithme de Gauss-Seidel. Afin d'éviter toute instabilité numérique à la sortie de la butée proche du rayon extérieur,

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

sa résolution suit la méthode de Richtmyer [Richtmyer and Morton, 1957]. Des différences finies décentrées vers l'avant ou l'arrière sont mises en place selon la direction de l'écoulement. Cette méthode résulte en huit différents cas de calcul selon les combinaisons correspondant aux signes des vitesses. Elle nécessite des conditions aux limites en température au niveau de la section d'entrée du film ainsi qu'au niveau de l'interface film-patin (voir §II.4.1).

Calcul de la température dans le patin :

L'équation de la chaleur (II.26) est une équation aux dérivées partielles elliptique. Cette équation est également discrétisée à l'aide de différences finies centrées et décentrées aux frontières. Elle est résolue à l'aide de l'algorithme de Gauss-Seidel sur-relaxé et ses conditions aux limites sont présentées au paragraphe II.4.1.

Calcul des contraintes viscoélastiques :

Les équations du modèle rhéologique MPTT forment à chaque paroi deux systèmes de six équations différentielles non-linéaires couplées, soit douze équations. Leur résolution est accomplie en utilisant un algorithme de Runge Kutta d'ordre 4.

III.3 Procédure de résolution

La détermination de la pression repose sur un processus itératif. Comme expliqué au paragraphe §II.3.4, l'une des principales hypothèses de cette démarche consiste à supposer les profils de vitesses comme étant connus. À chaque champ de pression correspond un profil de vitesses. C'est pourquoi ce dernier est actualisé après chaque nouveau calcul de la pression. Il en découle un nouveau champ de température puis de nouvelles propriétés rhéologiques pour tous les nœuds du maillage. Le calcul de pression est ensuite de nouveau corrigé jusqu'à la convergence du maximum de la différence de pression entre deux itérations successives. Ce processus se résume ainsi (voir aussi Fig.III.1) :

1. Initialisation du champ de température
2. Calcul des profils de vitesses (Couette seul)
3. Calcul du champ de pression (i.e. résolution de l'équation de Reynolds Modifiée)
4. *Calcul des profils de vitesses (Couette et Poiseuille)*
5. *Calcul des contraintes du polymère (i.e. résolution du modèle MPTT)*
6. *Calcul du champ de pression (i.e. résolution de l'équation de Reynolds Modifiée)*
7. *Calcul des champs de température dans le fluide et le patin (i.e. résolution de l'équation de l'énergie et de l'équation de la chaleur)*
8. *Calcul de la viscosité (i.e. utilisation du modèle de Cross et du modèle de Walther & McCoull) puis reprendre à l'étape #4 jusqu'à convergence*
9. Calcul des performances de la butée
10. Passage aux conditions de fonctionnement suivantes ($t = t + dt$ pour une étude transitoire : nouvelle charge axiale et/ou nouvelle vitesse de rotation ; calcul du cas suivant pour une étude en régime stationnaire) puis reprendre à l'étape #4

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

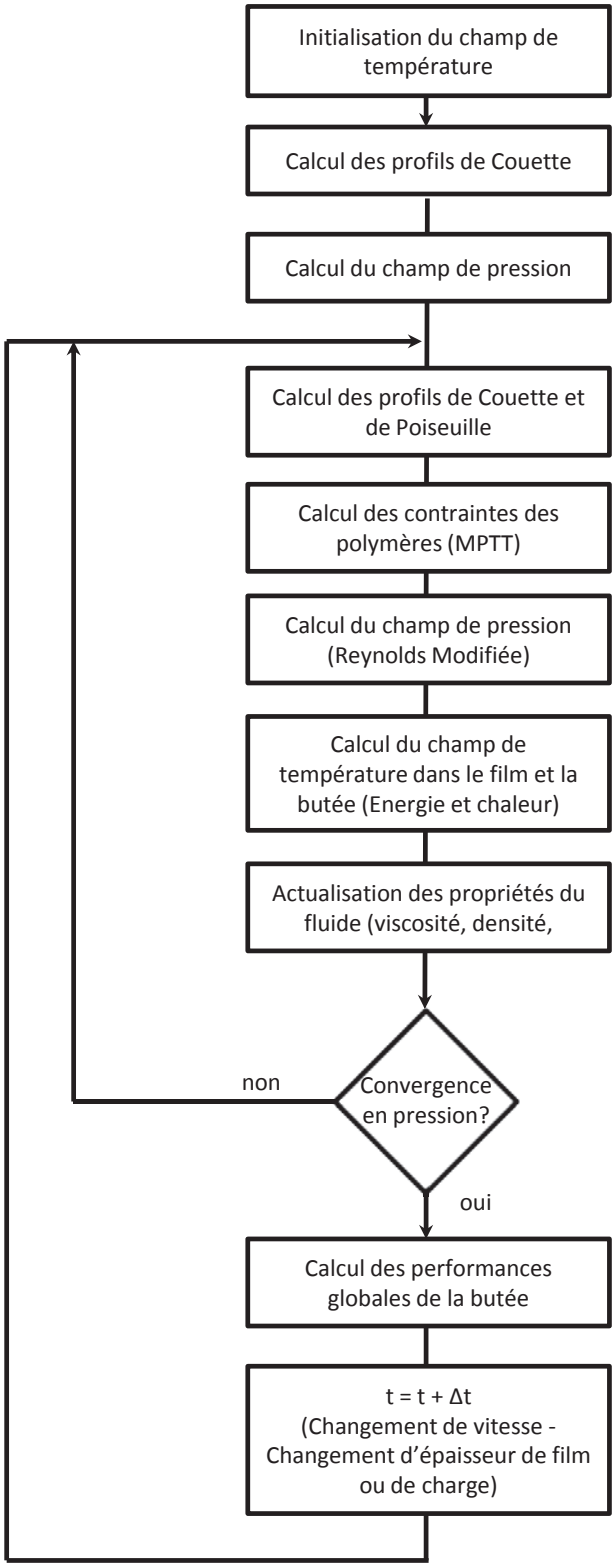


Figure III.1 – Synoptique du programme

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

Cette procédure, comme toute résolution de l'équation de Reynolds, nécessite d'imposer une épaisseur de film afin d'en déduire la charge correspondante. Or, la variable d'entrée du problème réel consiste généralement en la valeur de la charge. Un algorithme de type Newton-Raphson ou dichotomie est utilisé pour trouver l'épaisseur de film liée à la charge désirée. L'exécution de la procédure est alors répétée jusqu'à satisfaire le critère d'arrêt sur la charge.

Par ailleurs, les butées étudiées possédant des profils de patins sur deux faces, le calcul de la pression est alternativement appliqué au côté actif puis au côté passif de la butée entre deux itérations de la procédure de Newton-Raphson ou de dichotomie. Ceci multiplie le temps de calcul par un facteur proche de 2.

III.4 Influence de la viscosité moyennée

Comme détaillé dans la partie théorique au chapitre précédent, l'équation de Reynolds Modifiée résolue dans cette étude présente une viscosité moyennée à travers l'épaisseur de film. L'utilisation de cette viscosité moyenne plutôt que de la viscosité locale employée couramment dans l'équation de Reynolds Généralisée se justifie par l'importance du nombre de Peclet pour les applications de cette étude et le faible gradient du taux de cisaillement à travers l'épaisseur du film. Ainsi les phénomènes de convection selon les directions principales de l'écoulement prédominent les phénomènes de conduction à travers l'épaisseur du contact. Par ailleurs, le maximum du champ de pression ne dépassant pas 5 MPa pour des conditions d'utilisation usuelles - 10 microns, 2500 Hz, 90 °C -, l'écoulement de Couette est prédominant devant l'écoulement de Poiseuille. Comme le montre la FigureIII.2, la vitesse tangentielle au sein de la butée présente un profil quasi-linéaire dans l'épaisseur de film. Par conséquent, les variations du taux de cisaillement $\sigma_{r\theta}$ à travers l'épaisseur de film sont faibles. Il en découle que l'hypothèse de moyenner la viscosité à travers l'épaisseur de film est justifiée.

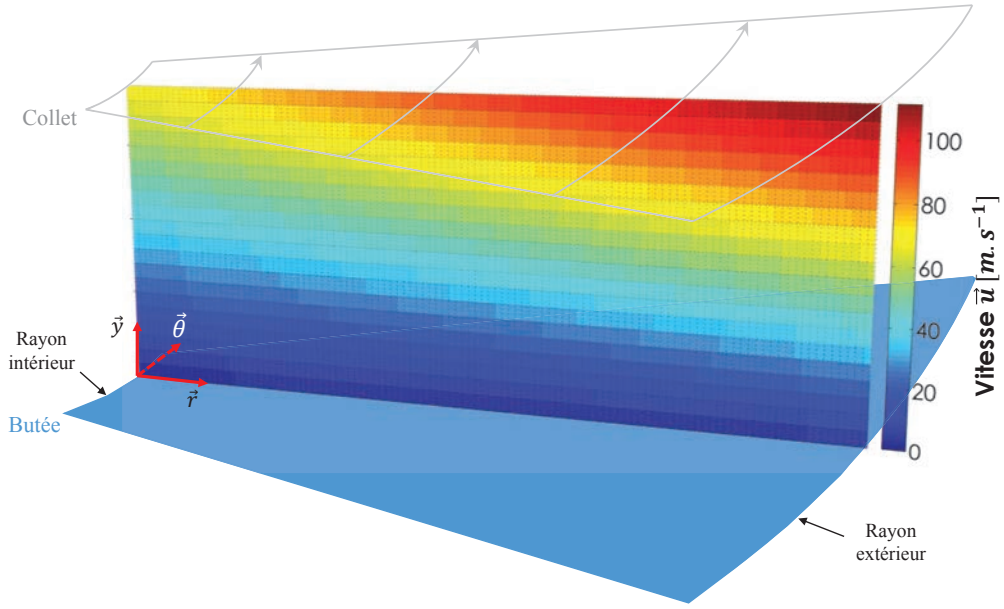


Figure III.2 – Vitesse tangentielle de l'écoulement - Vue en coupe ($\theta = 30°$)
Butée A - 2500 Hz - 10 μm - 90°C

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

Toutefois, l'influence de cette hypothèse sur la précision des calculs peut être quantifiée en comparant cette méthode de résolution à un code de calcul THD basé sur l'équation de Reynolds Généralisée. Nous choisissons d'effectuer cette comparaison pour le cas d'une butée de dimension plus importante que les butées concernées par notre étude et pour des vitesses de rotation inférieures, favorisant la diminution du nombre de Peclet et menaçant ainsi davantage la validité de notre hypothèse.

La géométrie simulée est identique à celle étudiée dans les thèses de Dadouche [Dadouche, 1998] et Ahmed [Ahmed, 2008]. Rappelons pour les données principales que les rayons intérieurs et extérieurs des patins sont respectivement de 53 mm et 100 mm. La hauteur de rampe est de 95 microns. La vitesse de rotation est de 2600 tr/min^{-1} pour une charge axiale de 8 kN et une température d'alimentation en huile de 45°C. La table III.1 compare les champs de température obtenus en 9 points à l'interface film-patin pour notre code et pour la version THD de Dadouche et Ahmed. La localisation de ces points est présentée dans la Figure III.3. Notons que dans notre cas, le taux de recirculation d'huile d'un patin à l'autre est fixé à 0.8.

Point de mesure	**Température prédite [°C]**	**Température THD [°C]** ([Ahmed, 2008; Dadouche, 1998])	**Ecart relatif [%]**
1	51.5	53	2.8
2	52	53	1.9
3	52.5	53	0.9
4	55.5	54.5	1.8
5	55	55	0.0
6	58.5	60.5	3.3
7	56.5	56	0.9
8	57.5	59	2.5
9	59	61.5	4.1

Table III.1 – Influence de la viscosité moyenne de l'équation de Reynolds Modifiée sur la précision de la résolution numérique : comparaison avec la résolution de l'équation de Reynolds Généralisée

Les températures obtenues par notre résolution numérique présentent un écart relatif maximal de 4.1% avec les valeurs procurées par le code THD de Dadouche et Ahmed. Le maximum de cet écart se situe à la sortie de la butée, proche du rayon extérieur. Le point $N°6$, également situé au rayon extérieur, constitue le deuxième écart le plus important. Au contraire, le rayon intérieur présente des valeurs de température qui convergent vers les valeurs du code THD à mesure que la position angulaire approche de la sortie de la butée. D'une manière générale, il semble que l'utilisation d'une viscosité moyenne dans l'équation de Reynolds Modifiée soit acceptable.

III.5 Critères de convergence

Dans notre contexte industriel, le rapport du temps de calcul sur la précision obtenue doit être optimal afin de faciliter l'usage régulier du logiciel par les ingénieurs d'application développant les turbos pour les constructeurs automobiles. Par conséquent, nous décidons de présenter une brève étude paramétrique sur l'influence du pas de temps, de la sensibilité au maillage et des principaux critères d'arrêt des sous-routines du programme sur la convergence des grandeurs physiques.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

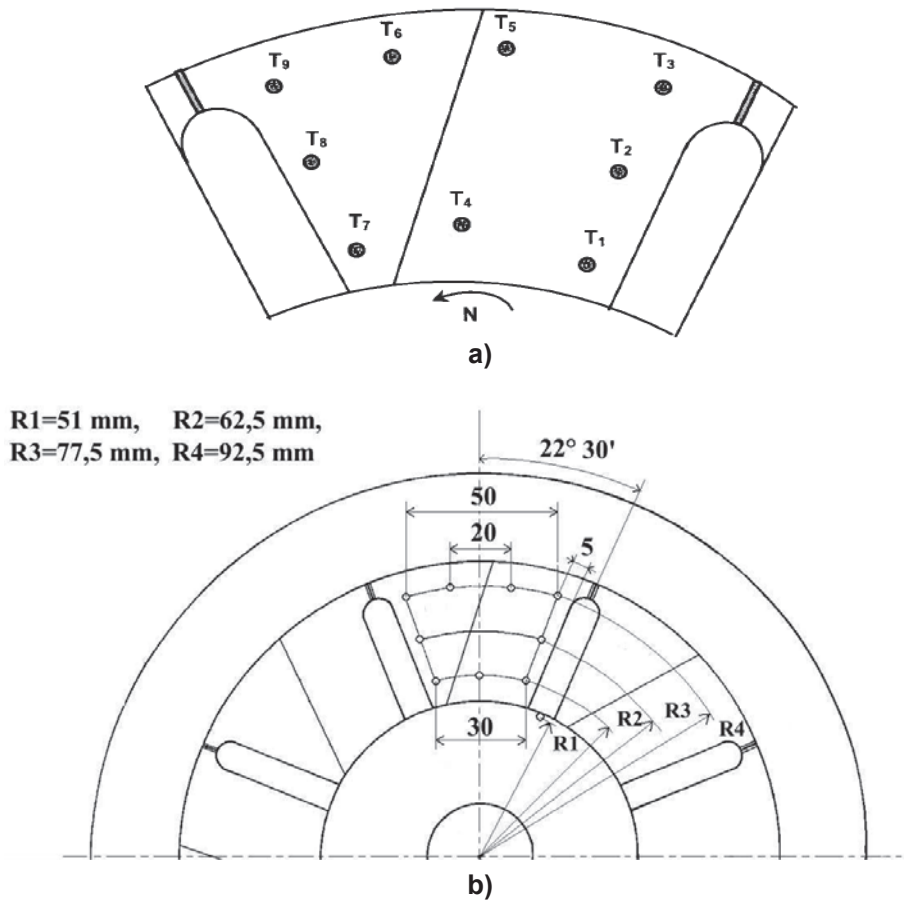


Figure III.3 – Localisation des points de comparaison des températures obtenues par Dadouche et Ahmed

III.5.1 Influence du pas de temps

Tous les schémas temporels mis en place dans cette méthode numérique sont de type explicite. Motivée par la simplicité de son implémentation, cette discrétisation temporelle implique d'utiliser un faible pas de temps afin d'éviter toute instabilité.

Afin de déterminer le pas de temps optimal entre un nombre réduit d'itérations temporelles et une précision satisfaisante des résultats, nous choisissons d'étudier un cas viscoélastique en régime dynamique. Ce même cas est présenté plus en détail au paragraphe §III.6. Il consiste en deux plaques parallèles en vis-à-vis initialement au repos. À l'instant $t > 0$, la surface inférieure est mise en mouvement au moyen d'un échelon de taux de cisaillement constant valant $2,5.10^5 s^{-1}$. La convergence des résultats numériques au cours de cet écoulement en cisaillement simple est étudiée pour différents pas de temps appartenant à l'intervalle $[10^{-6}s, 5.10^{-8}s]$. Présentés sur la Fig.III.4, les contraintes de cisaillement σ_{xy} montrent qu'en-dessous de $dt = 10^{-7}s$ le pas de temps n'a pas d'influence. Dans la mesure où un écart de 6% est observé entre ce pas de temps et $dt = 5.10^{-7}s$, nous choisissons $dt = 10^{-7}s$ comme pas de temps des problèmes transitoires. Menée pour le cas d'un démarrage soudain à taux de cisaillement fixe, une autre étude montre que l'emploi d'un temps de relaxation minimal pour une huile moteur ne change pas ces observations (voir Fig.III.5).

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

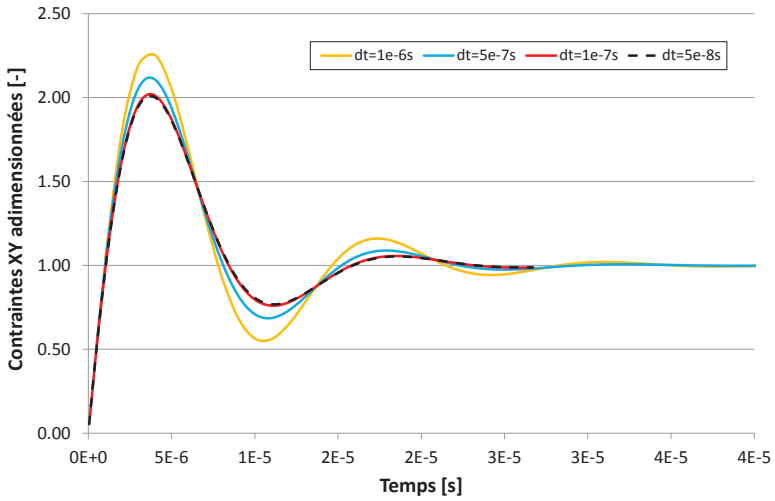


Figure III.4 – Influence du pas de temps sur la convergence lors d'un démarrage en cisaillement simple ($\lambda = 1,5.10^{-5}s$; $\xi = 0.4$; $\epsilon = 0$)

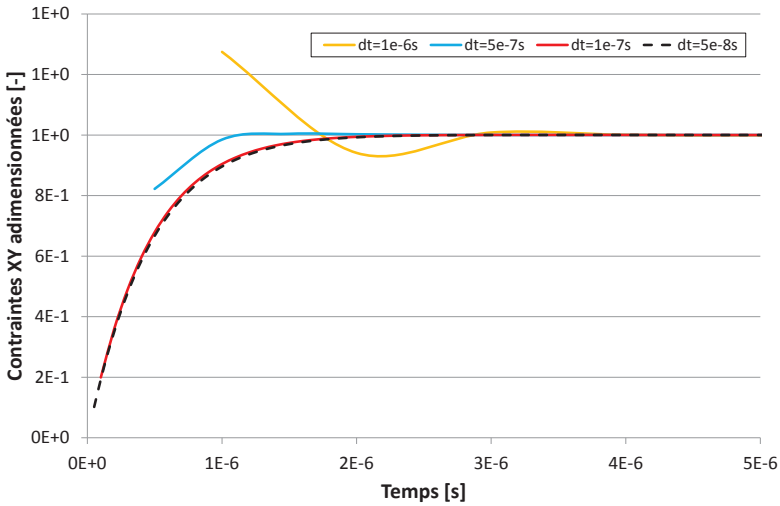


Figure III.5 – Influence du pas de temps sur la convergence lors d'un démarrage en cisaillement simple ($\lambda = 1,5.10^{-6}s$; $\xi = 0.4$; $\epsilon = 0$)

III.5.2 Influence du maillage

Afin de réduire le temps de calcul des performances de la butée, nous souhaitons trouver un maillage formant un compromis optimal entre une bonne précision de la résolution numérique et une taille réduite du maillage du patin considéré. C'est pourquoi nous établissons un plan d'expérience ou Design of Experiment (DoE) employant cinq maillages présentés dans le tableau III.2. La géométrie testée ici consiste en un modèle de grande taille pour un turbocompresseur. Ses caractéristiques sont présentées dans le tableau III.3.

où n_r et n_θ sont les nombres d'éléments respectifs selon les directions radiales et circonférentielles, et n_{total} le nombre total d'éléments discrétisant le patin.

Chaque patin de cette géométrie comporte une portion plane en amont ainsi qu'en aval de la rampe. Les calculs sont réalisés pour une vitesse de rotation de 1000 Hz (60 000 tr/min) et

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

#	$n_r \times n_\theta$	n_{total}	Temps de calcul
1	5×40	200	$2s$
2	7×60	420	$3s$
3	14×120	1680	$10s$
4	28×240	6720	$1min46s$
5	56×480	26880	$\sim 20min$

Table III.2 – Maillages testés pour optimisation de la discrétisation

Nombre de patins	6	-
Longueur angulaire d'une section	60	[°]
Diamètre intérieur	15	$[mm]$
Diamètre extérieur	24.32	$[mm]$
Hauteur de rampe	51	$[\mu m]$
Largeur de la poche d'huile	1.4	$[mm]$
Diamètre de la poche d'huile	23.37	$[mm]$
Position angulaire de la poche	0	[°]

Table III.3 – Dimensions de la butée simulée pour l'influence du maillage

une épaisseur de film d'huile de 10 μm. Le contact est alimenté en huile Castrol Edge Longlife II à une température de 100°C.

À l'issue des simulations, on observe la convergence des performances globales de la butée en termes de capacité de charge et de pertes par frottement avec l'augmentation de la finesse du maillage (voir Fig.III.6). Le maillage $N°5$ présente une densité deux fois supérieure au maillage $N°4$, soit quatre fois plus d'éléments. Toutefois, le gain de précision de cette résolution n'excède pas un écart relatif de 1.5% en capacité de charge et 0.02% en puissance dissipée. Menée sur un ordinateur portable doté d'un processus $i5$ et de 4Go de RAM, le temps de calcul du test $N°5$ devient rédhibitoire. Dans la mesure où le logiciel sera implémenté sur des ordinateurs similaires, l'utilisation d'un maillage de 28 éléments radiaux et 240 éléments circonférentiels est préférable.

Quant à la température, elle se stabilise très rapidement grâce au processus itératif alternant entre le calcul de la température et celui de la pression. La température de l'huile en sortie de la butée reste comprise dans l'intervalle $[104.84°\text{C}, 104.87°\text{C}]$ pour tous les maillages testés.

Notons que l'utilisation d'un maillage dont les éléments situés au rayon moyen sont de forme carrée résulte en de moins bonnes performances. Pour un tel maillage comprenant 13840 nœuds, c'est-à-dire entre le cas $N°4$ et 5, la capacité de charge atteint 250.5 N pour une puissance dissipée de 558.5 W. Même si la prédiction des pertes par frottement reste acceptable, celle de la capacité de charge est plus éloignée du cas $N°5$ que le cas $N°4$ qui possède pourtant deux fois moins d'éléments que le maillage carré.

Nous attribuons cette observation au fait que l'écoulement dans la direction circonférentielle est prédominant. Les gradients des composantes tangentielles des différents champs et tenseurs selon l'épaisseur du film sont de première importance. Par conséquent, la discrétisation tangentielle des géométries étudiées dans la suite ce mémoire est plus fine que la discrétisation radiale.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

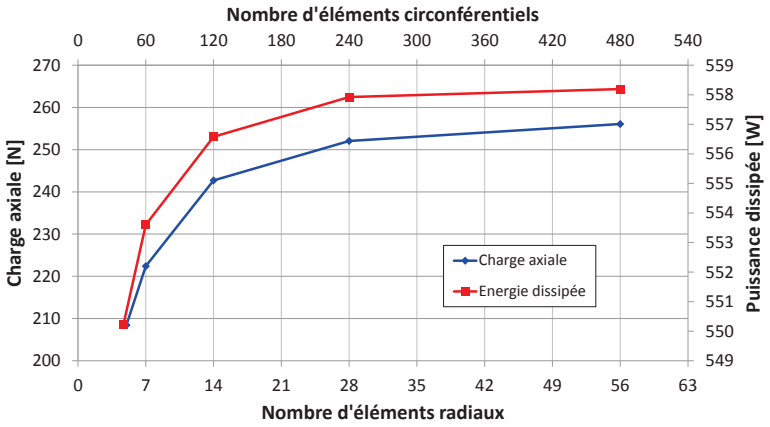


Figure III.6 – Influence du maillage sur la précision de la capacité de charge et la puissance dissipée

III.5.3 Influence des critères d'arrêt

Deux critères nous intéressent principalement. Ils assurent respectivement la convergence globale du processus numérique et celle de la température.

Le critère d'arrêt de la résolution globale du problème consiste en l'étude du maximum de l'écart de la pression entre deux boucles d'itérations. Il est important de remarquer que ce critère ne porte pas sur l'algorithme de Gauss-Seidel résolvant uniquement l'équation de Reynolds Modifiée. Il concerne le processus itératif comprenant la résolution complète de l'équation de Reynolds Modifiée, de l'équation de l'énergie et l'actualisation des propriétés locales du fluide. Ce critère est défini comme :

$$DP = \max_{(i,j)\in\mathcal{D}} \frac{|p_{i,j}^k - p_{i,j}^{k-1}|}{p_{i,j}^k} \tag{III.1}$$

où $\mathcal{D} = [0, n_R] \times [0, n_\theta]$ est le domaine constitué des nœuds du maillage dans les directions radiales et tangentielles, et p^k la pression à la k^{eme} itération de l'algorithme de Gauss-Seidel.

De même, on définit le critère de convergence de la résolution de l'équation de l'énergie :

$$DT = \max_{(i,j)\in\mathcal{D}} \frac{|T_{i,j}^k - T_{i,j}^{k-1}|}{T_{i,j}^k} \tag{III.2}$$

Les variations de DP et DT dans l'intervalle $[0.1, 10^{-6}]$ montrent que les résultats du code sont presque insensibles au critère DT lorsque DP vaut 10^{-6}. Effectivement, le nombre d'itérations entre la résolution de l'équation de Reynolds Modifiée et celle de l'énergie est suffisamment élevé pour permettre d'affiner avec précision le calcul du champ de température sans critère thermique sévère. À l'inverse, les performances de la butée sont insensibles au critère DP uniquement lorsque $DT < 10^{-4}$ (voir Fig.III.7).

Afin de déterminer les critères de convergence optimaux pour nos besoins, nous faisons varier DP et DT simultanément afin d'obtenir des valeurs identiques. Les observations rassemblées dans la Fig.III.8 montrent que la convergence de la charge, des pertes par frottement et de la température de sortie ($T2L$) est atteinte pour des critères inférieurs à 10^{-5}. Par conséquent, nous considérons que la convergence des calculs est atteinte lorsque :

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

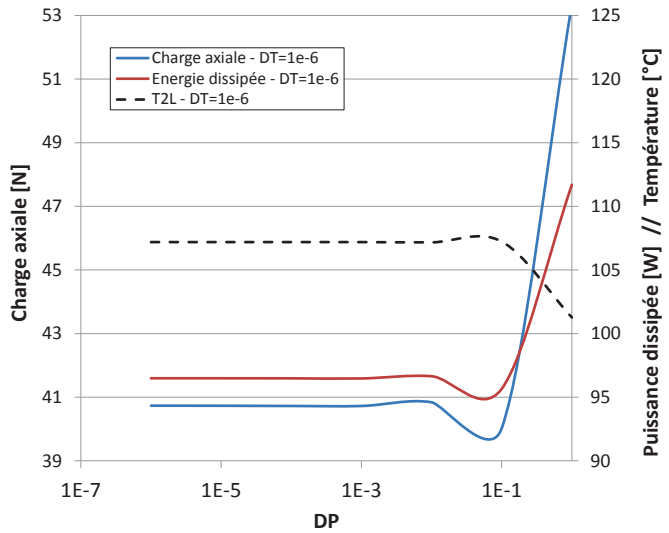


Figure III.7 – Influence du critère de convergence en pression pour $DT = 10^{-6}$

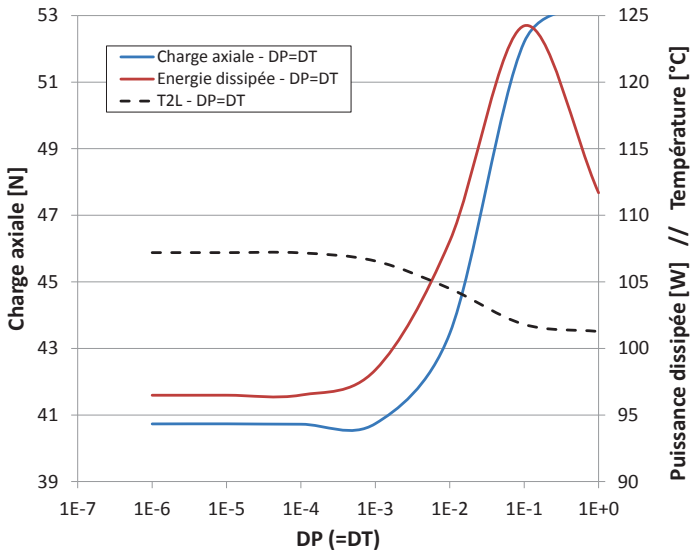


Figure III.8 – Influence de DP et DT sur les prédictions

$$DP < 10^{-5} \qquad \text{et} \qquad DT < 10^{-5}$$

Notons que la résolution de l'équation de Reynolds Modifiée est convergée lorsque Δp, l'écart sur le maximum local du champ de pression entre deux itérations successives, est inférieur à 10^{-5}.

III.6 Étude paramétrique du modèle MPTT

L'objectif de ce paragraphe est d'observer et analyser l'influence des paramètres du modèle rhéologique sur les performances globales de la butée. Les paramètres des lois de Cross et de

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

Walther & McCoull étant déterminés expérimentalement, seuls les paramètres du modèle MPTT nous intéressent.

III.6.1 Influence de la concentration en polymères

La proportion d'additifs dans l'huile de base est représentée dans le modèle MPTT par le rapport

$$\beta = \frac{\eta_s}{\eta_s + \eta_p} \tag{III.3}$$

où η_s et η_p sont respectivement les viscosités de la partie solvant et de la partie polymère du lubrifiant.

La concentration en additifs à longues chaînes de polymères pour les huiles multigrades se situe entre 2% et 10% [Ayel, 2002; Neveu et al., 2012]. Afin d'exacerber les effets élastiques pour mieux les analyser, nous simulons le comportement d'une butée pour des valeurs de β égales à 0%, 5%, 10%, 25% et 50%. Les caractéristiques de la butée sont données dans le tableau III.4. Cette butée représente la taille intermédiaire parmi les trois tailles de butées testées plus loin dans cette étude. Pour cette raison, nous l'appellerons *butée B* tout au long de ce mémoire.

Ces simulations sont menées en régime établi pour une vitesse de rotation de 1000 Hz, soit 60 000 tr/min. Le contact est alimenté en huile Castrol Edge Longlife II à 100°C et 0 bar de pression relative. Nous considérons un temps de relaxation $\lambda = 10^{-4}s$. Ceci constitue la borne supérieure du domaine de variation des temps de relaxation pour les huiles multigrades. On rappelle que $\lambda \in \left[10^{-4}s, 10^{-6}s\right]$ pour ces lubrifiants [Bates et al., 1986; Crochet and Walters, 1993; Longstrup et al., 1977]. On prend le coefficient de glissement $\xi = 10^{-2}$ et le paramètre d'étirement $\epsilon = 10^{-3}$. Ces conditions correspondent à un nombre de Weissenberg ($Wi = \lambda\dot{\gamma}$) évoluant entre 150 à 20 μm d'épaisseur et 1500 à 2 μm. Ceci constitue des valeurs courantes. Puisque les butées de turbocompresseurs sont soumises à des taux de cisaillement moyens variant de 10^5 s^{-1} à 8.10^7 s^{-1}, il résulte que Wi appartient à l'intervalle $[0.1, 8000]$.

Nombre de patins	6	-
Longueur angulaire d'une section	60	[°]
Diamètre intérieur	8.6	$[mm]$
Diamètre extérieur	13	$[mm]$
Hauteur de rampe	36	$[\mu m]$
Largeur de la poche d'huile	1.4	$[mm]$
Diamètre de la poche d'huile	11.56	$[mm]$
Position angulaire de la poche	0	[°]

Table III.4 – Dimensions de la butée B

Pour ces conditions de fonctionnement, la capacité de charge axiale des patins est indifférente à la concentration de polymères (Fig.III.9). À l'inverse, il apparaît que les pertes par frottement au sein du contact diminuent avec l'augmentation de β (Fig.III.10).

Cette observation s'explique par le glissement entre le réseau continu et homogène de polymères et l'huile de base représenté par ξ. Notons que sans considération de la rhéofluidification du lubrifiant et pour $\frac{\eta_s}{\eta_p} < \frac{1}{8}$, l'augmentation du taux de cisaillement engendrerait une diminution de la contrainte de cisaillement, c'est-à-dire une baisse des pertes par frottement à mesure

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

que la charge augmente [Ehret, 1993]. Ceci constitue une limite du modèle PTT seul. Toutefois, la concentration modérée en additifs ainsi que l'utilisation de la loi de Cross nous permettent d'éviter ce comportement non physique tout en gardant la généralité et la simplicité du modèle PTT.

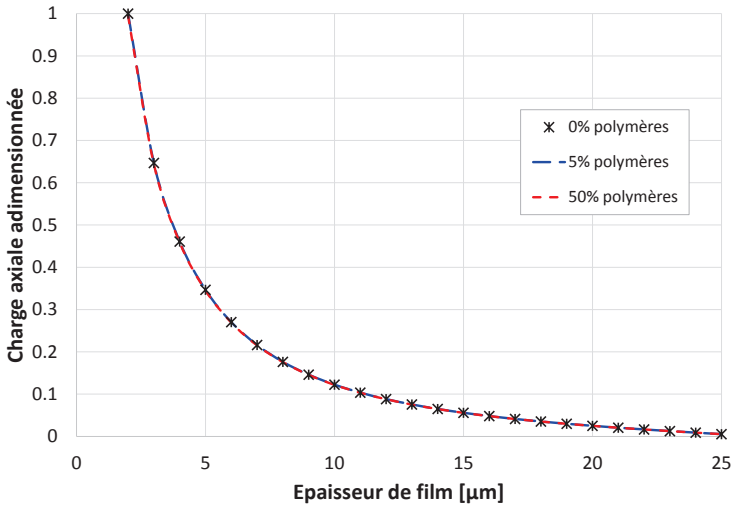


Figure III.9 – Influence de la concentration en polymères sur la charge axiale
($\lambda = 10^{-4}s$, $\xi = 10^{-2}$, $\epsilon = 10^{-3}$)

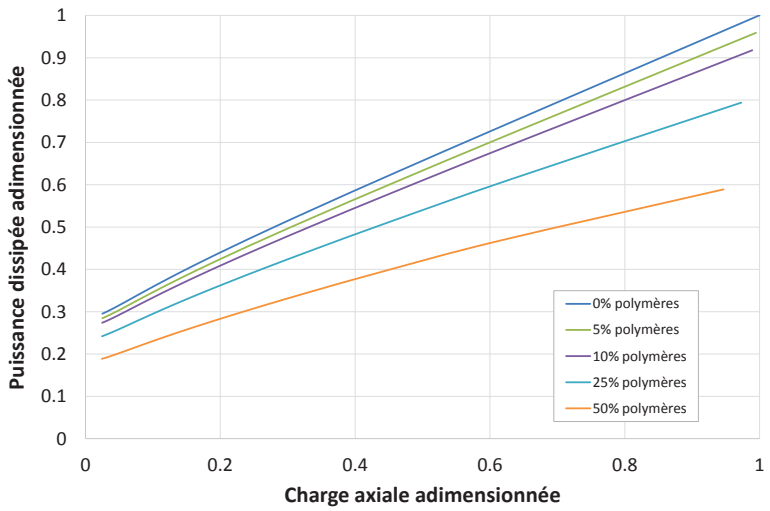


Figure III.10 – Influence de la concentration en polymères sur la puissance dissipée
($\lambda = 10^{-4}s$, $\xi = 10^{-2}$, $\epsilon = 10^{-3}$)

III.6.2 Influence du temps de relaxation et du paramètre de glissement

En régime stationnaire, nous étudions la *butée B* soumise aux mêmes conditions de fonctionnement. Dans un premier temps, nous faisons varier le temps de relaxation λ dans son domaine

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

de définition. La concentration en polymères est fixée à 10%, soit la borne supérieure de la concentration en additifs des huiles de moteurs actuelles.

On observe que la capacité de charge de la butée en régime stationnaire reste quasiment inchangée face aux variations du temps de relaxation. En revanche, l'augmentation du temps de relaxation s'accompagne d'une baisse des pertes par frottement de l'ordre de 18% entre $10^{-6}s$ et $10^{-4}s$ (Fig.III.11). Cette réduction de la quantité d'énergie soustraite au système tournant par la butée est suffisante pour participer à la diminution du décalage turbo (voir §I.3.1). Ce gain, difficilement estimable en dehors de l'étude d'un turbo complet appliqué à un moteur spécifique, atteindrait quelques pourcents ($\sim$ 2 à 5%).

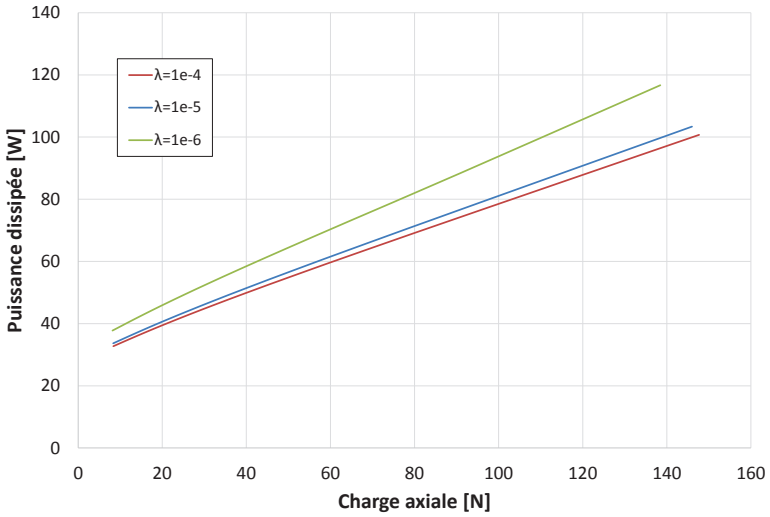


Figure III.11 – Influence du temps de relaxation sur la puissance dissipée ($\xi = 0.1$, $\epsilon = 0.001$)

Toutefois, un inconvénient à l'augmentation du temps de relaxation apparaît en régime dynamique où l'élasticité du fluide peut être la source d'oscillations générant des pertes par frottement temporairement élevées. L'étude du comportement d'une huile moteur entre deux plaques parallèles suffit à souligner ce phénomène.

À l'instant initial $t = 0$, nous considérons que le fluide est au repos entre deux plaques parallèles infiniment larges. Puis à $t > 0$, le film de lubrifiant est soumis à un écoulement en cisaillement simple pour un taux de cisaillement de $1,5.10^5 s^{-1}$. Les nombres de Weissenberg associés aux différents temps de relaxation étudiés varient de Wi=0.75 à Wi=7.5. Au-delà, la sévérité de la sollicitation entraîne une réponse qui n'est pas physique pour les paramètres élastiques (λ, ξ, ϵ) utilisés.

Les contraintes de cisaillement σ_{xy} ainsi que de la première différence de contraintes normales N1 sont rassemblées dans la Figure III.12. Ces grandeurs sont adimensionnées par leurs valeurs obtenues en régime stationnaire.

Nous observons l'apparition de surmodulations de contraintes à la fois pour la grandeur σ_{xy} et N1. L'augmentation du paramètre de glissement ξ accroît l'amplitude de ces surmodulations sans en modifier la durée. Notons que pour une valeur exagérée du paramètre de glissement $\xi = 0.4$, le minimum des contraintes de cisaillement σ_{xy} atteint des valeurs négatives (Fig.III.12-b). Bien que ξ doivent rester en-dessous de 0.1 pour une huile moteur, cette réponse n'est pas physique et constitue une limite du modèle MPTT. Elle est observée lorsque $\lambda * \dot{\gamma}\sqrt{\xi\,(2-\xi)} < 3.65$ [Oliver, 1988].

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

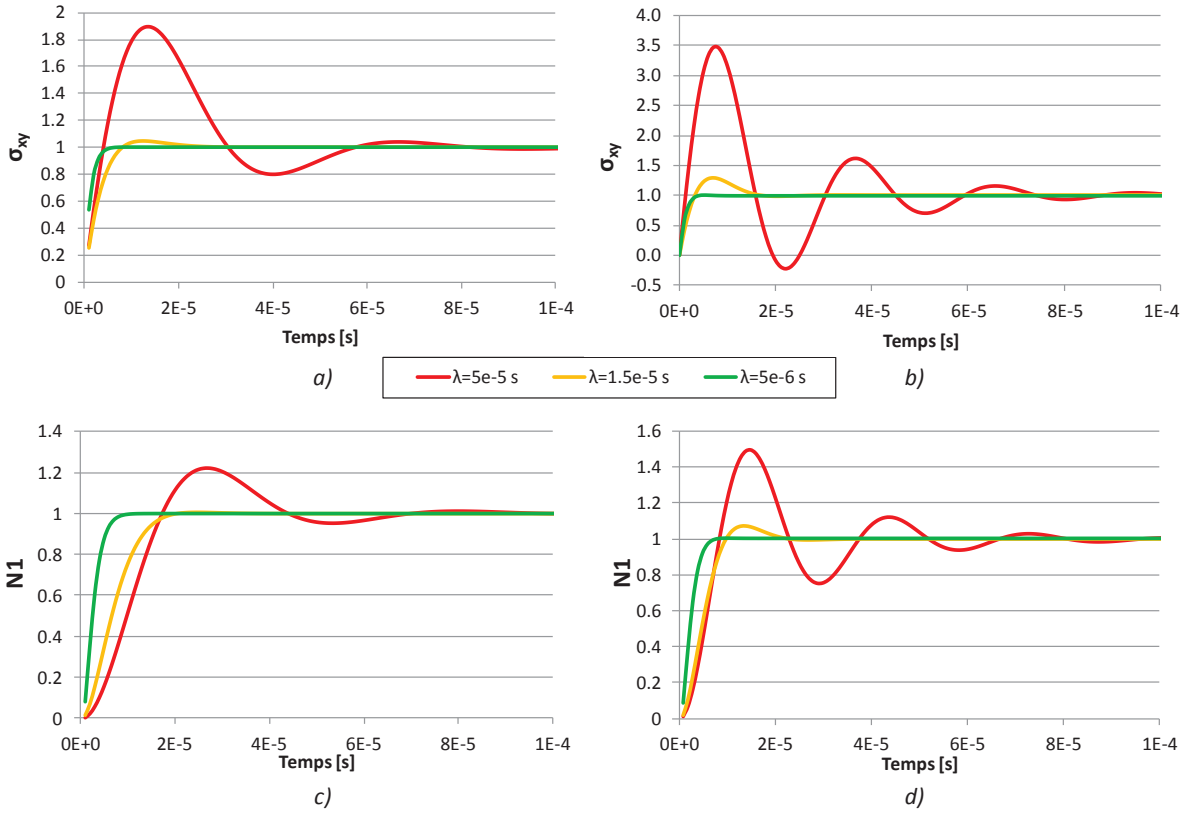


Figure III.12 – Influence du temps de relaxation en régime transitoire pour un contact parallèle
a) σ_{xy} *pour* $\xi = 0.1$ - *b)* σ_{xy} *pour* $\xi = 0.4$
c) $N1$ *pour* $\xi = 0.1$ - *d)* $N1$ *pour* $\xi = 0.4$

Quant au temps de relaxation, son influence porte à la fois sur l'amplitude des surmodulations de contraintes et sur leur durée. À mesure que celui-ci augmente, les surmodulations sont amplifiées ainsi que le temps nécessaire à la stabilisation des contraintes. Cette durée est de l'ordre de trois fois le temps de relaxation. Au contraire, lorsque λ diminue, la réponse du fluide se rapproche de celle d'un fluide Newtonien et devient presque instantanée. C'est pourquoi pour $Wi = 0.75$, aucune surmodulation n'est observée.

Indifféremment de la valeur de ξ, la réponse des contraintes de cisaillement est plus rapide que celle de la première différence de contraintes normales. Ceci est en accord avec la littérature [Ehret, 1993].

Il découle de ces deux observations qu'un compromis doit être réalisé entre les effets bénéfiques de l'élasticité du fluide en régime stationnaire et les inconvénients d'un temps d'accommodation des vitesses en régime dynamique.

Les huiles moteurs actuelles, dont le temps de relaxation n'excède pas $10^{-4}s$, sont soumises à des évènements transitoires de l'ordre de la milliseconde. Les plus brefs évènements transitoires rencontrés par les turbocompresseurs sont générés par les pulsations moteurs. Rappelons que celles-ci proviennent des ouvertures et fermetures successives des soupapes des cylindres lors du cycle interne d'un moteur thermique. Par conséquent, l'occurrence de ces pulsations augmente avec le nombre de cylindres du moteur et le régime de fonctionnement. La fréquence la plus élevée est atteinte pour un moteur V8 tournant à 7 500 tr/min. Du point de vue de la butée, ceci correspond à une oscillation de la charge axiale à 500 Hz, soit des évènements d'une période

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

de 2 ms. À partir de ces temps, nous pouvons calculer le nombre de Deborah maximal de l'étude des turbocompresseurs actuels :

$$De_{max} = \frac{\lambda_{max}}{t_{min}} = \frac{10^{-4}}{2.10^{-3}} = 0.05$$

Ce nombre de Deborah est très inférieur à l'unité mais déjà non négligeable. Pour cette raison, l'élasticité des huiles de moteurs actuelles n'a qu'un faible impact sur les propriétés locales de l'écoulement en rapport de la durée des évènements transitoires soumis au turbo. C'est pourquoi elle ne présente pas d'influence sur les performances globales de la butée durant un évènement dynamique réaliste. Une réflexion pourrait être menée entre les motoristes et les pétroliers pour approfondir cette piste.

III.7 Conclusion

La méthode de résolution numérique du modèle de prédiction des performances a été présentée. L'étude de la sensibilité de paramètres élastiques du modèle a montré l'influence du caractère élastique sur les performances globales des butées en régimes stationnaire et transitoire. Il apparaît que l'augmentation de l'élasticité au-delà des proportions des huiles moteurs actuelles résulte en une diminution de l'énergie dissipée au sein du contact. Ce phénomène, s'il est suffisamment prononcé par l'ajout de polymères, participerait à la réduction du *turbo lag* de l'ordre de quelques pourcents. Toutefois, cet effet bénéfique est contrebalancé par l'introduction d'une phase d'accommodation des vitesses en réponse à un évènement dynamique sévère. Ainsi, pour un nombre de Deborah suffisant, l'élasticité accrue du lubrifiant génère des surmodulations de contraintes dans l'écoulement. Celles-ci résultent en des pics de pertes de frottement pouvant pénaliser les performances globales du turbo.

Ces constats, purement théoriques, doivent être validés expérimentalement par des tests portant sur des compositions d'huiles dopées dans des proportions variées. La stabilité physico-chimique de ces huiles nécessite également d'être étudiée afin d'assurer le maintien des fonctions des autres additifs. Ce type d'étude pourrait être entrepris dans le cadre d'un partenariat avec un fabricant d'huile moteur.

Dans le cadre d'une lubrification à l'aide d'huiles commerciales actuelles, le développement d'un banc d'essai spécifique à la butée est réalisé dans le but de valider le code numérique présenté. Une description détaillée des moyens expérimentaux mis en œuvre est présentée dans le chapitre suivant.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

Chapitre IV

Dispositif expérimental

Ce chapitre traite du développement d'un banc d'essai composant pour valider l'aspect numérique de l'étude. Une description de l'aspect mécanique du banc est présentée. Son instrumentation est également détaillée. Les tests rhéologiques caractérisant l'huile utilisée sur le banc sont rapportés. Finalement, une description concrète des procédures de tests est donnée.

Table des matières

IV.1 Introduction . . . 62
IV.2 Description de l'aspect mécanique . . . 62
IV.2.1 Driver . . . 62
IV.2.2 Chariot . . . 65
IV.2.3 Cartouche . . . 65
IV.2.4 Shaker et actuateur . . . 66
IV.2.5 Groupe d'huile . . . 67
IV.2.6 Géométries testées . . . 68
IV.3 Description de l'instrumentation . . . 68
IV.3.1 Contrôle de la vitesse . . . 69
IV.3.2 Contrôle de la charge . . . 69
IV.3.3 Contrôle de la pression . . . 69
IV.3.4 Contrôle de la température . . . 70
IV.3.5 Mesure de l'épaisseur de film . . . 71
IV.3.6 Mesure des pertes par frottement . . . 72
IV.3.7 Mesure de l'élévation de température . . . 74
IV.3.8 Mesure du débit d'huile . . . 74
IV.3.9 Système d'acquisition . . . 75
IV.4 Caractéristiques du lubrifiant . . . 75
IV.4.1 Paramètres de Walther & McCoull . . . 75
IV.4.2 Paramètres de Cross . . . 75
IV.4.3 Temps de relaxation . . . 76
IV.5 Déroulement d'un essai . . . 77
IV.5.1 Risques de dommages . . . 77
IV.5.2 Procédure d'essai . . . 77
IV.6 Conclusion . . . 83

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

IV.1 Introduction

Dans le cadre de ces travaux, un banc d'essai a été développé chez HTT (Fig.IV.1). Ce dispositif permet de caractériser les performances des butées de turbocompresseurs de véhicules particuliers suivant des conditions de fonctionnement contrôlées en vitesse, charge axiale, température et pression d'alimentation en huile.

L'objectif de ce travail expérimental est double. D'une part, il s'agit d'optimiser le banc d'essai afin de mesurer de nouvelles variables et de fiabiliser les mesures existantes qui caractérisent les butées en régime stationnaire. D'autre part, ce développement vise à permettre l'étude des butées en régime dynamique afin d'analyser l'influence des pulsations moteur sur leur comportement.

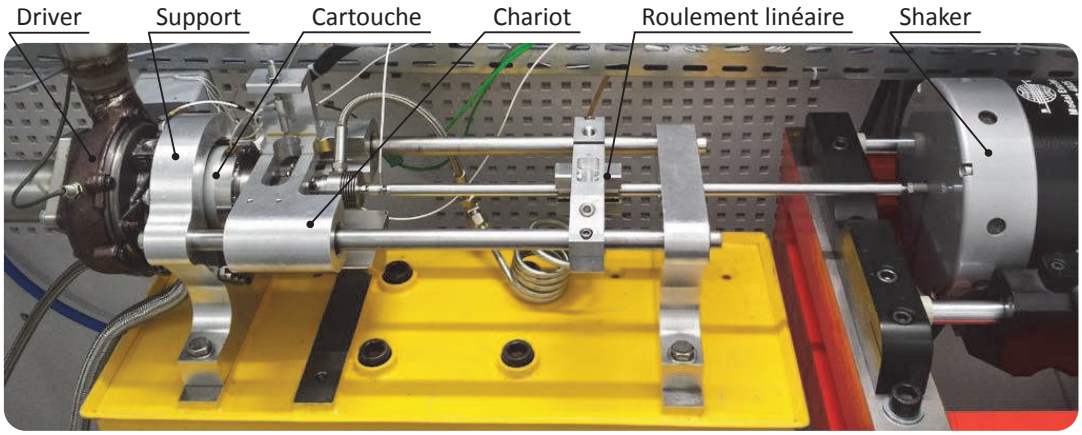


Figure IV.1 – Banc composant de la butée en régime transitoire

Les parties mécaniques composant ce banc peuvent être regroupées comme suit :

- le support sur lequel sont montés le driver et le chariot coulissant
- le driver fournissant la vitesse de rotation
- le chariot permettant d'appliquer une charge axiale
- l'actuateur et le shaker fournissant la charge
- la cartouche instrumentée contenant la butée

Ces moyens expérimentaux sont mis en œuvre dans une procédure évolutive dont une description est donnée dans la suite de cette partie.

IV.2 Description de l'aspect mécanique

IV.2.1 Driver

La mise en rotation des éléments tournants du banc est effectuée par le driver. Celui-ci consiste en un carter central de turbocompresseur assemblé de ses éléments tournants - *Center Housing Rotating Assembly* (CHRA). Issu de la chaîne de production, ce driver est un CHRA à roulement à billes dont la roue compresseur a été supprimée. L'absence de cette roue autorise le montage de plusieurs éléments tournants à l'extrémité de l'arbre. Parmi eux se trouvent les deux collets en vis-à-vis respectif des surfaces active et passive de la butée ainsi que la cible des capteurs de déplacement (voir Fig.IV.2). Lors de la rotation de la roue turbine du driver, celle-ci entraîne

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

l'arbre, les collets et la cible, et permet l'établissement d'un écoulement hydrodynamique dans le contact de la butée (voir Fig.IV.5).

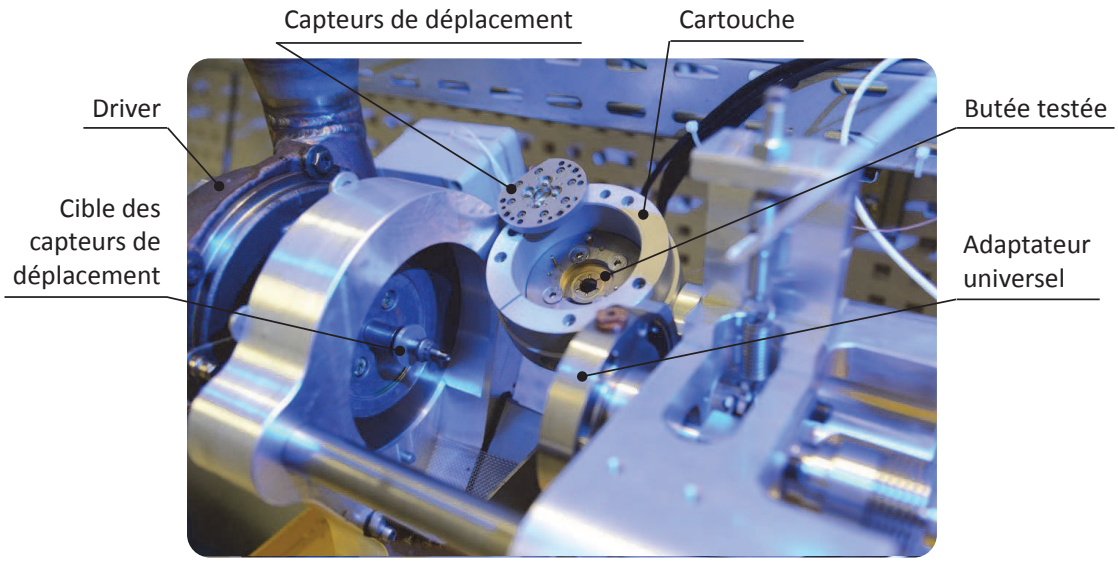


Figure IV.2 – Éléments de la cartouche et du driver

Vitesses de rotation

S'agissant d'un turbocompresseur de série, le CHRA initial est équilibré sur la ligne de production afin de minimiser son niveau de G. Cependant, une fois la roue compresseur retirée, la répartition des balourds ne respecte plus cet équilibrage. S'il est élevé, son nouveau niveau de G peut limiter la vitesse de rotation du driver sur le banc. Effectivement, le squeeze film entourant la bague extérieure du roulement à billes introduit un mode vibratoire conique à fréquence synchrone. À mesure que la vitesse de rotation augmente, ce phénomène s'accroît. Le mésalignement au niveau de la butée testée devient important ainsi que le risque de contact métal-métal.

Or, l'équilibrage du CHRA n'étant possible qu'en l'absence de la butée testée, chaque équilibrage est suivi d'un desserrage puis d'un serrage de l'écrou de l'arbre afin d'installer la cartouche. Or la variabilité du niveau de G du driver à serrages identiques est importante et ne permet pas de conserver un bon équilibrage d'un montage à l'autre. Par conséquent, l'équilibrage n'est effectué qu'une seule fois, sans garantie de résultat. C'est pourquoi le niveau de G est mesuré en continu au cours des essais à l'aide d'un accéléromètre placé sur le driver. Lorsqu'il excède $2g$, la vitesse limite du driver est atteinte. Concrètement, le premier driver utilisé durant ces travaux présentait une vitesse limite de 1200 Hz. Le second driver augmentait cette limite à 2500 Hz.

Afin d'obtenir un meilleur équilibrage, le design d'un écrou d'espacement contraignant axialement le roulement à billes du driver est initié au sein de l'entreprise. Son serrage permanent autoriserait un niveau d'équilibrage constant et indépendant du montage / démontage de la cartouche. La vitesse de rotation de ce nouveau système devrait être augmentée.

Alimentation en huile du driver

L'arbre du driver étant monté sur un roulement à billes, le driver requiert d'être alimenté en huile moteur comme tout autre turbocompresseur. Puisque ce banc d'essai n'est pas destiné

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

à fonctionner en permanence et que sa vitesse de rotation est limitée, il n'est pas nécessaire d'alimenter le driver en huile à température élevée. Celle-ci est uniquement réchauffée par le roulement à billes du driver, la pompe du groupe d'huile et son cisaillement dans les conduites du CHRA. L'alimentation en huile est régulée en pression à l'aide d'une pompe *CFP Hydraulic Systems LTD*. Cette pression est manuellement fixée à 2 bars. L'huile utilisée pour le driver est la *Castrol Edge Longlife II (0W30)*.

Alimentation en air du driver

La mise en rotation du driver est assurée par un débit d'air à température ambiante au travers de la roue turbine. Ce débit est fourni à une pression $P1T$ dépendant de la vitesse de rotation désirée. Avant de parvenir à la roue turbine, l'air parcourt la conduite d'entrée où il traverse les systèmes pneumatiques successifs suivants :

- Une vanne de sécurité manuelle permettant la dérivation de l'air du réseau de l'entreprise
- Une électrovanne d'arrêt contrôlée depuis *LabView* pour la mise en fonctionnement du banc
- Un filtre capturant les particules de plus de 15 μm
- Une vanne diminuant la pression d'air du réseau de l'entreprise et éliminant toute fluctuation de la pression. Cette pression est mesurée par un manomètre et un régulateur de pression manuel de précision est utilisé pour passer de 7 bars à 5 bars.
- Une vanne proportionnelle pneumatique *Joucomatic* permettant de contrôler un régulateur de pression électronique *Norgren* pour un ajustement fin du débit
- Un débitmètre de coriolis *Endress+Hauser* mesurant le débit dans la conduite
- Un système de mesure de l'enthalpie comprenant un redresseur d'air et des sondes PT100
- Enfin, la roue turbine du driver

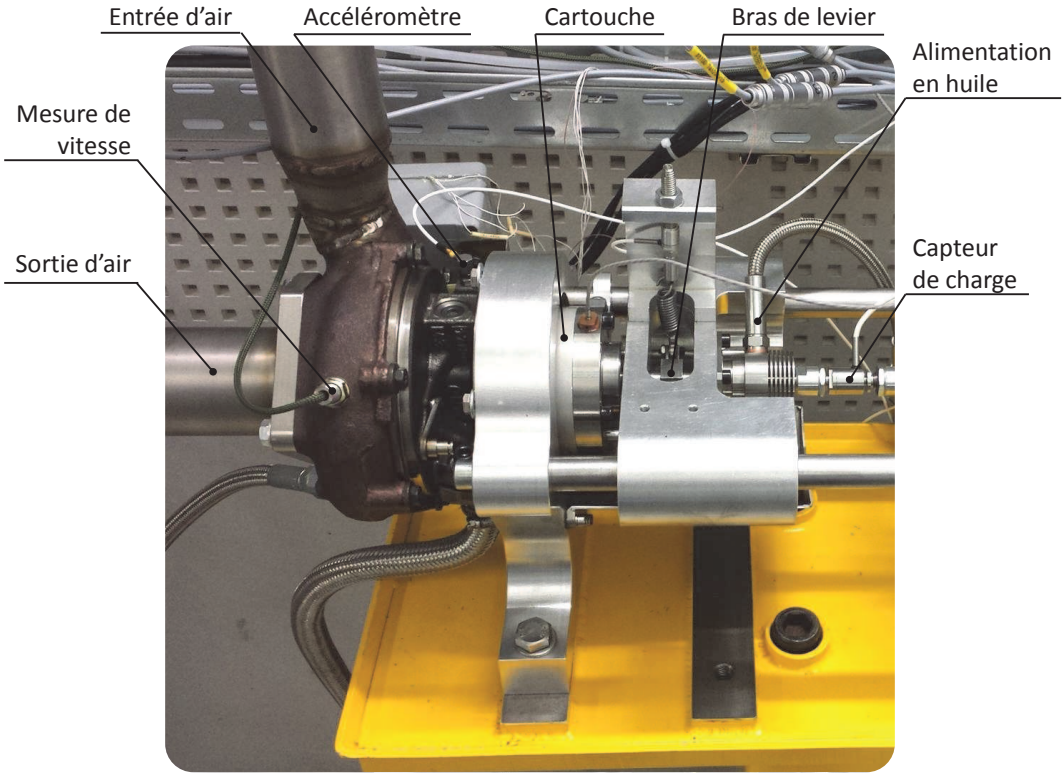


Figure IV.3 – Éléments du driver et du chariot

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

IV.2.2 Chariot

Le chariot est le support de la cartouche dans laquelle se trouve la butée testée. Il permet la translation de cette dernière par rapport aux collets. Cela permet de faire varier l'épaisseur de film dans le contact et ainsi d'appliquer la charge axiale (voir Fig.IV.5).

Cette translation du chariot par rapport à l'ensemble {support + driver} est assurée par deux roulements linéaires *Misumi* montés sur deux tiges parallèles du support. Elle est effectuée à l'aide d'un shaker et d'un actuateur qui transmettent l'effort axial par le biais d'une tige. Cette dernière comporte un capteur d'effort à son extrémité afin de contrôler la charge appliquée (voir Fig.IV.3). La coaxialité entre les tiges du support et le driver est garantie avec une tolérance de 10 μm afin d'assurer la concentricité de la butée et des collets.

Ce chariot comporte l'un des deux systèmes de mesure de la dissipation d'énergie dans le contact. Il consiste en un bras de levier permettant la mesure directe du couple de frottement détaillé dans le paragraphe §IV.3.6.

IV.2.3 Cartouche

La cartouche est une pièce cylindrique au centre de laquelle est montée la butée à tester (voir Fig.IV.4). Elle est solidaire du chariot en étant fixée à l'adaptateur universel d'un côté. Elle est libre en rotation dans le cadre de la mesure du couple résistant et se translate de la même manière que le chariot lorsque celui-ci est soumis à une traction ou une compression.

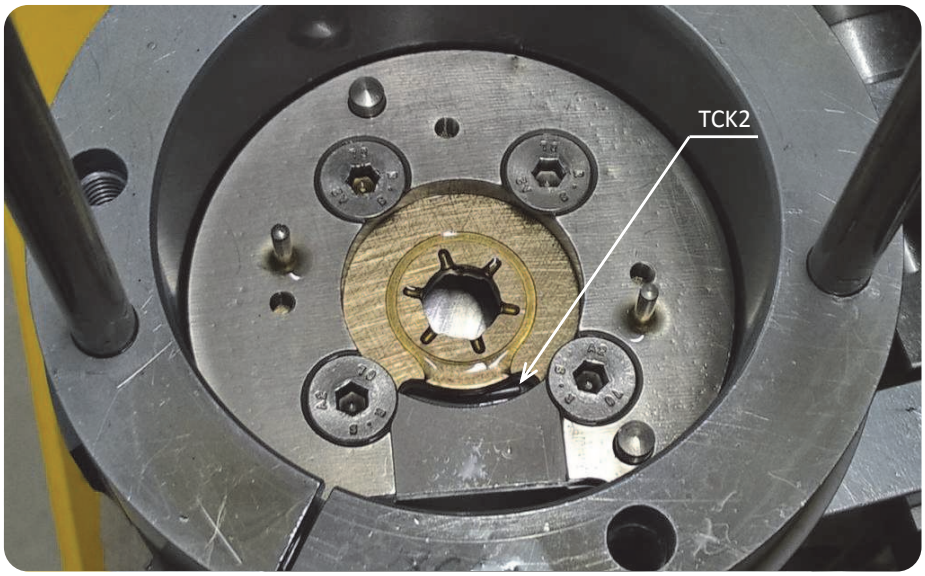


Figure IV.4 – *Butée A* montée dans la cartouche - Thermocouple N°2 visible

Elle est équipée de deux thermocouples de type K et de diamètre 1 mm dont la précision et la répétabilité sont de 0.5% de la valeur lue. Le premier (TCK1) est situé à l'arrivée de l'huile dans le contact, environ 5 mm avant la butée. Le second (TCK2) se trouve à la sortie de la butée. Il est placé environ 3 mm en contrebas du rayon extérieur de la face active de la butée dans la mesure où le retour d'huile s'effectue de manière gravitaire. On distingue son extrémité sur la Figure IV.4. La différence entre ces deux mesures correspond à l'élévation de température dans le contact.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

La cartouche comporte également quatre capteurs de déplacement *Micro-Epsilon* chargés de mesurer l'épaisseur du film d'huile. Ils sont montés après que la cartouche soit installée sur le banc. Leur description plus détaillée est donnée au §IV.3.5.

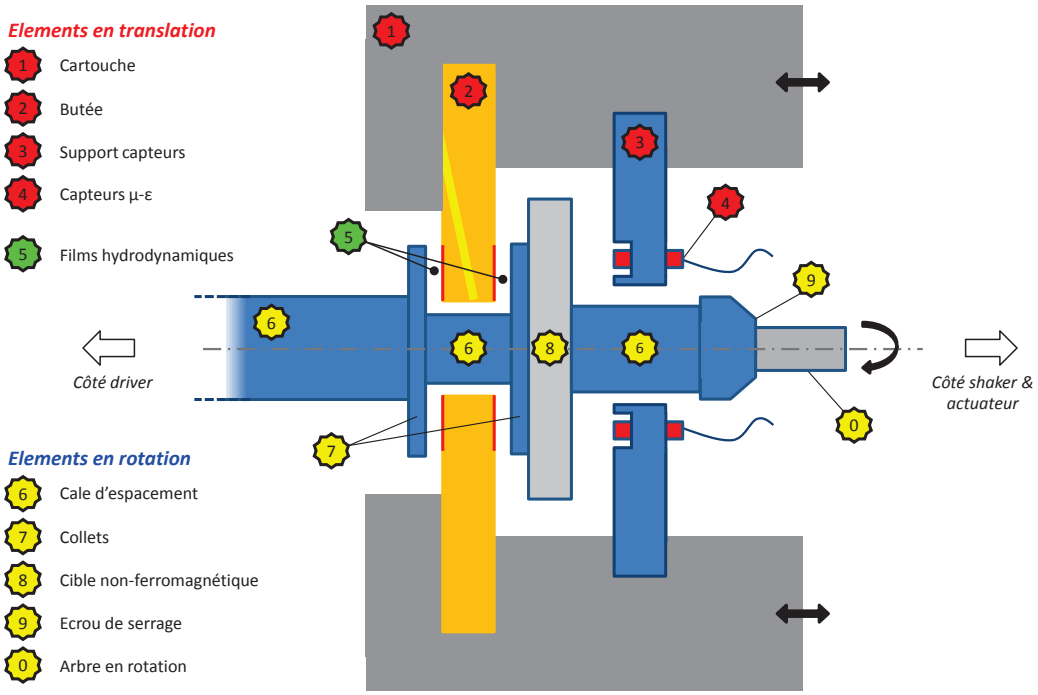


Figure IV.5 – Schéma de principe du contact hydrodynamique de la butée sur le banc d'essai

IV.2.4 Shaker et actuateur

Deux systèmes différents sont mis en place et se complètent pour appliquer la charge axiale.

Actuateur

En régime stationnaire, un actuateur pneumatique transmet la charge axiale à la butée. Il peut être fixé aux tiges du support - si le shaker n'est pas requis - ou fixé en amont du shaker. Cet actuateur est contrôlé par une vanne pneumatique proportionnelle *Joucomatic* 0-6 *bar* commandée depuis une interface *LabView*. Une cellule d'effort 0-200 N - ou 0-1 kN selon le test - est placée entre l'actuateur et le chariot pour mesurer la charge appliquée.

La régulation de la pression par la *Joucomatic* permet d'atteindre une charge de 200 N. À l'usage, on observe que lors de l'application d'une charge initiale, le décollement soudain de la membrane de l'actuateur génère un pic de charge d'une amplitude de 30 N. Ce pic peut être source d'endommagement de la butée. Pour des amplitudes plus élevées, l'application des charges s'effectue par des incréments d'environ 2-3 N d'amplitude.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

Shaker

En régime transitoire, un shaker *Brüel & Kjaer* de type 4825 est relié au chariot à l'aide d'une tige soutenue par un roulement linéaire *Misumi* (Fig.IV.6). Ce shaker permet d'appliquer des charges dynamiques en traction et en compression jusqu'à 200 N à une fréquence pouvant atteindre 5 kHz. La course maximale de sa tige est de 25.4 mm (1 in), sa vitesse maximale de déplacement de 1.5 $m.s^{-1}$ et son accélération maximale de 88 g. Lors de l'application d'une charge sinusoïdale, il est possible de monter l'actuateur et le shaker en série puisque ce dernier possède une tige traversante. Dans ce cas, l'actuateur se trouve à l'extrémité de la chaîne des actionneurs et fournit un offset de charge axiale auquel le shaker superpose les variations dynamiques.

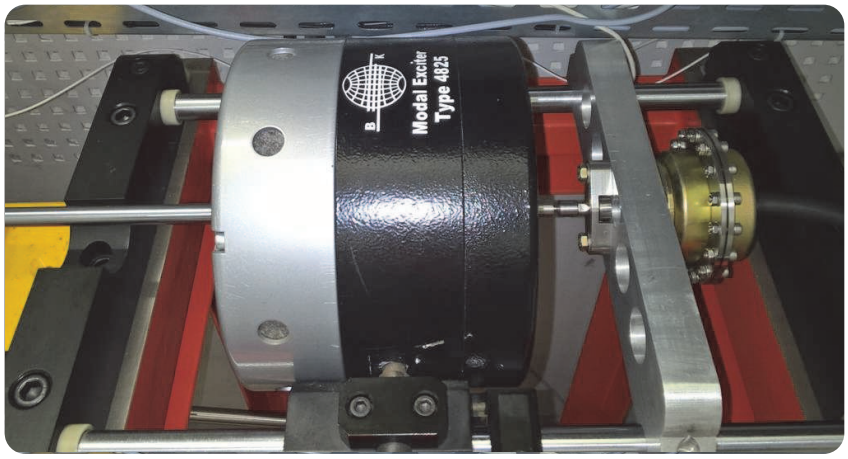


Figure IV.6 – Shaker monté en série avec l'actuateur pneumatique

Ce shaker se montre également capable d'appliquer des charges stationnaires de plus faible amplitude (environ 100 N). Ceci s'avère très utile dans le but d'affiner la charge statique de l'actuateur avec précision.

Le pilotage du shaker est assuré par un amplificateur *Brüel & Kjaer* de type 2720 lui-même commandé par un module *NI Virtual Bench* depuis un ordinateur portable. En cas de perte de communication entre les cartes d'acquisition *NI* et l'interface *LabView*, le découplage de l'application de la charge et de l'interface *LabView* permet de supprimer la charge axiale avant d'effectuer un arrêt d'urgence du banc d'essai. Ceci diminue considérablement le risque d'endommagement de la butée testée.

IV.2.5 Groupe d'huile

Un groupe d'huile chaud est en charge d'alimenter le contact en huile. Il permet de contrôler la pression d'alimentation jusqu'à 5 bars en amont du contact et la température jusqu'à environ 120 °C au niveau de la butée. Ce circuit fermé contient 20 litres d'huile *Castrol Edge Longlife II 0W30*.

Ce groupe est doté d'une sonde PT100 qui mesure la température de l'huile dans le réservoir du groupe. Celle-ci ne doit pas dépasser une température limite de 150 °C imposée par le réservoir d'huile. Notons que nous restons assez loin du point d'éclair qui se trouve à 200 °C.

Le groupe d'huile est également équipé d'un débitmètre à engrenages *KEM ZHM 02* afin de mesurer le débit d'huile (voir §IV.3.8).

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

IV.2.6 Géométries testées

Parmi les butées testées au cours de ces travaux, nous nous intéressons à trois géométries que nous appelons *butées A, B* et *C*. Elles consistent en des butées à géométrie fixe possédant 6 patins. Chacun d'eux présente une rampe précédée et suivie d'une partie plane, que nous appelons respectivement partie plane initiale et partie plane finale. Un réservoir d'huile se répartit sur les parties planes de deux patins successifs. Leur alimentation s'effectue par le plan médian de la butée, c'est-à-dire entre le côté actif et le côté passif. D'une butée à l'autre, les longueurs angulaires restent identiques ainsi que la hauteur des rampes. Seuls les rayons extérieurs et la taille des poches d'huile varient. La Figure IV.7 montre la géométrie de la *butée A*.

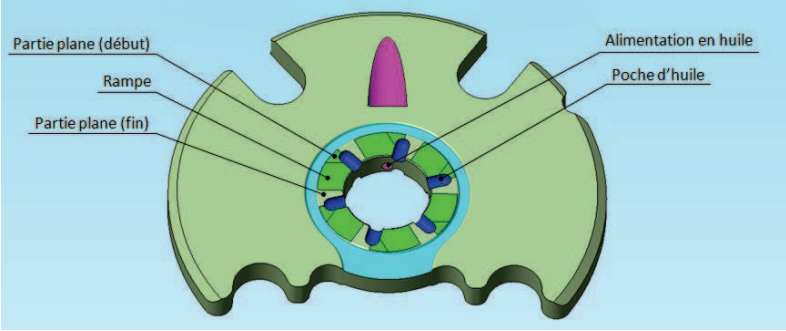


Figure IV.7 – Géométrie de la *butée A*

Ces butées équipent les turbocompresseurs de moteurs dont la cylindrée varie entre 1 L et 3 L. Leurs détails géométriques sont regroupés dans le Tableau IV.1. Notons que la longueur de la partie plane finale peut être repérée en degrés du fait que ses arêtes radiales interceptent le centre de la butée lorsqu'elles sont prolongées.

	Butée A	**Butée B**	**Butée C**
Diamètre intérieur [mm]	8.6		
Diamètre extérieur [mm]	14.15	13	11.7
Nombre de patins	6		
Longueur de la section [°]	60		
Longueur de partie plane finale [°]	16.5		
Longueur de la rampe [mm]	3.30	3.15	3.00
Hauteur de rampe [mm]	0.036		
Epaisseur de la butée [mm]	2.995		
Largeur de la poche [mm]	1.4		
Position de la poche [°]	0		
Diamètre extérieur de la poche [mm]	13.1	11.56	11.2

Table IV.1 – Géométries des butées testées sur le banc d'essai (voir aussi Fig.IV.7)

IV.3 Description de l'instrumentation

Parmi l'ensemble des variables physiques traitées par les capteurs et cartes d'acquisition, on distingue deux catégories. La première représente les paramètres d'entrée du système qui

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

sont mesurés afin d'être contrôlés. C'est le cas de la vitesse de rotation, de la charge axiale, de la température et de la pression d'alimentation. À l'inverse, la seconde est constituée des variables de sortie recueillies dans le but de caractériser le système, telles les pertes par frottement, l'épaisseur du film hydrodynamique ou l'élévation de la température dans le contact.

Les mesures et l'acquisition de ces variables sont présentées dans ce paragraphe.

IV.3.1 Contrôle de la vitesse

La régulation de la vitesse de rotation du driver s'effectue en variant le débit d'air délivré à la roue turbine. Ceci exige de connaître la vitesse courante du driver. Cette mesure s'effectue à l'aide d'un capteur à courants de Foucault inséré dans un perçage taraudé du carter turbine (voir Fig.IV.3). La tête du capteur possède une bobine alimentée en courant alternatif qui génère un champ magnétique. Elle vise directement les ailettes de la roue turbine. Chaque passage d'une ailette devant la tête du capteur perturbe ce champ magnétique et crée des courants de Foucault dans les ailettes. Ceci résulte en un changement d'impédance et d'amplitude de la phase de la bobine. Un contrôleur détecte le nombre de fronts montants de l'amplitude. La vitesse du driver est ensuite déduite du nombre d'ailettes sur la roue turbine, à savoir 9 ailettes puis 11 ailettes pour les deux drivers utilisés au cours de cette thèse. Enfin le contrôleur envoie l'information à la carte d'acquisition *NI PXIe-6363* via une tension de 0-10V.

Le balourd générant un signal synchrone, un accéléromètre est placé sur le carter central du driver afin d'assurer de l'exactitude de la mesure de vitesse d'une seconde mesure.

IV.3.2 Contrôle de la charge

La charge axiale appliquée par l'actuateur et le shaker est mesurée par un capteur d'effort *Measurement Specialties XFTC300*. Sa plage de mesure atteint 200 N en compression et en traction, aussi bien en statique qu'en dynamique. Son principe repose sur les jauges de contraintes formant un pont de Wheatstone. Son signal de sortie est de $\pm$ 100 mV avant d'être amplifié en un signal 0-2 V avec un offset de 2.5 V mesuré. Sa linéarité est de $\pm$ 0.5% de la plage de mesure, soit $\pm$ 1 N. Ce signal est échantillonné à 16384 Hz (2^{14} Hz) avant d'être envoyé vers la carte d'acquisition rapide *NI PXIe-4492*.

Pour l'étude des trois butées testées dans ce mémoire, ce capteur d'effort suffit puisque l'épaisseur de film correspondant à 200 N est déjà faible. Dans le cas contraire, une cellule d'effort *Measurement Specialties XFTC300* de 1 kN est employée.

IV.3.3 Contrôle de la pression

Pression d'huile du driver

La pression d'huile du driver est mesurée par un simple manomètre monté après la pompe du groupe d'huile, en amont du tuyau d'alimentation conduisant au driver. Pour alimenter le roulement à billes du driver, 2 bars de pression d'huile sont imposés à l'aide d'un régulateur manuel.

Pression d'huile de la cartouche

Afin de contrôler la pression d'alimentation en huile de la butée, un capteur de pression est placé sur une dérivation en amont du contact, avant l'adaptateur universel. Un serpentin de quelques spires en inox permet à la température de diminuer suffisamment pour ne pas faire

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

fondre le rilsan du tuyau précédent le capteur (voir Fig.IV.1). La pression est convertie en un signal 0-5 V qui est envoyé à la carte d'acquisition *NI PXIe-6363* avant d'être lu dans *LabView*.

Cependant, des pertes de charges singulières ont encore lieu entre le lieu de la mesure et l'entrée de la butée. La pression mesurée s'avère supérieure à la pression d'alimentation réelle. À partir des plans du banc d'essai, il est possible d'estimer le calcul des pertes de charges dans les capillaires restants à l'aide de la formule de Poiseuille :

$$\Delta P = 8\mu \frac{Q_v}{\pi R^4} \Delta L \tag{IV.1}$$

où ΔP est la chute de pression en [Pa], μ la viscosité en [Pa.s], Q_v le débit volumique en $[m^3/s]$, R et ΔL respectivement le rayon et la longueur du capillaire en [m].

On estime ainsi la somme des pertes de charges singulières et régulières jusqu'au contact afin d'obtenir une pression d'alimentation plus proche de la réalité. Selon les conditions de fonctionnement, une perte d'environ 20 à 25% de la pression mesurée est prédite.

IV.3.4 Contrôle de la température

La régulation de la température d'huile est assurée par le groupe d'huile chaud. Elle se base sur la mesure de la température à deux endroits.

La température de l'huile est d'abord mesurée par un thermocouple (TCK1) de type K d'un diamètre de 1 mm inséré dans la cartouche à l'entrée de la butée. Ce thermocouple est le plus proche du contact et constitue à ce titre la référence de la température d'entrée d'huile dans le contact.

Le principe du thermocouple repose sur l'effet Seebeck. Lorsque deux métaux de natures différentes se trouvent soudés l'un à l'autre par deux points de soudure afin de former un circuit, une différence de température des points de soudure résulte en la création d'un courant électrique. C'est l'effet thermoélectrique montré par Thomas Seebeck [Seebeck, 1822]. Par conséquent, il suffit que la soudure présente à l'extrémité du thermocouple soit chauffée ou refroidie pour qu'une tension apparaisse à l'autre extrémité du circuit. Cette tension est fonction de la température et des métaux utilisés. Son signal de sortie est acquis par la carte *NI PXIe-4353* dédiée aux thermocouples. Cette mesure se stabilise rapidement dans le temps mais s'avère moins stable que celle d'une sonde PT100.

À cette première mesure de température s'ajoute la mesure effectuée par une sonde PT100. Plus en amont de la cartouche, elle se situe dans une poche thermique au niveau de l'adaptateur universel. Le principe de la sonde PT100, de la famille des *Resistance Temperature Detectors* (RTD), réside dans la variation de sa résistance interne. Une sonde PT100 a la spécificité d'avoir une résistance de 100 Ω à 0 °C. Une approximation de la courbe reliant la résistance à température pour un matériau fait de platinum, comme les PT100, est donnée par l'équation de Callendar & Van Dusen :

$$R_t = R_0 \left(1 + At + Bt^2 + C\,(t - 100)^3\right) \tag{IV.2}$$

où R_t est la résistance du capteur à la température t, R_0 la résistance à 0 °C, t la température en degrés Celcius et A, B, C trois constantes.

Il existe trois sortes de PT100, et plus généralement de RTD, selon la configuration de leur circuit. Les RTD les plus simples possèdent deux fils (voir Fig.IV.8). Ce sont les moins précis car leur mesure comprend à la fois la résistance principale présente dans la tête du capteur - laquelle suit l'équation Eq.IV.2 - mais aussi la résistance des fils conducteurs menant à cet

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

élément de mesure. Ces fils ayant des propriétés thermiques différentes de la résistance principale et leur température variant probablement le long du doigt de gant, ils ne suivent pas l'équation de Callendar & Van Dusen. Plus la longueur des fils est importante, moins la mesure effectuée est précise. Pour cette raison, les RTD les plus couramment utilisées possèdent trois fils afin de former un circuit de compensation. Les PT100 équipant le banc d'essai appartiennent à cette catégorie. Les variations de tensions le long des fils sont ainsi mesurées puis soustraites à la tension totale afin de ne garder que la résistance de l'élément de mesure. Cependant ceci exige que les trois fils aient une résistance identique. Enfin, les RTD les plus précises possèdent quatre fils. Ils permettent de calculer la résistance de chaque fils conducteur afin de les soustraire à la résistance de l'élément de mesure, ceci même si les fils sont différents. Ceux-ci sont utilisés pour la mesure de l'enthalpie détaillée au paragraphe §IV.3.6.

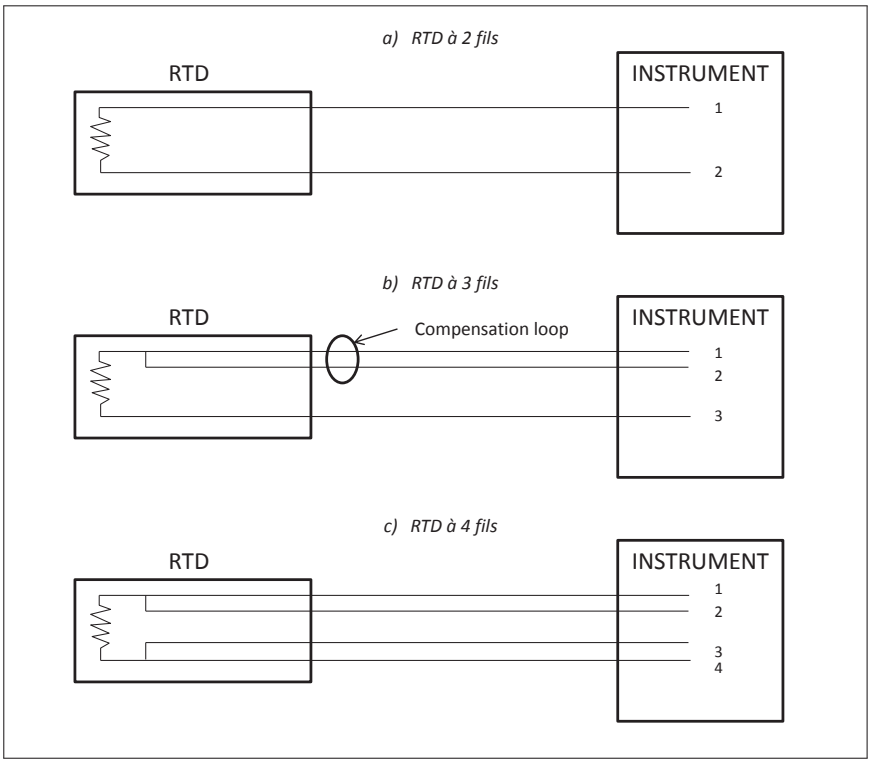


Figure IV.8 – Principales catégories de capteurs RTD, PT100

Qu'ils aient deux, trois ou quatre fils, la calibration des capteurs RTD dans un bain d'huile permet de corriger les incertitudes et de prendre en compte les longueurs de fil. À l'aide d'une sonde étalon, les capteurs mesurant la température d'alimentation en huile sont calibrés pour quatre températures différentes : 40 °C, 70 °C, 100 °C et 130 °C avec une précision et une répétabilité de 0.5% de la valeur lue.

Notons que la température limite de 150°C au niveau du réservoir du groupe d'huile ne doit pas être dépassée.

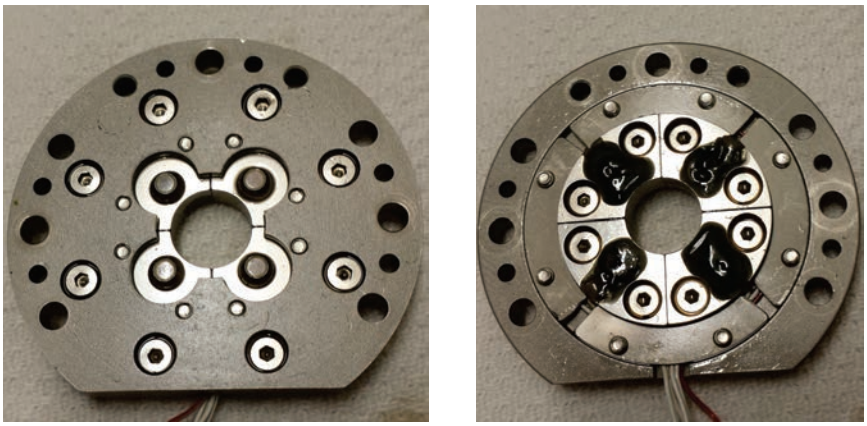
IV.3.5 Mesure de l'épaisseur de film

Afin de mesurer l'épaisseur de film d'huile dans le contact, la cartouche est instrumentée de quatre capteurs de déplacement *Micro-Epsilon ES04(78)* blindés pour cible non-ferromagnétique.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

Ils sont compensés en température entre 130°C et 160°C. Comme pour la mesure de la vitesse, leur principe repose sur les courants de Foucault. Leur plage de mesure est de 400 μm et leur précision de 0.8 μm ($\leq$ 0.2% FS). Chacun d'eux possède un filetage M4x0.35 afin de permettre leur maintien dans le support. Les têtes de capteurs sont disposées de manière équiangulaire sur un cercle de diamètre 14 mm (voir Fig.IV.9a). Elles font face à une cible circulaire rectifiée en aluminium de 2.2 mm d'épaisseur pour 20 mm de diamètre comme le montre la Figure IV.5. La tolérance de parallélisme des surfaces de cette cible est de 2 μm.

Le montage de ces capteurs dans leurs logements est une tâche délicate car ceux-ci doivent avoir des positions relatives extrêmement similaires aux vues de la faible plage de mesure. C'est pourquoi un outil est conçu spécifiquement pour permettre leur calibration mais aussi leur installation. Il reproduit la géométrie de la cartouche et permet d'y fixer le support des capteurs. Chaque capteur est précautionneusement vissé dans son logement jusqu'à atteindre le contact entre la tête du capteur et la surface de calibration. Une liaison rotule présente sur l'outil de calibration supprime tout mésalignement lors du contact. Une fois dans cette position, l'arrière des capteurs est englué afin de les maintenir immobile et éviter toute fuite d'huile à travers leur filetage (voir Fig.IV.9b). Lors des tests, un écart de l'ordre de 20 μm est observé entre les positions des deux capteurs les plus distants.



(a) Têtes des capteurs $Micro-Epsilon$ (b) Dos des capteurs $Micro-Epsilon$

Figure IV.9 – Capteurs de déplacement

Quatre contrôleurs *Micro-Epsilon eddy NCDT 3300* alimentent ces capteurs et conditionnent leurs signaux de sortie. On choisit d'utiliser des signaux 0-10 V échantillonnés à 25 kHz. Ils sont envoyés à une carte d'acquisition rapide *NI PXIe-4492*. La calibration des contrôleurs s'effectue à l'aide d'un micromètre *Mitutoyo Series 164* monté sur l'outil de calibration. La liaison rotule permet de venir au contact avec les têtes de capteurs et de supprimer le mésalignement de la cible avant d'être serrée dans cette position. Ce micromètre possède une résolution de 1 μm et une précision de $\pm 3\mu m$. La calibration est effectuée manuellement à l'aide des quatre contrôleurs pour trois distances de références : 0 μm, 200 μm et 400 μm.

IV.3.6 Mesure des pertes par frottement

Deux systèmes de mesures ont été mis en place pour mesurer les pertes par frottement générées au sein du contact.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

1ere méthode - Mesure du couple résistant

Cette première méthode consiste à utiliser le principe de bras de levier afin de mesurer un couple résistant et d'en déduire la puissance perdue dans le contact.

En effet, lors de la rotation des collets face à la butée, un couple résistant est créé par le taux de cisaillement dans le film d'huile. Ce couple tend à mettre en rotation la butée ainsi que la cartouche et l'adaptateur universel. L'utilisation d'un ressort de rappel autorise cet ensemble à ne tourner que légèrement. Une cellule d'effort montée en série avec ce ressort permet ainsi de mesurer la force résultant du couple résistant. Puis en appliquant la formule (IV.3), on déduit la puissance dissipée par les frottements dans la butée :

$$\mathcal{P} = \mathcal{C}\omega \tag{IV.3}$$

où $\mathcal{P}$ est la puissance dissipée en $[W]$, $\mathcal{C}$ le couple résistant en $[N.m]$ et ω la vitesse de rotation en $[rad.s^{-1}]$.

L'effort repris par le ressort de rappel est mesuré en traction par un capteur *Measurement Specialties XFTC 300* dont la plage de mesure s'étend à 10 N. Sa précision atteint $\pm 0.5\%$ de sa plage de mesure. La longueur du bras de levier est de 1 in, soit 2.45 cm.

La conception du banc ne permettant pas de réduire davantage cette distance, la force mesurée est d'une amplitude limitée aux vues du couple résistant d'une butée de faible taille. Nous remarquons par ailleurs que l'utilisation d'un ressort présente l'inconvénient de ne pas reprendre l'effort de manière strictement verticale (voir Fig.IV.10). Le mésalignement du ressort crée une composante horizontale de la force qui se trouve par conséquent orthogonale à la direction de fonctionnement de la cellule d'effort. Il en résulte une sous-estimation du couple et de la puissance dissipée. Pour remédier à ce problème, l'utilisation d'un fil de pêche en nylon est adoptée pour permettre un meilleur alignement vertical. Cependant, nous verrons dans la partie §V.3 que cela n'améliore guère les résultats. C'est pourquoi une deuxième méthode de mesure du frottement est mise en place.

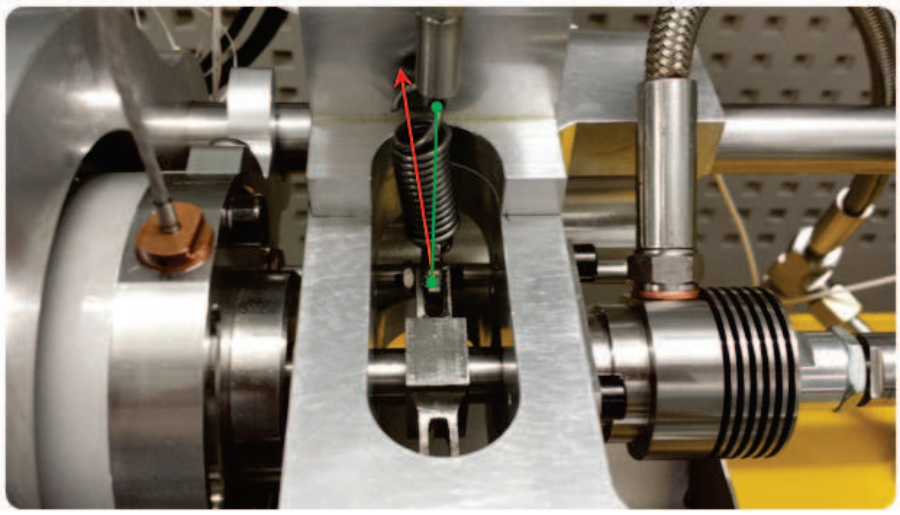


Figure IV.10 – Principe de la 1ere méthode de mesure des pertes de puissance
Problème d'alignement du ressort

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

2eme méthode - Mesure de l'enthalpie

Cette deuxième méthode de mesure de la dissipation d'énergie est basée sur la mesure des pertes enthalpiques du système global [Lamquin and Gjika, 2009]. Cette méthode consiste à considérer la conservation de l'énergie des gaz traversant la roue turbine. En faisant l'hypothèse de conditions adiabatiques dans les conduites d'entrée et de sortie d'air aux alentours de la turbine, les pertes de puissance peuvent être mesurées comme étant la somme des pertes enthalpiques des gaz et de l'énergie cinétique perdue dans la turbine. Cette hypothèse d'adiabaticité est raisonnable puisque l'air fourni à la turbine est à température ambiante, ce qui rend l'échange thermique avec l'air de la pièce presque inexistant à travers la conduite. Par ailleurs, plusieurs expériences montrent que l'énergie cinétique représente moins de 2% de l'enthalpie. On décide de la négliger également. Il s'en suit que les pertes de puissance du système global peuvent être mesurées à partir des températures d'entrée et de sortie d'air du côté turbine à l'aide de la relation suivante :

$$\mathcal{P} = \dot{m} C_p \left(T_{1T} - T_{2T}\right) \tag{IV.4}$$

où $\mathcal{P}$ est la puissance dissipée dans la totalité du système, $\dot{m}$ le débit massique d'air traversant la turbine, C_p la capacité calorifique de l'air à pression constante et T_{1T} et T_{2T} respectivement la température d'entrée et de sortie d'air du côté turbine.

Contrairement à la première méthode, cette mesure est indirecte. Elle ne correspond pas seulement aux pertes dissipées dans la butée mais également aux pertes dissipées dans le roulement à billes du driver. C'est pourquoi il est nécessaire d'effectuer une cartographie des pertes par frottement du driver en l'absence de butée afin de le caractériser et de pouvoir soustraire sa contribution aux pertes globales du système.

La mesure des températures T_{1T} et T_{2T} est réalisée par 6 sondes PT100 dans la conduite d'arrivée d'air ainsi que 6 autres PT100 dans la conduite de sortie d'air. Elles sont disposées de manière circulaire et laissent déboucher 3 cm de l'extrémité de chaque sonde afin de ne pas être perturbées par la paroi de la conduite. En amont de chaque section de mesure se trouve un redresseur d'air permettant de laminer le flux. Afin de s'assurer d'un écoulement laminaire au niveau de la mesure des températures, une distance supérieure à trois fois le diamètre du tuyau sépare le redresseur d'air et les sondes PT100. Ces sondes présentent une précision ainsi qu'une répétabilité de 0.1% de la valeur lue.

IV.3.7 Mesure de l'élévation de température

L'échauffement du lubrifiant dû aux dissipations visqueuses, à la convection au sein du fluide et à la conduction avec l'environnement extérieur est mesuré expérimentalement. Pour cela, deux thermocouples d'un diamètre de 1 mm sont positionnés respectivement à l'entrée et à la sortie de la butée (voir §IV.2.3). La différence des températures recueillies correspond à l'élévation moyenne de la température dans le contact. D'après le positionnement du thermocouple de sortie (Fig.IV.4), cet écart ΔT concerne davantage le film hydrodynamique situé du côté du driver que le film opposé. Ceci se vérifie par les résultats présentés au paragraphe §V.4.

IV.3.8 Mesure du débit d'huile

La mesure du débit d'huile est effectuée par un débitmètre à engrenages placé à la sortie du groupe d'huile chaud. Il s'agit d'un débitmètre *KEM ZHM02* dont la plage de mesure s'étend de 0.1 à 7 $L.min^{-1}$. Sa linéarité est annoncée à $\pm 0.5\%$ pour des fluides de viscosité supérieure à 15 $mm.s^{-2}$. Notons que ce modèle de débitmètre convient aussi pour les fluides de viscosité inférieure à 5 $mm.s^{-2}$.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

IV.3.9 Système d'acquisition

Les signaux des capteurs, quels qu'ils soient, sont envoyés à différents modules *PXI Express* de *National Instruments*. Ces modules communiquent les signaux à un programme *LabView* via un châssis *PXIe-1073* afin de les visualiser, les analyser et les enregistrer.

Pour recueillir les signaux dynamiques des capteurs mesurant l'épaisseur de film d'huile, la charge axiale ainsi que le niveau de G du driver, nous utilisons la carte d'acquisition rapide *NI PXIe-4492*. Rappelons que ces signaux sont échantillonnés à une fréquence de 16384 Hz ($2^{14}Hz$)

Une carte *NI PXIe-4357* assure spécifiquement l'acquisition des signaux des thermocouples.

Enfin une carte multifonction *NI PXIe-6363* permet de recueillir les signaux des autres capteurs, à savoir les capteurs de pression, le débitmètre du groupe d'huile, la cellule d'effort de la mesure du couple de frottement, le capteur à induction mesurant la vitesse du driver. Elle permet également de contrôler la vanne tout-ou-rien et le débit d'air à l'entrée turbine, la pompe et la résistance du chauffage du groupe d'huile ainsi que l'actuateur pneumatique.

Rappelons que le shaker est contrôlé en dehors du programme *LabView* par un boitier *NI VirtualBench* afin de pouvoir diminuer la charge avant tout arrêt d'urgence dû à l'éventuelle perte de communication entre le module *PXI Express* et le logiciel *LabView*.

IV.4 Caractéristiques du lubrifiant

L'huile utilisée pour lubrifier le contact du banc d'essai est la *Castrol Edge Longlife II 0W30*. Ses caractéristiques rhéologiques ont été mesurées afin de déterminer précisément les paramètres des différentes lois de viscosité employées.

IV.4.1 Paramètres de Walther & McCoull

La mesure de la variation de la viscosité en fonction de la température est obtenue à l'aide d'un rhéomètre de Couette Anton Paar MCR 301. Ce rhéomètre consiste en deux cylindres coaxiaux et requiert un faible volume d'huile. Les tests sont menés à taux de déformation imposé entre $-30\,°\mathrm{C}$ et $150\,°\mathrm{C}$. Pour des températures inférieures à ce domaine, l'humidité ambiante de la salle de mesures entraîne la condensation d'un grand nombre de gouttelettes d'eau sur les bords de l'échantillon. Celles-ci menacent de se mélanger à l'huile et de fausser la mesure.

Les résultats, présentés dans la Figure IV.11, montrent une bonne corrélation entre les données expérimentales de nos tests, celles de *Castrol* et la modélisation de l'équation de Walther & McCoull. Cette courbe valide l'utilisation de la loi de Walther & McCoull.

IV.4.2 Paramètres de Cross

Quant à la loi de Cross régissant les variations de la viscosité en fonction du taux de cisaillement, ses paramètres sont déterminés expérimentalement dans un laboratoire extérieur en coopération avec Honeywell [Andres, 2009]. Nous disposons par ailleurs des données expérimentales obtenues avec le rhéomètre Anton Paar au sein de notre laboratoire pour un taux de cisaillement maximal de 3000 s^{-1} et du point HTHS ($T = 150°\mathrm{C}$ et $\dot{\gamma} = 10^6 s^{-1}$) mesuré par le laboratoire *PowerTrib Ltd* pour Honeywell [Ltd, 2015]. Par conséquent, nous nous contentons de comparaisons partielles pour des taux de cisaillement faibles et élevés. Présentées pour une température de 150°C, les données expérimentales montrent un écart inférieur à 1% pour les faibles taux de cisaillement et un écart de 10% à fort taux de cisaillement (Fig.IV.12). Notons

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

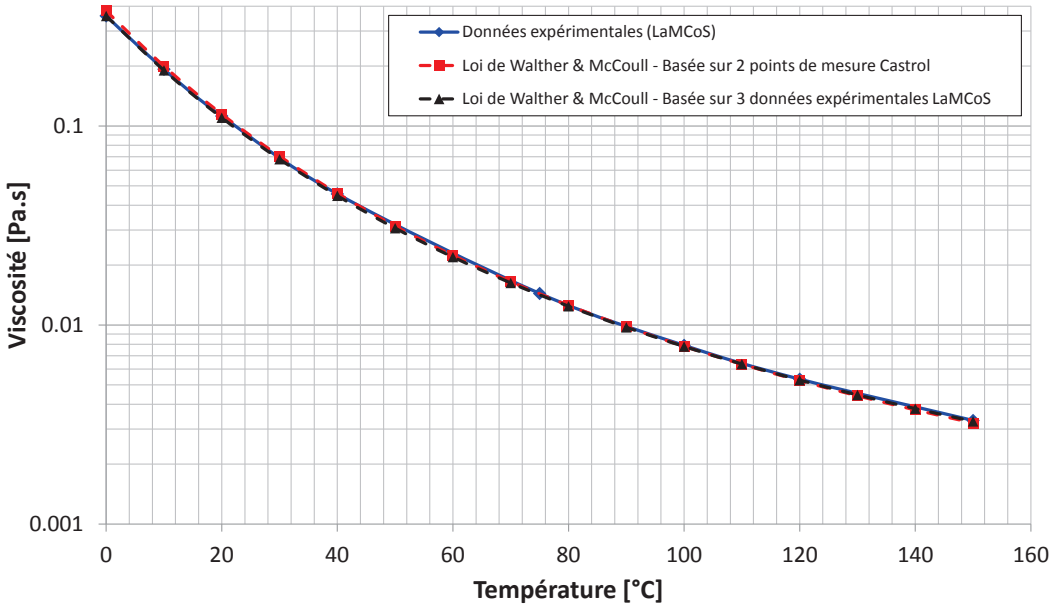


Figure IV.11 – Loi de Walther & McCoull appliquée à l'huile Castrol Edge Longlife II 0W30

que le point HTHS donné par Castrol se situe à 2.9 $mPa.s$ [Castrol, 2004], soit 5% en-dessous de la viscosité modélisée. Puisque les mesures expérimentales recueillies par les différents laboratoires présentent une légère dispersion qui englobe l'étendue du modèle, la corrélation nous donne confiance dans la détermination globale des paramètres de l'équation de Cross.

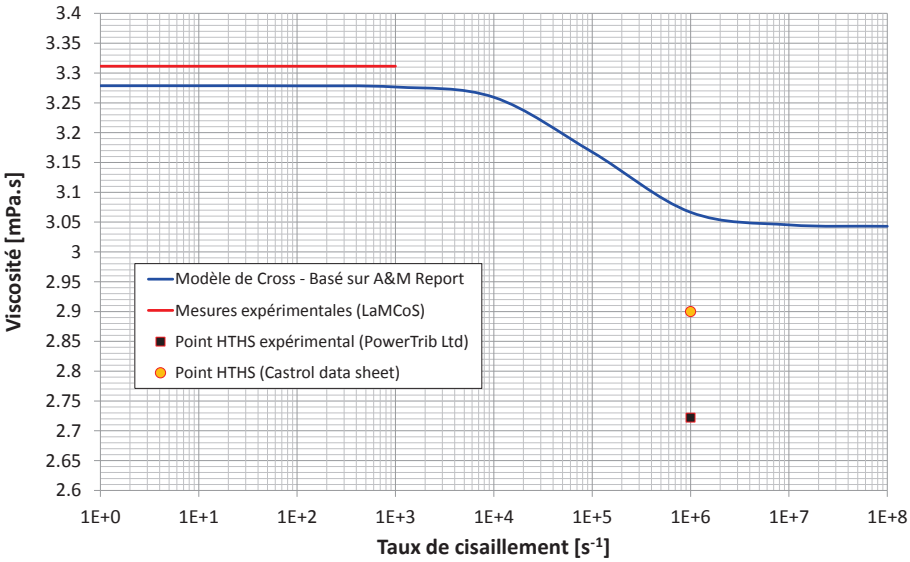


Figure IV.12 – Loi de Cross appliquée à l'huile Castrol Edge Longlife II 0W30

IV.4.3 Temps de relaxation

Concernant la détermination du temps de relaxation, elle ne s'est pas avérée réalisable avec ce rhéomètre de Couette. Effectivement, l'huile testée étant trop peu élastique, les oscillations du

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

cylindre du rhéomètre dans le réservoir d'huile permettent uniquement la mesure de son module de pertes G'' - lié au caractère du fluide. Le module de conservation G' - lié au caractère élastique du fluide - reste inaccessible. La baisse de la température en vue d'employer l'équivalence temps-température ne permet pas d'exacerber suffisamment l'élasticité de l'huile.

Par conséquent, le temps de relaxation λ du lubrifiant est basé sur la littérature des huiles multigrades. D'après celle-ci, le domaine de définition de λ s'étend de $10^{-6}s$ à $10^{-4}s$ [Bates et al., 1986; Crochet and Walters, 1993; Longstrup et al., 1977]. Nous le laissons variable dans cet intervalle.

Notons que les résultats numériques présentés au chapitre précédent tendent à prédire qu'aucun effet élastique ne sera visible expérimentalement aux vues des faibles nombre de Deborah des évènements dynamiques actuels.

IV.5 Déroulement d'un essai

Ce paragraphe traite de la méthodologie adoptée de manière évolutive au cours des travaux dans le but de garantir le bon déroulement des essais du point de vue de la sécurité ainsi que de la fiabilité des résultats.

IV.5.1 Risques de dommages

Lors du test d'une butée, plusieurs manipulations sont susceptibles d'endommager le banc ou d'entraîner des blessures personnelles et doivent être évitées.

La lubrification de tout élément tournant doit être assurée lors du fonctionnement du banc. En d'autres termes, le driver ne doit pas être mis en marche avant que les deux groupes d'huiles fonctionnent depuis plusieurs secondes - il est même préférable de s'assurer visuellement que l'huile coule à travers la cartouche. Une autre précaution incontournable afin d'éviter le contact métal-métal consiste à s'assurer qu'aucune charge n'est appliquée à la butée tant que la vitesse de rotation du driver n'est pas suffisante, ce point étant valable à la fois pour les phases de démarrage et d'arrêt. Pour les démarrages en particulier, le shaker présente un double avantage. Tout d'abord, il fonctionne en compression et en traction, contrairement à l'actuateur qui ne peut appliquer une charge axiale que dans un seul sens. Il permet d'annuler toute charge excessive présente d'un côté ou de l'autre de la butée dans les limites de sensibilité du capteur d'effort. Par ailleurs, son pilotage électrique permet une application du premier niveau de charge axiale plus douce que pour l'actuateur pneumatique dont la membrane élastomère peut se décoller soudainement et constituer une source d'à-coups.

Pour éviter l'enrobage des pièces lubrifiées (*coating*) ou la dégradation de l'huile, la température dans le groupe chaud ne devrait pas excéder 120 °C. Par ailleurs, une attention toute particulière doit être portée aux températures élevées des composants métalliques. Que ce soit par conduction ou par convection du brouillard d'huile, leur température peut augmenter fortement lors de tests à chaud. Il est préférable de porter des gants et de prendre les précautions nécessaires lors de tests au-delà de 60°C.

Enfin, pour ne pas endommager le roulement du driver, ni créer d'important *shaft motion*, le niveau de G du driver ne doit pas dépasser une limite fixée par la ligne de production à $2g$.

IV.5.2 Procédure d'essai

Dans le cas stationnaire comme dans le cas transitoire, les étapes suivantes sont effectuées :

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

1. Démarrer le groupe d'huile du driver et le groupe d'huile dédié à la butée
2. S'assurer qu'aucune charge axiale n'est appliquée à la butée pendant le démarrage
3. Augmenter doucement la vitesse du driver
4. Appliquer une faible charge axiale à la butée, préférablement soumise à une pression d'alimentation élevée afin de réduire tout risque de contact métal-métal
5. Attendre que la température d'huile du groupe chaud se stabilise autour de la valeur désirée
6. Attendre 20 *min* supplémentaires pour atteindre l'équilibre thermique des pièces mécaniques. La fin des dilatations thermiques devrait être observée par la stabilisation de la dérive des capteurs de déplacement

À ce stade, le banc d'essai est stabilisé et le test stationnaire ou dynamique peut commencer.

Essai stationnaire

Les essais en régime établi ont pour but de caractériser le comportement de la butée tout en validant les moyens numériques de prédiction. De tels résultats sont présentés dans le prochain chapitre.

Une procédure d'essai stationnaire existait au sein de l'entreprise avant notre travail et avait fourni des résultats fiables et reproductibles [Groves, 2005]. Toutefois, après la création de cette nouvelle cellule d'essai équipée de matériels différents, les premiers tests menés à l'aide de cette procédure donnèrent des résultats non conformes à nos attentes.

Cette précédente procédure préconisait d'effectuer les étapes détaillées ci-dessus afin de démarrer le banc d'essai puis d'effectuer les étapes suivantes :

7. Retirer la charge axiale
8. Rapidement stopper le driver
9. Appliquer une faible charge (environ 20 N)
10. Tourner à la main la roue turbine d'environ 5 ° afin de s'assurer d'un contact métal-métal optimal sans endommager la surface du contact
11. Remettre à zéro les capteurs de déplacement sous *Labview*
12. Retirer la charge
13. Redémarrer le driver
14. Effectuer les différents points de mesure du test
15. Recommencer les étapes #7 à #10 après le test afin de vérifier que la référence des capteurs de déplacement reste identique

Si la référence des capteurs de déplacement était changée de plus d'un micron, les résultats n'étaient pas conservés.

Dans notre cas, malgré l'application de cette procédure, une importante variation de la position de la référence des capteurs de déplacement est observée entre le début et la fin d'un essai. Parmi ces essais, certains présentent une mesure d'épaisseur de film négative pour des charges élevées sans qu'aucun contact métal-métal ne soit observé par une mesure anormale de la vitesse de rotation, des pertes par frottement ou de la température de sortie du contact. Un écart d'une dizaine de microns avec la réalité nous semble exister.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

Pour lever cet écart, deux phénomènes mécaniques sont investigués. Ils consistent en la déflexion du collet sous la charge axiale et la dilatation thermique de certaines pièces sous l'échauffement local du contact lors du fonctionnement.

Influence de la température

Il est intuitif que l'augmentation de la charge axiale appliquée à la butée génère une augmentation de la température au sein du contact. Ceci provient de la diminution de l'épaisseur du film d'huile, laquelle entraine l'augmentation du taux de cisaillement dans le fluide. Les capteurs de déplacement étant thermiquement compensés jusqu'à 160°C, on suppose que l'influence de la température locale sur ceux-ci est limitée. Toutefois, les pièces mécaniques proches des capteurs sont soumises à une dilatation thermique. Celle-ci a lieu lors de l'application de charges élevées mais n'intervient pas à faible charge ou dans l'établissement de la position de référence.

Afin de quantifier ce phénomène, un test est mené en appliquant une charge axiale de 20 N à la butée pour une vitesse de rotation nulle. Il y a contact entre le collet et les patins. Le groupe d'huile est ensuite allumé. En l'absence de rotation du driver, la température d'entrée d'huile mesurée est identique à celle du contact car aucun échauffement n'a lieu au sein de la butée. En prenant pour référence l'épaisseur de film mesurée à 30°C, la température d'entrée d'huile est augmentée graduellement jusqu'à dépasser 100°C. Pour chaque point de mesure, la stabilisation thermique du système est attendue. Les résultats sont rassemblés dans la Figure IV.13. On observe que l'épaisseur de film mesurée diminue dans les valeurs négatives à mesure que la température augmente. Ceci n'est pas physique mais représente la dilatation thermique des pièces mécaniques. Cette dilatation n'est pas linéaire et représente plusieurs microns qui devront être soustraits à la mesure d'épaisseur de film durant les essais. Toutefois, un second phénomène doit être pris en compte. Il consiste en la déflection du collet.

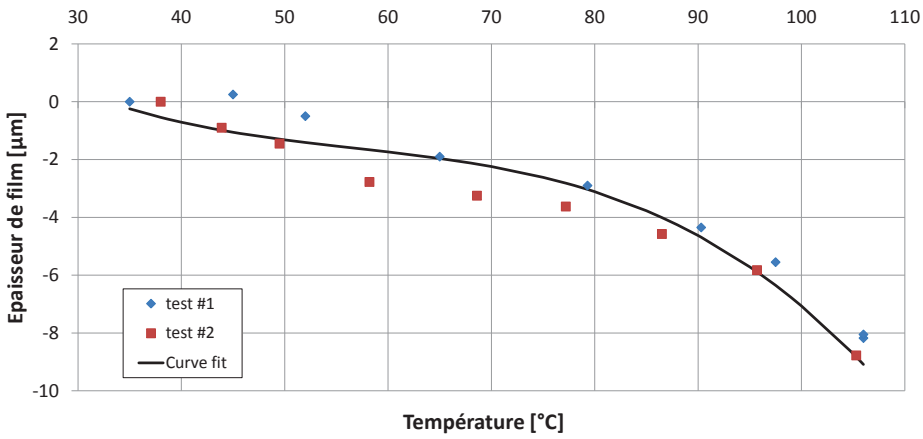


Figure IV.13 – Dilatation thermique des pièces mécaniques due à la hausse de la température locale

Influence de la déflection

Sous l'application d'une charge axiale, la butée transmet l'effort au collet en regard de la face active. Ce phénomène est valable en fonctionnement grâce à la capacité de charge générée par le film ainsi qu'en l'absence de rotation grâce au contact métal-métal entre les patins et le collet. Ceci résulte en une déformation du collet (voir Fig.IV.14). À mesure que la déflection a lieu, la butée se translate de quelques microns tandis que la position de la cible du collet reste la même.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

La distance mesurée entre les capteurs de déplacement et leur cible diminue plus rapidement que l'épaisseur du film.

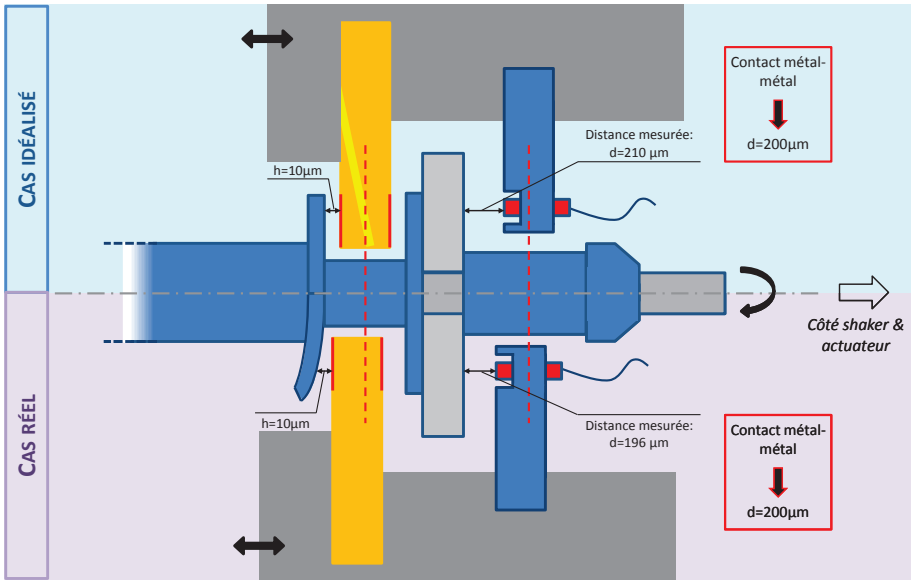


Figure IV.14 – Influence de la déflection du collet sur la mesure d'épaisseur de film
Mesure d'épaisseur négative

Afin d'obtenir une relation entre la charge axiale et cette déflection, un simple test est réalisé et consiste à appliquer une charge axiale sans vitesse de rotation du driver. Dans ce cas, le contact métal-métal a lieu à tout instant. Les résultats, présentés dans la Figure IV.15, montrent que la déflection n'est pas négligeable. Elle augmente de manière quasi-linéaire avec la charge. Notons que ce phénomène est presque indépendant de la température puisque l'écart entre les résultats obtenus à 68°C et à température ambiante est du même ordre de grandeur que la sensibilité des capteurs *Micro-Epsilon*, c'est-à-dire inférieur à 1 μm. Comme pour la dilatation thermique, ces données permettent le post-traitement de l'épaisseur de film mesurée lors des essais afin de mieux approcher l'épaisseur de film réelle au sein du contact.

Cependant, ces deux phénomènes ne suffisent pas à corriger l'épaisseur de film suffisamment et un écart de 5 à 8 μm subsiste avec les anciennes mesures et les simulations. Pour cette raison, nous élaborons une nouvelle procédure de test.

Cette procédure consiste à ne plus effectuer de mise à zéro des capteurs mais à comparer deux courbes d'épaisseur de film : celle obtenue sous une charge axiale lors de la rotation du driver et celle obtenue lors de l'application de la même charge avec un débit d'huile maintenu à température identique mais sans vitesse de rotation. L'écart entre ces deux courbes est l'épaisseur de film (voir Fig.IV.16).

Le nouveau déroulement d'un essai stationnaire permet la prise en compte de la déflexion du collet ainsi que celle de la dilatation thermique si l'essai post-test est réalisé dans de brefs délais. Désormais, un essai en régime stationnaire consiste en les étapes suivantes :

7. Effectuer les différents points de test en traction - déplacement du chariot vers le shaker afin de simuler le *compressor pulling* - en s'assurant de saisir de nombreux points à faible charge

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

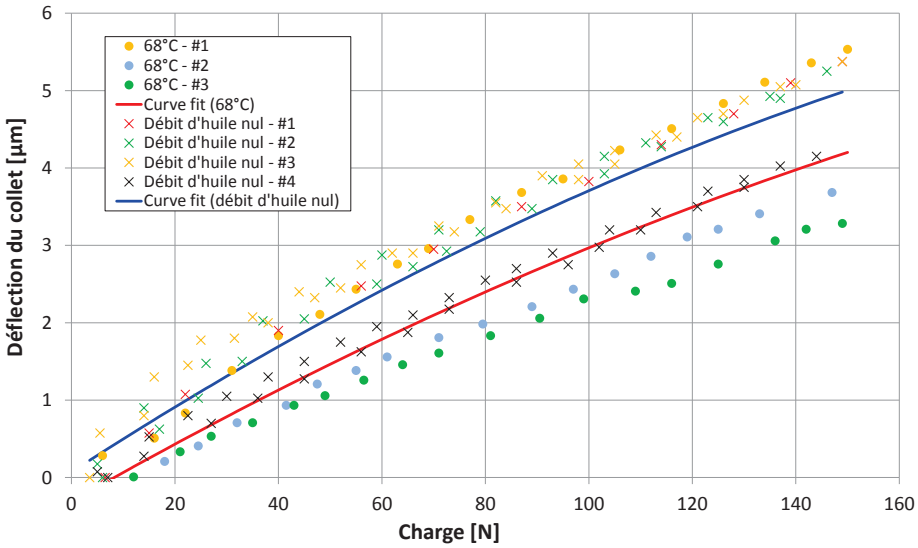


Figure IV.15 – Déflection du collet due à l'application d'une charge axiale

8. Effectuer les différents points de test en compression - déplacement du chariot vers le driver afin de simuler le *turbine pulling* - en s'assurant de saisir de nombreux points à faible charge
9. Retirer la charge
10. Stopper rapidement le driver
11. Effectuer rapidement le même test en traction et en compression
12. Retirer la charge
13. Redémarrer le driver

Les étapes #10-11 constituent ce que l'on appelle un essai *post-test* car le driver est immobile.

Lors de cette procédure, le passage de la traction à la compression engendre une variation très soudaine de l'épaisseur de film. Celle-ci provient du débit d'huile au travers de la cartouche dont l'effort hydraulique suffit à plaquer la face active ou passive de la butée sur son collet. Ce phénomène témoigne de la qualité des roulements linéaires du chariot et permet de connaître avec assurance le jeu axial de la butée testée.

Le point de référence des abscisses et des ordonnées d'un essai réussi doit être le point de symétrie centrale des tracés (voir Fig.IV.16). Il ne doit pas dévier entre les étapes #7-8 et #11 d'un même essai.

La phase de traction est accomplie à l'aide du shaker uniquement puisque l'actuateur ne permet que la compression. Ceci limite l'amplitude de la charge appliquée car le shaker présente des difficultés à maintenir une charge statique de 100 N. La phase de compression est effectuée à l'aide de l'actuateur et du shaker. L'idéal consisterait à remplacer l'actuateur actuel par un actuateur double effet dont la charge maximale atteindrait un minimum de 500 N.

Notons que pour les mesures de pertes par frottement du contact, chaque condition de fonctionnement doit être maintenue pendant une durée minimale d'une minute afin que les températures recueillies par les sondes PT100 pour le calcul de l'enthalpie se stabilisent.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

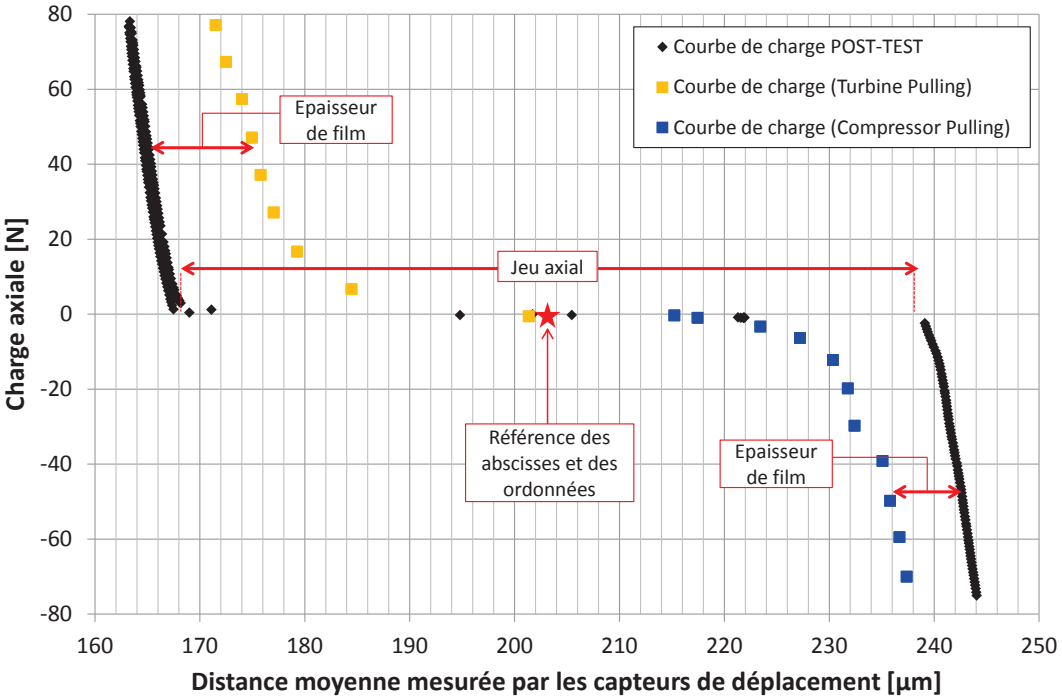


Figure IV.16 – Charge axiale en fonction de l'épaisseur de film - *Butée A*
($\omega = 1000Hz$ $T_{alim} = 50°C$ $P_{alim} = 4\ bar$)

Essai transitoire

En régime transitoire, un essai consiste en une variation de la charge axiale avec la variable de temps. Nous nous intéressons en particulier à la reproduction de pulsations moteurs et leur impact sur le comportement de la butée. Ceci restreint les signaux d'entrée aux sinusoïdes de charge dont la fréquence varie de $50Hz$ à $500Hz$.

Ce type d'essai se déroule à la suite de la procédure en régime stationnaire. Effectivement, sans l'établissement du point de référence des abscisses et des ordonnées (voir Fig.IV.16), la mesure de distance absolue effectuée par les capteurs de déplacement n'a pas de sens car il n'est pas garanti que la courbe d'essai soit centrée sur la courbe d'essai post-test. L'épaisseur de film et la charge sont les seules variables instantanées d'intérêt. Toutes les autres variables sont moyennées dans le temps.

Lorsque l'effet stationnaire a été mené et que le driver est en fonctionnement, la procédure est la suivante :

14. Avec une amplitude sinusoïdale nulle, appliquer une charge axiale correspondant à la valeur moyenne de la sinusoïde désirée à l'aide de l'actuateur et du shaker
15. À fréquence fixe, augmenter doucement l'amplitude des oscillations jusqu'à décrire l'enveloppe de charge voulue (tout en évitant le contact métal-métal)
16. Attendre 1 minute la stabilisation des valeurs moyennées
17. Enregistrer le signal temporel des capteurs de déplacement et du capteur d'effort
18. Enregistrer la valeur moyenne des autres variables

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

19. Diminuer l'amplitude des oscillations
20. Répéter les étapes #14 à #19 pour les différentes fréquences et amplitudes étudiées (Rappel : la modification de la charge statique implique toutefois de patienter 20 minutes afin d'assurer la stabilisation thermique du système)
21. Retirer la charge axiale
22. Stopper le driver

L'importance d'appliquer la charge axiale de manière progressive provient de l'apparition de fréquences de résonnance pouvant causer le contact de la butée avec le collet comme nous le verrons dans le paragraphe §V.6.

IV.6 Conclusion

Une description des composants mécaniques, de l'instrumentation ainsi que des moyens d'acquisition du banc d'essai de la butée a été donnée. L'ensemble de cette chaîne de mesure constitue un dispositif expérimental fiable et sophistiqué. Celui-ci permet la caractérisation des butées en régime stationnaire ainsi que l'étude de leur comportement au cours de sollicitations dynamiques, en particulier les pulsations moteurs.

Les procédures d'essais ont également été détaillées et se fondent sur l'expérience et les observations accumulées au cours des campagnes de tests de ces travaux ainsi que des essais réalisés sur des bancs d'essai similaires chez Honeywell. Les résultats de ces expériences ainsi que leur comparaison avec les simulations numériques sont l'objet du prochain chapitre.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

Chapitre V

Comparaison simulation - banc d'essai

Dans ce chapitre sont détaillés les résultats expérimentaux obtenus sur le banc d'essai de la butée pour différentes géométries. Les performances en termes de charge axiale, de pertes par frottement, d'élévation de température et de débit sont présentées et comparées aux prédictions du code de calcul. La corrélation entre les résultats expérimentaux et numériques est discutée.

Table des matières

V.1 Introduction . . . 86
V.2 Charge axiale en régime stationnaire . . . 86
V.2.1 Influence de la température . . . 86
V.2.2 Influence de la vitesse . . . 87
V.2.3 Influence de la recirculation . . . 88
V.2.4 Effets d'inertie du fluide . . . 90
V.3 Pertes par frottement en régime stationnaire . . . 91
V.3.1 Influence de la température . . . 94
V.3.2 Influence de la vitesse . . . 96
V.3.3 Influence de la recirculation . . . 96
V.4 Élévation de la température en régime stationnaire . . . 97
V.4.1 Influence de la température . . . 100
V.4.2 Influence de la vitesse . . . 101
V.4.3 Influence de la recirculation . . . 102
V.5 Débit d'huile en régime stationnaire . . . 106
V.5.1 Influence de la température . . . 106
V.5.2 Influence de la vitesse . . . 106
V.5.3 Influence de la recirculation . . . 109
V.6 Cas dynamique des pulsations moteurs . . . 112
V.6.1 Epaisseur du film d'huile . . . 112
V.6.2 Phénomènes de résonance . . . 114
V.7 Conclusion . . . 122

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

V.1 Introduction

Les géométries des butées testées ont été présentées au paragraphe §IV.2.6. Les variables étudiées consistent en l'épaisseur de film, la charge axiale, les pertes par frottement, l'élévation de la température au sein du contact ainsi que le débit. L'épaisseur de film étant une variable critique du fonctionnement des butées, nous exprimerons la majorité des mesures en fonction de cette variable adimensionnée par le demi jeu axial c_0 de la butée totale. La face active et la face passive se répartissant un jeu de fonctionnement variant entre 60 et 65 microns pour les butées de turbocompresseurs étudiées, nous utiliserons dans la suite de cette étude un demi-jeu axial c_0 de 30 μm.

Au cours des essais, deux catégories de tests sont menées afin de caractériser les géométries, de valider le logiciel développé et d'analyser l'influence de certains phénomènes physiques (inertie du fluide, taux de recirculation inter-patin). On distingue les essais stationnaires et les essais transitoires. Ces derniers représentent exclusivement le cas des pulsations moteurs.

Rappelons que le banc d'essai présente un mésalignement dû à l'impossibilité d'équilibrer précisément le driver (voir §IV.2.1). Ce mésalignement est mesurable par les capteurs de déplacement à une fréquence de 16 384 Hz (voir Annexe C). Pour cette raison, toutes les valeurs d'épaisseur de film présentées pour les cas stationnaires suivants sont moyennées dans le temps.

V.2 Charge axiale en régime stationnaire

V.2.1 Influence de la température

Les butées A, B et C sont testées pour deux températures d'entrée d'huile distinctes. Les figures V.1 et V.2 présentent les données expérimentales recueillies à 1000 Hz (120 000 $tr.min^{-1}$) pour des températures respectives de 50°C et 100°C.

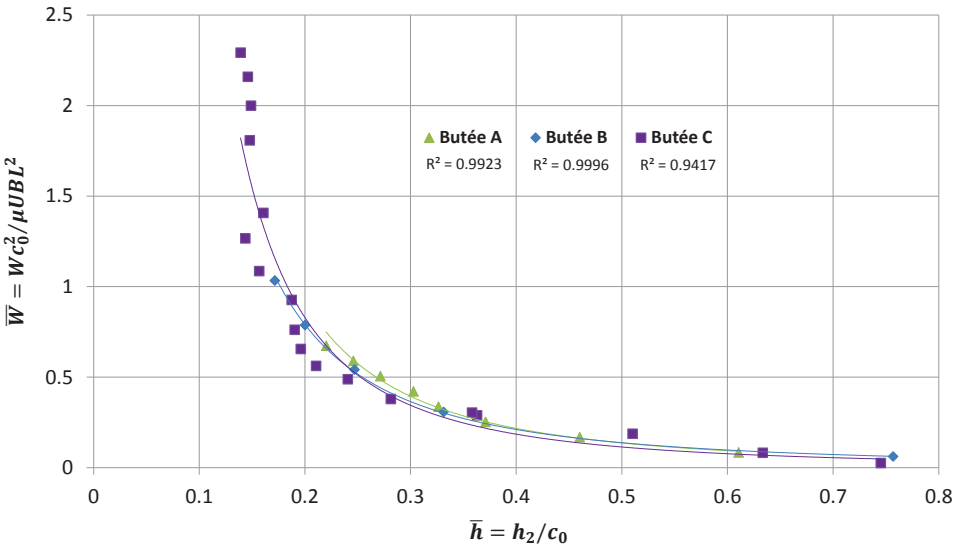


Figure V.1 – Epaisseur de film en fonction de la charge axiale
($\omega = 1000Hz$ $T_{alim} = 50°C$ $P_{alim} = 4\ bar$)

Les courbes adimensionnées se trouvant proches les unes des autres, on remarque que les résultats s'ordonnent selon la taille des géométries testées. Plus la butée présente une taille

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

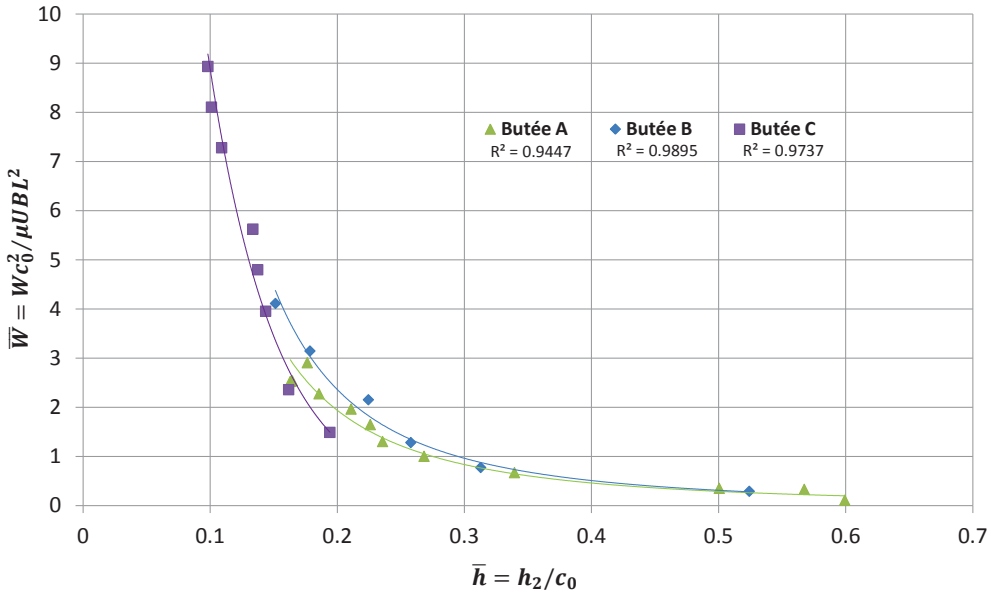


Figure V.2 – Epaisseur de film en fonction de la charge axiale
($\omega = 1000Hz$ $T_{alim} = 100°C$ $P_{alim} = 4\ bar$)

importante, plus l'épaisseur de son film d'huile est significative. Ainsi, pour les deux températures testées, la géométrie A présente de meilleures performances que la géométrie B, elle-même supérieure à la géométrie C.

D'une manière générale, la variation de l'épaisseur de film en fonction de la charge présente l'allure caractéristique des butées hydrodynamiques, c'est-à-dire l'allure d'une courbe de type puissance. Pour les trois géométries testées, la hausse de la température d'alimentation de 50°C à 100°C entraîne la diminution de l'épaisseur de film à chargement identique. Cette différence est d'autant plus marquée quand la charge axiale est faible. À forte charge, l'écart est moindre car l'épaisseur de film est faible à basse et haute températures.

V.2.2 Influence de la vitesse

La Figure V.3 présente l'influence de la vitesse sur les performances de la butée A en termes de charge axiale. Les vitesses de rotation sont de 1000 Hz et 2000 Hz pour une température de 50°C et une pression d'alimentation de 4 $bars$.

L'augmentation de la vitesse génère une augmentation de l'épaisseur de film et des pentes des courbes charge-épaisseur. Expérimentalement, la capacité de charge croît de plus de 50% au-delà de $\bar{W} = 0.5$ en augmentant la vitesse de rotation de 1000 Hz à 2000 Hz.

La comparaison des résultats numériques et des données expérimentales montre un écart de plusieurs microns à faible vitesse de rotation pour cette température. La prédiction surestime les performances de la butée pour ces conditions de fonctionnement. À vitesse plus élevée, les données expérimentales tendent à rejoindre les prédictions numériques. Globalement, la surestimation de la charge axiale peut être due à une mauvaise estimation du coefficient de recirculation rendant compte des phénomènes thermiques. Notons que pour ces simulations, celui-ci reste constant et égal à 0.8. La modification de la pente des courbes de charge axiale est plus faible dans le cas des prédictions que pour les mesures expérimentales.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

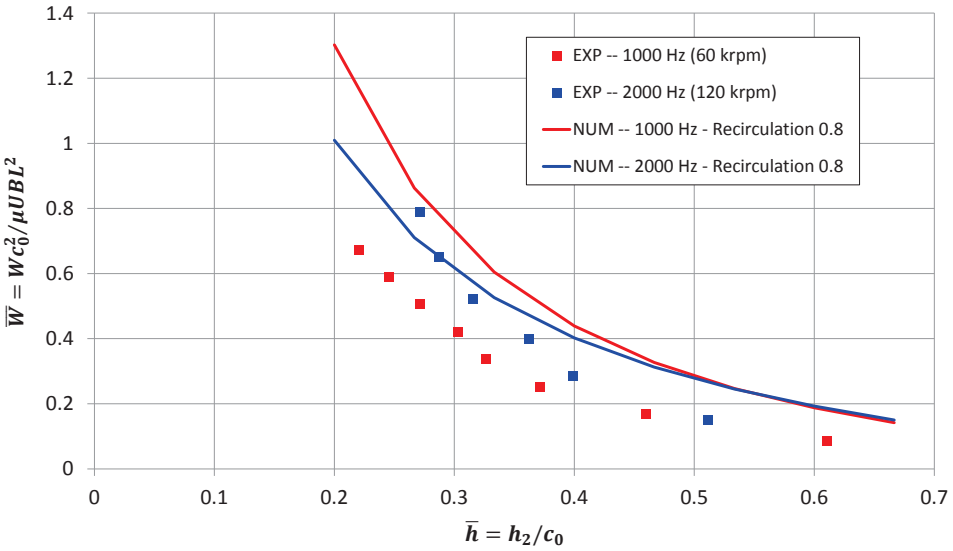


Figure V.3 – Influence de la vitesse sur la charge axiale - Butée A
($T_{alim} = 50°\text{C}$ $P_{alim} = 4\ bar$)

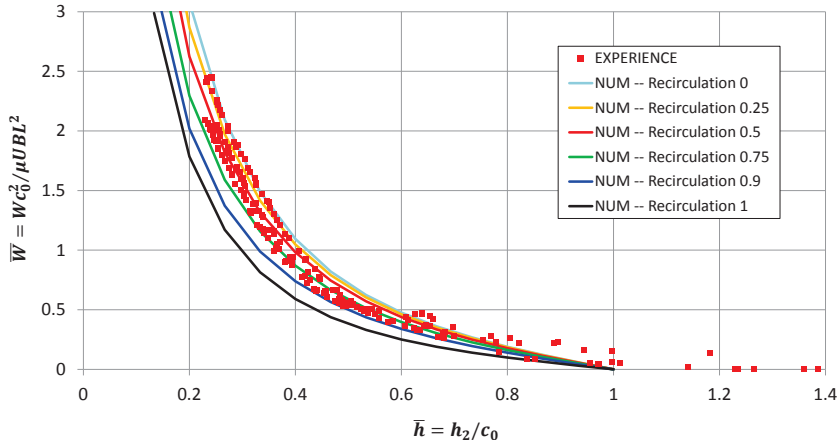
V.2.3 Influence de la recirculation

Pour l'usage d'un coefficient de recirculation constant, la littérature suggère un coefficient de valeur proche de 0.8 (voir §I.2.2). Toutefois, comme le montrent Heshmat et Pinkus [Heshmat and Pinkus, 1986], il semblerait que le mélange de température d'huile à la section d'entrée varie selon les conditions de fonctionnement. C'est également ce qui ressort de la comparaison des données expérimentales et des simulations des Figures V.4a, V.4b et V.4c.

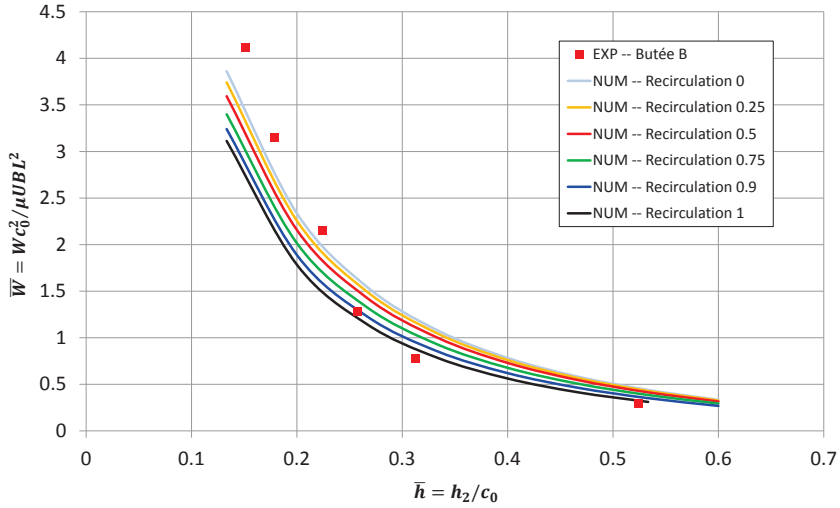
Pour les trois géométries, les prédictions de charge axiale croisent les données expérimentales. On observe pour la butée A que les résultats numériques correspondent aux performances mesurées lorsque le taux de recirculation est compris entre 0.25 et 0.5, ce qui constitue un faible coefficient aux vues de la géométrie considérée. Effectivement, ne possédant pas de rainure radiale séparant les paliers, le débit situé à la section de sortie d'un patin est immédiatement dirigé vers la section d'entrée du patin suivant. Par conséquent, les coefficients des résultats de la Figure V.4c correspondent mieux pour une comparaison à l'expérimentation. On observe pour ce cas que les prédictions corrèlent avec les données expérimentales pour des valeurs de recirculation supérieures à 0.75. Toutefois, pour une épaisseur inférieure à 5 μm, la pente de la courbe expérimentale croît plus rapidement que les courbes numériques et croise des courbes de prédiction dont les coefficients de recirculation diminuent. Il en est de même pour la butée B (voir Fig.V.4b). Ceci n'est pas en accord avec la physique du phénomène de recirculation. À mesure que l'épaisseur de film diminue, la couche de fluide entrainée d'un patin à l'autre représente une proportion grandissante de la section d'écoulement. La recirculation devrait augmenter, contrairement à nos observations sur la capacité de charge. Nous verrons qu'il en est autrement de l'influence de la recirculation sur les pertes par frottement.

Notons que pour l'ensemble des tests réalisés, il semble que la charge axiale tende vers l'infini lorsque $\bar{h}$ tend vers 0.1. Bien que la vitesse de rotation, la température de sortie d'huile, les pertes par frottement et le niveau sonore du test restent constants et attestent de l'absence de contact métal-métal, il semble que l'épaisseur de film mesurée soit supérieure à l'épaisseur de film réelle. Le mésalignement mesuré par les capteurs de déplacement (voir C) présente une amplitude similaire pour tous les tests menés. Son ordre de grandeur étant $\delta\bar{h}$ 0.1, son influence est peu

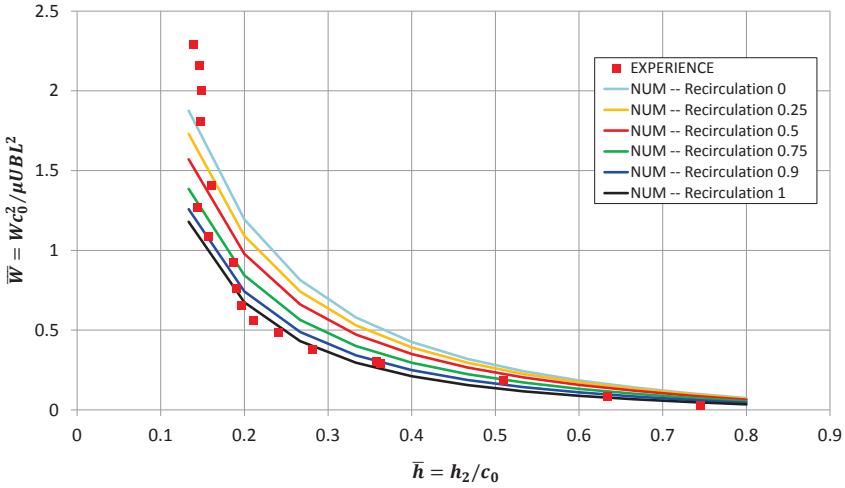
Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés



(A) Butée A - $2500Hz$ - 100°C



(B) Butée B - $1000Hz$ - 100°C



(C) Butée C - $1000Hz$ - 50°C

Figure V.4 – Influence de la recirculation sur la capacité de charge

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

perceptible pour les larges épaisseurs de film mais peut être limitante à très faible épaisseur de film.

V.2.4 Effets d'inertie du fluide

Instabilités numériques

Numériquement, les effets d'inertie sont présents dans les quatrième et cinquième termes du second membre de l'équation de Reynolds Modifiée (II.24). Pour les conditions de fonctionnement des turbocompresseurs, le nombre de Reynolds Modifié Re^* a pour valeur minimale environ 0.1 pour une géométrie de petite taille et des conditions peu exigeantes. Au maximum il atteint la valeur locale de 40 pour une butée à la hauteur de rampe importante soumise à une rotation de 5000 Hz (300 000 $tr.min^{-1}$) et une huile peu visqueuse. Ce maximum est situé proche du rayon extérieur à l'entrée des patins où l'épaisseur de film et la vitesse tangentielle de l'écoulement sont maximales (Fig.V.5). Ces valeurs élevées du nombre de Reynolds Modifié soulignent l'importance des effets d'inertie du fluide pour ces applications automobiles.

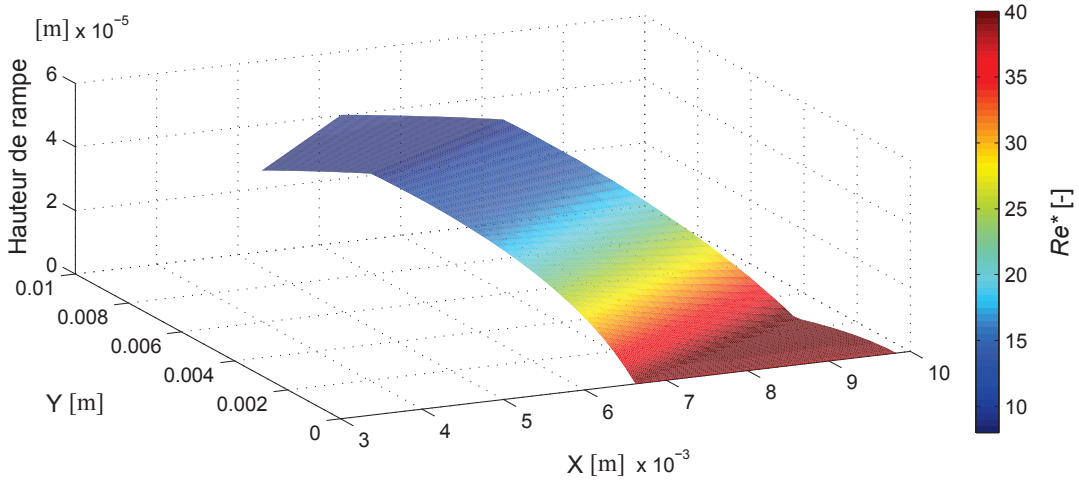


Figure V.5 – Nombre de Reynolds Modifié local au sein du contact
($\omega = 5000Hz$ - $T = 120°C$ - $h_{min} = 40\mu m$)

S'agissant de fonctions quadratiques des vitesses intégrées au travers du film hydrodynamique, les termes d'inertie sont l'origine d'instabilités numériques lors de la résolution de l'équation de Reynolds Modifiée pour certaines conditions de fonctionnement (vitesse élevée, épaisseur importante, faible viscosité). La mise en place de schémas numériques décentrés selon la direction de l'écoulement en facteur des termes de vitesse améliore légèrement la convergence mais ne résout pas le problème de manière définitive. Pour cette raison, l'introduction d'un coefficient de pondération des termes inertiels permet de doser la prise en compte de ces effets lors de la résolution de l'écoulement. Cette pondération varie entre 0% (aucun terme d'inertie) et 100% (totalité des termes d'inertie). L'augmentation incrémentale de la pondération après chaque boucle d'itération de la température permet une amélioration de la convergence. Mais pour les cas les plus sévères, la divergence survient avant que la totalité des effets d'inertie ne soit considérée. Pour ces cas, on détermine la pondération maximale des effets d'inertie permettant la convergence. Au-delà de cette valeur, la résolution de l'écoulement échoue. L'ensemble des Figures V.6 présente la répartition de cette pondération limite en fonction de l'épaisseur minimale de film et la vitesse de rotation pour la géométrie la plus problématique, à savoir une butée de 10 patins successifs de

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

diamètres intérieur et extérieur respectivement égaux à 8.6 mm et 14.15 mm et dont la hauteur de rampe vaut 40 microns. Différents pas d'incrémentation testent la méthode de résolution. La température d'alimentation est égale à 90°C.

On observe que sans pondération des termes inertiels, ceux-ci sont suffisamment significatifs pour empêcher la convergence du calcul numérique dès 2000 Hz pour une épaisseur de film supérieure à 20 μm. À mesure que la vitesse et l'épaisseur minimale de film augmentent, les effets d'inertie se développent, rendant la résolution instable pour de faibles considérations des termes d'inertie (Fig.V.6a).

L'implémentation progressive des termes d'inertie améliore la convergence (Fig.V.6-b-c-d-e). Il est possible de considérer 100% de l'inertie du fluide jusqu'à 3000 Hz pour toutes les épaisseurs de film de l'étude. Il apparaît que la convergence est sensible au pas d'incrémentation de cette pondération. Au-delà d'un pas de 1%, plus il augmente, plus les instabilités sont importantes mais plus le calcul d'une solution optimale est rapide. Ainsi, parmi tous les cas simulés, l'optimum est obtenu pour un pas d'incrémentation égal à 1%. Toutefois, même dans ces conditions, la considération de 100% des termes inertiels à 5000 Hz reste instable.

Gain de capacité de charge

Comme décrit précédemment, les effets d'inertie peuvent être très significatifs pour des conditions de fonctionnement sévères. Toutefois, la géométrie des butées étudiées présente deux films hydrodynamiques opposés l'un à l'autre. L'influence des effets inertiels sur la capacité de charge est réduite. La Figure V.7 expose les performances globales de la butée B pour une vitesse de 2500 Hz (150 000 $tr.min^{-1}$) pour une température de 90°C et une pression relative de 0 bar aux limites du domaine. On constate que les termes d'inertie du fluide prodiguent à la butée un gain maximal de charge axiale de 2.7%. Cette valeur atteint jusqu'à 5% pour les géométries les plus grandes à 5000 Hz (300 000 $tr.min^{-1}$). Même si les effets d'inertie sont plus prononcés pour des épaisseurs de film importantes, on constate que le gain de charge relatif de la butée n'est pas strictement croissant lorsque l'épaisseur augmente. Cette tendance est attribuée à l'interaction des deux films hydrodynamiques opposés. Effectivement, le gain de charge relatif d'une seule face de la butée présente une allure plus croissante à mesure que l'épaisseur de film augmente. Par ailleurs, lorsque la face passive présente une large épaisseur de film propice aux effets d'inertie, la faible épaisseur de film de la face active génère une charge axiale très supérieure, laquelle annule les bénéfices de la face passive.

V.3 Pertes par frottement en régime stationnaire

La dissipation d'énergie est un critère clé de l'évaluation des performances d'un turbocompresseur. Or, la butée est le premier responsable de pertes par frottement de ces systèmes [Deligant et al., 2012]. Pour cette raison, il est essentiel de mesurer précisément la puissance dissipée par ce composant sur le banc d'essai.

Lors du post-traitement des premiers résultats expérimentaux, un écart important apparaît entre les données de pertes obtenues directement par la mesure du couple résistant et celles fournies indirectement par la mesure de la chute enthalpique (voir §IV.3.6). Cet écart est présenté dans la Figure V.8 pour la *butée A* sous une vitesse de rotation de 1000 Hz (120 000 $tr.min^{-1}$) et des températures de 60°C et 90°C.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

h_{min} [µm]	500	1000	1500	2000	2500	3000	3500	4000	4500	5000
45	100	100	90	60	40	40	30	30	20	20
40	100	100	90	70	40	40	40	30	30	20
35	100	100	100	70	60	50	40	30	30	30
30	100	100	100	80	60	50	40	40	30	30
25	100	100	100	80	70	50	50	40	30	30
20	100	100	100	90	70	60	50	40	40	30
15	100	100	100	100	80	60	50	50	40	30
10	100	100	100	100	80	60	60	50	40	40
5	100	100	100	100	80	60	60	50	40	40

Vitesse de rotation [Hz]

Pourcentage d'inertie considérée: 20%, 40%, 60%, 80%, 100%

(A) Pondération maximale sans incrément ($\bar{x} = 64.7\%$)

h_{min} [µm]	500	1000	1500	2000	2500	3000	3500	4000	4500	5000
45	100	100	100	100	100	100	82.8	70.9	62.3	55.4
40	100	100	100	100	100	100	90.5	76.1	66.5	59.6
35	100	100	100	100	100	100	97.7	80.9	71.2	63.9
30	100	100	100	100	100	100	100	86.9	75.8	67.6
25	100	100	100	100	100	100	100	92.1	79.9	72.8
20	100	100	100	100	100	100	100	100	85.3	76.5
15	100	100	100	100	100	100	100	100	92.1	82.6
10	100	100	100	100	100	100	100	100	98.7	89.1
5	100	100	100	100	100	100	100	100	100	93.9

Vitesse de rotation [Hz]

Pourcentage d'inertie considérée: 20%, 40%, 60%, 80%, 100%

(B) Pondération maximale avec incrément de 0.1% ($\bar{x} = 94.1\%$)

h_{min} [µm]	500	1000	1500	2000	2500	3000	3500	4000	4500	5000
45	100	100	100	100	100	100	88	76	68	61
40	100	100	100	100	100	100	100	84	78	65
35	100	100	100	100	100	100	100	88	82	75
30	100	100	100	100	100	100	100	99	85	74
25	100	100	100	100	100	100	100	100	92	82
20	100	100	100	100	100	100	100	100	97	87
15	100	100	100	100	100	100	100	100	100	94
10	100	100	100	100	100	100	100	100	100	99
5	100	100	100	100	100	100	100	100	100	93

Vitesse de rotation [Hz]

Pourcentage d'inertie considérée: 20%, 40%, 60%, 80%, 100%

(C) Pondération maximale avec incrément de 1% ($\bar{x} = 96.3\%$)

h_{min} [µm]	500	1000	1500	2000	2500	3000	3500	4000	4500	5000
45	100	100	100	100	100	100	82	75	64	60
40	100	100	100	100	100	100	96	82	72	68
35	100	100	100	100	100	100	98	84	75	66
30	100	100	100	100	100	100	100	92	81	72
25	100	100	100	100	100	100	100	100	90	77
20	100	100	100	100	100	100	100	100	91	81
15	100	100	100	100	100	100	100	100	98	90
10	100	100	100	100	100	100	100	100	100	93
5	100	100	100	100	100	100	100	100	100	91

Vitesse de rotation [Hz]

Pourcentage d'inertie considérée: 20%, 40%, 60%, 80%, 100%

(D) Pondération maximale avec incrément de 2% ($\bar{x} = 95.3\%$)

h_{min} [µm]	500	1000	1500	2000	2500	3000	3500	4000	4500	5000
45	100	100	100	100	100	100	80	76	64	56
40	100	100	100	100	100	100	92	76	68	64
35	100	100	100	100	100	100	100	84	72	64
30	100	100	100	100	100	100	100	88	76	68
25	100	100	100	100	100	100	100	96	84	76
20	100	100	100	100	100	100	100	100	88	80
15	100	100	100	100	100	100	100	100	92	88
10	100	100	100	100	100	100	100	100	100	92
5	100	100	100	100	100	100	100	100	100	84

Vitesse de rotation [Hz]

Pourcentage d'inertie considérée: 20%, 40%, 60%, 80%, 100%

(E) Pondération maximale avec incrément de 4% ($\bar{x} = 94.5\%$)

Figure V.6 – Pondération de l'inertie du fluide permettant la convergence numérique [en %]

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

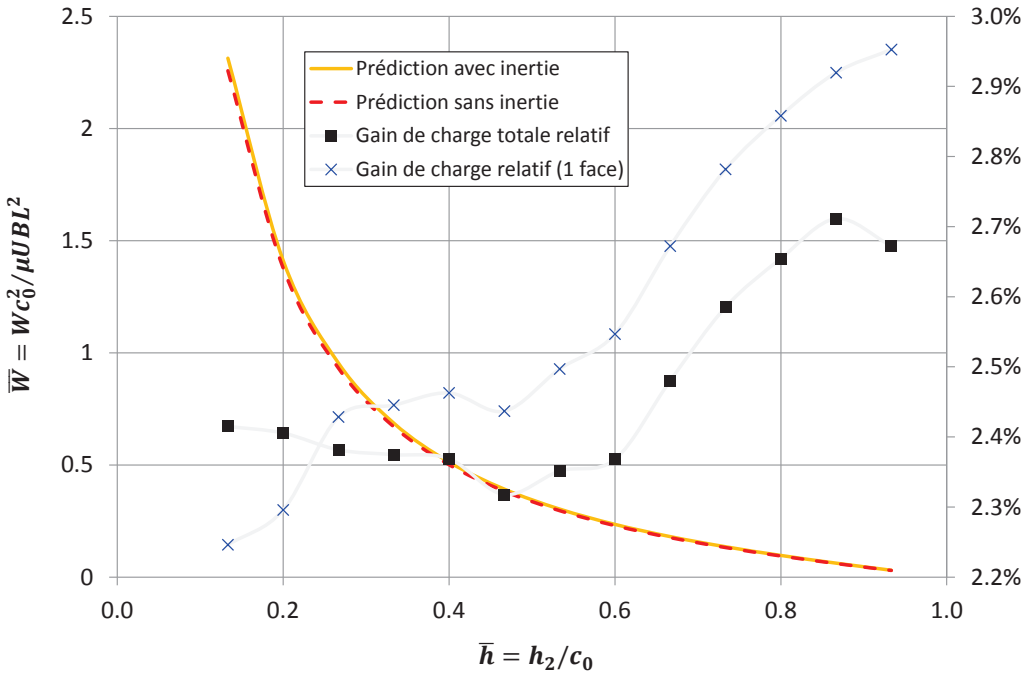


Figure V.7 – Influence de l'inertie sur la capacité de charge - Butée B
($\omega = 2500Hz$ $T_{alim} = 90°C$ $P_{alim} = 0\ bar$)

Les courbes obtenues par la première méthode (§IV.3.6) tiennent compte du remplacement du ressort métallique par un fil de nylon. Celui-ci permet un meilleur alignement de l'effort transmis avec la direction de mesure du capteur de force. Toutefois, le signal relevé par le capteur n'est pas amélioré. On observe que les pertes de charges mesurées par le bras de levier sont plus de deux fois supérieures aux pertes calculées par la mesure des variations enthalpiques. Ces valeurs de pertes recueillies par la méthode directe sont anormalement élevées pour une butée de cette taille aux conditions de fonctionnement données. Par ailleurs, l'influence de l'épaisseur de film sur les pertes mesurées à 90°C sont imperceptibles. Ceci n'est pas physique. L'origine de cet écart n'est pas trouvé.

Au contraire, les données recueillies par la méthode enthalpique sont cohérentes. À mesure que l'épaisseur de film diminue, les pertes s'accroissent pour les deux températures de tests. Une fois dimensionnée, on remarque que l'augmentation de la température de 60 °C à 90 °C correspond à une diminution des pertes. Ceci provient de la forte chute de viscosité due à l'augmentation de la température d'une part et la rhéofluidification accrue de l'huile pour les faibles épaisseurs de film.

Rappelons que cette deuxième méthode mesure les pertes globales du banc d'essai. Pour cette raison, elle nécessite de mesurer l'énergie dissipée par le driver seul afin de soustraire cette quantité lors du post-traitement. Les mesures d'énergie dissipée par le driver sont réalisées à différentes dates après plusieurs durées de rotation du driver seul. La variation de ces durées a pour but de provoquer l'éventuel échauffement du lubrifiant du driver par son propre roulement à billes ainsi que la pompe de son groupe d'huile. Les résultats du premier et du deuxième driver sont rassemblés dans la Figure V.9. Bien que la dispersion maximale atteigne ±11.5% pour le premier driver, elle ne correspond qu'à 16 W. Comparée à la puissance totale dissipée par le système lors de l'essai d'une butée, cette précision absolue est correcte.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

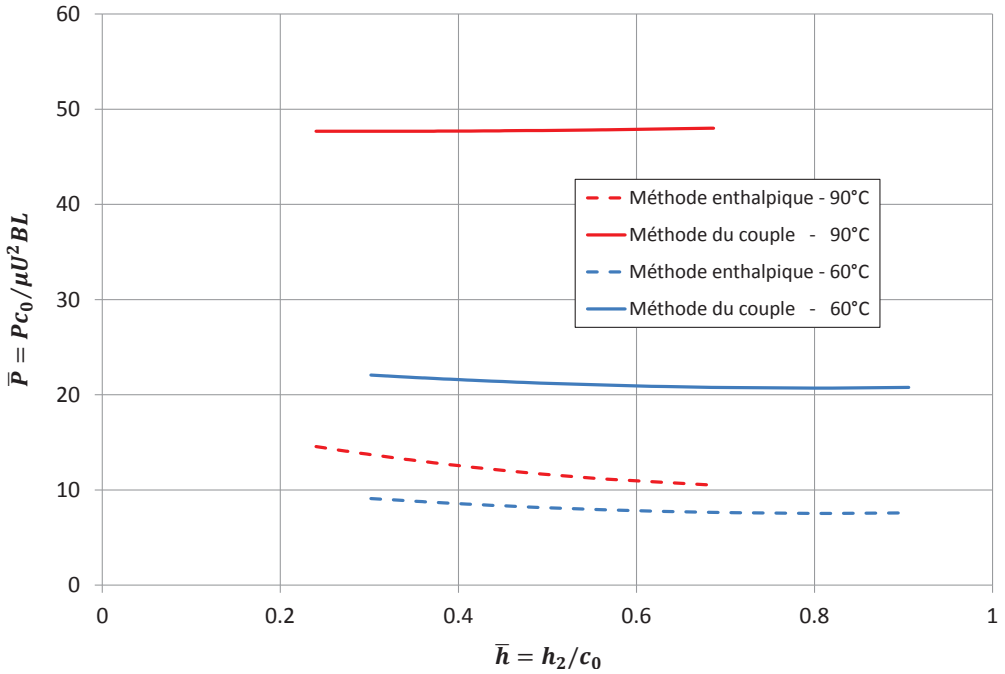


Figure V.8 – Comparaison des méthodes de mesure des pertes par frottement
($Butée\ A : \omega = 1000Hz \quad P_{alim} = 4\ bar$)

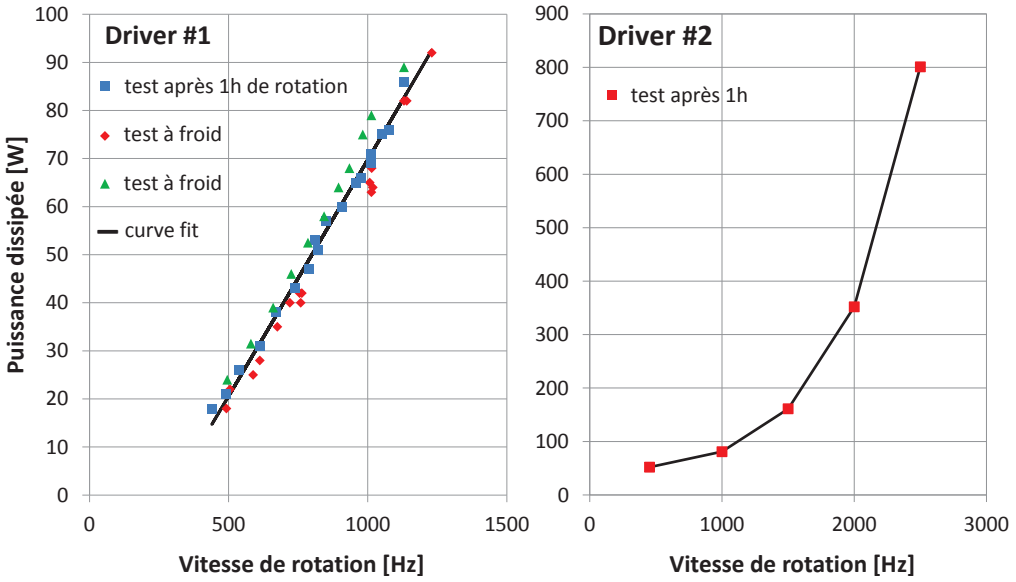


Figure V.9 – Pertes par frottement des drivers seuls - Méthode enthalpique

Par conséquent, toutes les données de pertes par frottement présentées par la suite sont issues de la mesure des variations enthalpiques.

V.3.1 Influence de la température

Les pertes par frottement augmentent de manière quasiment linéaire avec la charge axiale. Ce constat est soutenu par les courbes de pertes des butées A, B et C données dans les Figures

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

V.10 et V.11 et similaires à la littérature [Deligant et al., 2012]. Pour une température de 50°C, les pertes de chaque géométrie sont d'autant plus significatives que la taille de la butée est importante. Ainsi, la butée A dissipe plus d'énergie que la butée B, elle-même dissipant plus de puissance que la butée C.

Notons ensuite que l'augmentation de la température de 50°C à 100°C entraine une chute des frottements au sein du contact comprise entre 50% et 65% pour l'ensemble les trois géométries testées. Cette diminution résulte de la baisse de la viscosité de l'huile. Même si à charge identique l'épaisseur de film est moindre, la chute de la viscosité est suffisante pour contrebalancer l'augmentation des taux de cisaillement. Il en résulte que les contraintes de cisaillement dans le lubrifiant diminuent.

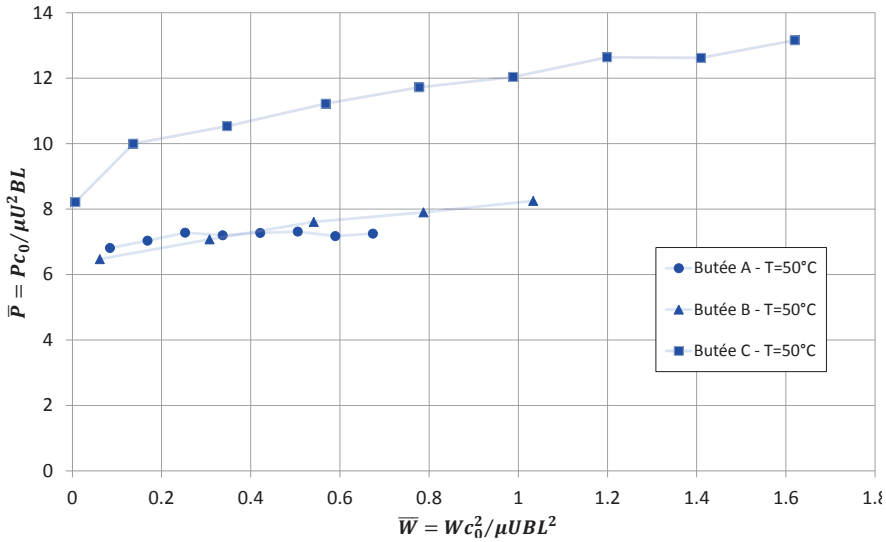


Figure V.10 – Pertes par frottement expérimentales à $T = 50°C$
($\omega = 1000Hz \quad P_{alim} = 4\ bar$)

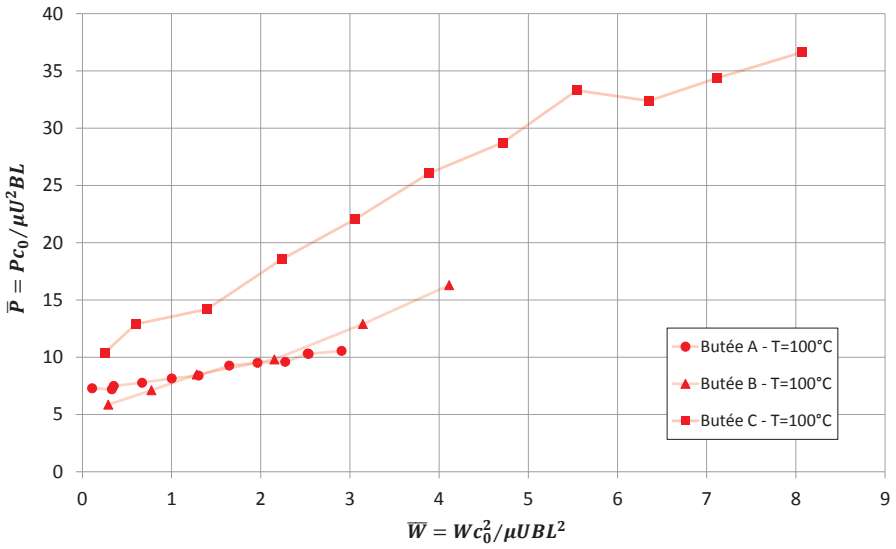


Figure V.11 – Pertes par frottement expérimentales à $T = 100°C$
($\omega = 1000Hz \quad P_{alim} = 4\ bar$)

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

Par ailleurs l'augmentation de la température s'accompagne d'une légère modification du taux de variation des pertes avec la charge axiale. Les Figures V.10 et V.11 montrent que pour chaque géométrie, l'augmentation de la puissance dissipée avec la charge est plus importante à température élevée. De plus, plus la taille de la butée est faible, plus cette pente est importante. En effet, la courbe des pertes par frottement de la butée C croise celles des deux autres géométries. Ce phénomène provient de la diminution de l'épaisseur de film avec l'augmentation de la température et de la charge. À faible charge et faible température, une butée de taille importante présente une épaisseur de film importante tandis qu'une butée de faibles dimensions présente une épaisseur de film plus réduite (voir Fig.V.1). À forte charge et forte température, la plus grande butée reste éloignée de ses limites tandis que la butée de petite taille opère à des épaisseurs critiques, et de ce fait dissipent beaucoup d'énergie.

V.3.2 Influence de la vitesse

La Figure V.12 illustre l'influence de la vitesse sur les pertes par frottement pour la géométrie A. Le test se déroule à une température de 50°C et une vitesse de rotation de 1000 Hz puis de 2000 Hz.

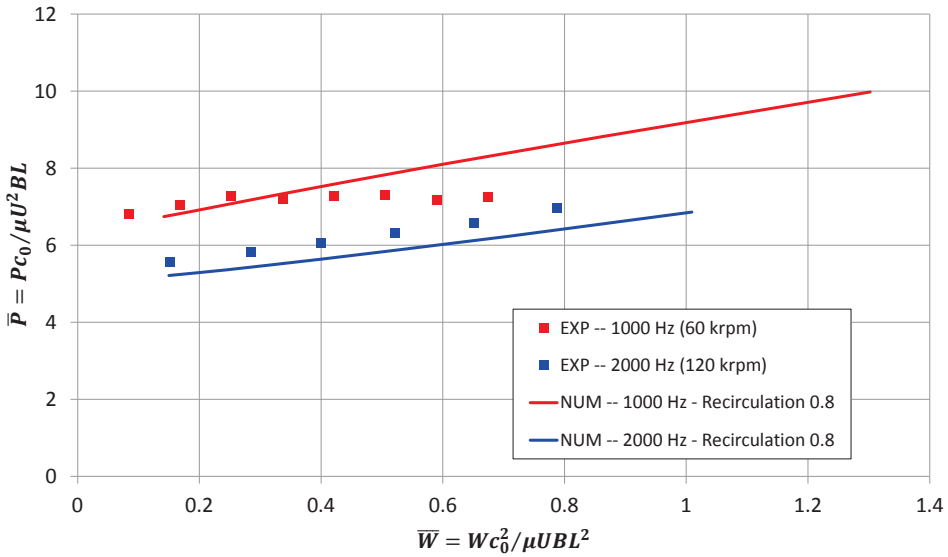


Figure V.12 – Influence de la vitesse sur les pertes par frottement de la butée A
($T = 50°\text{C}$ $\quad P_{alim} = 4\ bar$ $\quad Recirculation_{num} = 0.8$)

Il apparaît que les pertes générées par le contact hydrodynamique pour une vitesse de rotation de 2000 Hz à iso-charge sont plus de trois fois supérieures à celles engendrées par une vitesse de 1000 Hz. À vitesse plus élevée, l'évolution de l'énergie dissipée par la butée est plus significative qu'à faible vitesse de rotation. Dans les deux cas, les prédictions de pertes par frottement pour un taux de recirculation égal à 0.8 corrèlent de manière satisfaisante avec les données expérimentales puisque les écarts constatés sont inférieurs à 10%.

V.3.3 Influence de la recirculation

Les Figures V.4 comparent les prédictions numériques de pertes par frottement aux données expérimentales obtenues sur le banc d'essai pour les trois géométries testées. Indépendamment

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

du design de la butée étudiée, on remarque que les données expérimentales croisent plusieurs courbes de prédiction. À mesure que la charge axiale croît, le coefficient de recirculation nécessaire à une corrélation optimale augmente. Ceci est en accord avec la littérature [Heshmat and Pinkus, 1986]. On observe que pour les butées A et B, les taux de recirculation évoluent entre 0.75 et plus de 0.95 (Fig.V.13a et Fig.V.13b). Puisque ce coefficient prend en compte plusieurs phénomènes thermiques indépendants de la recirculation du débit elle-même (pertes thermiques entre l'alimentation d'huile et l'entrée du contact, moyenne de la température de mélange dans l'entrée du contact, etc.), obtenir un coefficient proche de 1 n'est pas surprenant. Il apparaît qu'un coefficient constant égal à 0.9 est un bon compromis pour ces butées.

Bien que la tendance soit identique, nous constatons que le taux de recirculation pour la plus petite géométrie évolue à travers la majorité de son domaine de définition afin de corréler avec les mesures (Fig.V.13c). Une variation du coefficient de recirculation dans le modèle numérique appliqué à cette butée possède un impact moindre que pour les autres géométries. Pour cette raison, celui-ci doit varier fortement. C'est également ce qui ressort des simulations menées à 100°C (Fig.V.14).

Nous remarquons à nouveau que les coefficients de recirculation adéquats pour la butée C varient entre 0 et 1 à température élevée (Fig.V.14c). La butée A présente des coefficients majoritairement compris entre 0.5 et 1, malgré la dispersion des mesures. Quant à la géométrie B les données expérimentales restent inférieures aux prédictions d'environ 15 W. À mesure que la charge axiale augmente, les mesures s'éloignent de la prédiction numérique au coefficient de recirculation maximal, comme si celui-ci n'était pas suffisant.

Il ressort de cette analyse que le coefficient de recirculation modélise un ensemble de phénomènes thermiques de grande importance. Les résultats présentés montrent que l'utilisation d'un coefficient de recirculation variable serait idéale. À défaut de trouver la loi de variation fonction de la géométrie et des conditions de fonctionnement, des coefficients constants de l'ordre de 0.9 sont appropriés aux butées étudiées dans ce mémoire.

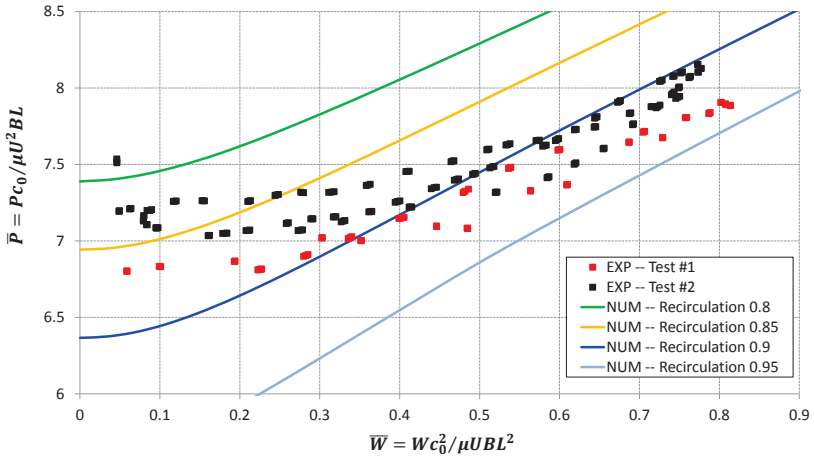
V.4 Élévation de la température en régime stationnaire

Au cours de l'écoulement du fluide au sein du contact, celui-ci subit un échauffement dû aux dissipations visqueuses, à la convection et la conduction. Expérimentalement, cette élévation de température est mesurée par l'écart des températures recueillies au niveau des thermocouples TCK1 et TCK2. Cette différence de température entre les thermocouples est comparée aux prédictions numériques.

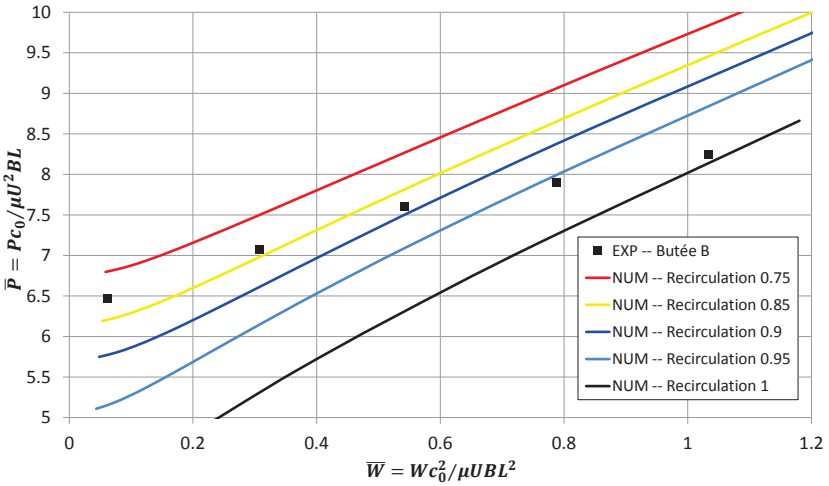
Notons que l'élévation de température du modèle numérique correspond à l'écart entre la température moyenne à la section de sortie d'un patin et la température d'alimentation en huile.

Comme évoqué dans la description du dispositif de mesure, les données expérimentales recueillies correspondent davantage à la température moyenne de sortie du film hydrodynamique situé du côté driver qu'à celle du côté shaker (§IV.3.7). Comme le montre la Figure V.15, les résultats d'un essai en traction puis en compression confirment ce fait. On constate que lorsque l'effort est dirigé en direction du shaker (effort de traction simulant le *compressor pulling*), l'élévation de température ΔT est indépendante de l'effort appliqué, bien qu'elle ne soit pas nulle. Au contraire, pour les charges axiales dirigées vers driver (effort de compression simulant le *turbine pulling*), une forte augmentation de la température avec la charge axiale est relevée.

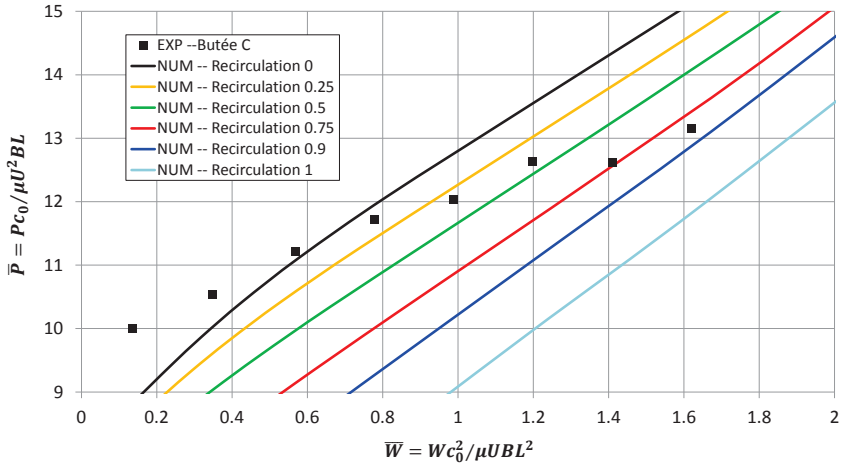
Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés



(a) Butée A - $1000Hz$ - 50°C



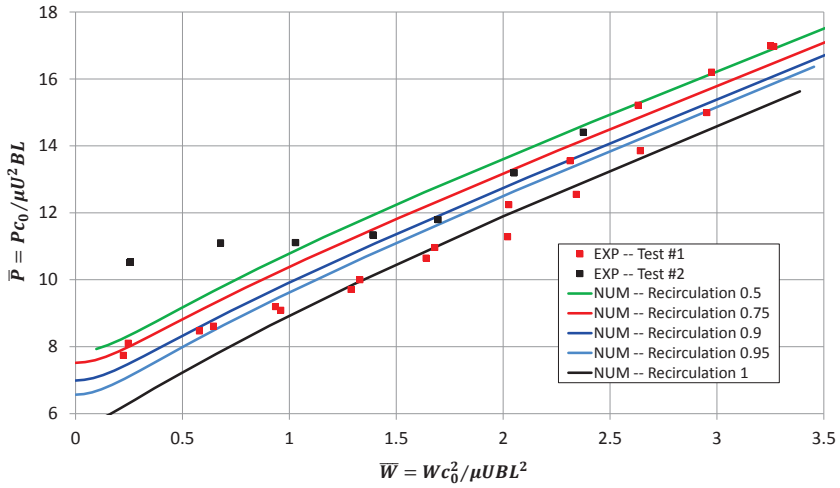
(b) Butée B - $1000Hz$ - 50°C



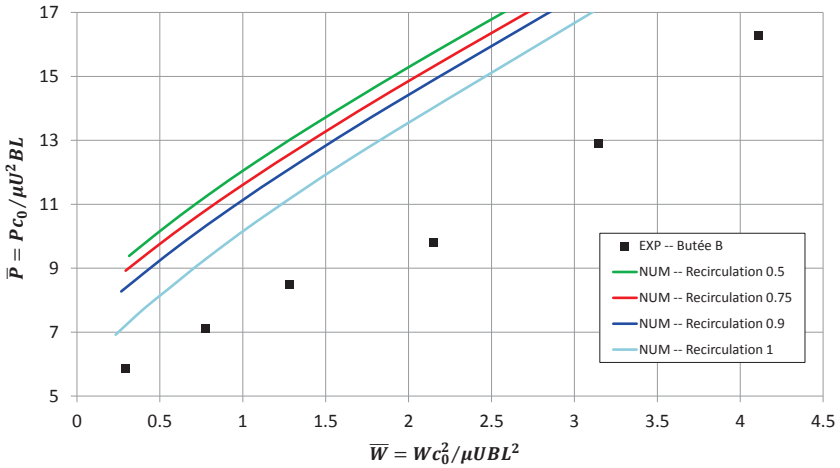
(c) Butée C - $1000Hz$ - 50°C

Figure V.13 – Influence de la recirculation sur les pertes par frottement à 50°C

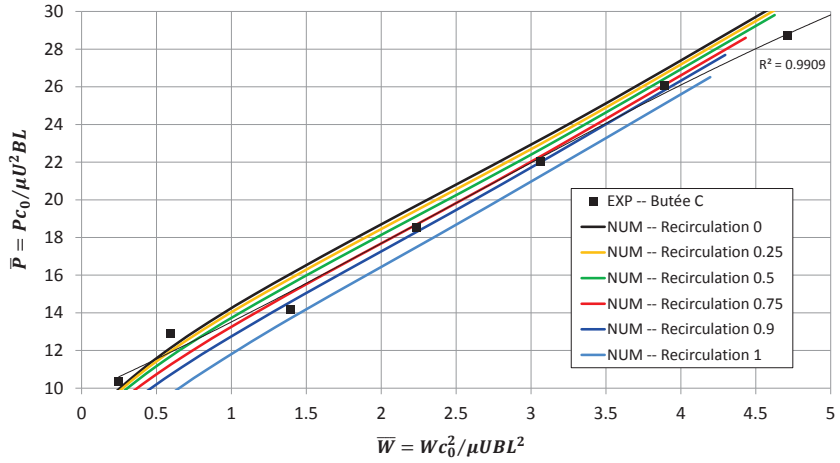
Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés



(a) Butée A - $1000Hz$ - 100°C



(b) Butée B - $1000Hz$ - 100°C



(c) Butée C - $1000Hz$ - 100°C

Figure V.14 – Influence de la recirculation sur les pertes par frottement à 100°C

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

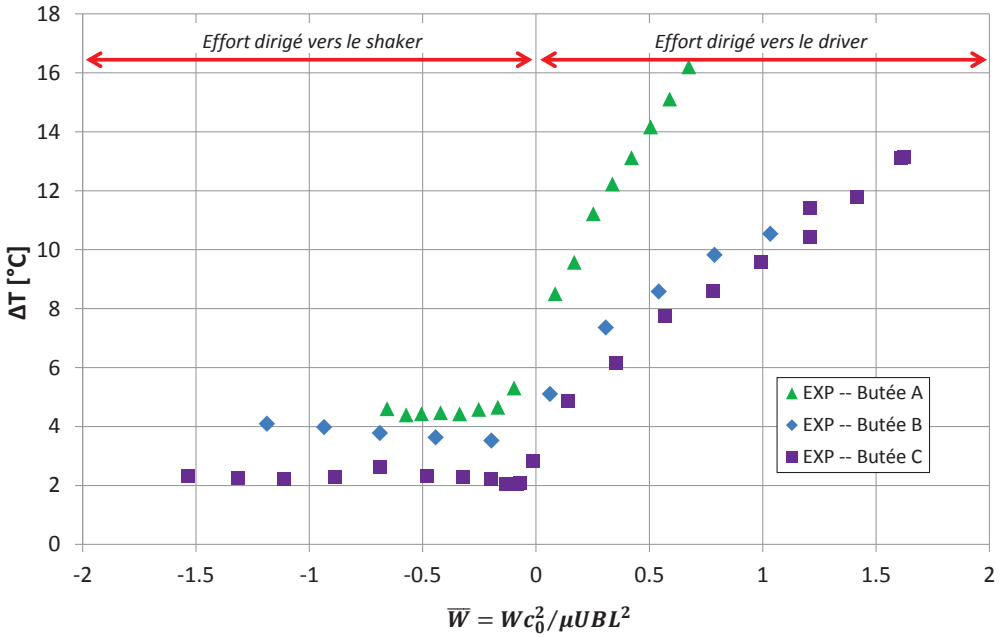


Figure V.15 – Élévation de température au sein du contact - Résultats expérimentaux ($\omega = 1000Hz$ $T_{alim} = 50°C$ $P_{alim} = 4\ bar$)

V.4.1 Influence de la température

La Figure V.16 présente l'élévation de la température pour les trois géométries étudiées pour une alimentation en huile de 50°C et de 100°C. La vitesse de rotation est égale à 1000 Hz et la pression d'alimentation vaut 4 $bars$.

Tout d'abord, on constate que l'élévation de température au sein du contact est plus importante pour une faible température d'alimentation que pour une température d'alimentation plus élevée. Ceci provient de la baisse de la viscosité avec la hausse de la température. Effectivement, le lubrifiant étant près de 4 fois plus visqueux à 50°C qu'à 100°C (voir Fig.IV.11), les termes de dissipation visqueuse de l'équation de l'énergie (Eq.II.25) sont quadruplés à taux de cisaillement constant.

Notons que pour de faibles charges axiales, l'élévation de la température pour les différentes géométries dépend de la taille des butées. Plus la butée étudiée présente des dimensions importantes, plus l'élévation de température sera significative. Pour cette raison, on observe que la température au sein de la butée A augmente davantage que pour la butée B, elle-même présentant une élévation de température supérieure à la butée C.

Toutefois, à mesure que la charge axiale croît, la température du film hydrodynamique de la butée de faibles dimensions augmente plus rapidement que les autres. Ceci est particulièrement visible à 100°C où la température de sortie de la butée C dépasse celle des deux autres designs dès $\bar{W} = 3$. Cette hausse de la température de sortie provient des faibles épaisseurs de film rencontrées pour des charges importantes à température d'alimentation élevée. Ceci augmente considérablement les termes de dissipation visqueuse de l'équation de l'énergie, lesquels varient comme le carré des taux de cisaillement.

À faible température d'alimentation, on observe que la température de sortie des butées A et B est doublée entre le minimum et le maximum du domaine des charges axiales testées. La butée C étant plus petite, son élévation de température à chargement égal est quadruplée. Pour

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

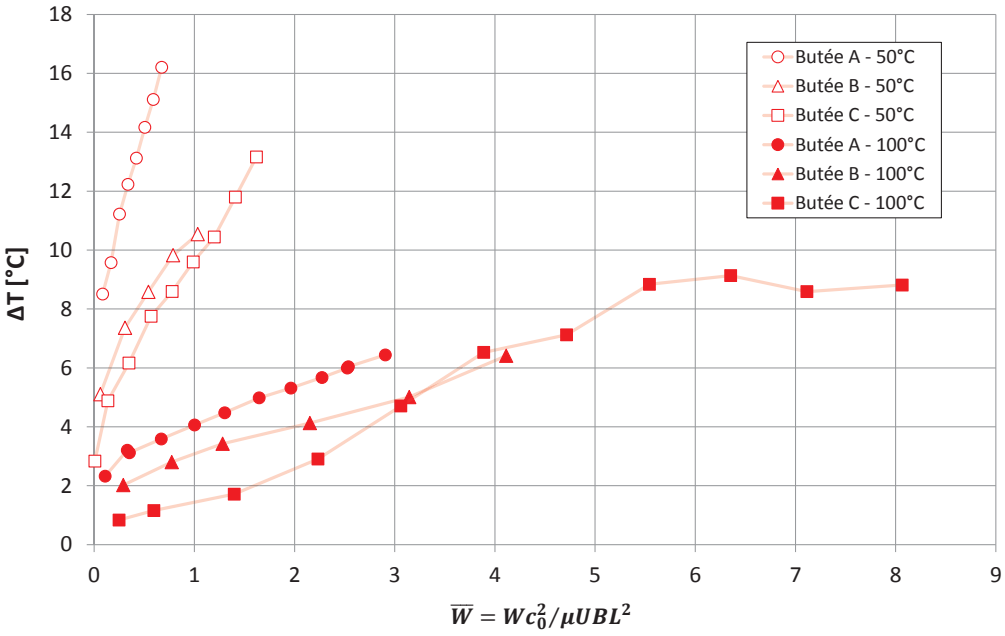


Figure V.16 – Influence de la température d'alimentation sur l'élévation de température
Résultats expérimentaux
($\omega = 1000Hz \quad P_{alim} = 4\ bar$)

des températures d'alimentation plus élevées, celle-ci est environ multipliée par huit tandis que les températures de sortie des deux plus grandes butées sont quadruplées.

V.4.2 Influence de la vitesse

L'augmentation de la vitesse de rotation du driver accroît les taux de cisaillement dans le contact. Par conséquent, une augmentation de la température de sortie de la butée devrait être observée. C'est ce que montrent les courbes de la Figure V.17. Elles présentent l'évolution de l'élévation de la température dans le contact en fonction de la charge axiale pour des vitesses de 1000 Hz et 2000 Hz. La température d'alimentation en huile est fixée à 50°C et les coefficients de recirculation des simulations sont égaux à 0.8.

Notons tout d'abord que le test réalisé à faible vitesse se limite à une charge axiale de 80 N afin de ne pas risquer le contact métal-métal. On remarque que pour cette vitesse, les prédictions de température de sortie sont supérieures aux mesures expérimentales. La meilleure prédiction consiste en la température moyenne de la butée complète. Dans ce cas, les températures des côtés actif et passif sont pondérées par leur débit respectif. Cette prédiction surestime les mesures d'environ 5°C à faibles charges mais correspond aux mesures expérimentales pour des efforts axiaux plus importants. La deuxième prédiction à 1000 Hz repose sur la température de sortie de la face active uniquement (côté driver dans ce cas). Ce cas devrait se rapprocher de la situation réelle en représentant mieux la localisation du thermocouple de sortie TCK2 mais, conformément à nos attentes, l'élévation de température est plus élevée que pour le contact global. Ceci provient de la faible épaisseur du côté actif de la butée, lequel crée un échauffement plus important que le côté passif. Pour cette raison, la deuxième prédiction surestime la température de sortie du contact de près de 8°C pour une vitesse de rotation de 1000 Hz.

Pour une vitesse de rotation plus élevée, à savoir 2000 Hz, les données expérimentales se trouvent entre les deux prédictions numériques. Bien qu'elle sous-estime le phénomène thermique

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

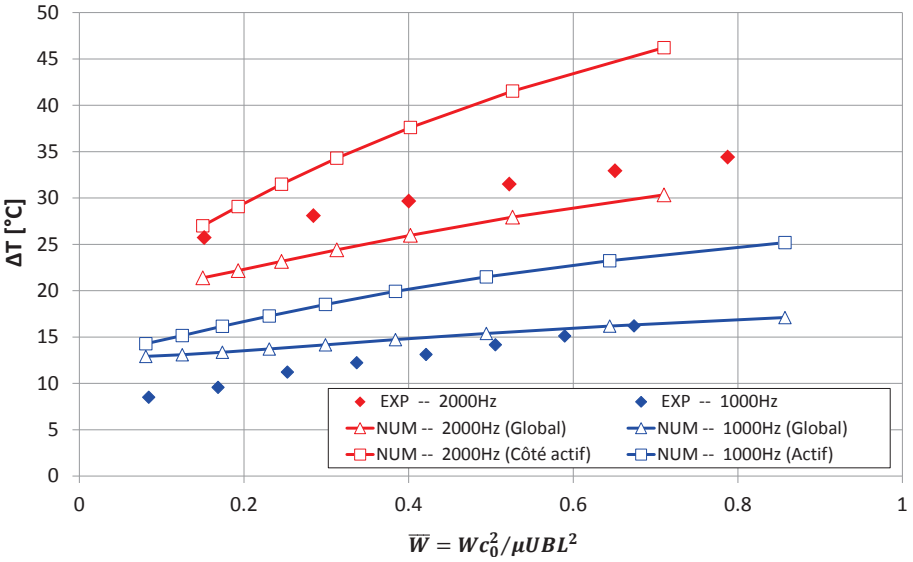


Figure V.17 – Influence de la vitesse sur l'élévation de température
(Butée A $T = 50°C$ $P_{alim} = 4\ bar$)

mesuré, la température globale de sortie de la butée corrèle à nouveau mieux que la température de sortie d'huile du côté actif seulement. Par ailleurs, l'écart est presque constant et égal à 4°C. La pente de la prédiction d'élévation de température pour le film hydrodynamique actif est importante. Même si la corrélation à faible charge axiale est satisfaisante, elle s'éloigne des données expérimentales à mesure que la charge s'accroît. Cet écart peut provenir de la localisation du thermocouple. Celui-ci se situe environ 3 mm à l'écart du rayon extérieur. Cette distance, équivalente à la largeur des patins, permet à l'huile d'abaisser sa température. Par ailleurs, la possibilité du mélange de l'huile du côté actif avec l'huile du côté passif participerait à mesurer une température de sortie d'huile plus faible que celle prédite numérique au niveau du rayon extérieur de la butée. D'autres sources d'erreurs peuvent être apportées par l'estimation du coefficient de recirculation ainsi que les conditions limites numériques du problème thermique.

V.4.3 Influence de la recirculation

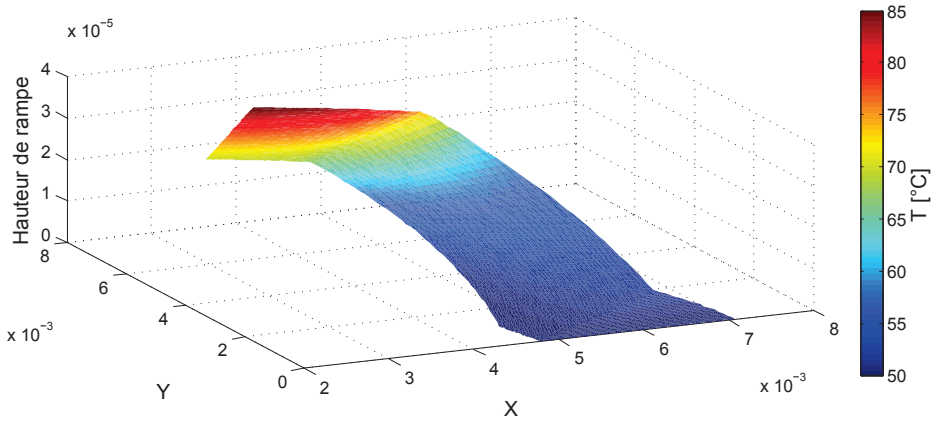
Parce qu'elle modifie directement la température d'entrée de l'huile dans les patins, la recirculation constitue un paramètre crucial du calcul de l'élévation de température dans le contact.

La Figure V.18 présente le champ de température à mi-épaisseur au sein d'un secteur sans considération de recirculation puis avec un coefficient de 0.85. La butée considérée fonctionne à 1000 Hz sous une épaisseur de film constante de $\bar{h} = 0.2$, soit une épaisseur de 6 μm.

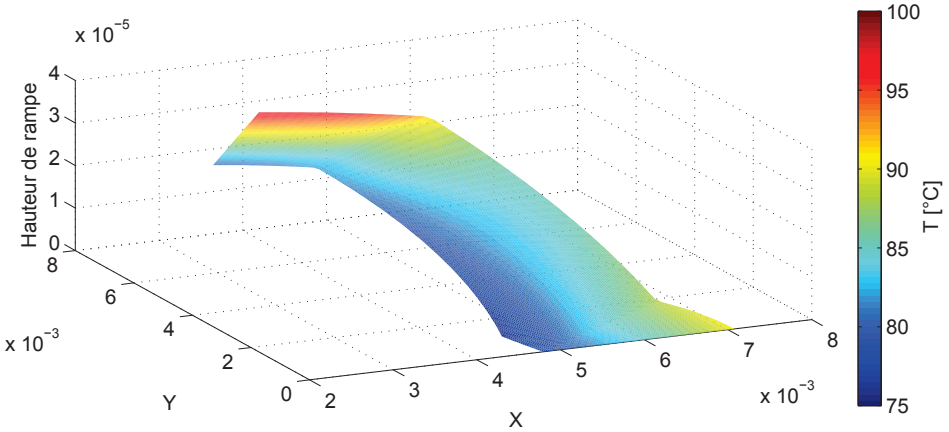
On constate qu'en l'absence de recirculation, la première moitié du patin est à une température proche de la température d'alimentation, à savoir 50°C (Fig.V.18a). À partir du dernier tiers de la rampe, la température dépasse 60°C puis atteint un maximum au niveau du rayon extérieur de section de sortie. Celui-ci se trouve 35°C au-delà de la température d'alimentation. L'apparition d'un gradient de température radial n'a lieu qu'en fin de patin.

La considération de la recirculation modifie fortement cette distribution de température. La Figure V.18b montre un maximum de température localisé encore une fois au niveau du rayon extérieur de la section de sortie. Cette dernière atteint plus de 97°C, soit une élévation supérieure

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés



(a) Aucune recirculation



(b) Coefficient de recirculation de 0.85

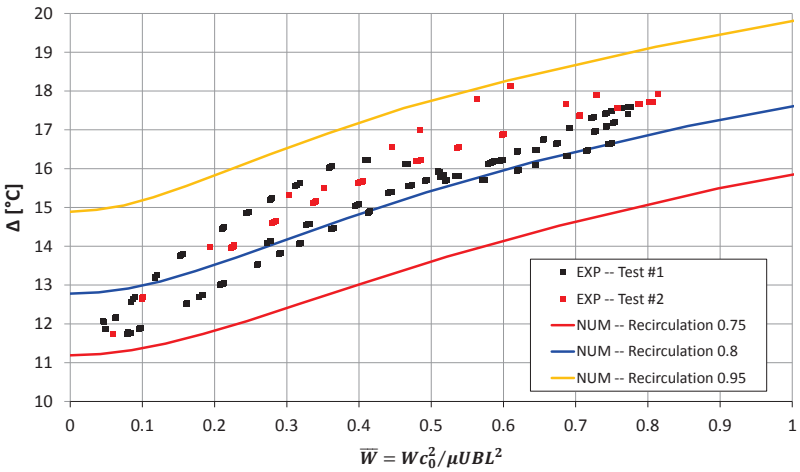
Figure V.18 – Champ de température à mi-épaisseur de la butée A
($h_{min} = 6\mu m$ - $\omega = 1000Hz$ - $T = 50°C$)

au cas sans recirculation de 12°C. Mais la différence majeure se trouve dans la première moitié du patin. Effectivement, un taux de recirculation de 85% élève fortement la température d'entrée. Issue du mélange de 85% d'huile sortant du patin précédent et 15% d'huile fraîche, la température d'entrée au rayon extérieur s'élève déjà à 90°C. Elle diminue légèrement jusqu'à la moitié de la rampe, bénéficiant de l'écoulement de Poiseuille et de l'effet centrifuge qui créent un écoulement radial en provenance de la poche d'huile et dirigé vers le rayon extérieur. Contrairement au cas de la Fig.V.18a, le rôle de la poche d'huile est visible avec la création d'un gradient de température à la fois radial et circonférentiel.

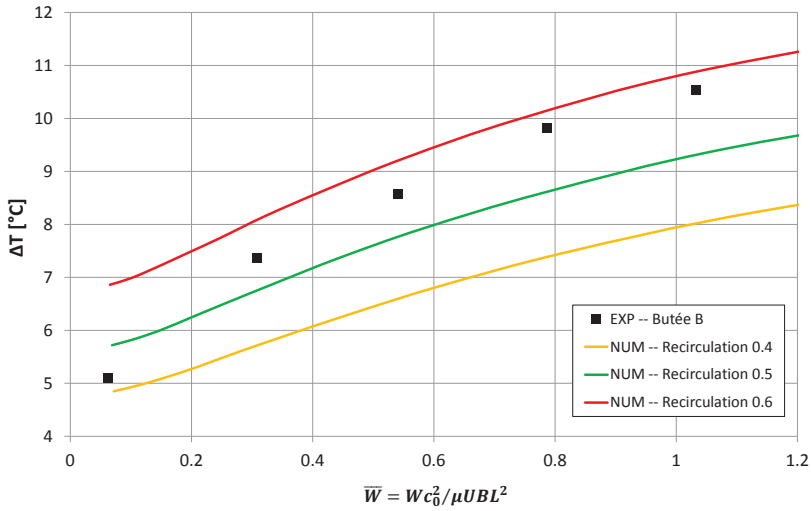
Les Figures V.19-a-b-c illustrent l'impact de la recirculation sur l'élévation de la température pour les trois géométries étudiées à faible température d'alimentation en huile, à savoir 50°C. On remarque que la tendance est similaire au cas des pertes de charges. Effectivement, à mesure que la charge axiale augmente, les données expérimentales croisent des courbes de prédiction aux coefficients de circulation croissants. Ainsi, lorsque l'épaisseur de film se réduit, la proportion de fluide entraînée du patin n au patin $n+1$ augmente. Par conséquent, les résultats numériques sont fidèles à nos attentes.

Notons que les deux plus petites butées requièrent un coefficient de recirculation compris entre 0.4 et 0.6 sur le domaine de charge axiale parcouru (Fig.V.19b et Fig.V.19c). Rappelons que la

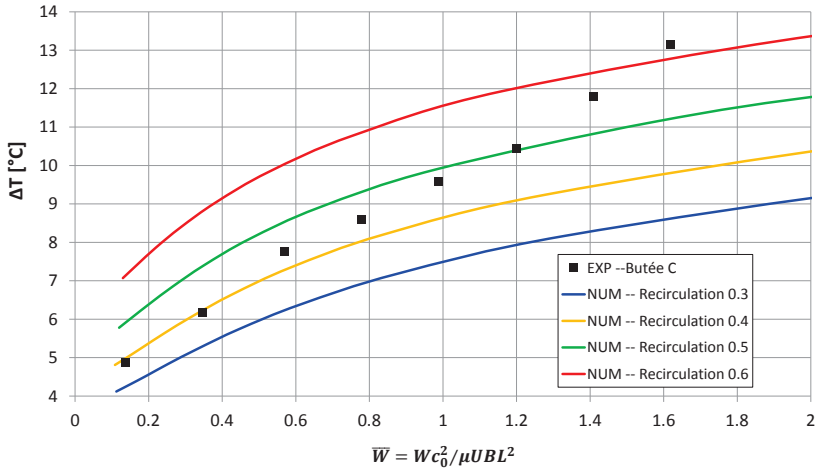
Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés



(a) Butée A - $1000Hz$ - 50°C



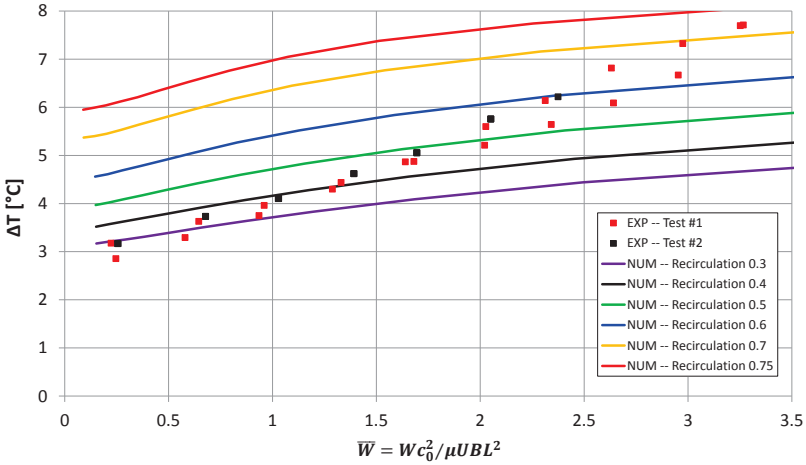
(b) Butée B - $1000Hz$ - 50°C



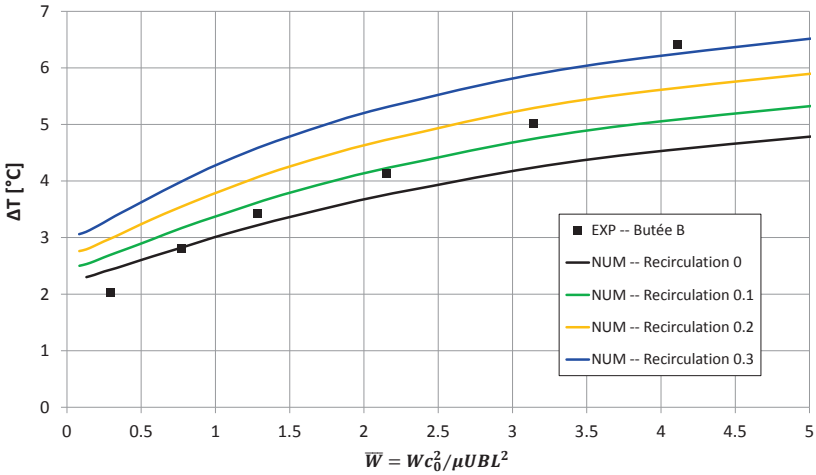
(c) Butée C - $1000Hz$ - 50°C

Figure V.19 – Influence de la recirculation sur l'élévation de température à 50°C

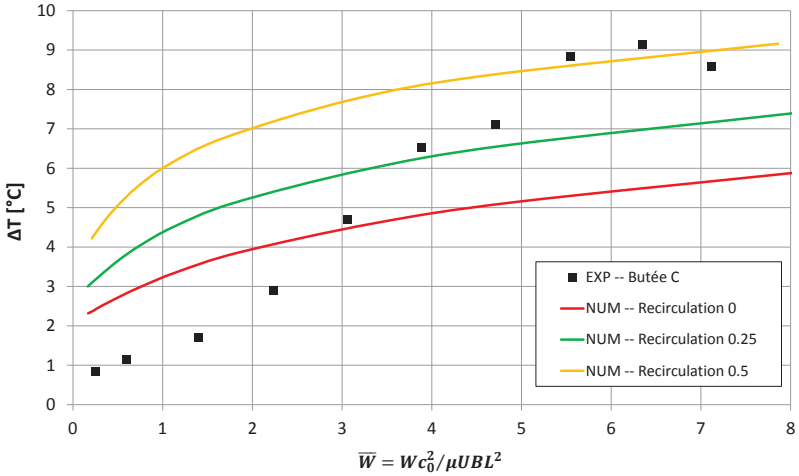
Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés



(A) Butée A - $1000Hz$ - 100°C



(B) Butée B - $1000Hz$ - 100°C



(C) Butée C - $1000Hz$ - 100°C

Figure V.20 – Influence de la recirculation sur l'élévation de température à 100°C

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

limite supérieure de ce domaine correspond à une épaisseur minimale de film de $\bar{h} = 0.166$, ce qui est d'ores-et-déjà sévère. En revanche, les taux de recirculation de la butée A sont plus importants. Ils se situent au-delà de 0.75 et approchent 0.95 sous fort chargement axial (Fig.V.19a). Ceci est en accord avec les performances observées en termes de pertes de charges pour les mêmes conditions de fonctionnement (Fig.V.13a).

Pour une température d'alimentation plus élevée, à savoir 100°C, la tendance est identique (Fig.V.20-a-b-c). Les coefficients de recirculation augmentent avec la charge et reste inférieurs à 0.5 pour les butées B et C (voir Fig.V.20b et Fig.V.20c). On observe même une diminution de ces coefficients pour les cas à 100°C en comparaison des cas à 50°C. Ainsi ceux de la butée B passent d'un maximum de 0.6 pour 50°C à un maximum de 0.3 à 100°C. Dans le même temps, ceux de la butée C passent de 0.6 à 0.5. Quant à la butée A, les coefficients de recirculation adéquats à une bonne corrélation évoluent entre 0.75 et 0.95 sous l'effet de la charge pour les faibles températures, tandis qu'ils varient entre 0.3 et 0.7 à 100°C. Ces écarts peuvent provenir des incertitudes de mesure de la température. Effectivement, à faible température, la distance de 3 mm séparant le rayon extérieur des patins et le thermocouple autorise un refroidissement de l'huile plus faible qu'à température élevée où le flux convectif avec l'air ambiant est plus significatif.

Globalement, on constate que l'idéal réside en un coefficient variable. Celui-ci devrait augmenter à mesure que l'épaisseur de film diminue, c'est-à-dire que la charge axiale augmente. Cette même tendance devrait être respectée avec la croissance de la vitesse de rotation. D'après nos observations, l'augmentation de la température d'alimentation devrait contribuer à diminuer ce coefficient. Toutefois, l'influence de l'ensemble des conditions de fonctionnement et de la géométrie sur la recirculation rend la détermination d'une telle fonction délicate.

V.5 Débit d'huile en régime stationnaire

Pour le cas des butées de turbocompresseurs automobiles, le débit d'alimentation en huile varie entre 0.3 $L.min^{-1}$ et 3 $L.min^{-1}$ pour l'ensemble constitué de la face active et de la face passive. Celui-ci varie en fonction de la viscosité du fluide, de la pression d'alimentation et de la vitesse d'entraînement du collet.

V.5.1 Influence de la température

Les essais menés à une vitesse de rotation de 1000 Hz pour les trois géométries fournissent les mesures de débit rassemblées dans la Figure V.21.

Il est difficile de discerner une tendance de répartition des courbes en fonction de la taille des butées testées. Il semblerait que la butée C présente un débit supérieur aux deux autres géométries. Ceci peut être dû à la forte élévation de température pour cette géométrie aux faibles dimensions. Cet échauffement significatif entraînerait une plus importante chute de la viscosité que pour les deux autres designs. Ceci résulterait en un débit plus important pour des conditions de fonctionnement similaires. Mais les écarts entre chaque courbe sont réduits et à considérer précautionneusement aux vues de la précision du débitmètre, particulièrement à température élevée.

V.5.2 Influence de la vitesse

La Figure V.22 présente les débits de la butée A au cours d'essais menés à 1000 Hz et 2000 Hz. Ces données sont comparées aux prédictions numériques pour des coefficients de re-

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

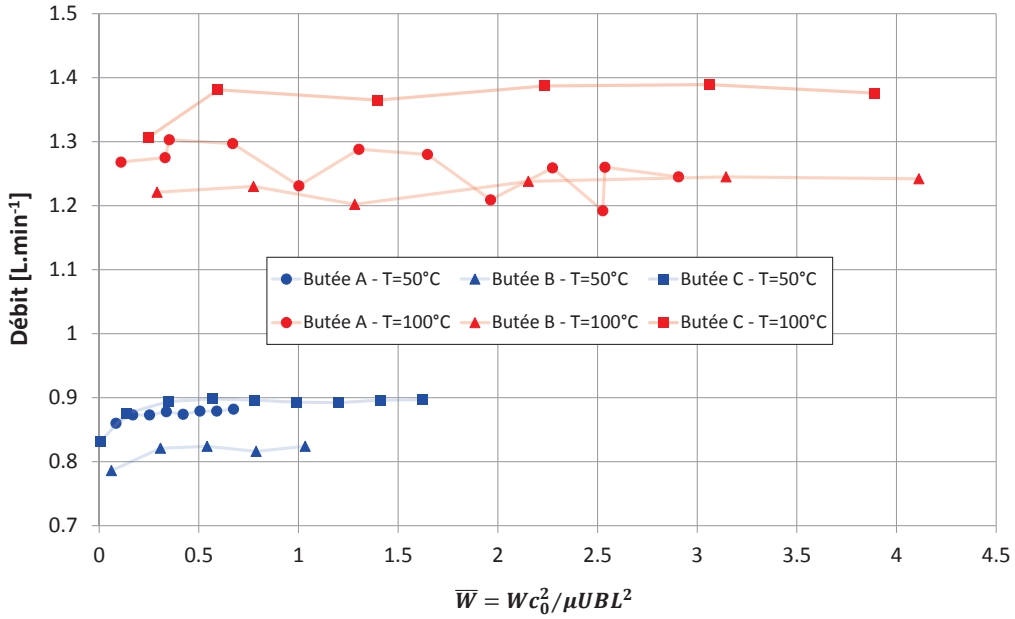


Figure V.21 – Mesures de débits ($\omega = 1000Hz$ - $P_{alim} = 4\ bar$)

circulation de 0.8. Dans le cas des faibles vitesses de rotation, les simulations numériques sous-estiment de 9% le débit sortant au rayon extérieur de la butée. À l'inverse, pour une vitesse de rotation de 2000 Hz, les débits sont sur-estimés d'environ 45%. Notons que pour ces deux cas, l'allure des courbes sont similaires aux cas réels. Effectivement, le débit augmente avec la charge.

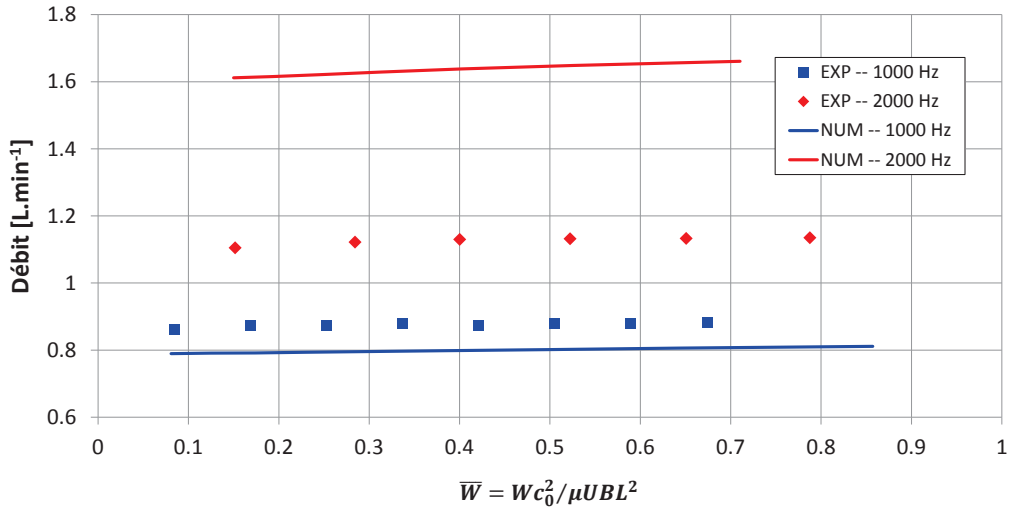


Figure V.22 – Influence de la vitesse sur le débit (Butée A - $T = 50°C$ - $P_{alim} = 4\ bar$)

Puisque notre code numérique est validé par comparaison avec la littérature [Frêne et al., 1997] et que les corrélations en termes de charge axiale et d'élévation de température sont correctes à 2000 Hz, un phénomène spécifique à notre géométrie doit intervenir sur les débits. Afin d'investiguer l'origine de cet écart entre les résultats expérimentaux et numériques, des mesures de débit d'huile sont réalisées pour la butée A sous un écoulement de Poiseuille seul. Pour ce faire, le driver reste immobile durant le test et une charge statique nulle est appliquée. La pression

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

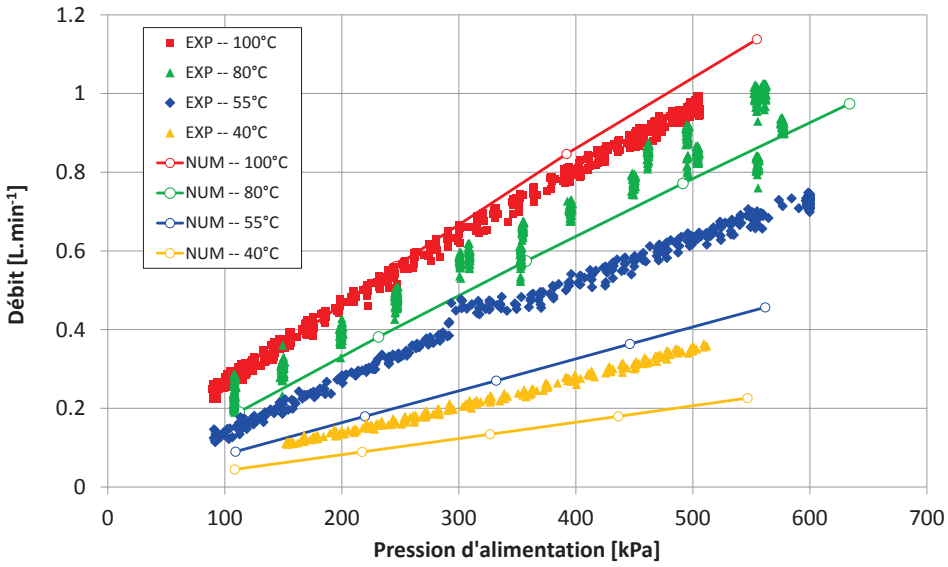


Figure V.23 – Débits d'huile pour un écoulement de Poiseuille (Butée A - Vitesse nulle)

d'alimentation en huile varie entre 100 kPa et 600 kPa pour différentes températures. Numériquement, les simulations sont menées pour une vitesse de rotation nulle et une épaisseur de film égale à la moitié du jeu de fonctionnement axial. Ainsi l'épaisseur du film actif est identique à celle du film passif. Fidèle à nos attentes, la solution ne génère aucune charge axiale. Les pertes de charge dans le circuit d'alimentation séparant l'entrée du contact et le point de mesure de la pression d'entrée sont prises en compte afin de ramener les données sur le même graphique (voir Figure V.23).

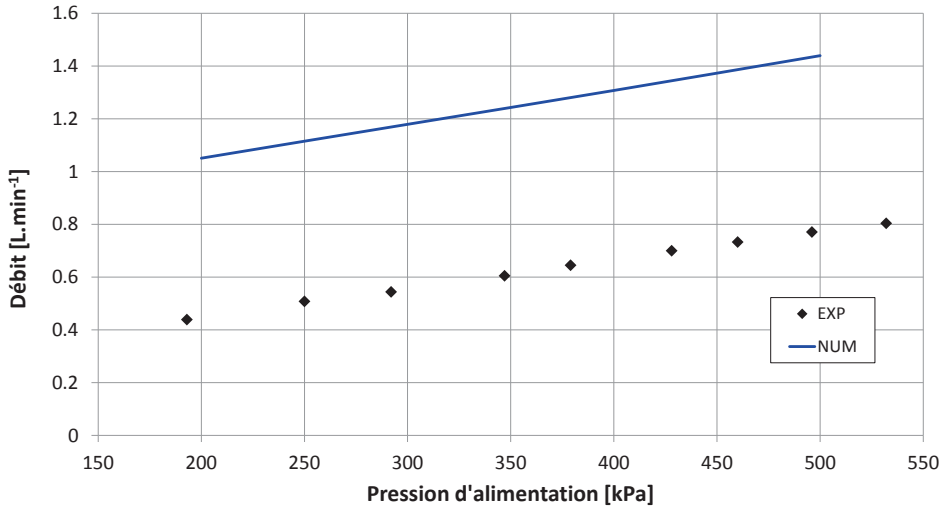


Figure V.24 – Débits d'huile pour des écoulements de Couette et Poiseuille superposés (Butée A - $W = 10N$ - $\omega = 1000Hz$ - $T = 55°$)

Nous constatons que plus l'huile est de faible viscosité, plus elle possède une facilité à s'écouler à pression constante. Il en résulte que la variation du débit avec la pression d'alimentation est trois fois plus importante à 100°C qu'à 40°C. Notons que pour les faibles températures, les prédictions

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

sous-estiment le débit tandis que l'inverse a lieu pour des températures élevées. L'écart le plus significatif atteint 38% pour une température de 55°C, soit environ 0.2 $L.min^{-1}$.

À la suite de ce cas, nous étudions la même butée soumise à une vitesse de rotation de 1000 Hz, une charge constante de 10 N et une température de 55°C. Les débits mesurés pour différentes pressions d'alimentation sont présentés dans la Figure V.24. On remarque que la pente de la courbe de prédiction est en accord avec les données expérimentales. Toutefois, un offset de l'ordre de 0.6 $L.min^{-1}$ sépare la prédiction des mesures et résulte en une surestimation du débit d'environ 100%. Cet écart semble être relié aux vitesses de rotation. Son origine pourrait être due à un phénomène de dilatation différentielle des éléments de la butées lors du fonctionnement à grande vitesse. Toutefois, aucune procédure de test employée n'est parvenue à le démontrer jusqu'à présent.

V.5.3 Influence de la recirculation

L'influence de la recirculation est étudiée pour la butée A soumise à une vitesse de rotation du collet de 1000 Hz et température de 50°C. La Figure V.25 permet d'observer les corrélations des prédictions numériques et des mesures obtenues sur le banc d'essai.

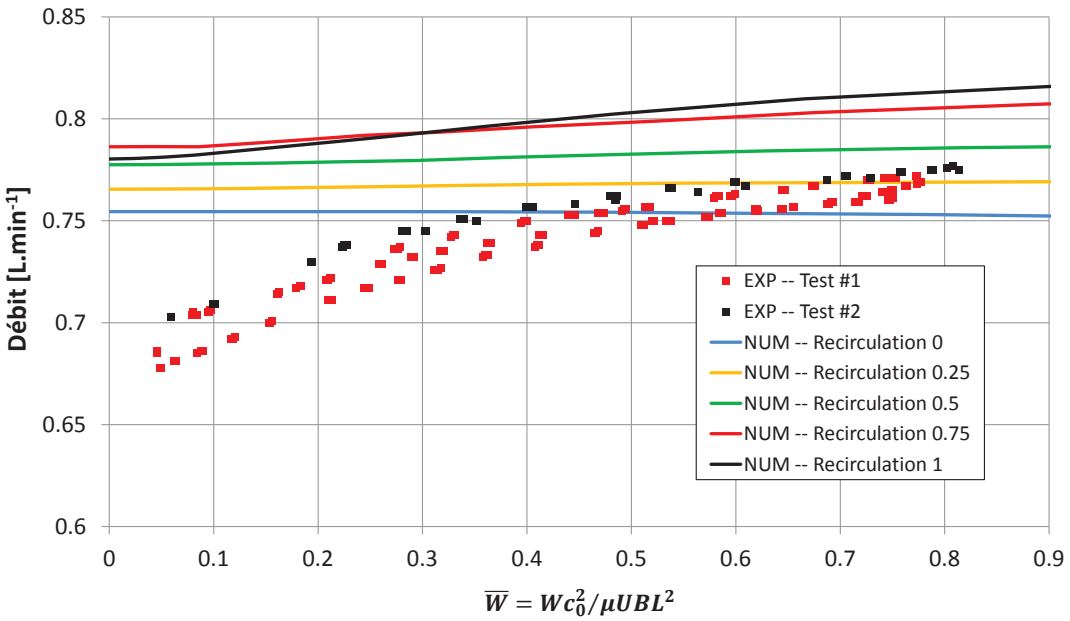
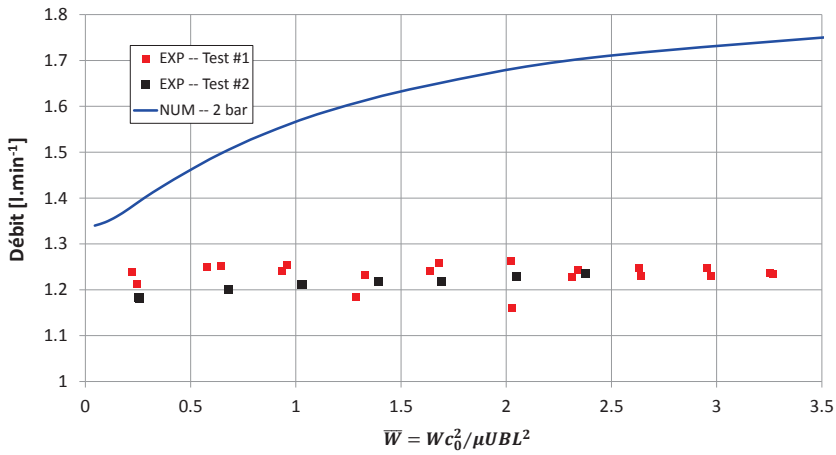


Figure V.25 – Influence de la recirculation sur le débit de la butée A
($\omega = 1000Hz$ - $P_{alim_{banc}} = 4bar$)

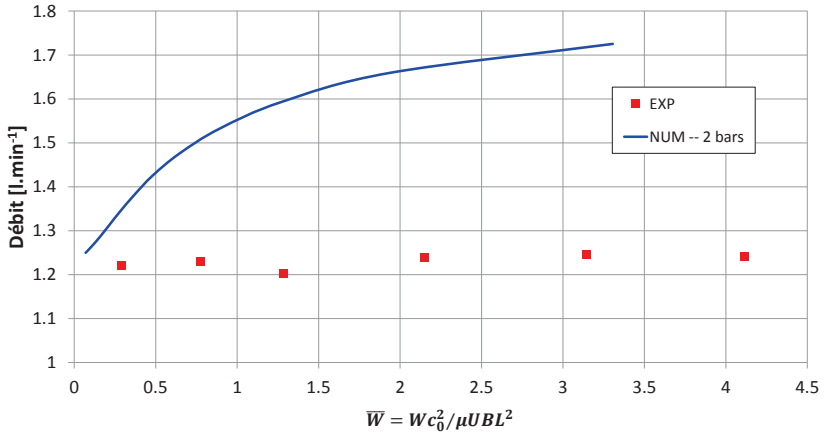
Conformément à nos attentes, plus la recirculation augmente, plus le débit calculé est important. Ceci provient de la chute de la viscosité avec la température. Celle-ci facilite l'écoulement. À faible température, les mesures du débit croisent des courbes numériques aux coefficients de recirculation croissants lorsque la charge croît. Ce comportement rejoint les tendances des pertes par frottement et d'élévation de température.

Toutefois des écarts importants existent entre les prédictions numériques et les mesures effectuées à température plus élevée. C'est ce qu'illustrent les Figures V.26-a-b-c. Pour ces essais, la pression d'alimentation mesurée est de 4 $bars$. Cette mesure se situant en amont de la cartouche, des pertes de charge supplémentaires ont lieu dans le capillaire jusqu'à l'entrée du contact.

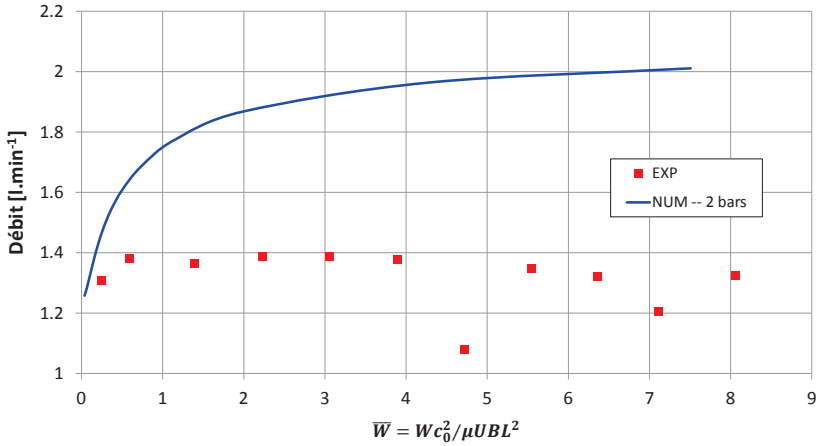
Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés



(A) Butée A - $P_{alim_{num}} = 2bar$



(B) Butée B - $P_{alim_{num}} = 2bar$



(C) Butée C - $P_{alim_{num}} = 2bar$

Figure V.26 – Mesures de débits pour $\omega = 1000Hz$ à 100°C et $P_{alim_{banc}} = 4bar$

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

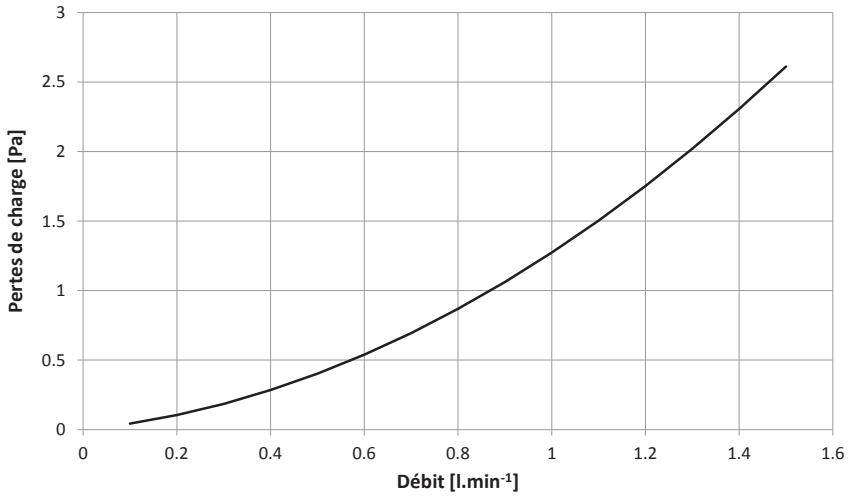


Figure V.27 – Pertes de charge entre le point de mesure et l'entrée de la cartouche ($T = 100°$C - $0W30$)

Celles-ci sont estimées en fonction de la viscosité du fluide et du débit volumique par l'équation de Poiseuille (voir Fig.V.27). Elles fournissent la pression réelle appliquée au rayon intérieur des patins. Pour une température de 100°C, une pression enregistrée à 4 $bars$ correspond à un débit mesuré d'environ 1.2 à 1.3 $L.min^{-1}$ pour les l'ensemble des butées testées. La chute de pression ΔP concordant avec ces conditions de fonctionnement s'établit à environ 2 $bars$.

Les graphiques de la Figure V.26 montrent une sur-estimation importante des débits pour les trois géométries étudiées. Ces écarts avec les données expérimentales s'accroissent avec la charge. Ils sont attribués à la combinaison de deux phénomènes. Le premier réside dans l'augmentation importante du débit du côté passif de la butée lorsque l'épaisseur de film du côté actif diminue, c'est-à-dire lorsque la charge augmente. Cet effet est accentué par la faible viscosité de l'huile pour la température de 100°C. Ainsi l'augmentation numérique du débit est plus significative que celle observée à la Figure V.25.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

V.6 Cas dynamique des pulsations moteurs

L'objectif de ce paragraphe est d'analyser expérimentalement et numériquement le comportement de la butée soumise aux pulsations moteurs. Rappelons que celles-ci se manifestent par des charges axiales périodiques caractérisées par leur fréquence et leur amplitude d'oscillation (voir §I.3.2). Elles sont reproduites expérimentalement par des sollicitations sinusoïdales à l'aide du shaker. La principale variable d'intérêt consiste en l'épaisseur de film d'huile et le risque de contact métal-métal que représente cet évènement dynamique.

V.6.1 Epaisseur du film d'huile

Afin de présenter des résultats concis et détaillés, nous nous intéressons au comportement en régime dynamique de la *géométrie B* uniquement. Notons que les tendances de cette dernière sont similaires pour les deux autres tailles de butée.

Pour une vitesse constante égale à 1000 Hz (120 000 $tr.min^{-1}$) et une température d'alimentation en huile de 100°C, la butée est soumise à une charge sinusoïdale dont l'amplitude est comprise entre $\bar{W} = 1$ et $\bar{W} = 3.9$. Les fréquences d'oscillations f sont successivement égales à 50 Hz, 200 Hz, 400 Hz et 500 Hz. La plus faible de ces fréquences représente les pulsations d'un moteur à 4 cylindres tournant à 1500 $tr.min^{-1}$ tandis que la fréquence la plus élevée représente celles d'un moteur à 8 cylindres à 7500 $tr.min^{-1}$. Par conséquent, l'ensemble du domaine fréquentiel des pulsations moteurs est analysé.

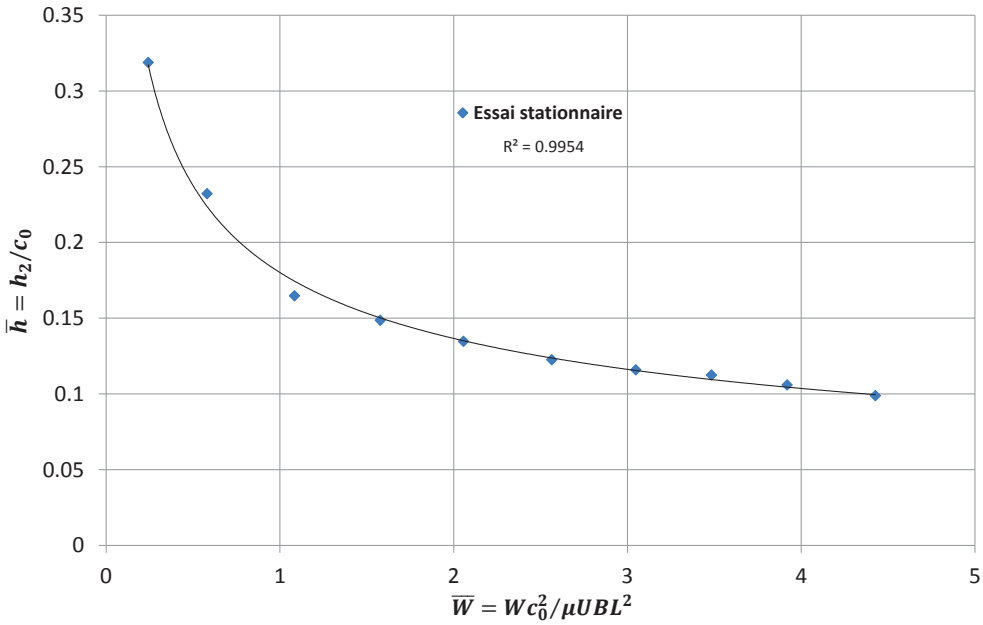


Figure V.28 – Interpolation stationnaire reliant l'épaisseur de film à la charge axiale
$\omega = 1000Hz \quad T_{alim} = 100°C \quad P_{alim} = 0bar$

Un essai stationnaire est préalablement mené afin d'établir la fonction d'interpolation exprimant l'épaisseur de film en fonction de la charge axiale (voir Fig.V.28). Cette fonction est appliquée à la mesure de charge dynamique réalisée durant l'essai transitoire. Elle fournit ainsi l'épaisseur de film qui serait générée par des pulsations moteurs quasi-statiques. Cette épaisseur

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

permettra de comparer les apports de l'étude dynamique par rapport à son équivalente stationnaire. La comparaison des données expérimentales est présentée dans la Figure V.29. Les mesures d'épaisseur de film dynamiques sont post-traitées à l'aide d'une moyenne glissante afin d'atténuer les effets du mésalignement. Les essais stationnaires et dynamiques sont réalisés consécutivement.

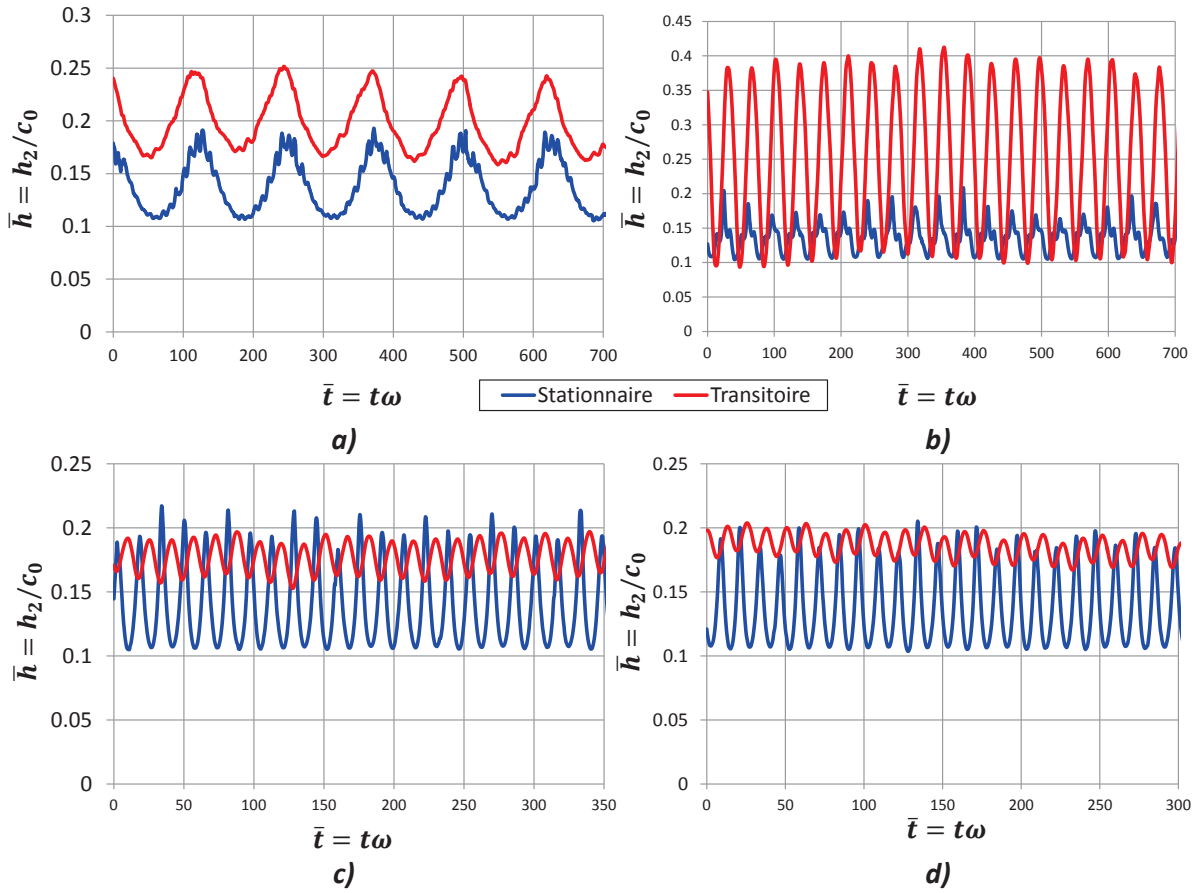


Figure V.29 – Influence des pulsations moteurs sur l'épaisseur de film - Résultats expérimentaux
a) f=50 Hz *b) f=200 Hz* *c) f=400 Hz* *d) f=500 Hz*
(*Butée B :* $\omega = 1000Hz$ $T_{alim} = 100°C$ $P_{alim} = 0bar$)

Tout d'abord, notons que la totalité des courbes stationnaires présentent une épaisseur de film $\bar{h}$ variant entre 0.1 et 0.2. Puisque ces courbes sont établies à partir de la même fonction d'interpolation, leur similitude traduit la reproductibilité de l'enveloppe de charge axiale pour les différentes fréquences appliquées. La comparaison des réponses du film d'huile pour les différentes sollicitations est par conséquent légitime.

D'un point de vue global, on remarque que le graphique V.29-b obtenu pour une fréquence d'oscillations de 200 Hz diffère des trois autres graphiques en termes d'amplitude des déplacements. L'épaisseur de film $\bar{h}$ varie entre 0.1 et 0.4 au cours du test dynamique, constituant un domaine de variation environ trois fois supérieur au cas statique. Il s'avère qu'un phénomène de résonance apparaît à des fréquences plus faibles et subsiste jusqu'à 200 Hz. Ce phénomène fait l'objet du paragraphe §V.6.2.

À l'inverse, les graphiques V.29-a-c-d montrent un effet bénéfique des pulsations moteurs. Tout d'abord, pour des charges dynamiques similaires, on constate que l'amplitude des dépla-

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

cements pour les cas transitoires est inférieure à l'amplitude de leurs équivalents stationnaires. Cette amplitude diminue à mesure que la fréquence des oscillations augmente, passant de $0.08c_0$ pour 50 Hz (Fig.V.29-a) à $0.02c_0$ pour 500 Hz (Fig.V.29-d). De plus, on observe que l'épaisseur moyenne du film $\bar{h}$ en régime dynamique est supérieure d'environ 0.03 à l'épaisseur moyenne en régime stationnaire. Au cours de ces trois tests dynamiques, l'épaisseur minimale de film mesurée est supérieure à l'épaisseur minimale de film d'une enveloppe de charge stationnaire équivalente d'environ $0.05c_0$. En d'autres termes, les pulsations moteurs reproduites sur le banc d'essai à ces fréquences augmentent l'épaisseur de film minimale de la butée et, par conséquent, rendent son fonctionnement moins critique.

Ces bénéfices proviennent des effets dynamiques des vitesses et accélérations axiales des surfaces. Celles-ci génèrent un gain de capacité de charge dans les phases de rapprochement des surfaces et d'accélération algébriquement positive.

Ces observations sont également mises en évidence par l'analyse numérique. Comme le montre la Figure V.30a, la prédiction numérique de l'épaisseur de film dans le cas de pulsations moteurs à 50 Hz présente des amplitudes de déplacements similaires pour les cas stationnaires et transitoires. Ceci suggère que les termes de vitesse et d'accélération des surfaces présents dans le second membre de l'équation de Reynolds Modifiée (II.24) sont insuffisants pour générer un écart de capacité de charge perceptible. Les résultats expérimentaux, à l'inverse, indiquent une influence significative des pulsations moteurs, même à faible fréquence d'oscillation.

À fréquence plus élevée, un écart de l'amplitude des déplacements est visible entre le cas transitoire et le cas stationnaire (voir Fig.V.30b). De manière similaire aux résultats expérimentaux, on observe une diminution de l'amplitude des déplacements d'environ $0.035c_0$ pour le cas d'oscillations à 400 Hz. Le minimum de l'épaisseur de film augmente également de cette valeur. Quant au déphasage observé entre les prédictions numériques stationnaires et transitoires, il provient du schéma numérique explicite et plus précisément des différences finies décentrées du second ordre. Un schéma plus élaboré devrait permettre d'obtenir des courbes plus proches dans l'espace des temps.

Cette corrélation des données expérimentales et numériques démontrent que les pulsations moteurs sont bénéfiques à l'épaisseur minimale de film. Celle-ci augmente à mesure que la vitesse et l'accélération deviennent importantes. Le risque de contact métal-métal diminue.

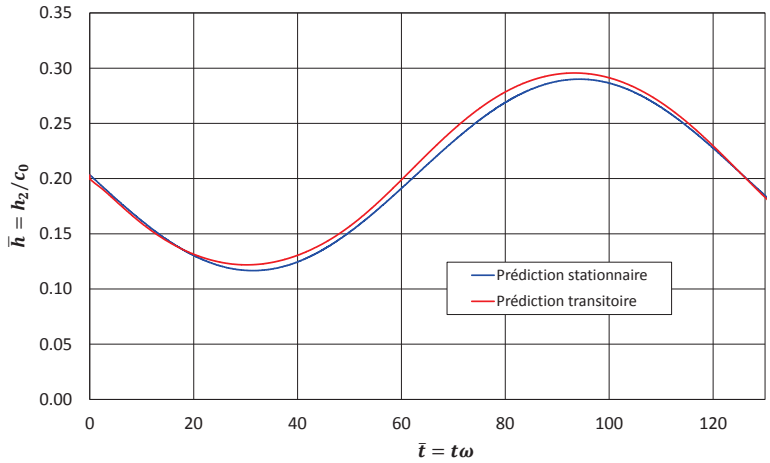
Toutefois, il s'avère qu'un phénomène de résonance apparaît sur le banc d'essai pour des fréquences appartenant au domaine de définition des pulsations moteurs. En condition réelle de fonctionnement sur un moteur, cette résonance serait néfaste pour la vie du turbocompresseur. C'est pourquoi ce phénomène doit être étudié.

V.6.2 Phénomènes de résonance

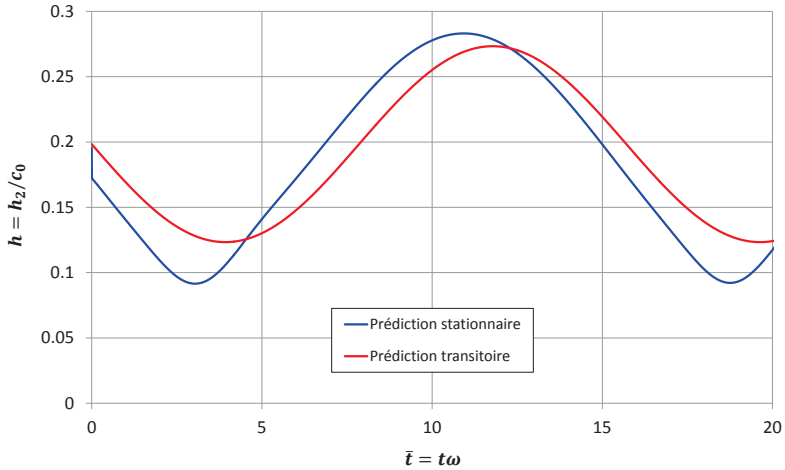
Lors de la campagne d'essais dynamiques, un balayage fréquentiel des sollicitations axiales met en évidence le domaine de définition de la résonance observée sur le banc d'essai. Ces fréquences sont détectables immédiatement lors des tests grâce à l'augmentation soudaine des variations des épaisseurs de film mesurées par les quatre capteurs de déplacement. Elle sont aussi aisément discernables à l'oreille. Pour une vitesse de rotation de 1000 Hz, une température de 50°C et une pression d'alimentation de 4 bar, les tests des géométries A, B et C présentent des fréquences de résonance comprises entre 110 Hz et 130 Hz. Les amplitudes de variation de l'épaisseur de film sont présentées dans les Figures V.31, V.32 et V.33).

Ces figures montrent que la bande fréquentielle de résonance s'étend sur environ 30 Hz. Pour les butées A et B, la résonance apparaît soudainement tandis que l'amplitude de variation de

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés



(A) $f = 50\ Hz$



(B) $f = 400\ Hz$

Figure V.30 – Influence des pulsations moteurs sur l'épaisseur de film - Résultats numériques ($Butée\ B$: $\omega = 1000Hz$ $T_{alim} = 100°C$ $P_{alim} = 0bar$

l'épaisseur de film de la butée C augmente progressivement à partir de 80 Hz. Pour ces trois géométries, la résonance multiplie l'amplitude des déplacements axiaux de la butée par un facteur environ égal à 4.

Pour le cas de la butée B, les sollicitations dynamiques axiales définissent une enveloppe de charge comprise entre $\bar{W} = 0.25$ et $\bar{W} = 1$. Celles-ci sont plus sévères que pour les deux autres géométries (Fig.V.32) mais demeurent réalistes puisqu'une charge statique de $\bar{W} = 1$ correspond à une épaisseur de film supérieure à $0.15c_0$ (voir Fig.V.1). Malgré cela, la course de la cartouche atteint un maximum de c_0 pour 100 Hz. Sachant que le jeu axial de cette butée est mesuré à $1.07c_0$ (voir Fig.V.34), il semble que l'amplitude de résonance de ce cas soit limitée par le jeu axial du système. Pourtant, la vitesse de rotation du driver, les pertes dissipées et l'élévation de la température ne montrent aucune variation brutale pour cette fréquence de résonance. Ceci témoigne de l'absence de contact métal-métal entre la butée et les collets.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

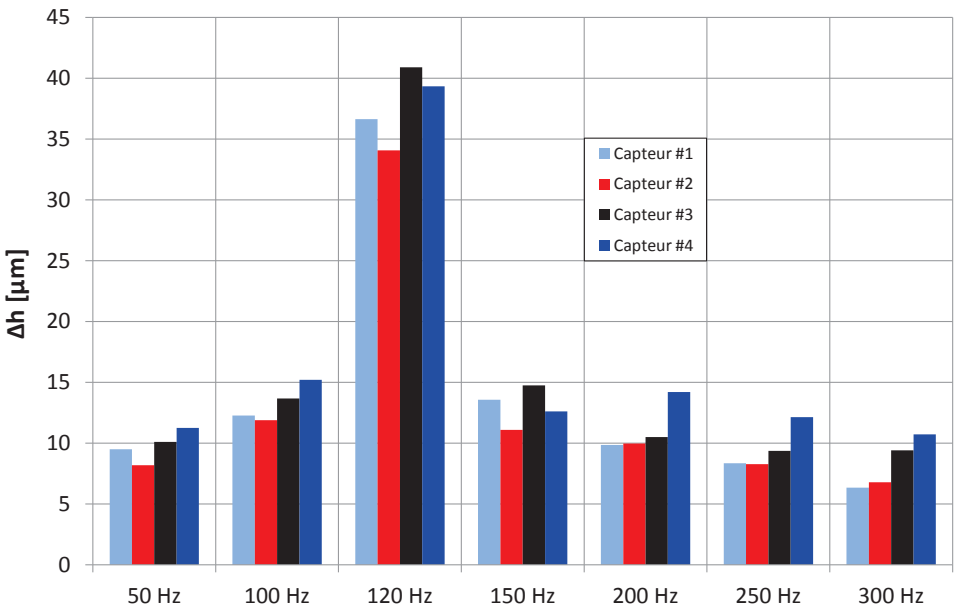


Figure V.31 – Balayage fréquentiel des pulsations moteurs pour la *butée A* ($\omega = 1000Hz$ $T_{alim} = 50°C$ $P_{alim} = 4\ bar$ $\bar{W} \in [0.21, 0.46]$)

Influence de la température et de la charge

Des essais similaires sont effectués pour des températures plus importantes ainsi que des charges de moyenne plus élevée. Les tendances étant similaires pour toutes les géométries testées, seules les performances de la *butée A* sont présentées (voir Fig.V.36). La température passe de 50°C à 100°C et l'enveloppe de charge axiale évolue de $\bar{W} \in [0.30, 0.68]$ à $\bar{W} \in [3.10, 4.60]$.

On observe une légère augmentation de la fréquence de résonance lorsque la moyenne de l'enveloppe de charge augmente. Elle évolue de 120 Hz à 150 Hz (voir Fig.V.35a et Fig.V.35b). En revanche, ce phénomène est insensible à la variation de la température (voir Fig.V.35a,V.36c et Fig.V.35b,V.36d).

Notons que pour les géométries A et C, l'augmentation de la fréquence hors de la bande de résonance entraine une légère diminution de l'amplitude des déplacements axiaux (voir Fig.V.31 et Fig.V.33). Ceci rejoint le constat établi au paragraphe précédent énonçant les bénéfices des effets dynamiques sur la capacité de charge.

Toutefois, il s'avère que les phénomènes dynamiques n'aient pas uniquement un effet avantageux sur l'épaisseur de film. Quand bien même les pulsations moteurs ne causent pas de contact métal-métal pour les cas étudiés, cette résonance est pénalisante. La génération de nuisances sonores et l'usure des surfaces sous faibles épaisseurs de film d'huile constituent des inconvénients pour les performances globales du turbo. C'est pourquoi l'origine de ce phénomène doit être déterminée.

Origine de la résonance

L'occurrence systématique de ce phénomène tend à indiquer que la résonance provient soit des pièces mécaniques, soit du film hydrodynamique. Puisque chaque composant du banc est métallique, et par conséquent de rigidité élevée, il est légitime d'estimer que leur éventuelle

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

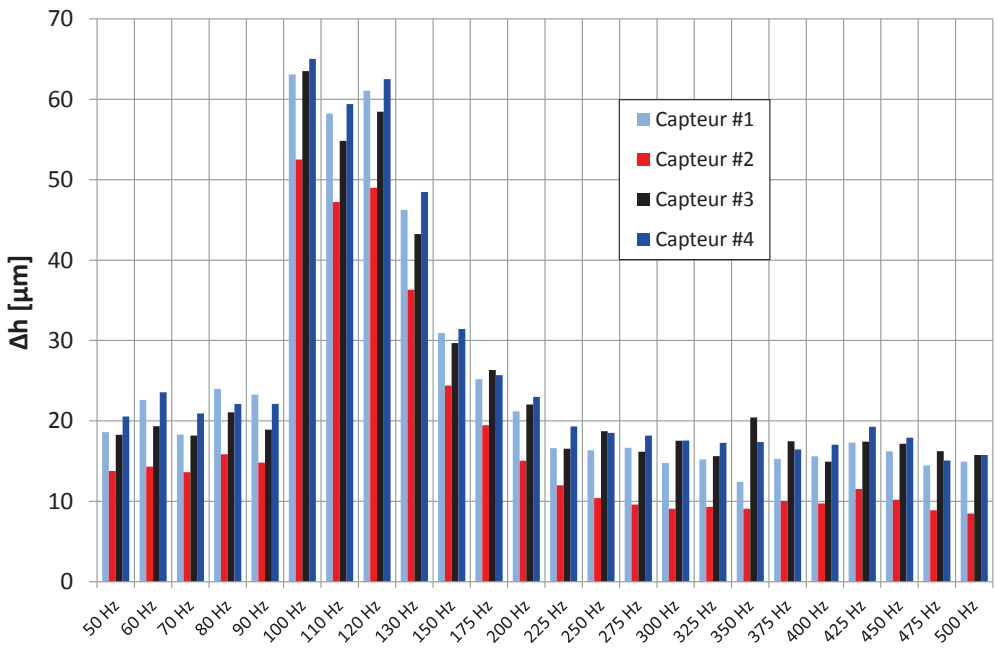


Figure V.32 – Balayage fréquentiel des pulsations moteurs pour la *butée B*
($\omega = 1000Hz$ $T_{alim} = 50°\text{C}$ $P_{alim} = 4\ bar$ $\bar{W} \in [0.25, 1]$)

résonance adviendrait à des fréquences de l'ordre du kilohertz, c'est-à-dire supérieures à la plage 120 Hz-150 Hz mesurée.

Par conséquent, nous investiguons la possibilité que l'excitation dynamique du shaker mette en résonance le film d'huile de la butée. Afin de vérifier cette hypothèse, une analogie avec un système {masse-ressort-amortisseur} à 1 degré de liberté (DDL) est mise en place afin de retrouver expérimentalement les fréquences de résonance à partir des coefficients de rigidité et d'amortissement équivalents du film hydrodynamique.

La raideur équivalente du film est déterminée à partir de la dérivée par rapport à l'épaisseur de film de la relation charge-épaisseur. On l'exprime par la formule :

$$k = \frac{\Delta F}{\Delta X} \tag{V.1}$$

où les variations d'effort ΔF et de déplacement ΔX correspondent à deux états du système suffisamment proches pour être assimilées au régime statique. k s'exprime en $[N.m^{-1}]$.

Ainsi, au cours d'un essai dynamique à fréquence fixe, la raideur varie à chaque instant à mesure que la charge oscille. En effectuant la moyenne de cette raideur au cours d'un essai à fréquence constante, nous obtenons le coefficient de rigidité moyen du film hydrodynamique pour cette sollicitation.

De la même manière, le coefficient d'amortissement équivalent du film est obtenu à chaque instant du test à partir du rapport suivant :

$$c = \frac{\Delta F}{\Delta V} \tag{V.2}$$

où F est l'effort appliqué à la butée et V la vitesse de déplacement axiale des parois en vis-à-vis. L'amortissement est exprimé en $[N.s.m^{-1}]$.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

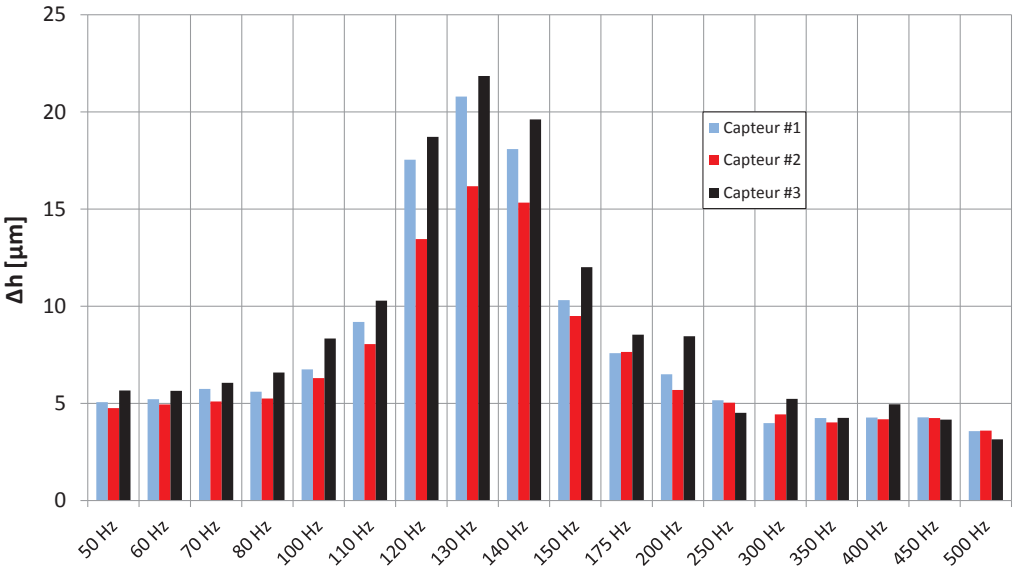


Figure V.33 – Balayage fréquentiel des pulsations moteurs pour la *butée C*
($\omega = 1000Hz$ $T_{alim} = 50°\text{C}$ $P_{alim} = 4\ bar$ $\bar{W} \in [0.42, 0.84]$)

En moyennant également cette valeur pour chaque fréquence testée, l'amortissement équivalent du film lubrifiant est obtenu de manière expérimentale. Toutefois, le mésalignement mesuré par les capteurs de déplacement génère des pics nuisibles au calcul de la vitesse axiale des parois. Malgré l'application d'un filtre aux distances mesurées, la dérivée de la position des parois par rapport au temps reste bruitée. Ceci résulte en une erreur de l'estimation expérimentale du coefficient d'amortissement C.

Enfin, la mesure de la masse des éléments en mouvement lors des sollicitations vibratoires fournit la valeur de la masse équivalente du modèle {masse-ressort-amortisseur} à 1 DDL. Ces éléments consistent en la masse en mouvement du shaker, la tige, le capteur d'effort, le chariot dotée de l'adaptateur universel et de la cartouche instrumentée ainsi que de la butée. On mesure $m = 3.30kg$.

En reprenant l'expression analytique de la fréquence de résonance du système mécanique équivalent, l'estimation expérimentale de la fréquence de résonance du film hydrodynamique est possible :

$$f = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k}{m} - \frac{1}{2}\left(\frac{c}{m}\right)^2} \tag{V.3}$$

Puisque les propriétés du fluide varient pour chaque fréquence testée, les grandeurs c, k et f évoluent également à chaque test. Les résultats de la détermination expérimentale des fréquences de résonance pour chaque essai dynamique mené sur la butée A sont rassemblés dans le tableau V.1. Il apparaît que les fréquences de résonance basées sur le modèle mécanique à 1 DDL sont comprises entre 147 Hz et 276 Hz, c'est-à-dire légèrement au-dessus des fréquences de résonance mesurées. Cet écart est en partie attribué aux erreurs de mesure du coefficient d'amortissement dues à la lecture du mésalignement par les capteurs de déplacement. Malgré cette différence, les fréquences déterminées expérimentalement par cette analogie sont du même ordre de grandeur que celles des résonances observées lors des essais dynamiques. Par conséquent, nous pouvons affirmer avec confiance que les grands déplacements de la butée mesurés sur le banc proviennent de la résonance du film hydrodynamique excité par la reproduction des pulsations moteurs.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

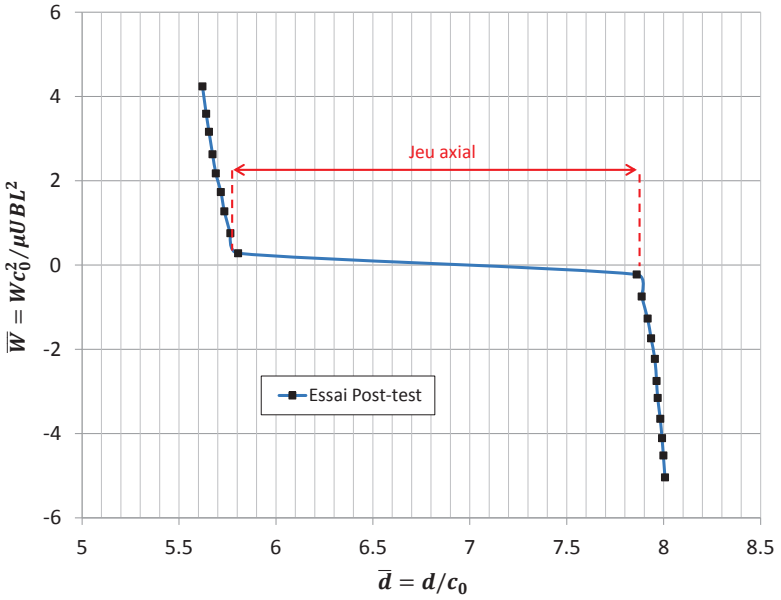


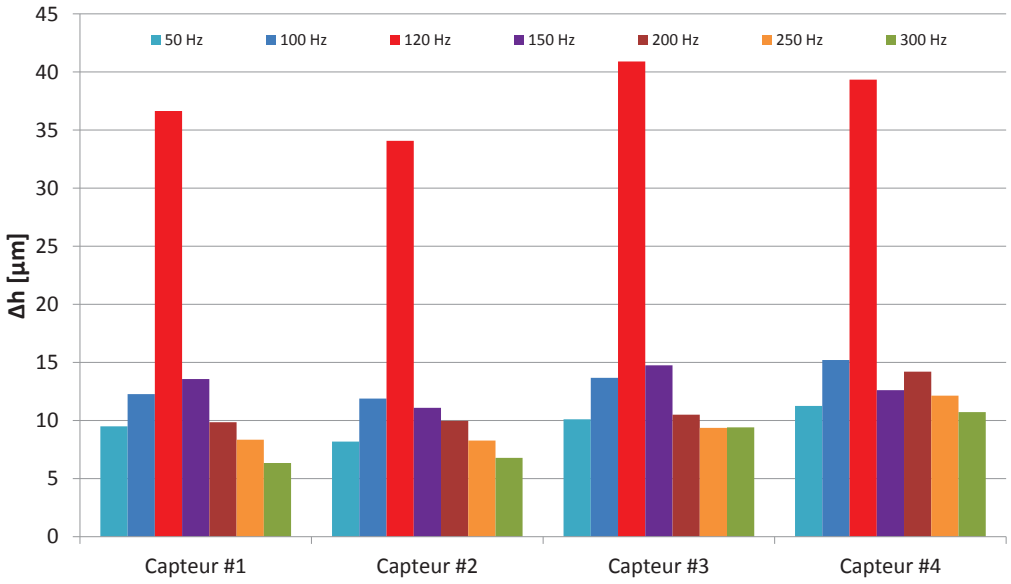
Figure V.34 – Jeu axial de la *butée B* mesurée par procédure post-test

Enveloppe de charge		***Fréquences de test***						***Fréquence de résonance observée***
		50 Hz	*100 Hz*	*150 Hz*	*200 Hz*	*250 Hz*	*300 Hz*	
$25-55N$	k	$1,8.10^6$	$6{,}2.10^6$	3.10^6	$7,7.10^6$	$6,1.10^6$	10^7	
	c	252	374	540	1140	624	649	
	f	117	218	150	240	215	276	$120Hz$
$65-95N$	k	$3,7.10^6$	$4,7.10^6$	$5,6.10^6$	$8,9.10^6$	$7,3.10^6$	–	
	c	203	240	1720	366	509	–	
	f	168	191	198	261	236	–	$150Hz$

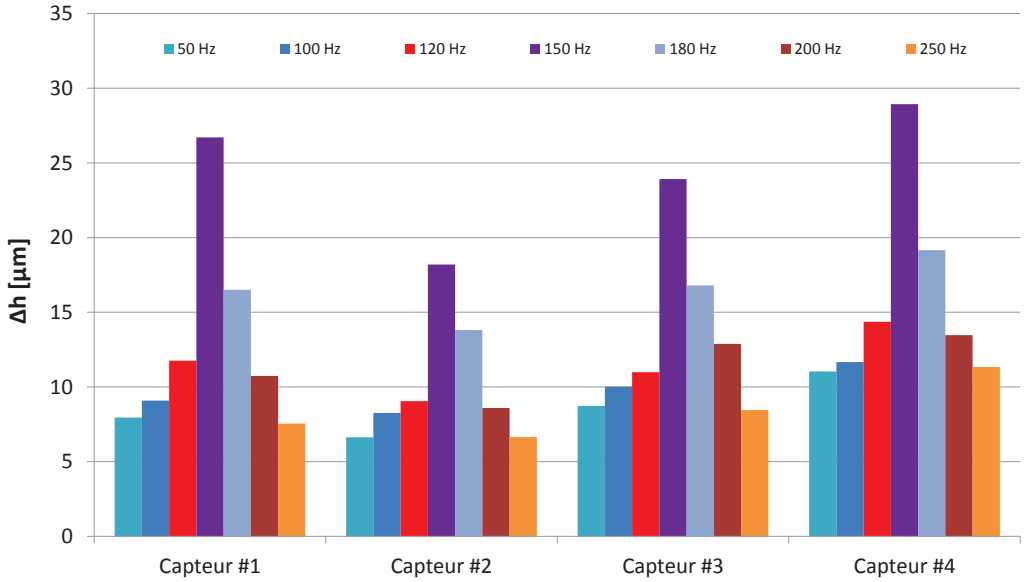
Table V.1 – Détermination expérimentale des fréquences de résonance du film hydrodynamique à partir du modèle *masse-ressort-amortisseur* à 1 DDL ($\omega = 1000Hz$ - $T = 50°$C)

Les fréquences de résonance observées se situant dans le domaine de définition des pulsations moteurs, l'occurrence de phénomène au sein du turbocompresseur serait une source de problèmes (usure accrue des surfaces, nuisances sonores, etc.). Toutefois, la masse oscillante mise en mouvement par les pulsations moteurs en situation réelle correspond à l'arbre, la roue compresseur, la roue turbine, les collets, les spacers ainsi que les joints d'étanchéité. L'ensemble de ces pièces représente une masse comprise entre 200 g et 300 g selon la taille des turbocompresseurs des véhicules légers. Cette diminution de la masse oscillante multiplie la fréquence de résonance du film d'huile par un coefficient compris entre 3.3 et 4. Ainsi, la plus faible fréquence de résonance est repoussée à 400 Hz. Ceci constitue une fréquence supérieure à celles des pulsations moteurs rencontrées sur les moteurs à 4 cylindres et 6 cylindres. Par conséquent, le film hydrodynamique ne peut pas être excité par ces derniers. En revanche, les pulsations des gaz d'échappement d'un moteur à 8 cylindres atteignent cette fréquence pour un régime moteur de 6000 $tr.min^{-1}$. Ceci réduit fortement le risque de rencontrer ce phénomène.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés



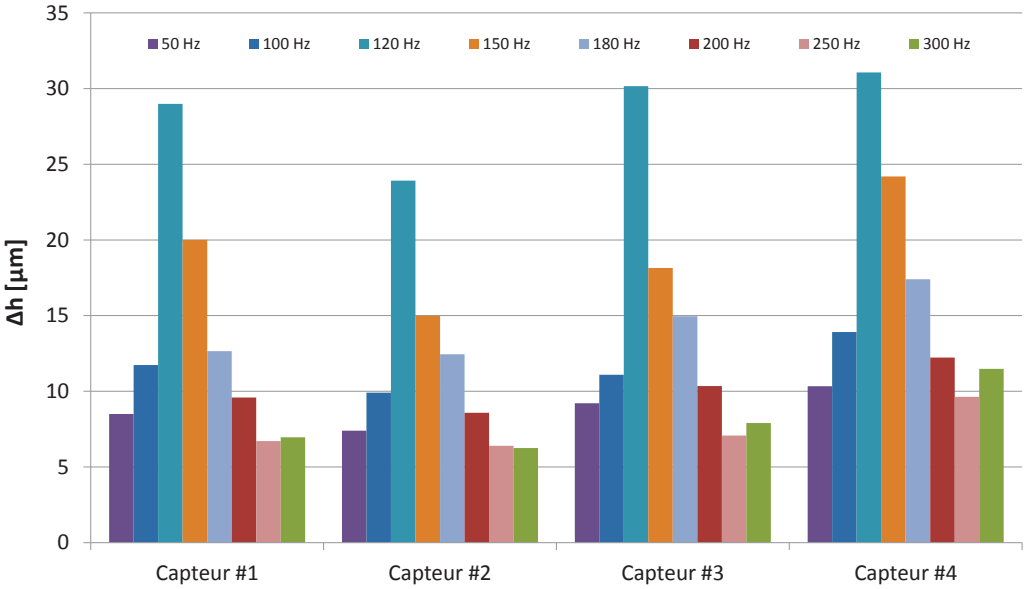
(A) Charges comprises entre $\bar{W} = 0.21$ et $\bar{W} = 0.46$



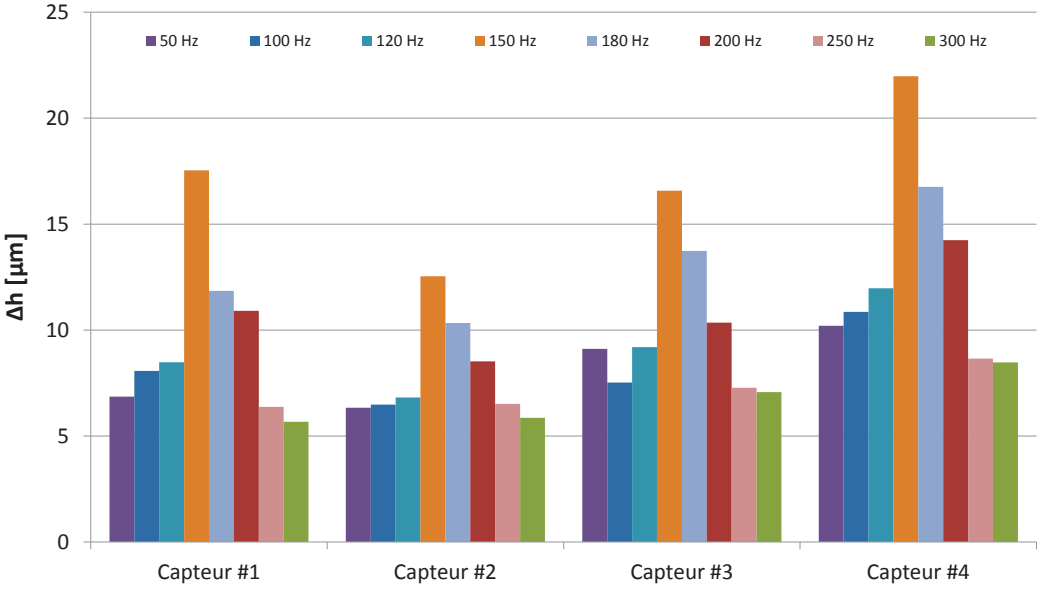
(B) Charges comprises entre $\bar{W} = 0.46$ et $\bar{W} = 0.80$

Figure V.35 – Influence des pulsations moteurs sur la butée A
($\omega = 1000Hz$ $T = 50°C$ $P_{alim} = 4bar$)

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés



(c) Charges comprises entre $\bar{W} = 1.43$ et $\bar{W} = 3.15$



(d) Charges comprises entre $\bar{W} = 3.15$ et $\bar{W} = 5.43$

Figure V.36 – Influence des pulsations moteurs sur la butée A
($\omega = 1000Hz$ $T = 100°\mathrm{C}$ $P_{alim} = 4bar$)

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

V.7 Conclusion

L'analyse des résultats expérimentaux et numériques a clairement mis en évidence l'influence des conditions de fonctionnement (charge, température d'entrée d'huile et vitesse) sur le comportement stationnaire de la butée (épaisseur de film, pertes par frottement, élévation de température et débit).

La réduction de la température d'alimentation et l'augmentation de la vitesse de rotation sont bénéfiques à la capacité de charge et diminuent le risque de contact métal-métal. En revanche, elles constituent des conditions défavorables pour la puissance dissipée dans le contact. Cette dernière est considérablement plus sensible à la température d'entrée de l'huile et la vitesse qu'à la charge axiale appliquée au système.

L'élévation de la température au sein du contact diminue avec l'augmentation de la température d'alimentation et croît avec la charge axiale et la vitesse. À froid, elle est d'autant plus élevée que les dimensions de la géométrie sont importantes. Toutefois, l'inverse est observé à chaud où les butées de faibles dimensions présentent des épaisseurs de film plus critiques.

Le débit d'huile à travers le système est peu sensible à la charge axiale. En revanche, il augmente fortement avec la température et la vitesse.

L'importance des effets dynamiques générés par des variations de charge réalistes telles les pulsations moteurs a été démontrée. Un gain d'épaisseur minimale de film est apporté par l'accélération et la vitesse axiales des parois. Comparé à une étude quasi-stationnaire de manière numérique et expérimentale, le cas transitoire des pulsations moteurs présente une augmentation de l'épaisseur moyenne de film. Il a été montré que la rigidité et l'amortissement du film d'huile sollicité en régime dynamique sont à l'origine d'un phénomène de résonance visible sur le banc d'essai. Toutefois, la masse oscillante d'un turbocompresseur repousse les fréquences de résonances de ces butées au-delà de la plage de fonctionnement des moteurs usuels.

La nécessité de considérer l'inertie du fluide et de la recirculation de l'huile entre deux patins successifs a été démontrée. Les effets inertiels génèrent un gain de capacité de charge maximal de 5% à vitesse maximale sans pénaliser les performances de la butée en termes de dissipation d'énergie.

L'impact de la recirculation sur la qualité de la corrélation de l'ensemble des performances du contact est significatif. L'augmentation de ce coefficient avec la diminution de l'épaisseur de film est clairement visible. Toutefois, la détermination d'un coefficient variable en fonction des conditions de fonctionnement et de la géométrie de la butée est rendue délicate par l'important nombre de paramètres influents. Un taux de recirculation constant de l'ordre de 0.85, voire 0.90, améliore d'ores-et-déjà prédictions numériques.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

Conclusion générale et perspectives

La tendance grandissante de l'optimisation des moteurs thermiques à des fins économiques et environnementales pousse les fabricants de turbocompresseurs à innover davantage en permanence. Parmi les principaux axes de recherche se trouvent les contacts lubrifiés, notamment celui des butées à huile. Toutefois, peu d'études traitent de l'application des butées hydrodynamiques aux turbos. Ainsi, deux problématiques majeures subsistent. La première consiste à analyser l'influence de la rhéologie complexe des huiles de moteurs actuelles sur le *turbo lag* ; la deuxième s'attache à déterminer si l'approche quasi-statique actuelle des pulsations moteurs est suffisante pour représenter l'épaisseur minimale de film durant ces phénomènes dynamiques.

Dans cette étude nous nous sommes proposés de modéliser le contact de la butée à géométrie fixe de turbocompresseurs pour véhicules légers. Un modèle sophistiqué représente de manière macromoléculaire le caractère élastique apporté par les additifs à longues chaînes de polymères introduits dans les huiles actuelles de moteurs. Il s'agit du modèle MPTT. Ce dernier a permis d'analyser l'influence de la viscoélasticité sur les performances de la butée en régime stationnaire et transitoire. La considération de ce modèle, d'une viscosité dépendant de la température et du taux de cisaillement, ainsi que la prise en compte de l'inertie du fluide résultent en une équation de Reynolds Modifiée originale couplée à l'équation de l'énergie.

Par ailleurs, un banc d'essai composant a été développé afin de caractériser et d'analyser le comportement global des butées de faibles dimensions soumises à des sollicitations stationnaires et dynamiques. Ce dispositif permet de contrôler la charge en traction (jusqu'à -100 N) et en compression (jusqu'à 200 N) ainsi que la vitesse de rotation (500 à 2500 Hz) et la température d'alimentation (50°C à 120°C). Il permet également de mesurer l'épaisseur de film, la puissance dissipée, l'élévation de la température dans le contact et le débit en assurant une bonne répétabilité.

Les outils numériques et les moyens expérimentaux développés durant cette étude permettent d'établir les conclusions suivantes :

- ⋆ Numériquement, l'ajout d'additifs à longues chaînes de polymères entraine une réduction de l'énergie dissipée au sein du contact sans pénaliser la capacité de charge. Toutefois, un compromis sur l'étendue de ce caractère viscoélastique doit être trouvé afin de conserver un faible nombre de Deborah permettant de ne pas générer de surmodulations des contraintes de cisaillement et, par conséquent, des pertes de frottement lors des phases transitoires. À défaut d'augmenter la durée des évènements transitoires moteurs, un faible temps de relaxation des huiles moteurs doit être maintenu. Ces effets pouvant mener à la réduction du *turbo lag*, ils doivent être validés expérimentalement en partenariat avec un fabricant d'huile.
- ⋆ L'inertie du fluide est bénéfique à la capacité de charge des butées, sans excéder un gain maximal de 5%. Elle laisse la puissance dissipée dans le contact inchangée.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

- ⋆ En régime stationnaire, la comparaison des résultats expérimentaux et numériques présente une corrélation satisfaisante pour les géométries étudiées. La charge, la température, la vitesse ainsi que les dimensions de la géométrie affectent clairement l'épaisseur de film.
- ⋆ La comparaison des données expérimentales et numériques souligne l'importance du coefficient de recirculation d'huile entre patins successifs. Elle met en évidence la nécessité de déterminer un coefficient variable avec les conditions de fonctionnement et la géométrie considérée. Toutefois, le nombre de paramètres influents s'avère important et la détermination de cette fonction reste délicate. À défaut d'une telle fonction, un coefficient constant compris entre 0.85 et 0.90 est un compromis satisfaisant pour les géométries étudiées.
- ⋆ En régime transitoire, la simulation numérique des pulsations moteurs, c'est-à-dire de charges oscillatoires, laisse les pertes par frottement inchangées. Ainsi, ces conditions limites dynamiques ne contribuent pas au phénomène de turbo lag. Toutefois, la simulation numérique des pulsations moteurs prédit un gain de capacité de charge provenant de la vitesse et l'accélération axiales des surfaces par rapport aux cas stationnaires équivalents. Ces résultats sont soutenus expérimentalement par une augmentation de l'épaisseur minimale de film en régime dynamique de près de 50% pour les cas testés. Ceci démontre non seulement le caractère bénéfique des pulsations moteurs à éviter le contact métal-métal mais également la nécessité d'une approche transitoire pour l'étude de phénomènes dynamiques aux variations de charge soudaines. Par conséquent, ceci est également applicable au cas des levées de pied, des ouvertures de *wastegaste*, de vannes de géométrie variable, etc.

Les perspectives à ce travail sont nombreuses :

- ⋆ La détermination d'une loi de variation du coefficient de recirculation basée sur des données expérimentales recueillies pour de multiples conditions de fonctionnement est une voie à explorer afin de réaliser des simulations plus réalistes.
- ⋆ L'implémentation d'un schéma numérique implicite pourrait permettre une réduction du temps de calcul des cas dynamiques actuels en augmentant les pas de temps.
- ⋆ L'étude de l'influence des additifs améliorateurs d'indice de viscosité sur les pertes par frottement des butées de turbos pourrait être entreprise avec l'industrie des fabricants d'huile afin de critiquer les résultats numériques obtenus dans nos travaux.
- ⋆ Sur le banc d'essai, l'amélioration de l'équilibrage du driver serait rendue possible par la conception de nouveaux éléments tournants pré-contraignant son roulement à billes sans montage préalable de la cartouche. Cette configuration devrait permettre d'atteindre des vitesses de rotation supérieures à 2500 Hz sans excéder $2g$.
- ⋆ L'élaboration d'un dispositif permettant de lever la cartouche réduirait le mésalignement du contact. Pour cela, l'utilisation d'un système filaire fixé sur le chariot contre-balancerait l'effet de la gravité tout en évitant les frottements lors des déplacements axiaux.
- ⋆ La possibilité de reproduire des rampes de vitesse réalistes constituerait une amélioration importante du banc d'essai. Les principales caractéristiques techniques d'un tel système reposent sur sa vitesse de rotation maximale, sa contrôlabilité et son équilibrage. Notons que l'utilisation d'un moteur électrique calibré constituerait un moyen de mesurer les pertes de puissance du système (lequel remplacerait la méthode enthalpique)

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

Annexes

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

Annexe A

Théorie des réseaux de polymères

Cette annexe est basée sur les travaux effectués par Bird et al. également expliqués dans les thèses de Pascal Ehret et Anne Amblard.

A.1 Description du réseau et hypothèses

Les théories des réseaux de polymères pour les matériaux macromoléculaires considèrent les liaisons chimiques entre les molécules, telles les jonctions qui relient - définitivement - deux molécules entre elles.

Dans le cas de la théorie des réseaux de polymères appliquée aux fluides (solutions concentrées en polymères), ces liaisons intermoléculaires sont supposées non permanentes. Au contraire, elles sont considérées comme perpétuellement détruites et reconstituées. Toutefois, le principe de la théorie reste le même que pour les solides. Il fonde les interactions entre molécules de polymères sur leur enchevêtrement et la coordination momentanée du mouvement des chaînes de polymères reliées entre elles par des jonctions. Dans cette théorie, le processus moléculaire de la destruction et la reconstitution des chaînes de polymères n'est pas décrit. L'absence de cette description constitue une limite de la théorie des réseaux mais une évaluation plus fine de ces processus moléculaires porterait atteinte à la généralité et la simplicité de cette théorie.

L'enchevêtrement des molécules de polymères au sein du solvant varie au cours du temps ainsi que dans sa complexité. Afin de simplifier la théorie des réseaux pour le cas des fluides, la configuration macromoléculaire du réseau doit être idéalisé. Ainsi on fait l'hypothèse que :

- toute chaîne de polymère dite *parasite*, c'est-à-dire orpheline de toute connexion à une autre chaîne par l'intermédiaire d'une jonction, est négligée
- toute chaîne connectée à une unique jonction, c'est-à-dire possédant une extrémité lâche, est négligée

Par conséquent, le réseau est exclusivement constitué de segments, c'est-à-dire une portion de chaîne dont les extrémités sont connectées à d'autres chaînes.

Les théories des réseaux appliqués aux solides et aux liquides présentent 6 hypothèses communes :

1. Une solution concentrée de polymères peut être représentée par un réseau macromoléculaire idéalisé dont les interactions polymère-polymère sont uniquement localisées aux noeuds reliant leurs chaînes

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

2. La solution de polymères est supposée incompressible, c'est-à-dire soumise à déformation à volume constant
3. Le mouvement des noeuds de jonctions est supposé affine et leur mouvement thermique est négligé
4. Pour chaque segment, la fonction de distribution dans l'espace des phases d'une particule est à l'équilibre à chaque instant
5. La solution de polymères est soumise soit à une déformation homogène, soit à un écoulement homogène
6. Chaque segment du réseau peut être représenté par une chaîne gaussienne

Ces six hypothèses ne peuvent pas être modifiée sans altérer la base de la théorie des réseaux. En plus de ces six hypothèses s'ajoutent quatre hypothèses supplémentaires pour les fluides :

7. Au cours de l'écoulement, des segments sont perdus et créés. À chaque instant, le réseau consiste en un ensemble de segments doté d'une distribution d'âge
8. La contrainte est considérée comme la somme des contributions de chaque segment existant à l'instant courant, certains ayant été créés aux instants précédents
9. La fonction de distribution des segments au moment de leur création est considérée identique à la fonction de distribution d'un segment non contraint à l'équilibre. La distribution gaussienne des segments nouvellement formés est parfois désignée par le terme *wall distribution*
10. Les segments peuvent être caractérisés par un entier naturel i indiquant leur *complexité*

Ayant peu de connaissances sur la destruction et la reconstitution des enchevêtrements des chaînes de polymères dans un fluide, la théorie se concentre sur les segments. Il est supposé que plusieurs sortes d'enchevêtrements existent et correspondent à autant de degrés de permanance. Chaque degré de permanance peut être décrit par un indice de complexité i qualifiant le segment concerné. Au contraire, dans le cas des solides, tous les segments possèdent le même degré de permanance puisqu'ils sont tous permanents.

A.2 Fonctions de distribution

On suppose que le nombre de chaînes de polymères est suffisamment élevé pour constituer un réseau uniforme dans le solvant à chaque instant.

La fonction de distribution $\psi_i(\vec{r}, t)$ est telle que $\psi_i(\vec{r}, t)dr$ représente le nombre de chaînes par unité de volume ayant i sous-unités (ou i-chaînes) de longueur l_i, avec $\vec{r}$ le vecteur orientés entre les deux extrémités de la chaîne à l'instant t.

A.3 Équation d'équilibre

Le mouvement d'écoulement de la solution crée une déformation du réseau ainsi qu'une perte de jonctions permettant l'enchetrêment des chaînes (et, par conséquent, une perte de segments par l'apparition de segments orphelins et d'extrémités lâches), accompagnée de la constitution de nouvelles jonctions et nouveaux segments.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

L'équation d'équilibre de la fonction de distribution de chaînes composées de i segments entrant ou sortant d'une unité de volume dans un intervalle de temps dt est :

$$\frac{d\psi_i}{dt} = -\frac{\partial}{\partial r}(\psi_i \dot{\vec{r}}) + k_i + l_i \tag{A.1}$$

où k_i est le taux de formation de i-chaînes et l_i leur taux de disparition.

A.4 Taux de disparition

En supposant que les probabilités qu'un segment disparaisse à l'instant t sont les mêmes pour tous les autres segments, on peut écrire :

$$l_i = h_i \psi_i$$

où h_i dépend de la longueur du segment, de sa configuration et des paramètres locaux de l'écoulement.

A.5 Taux de formation

Basé sur l'hypothèse 9 et en supposant que le taux de formation de nouveaux segments ne dépend pas directement du temps, on écrit :

$$k_i = g_i \psi_{i,0}$$

où g_i dépend des mêmes variables que h_i et où l'indice 0 représente l'état d'équilibre.

Si l'on suppose que l'écoulement peut réduire le taux de formation, il vient :

$$k_i = g_i \psi_{i,0} - \alpha_i \psi_i$$

où α_i dépend des mêmes variables que h_i et g_i.

Par ailleurs, à l'équilibre, le taux de formation est égal au taux de disparition :

$$h_{i,0} = g_{i,0} - \alpha_{i,0}$$

d'où

$$h_i = (g_i - \alpha_i) + p_i$$

avec p_i la différence entre les segments disparus et les segments nouvellement créés, i.e. $p_{i,0} = 0$

A.6 Équation du mouvement

En accord avec l'hypothèse 3 supposant un mouvement affine des jonctions, il apparaît que les segments ont également un mouvement affine. Leur équation du mouvement donne :

$$\dot{\vec{r}} = L.\vec{r}$$

où L est le tenseur du gradient de vitesse de l'écoulement.

Cependant, Phan-Thien et Tanner suggèrent que cette hypothèse devrait être modifiée [Phan-Thien and Tanner, 1977]. Ils considèrent que les segments suivent un mouvement qui n'est pas

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

affine afin de représenter l'incapacité des jonctions à suivre parfaitement le mouvement macroscopique imposé par le solvant. Ils introduisent un vecteur de vitesse de glissement $\vec{\tilde{v}}_j$ pour les jonctions j. Le mouvement d'une jonction j_1 représentée par $\vec{x}_{j_1}$ peut s'écrire :

$$\dot{\vec{x}}_{j_1} = \vec{v}_{init} + L\vec{x}_{j_1} - \vec{\tilde{v}}_{j_1}$$

Si un segment relie cette première jonction à une deuxième jonction j_2, on a :

$$\dot{\vec{x}}_{j_2} = \vec{v}_{init} + L\vec{x}_{j_2} - \vec{\tilde{v}}_{j_2}$$

Puisque le vecteur de ce segment s'écrit $\vec{r} = \vec{x}_{j_2} - \vec{x}_{j_1}$, on obtient :

$$\begin{aligned} \dot{\vec{r}} &= L.\vec{r} - [\vec{\tilde{v}}_{j_2} - \vec{\tilde{v}}_{j_1}] \\ &= L.\vec{r} - (\nabla\vec{\tilde{v}})^T\vec{r} \\ &= \mathcal{L}.\vec{r} \end{aligned}$$

où $\mathcal{L}$ est la transposée du gradient de vitesse effective.

Finalement, le tenseur de glissement $(\nabla\vec{\tilde{v}})^T$ s'exprime comme :

$$(\nabla\vec{\tilde{v}})^T = \frac{1}{2}\xi\dot{\gamma}$$

avec ξ le paramètre de glissement entre le solvant et le réseau de polymère et $\dot{\gamma}$ le tenseur des taux de cisaillement.

Il est désormais possible de reformuler l'équation d'équilibre A.1 comme suit :

$$\frac{d\psi_i}{dt} = -\frac{\partial}{\partial r}(\mathcal{L}\vec{r}\psi_i) + g_i(\psi_{i,0} - \psi_i) - p_i\psi_i \tag{A.2}$$

A.7 Équation d'équilibre des segments

En intégrant l'équation d'équilibre A.2 sur l'espace de configuration, une équation cinétique exprimant le nombre de segments contenus dans un volume étudié est obtenue. Pour ce faire, on suppose que g_i et p_i dépendent tout au plus de la valeur moyenne de r^2. Il vient :

$$N_i + \frac{1}{g_i + p_i}\frac{dN_i}{dt} = \frac{g_i}{g_i + p_i}N_{i,0}$$

avec $N_i = \int \psi_i d^3r$, $g_i = g_i(< {r_i}^2 >)$ et $p_i = p_i(< {r_i}^2 >)$

A.8 Équation de contraintes d'un segment

En multipliant l'équation d'équilibre A.2 et le dyadique $r_j r_k$ avant de l'intégrer sur l'espace de configuration, on parvient à l'expression :

$$\frac{\mathcal{D}}{\mathcal{D}t} < r_j r_k >= \frac{N_{i,0}}{N_i} g_i(< r_{j,0} r_{k,0} > - < r_j r_k >) \tag{A.3}$$

avec $\frac{\mathcal{D}}{\mathcal{D}t} = \frac{d}{dt}() - \mathcal{L}.() - ().\mathcal{L}^T$ l'opérateur différentiel non-affine.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

En supposant le fluide incompressible (hypothèse 2), les contraintes sont déterminées par une pression isotropique arbitraire p_i. D'où :

$$S_{jk_i} = \sigma_{jk_i} + p_i \delta_{jk}$$

où p_i donne $S_{jk_i} = 0$ à l'équilibre.

Dans cette expression, on cherche à exprimer les contraintes σ_{jk_i}. La longueur d'une chaîne i étant ℓ_i, la cinématique moléculaire donne :

$$\sigma_{jk_i} = N_i \int_{r^3} \frac{3kT}{{\ell_i}^2} r_j r_k \psi_i d^3 r$$

avec k la constante de Boltzmann et T la température.

On obtient finalement :

$$S_{jk_i} = N_i \frac{3kT}{{\ell_i}^2} (< r_j r_k > - < r_{j,0} r_{k,0} >)$$

A.9 Fonction de distribution des segments à l'instant initial

Afin d'obtenir une expression de $< r_{j,0} r_{k,0} >$, il est nécessaire de définir une fonction de distribution des segments à l'instant initial considéré comme l'équilibre. On suppose que l'état initial des contraintes est isotropique. On fait également l'hypothèse que la fonction de distribution $\psi_{i,0}$ est de la forme suivante :

$$\psi_{i,0} = (\frac{3}{2\pi {\ell_i}^2})^{3/2} exp(-\frac{3}{2{\ell_i}^2} r^2)$$

où

$$< r_{j,0} r_{k,0} >= \frac{1}{3} {\ell_i}^2 \delta_{jk}$$

avec δ_{jk} le coefficient de Kronecker.

En introduisant l'expression des contraintes dans l'équation des contraintes A.3, il est possible d'obtenir l'équation de comportement du matériau :

$$\frac{1}{g_i p_i} \frac{\mathcal{D} S_i}{\mathcal{D} t} + S_i = \frac{N_i kT}{g_i p_i} 2(1-\xi) D$$

Suivant l'hypothèse 8, la somme des contraintes S_i donne les contraintes totales dans le matériau $S = \sum S_i$.

Le temps de relaxation du modèle est défini par :

$$\lambda_i = \frac{1}{g_i + p_i}$$

A.10 Modèle de Phan-Thien et Tanner

Phan-Thien et Tanner introduisent implicitement deux hypothèses supplémentaires à l'évolution du réseau au cours du temps :

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

– le taux de variation du nombre de segments est supposé évoluer lentement :

$$\frac{dN_i}{dt} \cong 0 \qquad \text{et} \qquad N_i \cong \frac{g_i}{g_i + p_i} N_{i,0}$$

– le rapport de g_i sur $g_i + p_i$ est supposé constant au cours de l'écoulement :

$$\frac{g_i}{g_i + p_i} = constante$$

Le comportement du fluide est donné par :

$$S = \sum S_i$$

et

$$\lambda_{i,0} \frac{\mathcal{D}S_i}{\mathcal{D}t} + \mathcal{H}(< {R_i}^2 >) S_i = 2G_{i,0}\lambda_{i,0}D$$

où $G_{i,0}$ et $\lambda_{i,0}$ sont respectivement le module de cisaillement et le temps de relaxation de la configuration à l'équilibre. On a :

$$G_{i,0} = \frac{g_i}{g_i + p_i}(1 - \xi) N_{i,0} kT$$

$$\lambda_{i,0} = \frac{1}{g_{i,0} + p_{i,0}}$$

La fonction scalaire $\mathcal{H}(< {R_i}^2 >)$ est sans dimension et peut s'écrire :

$$\mathcal{H}(< {R_i}^2 >) = \frac{g_i + p_i}{g_{i,0} + p_{i,0}} = \mathcal{H}(trS_i) = 1 + \frac{\epsilon trS_i}{G_{i,0}}$$

dans le cas linéarisé, ou encore

$$\mathcal{H}(< {R_i}^2 >) = \mathcal{H}(trS_i) = exp(\frac{\epsilon trS_i}{G_{i,0}})$$

sous forme exponentielle.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

Annexe B

Écoulement de Poiseuille

On considère l'écoulement plan d'un fluide Newtonien entre deux plaques parallèles infinies. L'origine du système de coordonnées (Ox,Oy) est le centre de la plaque inférieure, comme l'illustre la Figure B.1.

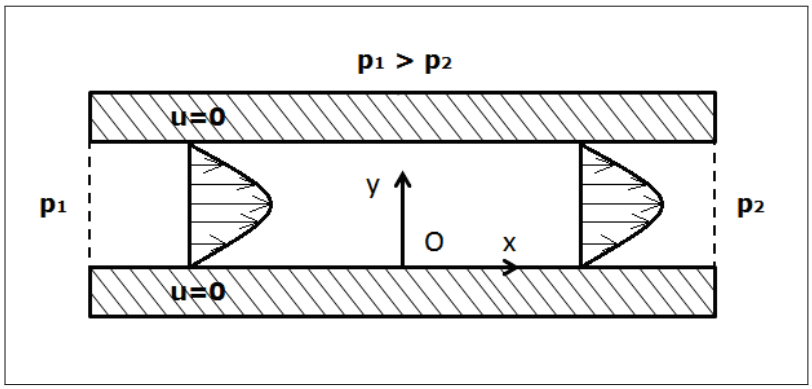


Figure B.1 – Principe de l'écoulement de Poiseuille entre deux plaques parallèles

On utilise les hypothèses de la théorie des films minces. Les effets d'inertie du fluide sont négligés ainsi que les effets de bords. Le principe fondamental de la dynamique permet d'écrire :

$$0 = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y} \tag{B.1}$$

$$0 = -\frac{\partial p}{\partial y} \tag{B.2}$$

La théorie des films minces suppose que la dimension caractéristique dans la direction de l'épaisseur de film est très faible devant les dimensions caractéristiques des autres directions de l'écoulement. Pour un fluide Newtonien, il s'en suit :

$$\sigma_{xy} = \eta \frac{\partial u}{\partial y}$$

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

En intégrant l'équation (B.1) deux fois par rapport à y et en considérant des conditions de non-glissement aux parois, l'expression de la vitesse de l'écoulement de Poiseuille est obtenue :

$$u(x,y,t) = \frac{1}{2\eta_m}\frac{\partial p}{\partial x}\left(y^2 - hy\right) \tag{B.3}$$

où η_m représente la viscosité du fluide moyennée selon l'épaisseur de film.

L'intégration de l'équation (B.3) par rapport à la variable y et l'utilisation de l'équation (B.2) fournit l'expression du débit suivante :

$$\begin{aligned} Q(x) &= \int_0^h u(x,y,t)dy \\ &= -\frac{h^3}{12\eta_m}\frac{\partial p}{\partial x} \\ &= U_1 h \end{aligned}$$

d'où l'obtention du profil de vitesse selon l'axe (Ox) dans le cas d'un fluide Newtonien soumis à un gradient de pression entre deux plans parallèles :

$$u(x,y,t) = 6U_1\left(hy - y^2\right) \tag{B.4}$$

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

Annexe C

Mésalignement du contact

Le contact de chaque butée testée sur le banc d'essai est soumis à un mésalignement dû à l'inclinaison de l'axe de la cartouche sous l'effet de son propre poids ainsi qu'aux balourds de l'arbre du driver. Ce mésalignement est mesurable lors des essais stationnaires et transitoires.

Cette annexe détaille la présence de ce phénomène dans les données expérimentales brutes recueillies sur le banc d'essai et moyennées dans les résultats présentés au Chapitre V.

C.1 Disposition des capteurs de déplacement

La position de chaque capteur de déplacement est répertoriée afin d'analyser le mésalignement. La Figure C.1 illustre ce positionnement circulaire. Tout mésalignement enregistré par les capteurs devrait être perçu à tour de rôle par chacun des capteurs.

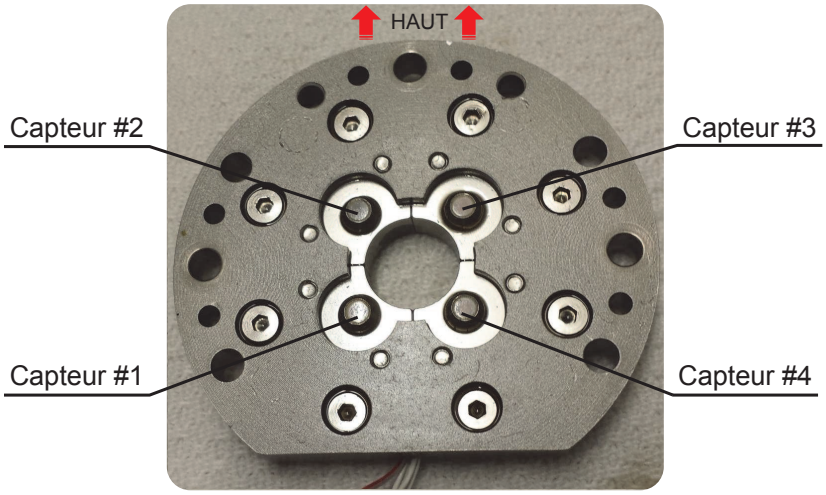


Figure C.1 – Répartition des capteurs de déplacement face à la cible

C.2 Mesures du mésalignement - Test stationnaire

Conformément à nos attentes, la Figure C.2 montre que les pics d'épaisseur de film détectés par les capteurs sont décalés d'un déphasage constant égal à $\pi/2$. Ceux-ci sont successivement

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

parcourus par les quatre capteurs dans le sens de rotation du driver, conformément à leur disposition circulaire. La fréquence de ces oscillations concorde avec la fréquence de rotation du driver, ce qui confirme qu'elle provient du mésalignement du contact.

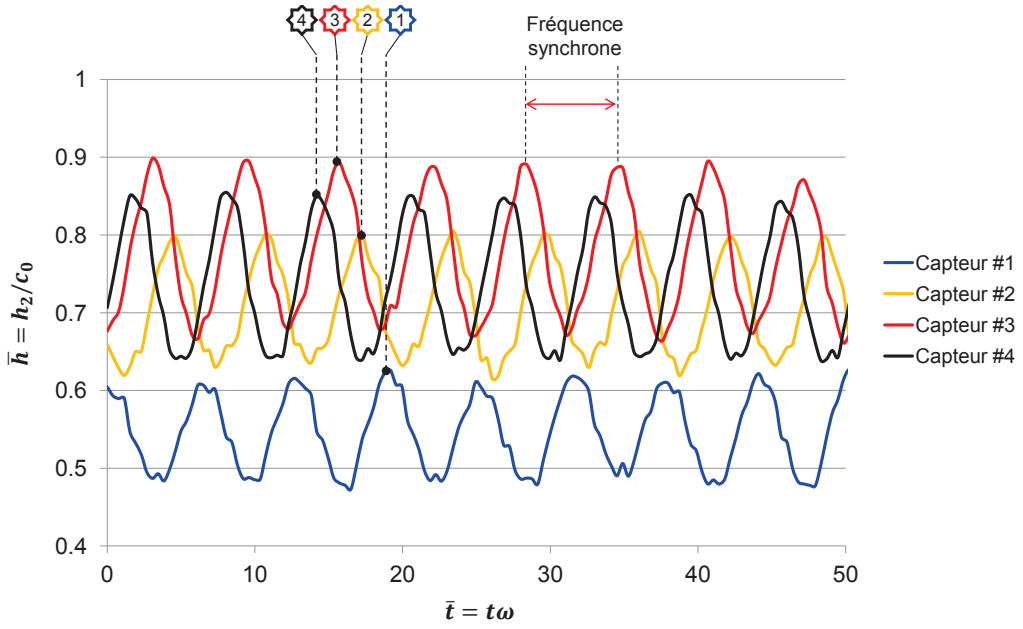


Figure C.2 – Détection du mésalignement par les capteurs de déplacement
Butée A - $\omega = 1000Hz$ - $T = 50°C$ - $\bar{W} = 0.084$

Quant à l'amplitude des variations observées, bien que le basculement de la cartouche sous l'effet de son poids propre tende à diminuer l'écart entre les capteurs #2, #3 et la cible aluminium, cette tendance n'apparaît pas dans les données. Notons que pour une température de 50°C et une faible charge axiale, l'amplitude de variations des déplacements axiaux oppose les capteurs #1 et #3. Tandis que le premier capteur connaît des variations minimales d'épaisseur, le capteur opposé #3 enregistre des variations maximales. Il en est de même à charge axiale plus élevée.

C.3 Mesures du mésalignement - Test dynamique

La Figure C.3 présente le mésalignement perçu par le capteur #1 lors de la reproduction des pulsations moteurs. Le cas présentés concerne la butée A soumise successivement à deux fréquences de pulsations moteurs de 100 Hz et 180 Hz.

On observe distinctement deux fréquences d'oscillation de la réponse multi-sinusoïdale. Les deux signaux de distance mesurée par les capteurs présentent une fréquence d'oscillation élevée ainsi qu'une plus faible. La plus faible (100 Hz et 180 Hz) correspond à la fréquence de la charge axiale imposée à la butée lors du test. Quant à la fréquence la plus élevée (1000 Hz), il s'agit de la fréquence de rotation du driver. Cette courte période d'oscillation correspond par conséquent au mésalignement de la butée et des collets. Pour cette raison, les résultats présentés précédemment dans cette étude sont filtrés afin de ne conserver que la réponse dûe au signal d'entrée.

Sur cette Figure reffig :pulsmesal, on observe par ailleurs la baisse de l'amplitude de déplacement des surfaces avec l'augmentation de la fréquence d'oscillation.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

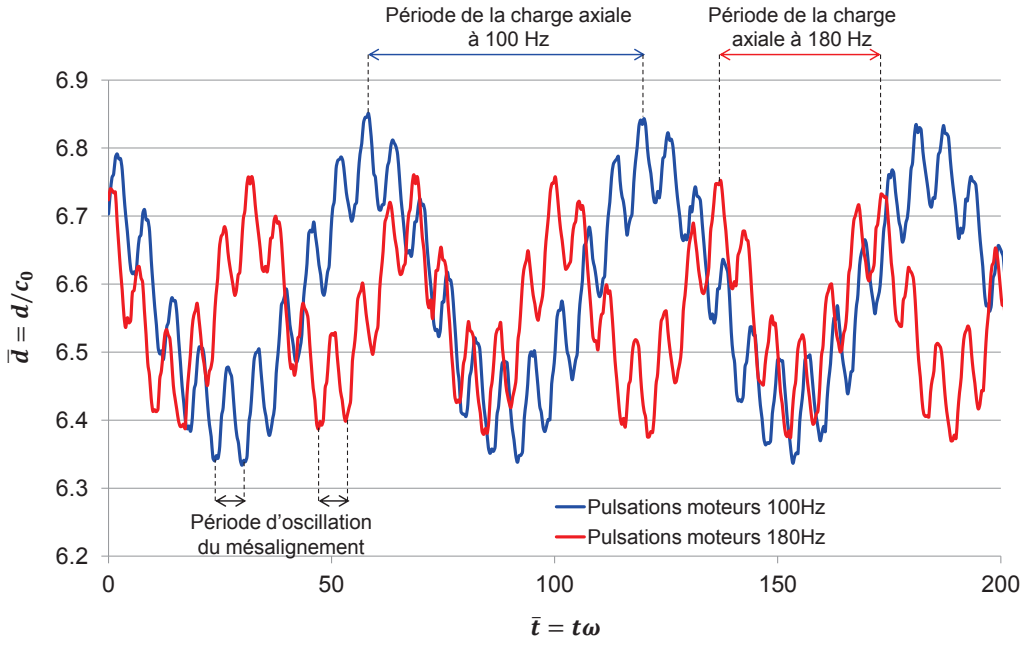


Figure C.3 – Mesures de mésalignement durant la reproduction de pulsations moteurs
Butée A - $\omega = 1000Hz$

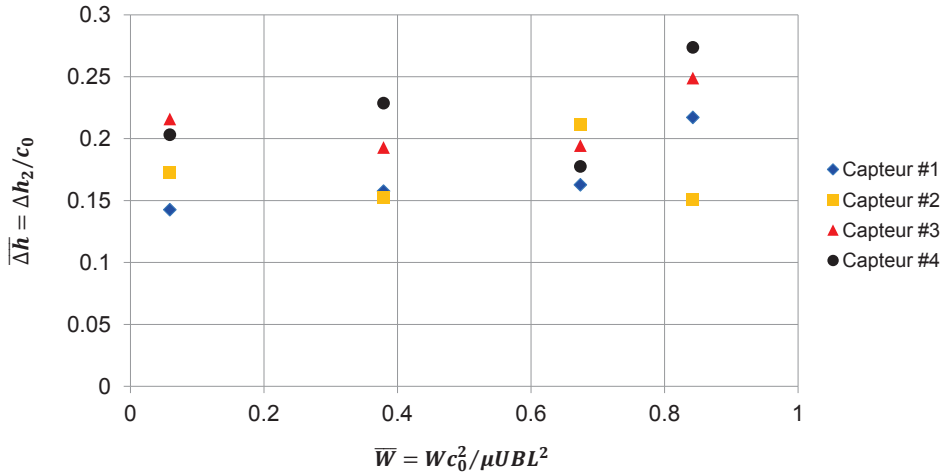
C.4 Influence de la température

La Figure C.4 présente l'amplitude du mésalignement en régime stationnaire pour deux températures et des niveaux de charges variés.

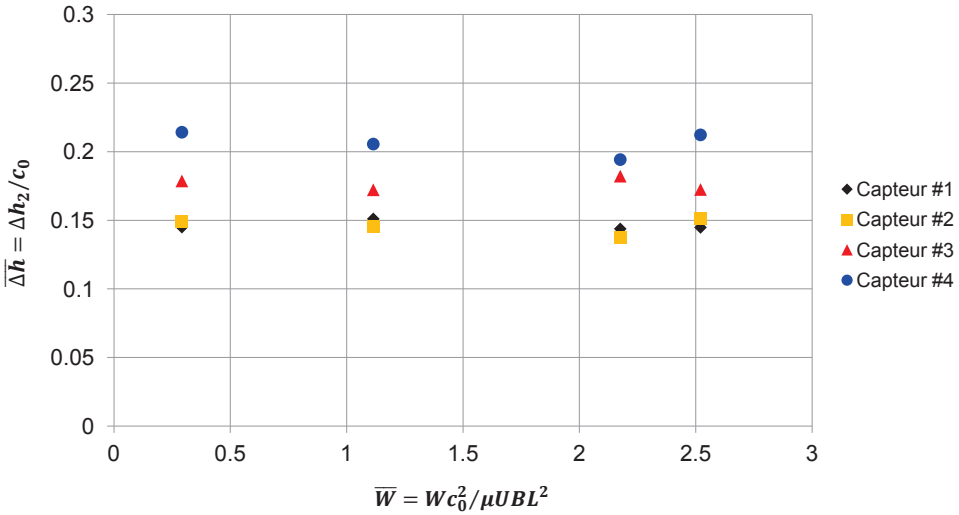
Il apparaît qu'à faible température, aucune tendance se dégage des résultats expérimentaux en fonction de la variation de la charge (Fig.C.4a). Les variations sont chaotiques et le mésalignement ne diminue pas avec l'augmentation de l'effort axial.

À température plus élevée, le mésalignement reste indépendant de la charge (Fig.C.4b). Son amplitude à 100°C est similaire au mésalignement à 50°C. On constate que les capteurs #2 et #4, diamétralement disposés sur leur support (Fig.C.1), détectent respectivement le minimum et le maximum du mésalignement.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés



(a) 50°C



(b) 90°C

Figure C.4 – Influence de la température sur le mésalignement pour différentes charges
Butée A - $\omega = 1000Hz$

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

Bibliographie

Ahmed, S. (2008). *Contribution à l'étude des effets thermiques et des déformations dans les butées hydrodynamiques à géométrie fixe.* PhD thesis, Université de Poitiers, France.

Amblard, A. (2006). *Contribution à l'étude du comportement d'une endoprothèse aortique abdominale. Analyse des endofuites de type I.* PhD thesis, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, France.

Andres, L. S. (2009). Internal testing report. Technical report, Texas A&M University, Mech. Eng. Dept.

Arghir, M., Alsayed, A., and Nicolas, D. (2002). The finite volume solution of the Reynolds equation lubrication with film discontinuities. *International J. of Mechanical Sciences*, 44 :2119–2132.

Ayel, J. (2002). Additifs à action physique ou physiologique. *Technique de l'Ingénieur*, BD3(BM5354) :18.

Ayel, J. and Born, M. (1998). *Lubrifiants et fluides pour l'automobile.* Editions Technip.

Azim, A., Nasser, A., Ahmed, N., Kafrawy, A., and Kamal, R. (1994). Multifunctional additives viscosity index improvers, pour point depressants and dispersants for lube oil. *Petroleum Science and Technology*, 27 :20–32.

Barnes, H. (2002). A review of the rheology of filled viscoelastic systems. *Rheology Reviews*, Glasgow : British Society of Rheology :pp.1–36.

Bates, T., Williamson, B., Spearot, J., and Murphy, C. (1986). A correlation between engine oil rheology and oil film thickness in engine journal bearing. Technical Report 15p., SAE Technical Paper Series.

Benziane, M. M., Liazid, A., Bou-Saïd, B., and Bonneau, O. (2007). An attempt to modelling the crude oils flow in a pipe with the MPTT models. *Eng. Mech.*, 14 :233–248.

Berthe, D., Dowson, D., Godet, M., and Taylor, C. (1987). *Fluid film lubrication - Osborne Reynolds centenary.* Elsevier.

Bertholet, M. (1850). Sur quelques phénomènes de dilatation forcées des liquides. *Ann. Cim. Phys.*, 30 :97–155.

Bertrand, J. (1983). *Agitation des fluides visqueux, cas de mobiles à pales, d'ancres et de barrières.* PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, France.

Bird, R., Curtiss, C., Armstrong, R., and Hassager, O. (1987). *Dynamics of polymeric liquids - Volume 2 : Kinetic theory, 2nd edition.* New-York : John Wiley and Sons.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

Boncompain, R. (1984). *Les paliers lisses en régime thermohydrodynamique : Aspects théoriques et expérimentaux*. PhD thesis, Université de Poitiers, France.

Boncompain, R. and Frêne, J. (1978). Modification de la portance due à l'effet thermique dans les paliers lisses : détermination des cartes de température. *Mécanique, Matériaux, Electricité, Revue du G.A.M.I.*, 347-348 :467–474.

Bouyer, J., Henry, Y., and Fillon, M. (2014). Experimental analysis of the transient performance of thrust bearings during start-up : Comparison between flat-land, tapered-land and textured thrust bearings. In *Proc. 69th STLE Annual Meeting & Exhibition*, pages 1–3, Lake Buena Vista, FL, USA, May 18-22.

Braun, M. and Hannon, W. (2010). Cavitation formation and modeling for fluid film bearings : A review. *Proc. IMechE, Part J : J. Engineering Tribology*, 224 :839–863.

Capitao, J. (1976). Performance characteristics of tilting-pad thrust bearing at high operating speeds. *ASME J. Tribol.*, 98(1) :81–88.

Capitao, J., Gregory, R., and Whitford, R. (1976). Effects of high-operating speed on tilting-pad thrust bearing performance. *ASME J. Tribol.*, 98(1) :73–79.

Castrol (2004). SLX Longlife II SAE 0W-30. (disponible sur `http://msdspds.castrol.com/bpglis/FusionPDS.nsf/Files/E41E149AB72737FD802577ED00480C48/$File/BPXE-85KPG2_0.pdf`).

Cristea, A., Bouyer, J., Fillon, M., and Pascovici, M. (May, 2015). Transient pressure and temperature fields measurements in a lightly loaded circumferential groove journal bearing from start-up to steady-state thermal stabilization. In *Proc. 70th STLE Annual Meeting & Exhibition*, Dallas, TX, USA.

Crochet, M. and Walters, K. (1993). Computational rheology : A new science. *Endeavour*, 2(17) :64–77.

Cross, M. (1965). Rheology of non-Newtonian fluids : A new flow equation for pseudoplastic systems. *J. Colloid Sci.*, 5(20) :417–437.

Dadouche, A. (1998). *Étude des phénomènes thermiques dans les butées hydrodynamiques*. PhD thesis, Universités de Poitiers, Poitiers, France.

De Araujo, P. (2014). RSA FH27 test results. GT-Power simulation tool, Honeywell Turbo Technologies, Thaon-les-Vosges, France.

Dealy, J. M. (2010). Weissenberg and Deborah numbers - Their definition and use. *Rheology Bulletin*, 79(2) :14–18.

Deligant, M., Podevin, P., and Descombes, G. (2012). Experimental identification of turbocharger mechanical friction losses. *Energy*, 39 :388–394.

Dobrica, M. and Fillon, M. (2005a). Reynolds' model suitability in simulating Rayleigh step bearing thermohydrodynamic problems. *Tribology Transactions*, 48 :522–530.

Dobrica, M. and Fillon, M. (Sept. 2005b). Thermohydrodynamic behavior of a slider pocket bearing. In *Proceedings of WTC2005, World Tribology Congress III, WTC2005-63479*, Washington, D.C.,USA.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

Doo, R., C.M., and Rodkiewicz (1985). Thermal effects in an accelerating thrust bearinf. *Wear*, 105 :77–88.

Dowson, D. (1962). A generalized Reynolds equation for fluid-film lubrication. *Int. Journal. Mech. Sc.*, 4 :159–170.

Dowson, D., Hudson, J., Hunter, B., and March, C. (1967). An experimental investigation of thermal equilibrium of steady loaded journal bearings. In *Proc. IMechE (101,3B)*, pages 70–80.

Ehret, P. (1993). *Contribution à l'étude du comportement des mécanismes lubrifiés sous chargements transitoires.* PhD thesis, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, France.

Ettles, C. (1967). Solutions for flow in a bearing groove. In *Proc. IMechE (101,3B)*, pages 120–131.

Ettles, C. and Cameron, A. (1968). Consideration of flow across a bearing groove. *ASME Journal of lubrication technology*, 90 :132.

Ettles, C. M. (1982). Transient thermoelastic effects in fluid film bearings. *Wear*, 79 :53–71.

Ferron, J. (1982). *Contribution à l'étude des phénomènes thermiques dans les paliers hydrodynamiques.* PhD thesis, Université de Poitiers, France.

Ferron, J., Frêne, J., and Boncompain, R. (1983). A study of the thermohydrodynamic performance of a pain journal bearing - Comparison between theory and experiments. *ASME Journal of Tribology*, 105 :422–428.

Fessler, R. and Feske, G. (1999). Multiyear program plan : reducing friction and wear in heavy vehicles. *U.S. Departement of Energy, Office of heavy vehicle technologies, Workshop report*, page 60p.

Frêne, J. (1978). Tapered land thrust bearing operating in both laminar and turbulent regimes. *ASLE Transactions*, 21 :243–249.

Frêne, J. (1995). Butées et paliers hydrodynamiques. *Techniques de l'Ingénieur*, B5320(Génie mécanique) :38pp.

Frêne, J., Nicolas, D., Degueurce, B., Berthe, D., and Godet, M. (1997). *Lubrification hydrodynamique. Paliers et Butées.* Eyrolles.

Giakoumis, E. (2010). Lubricating oil effects on the transient performance of a turbocharged diesel engine. *Energy*, 35 :864–873.

Groves, C. (2005). Thrust bearing test rig - load capacity test. Laboratory test instructions TI-278, Honeywell Turbo Technologies.

Gumbel, L. (1914). Das Problem der Lagerreibung. *Mon. Berl. Bezirksverein*, 5 :87–104 & 109–120.

Gwynllyw, D. and Phillips, T. (2008). The influence of Oldroyd-B and PTT lubricants on moving journal bearing systems. *J. Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 150 :196–210.

Henry, Y. (2013). *Analyse expérimentale de l'effet de la texturation des patins sur le comportement des butées hydrodynamiques à géométrie fixe.* PhD thesis, Université de Poitiers, France.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

Heshmat, H. and Artiles, A. (1987). Analysis of starved thrust bearings including temperature effects. *J. Tribol.*, 109(3) :395–401.

Heshmat, H., Artiles, A., and Pinkus, O. (1987). Parametric study and optimization of starved thrust bearings. *Tribology Series*, 11 :105–112.

Heshmat, H. and Pinkus, O. (1986). Mixing inlet temperatures in hydrodynamic bearings. *Journal of tribology*, 108 :231–247.

Hirn, G. (1854). Sur les principaux phénomènes que présentent les frottements médiats, et sur les diverses manières employées au graissage des machines. *Bull. Soc. Ind. de Mulhouse*, XXVI :188–277.

Hoepke, B., Uhlmann, T., Pischinger, S., Lueddecke, B., and Filsinger, D. (2015). Analysis of thrust bearing impact on friction losses in automotive turbochargers. *J. Engineering for Gas Turbines and Power*, 137 :8pp.

Holmberg, K., Andersson, P., and Erdemir, A. (2012). Global energy consumption due to friction in passenger cars. *Tribology International*, 47 :221–234.

Huebner, K. (1974). Solution for the pressure and temperature in thrust bearings operating in the thermohydrodynamic turbulent regime. *ASME, Journal of Lubrication Technology*, 96 :58–68.

ICCT (2014). EU CO2 emission standards for passenger cars and light-commercial vehicles. Policy Update, ICCT.

Khan, S. and Larson, R. (1987). Comparison of simple constitutive equations for polymer melts in shear and biaxial and uniaxial extensions. *Society of rheology*, 31(3) :207–234.

Kingsbury, A. (1933). Heat effects in lubricating films. *Mechanical Engineering*, 55 :685–688.

Kingsbury, A. C. (1944). Heat effects in lubricating films. *Journal of applied mechanics*, 11 :72–76.

Knezević, D. and Savić, V. (2006). Mathematical modeling of changing of dynamic viscosity, as a function of temperature and pressure, of mineral oils for hydraulic systems. *Mech. Eng.*, 4 :27–34.

Lamquin, T. and Gjika, K. (2009). Power losses identification on turbocharger hydrodynamic bearing systems : Test and prediction. In *Proc. ASME Turbo Expo 2009 : Power for Land, Sea and Air*, page 10, Orlando, FL, USA.

Lamquin, T. and Rémy, B. (2014). Influence of misalignment on thrust bearing performances. HTT Engineering Report, Honeywell Turbo Technologies, Thaon-les-Vosges, France.

Longstrup, T., Bennett, P., M.L, M., and W.E., W. (1977). The relationship between engine oil viscosity and engine performance. *ASTM International*, page 108.

Ltd, P. (2015). Viscosity-temperature experimental testing for different engine oil grades. HTT Internal Report ER-15-0855, PowerTrib Ltd.

Maders, H., Vergnes, B., Demay, Y., and Agaasant, J. (1992). Steady flow of a White-Metzner fluid in a 2-D abrupt contraction : computation and experiments. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 45 :63–80.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

McCallion, H., Yousif, F., and Lloyd, T. (1970). The analysis of thermal effects in a full journal bearing. *Journal of Lubrication Technology*, 92 :578–587.

Mikula, A. and Gregory, R. (1983). A comparison of tilting pad thrust bearing lubricant supply methods. *Journal of Lubrication Technology*, 105 :39–45.

Mohamed, M., Naga, H. E., and Meneir, M. (1994). Multifunctional viscosity index improvers. *J. Chem. Tech. Biotechnol.*, 60(3) :283–289.

Neveu, C., Sondjaja, R., Stöhr, T., and Iroff, N. (2012). Lubricant and fuel additives based on Polyalkylmethacrylates. *Polymer Science : A comprehensive reference*, 10 :453–478.

Oliveira, P. and Pinho, F. (1999). Plane contraction flows of upper convected Maxwell and Phan-Thien and Tanner fluids as predicted by a finite-volume method. *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, 88 :63–88.

Oliver, D. (1988). Load enhancement effects due to polymer thickening in a short model journal bearing. *J. of Non-Newtonian Fluid Mech.*, 30 :185–196.

Olsson, F. and Yström, J. (1993). Some properties of the Upper Convected Maxwell model for viscoelastic fluid flow. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 48 :125–145.

Payri, F., Olmeda, P., Arnau, F., Dombrovsky, A., and Smith, L. (2014). External heat losses in small turbochargers : Model and experiments. *Energy*, 71 :534–546.

Phan-Thien, N. and Tanner, R. (1977). A new constitutive equation derived from network theory. *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, 2 :353–365.

Pinkus, O. and Bupara, S. (1979). Adiabatic solutions for finite journal bearings. *ASME Journal of Lubrication Technology*, 101 :492–496.

Praveena, M., Guha, K., Ravishankar, A., Biswas, S., Bain, C., and Jayaram, V. (2014). Total internal reflection Raman spectroscopy of poly(alpha-olefin) oils in a lubricated contact. *RSC Adv.*, 4 :22205–22213.

Reynolds, O. (1886). On the theory of lubrication and its application to Mr. Beauchamp Tower's experiments, including an experimental determination of the viscosity of olive oil. *Phil. Trasn. R. Soc. Lond.*, 177 :157–234.

Richtmyer, R. and Morton, K. (1957). *Difference methods for initial value problems - Second Edition*. Interscience Publications Inc.

Rodkiewicz, C., Venkateswarlu, K., and Gupta, R. (1980). Thrust bearing in time-dependent laminar flow. *Wear*, 63 :381–391.

Scharf, J. (2010). *Extended turbocharger mapping and engine simulation*. PhD thesis, Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen, Germany.

Seebeck, T. (1822). *Über den Magnetismus der galvanischen Kette*. Die Königliche Akadmie der Wissenschaft in Berlin.

Sisko, A. W. (1958). The flow of lubricating greases. *Ind. Eng. Chem.*, 50(12) :1789–1792.

Sommerfeld, A. (1904). Zur hydrodynamischen Theorie der Schmiermittelreibung. *Zeitschrift für Mathematik und Physik*, 50 :97–155.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

Souza de Carvalho, M., Seidl, P., Belchior, C., and Sodré, J. (2010). Lubricant viscosity and viscosity improver additive effects on diesel fuel economy. *Tribology International*, 43 :2298–2302.

Tichy, J. and Bou-Saïd, B. (1991). Hydrodynamic lubrication and bearing behavior with implusive loads. *Tribology Transactions*, 34(5) :505–512.

Tichy, J. and Bou-Saïd, B. (2008). The Phan-Thien and Tanner model applied to thin film spherical coordinates : Applications for lubrication of hip joint replacement. *J. Biomech. Eng.*, 130(2) :021012.

Tung, S. and McMillan, M. (2004). Automotive tribology overview of current advances and challenges for the future. *Tribology International*, 37 :517–536.

Venkateswarlu, K. and Rodkiewicz, C. (1981). Thrust bearing characteristics when the slider is approaching terminal speed. *Wear*, 67 :341–350.

Viet, T. T., Maspeyrot, P., and Frene, J. (Juin 1997). Butée hydrodynamique à deux plans inclinés mésalignée et sous-alimentée. In *Actes du 16ème Congrès Canadien de Mécanique Appliquée*, Laval, Canada.

Walther, C. and McCoull, N. (1921). Viscosity temperature chart. *Lubrication*.

White, J. (1964). Dynamics of viscoelaastic fluids, melts fracture, and the rheology of fiber spinning. *J. Appl. Polym. Sci.*, 8 :2339–2357.

Williamson, B., Walters, K., Bates, T. W., Coy, R. C., and Milton, A. L. (1997). The viscoelatic properties of multigrade oils and their effects on journal-bearing characteristics. *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, 73 :115–126.

Wright, B., Van-Os, N., and Lyons, I. (1983). European activity concerning engine oil viscosity classification - Part IV - The effects of shear rate and temperature on the viscosity of multigrade oils. Technical Report 830027, SAE Technical Paper Series.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés

FOLIO ADMINISTRATIF

THÈSE SOUTENUE DEVANT L'INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUÉES DE LYON

NOM : REMY DATE de SOUTENANCE : 9 Décembre 2015

Prénoms : Benoit

TITRE : Caractéristiques d'une butée de turbocompresseur : approches numérique et expérimentale

NATURE : Doctorat Numéro d'ordre : 2015ISAL0125

École doctorale : MEGA

Spécialité : Mécanique

RÉSUMÉ :

En raison de la tendance grandissante du downsizing, des hautes performances, des réductions de la consommation et des émissions des véhicules modernes, la turbocompression des moteurs thermiques s'avère de plus en plus innovante et technologique. Leader dans ce domaine, Honeywell Turbo Technologies s'intéresse à deux axes de recherche majeurs des systèmes lubrifiés.

Un délai temporel est couramment observé entre l'appui sur la pédale d'accélérateur et l'augmentation de la pression de l'air ambiant du côté de la roue compresseur. Il s'agit du *décalage turbo* ou *turbo lag*. Celui-ci a pour origine principale l'existence d'un couple de frottement parasite au sein de la butée. En ce qu'il pénalise les performances du turbo et limite le confort de conduite, la réduction du *turbo lag* constitue un enjeu majeur de l'industrie des turbocompresseurs automobiles.

En tant que phénomène présent à chaque instant du fonctionnement du véhicule, les pulsations moteurs constituent également un axe de recherche primordial. Celles-ci proviennent des ouvertures et fermetures successives des soupapes des cylindres et résultent en d'importantes variations de la charge axiale appliquée à la butée du turbocompresseur. Or le dimensionnement actuel de la butée se basant sur l'étude stationnaire des cas critiques de la vie réelle du moteur, l'influence de ces pulsations sur le comportement de la butée doit être déterminée.

Ce manuscrit présente une modélisation thermohydrodynamique du contact de la butée appliquée au cas des turbocompresseurs. Une équation de Reynolds modifiée est établie et intègre le modèle Modifié de Phan-Thien et Tanner. Elle relie les caractéristiques rhéologiques des huiles de moteurs actuelles au comportement macro-moléculaire des additifs à longues chaînes de polymères qu'elles contiennent. La nécessité de considérer les effets inertiels du fluide ainsi que la recirculation inter-patin est démontrée. L'influence de l'élasticité du lubrifiant sur la dissipation d'énergie au sein du contact est analysée numériquement. Il est montré qu'un compromis sur l'élasticité du lubrifiant peut mener à une réduction du *turbo lag*. De plus, un banc d'essai est développé en régime transitoire afin de mettre en évidence l'influence des pulsations moteurs sur les performances de la butée. Les résultats obtenus expérimentalement corroborent les effets dynamiques observés par les prédictions numériques.

MOTS-CLÉS : lubrification hydrodynamique, butées, turbocompresseur, turbo lag, pulsations moteurs, rhéologie, viscoélasticité, MPTT, inertie

Laboratoire(s) de recherche : Laboratoire de Mécanique des Contacts et des Structures
UMR CNRS 5259 - INSA de Lyon
18-20 rue des Sciences
69621 Villeurbanne Cedex
FRANCE

Directeur de thèse : Professeur Benyebka BOU-SAÏD (INSA de Lyon)

Président du jury :

Composition du jury :

D.R. FILLON Michel	Université de Poitiers	Rapporteur
Pr. TICHY John	R.P.I (Troy,USA)	Rapporteur
Pr. SEEMANN Wolfgang	K.I.T. (Karlsruhe, Allemagne)	Examinateur
Pr. VILLE Fabrice	INSA de Lyon	Examinateur
Dr. GARCIA Mathieu	Liebherr Aerospace	Examinateur
Dr. GJIKA Kostandin	Honeywell	Examinateur
Pr. BOU-SAÏD Benyebka	INSA de Lyon	Directeur de Thèse
M. LAMQUIN Thierry	Honeywell	Encadrant Industriel

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2015ISAL0125/these.pdf
© [B. Remy], [2015], INSA Lyon, tous droits réservés