N°d'ordre 2010-ISAL-0123

Année 2010

THÈSE

RHEOLOGIE DOUBLE-NEWTONIENNE DANS LE CONTACT SEGMENTS-PISTON-CHEMISE

Présentée devant

l'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon

pour obtenir le GRADE DE DOCTEUR

École doctorale : Mécanique, Énergétique, Génie Civil, Acoustique

Spécialité : MÉCANIQUE - GÉNIE MÉCANIQUE - GÉNIE CIVIL

par

Pierre CHARLES Ingénieur I.N.S.A. de Lyon

Thèse soutenue le 15 décembre 2010 devant la Commission d'examen

Jury

M. Priest	Professeur	Président
M. Fillon	Directeur de Recherche	Rapporteur
P. Montmitonnet	Directeur de Recherche	Rapporteur
G. BAYADA	Professeur	Examinateur
J. WANG	Professeur	Examinatrice
P. Ehret	Docteur	Examinateur
M. El Fassi	Ingénieur	Examinateur
A.A. LUBRECHT	Professeur	Directeur de thèse

LaMCoS - UMR CNRS 5514 - INSA de Lyon 20, avenue Albert Einstein, 69621 Villeurbanne Cedex (FRANCE)

INSA Direction de la Recherche - Ecoles Doctorales - Quadriennal 2007-2010

SIGLE	ECOLE DOCTORALE	NOM ET COORDONNEES DU RESPONSABLE
	CHIMIE DE L'YON	M. Jean Marc LANCELIN
CHIMIE	http://sakura.cpe.fr/ED206	Université Claude Bernard Lyon 1
		Bât CPE
	M Jean Marc I ANCELIN	43 bd du 11 novembre 1918
		69622 VILLEURBANNE Cedex
		Tél : 04.72.43 13 95 Fax :
		lancelin@hikari.cpe.fr
	ELECTRONIQUE, ELECTROPECHNIQUE AUTOMATIQUE	M. Alain NICOLAS
E.E.A.	http://www.insa-lyon_fr/eea	Bâtiment HQ
	M. Alain NICOLAS	36 avenue Guy de Collongue
	Insa : C. PLOSSU	69134 ECULLY
	ede2a@insa-lyon.fr	Tél : 04.72.18 60 97 Fax : 04 78 43 37 17
	Secrétariat : M. LABOUNE	eea@ec-lyon.fr
	AM. 64.43 – Fax : 64.54	Secrétariat : M.C. HAVGOUDOUKIAN
	EVOLUTION, ECOSYSTEME,	M. Jean-Pierre FLANDROIS
E2M2	MICROBIOLOGIE, MODELISATION	CNRS UMR 5558
	http://biomserv.univ-lyon1.fr/E2M2	Université Claude Bernard Lyon 1
	M Jean-Dierre FI ANDROIS	A2 bd du 11 novembre 1018
	Insa · H CHARLES	69622 VILLEURBANNE Cédex
		Tél : 04.26 23 59 50 Fax 04 26 23 59 49
		06 07 53 89 13
		e2m2@biomserv.univ-lyon1.fr
	INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES-	M. Didier REVEL
EDISS	<u>SANTE</u>	Hôpital Cardiologique de Lyon
	Carl Cafe Davidiana	Batiment Central
		28 Avenue Doyen Lepine
		$Tél \cdot 04 72 68 49 09 Fax \cdot 04 72 35 49 16$
		Didier.revel@creatis.uni-lyon1.fr
	INFORMATIQUE ET	M. Alain MILLE
INFOMATHS	MATHEMATIQUES	Université Claude Bernard Lyon 1
	http://infomaths.univ-lyon1.fr	LIRIS - INFOMATHS
	M. Alain MILLE	Bâtiment Nautibus
		43 bd du 11 novembre 1918
		$T_{41} \cdot 0472$ VILLEURBAININE CEUEX
		infomath@bat710.univ-lvon1.fr - alain.mille@liris.cnrs.fr
	MATERIAUX DE LYON	M. Jean Marc PELLETIER
Motóriour		INSA de Lyon
Materiaux		MATEIS
	M. Jean Marc PELLETIER	Bâtiment Blaise Pascal
	Cométariat : C. REDNAVON	7 avenue Jean Capelle
	Secretariat : C. BERNAVUN	09021 VILLEURBANNE CECEX
	03:03	Jean-marc Pelletier@insa-lvon fr
	MECANIQUE, ENERGETIQUE, GENIE	M. Jean Louis GUYADER
MEGA	CIVIL, ACOUSTIQUE	INSA de Lyon
		Laboratoire de Vibrations et Acoustique
	M. Jean Louis GUYADER	Bâtiment Antoine de Saint Exupéry
		25 bis avenue Jean Capelle
		09021 VILLEUKBAININE CECCX
	FM. /1./U =FdX : 0/.12	$\frac{1}{2} = \frac{1}{2} = \frac{1}$
	ScSo*	M. OBADIA Lionel
ScSo		Université Lyon 2
_	M, OBADIA Lionel	86 rue Pasteur
		69365 LYON Cedex 07
	Insa : J.Y. TOUSSAINT	Tél: 04.78.77.23.88 Fax: 04.37.28.04.48
		Lionel.Obadia@univ-lyon2.fr

*ScSo : Histoire. Geographie. Aménagement. Urbanisme. Archéologie. Science politique. Sociologie. Anthropologie

Remerciements

Mes travaux de thèse se sont déroulés au sein du Laboratoire de Mécanique des Contacts et des Structures (LaMCoS) de l'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon (INSA).

Je tiens à remercier en premier lieu, l'ensemble des membres du jury qui a bien voulu juger mon travail, et plus particulièrement Messieurs les Directeurs de Recherche M. Fillon et P. Montmitonnet qui ont accepté de rapporter mon mémoire ainsi que le Professeur M. Priest qui a accepté d'être président du jury.

Je remercie également les professeurs A. Combescure et P. Velex, respectivement directeur du LaMCoS et responsable de l'équipe SMC, qui m'ont accueilli dans ces deux entités.

Merci au professeur T. Lubrecht, mon directeur de thèse, pour m'avoir permis de travailler avec lui, en Master Recherche puis en Thèse, m'avoir supporté pendant trois ans, et m'avoir autant apporté que ce soit d'un point de vue autant scientifique que personnel.

Faire un bilan de ces trois années n'est possible sans une pensée pour toutes les personnes avec qui j'ai partagé mon temps à l'INSA :

Lamyaa et Ewen, collègues de bureau et amis qui ont dû me supporter tout ce temps, et avec qui il était agréable de discuter et d'échanger au cours de discussions plus ou moins animées,

Toutes les personnes qui ont partagé ce bureau, qui m'ont précédé, succédé, ainsi que les éphémères de passage...

Mes pauses déjeuner n'auraient pas été pareilles sans tous mes camarades : Coumba, Camille, Joël, les deux François, Gilles -collègue de longue date-, Guillaume et tous ceux qui ont eu l'occasion de nous accompagner au RU...

Merci à Phiphi, Alain et Vincent, pour m'avoir accepté dans leurs parties de coinche. Merci aussi aux nouveaux, Mathieu, Hugo, Vincent et Benjamin pour prendre la relève.

Je tiens à remercier l'ensemble du personnel du laboratoire, permanents et contractuels, qui contribuent à la bonne ambiance qui y règne. J'aurai une petite pensée au service informatique qui assure le support de tout ce monde et qui m'a permis de travailler dans de bonnes conditions malgré mes déboires. Après deux disques-durs crachés, un changement de batterie, une nouvelle alimentation et une nouvelle carte mère, je ne sais toujours pas comment mon ordinateur a fait pour tenir aussi longtemps ! Enfin, je tiens à remercier ma famille et plus particulièrement mes parents et ma grande soeur, qui m'ont toujours encouragé à aller au bout de mes envies, qui m'ont soutenu et qui ont toujours trouvé les mots pour me pousser à bien faire. Ils ont tous trois été des modèles pour moi tout le long de ma scolarité.

Ma pensée finale ira à Emilie, ma compagne, qui a été un précieux soutien au cours de ces trois ans.

"Try not. Do, or do not. There is no try."

- Yoda -

Résumé

Le système segments-piston-chemise est le contact central du moteur. Sa lubrification doit être maîtrisée pour pouvoir contrôler les consommations de carburant et d'huile. La physique de ce contact est complexe puisqu'elle met en jeu des grandes variations de température, une quantité de lubrifiant limitée, et d'importantes variations de vitesse.

Les additifs polymères permettent de stabiliser les épaisseurs de film de lubrifiant sur une large plage de température. Cependant, il est nécessaire de prendre en compte la nature non-newtonienne des huiles contenant ces additifs. Leur comportement en fonction des contraintes de cisaillement doit être modélisé pour ne pas surestimer les épaisseurs de film dans le contact.

Cette étude modélise le contact segment-cylindre d'une manière simple et se focalise sur le comportement "double-newtonien" des lubrifiants à additifs polymères. Un travail unidimensionnel est réalisé à partir d'une équation de la littérature. Ensuite, un nouveau modèle analytique bidimensionnel est proposé pour décrire cette rhéologie particulière.

Enfin, des résultats numériques sont présentés montrant l'influence de la rhéologie double-newtonienne sur la pression, la charge, le frottement et l'épaisseur de film. Le couplage entre la texturation du contact et ce modèle est étudié.

MOTS CLÉS: Lubrification hydrodynamique, rhéologie double-newtonienne, contact segment-chemise

The piston-ring-cylinder-wall system is a vital contact of the ic engine. Its lubrication must be controlled to ensure low oil and petrol consumptions. This contact is complex by its large temperature variations, by the limited oil quantity and by important speed changes.

Polymer additives stabilize oil film thicknesses over a large temperature range. However, it is necessary to account for the non-Newtonian behaviour of the lubricants with these additives. The behaviour as a function of shear stress must be modeled in order to correctly estimate the oil film thickness in the contact.

In this study the ring-cylinder contact is simply modeled and the focus is on the "double-Newtonian" behaviour of the polymer added lubricants. A one-dimensional numerical study is performed based on an equation from the literature.

A new two-dimensional model is proposed to describe the specific rheology. The modified Reynolds equation is solved numerically and is used to study the textured contact performance.

Table des matières

Та	ble de	es matiè	ères	i
Та	ble de	es figure	es	v
Li	ste de	s tablea	aux	vii
No	otation	1		1
In	trodu	ction		5
	0.1	L'auto	mobile et la mécanique	5
	0.2	L'auto	mobile et l'automobiliste	6
		0.2.1	Le luxe de la mobilité	6
		0.2.2	Fonctionnement des moteurs à combustion	7
		0.2.3	Le combat pour le rendement	10
		0.2.4	Le respect de l'environnement	11
	0.3	Les co	ntacts et frottements dans les moteurs	12
1	Cont	texte		15
	1.1	Le sys	tème Segments-Piston-Cylindre (SPC)	16
		1.1.1	Rôle de la segmentation	16
		1.1.2	Les segments	17
		1.1.3	Le cylindre	19
	1.2	Lubrifi	ication de la segmentation	20
		1.2.1	Alimentation en lubrifiant	20
		1.2.2	Modèles de frottement	20
	1.3	Rhéolo	ogie des huiles	21
		1.3.1	Comportement	21
		1.3.2	Etude expérimentale	22
		1.3.3	Modélisation	22
	1.4	Textur	ation des surfaces	23
		1.4.1	Premières études	24
		1.4.2	Application à la segmentation	25
		1.4.3	Exemple de texturation de surfaces	26
	1.5	Conclu	sion	27

2	Mod	èle unidimensionnel	29
	2.1	Modèle numérique unidimensionnel	30
		2.1.1 Vitesse d'écoulement dans le contact	30
		2.1.2 Équation de Reynolds 1D généralisée	31
	2.2	Techniques numériques	33
		2.2.1 Implémentation numérique	33
		2.2.2 Convergence du résidu	33
		2.2.3 Convergence des paramètres physiques	39
	2.3	Conclusion	40
3	Mod	èle bidimensionnel	43
	3.1	Modèle numérique bidimensionnel	44
		3.1.1 Vitesse d'écoulement dans le contact	44
		3.1.2 Équation de Reynolds 2D généralisée	46
	3.2	Techniques numériques	49
	0.2	3.2.1 Implémentation numérique	49
		3.2.2 Convergence du résidu	49
		3.2.2 Convergence des paramètres physiques	55
	3.3	Conclusion	56
	0.0		20
4	Résu	lltats du modèle 1D	59
	4.1	Présentation de la simulation	60
	4.2	Résultats à géométrie constante	61
		4.2.1 Distribution de pression	61
		4.2.2 Charge et force de frottement	64
	4.3	Résultats à charge constante	67
		4.3.1 Distribution de pression	68
		4.3.2 Épaisseur de film et force de frottement	71
	4.4	Conclusion	73
5	Rési	iltats du modèle 2D	75
	5.1	Présentation de la simulation	76
	5.2	Résultats du contact lisse	77
	5.3	Résultats avec un indent sur la surface statique	78
	0.0	5.3.1 Distribution de pression	78
		5.3.2 Charge et force de frottement	79
	54	Résultats avec un indent sur la surface mobile	82
	5.1	5.4.1 Distribution de pression	82
		5.4.1 Distribution de pression	85
	5.5	Conclusion	88
	0.0		00
Bil	an et	perspectives	91
A	Evol	ution du frottement à charge constante en fonction de la viscosité	95

Bibliographie

97

Table des matières

Table des figures

1	Nombre de voitures dans le monde	6
2	Moteur en coupe [CLO 96]	7
3	moteur moderne (PSA-DV6)	8
4	Les 4 temps [TRA 00]	8
5	Cycles thermodynamiques pression-volume théoriques [GUI 05]	9
6	Cycle réel [GUI 05]	10
7	Répartition de l'énergie du moteur	11
8	Norme européennes de pollutions (véhicules à moteur particuliers)	11
9	Frottements	12
1.1	L'attelage mobile dans le cylindre (vue en coupe)	16
1.2	Surface de contact de segments coupe-feu [CLO 96]	17
1.3	Profils de segments coupe-feu [CLO 96]	17
1.4	Profils de segments d'étanchéité [CLO 96]	18
1.5	Profils de segments racleurs [CLO 96]	18
1.6	Etat de surface du cylindre	19
1.7	Modèle de Rabinowitsch	23
1.8	Exemples de micro-géométries	26
2.1	Résidu en fonction du nb. de cycles, rhéo. newt. et géométrie constante	34
2.2	Résidu en fonction du nb. de cycles, rhéo. double-newt. et géométrie cte .	35
2.3	Résidu local, rhéologie double-newtonienne et géométrie constante	36
2.4	Résidu en fonction du nb. de cycles, rhéo. newt. et charge constante	37
2.5	Résidu en fonction du nb. de cycles, rhéo. double-newt. et charge cte	38
2.6		40
3.1	Résidu en fonction du nb. de cycles, rhéologie newt. et contact lisse	50
3.2	Résidu en fonction du nb. de cycles, rhéo. double-newt. et contact lisse	51
3.3	Résidu local, rhéologie double-newtonienne, contact lisse	52
3.4	Résidu en fonction du nb. de cycles, rhéologie newt. et contact indenté	53
3.5	Résidu en fonction du nb. de cycles, rhéo. double-newt. et contact indenté	54
3.6		56
4.1	Geométrie du contact	60
4.2	Distribution de pression : rhéologie newtonienne	61

4.3	Distribution de pression : rhéo. double-newt. taux de cisaillement faible	62
4.4	Distribution de pression : rhéo. double-newt. taux de cisaillement élevé	62
4.5	Distribution de pression : rhéo. double-newt. taux de cisaillement int	63
4.6	Viscosité apparente $(1/\Phi_X)$ et variation de pression (dP/dX)	63
4.7	Charge adimensionnée en fonction de <i>Z</i> (équation 4.1)	64
4.8	Force de frottement adimensionnée en fonction de Z (équation 4.3)	65
4.9	Charge et force de frottement adimensionnées en fonction de Z	66
4.10	Coefficient de frottement en fonction de Z (équation 4.5)	67
4.11	Distribution de pression : rhéologie newtonienne	68
4.12	Distribution de pression : rhéo. double-newt., taux de cisaillement faible	69
4.13	Distribution de pression : rhéo. double-newt., taux de cisaillement élevé	69
4.14	Distribution de pression : rhéo. double-newt., taux de cisaillement int.	70
4.15	Viscosité apparente $(1/\Phi_X)$ et variation de pression (dP/dX)	70
4.16	Épaisseur de film minimum ad. en fonction de Z, à charge constante	71
4.17	Force de frottement adimensionnée en fonction de Z, à charge constante	72
4.18	Coefficient de frottement en fonction de Z , à charge constante \ldots \ldots	72
5.1	Géométrie du contact	76
5.2	Geométrie d'un indent	77
5.3	Distribution de pression et géométrie pour un indent statique	78
5.4	Viscosité apparente dans la direction $X(1/\phi_x)$	78
5.5	Viscosité apparente dans la direction $Y(1/\phi_Y)$	79
5.6	Charge en fonction de Z pour un indent statique (équation 5.1)	80
5.7	Force de frottement en fonction de Z pour un indent statique (équ. 5.3).	80
5.8	Coeff. de frottement en fonction de Z pour un indent statique (équ. 5.4)	81
5.9	Distribution de pression et géométrie adimensionnées	82
5.10	Distribution de pression et géométrie adimensionnées	83
5.11	Distribution de pression et géométrie adimensionnées	84
5.12	Capacité de charge adimensionnée en fonction du temps	85
5.13	Force de frottement adimensionnée en fonction du temps	86
5.14	Coefficient de frottement en fonction du temps	87

Liste des tableaux

2.1	Charge, Frottement et Coeff. de Frottement en fonction du nb. de points .	39
2.2	Val. du Tab. 2.1 comparées à la sim. avec la grille la plus fine	39
3.1	Charge, Frottement et Coeff. de Frottement en fonction du nb. de points .	55
3.2	Val. du Tab. 3.1 comparées à la simulation avec la grille la plus fine	55

Liste des tableaux

Notation

A(w)	fonction	
f	coefficient de frottement	
F	force de frottement adimensionnée	
F'	force de frottement re-adimensionnée	
F(z)	fonction	
G(z)	fonction	
h	épaisseur de film d'huile	
h_0	épaisseur de film d'huile minimale	
H	épaisseur de film d'huile adimensionnée	H = h/R
H_0	épaisseur de film d'huile minimale adimensionnée	$H_0 = h_0^{'}/R$
K	rapport de viscosité	$K = \mu_2 / \mu_1$
L(w)	fonction	, _,, _
p	pression	
P	pression adimensionnée	$P = (pR)/(12\mu_0 u_m)$
R	rayon de courbure dans la direction x	
и	vitesse dans la direction x	
u_1	vitesse de la surface inférieure (direction <i>X</i>)	
u_2	vitesse de la surface supérieure (direction X)	
u_m	vitesse moyenne dans la direction x	$u_m = (u_1 + u_2)/2$
v	vitesse dans la direction y	
W	capacité de charge adimensionnée	
x	coordonnée (direction du mouvement)	
X	coordonnée adimensionnée (direction du mouvement)	X = x/R
у	coordonnée (direction circonférentielle du contact)	[m]
Ŷ	coordonnée adimensionnée (direction circonférentielle du contact)	Y = y/R
Z.	coordonnée (direction de l'épaisseur de film)	
Ζ	paramètre adimensionné (direction de l'épaisseur de film)	$Z = (6\mu_1 u_m)/(R\tau_0)$
μ	viscosité réelle	
μ_1	viscosité pour un faible taux de cisaillement	
μ_2	viscosité pour un fort taux de cisaillement	
$\overline{\mu}$	viscosité adimensionnée	$\overline{\mu} = \mu/\mu_1$
τ_0	cont. de cisaillement fixant la transition	
τ_a	cont. de cisaillement moyenne (direction <i>x</i>)	
$ au_A$	cont. de cisaillement moyenne adim. (direction X)	$ au_A= au_a/ au_0$
τ_b	cont. de cisaillement moyenne (direction y)	
$ au_B$	cont. de cisaillement moyenne adim. (direction <i>Y</i>)	$ au_A = au_a/ au_0$
$ au_e$	contrainte de cisaillement	$ au_e=\sqrt{ au_a^2+ au_b^2}$
$ au_F$	cont. de cisaillement adimensionnée	$\tau_F = \tau_e / \tau_0$
τ_r	cont. de cisaillement (direction x)	
τ_{v}	cont. de cisaillement (direction v)	
- y		

1

[ŀ

[[n [m [m

[m

[*m* [*m*

[[1

[[/

[[Pa

 $[P_{0}]$

] [F [F

[] [[]

] [*I* [*I*

Notation

Notation

Introduction

0.1 L'automobile et la mécanique

L'importance de la mécanique dans la vie de l'être humain moderne est supplantée par d'autres technologies. Comparé à l'électronique, qui gagne de l'importance à travers le boum de l'informatique et des télécommunications, il est facile de passer à coté des avancées majeures en matière de mécanique. Cependant, bon nombre d'objets technologiques modernes cachent un cœur mécanique derrière une interface électronique.

L'objet qu'est l'automobile est sans doute celui qui symbolise le mieux la mécanique dans la pensée collective. Pourtant, il ne déroge pas non plus à l'évolution. Nos voitures de tous les jours évoluent, faisant une part de plus en plus importante à l'électronique. Que ce soit en terme de performance (injection électronique, gestion électronique de l'allumage, etc...), de confort (régulateur de vitesse, gestion automatique des feux ou des essuie-glaces, climatisation, etc...) ou de sécurité (ABS, ESP, etc...), les évolutions en la matière sont nombreuses. Mais, si on regarde plus en détail ces améliorations, on constate facilement que la plupart de ces avancées sont étroitement liées à des organes mécaniques, eux aussi en constante évolution.

L'évolution de l'automobile reste donc encore étroitement liée aux avancées dans le domaine de la mécanique. Les études dynamiques permettent une meilleure efficacité des châssis. Les boites de vitesses sont de plus en plus compactes grâce à l'évolution des systèmes d'engrenages. Jusqu'à la sécurité de nos véhicules qui dépend beaucoup de l'amélioration des zones d'absorption de chocs.

Si on s'intéresse maintenant de plus près à l'organe principal de l'automobile, le moteur, le constat est le même. Celui-ci ne cesse d'évoluer, grâce aux apports de technologies nouvelles dans ce domaine, comme l'électronique, mais aussi grâce aux améliorations mécaniques.

Un des principaux domaines de la mécanique qui permet ces évolutions est la science des contacts. L'étude de la lubrification et des différents frottements que l'on retrouve dans un moteur est primordiale pour pouvoir prédire les pertes énergétiques, l'usure, ainsi que la durée de vie de ces principaux composants.

0.2 L'automobile et l'automobiliste

0.2.1 Le luxe de la mobilité

Les premiers véhicules automobiles sont apparus aux XIX^{ème} siècle. Restée un objet de luxe pendant ses premières décennies d'existence, c'est à travers le XX^{ème} siècle que l'automobile est devenue le symbole de la mobilité. Sa production en masse, qui débuta avec la Ford T en 1908, permit le développement des constructeurs, et avec eux l'expansion et l'uniformisation de sa production (figure 1).



FIGURE 1: Nombre de voitures dans le monde

L'automobile nous permet de nous projeter facilement et rapidement là où nous le souhaitons. Son utilisation est vaste. Nous nous en servons pour travailler, mais aussi pour nos loisirs, nos vacances etc... Son utilisateur lui demande toujours plus : plus de sécurité, plus de confort, plus de puissance etc...

Toutes ces ajouts technologiques ont un coût, celui de la consommation. Chaque nouvel organe, chaque cm en plus, chaque kg supplémentaire a un impact direct sur l'énergie nécessaire au fonctionnement des véhicules.

La technologie des moteurs à combustion s'est imposée comme le meilleur rapport coût/autonomie. Dans l'état actuel des choses, une voiture classique peut faire autour de 600 km avec un plein de carburant, là où les meilleures voitures électriques atteignent 250 km d'autonomie.

0.2.2 Fonctionnement des moteurs à combustion

Le moteur à explosion fait partie de la famille des moteurs à combustion interne. L'énergie thermique produite par l'explosion du carburant est transformée en énergie mécanique à l'intérieur du moteur. Il existe deux types de moteurs à explosion : les moteurs à allumage commandé, comme par exemple le moteur à essence, et les moteurs à autoallumage comme par exemple le moteur diesel.

Ces moteurs sont apparus fin du XIX^{ème} siècle. Ils servent principalement à la propulsion de moyens de transport tel que l'automobile, mais on les retrouve aussi dans d'autres systèmes tel que des outils (tronçonneuse) ou des générateurs d'électricité.

Depuis leur création, les moteurs ont connu une constante évolution qui a permis leur amélioration, que ce soit en performance ou en consommation. Même si les éléments principaux d'un moteur (figure 2) sont restés les mêmes, la technologie employée a bien évolué. De plus, dans le cas de l'automobile, de nouveaux éléments sont venus s'y greffer au cours du temps.(figure 3)



FIGURE 2: Moteur en coupe [CLO 96]



FIGURE 3: moteur moderne (PSA-DV6)

Les moteurs présents dans les automobiles sont essentiellement des moteurs à cycle 4 temps (par opposition aux moteurs 2 temps généralement utilisés sur des véhicules deux roues à faible cylindrée). Ce cycle, présenté sur la figure 4, permet la transformation de carburant en énergie mécanique par un système de bielle-manivelle.



FIGURE 4: Les 4 temps [TRA 00]

Le cycle thermodynamique pression-volume de Rochas (pour les moteurs à allumage commandé type "Essence", figure 5(a)) et de diesel (pour les moteurs à auto-allumage type "Diesel", figure 5(b)) permet de visualiser la thermodynamique théorique d'un moteur.



FIGURE 5: Cycles thermodynamiques pression-volume théoriques [GUI 05]

L'énergie mécanique récupérée par le système est représentée par la surface entre les courbes. Cette énergie sous forme de pression est transformée en énergie rotative grâce au mouvement bielle-manivelle de l'ensemble piston-bielle-vilebrequin.

0.2.3 Le combat pour le rendement

L'accès à l'énergie est un des enjeux majeurs du XXI^{ème} siècle. La diminution des ressources qui entraine une augmentation de leur prix, a rendu nécessaire la rationalisation de l'énergie. Les véhicules sont soumis à des bonus, ou des malus, selon leur émissions de CO_2 . Les manufacturiers doivent de ce fait se soucier de la consommation de leurs automobiles, car cela influence directement les ventes auprès des consommateurs.

Le cycle de de combustion réel met en avant la nécessité d'évaluer le rendement du système "moteur". En effet, la figure 6 montre que le cycle thermodynamique n'est pas parfait. Le bilan énergétique réel prend en compte l'énergie récupérée par le système (représentée sur le graphique par la surface entre les courbes supérieures) mais aussi les pertes du système, notamment les pertes à l'échappement (représentées par la surface entre les deux courbes inférieures).



FIGURE 6: Cycle réel [GUI 05]

Les pertes thermodynamiques (énergie des gaz d'échappement, chaleur) ne sont pas les seules pertes du moteur. L'ensemble des organes en mouvement relatif produit des pertes par frottements. La figure 7 présente le bilan énergétique du moteur.



FIGURE 7: Répartition de l'énergie du moteur

0.2.4 Le respect de l'environnement

La consommation d'énergie n'est pas le seul problème auquel doivent faire face les constructeurs d'automobiles. En effet, notre société moderne prend conscience du danger que représente la non-préservation de l'environnement.





Cette prise de conscience collective implique que l'on impose que tous les secteurs de l'activité humaine soient contrôlés. Les normes anti-pollution appliquées aux véhicules (voir Figure 8) s'inscrivent donc dans cette prise de conscience. La qualité de l'air que nous respirons et la limitation des effets de serre sont les principaux enjeux de ces limitations.

La minimisation des rejets des moteurs entraine la nécessité à la fois de moins consommer mais aussi d'améliorer la combustion.

Réduire les pertes par frottement permet donc de réduire la consommation tout en améliorant le fonctionnement des moteurs. Il est ainsi possible de limiter leurs impacts sur l'environnement tout en conservant la qualité de nos véhicules.

0.3 Les contacts et frottements dans les moteurs

On peut distinguer trois principale zones de pertes par frottement dans un moteur (voir figure 9) : 14% de pertes dans la distribution, 40% de pertes dans l'attelage mobile (segments-piston-cylindre), et 28% de pertes dans l'ensemble des contacts du vilebrequin. Les 18 derniers pour-cents proviennent des pertes de la pompe à huile.



FIGURE 9: Frottements

La mécanique du contact permet d'étudier ces zones de frottement. L'attelage mobile représente la majorité de ces pertes par frottement. Le contact entre les segments et le cylindre est donc une zone d'étude de premier plan.

Il est important de noter qu'il est difficile de distinguer dans l'attelage mobile les

pertes du contact segments-cylindre des pertes dans les paliers. Néanmoins, la majorité des pertes de l'attelage mobile est due à ce contact spécifique.

Introduction

Chapitre 1 Contexte

Ce premier chapitre, résume l'état de l'art en ce qui concerne la segmentation, la rhéologie des huiles et la texturation de surface.

Sommaire

1.1	Le sys	tème Segments-Piston-Cylindre (SPC) 16
	1.1.1	Rôle de la segmentation
	1.1.2	Les segments
	1.1.3	Le cylindre
1.2	Lubri	fication de la segmentation
	1.2.1	Alimentation en lubrifiant
	1.2.2	Modèles de frottement
1.3	Rhéol	ogie des huiles
	1.3.1	Comportement
	1.3.2	Etude expérimentale
	1.3.3	Modélisation
1.4	Textu	cation des surfaces 23
	1.4.1	Premières études
	1.4.2	Application à la segmentation
	1.4.3	Exemple de texturation de surfaces
1.5	Concl	usion

1.1 Le système Segments-Piston-Cylindre (SPC)

1.1.1 Rôle de la segmentation

L'attelage mobile (figure 1.1) est le sous-ensemble du moteur qui permet de transformer l'énergie thermique de la combustion du carburant en énergie mécanique. Il est composé du piston, qui vient récupérer l'énergie de l'explosion en coulissant dans le cylindre, et de la bielle, qui joue le rôle de levier pour transformer ce mouvement de translation en mouvement de rotation.



FIGURE 1.1: L'attelage mobile dans le cylindre (vue en coupe)

Dans ce système la segmentation remplit trois rôles clés. En premier, elle empêche la propagation de la réaction chimique qu'est l'explosion vers le bas moteur. Sans cela, le front de flamme risque de se propager vers l'huile contenue dans le bas-carter.

Son deuxième rôle est d'assurer l'étanchéité de la chambre de combustion. Ceci a un impact direct sur le rendement du moteur : sans étanchéité, la pression dans la chambre de combustion diminue ainsi que l'énergie transmise au piston, le moteur perd donc directement de la puissance.

Enfin, elle doit aussi limiter le passage de l'huile du bas moteur vers la chambre de combustion, tout en permettant une lubrification correcte de son propre contact avec le

cylindre en maintenant un film d'huile. Les pertes par frottement sont influencées par l'épaisseur de ce film. Ces deux critères (consommation d'huile et limitation des frottements) sont contradictoires, car un apport plus important d'huile assurerait une meilleure lubrification et donc, moins de frottements. Il est ainsi nécessaire d'assurer un bon compromis.

Ces trois rôles sont assurés par trois segments distincts : le segment coupe-feu, le segment d'étanchéité et le segment racleur.

1.1.2 Les segments

1.1.2.1 Le segment coupe-feu

Ce premier segment assure une partie de l'étanchéité tout en arrêtant le front de flamme de la chambre de combustion. Il est soumis ainsi à de fortes pressions ainsi qu'à des températures élevées.

Le segment coupe-feu est généralement revêtu d'une couche de chrome ou de molybdène (figure 1.2). Le chrome a pour propriétés de bien résister à l'action combinée de la pression et de la vitesse de déplacement du piston, une bonne résistance à l'usure et un bon maintien du film d'huile. Le molybdène présente les mêmes avantages tout en étant plus efficace mais plus coûteux [CLO 96].



FIGURE 1.2: Surface de contact de segments coupe-feu [CLO 96]

La figure 1.3 présente les différents profils de segments coupe-feu. Le profil rectangulaire est le plus courant. Le profil trapézoïdal est utilisé dans certains moteurs diesel sujets au gommage (dépôt de résidus de combustion en font de gorge).



FIGURE 1.3: Profils de segments coupe-feu [CLO 96]

1.1.2.2 Le segment d'étanchéité

Ce segment complète l'étanchéité entre le haut et le bas moteur, tout en renvoyant une partie de l'huile vers le carter inférieur. Il complète ainsi les deux autres segments en assurant des fonctions partagées avec ceux-ci.



FIGURE 1.4: Profils de segments d'étanchéité [CLO 96]

La figure 1.4 présente les différents profils de segments d'étanchéité. Le premier profil (a) est plus efficace pour le raclage de l'huile. Le deuxième (b) est utilisé pour minimiser la consommation d'huile. Le dernier (c) minimise la zone de contact [CLO 96].

1.1.2.3 Le segment racleur

Le dernier segment, appelé aussi OCR (Oil Controle Ring) régule l'apport de lubrifiant sur le cylindre et donc limite la quantité d'huile présente dans les contacts des deux autres segments.



FIGURE 1.5: Profils de segments racleurs [CLO 96]

La figure 1.5 présente les différents profils de segments racleurs. Ceux-ci proviennent de choix des fabricants et sont équivalents.

1.1.2.4 Le montage des segments et ses conséquences

Les segments sont circulaires, ce qui oblige qu'ils aient une coupe pour leur montage dans leur gorge. Cela implique un jeu de coupe qui doit être le plus petit possible pour
limiter le passage des gaz.

La deuxième conséquence du montage des segments sur le contact segment-cylindre est la force due aux déformations élastiques qui plaque le segment contre le cylindre. Cette force est appelée tare du segment.

Les valeurs des tares varient selon les différents segments : de 5 à 20N pour le coupefeu, de 5 à 30N pour l'étanchéité et de 10 à 60N pour le racleur.

1.1.3 Le cylindre

Le cylindre, appelé aussi fût ou chemise, est l'organe dans lequel vient coulisser le piston. Les segments viennent donc frotter contre lui. L'expérience a montré que dans un souci de consommation d'huile et de fiabilité on ne peut pas utiliser de surfaces "très lisses", comme par exemple dans les roulements ou dans le contact came-linguet ou came-poussoir. A l'inverse de ces contacts, la surface interne de la chemise doit être texturée.

L'état de surface des chemises est obtenu par tournage et pierrage. Le mouvement de rotation et de translation au cours de l'usinage forme une micro-géométrie particulière. Cette texturation est composée de stries inclinées formées sur la surface, qui se croisent avec un angle particulier, défini par les paramètres d'usinage. Cet angle est compris entre 30° et 60° (figure 1.6).



FIGURE 1.6: Etat de surface du cylindre

1.2 Lubrification de la segmentation

1.2.1 Alimentation en lubrifiant

L'alimentation en lubrifiant de la segmentation se fait depuis le carter bas-moteur. Plusieurs méthodes permettent cet apport en huile. La méthode la plus ancienne et la plus simple est l'alimentation par les projections dues au barbotage du vilebrequin dans le carter. Certains moteurs possèdent des gicleurs ou des pissettes dans la bielle pour augmenter cette apport. L'apport en huile dépend donc de plusieurs paramètres que sont la déformation du cylindre et du piston, la position de celui-ci, le déplacement des segments (la rotation dans leurs gorges implique un déplacement du jeu à la coupe)... De ce fait, la complexité des paramètres mis en jeu implique un contrôle difficile de l'alimentation et donc un risque de lubrification non uniforme des segments.

L'alimentation en lubrifiant a fait l'objet de plusieurs études. Tian [TIA 02b] montre que la partie supérieure du cylindre n'est pas uniformément lubrifiée en raison de la dynamique de la segmentation. Ma *et al.* [MA 97b][MA 97a] considèrent, en 3D, une distribution variable en huile due aux déformations du cylindre. Les résultats y sont cependant uniquement qualitatifs, la micro-texturation du cylindre n'étant pas non plus prise en compte.

Des études sur le transport de l'huile dans le système segments-piston-chemise ont été menées à l'université de Leeds par Gamble *et al.* [GAM 03]. Ils présentent l'influence du transport sur l'épaisseur minimale de film d'huile dans la segmentation.

Il existe aussi des techniques de mesures d'épaisseur de film de lubrifiant dans la segmentation [THI 01][THI 03a][THI 03b]. Ces mesures permettent de visualiser le transport d'huile. Dans ces études, le cylindre est équipé d'une fenêtre transparente. Ceci permet de mesurer l'épaisseur de film à l'aide de traceurs et de fluorescence laser.

1.2.2 Modèles de frottement

Le contact segment-cylindre peut être approximé par un contact linéique infiniment long. Cette hypothèse se fait en négligeant la présence de la coupure de montage. Plusieurs travaux s'appuient sur cette hypothèse.

Rohde [ROH 80] présente un modèle 2D d'un contact segment-cylindre. Cette simulation est basée sur les facteurs de flux de Patir et Cheng [PAT 78][PAT 79] pour calculer la pression hydrodynamique dans le contact ainsi que sur la théorie de Greenwood et Tripp [GRE 71] pour calculer la pression entre aspérités. Des modèles de frottement de la segmentation totale tout au long d'un cycle moteur ont été présentés [RAD 95][TAY 95]. Priest *et al.* [PRI 00] montrent la sensibilité des résultats numériques de la simulation du contact segment/cylindre en fonction du modèle choisi pour décrire la cavitation. Des travaux de comparaison entre modèle numérique et expérimentation ont été développés [BOL 05]. Un banc d'essais reproduit un contact segment-cylindre avec sa géométrie réelle. La simulation numérique se base sur l'équation de Reynolds modifiée présentée par Payvar et Salant [PAY 92] et sur le modèle inter-aspérités de Greenwood-Tripp utilisé par Rohde. Ces travaux ont permis de détailler les transitions entre les différents régimes de lubrification.

Plusieurs modèles ont permis d'étudier l'influence de la micro-géométrie. En se basant sur les mêmes méthodes que Rohde, Michail *et al.* [MIC 95a][MIC 95b] montrent que l'épaisseur de film d'huile est supérieure dans le cas de stries transversales (entre 30°et 45°). Les travaux de Jeng [JEN 96] s'intéressent à l'usure de la chemise et ceux de Yang [YAN 96a][YAN 96b] introduisent la rigidité des segments.

Tian *et al.* [TIA 02a][TIA 02b] présentent un résumé de leurs travaux au MIT de Boston sur le système SPC. Ces travaux ont permis une meilleure compréhension du frottement et de l'usure dans la segmentation [TIA 96] et plus récemment une meilleure compréhension sur l'apport en huile dans la segmentation [TIA 08]. Ils mettent aussi en avant la complexité du couplage du frottement avec la dynamique de l'attelage mobile [TIA 00].

1.3 Rhéologie des huiles

1.3.1 Comportement

La segmentation est une importante source de pertes par frottement (Introduction, figure 7). Ajouter des additifs qui assurent des performances moteur correctes et réduisent la viscosité globale de l'huile, permet de réduire ce frottement. En revanche, cette diminution de viscosité entraine un risque de forte diminution d'épaisseur de film d'huile à haute température et donc un plus grand risque d'avarie.

Les additifs polymères sont utilisés pour assurer de bonnes performances de lubrification à haute température. A basse température, les molécules de polymères forment des pelotes dans le film d'huile, et à forte température, elles se distendent. Leur présence augmente la viscosité de l'huile en aplatissant la courbe de visco-température. Cette courbe aplatie entraine une amélioration de l'efficacité du moteur, sans sacrifier la fiabilité, la température ayant moins d'influence sur la viscosité du lubrifiant que pour une huile sans additifs polymères.

En revanche, le comportement des molécules de polymères est dépendant des efforts de cisaillement en plus de la température. En effet, pour de forts taux de cisaillement, les molécules de polymères sont déformées et s'alignent avec le flux [MOR 97] et n'in-fluencent plus la viscosité. Pour des taux de cisaillements extrêmes, les molécules peuvent casser et une diminution permanente de la viscosité apparait [HIL 75].

L'étude théorique de la rhéologie de l'huile permet de prédire l'influence des polymères dans l'huile dans les différents contacts du moteur pour différentes conditions d'utilisation.

1.3.2 Etude expérimentale

Dans son livre, Bair [BAI 07], explique que l'étude de la rhéologie a été motivée, au XX^{ème} siècle, par l'intérêt de comprendre les phénomènes mis en jeu par les liquides à additifs polymères. En 1926, Bridgmann [BRI 26] présente les effets de la pression sur la viscosité des fluides. Bird *et al.* [BIR 87] présentent la dynamique des fluides à additifs polymères. Dans ce livre, ils abordent leur comportement visco-élastique. Plus récemment, Bair a mené des études sur la rhéologie des fluides. Il présente les effets de fortes pressions et de taux de cisaillement élevés sur les fluides [BAI 92][BAI 01], ainsi que le comportement des fluides polymères [BAI 02][BAI 03].

1.3.3 Modélisation

La modélisation de la rhéologie des huiles polymères en fonction du taux de cisaillement peut être basée sur deux approches.

La première utilise des mesures expérimentales du coefficient de frottement dans le contact. Celle-ci montre que le coefficient de frottement est surestimé dans une approche Newtonienne. L'expérience montre l'existence d'une contrainte limite de cisaillement, qui implique une relation entre contrainte et taux de cisaillement non-linéaire.

La deuxième approche est basée sur la mesure de la viscosité en fonction du taux de cisaillement. Les résultats expérimentaux aboutissent à la même conclusion : l'existence d'un taux de cisaillement limite [BAI 79][BAI 79].

Jacod [JAC 02] ainsi que Bair et Qureshi [BAI 03] présentent les différents modèles de viscosité non-newtonienne, basés sur la première approche.

Johnson et Tevaarwerk [JOH 77] proposent une relation basée sur le modèle de Maxwell [MAX 73] et imposent le taux de cisaillement total comme la somme d'un cisaillement élastique et d'un cisaillement visqueux. Ils caractérisent la partie visqueuse de plusieurs huiles.

D'autres équations sont basées sur le modèle d'Eyring [EYR 36]. Conry et al. [CON 87] ainsi que Ai *et al.* [AI 89] présentent des modèles à une dimension. Vergne *et al.* [VER 90] ainsi que Ehret *et al.* [EHR 98] présentent des modèles à deux dimensions. Jacod *et al.* [JAC 01] prédisent le frottement pour un modèle Eyring-EHD.

Les différents modèles basés sur la deuxième approche (dépendance au cisaillement de la viscosité) sont présentés dans le livre de Bair [BAI 05]. Les modèles les plus généraux sont ceux de Carreau-Yasuda (équation 1.1 [YAS 81]) et de Bair [BAI 04]. Ces modèles ne peuvent pas être utilisés dans les équations de Navier-Stokes pour être dérivés

en équations de Reynolds modifiées en raison de leur complexité. En effet, l'exposant appliqué au terme de la contrainte de cisaillement τ_e/τ_0 ne peut être intégré analytiquement et nécessite donc une intégration numérique.

$$\mu = \mu_2 + \frac{\mu_1 - \mu_2}{\left(1 + \left(\tau_e / \tau_0\right)^a\right)^{\frac{n-1}{a}}}$$
(1.1)

Ainsi, le modèle Rabinowitsch [RAB 29][DEX 54][ROT 62] est plus couramment utilisé. Le modèle est illustré par l'équation 1.2 et par la figure 1.7. Greenwood [GRE 00] propose une équation de Reynolds généralisée bidimensionnelle à partir d'un modèle de Rabinowitsch simplifié, aussi utilisé par Chapkov [CHA 06][CHA 07], tandis que Bair et Khonsari [BAI 05] proposent une équation de Reynolds généralisée à une dimension utilisant le modèle complet.

$$\mu = \mu_2 + \frac{\mu_1 - \mu_2}{1 + (\tau_e/\tau_0)^2} \tag{1.2}$$



FIGURE 1.7: Modèle de Rabinowitsch, viscosité adimensionnée μ/μ_1 en fonction du taux de cisaillement adimensionné τ_e/τ_0 .

1.4 Texturation des surfaces

Optimiser la rugosité ou la micro-géométrie permet d'améliorer les performances d'un contact. Le meilleur exemple est la segmentation des moteurs. Le transport du lubrifiant, et donc les performances du contact segment-cylindre, est impacté directement par l'état de surface des pièces en contact.

1.4.1 Premières études

1.4.1.1 système à faces parallèles

Les joints à faces parallèles sont les premiers systèmes ayant fait l'objet d'études des effets de la micro-géométrie [ANN 68][ANN 69]. Certaines études ont mis en avant l'influence d'une texturation des surfaces. Etsion *et al.* proposent un modèle numérique [ETS 96], comparé avec une étude expérimentale [ETS 99], revendiquant une augmentation de la portance et de la raideur du film de lubrifiant par une optimisation de la taille et de la densité de coupelles usinées par gravage laser. Ils introduisent ensuite la notion de texturation partielle [ETS 02] permettant d'améliorer encore les performances. En effet, les premiers travaux présentaient des surfaces entièrement texturées alors qu'ici seule la partie externe l'est.

Brizmer [BRI 03] applique ces techniques de texturation, complète ou partielle, aux paliers hydrodynamiques à faces parallèles. Il montre l'existence d'une portance optimale en fonction de la géométrie des cavités et de leur densité.

Les travaux de Kovalchenko *et al.* [KOV 04] [KOV 05] ont permis de montrer que la texturasion des surfaces permet de retarder le passage entre lubrification complète et mixte. Ceux de Wang *et al.* [WAN 01] montrent les mêmes effets de la micro-géométrie dans un contact silicium-métal lubrifié à l'eau. Aussi, ils présentent la relation entre portance et paramètres géométriques de la texturation [WAN 03] et proposent des solutions de texturation optimales [WAN 06].

Les études de Petterson et Jacobson [PET 03] mettent en évidence l'effet de réservoirs à particules et débris d'usure qu'implique la présence de micro-géométries. La texturation permet de nettoyer le contact, ce qui induit une diminution de frottement et d'usure.

1.4.1.2 Contacts élasto-hydrodynamiques

L'effet de la migro-géométrie est plus complexe en EHD. L'effet piézovisqueux de l'huile combiné avec la déformation élastique des pièces en contact provoque la sortie du lubrifiant des micro-cavités (ou stries). Il y a donc une augmentation transitoire de l'épaisseur de lubrifiant, ce qui augmente la durée de vie par la diminution des frottements et donc de l'usure.

L'augmentation d'épaisseur de film dans un contact bille-plan par picotages des surfaces est montré par Dumont *et al.* [DUM 02]. Zhao *et al.* [ZHA 04] présentent l'effet d'une coupelle dans un contact EHD en phase transitoire de démarrage. Cette présence permet de raccourcir le temps de séparation des surfaces en contact.

Mourrier *et al.* présentent l'augmentation d'épaisseur de film d'huile dans un contact EHD transitoire micro-texturé [MOU 06] ainsi que l'influence de micro-cavités usinées au laser femtosecond traversant un contact EHD circulaire [MOU 08].

1.4.2 Application à la segmentation

1.4.2.1 Texturation des segments

Plusieurs études sur la texturation des segments ont été menées. Suite aux travaux sur les joints à faces parallèles [ETS 05], Etsion et son équipe appliquent le principe de la texturation à la segmentation.

Ronen *et al.* [RON 01] présentent un modèle numérique conservant un contact à deux faces parallèles pour une texturation complète des segments. Ils étudient différentes micro-géométries basées sur des coupelles (variation de diamètres, profondeurs et densités). Ils mettent en évidence une géométrie optimale pour différentes conditions de contact. Ils utilisent dans leur simulation des géométries de coupelles ayant un rapport d'environ 10% entre profondeur et diamètre.

Ryk *et al.* mènent différentes expérimentations sur la texturation des segments. La première [RYK 02] présente deux types de dispositifs de test. Le premier est à faces parallèles, le second utilise des segments découpés. Ils testent ces dispositifs en régimes suralimenté et sous-alimenté. Cette étude permet de montrer la diminution des frottements en présence de micro-géométrie par rapport à des surfaces lisses. Ces résultats sont aussi corrélés avec les prédictions numériques de Ronen. Ils mènent ensuite des études sur la texturation partielle de la segmentation [RYK 05] complétées par Kligerman *et al.* [KLI 05]. Ils montrent l'évolution du coefficient de frottement en fonction du taux de texturation du segment. Ils mettent en évidence une configuration optimale de cette texturation pour 50% de la surface.

Ces études expérimentales sont complétées par une étude de ces solutions sur un moteur réel [RYK 06]. Ces résultats sont comparés avec ceux trouvés sur le dispositif de principe [RYK 02]. Sur celui-ci les résultats sont confirmés alors qu'ils ne le sont pas dans l'application réelle. Ils concluent que l'effet hydrodynamique est majoritairement créé par le profil parabolique des segments, et n'est que perturbé par la texturation.

Il apparait donc le principal défaut de ces études (surtout pour la simulation numérique) qui est l'utilisation de modèles à faces parallèles qui ne prennent donc pas en compte la géométrie réelle des segments.

1.4.2.2 Texturation du cylindre

Différentes études ont été menées sur la texturation du cylindre. Les résultats de la société allemande Gehring, que l'on retrouve dans les publications de Abeln [ABE 02][ABE 03] et Golloch *et al.* [GOL 04][GOL 05], sont basés sur une comparaison d'une chemise non-texturée (de rugosité $1.9\mu m$) avec une chemise partiellement texturée (stries horizontales) sur sa partie haute, avec une zone non texturée de rugosité $0.3\mu m$.

Les résultats obtenus sont une baisse du frottement (-40%), de la consommation d'huile (-70%), et de l'usure (-60%). Cependant, il est difficile de dire si ces résul-

tats sont le fait de la texturation, ou de la variation de rugosité, sachant que les pertes par frottement du SPC sont réparties sur l'ensemble de la course du piston.

La texturation des cylindres a été abordée dans un projet ADEME. Durant son doctorat, Caciu [CAC 06] a étudié la lubrification de surfaces rugueuses, parallèles. Plusieurs comparaisons sont faites entre modèles numériques utilisant l'équation de Reynolds ou de Navier et des solutions expérimentales. Ces comparaisons se font sans prendre en compte la géométrie réelle des surfaces en contact.

Une étude numérique complexe de la segmentation avec texturation du cylindre a été menée par Organisciak [ORG 05][ORG 07a][ORG 07c][ORG 07b]. Il présente une simulation numérique hydrodynamique transitoire, basée sur l'équation de Reynolds, avec prise en compte de la géométrie parabolique d'un segment, de la sous-alimentation et pour différents types de texturation (coupelles, stries discontinues horizontales, stries continues dans la direction du pierrage).

1.4.3 Exemple de texturation de surfaces

Les figures 1.8(a) et 1.8(c) présentent deux types de texturation obtenue par usinage laser. Un exemple de micro-cavités circulaires est présenté sur une chemise pierrée sur la figure 1.8(b).

La société PSA a développé et breveté une technique alternative à la gravure laser. Un procédé de moletage permet d'obtenir des stries horizontales discontinues (figure 1.8(d)) par le principe de l'indentation des surfaces. Ces stries sont donc créées avec un outil qui vient déformer plastiquement la matière. Le pierrage de la chemise permet d'éliminer les bourrelets créés autour du trou.



(a) trous usinés au laser



(b) trous sur un cylindre

pierré



(c) traits usiné au laser



(d) traits obtenus par moletage (PSA)

FIGURE 1.8: Exemples de micro-géométries

1.5 Conclusion

Les bases de ce travail ont été posées dans ce premier chapitre. L'état de l'art en matière d'étude de la segmentation, de comportement des huiles à additifs polymères et de texturation des surface a été exposé.

Le contact segment-piston-cylindre a une lubrification complexe. Les enjeux de consommation d'huile et de performance du moteur se croisent. Pour des raisons de fiabilité, le contact n'a jamais présenté de surfaces lisses. De nouvelles méthodes de texturations apparaissent. Il est donc nécessaire d'étudier la micro-géométrie de la chemise et des segments.

Le comportement des molécules polymères dans les huiles en fonction des taux de cisaillement dans le fluide ne permet pas de décrire la lubrification à l'aide de l'équation de Reynolds pour les fluides newtoniens. Il est nécessaire d'utiliser des modèles rhéologiques plus complexes pour décrire ce comportement.

Il est donc nécessaire d'étudier le comportement des huiles à additifs polymères. Le chapitre 2 introduit le modèle rhéologique unidimensionnel [BAI 05] utilisé dans une première étude, dont les résultats sont présentés dans le chapitre 4.

Le chapitre 3 présente un nouveau modèle rhéologique bidimensionnel utilisé dans une seconde étude. Le chapitre 5 décrit les résultats de ce modèle sous différents contacts. Une micro-cavité de type indentation est introduite successivement sur les deux surfaces d'un contact hydrodynamique linéaire en glissement pur.

1. Contexte

Chapitre 2

Modèle unidimensionnel

Dans ce deuxième chapitre, une équation de Reynolds unidimensionnelle généralisée intégrant le modèle de Rabinowitsch est présentée.

Sommaire

2.1	Modèle numérique unidimensionnel		
	2.1.1	Vitesse d'écoulement dans le contact	30
	2.1.2	Équation de Reynolds 1D généralisée	31
2.2	Techniques numériques		33
	2.2.1	Implémentation numérique	33
	2.2.2	Convergence du résidu	33
	2.2.3	Convergence des paramètres physiques	39
2.3	Conclusion		40

2.1 Modèle numérique unidimensionnel

Dans un premier temps il est possible de simplifier le contact SPC comme étant un contact linéaire infiniment large et lisse. Cette hypothèse permet d'utiliser un modèle numérique unidimensionnel pour décrire le comportement "double-newtonien" des lubrifiants à additifs polymères.

Les équations qui suivent sont basées sur les travaux de S Bair [BAI 05]. Dans cette publication, une équation de Reynolds généralisée à une dimension est développée, basée sur le modèle de rhéologie de Rabinowitsch (figure 1.7, équation 1.2).

L'équation de Reynolds développée dans ce paragraphe est adimensionnée, et proche de celle précédemment citée, à la définition de certaines variables près.

2.1.1 Vitesse d'écoulement dans le contact

Dans [BAI 05] S. Bair utilise l'équation d'équilibre des contraintes simplifiée, assumant que la vitesse et que le gradient de pression dans la hauteur de film de lubrifiant peuvent être négligés.

$$\frac{d\tau_x}{dz} = \frac{\partial p}{\partial x} \tag{2.1}$$

En intégrant cette équation, on obtient la contrainte de cisaillement :

$$\tau_x = \tau_a + z \frac{\partial p}{\partial x} \tag{2.2}$$

Avec :

$$-h/2 \le z \le h/2 \tag{2.3}$$

La relation entre la vitesse, la contrainte de cisaillement et le gradient de pression s'écrit :

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\tau_x}{\mu} \tag{2.4}$$

Ce qui nous permet d'obtenir la composante de la vitesse du film de lubrifiant :

$$u(z) = \int \frac{\tau_x}{\mu} dz' \tag{2.5}$$

Avec pour conditions aux limites :

$$u(z = -h/2) = u_1$$
 et $u(z = h/2) = u_2$ (2.6)

La contrainte de cisaillement est définie par :

$$\tau_e = \sqrt{\tau_x^2 + \tau_y^2} \tag{2.7}$$

Comme nous faisons l'approximation linéaire ($\tau_y = 0$), la définition de la viscosité du modèle de Rabinowitsch (équation 1.2) devient :

$$\mu = \mu_2 + \frac{\mu_1 - \mu_2}{1 + (\tau_x / \tau_0)^2} \tag{2.8}$$

Maintenant que la viscosité est définie, il est possible de calculer l'intégrale contenue dans la définition de la vitesse, ce qui nous permet d'obtenir :

$$u(z) = u_1 \left(\frac{1}{2} - \frac{z}{h}\right) + u_2 \left(\frac{1}{2} + \frac{z}{h}\right) + \frac{1}{2\mu_2} \frac{\partial p}{\partial x} \left(z - \frac{h}{2}\right) \left(z + \frac{h}{2}\right) - F(z) + \left(\frac{1}{2} - \frac{z}{h}\right) F\left(-\frac{h}{2}\right) + \left(\frac{1}{2} + \frac{z}{h}\right) F\left(\frac{h}{2}\right)$$
(2.9)

Avec :

$$F(z) = \frac{1}{2} \frac{(\mu_1 - \mu_2) \tau_0^2}{\mu_2^2 \partial p / \partial x} \ln \left(\mu_1 \tau_0^2 + \mu_2 \left(\tau_a + z \frac{\partial p}{\partial x} \right)^2 \right)$$
(2.10)

Les conditions aux limites imposent que τ_a satisfasse :

$$u_1 - u_2 + \frac{h}{\mu_2}\tau_a + F\left(x, -\frac{h}{2}\right) - F\left(x, \frac{h}{2}\right) = 0$$
(2.11)

2.1.2 Équation de Reynolds 1D généralisée

Pour obtenir l'équation de Reynolds généralisée, il est nécessaire d'intégrer u(z) sur l'épaisseur de film [PIN 61].

Afin de simplifier les équations du modèle, les variables adimensionnées suivantes sont utilisées :

$$X = x/R \qquad \tau_A = \tau_a/\tau_0 \qquad T = t.u_m/R$$

$$H = h/R \qquad P = p.R/(12\mu_1 u_m) \qquad (2.12)$$

Ainsi que la relation :

$$\mu_2 = K\mu_1 \tag{2.13}$$

K représente la diminution de viscosité entre les deux plateaux newtoniens du modèle rhéologique. *K* est donc un compris entre 0 et 1.

On obtient ainsi l'équation de Reynolds généralisée adimensionnée incompressible :

$$\frac{\partial}{\partial X} \left(\phi_X H^3 \frac{\partial P}{\partial X} \right) - \frac{\partial H}{\partial X} - \frac{\partial H}{\partial T} = 0$$
(2.14)

Avec le facteur de flux ϕ_X :

$$\phi_X = \frac{1}{K} + \frac{3(1-K)}{Z^2 K^2 H^2 (dP/dX)^2} \left(-1 + \tau_A \left(L(H) - L(-H)\right) + A(H) - A(-H)\right)$$
(2.15)

Avec :

$$L(w) = \frac{1}{4ZHdP/dX} \ln\left(1 + K\left(\tau_A + wZ\frac{dP}{dX}\right)^2\right)$$
(2.16)

Et :

$$A(w) = \frac{1}{2Z\sqrt{K}HdP/dX}\arctan\left(\sqrt{K}\left(\tau_A + wZ\frac{dP}{dX}\right)\right)$$
(2.17)

Il est possible de définir l'équation adimensionnée permettant de calculer τ_A :

$$\frac{ZK}{6H}\frac{u_1 - u_2}{u_m} + \tau_A + \frac{1 - K}{K}\left(L(-H) - L(H)\right) = 0$$
(2.18)

Dans ces équations, Z est le paramètre adimensionné qui détermine les conditions de fonctionnement :

$$Z = \frac{6\mu_1 u_m}{R\tau_0} \tag{2.19}$$

Il est possible de réécrire Z :

$$Z = \frac{1}{2} \frac{\tau_A}{P} \frac{p}{\tau_a}$$
(2.20)

l'équation (2.20) montre la dépendance de Z envers le choix des paramètres d'adimensionnement choisis pour la pression et l'effort de cisaillement (équation (2.12)).

L'intégration (2.15) a été réalisée à l'aide du logiciel de calcul formel MAPLE [MAP 08].

2.2 Techniques numériques

2.2.1 Implémentation numérique

L'équation de Reynolds généralisée adimensionnée (2.14) est implémentée dans un code de calcul et est résolue en utilisant les techniques multigrilles présentées par Venner et Lubrecht [VEN 00]. Le contact segment/cylindre est discrétisé sur un domaine $-15/16 \le X \le 1/16$ (non centré en 0 pour diminuer le nombre de points dans la zone sans pression).

Avant chaque itération effectuée sur l'équation de Reynolds, l'équation 2.18 est résolue. Son inconnue est τ_A . Ce paramètre est nécessaire pour calculer le facteur de flux ϕ_X (équation 2.15). La méthode du point fixe est utilisée pour la résolution.

Cette étape numérique supplémentaire, par rapport à la résolution de l'équation de Reynolds classique, entraine une augmentation du temps de calcul. Celui-ci est difficile à chiffrer. En effet, la résolution de l'équation de la contrainte de cisaillement dépend des conditions de fonctionnement, définies par la valeur de Z (équation 2.19).

La résolution de cette équation demande plus d'itérations en début de calcul quand la pression varie beaucoup entre deux itérations, qu'en fin de calcul, car la pression ne varie plus autant. Par exemple, en début de résolution sur les grilles les plus grossières, la résolution de l'équation de la contrainte de cisaillement demande une trentaine d'itérations, alors que vers la fin des calculs, sur les grilles les plus fines, une seule itération suffit généralement pour obtenir une erreur acceptable. Dans notre programme, la convergence sur τ_A est considérée comme atteinte pour une variation relative inférieure à 10^{-8} .

Finalement, nous pouvons dire que la vitesse de résolution de l'équation de la contrainte de cisaillement est tributaire de la convergence globale du système.

2.2.2 Convergence du résidu

L'algorithme développé a pour variable principale la pression *P*. Celle-ci est calculée à partir de l'équation de Reynolds. La convergence du résidu de cette équation est utilisée comme résidu global de l'algorithme.

Ce paragraphe présente ce résidu en fonction des différents cas présentés dans le chapitre 4. Tous les graphiques le représentent en fonction du pas itératif. Les simulations utilisées comportent de 2 à 9 grilles avec une grille grossière de 65 points. 50 cycles itératifs sont effectués sur chaque grille. Le premier graphique (figure 2.1) présente le résidu pour une rhéologie newtonienne à géométrie constante (voir chapitre 4), c'est-à-dire sans l'utilisation du modèle présenté au paragraphe précédent. La vitesse de convergence est indépendante de la taille de la grille la plus fine. L'algorithme converge jusqu'à un résidu limite différent pour chaque taille de grille et qui dépend de la précision machine.



FIGURE 2.1: Résidu en fonction du nombre de cycles, rhéologie newtonienne et géométrie constante

Le deuxième graphique (figure 2.2(a)) présente le résidu pour le modèle de rhéologie double-newtonienne. Le calcul est réalisé à géométrie constante et pour un choix du paramètre Z (équation 2.19) plaçant la viscosité sur le deuxième plateau newtonien.

L'ajout du facteur de flux (équation 2.15) dans l'équation de Reynolds perturbe la convergence du résidu. La précision de la première itération est réduite par rapport au modèle newtonien.

La vitesse de convergence est ici aussi constante et indépendante de la taille de la grille fine. Nous retrouvons le problème de précision machine pour le résidu final.

Le constat est encore pire pour un paramètre Z plaçant la rhéologie sur le premier plateau newtonien (figure 2.2(b)). Ici, le résidu stagne à une valeur proche du résidu de la première itération. Pourtant, les données physiques convergent bien vers les même valeurs que pour le cas newtonien (voir exploitation des résultats dans le chapitre 4).



FIGURE 2.2: Résidu en fonction du nombre de cycles, rhéologie double-newtonienne et géométrie constante

Le résidu est localisé en réalité sur la zone de faible pression de l'entrée du contact. La figure 2.3 présente le résidu local (en vert) et la pression (en rouge) en fonction de la discrétisation. Le résidu est beaucoup plus faible dans la zone de pression ($< 10^{-5}$) que dans la zone sans pression du convergent ($> 10^{-5}$). Le résidu local est donc nettement inférieur dans la zone que nous souhaitons réellement étudier à la valeur globale (10^{-2}).



FIGURE 2.3: Résidu local, rhéologie double-newtonienne et géométrie constante, premier plateau

Le modèle double-newtonien semble donc poser des problèmes de convergence dans la zone à très faible pression lorsque la simulation est proche du premier plateau newtonien. La complexité des équations implémentées (2.14 à 2.17) pose des problème de conditions aux limites quand la contrainte de cisaillement τ_A est faible.

Il est normal que le résidu local augmente avec l'éloignement du centre du contact. Ceci s'explique par le coefficient multiplicateur de la pression dans l'équation de Reynolds : H^3 . Dans notre problème, H est une fonction carrée de X, nous avons donc un coefficient en X^6 . Celui-ci fait perdre de la précision sur le calcul de la pression à l'aide de l'équation de Reynolds.

Dans le cas non-newtonien, proche du premier plateau, de nombreux paramètres sont très faibles (Z, τ_A , dP/dX) et réduisent donc aussi la précision sur le calcul. Une piste de

résolution de ce problème serait donc de réaliser un développement limité du facteur de flux dans ce cas limite.

Après avoir étudié le résidu à épaisseur minimale de film d'huile constante, il est possible de regarder celui-ci pour un algorithme travaillant à charge constante.

La figure 2.4 présente le résidu pour une rhéologie newtonienne, les figures 2.5(a) et 2.5(b) le présentent pour une rhéologie double-newtonienne.



FIGURE 2.4: Résidu en fonction du nombre de cycles, rhéologie newtonienne et charge constante

Le constat effectué est le même à charge constante qu'à géométrie constante. Le modèle non-newtonien réduit la première approximation possible de la solution initiale (première itération) pour une viscosité proche du second plateau newtonien et plus on s'approche de la première asymptote newtonienne du modèle, plus le résidu local dans la zone à faible pression du convergent perturbe le résidu global.



FIGURE 2.5: Résidu en fonction du nombre de cycles, rhéologie double-newtonienne et charge constante

2.2.3 Convergence des paramètres physiques

Dans un deuxième temps il est possible d'observer la convergence des paramètres globaux du système. Ces paramètres font l'objet d'une étude physique dans le chapitre 4 et sont au nombre de 3 : la charge W, la force de frottement F et le coefficient de frottement f.

nombre de points	W	F	f
129	79,628	2,5311E-01	5,2977E-02
257	80,438	2,5699E-01	5,3248E-02
513	80,780	2,5001E-01	5,1583E-02
1025	80,832	2,4880E-01	5,1299E-02
2049	80,845	2,4820E-01	5,1167E-02
4097	80,849	2,4790E-01	5,1103E-02
8193	80,849	2,4775E-01	5,1072E-02
16385	80,850	2,4753E-01	5,1026E-02
32769	80,850	2,4756E-01	5,1034E-02

TABLE 2.1: Charge, Frottement et Coefficient de Frottement en fonction du nombre de points pour $Z = 3 \cdot 10^{-2}$.

nombre de points	W	F	f
129	-1,51%	2,24%	3,81%
257	-0,51%	3,81%	4,34%
513	-0,09%	0,99%	1,08%
1025	-0,02%	0,50%	0,52%
2049	-0,01%	0,26%	0,26%
4097	0,00%	0,13%	0,14%
8193	0,00%	0,07%	0,07%
16385	0,00%	-0,01%	-0,02%

TABLE 2.2: Valeurs du Tableau 2.1 comparées à la simulation avec la grille la plus fine (32769 points)

Des grilles relativement fines (2049 pts) ont été utilisées pour assurer la précision, la pression et le taux de cisaillement ayant un comportement très localisé. La précision obtenue excède 1% pour la plupart des conditions d'opération.

Dans les tableaux 2.1 et 2.2, il peut être observé que le coefficient de frottement ainsi



FIGURE 2.6: Convergences des paramètres physiques (tableau 2.2)

que la force de frottement varient pour des grilles de plus en plus fines. La raison physique de ces variations est que leurs valeurs sont très sensibles à la localisation précise de la limite de zone de cavitation.

2.3 Conclusion

Dans ce chapitre, est développée une équation de Reynolds adimensionnée, basée sur la rhéologie "double-Newtonienne". La définition du facteur de flux (2.15) est plus complexe que si nous avions utilisé le modèle de Rabinowitsch directement dans l'équation de Reynolds classique. Le facteur de flux dépend à présent de la variation de pression $\frac{dP}{dX}$, de l'épaisseur de film *H*, en plus de la contrainte de cisaillement τ_a .

Le modèle rhéologique perturbe en apparence la convergence du résidu de l'équation de Reynolds. La complexité des équations mises en œuvre amène des questions sur la gestion des conditions limites du modèle.

Toutefois, ce problème se localise dans la zone à très faible pression du convergent et uniquement en cas de faible cisaillement. Le résidu s'accroit quand on s'éloigne du centre du contact. Malgré cela, l'algorithme permet d'atteindre une valeur de résidu acceptable dans la zone de pression que nous souhaitons étudier ($< 10^{-6}$).

Il est aussi à noter que les résultats présentés dans le chapitre 4 montrent que les résultats du modèle rhéologique convergent avec ceux du modèle newtonien. Quand les

paramètres physiques placent la simulation sur une des deux asymptotes newtoniennes, la distribution de pression est quasi-identique à la pression newtonienne, à la valeur de la viscosité prêt.

2. Modèle unidimensionnel

Chapitre 3 Modèle bidimensionnel

Dans ce troisème chapitre, une équation de Reynolds bidimensionnelle généralisée intégrant le modèle de Rabinowitsch est présentée.

Sommaire

3.1	Modè	e numérique bidimensionnel
	3.1.1	Vitesse d'écoulement dans le contact
	3.1.2	Équation de Reynolds 2D généralisée
3.2	Techniques numériques	
	3.2.1	Implémentation numérique
	3.2.2	Convergence du résidu
	3.2.3	Convergence des paramètres physiques
3.3	Concl	usion

3.1 Modèle numérique bidimensionnel

Dans le chapitre précédent, nous avons modélisé le contact SPC comme étant un contact linéaire infiniment large et lisse.

Dans ce chapitre, nous adoptons le même raisonnement que pour le chapitre précédent étendu à deux dimensions pour pouvoir décrire le contact SPC comme étant linéaire périodique pour pouvoir modifier la micro-géométrie du contact.

L'équation de Reynolds développée ici est adimensionnée et basée sur le modèle de rhéologie de Rabinowitsch (figure 1.7, équation 1.2).

3.1.1 Vitesse d'écoulement dans le contact

Dans [BAI 05] S. Bair utilise l'équation d'équilibre des contraintes simplifiée, assumant que la vitesse et que le gradient de pression dans la hauteur de film de lubrifiant peuvent être négligés.

$$\frac{d\tau_x}{dz} = \frac{\partial p}{\partial x}$$
 et $\frac{d\tau_y}{dz} = \frac{\partial p}{\partial y}$ (3.1)

En intégrant cette équation, on obtient les contraintes de cisaillement :

$$\tau_x = \tau_a + z \frac{\partial p}{\partial x}$$
 et $\tau_y = \tau_b + z \frac{\partial p}{\partial y}$ (3.2)

Avec :

$$-h/2 \le z \le h/2 \tag{3.3}$$

Les relations entre les composantes de la vitesse, les contraintes de cisaillement et les gradients de pression s'écrivent :

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\tau_x}{\mu} \quad \text{et} \quad \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{\tau_y}{\mu}$$
(3.4)

Ce qui nous permet d'obtenir les composantes de la vitesse le long du film de lubrifiant :

$$u(z) = \int \frac{\tau_x}{\mu} dz' \quad \text{et} \quad v(z) = \int \frac{\tau_y}{\mu} dz' \tag{3.5}$$

Avec pour conditions aux limites :

$$u(z = -h/2) = u_1$$
 et $u(z = h/2) = u_2$
 $v(z = -h/2) = 0$ et $v(z = h/2) = 0$
(3.6)

Pour décrire le comportement de la viscosité en fonction de la contrainte de cisaillement nous choisissons le modèle de Rabinowitsch. Comme expliqué dans le paragraphe 1.3.3, ce choix est fait pour rendre possible l'intégration analytique du modèle.

La viscosité est définie par :

$$\mu = \mu_2 + \frac{\mu_1 - \mu_2}{1 + (\tau_e / \tau_0)^2} \tag{3.7}$$

Avec :

$$\tau_e = \sqrt{\tau_x^2 + \tau_y^2} \tag{3.8}$$

Maintenant que la viscosité est définie, il est possible de calculer les intégrales contenues dans la définition des composante de la vitesse, ce qui nous permet d'obtenir :

$$u(z) = u_{1}\left(\frac{1}{2} - \frac{z}{h}\right) + u_{2}\left(\frac{1}{2} + \frac{z}{h}\right) + \frac{1}{2\mu_{2}}\frac{\partial p}{\partial x}\left(z - \frac{h}{2}\right)\left(z + \frac{h}{2}\right) + \frac{\partial p}{\partial x}\left(F\left(z\right) - \left(\frac{1}{2} - \frac{z}{h}\right)F\left(-\frac{h}{2}\right) - \left(\frac{1}{2} + \frac{z}{h}\right)F\left(\frac{h}{2}\right)\right) + \frac{\partial p}{\partial y}\left(G\left(z\right) - \left(\frac{1}{2} - \frac{z}{h}\right)G\left(-\frac{h}{2}\right) - \left(\frac{1}{2} + \frac{z}{h}\right)G\left(\frac{h}{2}\right)\right) v(z) = \frac{1}{2\mu_{2}}\frac{\partial p}{\partial y}\left(z - \frac{h}{2}\right)\left(z + \frac{h}{2}\right) + \frac{\partial p}{\partial y}\left(F\left(z\right) - \left(\frac{1}{2} - \frac{z}{h}\right)F\left(-\frac{h}{2}\right) - \left(\frac{1}{2} + \frac{z}{h}\right)F\left(\frac{h}{2}\right)\right)$$
(3.10)
$$- \frac{\partial p}{\partial x}\left(G\left(z\right) - \left(\frac{1}{2} - \frac{z}{h}\right)G\left(-\frac{h}{2}\right) - \left(\frac{1}{2} + \frac{z}{h}\right)G\left(\frac{h}{2}\right)\right)$$

Et :

Avec :

$$F(z) = \frac{(1-1/K)\tau_0^2}{2\mu_2((\partial p/\partial x)^2 + (\partial p/\partial x)^2)}$$

$$\times \ln\left(\tau_0^2 + K\left(\tau_a + z\frac{\partial p}{\partial x}\right)^2 + K\left(\tau_b + z\frac{\partial p}{\partial y}\right)^2\right)$$
(3.11)

Et :

$$G(z) = \frac{\tau_0^2 (K-1)(\tau_a \partial p/\partial y - \tau_b \partial p/\partial x)}{\mu_2 ((\partial p/\partial x)^2 + (\partial p/\partial y)^2)} \\ \times \frac{1}{\sqrt{K^2 (\tau_a \partial p/\partial y - \tau_b \partial p/\partial x)^2 + K \tau_0^2 ((\partial p/\partial x)^2 + (\partial p/\partial y)^2)}} \\ \times \arctan\left(\frac{K((\tau_a + z \partial p/\partial x) \partial p/\partial x + (\tau_b + z \partial p/\partial y) \partial p/\partial y)}{\sqrt{K^2 (\tau_a \partial p/\partial y - \tau_b \partial p/\partial x)^2 + K \tau_0^2 ((\partial p/\partial x)^2 + (\partial p/\partial y)^2)}}\right)$$
(3.12)

Les conditions aux limites imposent que τ_a et τ_b satisfassent :

$$\begin{cases} u_2 - u_1 - \frac{h}{\mu_2} \tau_a + \frac{\partial p}{\partial x} \left(F\left(-\frac{h}{2}\right) - F\left(\frac{h}{2}\right) \right) + \frac{\partial p}{\partial y} \left(G\left(-\frac{h}{2}\right) - G\left(\frac{h}{2}\right) \right) = 0 \\ - \frac{h}{\mu_2} \tau_b + \frac{\partial p}{\partial y} \left(F\left(-\frac{h}{2}\right) - F\left(\frac{h}{2}\right) \right) - \frac{\partial p}{\partial x} \left(G\left(-\frac{h}{2}\right) - G\left(\frac{h}{2}\right) \right) = 0 \end{cases}$$
(3.13)

3.1.2 Équation de Reynolds 2D généralisée

Pour obtenir l'équation de Reynolds généralisée, il est nécessaire d'intégrer u(z) et v(z) sur l'épaisseur de film [PIN 61]. Les variables adimensionnées suivantes sont utilisées :

$$X = x/R \qquad \tau_A = \tau_a/\tau_0 \qquad T = t.u_m/R \qquad H = h/R$$

$$Y = y/R \qquad \tau_B = \tau_b/\tau_0 \qquad P = p.R/(12\mu_1 u_m) \qquad (3.14)$$

Ainsi que la relation :

$$\mu_2 = K\mu_1 \tag{3.15}$$

On obtient ainsi l'équation de Reynolds généralisée incompressible :

$$\frac{\partial}{\partial X} \left(\phi_X H^3 \frac{\partial P}{\partial X} \right) + \frac{\partial}{\partial Y} \left(\phi_Y H^3 \frac{\partial P}{\partial Y} \right) - \frac{\partial H}{\partial X} - \frac{\partial H}{\partial T} = 0$$
(3.16)

Avec les facteurs de flux ϕ_X et ϕ_Y :

$$\begin{split} \phi_{X} &= \frac{1}{K} + \frac{3(K-1)}{(Z^{2}H^{2}K^{2}((\partial P/\partial X)^{2} + (\partial P/\partial Y)^{2})} \\ &- 6(L(H) - L(-H)) \\ &\times \frac{\tau_{A}((\partial P/\partial X)^{2} - (\partial P/\partial Y)^{2}) + 2\tau_{B}\partial P/\partial X\partial P/\partial Y}{H^{3}Z((\partial P/\partial X)^{2} + (\partial P/\partial Y)^{2})\partial P/\partial X} \end{split}$$
(3.17)
$$- 6(A(H) - A(-H)) \\ &\times \left(\frac{2\tau_{A}\partial P/\partial X\partial P/\partial Y + \tau_{B}((\partial P/\partial Y)^{2} - (\partial P/\partial X)^{2})}{H^{3}Z((\partial P/\partial X)^{2} + (\partial P/\partial Y)^{2})\partial P/\partial X} + \frac{1}{K(\tau_{A}\partial P/\partial Y - \tau_{B}\partial P/\partial X)}\right) \end{split}$$

Et :

$$\begin{split} \phi_{Y} &= \frac{1}{K} + \frac{3(K-1)}{(Z^{2}H^{2}K^{2}((\partial P/\partial X)^{2} + (\partial P/\partial Y)^{2})} \\ &- 6(L(H) - L(-H)) \\ &\times \frac{\tau_{B}((\partial P/\partial Y)^{2} - (\partial P/\partial X)^{2}) + 2\tau_{A}\partial P/\partial X\partial P/\partial Y}{H^{3}Z((\partial P/\partial X)^{2} + (\partial P/\partial Y)^{2})\partial P/\partial Y} \end{split}$$
(3.18)
+ 6(A(H) - A(-H))
$$&\times \left(\frac{2\tau_{B}\partial P/\partial X\partial P/\partial Y + \tau_{A}((\partial P/\partial X)^{2} - (\partial P/\partial Y)^{2})}{H^{3}Z((\partial P/\partial X)^{2} + (\partial P/\partial Y)^{2})\partial P/\partial Y} + \frac{1}{K(\tau_{B}\partial P/\partial X - \tau_{A}\partial P/\partial Y)}\right) \end{split}$$

Avec :

$$L(w) = \frac{K-1}{8Z^2K^2\left((\partial P/\partial Y)^2 - (\partial P/\partial X)^2\right)} \times \ln\left(1 + K\left(\tau_A + wZ\frac{\partial P}{\partial X}\right)^2 + K\left(\tau_B + wZ\frac{\partial P}{\partial Y}\right)^2\right)$$
(3.19)

Et :

$$A(w) = \frac{(K-1)((\tau_{B}\partial P/\partial X - \tau_{A}\partial P/\partial Y))}{4Z^{2}K((\partial P/\partial Y)^{2} - (\partial P/\partial X)^{2})}$$

$$\times \frac{1}{\sqrt{K^{2}(\tau_{A}\partial P/\partial Y - \tau_{B}\partial P/\partial X)^{2} + K((\partial P/\partial X)^{2} + (\partial P/\partial Y)^{2})}}$$

$$\times \arctan\left(\frac{K(\tau_{A} + wZ\partial P/\partial X)\partial P/\partial X + K(\tau_{B} + wZ\partial P/\partial Y)\partial P/\partial Y}{\sqrt{K^{2}(\tau_{A}\partial P/\partial Y - \tau_{B}\partial P/\partial X)^{2} + K((\partial P/\partial X)^{2} + (\partial P/\partial Y)^{2})}}\right)$$
(3.20)

Il est possible de définir le système d'équations permettant de calculer τ_A et τ_B :

$$\begin{cases} \frac{ZK}{6H} \frac{u_2 - u_1}{u_m} + \frac{2ZK}{H} \frac{\partial P}{\partial X} \left(L(-H) - L(H) \right) + \frac{2ZK}{H} \frac{\partial P}{\partial Y} \left(A(-H) - A(H) \right) - \tau_A = 0 \\ \frac{2ZK}{H} \frac{\partial P}{\partial Y} \left(L(-H) - L(H) \right) - \frac{2ZK}{H} \frac{\partial P}{\partial X} \left(A(-H) - A(H) \right) - \tau_B = 0 \end{cases}$$
(3.21)

Dans ces équations Z est le paramètre adimensionné qui détermine les conditions d'opération :

$$Z = \frac{6\mu_1 u_m}{R\tau_0} \tag{3.22}$$

Il est possible de réécrire Z :

$$Z = \frac{1}{2} \frac{\tau_A}{P} \frac{p}{\tau_a}$$
(3.23)

L'équation (3.23) montre la dépendance de Z envers le choix des paramètres d'adimensionnement choisis pour la pression et l'effort de cisaillement (équation (3.14)).

Pour le contact infiniment large $(\partial P/\partial Y = 0)$ et pour une surface lisse, l'équation à deux dimensions (3.16 + 3.17 + 3.18) se simplifie. Ainsi simplifiée, on optient le modèle à une dimension présenté au chapitre précédent (2.14 + 2.15 + 3.18) et developpé par S. Bair [BAI 05].

L'intégration (3.17 + 3.18) a été réalisée à l'aide du logiciel de calcul formel MAPLE [MAP 08].

3.2 Techniques numériques

3.2.1 Implémentation numérique

L'équation de Reynolds généralisée adimensionnée (3.16) est implémentée dans un code de calcul et est résolue en utilisant les techniques multigrilles présentées par Venner et Lubrecht [VEN 00]. Le contact segment/cylindre est discrétisé sur un domaine $-12/16 \le X \le 4/16$ et $-1/2 \le Y \le 1/2$ (non centré en 0 pour diminuer le nombre de points dans la zone sans pression).

Avant chaque itération effectuée sur l'équation de Reynolds, le système d'équations 3.21 est résolu. Ses inconnues sont τ_A et τ_B . Ces deux paramètres sont nécessaires pour calculer les deux facteurs de flux ϕ_x (équation 3.17) et ϕ_y (équation 3.18). La méthode du point fixe est utilisée pour la résolution.

Cette étape numérique supplémentaire, par rapport à la résolution de l'équation de Reynolds classique, entraine une augmentation du temps de calcul. Celui-ci est difficile à chiffrer. En effet, la résolution du système d'équations des contraintes de cisaillement dépend des conditions d'opération, définies par la valeur de Z (équation 3.22).

La résolution de ce système d'équations demande plus d'itérations en début de calcul quand la pression varie beaucoup entre deux itérations, qu'en fin de calcul, car la pression ne varie plus autant. Par exemple, en début de résolution sur les grilles les plus grossières, la résolution de l'équation de la contrainte de cisaillement demande une soixantaine d'itérations, alors que vers a la fin des calculs, sur les grilles les plus fines, une seule itération suffit généralement pour obtenir une erreur acceptable. Dans notre programme, la convergence sur τ_A et τ_B est considérée comme atteinte pour une variation relative inférieure à 10^{-8} du paramètre τ_E .

Finalement, nous pouvons dire que la vitesse de résolution du système d'équations des contraintes de cisaillement est tributaire de la convergence globale du système.

3.2.2 Convergence du résidu

Comme pour l'algorithme unidimensionnel, la pression *P* est la variable principale, et la convergence du résidu de l'équation de Reynolds est utilisée comme résidu global de l'algorithme.

Le résidu est étudié dans le paragraphe en fonction des différents cas présentés dans le chapitre 5. Tous les graphiques le représentent en fonction du pas itératif. Les simulations utilisées comportent de 2 à 10 grilles avec une grille grossière de 17×17 points. 10 cycles itératifs sont effectués.

Le premier graphique (figure 3.1) présente le résidu pour une rhéologie newtonienne dans un contact lisse (voir chapitre 5), c'est-à-dire sans l'utilisation du modèle présenté au paragraphe précédent. Comme pour l'algorithme unidimensionnel, la taille de la grille la plus fine n'influence pas la vitesse de convergence.

Une valeur limite du résidu est visible pour les grilles les plus fines.



FIGURE 3.1: Résidu en fonction du nombre de cycles, rhéologie newtonienne et contact lisse

Nous étudions maintenant le résidu de l'équation de Reynolds bidimensionnelle modifiée. La figure 3.2(a) est un graphique présentant ce résidu pour un paramètre Z (équation 3.23) plaçant la zone de contact sur le deuxième plateau newtonien du modèle. Ici, le calcul est réalisé pour un contact lisse.

Sur ce graphique il est possible de voir que le modèle de viscosité double-newtonienne bidimensionnel ne pose pas de problèmes particuliers à l'inverse du modèle unidimensionnel présenté dans le chapitre précédent. La convergence est légèrement plus lente que pour le cas newtonien.

Le graphique suivant (figure 3.2(b)) présente le résidu pour un paramètre Z plaçant le contact sur la première asymptote newtonienne du modèle. Comme pour la simulation unidimensionnelle, le résidu n'atteint pas le même niveau de convergence que dans le cas purement newtonien.



FIGURE 3.2: Résidu en fonction du nombre de cycles, rhéologie double-newtonienne et contact lisse

Sur la figure 3.3, le résidu local (en vert) est représenté en regard de la distribution de pression (en rouge). Celui-ci est plus important dans la zone à faible pression du convergent (> 10^{-7}) que dans la zone de forte pression (< 10^{-7}). La valeur moyenne du résidu est de ce fait plus élevée (10^{-5}).



FIGURE 3.3: Résidu local, rhéologie double-newtonienne, contact lisse, premier plateau

Comme pour le modèle unidimensionnel, la rhéologie double-newtonienne telle que décrite dans ce chapitre présente donc des problèmes de perte de précision dans le cas de faibles contraintes de cisaillement. La complexité des équations implémentées (3.16 à 3.20) pose des problèmes de précision quand les contraintes de cisaillement τ_A et τ_B sont faibles.

L'influence du coefficient multiplicateur de la pression dans l'équation de Reynolds $(H^3 \propto X^6)$, couplée aux faibles valeurs de certains paramètres $(Z, \tau_A, \tau_B, dP/dX, dP/dY)$ entraine une perte de précision dans le calcul des corrections entrainant une stagnation du résidu dans la zone basse pression.

Effectuer un développement limité des équations 3.17 et 3.19 de la même manière que proposé pour le modèle unidimensionnel, si celui-ci diminue leur complexité, pourrait limiter ce problème.

La deuxième simulation bidimensionnelle décrite dans le chapitre 5 est un contact présentant un indent dans son centre.

La figure 3.4 présente l'erreur pour une rhéologie newtonienne, les figures 3.5(a) et 3.5(b) présentent l'erreur pour une rhéologie double-newtonienne.



FIGURE 3.4: Résidu en fonction du nombre de cycles, rhéologie newtonienne et contact indenté

Comme pour le contact lisse, le résidu de l'équation de Reynolds double-newtonienne est perturbé pour de faibles contraintes de cisaillement. Aussi, la vitesse de convergence est identique quelle que soit la taille de la grille fine.

Le graphique de la figure 3.5(a) montre que la présence de l'indent peut perturber la convergence. Comme les grilles les plus grossières ne décrivent pas l'indent assez précisément, le couplage avec la rhéologie variable introduit des instabilités locales qui perturbent le résidu global. Une minorité de points perturbe en réalité la simulation.



FIGURE 3.5: Résidu en fonction du nombre de cycles, rhéologie double-newtonienne et contact indenté
3.2.3 Convergence des paramètres physiques

Dans un deuxième temps il est possible d'observer la convergence des paramètres globaux du système. Ces paramètres font l'objet d'une étude physique dans le chapitre 5 et sont au nombre de 3 : la charge W, la force de frottement F et le coefficient de frottement f.

$n_X \times n_Y$	W	F	f
33 ²	129.35	6.8301E - 02	8.8009E - 02
65 ²	158.69	5.6544E - 02	5.9387E - 02
129 ²	162.66	5.3467E - 02	5.4785E - 02
257 ²	163.44	5.1954E - 02	5.2981E - 02
513 ²	163.64	5.2396E - 02	5.3363E - 02
1025^2	163.59	5.1456E - 02	5.2423E - 02
2049^2	163.55	5.1576E - 02	5.2559E - 02
4097^2	163.51	5.1488E - 02	5.2481E - 02
8193 ²	163.50	5.1371E - 02	5.2367E - 02

TABLE 3.1: Charge, Frottement et Coefficient de Frottement en fonction du nombre de points pour $Z = 3 \cdot 10^{-3}$.

$n_X \times n_Y$	W	F	f
33 ²	-21%	33%	68%
64 ²	-3%	10%	13%
129 ²	-0.5%	4.1%	4.6%
257^2	-0.04%	1.1%	1.2%
513 ²	0.09%	2.0%	1.9%
1025^2	0.06%	0.17%	0.11%
2049^2	0.03%	0.40%	0.37%
4097^2	0.01%	0.23%	0.22%

TABLE 3.2: Valeurs du Tableau 3.1 comparées à la simulation avec la grille la plus fine (8193² points)

Des grilles relativement fines (2049² pts) ont été utilisées pour assurer la précision, la pression et le taux de cisaillement ayant un comportement très localisé. La précision obtenue excède 1% pour la plupart des conditions d'opération.



FIGURE 3.6: Convergences des paramètres physiques (tableau 3.2)

Dans les tableaux 3.1 et 3.2, il peut être observé que le coefficient de frottement ainsi que la force de frottement varient pour des grilles de plus en plus fines. La raison physique de ces variations est que leurs valeurs sont très sensibles à la localisation précise de la limite de zone de cavitation.

3.3 Conclusion

Dans ce chapitre, est développée une équation de Reynolds adimensionnée, basée sur la rhéologie "double-Newtonienne". La définition des facteurs de flux (3.17) est plus complexe que si nous avions utilisé le modèle de Rabinowitsch directement dans l'équation de Reynolds classique. Les facteurs de flux dépendent à présent des variations de pression $\frac{dP}{dX}$ et $\frac{dP}{dX}$, de l'épaisseur de film *H*, en plus des contraintes de cisaillement τ_a et τ_b .

Le modèle bidimensionnel présente les mêmes problèmes de convergence que le modèle unidimensionnel. La complexité des équations mises en œuvre amène des questions sur la gestion des conditions limites, comme par exemple quand les contraintes de cisaillement sont faibles.

Toutefois, ce problème se localise dans la zone à très faible pression du convergent. La zone d'étude est très peu perturbée et atteint des résidus relativement faibles ($< 10^{-7}$).

Enfin, les résultats du modèle rhéologique pour des conditions plaçant la simulation

sur un des deux plateaux newtoniens sont, malgré cela, en bonne corrélation avec les résultats newtoniens (voir l'exploitation des résultats dans le le chapitre 5).

3. Modèle bidimensionnel

Chapitre 4 Résultats du modèle 1D

Ce quatrième chapitre présente les résultats obtenus à partir du modèle unidimensionnel présenté dans le chapitre 2.

Sommaire

4.1	Présentation de la simulation			
4.2	Résultats à géométrie constante			
	4.2.1	Distribution de pression		
	4.2.2	Charge et force de frottement		
4.3	Résult	tats à charge constante		
	4.3.1	Distribution de pression		
	4.3.2	Épaisseur de film et force de frottement		
4.4	Conclusion			

4.1 Présentation de la simulation

Dans ce quatrième chapitre, le contact segment-chemise est modélisé par un contact elliptique (figure 4.1). Le contact est considéré comme linéaire, lisse et infiniment large. Le contact est en glissement pur.

L'hypothèse de contact linéaire est possible car le rayon de courbure de contact du segment est plus important que le rayon du cylindre.



FIGURE 4.1: Geométrie du contact

D'autres phénomènes importants influençant la lubrification tels que la variation de vitesse, la lubrification limite et les hautes températures proches du haut du cylindre, la sous-lubrification etc. ne sont pas pris en compte délibérément, dans le but de se concentrer sur l'influence de la rhéologie.

Les résultats suivants sont obtenus à partir de l'équation développée dans le chapitre 2. C'est un code hydrodynamique unidimensionnel multigrille. Le code intègre la possibilité de réaliser des calculs newtoniens pour comparer aux résultats non-newtoniens. Il est possible de réaliser des calculs à géométrie constante ou à charge constante.

La coordonnée X est prise dans la direction de mouvement, la coordonnée Y dans la direction circonférentielle et la coordonnée Z à travers l'épaisseur de film d'huile.

Les résultats présentés dans ce chapitre ont fait l'objet d'une publication [CHA 10].

4.2 Résultats à géométrie constante

Cinq paramètres indépendants apparaissent dans la simulation numérique : Z, K, H_0 , u_1 et u_2 . Les résultats présentés dans ce paragraphe sont obtenus à l'aide d'une géométrie constante. Cela signifie que H_0 ($H_0 = 10^{-3}$), K (K = 0.2) et la vitesse $u_1 = 0$, ne varient pas.

Les paramètres étudiés sont donc la répartition de pression P, la charge W, l'effort de frottement F et le coefficient de frottement f. Tout ces paramètres sont étudiés de manière adimensionnée, comme présentés au chapitre 2 (équation 2.14).

4.2.1 Distribution de pression

Il est intéressant d'étudier la différence entre la rhéologie newtonienne (figure 4.2) et celle de Rabinowitsch.



FIGURE 4.2: Distribution de pression adimensionnée : rhéologie newtonienne

Dans le cas d'un faible taux de cisaillement ($Z = 6.10^{-5}$, $\tau_A \le 0.02$, figure 4.3), la différence entre les pressions adimensionnées est minime ($\Delta < 0.03\%$). La viscosité dans tout le convergent est proche de la première asymptote newtonienne (figure 1.7).



FIGURE 4.3: Distribution de pression adimensionnée : rhéologie double-newtonienne, taux de cisaillement faible ($Z = 6.10^{-5}$, $\tau_A \le 0.02$)

Dans le cas de forts taux de cisaillement ($Z = 6.10^{+5}$, $\tau_A \ge 10^2$, figure 4.4), la pression adimensionnée est divisée par 5 ($\Delta < 0.03\%$), ce qui est égal à la réduction de viscosité 1/*K* utilisée. La viscosité dans la zone de convergence entière est proche de la deuxième asymptote newtonienne (figure 1.7).



FIGURE 4.4: Distribution de pression adimensionnée : rhéologie double-newtonienne, taux de cisaillement élevé ($Z = 6.10^{+5}, \tau_A \ge 10^2$)

Après l'étude de ces deux cas extrêmes, qui mettent en évidence les deux asymptotes newtoniennes du modèle, un cas intermédiaire est étudié ($Z = 6.10^{-2}$, $0.5 \le \tau_A \le 5.0$, figure 4.5).



FIGURE 4.5: Distribution de pression adimensionnée : rhéologie double-newtonienne, taux de cisaillement intermédiaire ($Z = 6.10^{-2}, 0.5 \le \tau_A \le 5.0$)



FIGURE 4.6: Viscosité apparente $(1/\Phi_X)$ et variation de pression (dP/dX) en fonction du taux de cisaillement

Ici le maximum de pression représente 25% de la valeur newtonienne. En revanche,

la charge excède les 32% de la valeur newtonienne. Ceci est dû à un élargissement de la distribution de pression. Physiquement, la pression diminue plus dans la zone de forts taux de cisaillement (la partie la plus étroite du convergent), alors que dans l'entrée du convergent, le cisaillement est plus faible. Ceci a pour résultat que la viscosité est moins réduite dans l'entrée du convergent et donc la pression diminue moins. Ceci cause l'élargissement de la distribution de pression.

Pour ce cas intermédiaire, la figure 4.6 montre la viscosité apparente $(1/\Phi_X)$ et le gradient de pression (dP/dX) en fonction du taux de cisaillement. Il apparaît que l'influence de τ_A sur la viscosité apparente est couplée avec celle de dP/dX. La variation de pression implique une variation de Φ_X à travers le modèle de Rabinowitsch.

Ce couplage est clairement visible dans l'équation 2.15.

4.2.2 Charge et force de frottement

Nous avons vu l'influence localisée de la viscosité sur le maximum de pression, maintenant nous étudions la variation globale de la charge et du frottement en fonction de Z. Ce paramètre est utilisé comme référence car il inclut toutes les variations de paramètres physiques (u_2 , τ_0 , R or μ_1) qui influencent les conditions de contact.

La charge adimensionnée est définie par l'équation :

$$W = \int_{\Omega} P dX \tag{4.1}$$



FIGURE 4.7: Charge adimensionnée en fonction de Z (équation 4.1)

La figure 4.7 montre que la charge adimensionnée suit la forme de la courbe de Rabinowitsch (figure 1.7). La réduction en charge est identique à la réduction de viscosité. En revanche, la plage sur laquelle la variation se fait est différente. La transition de 90% à 10% de la charge maximum se fait sur 1.9 décade au lieu de 1.0 décade pour la variation de viscosité.

Ceci peut être expliqué : la réduction de charge commence quand le point avec le plus fort taux de cisaillement atteint $\tau_0/10$. La transition est complète quand le point avec le plus faible taux de cisaillement atteint $10.\tau_0$. Ainsi, la transition sur charge est plus longue. Cet effet est relié à l'élargissement de la distribution de pression mentionné dans le paragraphe précédent.

Après la charge, il est possible d'étudier l'effort de frottement dans le contact.

La force de frottement adimensionnée est définie par l'équation :

$$F = \int_{\Omega} \tau_A dX \tag{4.2}$$

Dans le but de comparer la charge et l'effort de frottement, il est important de montrer les deux variables avec le même adimensionnement. En utilisant l'équation 2.20, il est possible de supprimer la dépendance triviale à Z de F:

$$F' = \int_{\Omega} \frac{1}{2Z} \tau_A dX = \frac{1}{2Z} \int_{\Omega} \tau_A dX \tag{4.3}$$



FIGURE 4.8: Force de frottement adimensionnée en fonction de Z (équation 4.3)

La figure 4.8 montre que la force de frottement adimensionnée suit la variation de viscosité du modèle de Rabinowitsch, comme la charge.

Il est possible à présent de comparer la charge et le frottement. Ces deux paramètres sont comparés de magnière relative :

$$W/W_{newtonien}$$
 et $F'/F'_{newtonien}$ (4.4)



FIGURE 4.9: Charge $W/W_{newtonien}$ et force de frottement $F'/F'_{newtonien}$ adimensionnées en fonction de Z

Les deux courbes relatives sont quasi les mêmes, mais il existe une subtile différence. Dans le but d'amplifier cette différence, nous étudions le coefficient de frottement. Il est défini par l'équation suivante :

$$f = \frac{\int_{\Omega} \tau_a dx}{\int_{\Omega} p dx} = \frac{1}{2Z} \frac{\int_{\Omega} \tau_A dX}{\int_{\Omega} P dX}$$
(4.5)

La figure 4.10 montre que le coefficient de frottement n'est pas constant. Les variations sont relativement petites ($\Delta \pm 4\%$). Pour $Z \le 2.10^{-4}$ La viscosité dans tout le convergent est sur la première asymptote newtonienne et le coefficient de frottement est égal à 0.0515.

Les très faibles variations dans le frottement peuvent être expliquées par l'influence de la position de la limite de cavitation. La viscosité non-newtonienne influence la position du premier point de transition. Cet effet diminue avec l'augmentation du nombre de points de discrétisation.



FIGURE 4.10: Coefficient de frottement en fonction de Z (équation 4.5)

Avec l'augmentation de Z, une transition non-newtonienne apparaît à travers le convergent. Comme la charge et la force de frottement sont générées différemment dans les différentes zones du convergent, cette transition affectera chaque variable différemment. Il en découle la variation de coefficient de frottement. Finalement, pour $Z \ge 2$, l'ensemble du convergent est sur la deuxième asymptote newtonienne et le coefficient de frottement est à nouveau constant (0.0515).

4.3 Résultats à charge constante

Dans l'étude précédente, la géométrie du convergent a été fixée. Ce paragraphe traite du problème à charge constante. Les paramètres apparaissant dans la simulation numérique sont les mêmes que dans l'étude précédente à l'exception de la charge remplaçant l'épaisseur minimum : Z, K, W, u_1 et u_2 . La charge W (W = 200), K (K = 0.2) et la vitesse $u_1 = 0$, ne varient pas.

Les paramètres étudiés sont donc la répartition de pression P, l'épaisseur minimale de film d'huile H_0 , l'effort de frottement F et le coefficient de frottement f. Tous ces paramètres sont étudiés de manière adimensionnée (équation 2.14).

Étudier le problème à charge constante a pour conséquence l'ajout d'une boucle numérique qui permet de calculer la bonne valeur de H_0 en fonction de la charge imposée.

4.3.1 Distribution de pression

Tout d'abord, comme pour le paragraphe précédent, il est intéressant d'étudier la différence entre la rhéologie newtonienne (figure 4.11) et celle de Rabinowitsch.



FIGURE 4.11: Distribution de pression adimensionnée : rhéologie newtonienne

Dans le cas d'un faible taux de cisaillement ($Z = 6.10^{-5}$, $\tau_A \le 0.02$, figure 4.12) la différence entre les pressions adimensionnées est minime ($\Delta < 0.03\%$). La viscosité dans tout le convergent est proche de la première asymptote newtonienne (figure 1.7).

Dans le cas de forts taux de cisaillement ($Z = 6.10^{+5}$, $\tau_A \ge 10^2$, figure 4.13), la viscosité dans tout le convergent est proche de la deuxième asymptote newtonienne. L'épaisseur minimale de film est divisée par 5 ($\Delta < 0.2\%$) ce qui est égal à la réduction de viscosité 1/K utilisée, il en résulte une augmentation localisée de la pression : le maximum de pression est multiplié par la racine de la réduction de viscosité ($\sqrt{1/K}$, $\Delta < 0.7\%$).

Comme la charge est constante, la diminution d'épaisseur implique un affinage de la zone de pression. L'effort se localise donc plus dans le centre du contact.



FIGURE 4.12: Distribution de pression adimensionnée : rhéologie double-newtonienne, taux de cisaillement faible ($Z = 6.10^{-5}$, $\tau_A \le 0.02$)



FIGURE 4.13: Distribution de pression adimensionnée : rhéologie double-newtonienne, taux de cisaillement élevé ($Z = 6.10^{+5}, \tau_A \ge 10^2$)

Après l'étude de ces deux cas extrêmes, il est possible d'étudier un cas intermédiaire $(Z = 6.10^{-2}, 0.5 \le \tau_A \le 5.0)$, figure 4.14). La viscosité diminue plus dans la zone du maximum de pression que dans l'entrée du convergent.



FIGURE 4.14: Distribution de pression adimensionnée : rhéologie double-newtonienne, taux de cisaillement intermédiaire ($Z = 6.10^{-2}, 0.5 \le \tau_A \le 5.0$)



FIGURE 4.15: Viscosité apparente $(1/\Phi_X)$ et variation de pression (dP/dX) en fonction du taux de cisaillement

Comme nous montre la figure 4.15, il est possible de faire les mêmes remarques que

pour la figure 4.6 du paragraphe précédent : la viscosité apparente $(1/\Phi_X)$ dépend en partie de la variation de pression (dP/dX).

4.3.2 Épaisseur de film et force de frottement

Nous allons à présent nous intéresser aux variables globales du système, à savoir dans le cas d'une charge constante, l'épaisseur de film d'huile, l'effort de frottement et le coefficient de frottement.

La figure 4.16 montre la variation d'épaisseur de film H_0 en fonction du paramètre Z. Celle-ci suit la forme de la courbe de Rabinowitsch. La réduction en épaisseur est identique à la réduction de viscosité. En revanche, la plage sur laquelle la variation se fait est différente. La transition de 90% à 10% de l'épaisseur maximum se fait sur 1.9 décade au lieu de 1.0 décade pour la variation de viscosité.



FIGURE 4.16: Épaisseur de film minimum adimensionnée en fonction de Z, à charge constante

Comme pour la charge à géométrie constante, ceci peut être expliqué : la réduction d'épaisseur commence quand le point avec le plus fort taux de cisaillement atteint $\tau_0/10$. La transition est complète quand le point avec le plus faible taux de cisaillement atteint $10 \times \tau_0$. Ainsi la transition de l'épaisseur est plus longue.

De la même manière que pour les résultats à géométrie constante, il est possible d'utiliser l'équation 4.3 pour calculer l'effort de frottement dans le contact.



FIGURE 4.17: Force de frottement adimensionnée en fonction de Z, à charge constante

La figure 4.17 permet de constater que la force de frottement adimensionnée varie en fonction de la racine de la chute de viscosité ($\sqrt{1/K}$). Ceci est lié à la variation d'épaisseur H_0 et à la géométrie du contact qui est une parabole (voir annexe A).

Ici aussi, la transition de 90% à 10% du frottement maximum se fait sur 2 décades au lieu de 1 décade pour la variation de viscosité.



FIGURE 4.18: Coefficient de frottement en fonction de Z, à charge constante

Si maintenant nous nous intéressons au coefficient de frottement (équation 4.5), nous constatons que celui ci ne dépend plus de la charge, qui est ici constante, et donc il est

proportionnel à la variation de l'effort de frottement (figure 4.18).

4.4 Conclusion

Nous avons pu écrire un programme qui résout efficacement cette équation de Reynolds modifiée, à travers toute la transition rhéologique, que ce soit à géométrie ou à charge constante.

Pour des taux de cisaillement élevés ou faibles, les performances du contact peuvent être prédites à l'aide des deux asymptotes newtonienne. En revanche, pour des valeurs intermédiaires de cisaillement, le comportement est plus complexe.

Quand le contact transite de la première à la deuxième asymptote newtonienne, nous avons vu que la charge et le frottement sont affectés légèrement différemment, à géométrie constante. Ainsi, le coefficient de frottement n'est pas constant, mais une fonction du paramètre adimenssionné Z, qui définit les conditions du contact dans ce modèle.

La transition entre les deux asymptotes se fait progressivement, sur 4 décades. Cet élargissement de la transition est influencé par la géométrie du contact. Finalement, quand le contact entier est sur la seconde asymptote newtonienne, le rapport entre la charge et le frottement revient à sa valeur initiale.

Il serait peut-être possible d'utiliser ce coefficient de frottement localement plus faible dans des applications avec des conditions d'utilisation constantes et correctement définies.

Nous avons aussi pu constater qu'à charge constante, l'épaisseur minimale de film d'huile chutait progressivement avec la viscosité. Quand l'ensemble de la zone de contact se trouve sur la deuxième asymptote newtonienne du modèle rhéologique, la diminution d'épaisseur est proportionnelle à la diminution de viscosité. Dans un même temps, la force de frottement et le coefficient de frottement eux chutent dans une moindre mesure, étant eux proportionnells à la racine de la chute de viscosité.

Un tel comportement multiplie donc, à charge constante, les risques d'avarie liés à une épaisseur de film trop faible.

4. Résultats du modèle 1D

Chapitre 5 Résultats du modèle 2D

Ce cinquième chapitre présente les résultats obtenus à partir du modèle bidimensionnel présenté dans le chapitre 3.

Sommaire

5.1	Présentation de la simulation			
5.2	Résultats du contact lisse			
5.3	Résultats avec un indent sur la surface statique			
	5.3.1	Distribution de pression		
	5.3.2	Charge et force de frottement		
5.4	A Résultats avec un indent sur la surface mobile			
	5.4.1	Distribution de pression		
	5.4.2	Charge et force de frottement		
5.5	Conclusion			

5.1 Présentation de la simulation

Dans ce cinquième chapitre, le contact segment-chemise est modélisé par un contact elliptique (figure 5.1). Il est considéré comme linéaire et périodique. Le contact est en glissement pur.

L'hypothèse de contact linéaire est possible car le rayon de courbure de contact du segment est plus importante que le rayon du cylindre.



FIGURE 5.1: Géométrie du contact

Ici l'hypothèse de périodicité est préférée aux hypothèses lisse et infiniment large car nous allons étudier l'influence de la micro-géométrie. Trois géométries différentes ont été utilisées dans le code.

La première est le contact linéaire lisse. Les résultats sont identiques à ceux présentés dans le chapitre précédent avec la simulation 1D.

Le second cas est un contact linéaire avec une imperfection (profil type indentation) sur la surface statique, au centre du contact.

La dernière géométrie est un contact lisse avec un indent sur la surface mobile. La figure 5.2 présente la géométrie d'un indent qui sera considéré d'abord dans le contact sur la surface fixe puis sur la surface mobile.

D'autre phénomènes importants influençant la lubrification tels que la variation de vitesse, la lubrification limite et les hautes températures proches du haut du cylindre, la



FIGURE 5.2: Geométrie d'un indent

sous-lubrification etc. ne sont pas pris en compte délibérément, dans le but de se concentrer sur l'influence de la rhéologie.

Les résultats suivants sont obtenus à partir de l'équation développée dans le chapitre 2. C'est un code hydrodynamique bidimensionnel multigrille. Le code intègre la possibilité de réaliser des calculs Newtonien pour comparer aux résultats non-newtoniens. Il est possible de réaliser des calculs stationnaires ou transitoires.

La coordonnée X est prise dans la direction de mouvement, la coordonnée Y dans la direction circonférentielle et la coordonnée Z à travers l'épaisseur de film d'huile.

Toutes les distributions de pression présentées ont été obtenues pour une valeur de Z de 3.10^{-2} . Cette valeur a été choisie pour obtenir une variation de viscosité balayant l'ensemble du modèle de rhéologie. Ceci peut être vu sur les figures 5.4 et 5.5.

5.2 Résultats du contact lisse

Les résultats du code pour un contact lisse sont identiques aux résultats du modèle unidimensionnel présentés dans le chapitre 4. Ces résultats vont servir de référence dans le paragraphe qui va suivre et qui présente les résultats d'un contact où un indent statique est introduit dans le centre du contact.

5.3 Résultats avec un indent sur la surface statique

5.3.1 Distribution de pression



FIGURE 5.3: Distribution de pression et géométrie pour un indent statique



FIGURE 5.4: Viscosité apparente dans la direction X $(1/\phi_x)$ en fonction de la contrainte de cisaillement pour un indent statique ($Z = 3.10^{-2}$)

La figure 5.3 montre la pression dans un contact linéaire avec un indent sur la surface statique dans le centre du contact. Sur le premier graphique, la ligne discontinue repré-



FIGURE 5.5: Viscosité apparente dans la direction $Y(1/\phi_Y)$ en fonction de la contrainte de cisaillement pour un indent statique $Z = 3.10^{-2}$)

sente la pression loin de l'indent et la ligne continue la pression au centre du contact. La pression diminue de près de 50%, la profondeur du trou étant équivalente à l'épaisseur minimale de contact hors du trou.

Les figures 5.4 et 5.5 représentent les viscosités apparentes $(1/\phi_x \text{ et } 1/\phi_y)$. Les variations sont dues à la définition de ces deux paramètres (équation 3.17 et 3.18). En effet, ils dépendent des dérivées partielles de la pression $(\partial P/\partial X \text{ et } \partial P/\partial Y)$ et de l'épaisseur de film (*H*). Les viscosités apparentes ne varient donc pas uniquement en fonction des contraintes de cisaillement (τ_A et τ_B).

5.3.2 Charge et force de frottement

Nous étudions à présent les variation de la capacité de charge en fonction de Z. Nous utilisons ce paramètre comme référence car il inclut tous les paramètres physiques (u_2 , τ_0 , R or μ_1) dont la variation influence les conditions de contact. La charge adimensionnée est définie comme :

$$W = \int_{\Omega} P dX dY \tag{5.1}$$

Sur la figure 5.6 les croix rouges représentent la capacité de charge adimensionnée dans le contact lisse, la ligne noire continue représentant ce paramètre dans le cas de l'indent sur la surface statique, au centre du contact. On observe que la charge est inférieure de 1.7% avec l'indent (moyenne sur l'ensemble de la courbe). Ceci peut s'expliquer par la diminution de pression dans l'indent, voir figure 5.3.



FIGURE 5.6: Charge en fonction de *Z* pour un indent statique (équation 5.1)



FIGURE 5.7: Force de frottement en fonction de Z pour un indent statique (équation 5.3)

La variable étudiée suivante est la force de frottement adimensionnée. Elle est définie par l'équation :

$$F = \int_{\Omega} \tau_A dX dY \tag{5.2}$$

Dans le but d'analyser la charge et l'effort de frottement, il est important de comparer les deux variables avec le même adimensionnement. En utilisant l'équation 3.23, il est possible de supprimer la dépendance triviale à Z de F :

$$F' = \int_{\Omega} \frac{1}{2Z} \tau_A dX dY = \frac{1}{2Z} \int_{\Omega} \tau_A dX dY$$
(5.3)

Sur la figure 5.7 les croix rouges représentent la force de frottement adimensionnée dans le contact lisse, la ligne noire continue représentant ce paramètre dans le cas de l'indent sur la surface statique, au centre du contact. La force de frottement diminue autour des deux asymptotes newtoniennes (-0.7%), et augmente au milieu de la courbe (+0.2%).

A présent que la capacité de charge et la force de frottement sont représentées à l'aide du même adimensionnement, le coefficient de frottement peut être calculé.

En utilisant ces deux paramètres, le coefficient de frottement est défini comme étant :

$$f = \frac{\int_{\Omega} \tau_a dx dy}{\int_{\Omega} p dx dy} = \frac{1}{2Z} \frac{\int_{\Omega} \tau_A dX dY}{\int_{\Omega} P dX dY}$$
(5.4)



FIGURE 5.8: Coefficient de frottement en fonction de *Z* pour un indent statique (équation 5.4)

Sur la figure 5.8 le coefficient de frottement dans le contact lisse est représenté par des croix rouges, et celui dans le contact indenté sur la surface statique par une ligne continue noire.

Comme la capacité de charge est plus réduite que la force de frottement, par la présence de l'indent, il en résulte une augmentation du coefficient de frottement (+1.3% en moyenne). L'augmentation semble petite, mais ceci doit être mis en balance avec le fait que seule une petite zone du contact est indentée.

5.4 Résultats avec un indent sur la surface mobile

5.4.1 Distribution de pression

Cette section présente les résultats pour un contact linéaire avec un indent sur la surface mouvante. Les trois premiers résultats sont des comparaisons entre la distribution de pression pour trois différentes positions de l'indent en déplacement (figures 5.9(a), 5.10(a) et 5.11(a)) et la distribution de pression pour un indent statique dans la même position (figures 5.9(b), 5.10(b) et 5.11(b)).



(a) Indent non-statique entrant dans la zone de contact



(b) Indent statique à la même position

FIGURE 5.9: Distribution de pression et géométrie adimensionnées

Quand l'indent entre dans le contact, avec l'épaule proche du maximum de pression (figure 5.9(a)), la pression augmente de 14%. Celà crée une augmentation de 1.3% de la capacité de charge. Celle-ci est plus importante que pour l'indent statique dans la même position (figure 5.9(b), +12% sur le maximum de pression et +0.5% sur la capacité de charge).



(a) Indent non-statique proche du maximum de pression



(b) Indent statique à la même position

FIGURE 5.10: Distribution de pression et géométrie adimensionnées

Quand le fond de l'indent est proche du maximum de pression (figure 5.10(a)), la pression diminue de 40%. Cela implique une diminution de 0.4% de la capacité de charge. Ces diminutions sont plus importantes que pour le cas statique (figure 5.10(b), +36% sur



le maximum de pression et +0.15% sur la capacité de charge).

(a) Indent non-statique sortant de la zone de contact



(b) Indent statique à la même position

FIGURE 5.11: Distribution de pression et géométrie adimensionnées

Quand l'indent quitte le contact, avec de nouveau l'épaule proche du maximum de pression (figure 5.11(a)), la pression augmente de 17%. Cela crée ainsi une augmentation de 1.5% de la capacité de charge. L'augmentation de pression est plus importante que pour le contact statique, mais la capacité de charge est moins importante (figure 5.11(b), +15% sur le maximum de pression et +2% sur la capacité de charge).

5.4.2 Charge et force de frottement

Ce paragraphe traite des variations au cours du temps de la capacité de charge, de la force de frottement et du coefficient de frottement. Ceux-ci sont présentés pour une rhéologie double-newtonienne, avec le paramètre définissant les condition $Z = 3.10^{-2}$. Cela implique une distribution de viscosité balayant l'ensemble de la courbe du modèle (figure 1.7). Ces résultats sont comparés avec ceux obtenus pour une rhéologie newtonienne.

La charge est définie par l'équation 5.1.



FIGURE 5.12: Capacité de charge adimensionnée en fonction du temps

Sur la figure 5.12(a), La capacité de charge augmente quand l'indent entre dans le contact (+1.3%), puis décroît jusqu'à ce que le fond de l'indent soit proche du maximum de pression (-0.4%), et enfin augmente de nouveau quand l'indent quitte le contact (+1.5%).

Les variations sont plus petites que pour le même contact avec une rhéologie newtonienne (Figure 5.12(b)). Avec une viscosité constante, les variations relatives sont deux fois plus importantes que pour la rhéologie double-newtonienne (+2.3%, -1.0%et +2.4%).



FIGURE 5.13: Force de frottement adimensionnée en fonction du temps

Nous étudions maintenant la force de frottement. Elle est définie par l'équation 5.3.

Sur la figure 5.13(a), il est possible de voir que la force de frottement adopte le même comportement que la capacité de charge. Elle augmente tout d'abord de 0.5%, puis diminue de 0.3% et enfin, augmente de 0.5%.

Comme pour la charge, les variations sont plus petites que pour le contact newtonien (Figure 5.13(b)). Avec une viscosité constante, les variations sont trois fois plus importantes, relativement, que pour une rhéologie double-newtonienne (+1.4%, -0.8%et +1.4%).



FIGURE 5.14: Coefficient de frottement en fonction du temps

Avec la capacité de charge et la force de frottement, le coefficient de frottement peut être calculé. Il est défini par l'équation 5.4.

Comme les variations de charge sont plus importantes que les variations de frottement, le coefficient de frottement (Figure 5.14(a)) décroît quand l'indent entre dans le contact (-0.9%), augmente quand l'indent est proche du maximum de pression (+0.2%) et finalement diminue quand l'indent sort du contact (-1.0%).

Ces variations sont assez différentes par rapport au même contact avec une viscosité constante (Figure 5.14(b)). L'augmentation est plus importante quand l'indent entre dans le contact (-1.2%), mais est similaire quand celui-ci quitte le contact. La différence la plus importante est quand l'indent se trouve proche du maximum de pression. L'augmentation relative du coefficient de frottement (+0.7%) est trois fois plus importante que pour la rhéologie non-newtonienne.

La différence entre les résultats non-newtoniens et newtoniens peut s'expliquer par l'impact de la viscosité double-newtonienne. L'indent crée une augmentation temporaire de l'épaisseur de film d'huile. Cela induit une diminution locale de la pression et des contraintes de cisaillement, mais aussi de la viscosité locale qui est liée au cisaillement. Le comportement non-newtonien du lubrifiant compense une partie de la perturbation locale.

Ainsi, les résultats newtoniens (figures 5.12(b), 5.13(b) et 5.14(b)) montrent que, pour une géométrie globale constante, la perturbation créée par l'indent semble augmenter la capacité de charge et diminuer le coefficient de frottement au cours de l'ensemble de son passage à travers le contact. Ce comportement est amplifié par la viscosité doublenewtonienne (figures 5.12(a), 5.13(a) et 5.14(a)).

Finalement, il est possible de s'attendre à ce que pour une capacité de charge constante, le passage de l'indent crée une diminution de l'épaisseur globale du film d'huile et donc une augmentation globale de la pression et du cisaillement ce qui diminuera la viscosité double-newtonienne.

5.5 Conclusion

Dans ce chapitre l'équation de Reynolds à deux dimensions avec un modèle de rhéologie double-newtonienne, développée dans le chapitre 3, a été testée.

Nous avons pu voir que lorsqu'un indent est placé sur la surface fixe du contact, sa présence accroît le coefficient de frottement, quelles que soient les conditions de fonctionnement choisies (définies par la valeur de Z).

Un indent placé sur la surface mouvante causera moins de perturbations pour des conditions de fonctionnement intermédiaires aux deux plateaux newtoniens. Plus cellesci sont proches de la seconde asymptote newtonienne, plus large en sera l'influence.

Quand les conditions de fonctionnement sont proches du premier plateau, la viscosité ne peut que décroître. Les effets négatifs de l'indent seront accrus alors que les effets positifs seront les mêmes que pour la simulation newtonienne. Il faut noter que cette simulation utilise une géométrie globale constante. Une extension de ce travail pourrait analyser l'impact d'un indent dans le cas d'une capacité de charge constante, et déterminer les effets de la rhéologie double-newtonienne sur ce contact.

Dans les applications industrielles, l'objectif est d'augmenter la capacité de charge, tout en diminuant le coefficient de frottement. Les résultats de ce chapitre montrent que l'optimisation de la micro-texturation est loin d'être un exercice trivial. De plus, les paramètres de diamètre, profondeur, forme et taux de couverture optimaux n'ont pas été abordés. 5. Résultats du modèle 2D
Bilan et perspectives

Bilan

La compréhension des contacts lubrifiés permet de définir leur impact sur le fonctionnement des mécanismes. La lubrification des moteurs est complexe et nécessite ce travail de compréhension. L'analyse du système segments-piston-chemise est essentielle tant son impact sur l'organe moteur est important.

La segmentation représente plus du tiers des pertes par frottements du moteur, influençant de ce fait fortement la consommation de carburant. Ce contact est aussi l'interface entre le carter-moteur contenant le lubrifiant, et la chambre de combustion. Ainsi, sa lubrification définit la consommation d'huile du moteur.

La finition de l'état de surface des chemises moteur est de plus en plus complexe. Celle-ci influe sur le contact segments-piston-chemise en étant l'un des premiers facteurs d'apport de lubrifiant. Optimiser sa rugosité ou sa microgéométrie permet d'améliorer les performances de ce contact.

L'amélioration des contacts passe aussi par l'amélioration des lubrifiants. Ajouter des additifs qui assurent des performances moteur correctes et réduisent la viscosité globale de l'huile, permet de réduire le frottement dans la segmentation. En revanche, cela entraine un risque de faible protection de lubrification à hautes températures, dû à la faible viscosité de l'huile et donc à la plus faible épaisseur de film d'huile.

Nous avons vu que pour pallier ce problème, des additifs polymères sont utilisés et ainsi assurent de bonnes performances de lubrification à hautes températures. L'aplatissement de la courbe de visco-température qu'ils impliquent, entraine une amélioration de l'efficacité du moteur, sans sacrifier la fiabilité.

Mais les limites de ces additifs, par leur comportement rhéologique à double plateau newtonien, montrent l'importance de correctement cerner ces phénomènes.

Ce travail est articulé en deux parties. La première partie a consisté à étudier l'influence de la rhéologie double-newtonienne sur un contact linéaire lisse et infiniment large. Le chapitre 2 a présenté le modèle d'équation de Reynolds modifiée unidimensionnelle adimensionnée, basée sur le modèle de rhéologie de Rabinowitsch, qui a été utilisé par la suite. Les résultats de ce modèle ont été présentés dans le chapitre 4.

Bilan et perspectives

Pour des taux de cisaillement élevés ou faibles, les performances du contact peuvent être prédites à l'aide des deux asymptotes newtoniennes. En revanche, pour des valeurs intermédiaires de cisaillement, le comportement est plus complexe.

Les résultats unidimensionnels à géométrie constante ont montré que la capacité de charge et la force de frottement sont affectées légèrement différemment lors de la transition du contact entre les deux plateaux newtoniens. Ainsi le coefficient de frottement n'est pas constant, mais une fonction du paramètre adimensionné Z, qui définit les conditions du contact dans nos modèles.

Ces résultats ouvrent peut-être la possibilité d'utiliser ce coefficient de frottement localement plus faible dans des applications avec des conditions d'utilisation constantes et correctement définies.

Les résultats de ce même modèle à charge constante ont montré que l'épaisseur minimale de film d'huile chutait progressivement avec la viscosité. Si l'ensemble de la zone de contact transite du premier plateau newtonien vers le deuxième plateau, la diminution d'épaisseur est proportionnelle à la diminution de viscosité. Par contre, dans un même temps la force de frottement et le coefficient de frottement eux chutent dans une moindre mesure, étant eux proportionnels à la racine de la chute de viscosité. Un tel comportement, à charge constante, multiplie donc les risques d'avarie liés à une épaisseur de film trop faible.

Dans la deuxième partie, une nouvelle équation de Reynolds modifiée bidimensionnelle adimensionnée, basée aussi sur le modèle de rhéologie de Rabinowitsch, a été développée. Celle-ci est présentée dans le chapitre 3. Les résultats de ce modèle ont été présentés dans le chapitre 5.

Les résultats étudiés sont pour une simulation à géométrie globale constante. Trois résultats y sont mis en avant. Tout d'abord, lorsqu'est posée l'hypothèse d'un contact linéaire infini et lisse, ce nouveau modèle converge analytiquement vers le modèle unidimensionnel de la première étude.

Ensuite, nous avons pu voir que lorsque nous modifions la géométrie de la surface statique du contact en y ajoutant une cavité de type indent, sa présence accroit le coefficient de frottement, quelles que soient les conditions de fonctionnement choisies (définies par la valeur du paramètre Z).

Enfin, cette même aspérité placée sur la surface mouvante causera moins de perturbations pour des conditions de fonctionnement intermédiaires aux deux plateaux newtoniens. Plus celles-ci sont proches de la seconde asymptote newtonienne, plus large en sera l'influence.

Quand les conditions de fonctionnement sont proches du premier plateau, la viscosité ne peux que décroitre. Les effets négatifs de l'indent seront accrus alors que les effets positifs seront les mêmes que pour la simulation newtonienne.

Perspectives

Dans un premier temps, l'analyse des conditions limites du modèle est nécessaire pour essayer d'éliminer les problèmes de convergence du résidu dans la zone à faible pression. Le développement limité des facteurs de flux dans le cas de faibles taux de cisaillement est une solution à envisager.

Dans un deuxième temps, une extension de ce travail pourrait analyser l'impact d'un indent (fixe ou en mouvement) dans le cas d'une capacité de charge constante, et déterminer les effets de la rhéologie double-newtonienne sur le contact hydrodynamique. Puis l'influence de plusieurs indents combinés avec différentes répartitions de ceux-ci peut être envisagée.

Il serait aussi intéressant de tester différents types de micro-géométries (forme de la micro-cavité ou changement de micro-géométries).

Dans un troisième temps, ce travail pourrait être étendu à la lubrification élastohydrodynamique. Pour cela il serait nécessaire de reformuler les équations adimensionnées des deux modèles avec d'autres paramètres sans dimension plus communs aux simulation EHD adimensionnées.

Les mêmes démarches peuvent s'appliquer à cette simulation : calculs uni- et bidimensionnels, micro-géométrie statique ou dynamique.

Dans un dernier temps il serait intéressant de pouvoir comparer la simulation numérique avec des résultats expérimentaux pour les mêmes paramètres d'utilisation.

Dans cette optique, à plus long terme, un couplage du modèle rhéologique avec des modèles thermiques et dynamiques peut déboucher sur une comparaison avec des résultats expérimentaux plus proches de la réalité du contact segments-piston-chemise. Ainsi, il serait possible de voir l'impact de la rhéologie double-newtonienne sur la segmentation et sur les performances des moteurs.

Bilan et perspectives

Annexe A

Evolution du frottement à charge constante en fonction de la viscosité

Dans cette annexe la variable Z n'est pas le paramètre définissant les conditions de fonctionnement, mais la coordonnée adimensionnée le long de l'épaisseur de film d'huile.

Nous avons vu au chapitre 4 que la force de frottement est calculée par l'équation :

$$F = \int_{\Omega} \tau_A dX \tag{A.1}$$

L'équation 2.4 permet d'écrire la proportionnalité :

$$\tau_a \propto \frac{\Delta u}{\Delta z} \tag{A.2}$$

Que nous pouvons adimensionner :

$$\tau_A \propto \mu \frac{\Delta U}{\Delta Z} \tag{A.3}$$

La variation de Z peut s'écrire :

$$\Delta Z = H = H_0 + X^2 \tag{A.4}$$

Donc, nous pouvons écrire la nouvelle proportionnalité :

$$F \propto \int_{\Omega} \frac{\mu \Delta U}{H_0 + X^2} dX \tag{A.5}$$

Ce qui donne après intégration :

$$F \propto \left[\frac{\mu\Delta U}{\sqrt{H_0}}\arctan\left(\frac{X}{\sqrt{H_0}}\right)\right]_{\Omega}$$
 (A.6)

Le domaine Ω est définit sur $]-\infty, X_1]$, avec X_1 l'abscisse de la limite de cavitation.

On obtient ainsi pour le frottement F :

$$F \propto \frac{\mu \Delta U}{\sqrt{H_0}} \left(\arctan\left(\frac{X_1}{\sqrt{H_0}}\right) + \frac{\pi}{2} \right)$$
 (A.7)

En considérant que $\frac{X_1}{\sqrt{H_0}}$ est proche de 0, il est possible de faire le développement limité de la fonction *arctan* :

$$\arctan\left(X\right) \underset{X \to 0}{=} X + o\left(x^{3}\right) \tag{A.8}$$

Ce qui donne :

$$F \propto \frac{\mu \Delta U}{\sqrt{H_0}} \left(\frac{X_1}{\sqrt{H_0}} + \frac{\pi}{2} \right) \tag{A.9}$$

De même, le terme $\frac{X_1}{\sqrt{H_0}}$ est négligeable devant $\frac{\pi}{2}$:

$$F \propto \frac{\mu}{\sqrt{H_0}} \frac{\pi \Delta U}{2} \tag{A.10}$$

Pour finir, comme H_0 varie proportionnellement à μ et que ΔU ne varie pas avec la viscosité :

$$F \propto \sqrt{\mu}$$
 (A.11)

Bibliographie

[ABE 02] ABELN T., FLORES G., KLINK U.

Laserstrukturierung verbessert tribologische Eigenschaften von Oberflachen. *VDI Z*, vol. 144, n° 7/8, 2002, p. 37–40, VDI VERLAG GMBH.

[ABE 03] ABELN T., KLINK U.

Laseroberflächenstrukturierung-Verbesserung der tribologischen Eigenschaften. Proceedings Stuttgarter Lasertage, , 2003.

[AI 89] AI X., ZHENG L.

A general model for microelastohydrodynamic lubrication and its full numerical solution. *Journal of Tribology*, vol. 111, 1989, page 569, ASME.

[ANN 68] ANNO J. N., WALOWIT J. A., ALLEN C. M. Microasperity lubrication. *Journal of Lubrication Technology*, vol. 90, 1968, p. 351-355, ASME.

[ANN 69] ANNO J. N., WALOWIT J. A., ALLEN C. M. Load support and leakage from microasperity-lubricated face seals. *Journal of Lubrication Technology*, vol. 91, 1969, p. 726-731, ASME.

[BAI 79] BAIR S., WINER W.

A rheological model for elastohydrodynamic contacts based on primary laboratory data. *Journal of Lubrication Technology*, vol. 101, 1979, p. 258-264, Transaction of the ASME.

[BAI 92] BAIR S., WINER W. O.

The high pressure high shear stress rheology of liquid lubricants. *Journal of Tribology*, vol. 114, 1992, page 1, ASME.

[BAI 01] BAIR S.

The high-pressure, high-shear stress rheology of a polybutene. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, vol. 97, n^o 1, 2001, p. 53-65, Elsevier.

[BAI 02] BAIR S., VERGNE P., MARCHETTI M.

The effect of shear-thinning on film thickness for space lubricants. *Tribology Transactions*, vol. 45, n^o 3, 2002, p. 330-333, Taylor & Francis.

[BAI 03] BAIR S., QURESHI F.

The high pressure rheology of polymer-oil solutions. *Tribology International*, vol. 36, n^o 8, 2003, p. 637-645, Elsevier.

[BAI 04] BAIR S.

A rough shear-thinning correction for EHD film thickness. *Tribology Transactions*, vol. 47, n^o 3, 2004, p. 361-365, Taylor & Francis.

[BAI 05] BAIR S., KHONSARI M.

Generalized Reynolds equations for line contact with double-Newtonian shear-thinning. *Tribology Letters*, vol. 18, 2005, p. 513-520.

[BAI 07] BAIR S.

High-pressure rheology for quantitative elastohydrodynamics. Elsevier Science, Amsterdam, The Netherlands, 2007.

[BIR 87] BIRD R. B., ARMSTRONG R. C., HASSAGER O. Dynamics of polymeric liquids, vol. 1 : fluid mechanics. John Wiley and Sons, New York, NY, 1987.

[BOL 05] BOLANDER N. W., STEENWYK B., SADEGHI F., GERBER G. R. Lubrication regime transitions at the piston ring-cylinder liner interface. *Proceedings* of the Institution of Mechanical Engineers, Part J : Journal of Engineering Tribology, vol. 219, n^o 1, 2005, p. 19-31, Prof Eng Publishing.

[BRI 26] BRIDGMAN P. W.

The effect of pressure on the viscosity of forty-three pure liquids. *Proceedings of the American Academy of Arts and Sciences*, vol. 61 JSTOR, 1926, p. 57-99.

[BRI 03] BRIZMER V., KLIGERMAN Y., ETSION I. A laser surface textured parallel thrust bearing. *Tribology Transactions*, vol. 46, n° 3, 2003, p. 397-403, Taylor & Francis.

Analyse et optimisation des surfaces des chemises de moteurs thermiques. , 2006.

[CHA 06] CHAPKOV A.

Etude des Contacts ElastoHydroDynamiques Lubrifiés avec un Fluide Non-Newtonien. PhD thesis, INSA, Lyon, France, 2006.

[CHA 07] CHAPKOV A., BAIR S., CANN P., LUBRECHT A. A. Film thickness in point contacts under generalized Newtonian EHL conditions : Numerical and experimental analysis. *Tribology International*, vol. 40, 2007, p. 1474-1478, Elsevier.

[CHA 10] CHARLES P., ELFASSI M., LUBRECHT A. A. Double-Newtonian rheology in a model piston-ring cylinder-wall contact. *Tribology International*, vol. 43, nº 10, 2010, p. 1902-1907, Elsevier.

[CLO 96] CLOS C.

Technologie des moteurs alternatifs à combustion interne. *Techniques de l'ingénieur* - *Génie mécanique*, vol. B2800, 1996, Techniques de l'ingénieur.

[CON 87] CONRY T. F., WANG S., CUSANO C. A Reynolds-Eyring equation for elastohydrodynamic lubrication in line contacts. *Journal of Tribology*, vol. 109, 1987, page 648, ASME.

[[]CAC 06] CACIU C.

- [DEX 54] DEXTER F. D.
 - Rotational Plastometry Applied to Molten Polyethylene. *Journal of Applied Physics*, vol. 25, 1954, page 1124.
- [DUM 02] DUMONT M. L., LUGT P. M., TRIPP J. H. Surface feature effects in starved circular EHL contacts. *Journal of Tribology*, vol. 124, 2002, page 358, ASME.
- [EHR 98] EHRET P., DOWSON D., TAYLOR C. M. On lubricant transport conditions in elastohydrodynamic conjunctions. *Proc. R. Soc. Lond.*, vol. A454(1971), 1998, p. 763-787.
- [ETS 96] ETSION I., BURSTEIN L. A model for mechanical seals with regular microsurface structure. *Tribology Transactions*, vol. 39, n^o 3, 1996, p. 677–683, Taylor & Francis.
- [ETS 99] ETSION I., KLIGERMAN Y., HALPERIN G. Analytical and experimental investigation of laser-textured mechanical seal faces. *Tribology Transactions*, vol. 42, n° 3, 1999, p. 511–516, Taylor & Francis.
- [ETS 02] ETSION I., HALPERIN G. A laser surface textured hydrostatic mechanical seal. *Tribology Transactions*, vol. 45, nº 3, 2002, p. 430–434, Taylor & Francis.
- [ETS 05] ETSION I. State of the art in laser surface texturing. *Journal of Tribology*, vol. 127, 2005, page 248, ASME.
- [EYR 36] EYRING H.

Viscosity, plasticity, and diffusion as examples of absolute reaction rates. *The Journal of Chemical Physics*, vol. 4, 1936, page 283.

[GAM 03] GAMBLE R. J., PRIEST M., TAYLOR C. M. Detailed analysis of oil transport in the piston assembly of a gasoline engine. *Tribology Letters*, vol. 14, n^o 2, 2003, p. 147–156, Springer.

- [GOL 04] GOLLOCH R., MERKER G. P., KESSEN U., BRINKMANN S. Benefits of laser-structured cylinder liners for internal combustion engines. 14th International Colloquium Tribology, Esslingen, Germany, vol. 1, 2004, p. 321-328.
- [GOL 05] GOLLOCH R., MERKER G. P., KESSEN U., BRINKMANN S. Functional properties of microstructured cylinder liner surfaces for internal combustion engines. *Tribotest*, vol. 11, n^o 4, 2005, p. 307-324, John Wiley & Sons.

[GRE 71] GREENWOOD J. A., TRIPP J. H. The Elastic Contact of Rough Spheres. ASME, Transactions, Journal of Applied Mechanics, vol. 1, 1971, p. 1-7.

[GRE 00] GREENWOOD J. A.

Two-dimensional flow of a non-Newtonian lubricant. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part J : Journal of Engineering Tribology*, vol. 214, n^o 1, 2000, p. 29-41, Prof Eng Publishing.

[GUI 05] GUIBERT P.

Modélisation du cycle moteur Approche zérodimensionnelle. *Techniques de l'ingénieur. Génie mécanique*, vol. BM2510, 2005, Techniques de l'ingénieur.

[HIL 75] HILLMAN D. E., LINDLEY H. M., PAUL J. I., PICKLES D. Application of gel permeation chromatography to the study of shear degradation of polymeric viscosity index improvers used in automotive engine oils. *British Polymer Journal*, vol. 7, 1975, p. 397-407.

[JAC 01] JACOD B., VENNER C. H., LUGT P. M. A Generalized Traction Curve for EHL Contacts. *Journal of Tribology*, vol. 123, 2001, p. 248-253, ASME.

[JAC 02] JACOD B.

Friction in Elasto-Hydrodynamic Lubrication. PhD thesis, University of Twente, Enschede, The Netherlands, 2002. ISBN 90-365-1782-6.

[JEN 96] JENG Y. R.

Impact of plateaued surfaces on tribological performance. *Tribology Transactions*, vol. 39, 1996, p. 354-361, Taylor & Francis.

[JOH 77] JOHNSON K. L., TEVAARWERK J. L. Shear behaviour of elastohydrodynamic oil films. Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences, vol. 356, n^o 1685, 1977, p. 215-236, JSTOR.

[KLI 05] KLIGERMAN Y., ETSION I., SHINKARENKO A. Improving tribological performance of piston rings by partial surface texturing. *Transactions of the ASME-F-Journal of Tribology*, vol. 127, n^o 3, 2005, p. 632–638, New York, NY : American Society of Mechanical Engineers, 1984.

[KOV 04] KOVALCHENKO A., AJAYI O., ERDEMIR A., FENSKE G., ETSION I. The effect of laser texturing of steel surfaces and speed-load parameters on the transition of lubrication regime from boundary to hydrodynamic. *Tribology Transactions*, vol. 47, 2004, p. 299-307, Taylor & Francis.

[KOV 05] KOVALCHENKO A., AJAYI O., ERDEMIR A., FENSKE G., ETSION I. The effect of laser surface texturing on transitions in lubrication regimes during unidirectional sliding contact. *Tribology International*, vol. 38, 2005, p. 219-225, Elsevier.

[MA 97a] MA M. T., SHERRINGTON I., SMITH E. H. Analysis of lubrication and friction for a complete piston-ring pack with an improved oil availability model : Part 1 : circumferentially variable film. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part J : Journal of Engineering Tribology*, vol. 211, n^o 1, 1997, p. 17-27, Prof Eng Publishing.

[MA 97b] MA M. T., SHERRINGTON I., SMITH E. H. Analysis of lubrication and friction for a complete piston-ring pack with an improved oil availability model : Part 2 : circumferentially uniform film. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part J : Journal of Engineering Tribology*, vol. 211, n^o 1, 1997, p. 1-15, Prof Eng Publishing. [MAP 08] MAPLESOFT I.

Maple 12. http://www.maplesoft.com., , 2008, Waterloo, ON, Canada.

- [MAX 73] MAXWELL J. *A treatise on electricity and magnetism.* Clarendon Press, 1873.
- [MIC 95a] MICHAIL S. K., BARBER G. C.

The Effects of Roughness on Piston Ring Lubrication Part I : Model Development. *Tribology Transactions*, vol. 38, n^o 1, 1995, p. 19-26, Taylor & Francis.

[MIC 95b] MICHAIL S. K., BARBER G. C.

The Effects of Roughness on Piston Ring Lubrication UPart II : The Relationship between Cylinder Wall Surface Topography and Oil Film Thickness. *Tribology Transactions*, vol. 38, n^o 1, 1995, p. 173-177, Taylor & Francis.

[MOR 97] MORTIER R. M., ORSZULIK S. T. Chemistry and Technology of Lubricants. Blakie Academic and Professional, London, The United Kingdoms, 1997. ISBN 0-7514-0246-X.

[MOU 06] MOURIER L., MAZUYER D., LUBRECHT A. A., DONNET C. Transient increase of film thickness in micro-textured EHL contacts. *Tribology International*, vol. 39, n^o 12, 2006, p. 1745–1756, Elsevier.

[MOU 08] MOURIER L., MAZUYER D., LUBRECHT A. A., DONNET C., AUDOUARD E.

Action of a femtosecond laser generated micro-cavity passing through a circular EHL contact. *Wear*, vol. 264, n^o 5-6, 2008, p. 450–456, Elsevier.

- [ORG 05] ORGANISCIAK M., CAVALLARO G., LUBRECHT A. A. Starved hydrodynamic lubrication of the piston ring cylinder liner contact : Preliminary study of the influence of surface texturing. *Tribology and Interface Engineering Series*, vol. 48, 2005, p. 573–583, Elsevier.
- [ORG 07a] ORGANISCIAK M.

Optimisation de la microgéometrie des chemises de moteurs à combustion interne. , 2007, Doc'INSA-INSA de Lyon.

[ORG 07b] ORGANISCIAK M., CAVALLARO G., LUBRECHT A. A. Influence of the cross-hatched surface texture on a starved hydrodynamic linear contact. ASME, 2007.

[ORG 07c] ORGANISCIAK M., CAVALLARO G., LUBRECHT A. A. Variable lubricant supply of a starved hydrodynamic linear contact : Lubricant lateral flow for smooth and laser textured surfaces. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part J : Journal of Engineering Tribology*, vol. 221, n^o 3, 2007, p. 247-258, Professional Engineering Publishing.

[PAT 78] PATIR N., CHENG H. S.

An average flow model for determining effects of three-dimensional roughness on partial hydrodynamic lubrication. *ASME, Transactions, Journal of Lubrication Technology*, vol. 100, 1978, p. 12-17. [PAT 79] PATIR N., CHENG H. S.

Application of average flow model to lubrication between rough sliding surfaces. *ASME, Transactions, Journal of Lubrication Technology*, vol. 101, 1979, p. 220-230.

[PAY 92] PAYVAR P., SALANT R. F. A Computational Method for Cavitation in a Wavy Mechanical Seal. *Journal of Tribology*, vol. 114, n^o 1, 1992, p. 199-204, ASME.

[PET 03] PETTERSSON U., JACOBSON S.

Influence of surface texture on boundary lubricated sliding contacts. *Tribology International*, vol. 36, n^o 11, 2003, p. 857-864, Elsevier.

[PIN 61] PINKUS O., STERNLICHT B. Theory of Hydrodynamic Lubrication. McGraw-Hill, New York, The United States, 1961.

[PRI 00] PRIEST M., DOWSON D., TAYLOR C. M. Theoretical modelling of cavitation in piston ring lubrication. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part C : Journal of Mechanical Engineering Science*, vol. 214, n^o 3, 2000, p. 435–447, Prof Eng Publishing.

[RAB 29] RABINOWITSCH B.

Uber die viskositat und elastizitat von solen. Zeitschrift für Physikalische Chemie, vol. 145, 1929, p. 1-26, Oldenbourg Wissenschaftsverlag.

[RAD 95] RADCLIFFE C. D., DOWSON D. Analysis of friction in a modern automotive piston ring pack. *Tribology Series*, vol. 30, 1995, p. 355-365, Elsevier.

[ROH 80] ROHDE S. M.

A Mixed Friction Model for Dynamically Loaded Contacts with Application to Piston Ring Lubrication. *Proceedings of the 7th Leeds Lyon Symposium on Tribology*, vol. 262, 1980, p. 355-365, Westbury House.

[RON 01] RONEN A., ETSION I., KLIGERMAN Y. Friction-reducing surface-texturing in reciprocating automotive components. *Tribology Transactions*, vol. 44, n^o 3, 2001, p. 359-366, Taylor & Francis.

[RYK 02] RYK G., KLIGERMAN Y., ETSION I. Experimental investigation of laser surface texturing for reciprocating automotive components. *Tribology Transactions*, vol. 45, n° 4, 2002, p. 444-449, Taylor & Francis.

[RYK 05] RYK G., KLIGERMAN Y., ETSION I., SHINKARENKO A. Experimental investigation of partial laser surface texturing for piston-ring friction reduction. *Tribology Transactions*, vol. 48, n^o 4, 2005, p. 583-588, Taylor & Francis.

[RYK 06] RYK G., ETSION I.

Testing piston rings with partial laser surface texturing for friction reduction. *Wear*, vol. 261, n^o 7-8, 2006, p. 792-796, Elsevier.

[[]ROT 62] ROTEM Z. Non-Newtonian flow in annuli. *Trans. ASME J. Appl. Mech.(June)*, , 1962, p. 421–424.

[TAY 95] TAYLOR R. I., BROWN M. A., THOMPSON D. M. Validation of a piston ring-pack lubrication model that includes realistic lubricant rheology. *Tribology Series*, vol. 30, 1995, p. 345-354, Elsevier.

[THI 01] THIROUARD B.

Characterization and modeling of the fundamental aspects of oil transport in the piston ring pack of internal combustion engines. , 2001, Massachusetts Institute of Technology.

[THI 03a] THIROUARD B., TIAN T.

Oil Transport in the Piston Ring Pack (Part I) : Identification and Characterization of the Main Oil Transport Routes and Mechanisms. , 2003, SAE International.

[THI 03b] THIROUARD B., TIAN T.

Oil Transport in the Piston Ring Pack (Part II) : Zone Analysis and Macro Oil Transport Model. , 2003, SAE International.

[TIA 96] TIAN T., WONG V. W., HEYWOOD J. B.

A piston ring-pack film thickness and friction model for multigrade oils and rough surfaces. , 1996, SAE International.

[TIA 00] TIAN T., WONG V. W.

Modeling the lubrication, dynamics, and effects of piston dynamic tilt of twin-land oil control rings in internal combustion engines. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, vol. 122, 2000, page 119.

[TIA 02a] TIAN T.

Dynamic behaviours of piston rings and their practical impact. Part 1 : ring flutter and ring collapse and their effects on gas flow and oil transport. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part J : Journal of Engineering Tribology*, vol. 216, n^o 4, 2002, p. 209–228, Professional Engineering Publishing.

[TIA 02b] TIAN T.

Dynamic behaviours of piston rings and their practical impact. Part 2 : oil transport, friction and wear of ring/liner interface and the effects of piston and ring dynamics. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part J : Journal of Engineering Tribology*, vol. 216, n^o 4, 2002, p. 229–248, Prof Eng Publishing.

[TIA 08] TIAN T., PRZESMITZKI S. S. V.

Characterization of oil transport in the power cylinder of internal combustion engines during steady state and transient operation. , 2008, Massachusetts Institute of Technology.

[TRA 00] TRAPY J.

Moteur à allumage commandé. *Techniques de l'ingénieur. Génie mécanique*, vol. BM2540, 2000, Techniques de l'ingénieur.

[VEN 00] VENNER C. H., LUBRECHT A. A.

Multilevel Methods in Lubrication. Tribology Series 37 (Editor, Dowson, D.), Elsevier Science B. V., Amsterdam, The Netherlands, 2000. ISBN 0-444-505-032.

[VER 90] VERGNE F., CHAOMLEFFEL J. P., DALMAZ G. Elastohydrodynamic lubrication of point contacts with a Ree-Eyring fluid : film thickness and traction. *Journal of rheology*, vol. 34, nº 8, 1990, p. 1357-1371, Society of Rheology.

[WAN 01] WANG X., KATO K., ADACHI K., AIZAWA K. The effect of laser texturing of SiC surface on the critical load for the transition of water lubrication mode from hydrodynamic to mixed. *Tribology international*, vol. 34, n^o 10, 2001, p. 703-711, Elsevier.

[WAN 03] WANG X., KATO K., ADACHI K., AIZAWA K. Load carrying capacity map for the surface texture design of SiC thrust bearing sliding in water. *Tribology international*, vol. 36, n^o 3, 2003, p. 189-197, Elsevier.

[WAN 06] WANG X., ADACHI K., OTSUKA K., KATO K. Optimization of the surface texture for silicon carbide sliding in water. *Applied Surface Science*, vol. 253, n^o 3, 2006, p. 1282-1286, Elsevier.

[YAN 96a] YANG Q., KEITH T. G. Two-Dimensional Piston Ring Lubrication–Part I : Rigid Ring and Liner Solution. *Tribology Transactions*, vol. 39, 1996, p. 757-768, Taylor & Francis.

[YAN 96b] YANG Q., KEITH T. G. Two-Dimensional Piston Ring Lubrication–Part II : Elastic Ring consideration. *Tribology Transactions*, vol. 39, 1996, page 870, Taylor & Francis.

[YAS 81] YASUDA K. Y., ARMSTRONG R. C., COHEN R. E. Shear flow properties of concentrated solutions of linear and star branched polystyrenes. *Rheologica Acta*, vol. 20, n^o 2, 1981, p. 163–178, Springer.

[ZHA 04] ZHAO J., SADEGHI F. The Effects of a Stationary Surface Pocket on EHL Line Contact Start-Up. *Journal of Tribology*, vol. 126, nº 4, 2004, p. 672-680, ASME.

FOLIO ADMINISTRATIF

THÈSE SOUTENUE DEVANT L'INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUÉES DE LYON

NOM : CHARLES				DATE de SOUTENANCE : 15/12/2010
Prénoms : Pierre				
TITRE : Rhéologie double-newtonienne dans le contact segments-piston-chemise				
NATURE : Doctorat			Numéro d'ordre : 2010-ISAL-0123	
École doctorale : MEGA				
Spécialité : Mécanique - Génie Mécanique - Génie Civil				
Cote B.I.U Lyon : T 50	/210/19 / e	et	bis	CLASSE :
RÉSUMÉ :				
Le système segments-piston-chemise est le contact central du moteur. Sa lubrification doit être maîtrisée pour pouvoir contrôler les consommations de carburant et d'huile. La physique de ce contact est complexe puisqu'elle met en jeu des grandes variations de température, une quantité de lubrifiant limitée, et d'importantes variations de vitesse.				
Les additifs polymères permettent de stabiliser les épaisseurs de film de lubrifiant sur une large plage de température. Cependant, il est nécessaire de prendre en compte la nature non-newtonienne des huiles contenant ces additifs. Leur comportement en fonction des contraintes de cisaillement doit être modélisé pour ne pas surestimer les épaisseurs de film dans le contact.				
Cette étude modélise le contact segment-cylindre d'une manière simple et se focalise sur le comportement "double- newtonien" des lubrifiants à additifs polymères. Un travail unidimensionnel est réalisé à partir d'une équation de la littérature. Ensuite un nouveau modèle analytique bidimensionnel est proposé pour décrire cette rhéologie particulière. Enfin des résultats numériques sont présentés montrant l'influence de la rhéologie double-newtonienne sur la pression, la charge, le frottement et l'épaisseur de film. Le couplage entre la texturation du contact et ce modèle est étudié.				
MOTS-CLÉS : Lubrification hydrodynamique, rhéologie double-newtonienne, contact segment-chemise				
Laboratoire(s) de recherche : Laboratoire de Mécanique des Contacts et des Solides UMR CNRS 5514 - INSA de Lyon 20, avenue Albert Einstein 69621 Villeurbanne Cedex FRANCE				
Directeur de thèse : Monsieur le Professeur Antonius LUBRECHT				
Président du jury : M. PRIEST				
Composition du jury :	M. FILLON G. BAYADA P. EHRET A.A. LUBRECHT	P. MON J. WAN M. EL	NTMITONNET NG FASSI	