N° d'ordre 2008-ISAL-0091

Année 2008

Thèse

# Frottement dans les contacts EHD de grandes dimensions, rôle du pivotement

Présentée devant L'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon

> Pour obtenir Le grade de Docteur

Formation doctorale : Mécanique École doctorale : Mécanique, Energétique, Génie civil, Acoustique (MEGA)

par

## Hervé DORMOIS (Ingénieur INSA-Lyon)

Soutenue le 14 novembre 2008 devant la Commission d'examen

## Jury MM.

G. Dalmaz	Invité	INSA-Lyon, LaMCoS
N. Fillot	Directeur de thèse	Maître de Conférences (INSA-Lyon, LaMCoS)
Bo Jacobson	Examinateur	Professeur Emérite (Lund University, Sweden)
G. Morales-Espejel	Examinateur	Ingénieur PhD (SKF-ERC, The Netherlands)
JM. Pelletier	Président	Professeur (INSA-Lyon, MATEIS)
J. Seabra	Rapporteur	Professeur (Universidade do Porto, Portugal)
B. Tournerie	Rapporteur	Professeur (Université de Poitiers, LMS)
P. Vergne	Directeur de thèse	Directeur de recherche (INSA-Lyon, LaMCoS)

Laboratoire de recherche : Laboratoire de Mécanique des Contacts et des Structures (LaMCoS, INSA-Lyon, CNRS UMR5259)

SIGLE	ECOLE DOCTORALE	NOM ET COORDONNEES DU RESPONSABLE
		M. Leen Mener LANCENIN
CUD UT	CHIMIE DE LYON	M. Jean Marc LANCELIN
CHIMIE	nttp://sakura.cpe.ir/ED206	Bât CPE
	M. Leen Mene LANCELIN	43 bd du 11 novembre 1918
	M. Jean Marc LANCELIN	69622 VILLEURBANNE Cedex
		Tél : 04.72.43 13 95 Fax :
	Insa : R. GOURDON	lancelin@hikari.cpe.fr
	ELECTRONIQUE, ELECTROTECHNIQUE,	M. Alain NICOLAS
E.E.A.	AUTOMATIQUE	Ecole Centrale de Lyon
	http://www.insa-lyon.fr/eea	Bâtiment H9
	M. Alain NICOLAS	60134 FCULLY
	Insa : D. BARBIER	Tél · 04 72 18 60 97 Fax · 04 78 43 37 17
	ede2a@insa-lyon.fr	eea@ec-lvon.fr
	Secrétariat : M. LABOUNE	Secrétariat : M.C. HAVGOUDOUKIAN
	AM. 64.43 – Fax : 64.54	
	EVOLUTION, ECOSYSTEME, MICROBIOLOGIE,	M. Jean-Pierre FLANDROIS
E2M2	MODELISATION	CNRS UMR 5558
	http://biomserv.univ-lyon1.fr/E2M2	Université Claude Bernard Lyon 1
		Bât G. Mendel
	M. Jean-Pierre FLANDROIS	43 bd du 11 novembre 1918
	Insa : H. CHARLES	Tél · 04 26 23 59 50 Fax 04 26 23 59 49
		06 07 53 89 13
		e2m2@biomserv.univ-lyon1.fr
	INFORMATIQUE ET INFORMATION POUR LA	M. Alain MILLE
EDIIS	SOCIETE	Université Claude Bernard Lyon 1
	http://ediis.univ-lyon1.fr	LIRIS - EDIIS
		Bâtiment Nautibus
	M. Alain MILLE	43 bd du 11 novembre 1918
		09022 VILLEURBAINIE Cedex
	Secrétariat : I. BUISSON	edisoliris curs fr - alain milleoliris curs fr
	INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES-SANTE	M. Didier REVEL
EDISS	HATERDISCH EN AND SCIENCED SANTIE	Hôpital Cardiologique de Lyon
22100	Sec : Safia Boudiema	Bâtiment Central
	M Didier REVEL	28 Avenue Doyen Lépine
		69500 BRON
		Tél : 04.72.68 49 09 Fax :04 72 35 49 16
		Didier.revel@creatis.uni-lyon1.ir
38-45-5-	MATERIAUX DE LYON	M. Jean Marc PELLETIER
Materiaux		MATEIS
	M. Leen Mene DELLETIED	Bâtiment Blaise Pascal
	M. Jean Marc PELLETIER	7 avenue Jean Capelle
	Cogrétariat : C. REDNAV/ON	69621 VILLEURBANNE Cédex
	Secretariat : C. BERINAVON	Tél : 04.72.43 83 18 Fax 04 72 43 85 28
	83.85	Jean-marc.Pelletier@insa-lyon.fr
	MATHEMATIQUES ET INFORMATIQUE	M.Pascal KOIRAN
Math IF	FONDAMENTALE	Leole Normale Superieure de Lyon
		69364 LYON Cédex 07
		Tél : 04.72.72 84 81 Fax : 04 72 72 89 69
	M. Pascal KOIRAN	Pascal.koiran@ens-lyon.fr
		Secrétariat : Fatine Latif@math.univ-lyon1.fr
	Insa : G. BAYADA	
	MECANIQUE, ENERGETIQUE, GENIE CIVIL,	M. Jean Louis GUYADER
MEGA	ACOUSTIQUE	INSA de Lyon
		Bâtiment Antoine de Saint Exupéry
	M. Jean Louis GUYADER	25 bis avenue Jean Capelle
		69621 VILLEURBANNE Cedex
	Secrétariat : M. LABOUNE	Tél:04.72.18.71.70 Fax: 04 72 18 87 12
	PM: 71.70 -Fax: 87.12	mega@lva.insa-lyon.fr
	ScSo*	M. BRAVARD Jean Paul
ScSo		Université Lyon 2
	M. BRAVARD Jean Paul	80 rue Pasteur 60265 IVON Coder 07
		Tél · 04 78 69 72 76 Fax · 04 37 28 04 48
	Insa : J.Y. TOUSSAINT	Jean-paul.bravard@univ-lyon2.fr

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

# Remerciements

Je tiens à remercier ma famille pour l'aide et les encouragements reçus tout au long de ma scolarité. Je tiens à remercier mes amis pour les bons moments passés ensembles. Je tiens à remercier mes encadrants et tout le personnel du LaMCoS pour l'aide que j'ai reçue durant cette thèse. Je tiens à remercier Anna pour me donner un but après cette thèse.

Merci à tous

# Abstract

There are lubricated contacts in several mechanical applications. In this thesis, we were interested in the particular case of lubricated contacts in the elastohydrodynamic lubrication (EHL) regime with spin motion and large contact size. This kind of contacts is industrially present in the taper roller bearing, between the end of the roller and the rib.

Only few authors worked on the subject of EHL with a spin motion. However, these authors found that the spin leads to a decrease of the film thickness and the friction coefficient.

To better understand how the spin modifies the contact conditions, a test rig and a numerical model were built. The test rig allowed us to simulate closely industrial contacts, both in term of spin quantity and contact size, whereas the numerical model enabled us to understand on which contact parameters the spin motion acts.

First of all, the main tendencies measured with Tribogyr and the numerical model are the same as those found in the literature. Then other results were produced. Thanks to the large contact size and temperature measurements, we were able to quantify the thermal dissipation relatively to the contact condition. The result is that the thermal dissipation is linked with the level of spin introduced in the contact. Then, the numerical results showed that the film thickness decreases and looses its symmetry when a spin motion is introduced.

The comparison of the results obtained with the test rig and the numerical model showed that the spin introduces an additional shear rate in both rolling and transversal direction that modifies the contact conditions. This additional shearing is not constant over the contact surface and generates a higher heat production and a viscosity reduction by shear thinning effect. Both of these effects lead to decrease the friction coefficient and the film thickness.

# Résumé

Les contacts lubrifiés se rencontrent dans de nombreux systèmes mécaniques. Dans cette thèse, nous nous sommes intéressés au cas particulier des contacts lubrifiés en régime EHD en présence de pivotement avec un grand rayon de contact. Ce type de contact se trouve industriellement dans les roulements à rouleaux coniques, au niveau du contact entre le rouleau et le collet.

Dans le domaine des contacts élastohydrodynamique (EHD), l'introduction d'une composante de pivotement n'a que peu été étudiée. Cependant, les quelques auteurs qui se sont penchés sur ce problème indiquent que le pivotement engendre une diminution de l'épaisseur de film et du coefficient de frottement.

Afin de mieux comprendre les effets du pivotement sur un contact EHD de grande dimension, un banc d'essais et un modèle numérique ont été conçus. Le banc d'essais a permis de travailler dans des conditions proches de celles que subissent industriellement les contacts, tandis que le modèle numérique a permis de comprendre les conséquences locales du pivotement et de la taille du contact.

Tout d'abord, les effets observés du pivotement sont les mêmes que ceux présentés dans la littérature, à savoir une diminution du coefficient de frottement et de l'épaisseur de film. D'autres effets furent aussi mis en évidence. Grâce à la grande taille du contact et à l'implantation d'un système permettant de quantifier la dissipation thermique dans le contact, il s'est avéré que l'augmentation du pivotement s'accompagnait d'une augmentation de la température dans le contact. Le modèle numérique a aussi permit d'établir un lien entre l'introduction du pivotement et l'apparition d'une dissymétrie entre les bords du contact.

En comparant les différents résultats expérimentaux et numériques, il s'est avéré que le pivotement modifiait les conditions du contact en introduisant des taux de cisaillement supplémentaires dans la direction du roulement et celle transversale. Ces cisaillements supplémentaires, non constants sur la surface du contact, engendrent une plus grande dissipation thermique dans le contact ainsi qu'une diminution de la viscosité par effet rhéofluidisant, ce qui est à l'origine de la baisse du coefficient de frottement et de la diminution de l'épaisseur.

# Mot-clés

Lubrification, EHD, pivotement, banc d'essais, simulation, coefficient de frottement, épaisseur de film.

# Table des matières

Remerciemen	1ts	
Abstract		6
Résumé		7
Mot-clés		7
Table des ma	tières	9
Nomenclatur	e	11
Introduction	générale	
1 Chapitre	e I : Etat des lieux	
1.1 Mo	délisation du contact lubrifié	16
1.1.1	Généralités	16
1.1.2	Equations	17
1.1.3	Rhéologie des lubrifiants	
1.2 Pri	ncipales caractéristiques de la lubrification élastohydrodynamique	
1.2.1	Epaisseur de film et pression dans un contact EHD	
1.2.2	Efforts de frottement dans un contact EHD	
1.2.3	La sous-alimentation	
1.3 Le	pivotement	
1.3.1	Contexte industriel	
1.3.2	Travaux numériques sur le pivotement	
1.3.3	Travaux expérimentaux sur le pivotement	
1.3.4	Paramètres de pivotement	
1.3.5	Conclusion des travaux sur le pivotement	
2 Chamitre	II. Expérimentations	17
2 Chapitre II : Experimentations		
2.1 Le	Danc d essais	
2.1.1	Architecture generale	
2.1.2	Mesures et incertitudes	
2.1.3	Analyse vibratoire	
2.2 Co	nditions operatoires	
2.2.1		
2.2.2	Géométrie	
2.2.3	Charges	
2.2.4	Température	
2.2.5	Vitesses d'entraînement et épaisseurs théoriques	
2.2.6	Taux de glissement	
2.3 Rés	sultats	66
2.3.1	Evolution des résultats en fonction du glissement	66
2.3.2	Evolution des résultats en fonction du pivotement	74
2.3.3	Comparaison avec des résultats sans pivotement	80
2.4 Bil	an des expérimentations	

3 Chapitre III : Modélisation numérique		
3.1 Elaboration du modèle numérique		
3.1.1 Architecture générale	85	
3.1.2 Calcul des vitesses		
3.1.3 Modèle de calcul de l'épaisseur de film et de la pression		
3.1.4 Modèle de calcul du frottement		
3.1.5 Validation des modèles		
3.2 Résultats des simulations		
3.2.1 Conditions opératoires		
3.2.2 Calcul de l'épaisseur de film et de la pression		
3.2.3 Calcul du coefficient de frottement		
3.3 Comparaison des simulations et des expérimentations		
3.4 Conclusion de la partie modélisation		
4 Chapitre IV : Discussion sur les effets du pivotement		
4.1 Rappel : Relation angle – pivotement		
4.2 Effets locaux du pivotement	110	
4.2.1 Vitesses locales		
4.2.2 Epaisseurs locales		
4.2.3 Contraintes de cisaillement locales		
4.2.4 Réponse du fluide	115	
4.2.5 Effets thermiques	116	
4.3 Passage du local au global	117	
4.4 Conclusion	119	
Conclusion générale		
Perspectives		
Annexes		
Annexe 1 : Présentation des autres dispositifs expérimentaux		
Annexe 2 : données nécessaires au calcul vibratoire		
Raideur de l'équipage supérieur		
Raideur de l'équipage inférieur		
Annexe 3 : Incertitudes géométriques		
Incertitude des vitesses angulaires		
Annexe 4 : Profil-type d'éprouvette toroïdale		
Bibliographie		

# Nomenclature

a : rayon de contact hertzien

E<sub>1</sub>, E<sub>2</sub>: modules d'Young des matériaux du solide sphérique, du disque E' : module d'Young réduit du contact avec :  $\frac{2}{E'} = \frac{1 - v_1^2}{E_1} + \frac{1 - v_2^2}{E_2}$ G : terme de la formule de Hamrock&Dowson,  $G = \alpha . E'$ h(x,z): épaisseur de film dimensionnée h<sub>0</sub>: séparation des corps solides, sans déformation h<sub>c</sub>: épaisseur centrale de lubrifiant dimensionnée h<sub>min</sub>: épaisseur minimale de lubrifiant dimensionnée H : épaisseur adimensionnée =  $h.R_x/a^2$ H<sub>c</sub>: épaisseur centrale de lubrifiant adimensionnée H<sub>min</sub>: épaisseur minimale de lubrifiant adimensionnée ID : terme de la stabilisation isotropique K<sub>sup</sub>, K<sub>inf</sub>, k : raideur de l'équipage supérieur, inférieur, du contact M, L : paramètres de Moes,  $M=W_2/U^{3/4}$ , L=G.U<sup>1/4</sup> M<sub>sup</sub>, M<sub>inf</sub>: masse de l'équipage supérieur, inférieur P<sub>h</sub>: pression de Hertz p(x,z): pression locale dimensionnée P : pression adimensionnée =  $p/p_h$ R<sub>Dx</sub>, R<sub>Bx</sub>, R<sub>Dz</sub>, R<sub>Bz</sub>: rayons de courbures suivant x et z, des corps disque et éprouvette sphérique R<sub>B</sub> : rayon de l'éprouvette sphérique  $R_P$ : rayon de la piste sur le disque SP : paramètre de pivotement =  $2a \omega_{BY}$ SLR : taux de glissement  $SLR = \frac{U_B - U_D}{U_C}$ U : terme de la formule de Hamrock&Dowson,  $U = \frac{\eta_0(u_1 + u_2)}{E'.R_1}$ U<sub>B</sub>, U<sub>D</sub>: vitesses longitudinales des solides sphérique et disque  $U_e$ : vitesse d'entraînement moyenne =  $(U_B+U_D)/2$ u<sub>m</sub>, w<sub>m</sub>: vitesse locale moyenne entre les solides, suivant x et z

W<sub>2</sub>: terme de la formule de Hamrock&Dowson,  $W_2 = \frac{W}{E'.R_x^2}$ 

 $w_B$ ,  $w_D$ : vitesses transversales des solides sphérique et disque W : charge

x, y, z : distances suivant les directions  $\vec{x}$ ,  $\vec{y}$ ,  $\vec{z}$ 

X, Y, Z : distances adimensionnées suivant les directions  $\vec{x}$ ,  $\vec{y}$ ,  $\vec{z}$ 

 $X_{me}$ ,  $X_{mi}$ ,  $Y_{me}$ ,  $Y_{mi}$ ,  $Z_{me}$ ,  $Z_{mi}$ : force mesurées sur l'équipage supérieur (me), ou inférieur (mi) selon les axes définis par la 1° lettre

 $\alpha$  : coefficient de piézoviscosité

 $\dot{\gamma}$ : taux de cisaillement

 $\delta$ : déformation des corps solides calculé par la théorie de Hertz

 $\delta_B(t),\,\delta_D(t)$  : déplacement instantané des éprouvettes sphérique, du disque, au centre du contact

 $\Delta_B$ ,  $\Delta_D$ : défaut de forme de l'éprouvette sphérique, du disque

 $\eta$  : viscosité dynamique dimensionnée

 $\eta_0$ : viscosité dynamique de référence

 $\overline{\eta}$ : viscosité dynamique adimensionnée =  $\eta/\eta_0$ 

 $\lambda$  : angle d'inclinaison de la broche inférieure par rapport à l'axe vertical

 $\xi$  : coefficient de pénalisation

ρ : masse volumique dimensionnée

 $\overline{\rho}$ : masse volumique adimensionnée =  $\rho/\rho_0$ 

 $\sigma$ : paramètre de pivotement =  $\frac{(\omega_{BY} - \omega_D)a}{U_e}$ 

 $\tau$  : contrainte de cisaillement

 $\tau_0$ : contrainte caractéristique de cisaillement de Ree-Eyring

v<sub>1</sub>, v<sub>2</sub>: coefficient de Poisson des matériaux de l'éprouvette sphérique, du disque

 $\omega_B$ ,  $\omega_D$ : vitesse angulaire de l'éprouvette sphérique, du disque

 $\omega_{BX}$ ,  $\omega_{DX}$ ,  $\omega_{BY}$ ,  $\omega_{DY}$ ,  $\omega_{BZ}$ ,  $\omega_{DZ}$ : composantes suivant x, y, z des vitesses de rotation  $\Omega$ : domaine de calcul

# Introduction générale

Ce travail de recherche a pour objet la compréhension des conditions de fonctionnement d'un contact élastohydrodynamique (EHD) dans le cas particulier du contact collet – rouleau. Ce contact existe dans le cas des roulements, à l'extrémité des rouleaux, au point d'appui entre ceux-ci et la bague qui maintient l'ensemble axialement.

Il s'agit de contacts lubrifiés et fortement chargés. Ils sont de type élastohydrodynamique car la déformation des solides n'est pas négligeable devant l'épaisseur de film du lubrifiant et la viscosité du fluide devient très importante sous les pressions extrêmes subies (effet piézovisqueux). Les contacts de ce type ont été intensivement étudiés par le passé. Cependant, dans le cas du contact collet – rouleau, des problématiques nouvelles apparaissent : une grande taille de contact et une composante de vitesse de pivotement. Ces deux caractéristiques modifient les conditions opératoires par rapport aux contacts EHD classiques. Ces modifications ont, en revanche, été peu étudiées. Nous verrons dans cette thèse quels sont leurs effets et comment elles agissent sur le contact.

La première étape pour comprendre comment l'introduction du pivotement modifie les conditions de contact est de s'appuyer sur ce que la communauté scientifique a déjà produit sur ce sujet. Ce sera l'objet du premier chapitre de cette thèse. Il sera décomposé en deux parties principales. Dans la première seront définies les notions essentielles à la compréhension du contact EHD classique. Dans la deuxième partie, nous aborderons les travaux traitant plus spécifiquement des contacts EHD soumis à une composante de pivotement.

Une fois les bases posées, le chapitre suivant traitera des essais expérimentaux qui ont été entrepris. Tout d'abord, le banc d'essais utilisé sera décrit et nous verrons comment, grâce à son architecture particulière, le pivotement est introduit et contrôlé. Les résultats exprimés sous la forme de coefficients de frottement et d'augmentations de température dans le contact seront ensuite reportés. La présentation des résultats se fera selon deux manières différentes, d'une manière classique en fonction du taux de glissement, puis d'une manière originale, en fonction d'un paramètre permettant de quantifier le pivotement. Ces paramètres seront décrits préalablement.

Les gammes de mesures expérimentales sont cependant limitées et les valeurs d'épaisseur de film ou de pression ne sont pas accessibles. Pour palier à ces limitations, un modèle numérique a été en partie développé. Dans le troisième chapitre, ce modèle sera présenté et les résultats d'épaisseur de film ainsi que de coefficient de frottement seront exposés.

Une fois que tous les résultats auront été présentés, une réflexion partant des effets locaux du pivotement et allant jusqu'aux résultats mesurés expérimentalement et numériquement sera menée. Elle permettra une bonne compréhension des modifications qu'engendre le pivotement et sera l'objet du dernier chapitre.

# **1** Chapitre I : Etat des lieux

Cette thèse s'inscrit dans le domaine de la tribologie et plus particulièrement dans celui de la lubrification élastohydrodynamique. Ces deux termes seront explicités ci-après.

Le terme tribologie vient du grec tribos « frotter » et logos « science », il s'agit de la science qui étudie les frottements et plus généralement les contacts entre deux surfaces solides. Le monde scientifique a commencé à s'intéresser à ces problèmes dans les années 1950 et le terme a été défini par l'OCDE en 1967. On notera cependant que des chercheurs illustres comme Léonard de Vinci ou Charles-Augustin Coulomb avaient déjà mis en place de solides bases pour étudier ces problèmes.

Les frottements dans les contacts sont soit à maximiser, par exemple pour marcher ou freiner un véhicule, soit indésirables et à minimiser, dans les prothèses de hanche par exemple ou dans un roulement à billes. Etant donné l'étendue du champ d'application de la tribologie, les différentes échelles sollicitées, la variété des situations, le tribologue doit donc s'intéresser à tous les aspects d'un problème donné, qu'ils soient physiques, chimiques, physico-chimiques, mécaniques ou du domaine de la science des matériaux.

Les principales missions du tribologue sont :

- l'étude du frottement,
- l'étude de l'usure,
- l'analyse et la description des surfaces jusqu'à l'échelle nanométrique,
- l'étude des contacts lisses ou rugueux,
- l'approfondissement des connaissances dans le domaine de la lubrification et le développement de lubrifiants et additifs plus performants,
- la conception de nouveaux matériaux ou de nouveaux traitements et revêtements de surfaces,
- l'étude de l'adhérence.

Certaines de ces missions sont très spécifiques et ne se rencontrent pas dans tous les types de contacts. C'est par exemple le cas de la lubrification. Cette branche de la tribologie nécessite des connaissances particulières liées à la présence souhaitée d'un film de lubrifiant qui sépare les surfaces des corps en contact.

L'étude présentée ici s'inscrit dans ce domaine, et plus particulièrement dans le cas particulier des contacts lubrifiés sous très fortes pressions, dits élastohydrodynamiques (en abrégé EHD). Dans la partie suivante seront présentées les principes utilisés pour modéliser ce type de contact et les résultats principaux de l'EHD. Ce chapitre se poursuivra dans une deuxième partie par un bilan bibliographique des études menées plus particulièrement dans le cas des contacts en présence de pivotement.

# 1.1 Modélisation du contact lubrifié

La séparation des corps solides par un film de lubrifiant a deux buts principaux. Le premier est la diminution du frottement en intercalant une couche qui se cisaille facilement entre les deux corps frottants. Le deuxième est la protection des surfaces des solides en empêchant l'usure et la corrosion de celles-ci. La lubrification contribue aussi à remplir d'autres fonctions, comme l'évacuation de la chaleur et des débris d'usure générés par le contact, ou encore à assurer une étanchéité par rapport à l'environnement du contact.

Industriellement, on retrouve ce type de contacts dans les mécanismes suivants : engrenages, systèmes came poussoir, roulements à bille, etc.

La bonne compréhension des phénomènes associés à la lubrification nécessite de posséder certaines notions. Ces connaissances fondamentales sont décrites dans cette partie.

## 1.1.1 Généralités

La lubrification entre deux corps solides peut se faire selon différents régimes. La courbe de Stribeck [22] représente l'évolution du coefficient de frottement selon ces différents régimes de lubrification.



(Viscosité x vitesse d'entraînement) / charge

Figure 1 : Courbe de Stribeck

En régime de lubrification limite, la présence de lubrifiant se limite au mieux à une couche de molécules adsorbées sur la surface des matériaux solides. On est donc plus proche du frottement sec que d'un régime lubrifié. En augmentant la vitesse d'entraînement du fluide ou la viscosité du lubrifiant, ou encore en diminuant la charge, on quitte peu à peu ce régime de lubrification limite pour rentrer dans le régime de lubrification mixte. Dans ce régime, les solides sont encore partiellement en contact, mais seulement par les aspérités présentes à leurs surfaces. Entre ces aspérités, des poches de lubrifiants parviennent à générer un film discontinu de lubrifiant et donc une portance, ce qui diminue les forces de frottement.

Quand la valeur du paramètre des abscisses [(vitesse d'entraînement x viscosité de l'huile) / par charge] dépasse une valeur critique, on parvient à créer un film complet de lubrifiant et donc à séparer entièrement les deux corps solides. On entre alors dans le régime de lubrification dite « complète ». La pression engendrée dans le film fluide permet de compenser la charge appliquée sur les corps. Les forces de frottement deviennent faibles et

fonction de la résistance au cisaillement du fluide. Si la déformation des surfaces est faible devant l'épaisseur du film et que la pression n'a que peu d'effet sur la viscosité, on se situe dans un régime dit hydrodynamique. C'est le régime courant des contacts conformes (lorsque les rayons de courbures des surfaces sont orientés dans la même direction). Quand la déformation élastique devient du même ordre de grandeur, voire plus grande que l'épaisseur du film et que la viscosité augmente significativement en fonction de la pression, on rentre dans le domaine de la lubrification élastohydrodynamique. C'est le cas courant des contacts non-conformes (par exemple une bille ou un rouleau sur un plan). C'est ce régime qui sera étudié dans le reste de ce travail.

#### 1.1.2 Equations

Les modèles permettant de prédire les épaisseurs de lubrifiant entre les deux surfaces et les champs de pression en régime élastohydrodynamique consistent en la résolution simultanée de deux équations. L'une correspond à la déformation des corps solides, l'autre à la génération hydrodynamique du film lubrifiant issue de la mécanique des fluides. A ces relations, il faut aussi ajouter les lois rhéologiques décrivant les variations de la densité et la viscosité du lubrifiant en fonction de la pression, de la température, etc. Toutes ces équations seront détaillées ici.

#### 1.1.2.1 Déformation élastique des solides

Les contacts conduisant à une lubrification de type EHD proviennent en général de géométries non conformes qui peuvent se ramener à un contact équivalent tonneau sur plan. Pour simplifier les calculs, on utilise la notion de rayon de courbure réduit. Quand on se place dans l'espace représenté Figure 2 on peut représenter deux corps ayant chacun deux rayons de courbure, suivant les directions x et z dans notre cas.



Figure 2 : Représentation schématique de deux tonneaux

La relation d'équivalence des rayons de courbure est la suivante [28] :

$$\frac{1}{R_x} = \frac{1}{R_{Dx}} + \frac{1}{R_{Bx}}$$

De même avec les rayons suivant  $\vec{z}$ .

Cela donne la distribution h(x,z) équivalente au cas où l'une des deux surfaces est plane, comme représenté sur le schéma Figure 3 :



En supposant que les solides soient séparés d'une distance  $h_0$  au centre, et que les rayons  $R_{Dx}$  et  $R_{Dz}$  soient infinis, on peut approximer la séparation des surfaces dans la zone de contact par l'équation suivante :

$$h(x,z) = h_0 + \frac{x^2}{2.R_{Bx}} + \frac{z^2}{2.R_{Bz}} + def(x,z)$$

La variable h(x,z) correspond à l'épaisseur du film de lubrifiant. Cette épaisseur de film transmet la charge par laquelle les deux corps sont pressés l'un contre l'autre. Les pressions générées étant importantes, il y a une déformation élastique des solides, notée def(x,z). Nous étudierons comment calculer la déformation, tout d'abord le cas du contact sec, puis dans celui du contact lubrifié.

#### Le contact sec

Lors d'un contact sec, la déformation élastique est décrite par la théorie de Hertz. Deux hypothèses sont émises :

- Les corps en contact ont des propriétés élastiques uniformes et isotropes,
- Les dimensions du contact sont faibles devant celles des corps en contact.

On peut réduire les propriétés élastiques des deux corps en contact à une seule valeur, E' telle que :

$$\frac{2}{E'} = \frac{1 - v_1^2}{E_1} + \frac{1 - v_2^2}{E_2}$$

E<sub>1</sub>, E<sub>2</sub>, v<sub>1</sub>, v<sub>2</sub> étant les modules d'Young et les coefficients de Poisson des corps en présence.

Dans le cas du contact circulaire, lorsqu'une sphère de rayon  $R_B$  est pressée sur un plan, on forme une zone de contact d'aire circulaire. Ce contact possède plusieurs caractéristiques :

- une pression maximale  $P_h$  au centre du contact et un champ de pression p(x,z),
- un rayon de contact a,
- une déformation maximale au centre du contact  $\delta$ .

Ces paramètres sont donnés [24] par les relations suivantes, avec W la charge appliquée, en Newton :

$$a = \sqrt[3]{\frac{3.W.R_B}{2.E'}}$$
,  $P_h = \frac{3.W}{2.\pi a^2}$  et  $\delta = \frac{a^2}{R_B}$ 

Le champ de pression est donné par la relation suivante :

$$P(x,z) = \begin{cases} P_h \sqrt{1 - (x/a)^2 - (z/a)^2}, & \text{si } x^2 + z^2 \le a^2 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}$$

Dans le cas général, on n'a pas forcément une géométrie bille sur plan, mais tonneau sur plan, ce qui conduit à une aire de contact elliptique. Dans ce cas  $R_{Bx}$  est différent de  $R_{Bz}$  et on doit calculer deux rayons pour l'ellipse : a et b, avec a le rayon suivant l'axe x et b celui suivant l'axe z. On commence par calculer un rayon équivalent, nécessaire aux calculs :

$$\frac{1}{\overline{R}} = \frac{1}{R_{Bx}} + \frac{1}{R_{Bz}}$$

On défini aussi le rapport des rayons de l'ellipse : k = b/a.

Pour le calcul des rayons et de l'enfoncement, on introduit aussi deux valeurs :

$$\mathcal{E} = \int_{0}^{\frac{\pi}{2}} \sqrt{1 - \left(1 - \frac{1}{k^2}\right) \sin^2 \Phi} d\Phi \cong 1 + \frac{\frac{\pi}{2} - 1}{\frac{R_x}{R_z}}$$
$$\Im = \int_{0}^{\frac{\pi}{2}} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(1 - \frac{1}{k^2}\right) \sin^2 \Phi}} d\Phi \cong \frac{\pi}{2} + \left(\frac{\pi}{2} - 1\right) \ln \left(\frac{R_z}{R_x}\right)$$

Avec  $\Phi$  une variable d'intégration.

On peut alors définir :

- les demi axes de l'ellipse :

$$a = \frac{b}{k} = \sqrt[3]{\frac{6.\varepsilon.W.\overline{R}}{\pi.k.E'}}$$

$$b = \sqrt[3]{\frac{6.k^2 \cdot \varepsilon \cdot W \cdot \overline{R}}{\pi \cdot E'}}$$

- la pression de Hertz :

$$P_h = \frac{3.W}{2.\pi.a.b}$$

- le déplacement élastique au centre du contact :

$$\delta = \Im.\sqrt[3]{\frac{9}{2.\varepsilon.\overline{R}} \left(\frac{W}{\pi.k.E'}\right)^2}$$

- le champ de pression est donné par la relation suivante :

$$P(x,z) = \begin{cases} P_h \sqrt{1 - (x/a)^2 - (z/b)^2}, & \text{si } x^2 + z^2 \le ab \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}$$

#### Le contact lubrifié

Dans le cas qui nous intéresse, les solides sont en mouvement et entraînent une couche de lubrifiant dans le contact. Dans le cas des contacts fortement chargés, le champ de pression et la déformé sont proches de la solution de Hertz. Les interactions entre le fluide et les solides modifient ces profils. Par conséquent, les équations ci-dessus ne sont alors plus valides. Il faut résoudre les équations de la mécanique des corps solides. La résolution de ces équations permet de connaître en chaque point, la déformation.

Pour ces équations, on donne la nomenclature suivante :  $\varepsilon_x$ ,  $\varepsilon_y$ ,  $\varepsilon_z$ , les déformations, respectivement suivant les axes x, y et z, u, v, w, les déplacements, respectivement suivant les axes x, y et z,  $\gamma_{xy}$ ,  $\gamma_{yz}$ ,  $\gamma_{xz}$ , les rotations selon les plans indiqués par les indices,  $\sigma_{xx}$ ,  $\sigma_{yy}$ ,  $\sigma_{zz}$ ,  $\tau_{xy}$ ,  $\tau_{yz}$ ,  $\tau_{xz}$ , les contraintes selon les plans indiqués par les indices.

Relation déformations - déplacements [28]:

$$\varepsilon = \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & \frac{\gamma_{xy}}{2} & \frac{\gamma_{xz}}{2} \\ & \varepsilon_{yy} & \frac{\gamma_{yz}}{2} \\ Sym & & \varepsilon_{zz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} & \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) & \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \\ & & \frac{\partial v}{\partial y} & \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \\ Sym & & & \frac{\partial w}{\partial z} \end{bmatrix}$$

Equations constitutives (loi de comportement) :

$$\begin{bmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{zz} \\ \tau_{xy} \\ \tau_{yz} \\ \tau_{xz} \end{bmatrix} = \frac{E}{(1+\upsilon)(1-2\upsilon)} \begin{bmatrix} 1-\upsilon & \upsilon & \upsilon & 0 & 0 & 0 \\ \upsilon & 1-\upsilon & \upsilon & 0 & 0 & 0 \\ \upsilon & \upsilon & 1-\upsilon & 0 & 0 & 0 \\ \upsilon & \upsilon & 1-\upsilon & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & (1-2\upsilon)/2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & (1-2\upsilon)/2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & (1-2\upsilon)/2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} \\ \varepsilon_{yy} \\ \varepsilon_{zz} \\ \gamma_{xy} \\ \gamma_{yz} \\ \gamma_{xz} \end{bmatrix}$$

Equations d'équilibre :

$$-\nabla \sigma = F \Leftrightarrow \begin{cases} -\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} - \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} - \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} = F_x \\ -\frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} - \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} - \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} = F_y \\ -\frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} - \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} - \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} = F_z \end{cases}$$

La résolution de ces équations permet de connaître les déplacements et les contraintes dans les solides à partir de la force appliquée sur la surface. Cette force provient de la pression engendrée dans le film d'huile.

#### **1.1.2.2 Equation de Reynolds**

L'épaisseur du film de lubrifiant est calculée à partir de l'équation de Reynolds [28]. Cette équation provient des équations de Navier – Stokes appliquées au cas des films minces. L'épaisseur du film doit être faible devant les autres dimensions et les forces d'inertie sont négligées. L'écoulement est laminaire, la viscosité et la masse volumique sont constantes suivant la direction de l'épaisseur du film. On suppose qu'il n'y a pas de glissement aux parois et que l'analyse isotherme.

Pour un fluide newtonien, l'équation de Reynolds s'écrit :



Les valeurs  $u_m$  et  $w_m$  représentent les vitesses locales moyennes des deux surfaces selon les directions x et z respectivement. Les termes h, p et  $\eta$ ,  $\rho$  correspondent respectivement à l'épaisseur de film, à la pression, à la viscosité et à la masse volumique. Toutes ces valeurs étant des valeurs locales, elle varient selon la position en x et z.

Dans notre cas, il s'agit d'une analyse stationnaire. Le terme transitoire d'écrasement sera donc nul.

#### 1.1.3 Rhéologie des lubrifiants

Dans l'équation de Reynolds, la viscosité et la densité de l'huile apparaissent plusieurs fois. Les conditions du contact EHD sont telles que la viscosité et la densité de l'huile sont modifiées par la pression, le cisaillement et la température. Ces variations sont décrites par les modèles définis ci-après.

#### **1.1.3.1 Relation densité – pression – température**

Il existe plusieurs lois décrivant la relation entre la pression appliquée au fluide et sa densité. Deux relations seront décrites ici : celle de Dowson et Higginson qui est la plus courante, et celle de Tait, plus proche de la réalité physique et utilisée dans le cadre de cette étude.

#### 1.1.3.1.1 Relation de Dowson et Higginson

Selon Dowson et Higginson [28], la densité du fluide varie en fonction de la pression adimensionnée P selon la relation empirique suivante :

$$\rho(P) = \rho_0 \frac{0.59 \times 10^9 + 1.34P}{0.59 \times 10^9 + P}$$

 $\rho_0$  étant la densité à pression ambiante.

On notera que cette relation ne fait pas intervenir les effets de la température. Ceux-ci peuvent toutefois être pris en compte dans le terme  $\rho_0$  définissant la densité à pression nulle.

#### 1.1.3.1.2 Relation de Tait

Une autre loi, basée sur le concept de volume libre, a aussi été utilisée dans cette étude, il s'agit de la relation de Tait [45] :

$$\frac{V_{V_r}}{V_r} = 1 - \frac{1}{1 + K'_0} \ln(1 + \frac{p}{K_0} (1 + K'_0))$$
  
et  
 $K_0 = K_{00} \exp(-\beta_K T)$ 

 $V/V_r$  est le volume massique relatif, il est égal à 1 dans des conditions de référence. Le volume massique est l'inverse de la masse volumique.

P est la pression, T la température,

K'<sub>0</sub> et K<sub>00</sub> et  $\beta_K$  sont des constantes du liquide.

On notera que cette relation prend en compte à la fois les effets de la pression et de la température. Le nombre de paramètres à définir est en revanche plus grand que pour la loi de Dowson et Higginson. Elle est de ce fait moins utilisée.

## 1.1.3.2 Relation viscosité – pression – température

Dans le cas des contacts EHD, la pression dans le contact va de plusieurs centaines de mégapascals à plusieurs gigapascals. Les propriétés du fluide soumis à de telles contraintes sont alors modifiées par rapport à ses caractéristiques à pression ambiante. Comme on l'a vu précédemment, la densité augmente, mais l'effet le plus important est l'augmentation de la viscosité en fonction de la pression. Cet effet est appelé piézoviscosité. Il existe donc de nombreuses lois permettant de décrire l'évolution de la viscosité d'une huile en fonction de la pression. Certaines lois prennent aussi en compte les effets de la température.

#### 1.1.3.2.1 Loi de Barus [48]

Il s'agit de la loi empirique la plus simple reliant la viscosité à la pression:

$$\eta(p) = \eta_0 \exp(\alpha p)$$

Avec :

 $\eta_0$  la viscosité à pression ambiante,  $\alpha$  le coefficient de piézoviscosité.

La loi de Barus a deux limitations. Premièrement, la viscosité calculée par cette loi augmente plus vite que la viscosité réelle des lubrifiants. Donc quand la pression augmente, la validité de cette loi diminue. Deuxièmement, les paramètres  $\eta_0$  et  $\alpha$  varient en fonction de la température mais sans qu'une loi n'ait été établie. Ces paramètres sont donc délicats à utiliser dans des conditions opératoires loin de celles où ils ont été mesurés.

#### 1.1.3.2.2 Loi de Roelands [31]

La loi de Roelands est une loi empirique utilisant des paramètres pouvant être ceux de la loi de Barus. L'augmentation de viscosité en fonction de la pression décrite par cette loi est cependant plus faible. Cela traduit mieux le comportement des lubrifiants aux pressions rencontrées dans les contacts EHD.

$$\eta(p) = \eta_0 \exp\left( (\ln(\eta_0) + 9.67) \left( -1 + \left( 1 + \frac{p}{p_0} \right)^z \right) \right)$$

Avec :

$$p_0 = 1.96 \times 10^8 \text{Pa}$$
  
 $z = \frac{\alpha . p_0}{\ln(\eta_0) + 9.67}$ 

Cette loi peut être complétée pour prendre en compte les effets de la température [59].

#### 1.1.3.2.3 Loi WLF modifiée [74]

Cette loi est basée sur le concept de volume libre. Ce concept décrit le volume alloué à chaque molécule pour se mouvoir, en fonction de la température. De cette relation, William, Landel et Ferry tirèrent la loi WLF.

Cette relation a été modifiée par Yasutomi *et al.*, pour prendre en considération l'effet de la pression sur la viscosité des fluides. Dans ce cas, on a les relations suivantes :

$$T_{g}(p) = T_{g}(0) + A_{1} \cdot \ln(1 + A_{2} \cdot p)$$
$$F(p) = 1 - B_{1} \cdot \ln(1 + B_{2} \cdot p)$$

Et la loi devient alors :

$$\log \eta = 12 - \frac{C_1(0) \cdot (T - T_g(p)) F(p)}{C_2(0) + (T - T_g(p)) \cdot F(p)}$$

Avec :

 $C_1(0)$  et  $C_2(0)$  les constantes de la loi de WLF générales, A<sub>1</sub>, A<sub>2</sub>, B<sub>1</sub>, B<sub>2</sub>, les constantes de la loi WLF adaptées aux lubrifiants,  $T_g(0)$  la température de transition vitreuse à température et pression ambiante, T la température et p la pression.

La loi décrit bien le comportement des fluides en fonction de la température et de la pression, et cela jusqu'à de fortes pressions. Cependant, cette loi nécessite 7 constantes qui doivent être déterminées par l'expérience. Cela en fait une loi rarement utilisée.

#### 1.1.3.2.4 Loi de Tait-Doolittle

Il existe une autre loi partant du concept de volume libre et décrivant la viscosité d'un lubrifiant à partir de l'équation d'état de Tait et de l'équation de Doolittle. Elle s'écrit comme suit :

$$\eta(p,T) = \eta_0 \exp\left[B.R_0 \left(\frac{\frac{V_{\infty}}{V_{\infty R}}}{\frac{V_{N_{\infty R}}}{V_{N_R}} - \frac{1}{1 - R_0}}\right)\right]$$

avec :

$$\frac{V_{V_R}}{V_R} = 1 + \alpha_V (T - T_R)$$
$$\frac{V_{\infty}}{V_{\infty R}} = 1 + \varepsilon_C (T - T_R)$$

les valeurs B, R<sub>0</sub>,  $\alpha_V$  et  $\epsilon_c$ , T<sub>R</sub> étant des constantes associées au fluide.

Cette loi offre l'avantage d'utiliser les mêmes paramètres que ceux de l'équation de Tait décrivant la variation de la densité en fonction de la pression et de la température. Grâce à ces deux lois, on parvient à décrire précisément les variations de densité et de viscosité en fonction de la pression et de la température, tout cela avec un nombre réduit de paramètres.

## 1.1.3.3 Relation viscosité – taux et contrainte de cisaillement

La viscosité des lubrifiants n'est pas seulement influencée par la température et la pression, le taux de cisaillement a aussi une influence sur la viscosité. La relation entre la viscosité et le taux de cisaillement peut être linéaire ou non. Dans le premier cas, la loi décrivant le comportement du fluide sera dite newtonienne. Dans le deuxième cas, elle sera dite non newtonienne. Dans ce cas, on notera que l'équation de Reynolds telle que définie précédemment n'est plus valide. Le lecteur se référera alors à [31]. La non linéarité de la relation viscosité – taux de cisaillement, appelé effet rhéofluidisant, provient du fait que les huiles étudiées sont constituées de chaînes carbonées longues, celles-ci ont tendance à s'orienter préférentiellement suivant le sens du cisaillement, indépendamment des effets thermiques. Cela a pour effet de diminuer la résistance à l'écoulement, équivalente à la contrainte de cisaillement et donc la viscosité. Cette relation entre le taux de cisaillement et la contrainte de cisaillement résultante est décrite par de nombreuses lois. Plusieurs sont détaillées ici.

La forme générale de la dépendance taux de cisaillement – contrainte de cisaillement s'écrit comme suit :

$$\dot{\gamma} = A \frac{d\tau}{dt} + F(\tau)$$

Le premier terme correspond à la partie élastique du fluide, avec A=1/G en général (G le module de cisaillement du fluide). Le terme  $F(\tau)$  correspond à la relation entre taux et contrainte de cisaillement, donc la loi à rechercher. Par exemple, pour un comportement totalement Newtonien,  $F(\tau)$  devient :  $\tau/\eta$  et A=0. On a alors la relation :

$$\dot{\gamma} = \tau / \eta$$

De manière générale, le premier terme, qui traduit un comportement viscoélastique, peut être ignoré. La relation précédente devient donc  $\dot{\gamma} = F(\tau)$ .

En ce qui concerne les lois non Newtoniennes, on fait ici un bref inventaire des plus couramment utilisées :

Ree Eyring [20] :

$$\dot{\gamma} = \frac{\tau_0}{\eta} \sinh\left(\frac{\tau}{\tau_0}\right)$$

Le terme  $\tau_0$  est une constante dépendante de la température et du volume spécifique des molécules du fluide, ( $\tau_0$ =k.T/v<sub>t</sub>, k la constante de Boltzmann, T la température en °K, et v<sub>t</sub> le volume spécifique). Cette valeur est difficile à obtenir pour un lubrifiant donné car il ne s'agit jamais de liquide pur (un seul type de molécule). Cette valeur est donc généralement approchée en comparant des résultats de simulation avec des résultats expérimentaux.

Carreau [3] :

$$\mu = \left[1 + \left(\frac{\tau}{G}\right)^2\right]^{\frac{1 - \frac{1}{n}}{2}}$$

Ou avec 2 plateaux newtoniens :

$$\mu = \mu_2 + (\mu_1 - \mu_2) \left[ 1 + \left(\frac{\tau}{G}\right)^2 \right]^{\frac{1 - \frac{1}{n}}{2}}$$

Les termes  $\mu_1$  et  $\mu_2$  sont les deux viscosités limites, à faible et fort taux de cisaillement.

Les lois suivantes possèdent un seuil que la valeur de contrainte de cisaillement ne peut pas dépasser. Elles sont généralement désignées comme lois « limiting shear stress ».

Bair Winer [31] :

$$\dot{\gamma} = -\frac{\tau_L}{\eta} \ln \left( 1 - \frac{\tau}{\tau_L} \right)$$

Viscoplastique [48] :

$$\dot{\gamma} = \frac{\tau_L}{\eta} \exp\left(p^* \tau^*\right)^3 \ln \frac{1}{1 - \tau^*}$$

Avec  $\tau^* = \tau/\tau_L$  et  $p^* = p/p_L$ 

La valeur  $\tau_L$  étant la limite en contrainte de cisaillement du fluide, de même  $p_L$  est une valeur limite en pression.

Après modification des lois  $(\dot{\gamma} = F(\tau) \iff \tau = f(\dot{\gamma}))$  on trace la contrainte de cisaillement en fonction du taux de cisaillement avec différentes lois. La Figure 4 présente l'évolution de la contrainte de cisaillement en fonction du taux de cisaillement pour les trois types de loi, newtonienne, « limiting shear stress » et Ree-Eyring.

En comparant les différentes courbes, on se rend compte que la loi Newtonienne présente une augmentation continue et très importante de la contrainte de cisaillement, ce qui engendrerait une augmentation continue des efforts de frottement. Les lois de type « limiting shear stress » décrivent la présence d'un plateau qui correspond au maximum de contrainte de cisaillement que peut supporter le fluide. La loi de Ree Eyring ne présente pas de plateau pour les forts taux de cisaillement. Elle est cependant très utilisée car elle donne des résultats proche de la réalité pour les faibles et moyens taux de cisaillement et reste facile d'utilisation. C'est donc cette loi que nous utiliserons dans ce travail de thèse. Le choix de la loi décrivant les effets non newtoniens d'un fluide reste une question cruciale dans l'écriture d'un code calculant le frottement d'un contact simulé.



Figure 4 : Contrainte de cisaillement en fonction du taux de cisaillement calculé avec différentes lois rhéologiques, en unités arbitraires

# 1.2 Principales caractéristiques de la lubrification élastohydrodynamique

Les contacts EHD ont été largement étudiés par la communauté scientifique, aussi bien de manière numérique qu'expérimentalement. Les deux approches seront comparées. Cela nous permettra de mettre en évidence les principales caractéristiques d'épaisseur et de pression du contact EHD. Dans une deuxième partie, nous étudierons le comportement typique du frottement dans ce type de contact, puis les effets de la dissipation thermique sur ces résultats ainsi que sur l'épaisseur de film et la pression, ces différents paramètres étant intimement liés. Nous terminerons par une explication du concept de sous-alimentation et ses effets sur le contact.

## 1.2.1 Epaisseur de film et pression dans un contact EHD

La comparaison des résultats numériques et expérimentaux permet d'avoir une assez bonne connaissance des distributions de pression et d'épaisseur selon les gammes de charge, de viscosité et de vitesse. On a ci-après, deux représentations d'épaisseurs de film observées dans des conditions identiques. L'image de gauche est une mesure expérimentale de l'épaisseur de film, celle de droite, un résultat numérique.



Figure 5 : Epaisseur de film en roulement pur, obtenue par l'expérience (interférométrie optique, image de gauche), et par calcul (image de droite), d'après [25]

Sur les deux images apparaît la forme classique, en fer à cheval, de l'épaisseur de film en régime EHD. Cette forme particulière provient de l'interaction entre la déformation des solides et l'écoulement du fluide.

Le champ de pression ne peut pas être mesuré expérimentalement aussi facilement que peut l'être l'épaisseur de film. Une technique optique permet à l'heure actuelle de connaître le champ de pression. Cette technique est détaillée par Jubault *et al.* [34] et nécessite l'utilisation d'un spectromètre Raman. La Figure 6 représente l'un de ces résultats.



Figure 6 : Résultat expérimental du champ de pression, d'après [34]

Les champs de pressions obtenus expérimentalement ont le défaut de n'être pas aussi précis que ceux correspondant à l'épaisseur de film. De plus, cette technique reste limitée à un nombre restreint de fluides. Par conséquent, pour se rendre compte de la forme de ces champs, les résultats de simulations sont bien plus appropriés.



Figure 7 : Résultats numériques du champ de pression, d'après [38]

La Figure 7 présente la forme classique du champ de pression dans un contact EHD, avec une base en parabole semblable à la pression dans un contact sec. Cette forme de base est modifiée à l'entrée et dans les zones de minimum d'épaisseur par des effets hydrodynamiques.

On notera que les valeurs numériques données sur les Figure 5, Figure 6 et Figure 7 sont classiques des résultats en régime EHD. En effet, dans ce régime de fonctionnement, les épaisseurs de film sont de l'ordre de quelques dizaines à quelques centaines de nanomètres tandis que la pression varie de quelques centaines de mégapascals à quelques gigapascals.

Lorsqu'on trace sur un même schéma la pression et l'épaisseur adimensionnées suivant la direction de l'écoulement, on obtient les courbes suivantes, Figure 8 :



Figure 8 : Epaisseurs de film et pressions suivant l'axe central du contact, d'après [13], les distances (axes des abscisses), la hauteur (axe de gauche) et la pression (axe de droite) sont données en valeurs adimensionnées

Ce schéma montre que le contact EHD peut être divisé en 4 zones distinctes. Avant que la pression ne rejoigne la pression théorique d'un contact sec, on se situe dans la zone d'entrée dite zone hydrodynamique. La pression augmente significativement et le film d'huile se crée. C'est cette zone qui contribue majoritairement à créer l'épaisseur de film. Puis la pression suit quasiment la pression de Hertz et l'épaisseur de film reste à peu près constante suivant la ligne centrale du contact. La majorité des effets thermiques et la génération du frottement provenant du cisaillement se produisent ici. Cette deuxième zone s'achève par un pic de pression. La pression présente une brusque augmentation et l'épaisseur du film diminue, passant par un minimum, encore plus accentué sur les lobes de cette zone dite de constriction, bien visible sur l'interférogramme Figure 5. L'étendue de cette zone est très limitée. Une fois le pic de pression passé, la pression tombe rapidement à la valeur initiale, souvent la pression ambiante, du fait du divergent. Il s'agit de la zone de sortie.

## **1.2.1.1 Relation entre les conditions opératoires et l'épaisseur de film et la pression**

De nombreuses études expérimentales et numériques ont été entreprises pour parvenir à prévoir les épaisseurs de film et la pression en fonction des conditions opératoires du contact. La connaissance par une loi simple de l'épaisseur de film est importante dans la conception des contacts et notamment de la rugosité maximale acceptable avant un contact direct des surfaces. Des relations ont été établies pour calculer aisément les conditions de contact, par exemple la relation de Hamrock et Dowson [29], détaillée ici. C'est la relation la plus utilisée de nos jours. Ces auteurs ont donné une approximation analytique de leurs résultats numériques par curve-fitting. Elles prennent en compte à la fois la déformation élastique des surfaces et l'équation de Reynolds. La relation qu'ils en tirent permet de calculer simplement l'épaisseur de film au centre du contact et l'épaisseur minimale. Cette approche s'est faite à l'aide de paramètres adimensionnés regroupant plusieurs paramètres physiques du contact. Pour un contact bille ou tonneau sur plan, avec  $R_x$  le rayon dans le sens de l'écoulement, on met en évidence les paramètres adimensionnés suivant :

$$W_{2} = \frac{W}{E'.R_{x}^{2}} \quad U = \frac{\eta_{0}(u_{1} + u_{2})}{E'.R_{x}} \quad G = \alpha.E' \text{ et } H^{D} = \frac{h}{H}$$

Avec :

h l'épaisseur de film dimensionnée, W la charge, E' le module d'Young moyen,  $R_x$ , le rayon de courbure moyen dans le sens de l'écoulement  $u_1$  et  $u_2$  les vitesses des solides,  $\eta_0$  la viscosité à pression ambiante,  $\alpha$  la piézoviscosité.

Les épaisseurs centrale et minimale adimensionnées sont données par les relations suivantes :

$$H_{C}^{D} = 1.69G^{0.53}U^{0.67}W_{2}^{-0.067}(1 - 0.61\exp(-0.73k))$$
$$H_{\min}^{D} = 2.27G^{0.49}U^{0.68}W_{2}^{-0.073}(1 - \exp(-0.68k))$$
avec  $k = 1.03 \left(\frac{R_{z}}{R_{x}}\right)^{0.64}$ 

D'autres lois ont par la suite été développées, notamment par Nijenbanning et al. [51]. La loi de Hamrock et Dowson reste toutefois la plus utilisée.

Concernant la pression, il n'existe pas de relations simple hormis l'approche hertzienne qui donne une assez bonne approximation de la pression maximale. Seule la simulation numérique complète du problème EHD permet d'obtenir pour un jeu de conditions opératoires la distribution des pressions au sein du contact. De plus, la pression maximale est limitée en pratique par les caractéristiques assez proches des alliages utilisés.

#### 1.2.1.2 Effets thermiques sur l'épaisseur de film

Le fluide présent dans le contact EHD, en subissant une pression et un cisaillement intense, doit dissiper de l'énergie, ce qu'il fait principalement sous forme de chaleur. L'augmentation de température modifie la viscosité du lubrifiant et joue en retour un rôle important dans l'épaisseur du film et les forces de frottement.

Deux termes sont présents dans les relations qui décrivent les contraintes de cisaillement, le premier représente l'effet de la variation de pression dans le contact, il n'est significatif qu'à très faible glissement, le deuxième terme correspond à l'effet du glissement. D'après Bordenet [58], ce dernier n'engendre des effets thermiques qui deviennent prépondérants pour des taux de glissement supérieur à 10%. La figure suivante montre une cartographie de la température dans le contact, suivant le plan central, à la valeur de 10% de glissement et pour un glissement de 150%.



Figure 9 : Effet du glissement sur la température dans le contact, d'après [43], Ue=2m/s, en haut : SLR=10%, en bas : SLR=150%, x : longueur ; z : épaisseur

A faible glissement, la température suit la variation de pression dans le film, ce qui explique l'augmentation au début de la zone haute pression et au niveau du pic de pression. Sur la deuxième cartographie, la température est nettement plus élevée que sur la première et la zone de température maximale n'est plus au niveau du pic de pression mais proche du centre du contact, sur la surface la plus lente (car il y a moins d'effet de convection). La dissipation thermique augmente graduellement avec l'augmentation du glissement.

La viscosité du lubrifiant est un des paramètres importants dans le calcul de l'épaisseur de film. Dans l'équation de Hamrock et Dowson, permettant de calculer l'épaisseur de film, la viscosité apparaît dans le terme de vitesse à la puissance 0.67. Une modification globale de la température, donc de la viscosité, entraîne une modification de l'épaisseur de film. Ce qui conduit à avoir des résultats expérimentaux différents des résultats obtenus au moyen de modèles numériques isothermes. Comme le montrent les cartographies précédentes, la température n'est pas uniforme dans le contact. La viscosité ne le sera donc pas non plus. Cela influence alors l'épaisseur locale de film. Lorsque le calcul de la pression et de la hauteur de film inclue les effets thermiques locaux, l'épaisseur de film et la pression sont modifiées par rapport au calcul ne prenant pas en compte ces phénomènes. La Figure 10 présente ce phénomène dans un cas à un très fort taux de glissement (255%!), donc avec une

forte dissipation thermique. Dans ce cas, l'épaisseur globale du film diminue, mais surtout, celle-ci voit sa forme modifiée. La pression hydrodynamique subit un phénomène équivalent et s'éloigne de plus en plus de la pression définie par Hertz.



Figure 10 : Influence des effets thermiques sur les courbes de pression et d'épaisseur de film en unités adimensionnées, SLR=2.55, d'après [26]

## 1.2.2 Efforts de frottement dans un contact EHD

Une fois l'épaisseur de film et la pression calculées, la force de frottement s'obtient en intégrant les contraintes de cisaillement dans le film. Celles-ci sont données pour un fluide newtonien par les relations ci-dessous :

$$\tau_{xy} = \frac{1}{2} \frac{\partial p}{\partial x} (2y - h) + (U_2 - U_1) \frac{\eta}{h}$$
  
$$\tau_{yz} = \frac{1}{2} \frac{\partial p}{\partial z} (2y - h) + (W_1 - W_2) \frac{\eta}{h}$$

 $\tau_{xy}$  étant la contrainte de cisaillement dans le sens de l'écoulement, et  $\tau_{zy}$  dans le sens transverse.

Ces relations sont constituées de deux parties, l'une est fonction de l'évolution de la pression, l'autre de la différence de vitesse (le cisaillement). Le premier terme (incluant le gradient de pression) reste constant quand le glissement augmente. Le deuxième terme augmente proportionnellement à la différence de vitesse entre les deux surfaces et rend le premier terme en général négligeable dès que le taux de glissement dépasse quelques pourcents, le taux de glissement étant défini comme le rapport entre la différence de vitesse entre les surfaces et la moyenne de ces vitesses. La validité de la relation proportionnelle entre contrainte de cisaillement et taux de cisaillement n'est cependant pas infinie. En effet le terme de viscosité est modifié par le cisaillement. Pour un lubrifiant non newtonien, la viscosité diminue lorsque le taux de cisaillement augmente. Les courbes de glissement en fonction du frottement ont donc l'allure classique des courbes présentées Figure 11.

On notera que le coefficient de frottement augmente dans un premier temps linéairement, puis atteint une valeur limite à cause des effets non newtonien. Enfin, une diminution du frottement provient des effets thermiques dans le contact. Ces effets sont d'une grande importance dans l'étude du contact EHD, ils seront décrits dans la suite du texte.



Figure 11 : Coefficient de frottement en fonction du taux de glissement, d'après [60]

#### **1.2.2.1 Effets thermiques sur le coefficient de frottement**

La dissipation thermique a aussi une influence sur le coefficient de frottement. D'après les modèles rhéologiques décrits précédemment, la contrainte de cisaillement se stabilise à une contrainte limite à partir d'un certain taux de cisaillement. Cette stabilisation devrait conduire à un coefficient de frottement stable en fonction du taux de cisaillement pour les grands taux de cisaillement. Or l'expérience montre qu'une fois un maximum de frottement dépassé, celui-ci commence à diminuer. Cette diminution provient des effets de dissipation thermique entraînant une chute de la viscosité du fluide. Cet effet est présenté dans la Figure 12. Sur cette figure présentant le coefficient de frottement en fonction du taux de glissement, on peut séparer la courbe en trois parties. Dans la première partie, le coefficient de frottement commence par augmenter linéairement en fonction du taux de glissement, puis, dans la deuxième partie, les effets de la contrainte limite apparaissent, le frottement se stabilise. Finalement, à un taux de glissement plus important, les effets thermiques deviennent prépondérant ce qui fait diminuer les efforts de frottement.



Figure 12 : Effets thermiques sur le coefficient de frottement, d'après [64]

#### 1.2.3 La sous-alimentation

Jusqu'à maintenant, nous avons toujours supposé que le contact recevait toute la quantité de lubrifiant nécessaire à son alimentation. Cependant, dans les contacts réels, cette hypothèse n'est pas toujours vérifiée. On parle alors de sous-alimentation du contact. La sousalimentation apparaît lorsque le ménisque huile – air en amont du contact ne peut plus être considéré comme infiniment loin du contact [9]. Hamrock et al. [30] ont défini un point m\*, en amont du contact hertzien de telle manière que si le ménisque se trouve avant ce point, le contact peut être considéré comme normalement alimenté tandis que si le ménisque dépasse ce point, le contact est considéré comme sous-alimenté. Dans ce cas l'épaisseur de film est fonction de la distance entre le centre du contact et le front air - huile. La position de ce point est reliée aux épaisseurs de lubrifiant présentes sur les surfaces des solides. On présente ces deux valeurs ainsi que la position du ménisque ( $x_{in}$ ) et la pression sur le schéma Figure 13.



Figure 13 : Représentation du contact sous-alimenté, d'après [73]

Sur ce schéma, on note que la sous-alimentation a pour effet principal d'empêcher la création d'une pression hydrodynamique à l'endroit où elle commence à se créer dans le cas d'un contact normalement alimenté. Cette perturbation affecte ensuite l'épaisseur de film et la pression de contact comme nous le verrons dans la suite de cette partie.

Yang et al. [73] ont étudié les effets de la sous-alimentation à l'aide d'un modèle incluant la thermique et les effets non newtoniens du fluide. Il en ressort des résultats proches de ceux obtenus par Wedeven et al. [70] et Chevalier [9] lors d'essais expérimentaux et numériques. Les effets se font ressentir de deux manières. D'une part, l'épaisseur de film diminue quand le ménisque se rapproche de la zone de contact hertzienne (Figure 14) et d'autre part, la pression dans le film se rapproche de la pression théorique de Hertz (Figure 15). Les termes  $h_{oil}$  et  $h_{cen}$  correspondent respectivement à l'épaisseur effective d'huile disponible à l'entrée du contact et à l'épaisseur d'huile centrale.



Figure 14 : Epaisseur de film en fonction du rapport position du ménisque sur rayon de contact hertzien, d'après [73]

Comme l'épaisseur de film, la pression dans le contact est aussi influencée par la sousalimentation. La Figure 15 présente plusieurs courbes de pression à différents degrés de sousalimentation, toutes choses étant égales par ailleurs. La position du ménisque correspond à l'abscisse à partir de laquelle la pression devient non nulle. Le déplacement de ce point vers la zone de contact hertzienne rend la zone hydrodynamique à l'entrée du contact plus étroite et donc moins génératrice de pression. Cela engendre une plus faible portance hydrodynamique et donc une diminution de l'épaisseur de film. La sous-alimentation a aussi un effet sur le pic de pression. Celui-ci diminue et il se déplace vers la sortie du contact.



Figure 15 : Pression dans le contact selon l'axe principal à différentes positions du ménisque sur rayon de contact hertzien (-3.6, -1.5, -1.25, -1.1, -1.02), d'après [73]

Du fait de la chute d'épaisseur de film (cf. Figure 14), la sous-alimentation est un phénomène à éviter à cause du risque important de destruction des surfaces. Nous veillerons donc à toujours travailler avec des contacts alimentés correctement.

# 1.3 Le pivotement

Dans la première partie de ce chapitre, les équations nécessaires à la compréhension du fonctionnement d'un contact lubrifié EHD ont été présentées, ainsi que les principaux résultats, obtenus aussi bien expérimentalement que numériquement. Ces résultats proviennent d'essais où seuls l'entraînement du fluide et le glissement interviennent. Dans la partie qui suit, nous allons étudier le cas de contacts lubrifiés EHD où une composante de pivotement est introduite en plus des deux composantes citées précédemment. Les cas industriels où cette composante est présente seront tout d'abord présentés puis nous examinerons les effets du pivotement sur l'épaisseur de film, la pression et le coefficient de frottement. Les résultats exposés proviendront aussi bien d'études théoriques qu'expérimentales.

# **1.3.1 Contexte industriel**

L'étude des contacts EHD avec une composante de pivotement est fortement liée à l'apparition et au développement des roulements à rouleaux coniques, comme celui présenté Figure 16. Ces roulements sont particulièrement utilisés dans le domaine des transports. Un grand degré de fiabilité étant demandé, une bonne compréhension des phénomènes particuliers apparaissant dans ces contacts est donc nécessaire pour prévenir les possibles avaries.

Cependant, très peu d'études ont été réalisées sur ces contacts. Il est donc nécessaire d'entreprendre une étude simulant le contact collet – rouleau existant dans un roulement à rouleaux conique. Industriellement, ces contacts, du fait du grand rayon de courbure du rouleau, sont de grandes dimensions par rapport aux contacts classiquement étudiés. Typiquement, le rayon de contact est de l'ordre du millimètre voire supérieur. Ce grand rayon de contact avec des fortes charges conduit à avoir une grande puissance à dissiper dans le contact (de l'ordre de quelques kW). Cela entraîne une dissipation thermique importante. Dans le but de s'approcher le plus possible des conditions existantes dans des roulements industriels, les contacts simulés devront avoir la même taille de contact car une grande dissipation thermique entraîne une élévation de la température du fluide suffisante pour modifier considérablement ses caractéristiques.



Figure 16 : Coupe d'un roulement à rouleaux coniques

Les premières études sur le sujet remontent aux travaux sur le frottement de Wernitz [71]. A cette époque, les industriels avaient plutôt des problèmes de destruction des surfaces entraînant celle du roulement complet. Le problème semblant être un manque de lubrifiant dans le contact, Dalmaz et al. [11, 23] ont étudié la cinématique et les conditions d'alimentation sur des contacts elliptiques avec pivotement, d'abord numériquement, puis expérimentalement. Ils ont mis en évidence la sous-alimentation du contact et une dissymétrie de l'épaisseur de film.

La bonne compréhension des phénomènes existant dans ce type de contact nécessite des mesures d'épaisseur de film et de la force de frottement longitudinale. En plus de ces données, il est nécessaire d'accéder à des grandeurs spécifiques à ce type de contact, par exemple le frottement transversal et le couple de frottement. L'addition de ces mesures est dictée par l'introduction d'une composante de pivotement entraînant des vitesses locales variables en modules et en directions suivant les deux axes du plan du contact. La taille et les fortes charges dans le contact engendrent une grande dissipation thermique, il faut donc pourvoir avoir une estimation de cette dissipation, en étant conscient que dans un contact EHD conventionnel cette mesure locale est délicate à réaliser.

Nous commencerons donc par présenter les travaux existant sur ce sujet dans la littérature. Tout d'abord, nous donnerons quelques résultats numériques décrivant l'évolution de l'épaisseur de film et de la pression de contact en présence de pivotement. Ensuite, des résultats expérimentaux seront présentés. A la suite de ces résultats, et pour conclure sur cet aspect bibliographique, nous examinerons les paramètres utilisés pour décrire le pivotement.

## 1.3.2 Travaux numériques sur le pivotement

Une manière d'étudier le contact EHD est de simuler ce contact à l'aide d'un modèle numérique. Plusieurs modèles ont été développés dans le but de simuler les effets d'une composante de pivotement dans un contact EHD avec roulement et glissement, [11, 15, 19, 56, 63, 72, 76] par exemple. Certains modèles se sont concentrés sur les effets du pivotement sur l'épaisseur de film et la pression, d'autre sur le frottement. Dans ce qui suit, nous commencerons par nous intéresser aux effets du pivotement sur les épaisseurs de film et la pression puis nous présenterons les effets sur le frottement.

#### 1.3.2.1 Travaux sur l'épaisseur et la pression

Les résultats présentés ci-après montrent une faible dépendance de la forme générale de la pression par rapport à la valeur de pivotement, au contraire de l'épaisseur de film. Cet effet est bien montré sur la Figure 17. Toutes choses étant égales par ailleurs, le centre de rotation suivant l'axe « z » se rapproche du contact, le pivotement augmente donc de haut en bas.


Figure 17 : Evolution des champ de pression et d'épaisseur de film en fonction du pivotement, d'après [15], (avec les paramètres de Hamrock et Dowson suivant : k=2.0, W=1.82x10<sup>-8</sup>, U=9.35x10<sup>-14</sup>, G=4522). Le paramètre de pivotement adimensionné utilisé dans cette publication est Ω=η<sub>0</sub>.ω<sup>2</sup>/E', avec ω la vitesse angulaire.

On constate aisément que la pression n'est quasiment pas affectée par le pivotement. Une étude attentive des résultats montre que le pic de pression se déplace vers les zones où la vitesse locale est la plus forte. Dans le cas de l'épaisseur de film, une dissymétrie apparaît rapidement. La valeur de l'épaisseur la plus importante semble augmenter rapidement tandis que les épaisseurs, centrale et minimale, chutent plus faiblement. L'épaisseur diminue du coté où la vitesse diminue du fait du pivotement. Pour voir plus précisément ces tendances, Dowson et al. [15] tracent ensuite l'évolution des épaisseurs centrales et minimales en fonction du pivotement, voir Figure 18.



Figure 18 : Evolution relative des épaisseurs centrales et minimales en fonction du pivotement, d'après
 [15]. Les abscisses représentent le rapport entre la hauteur au taux de glissement considéré et celle sans pivotement. Le taux de pivotement est défini par : B=2ωR<sub>x</sub>/U<sub>e</sub>

Les deux épaisseurs diminuent, l'épaisseur minimale nettement plus rapidement que l'épaisseur centrale. Tous les auteurs ayant travaillé à des pivotements importants ont remarqué cet effet, certains [63, 76] ont proposé des lois pour connaître l'épaisseur de film en fonction des paramètres classiques et du pivotement. Dans [76], les auteurs donnent une relation basée sur la relation de Hamrock et Dowson pour les deux épaisseurs :

$$H_{C} = 4.338G^{0.49}U^{0.673}W_{2}^{-0.061}(1 - \exp(-1.23k))\exp(-1.483*10^{8}\Omega)$$
  
$$H_{\min} = 3.714G^{0.49}U^{0.673}W_{2}^{-0.061}(1 - \exp(-0.68k))\exp(-2.021*10^{8}\Omega)$$

Avec :

 $\Omega = \eta_0 \omega / E'$ , le paramètre de pivotement adimensionné,  $\omega$  étant la vitesse de rotation. H=h.R<sub>e</sub>/b<sup>2</sup>, h la hauteur de film dimensionnée, R<sub>e</sub> le rayon de courbure équivalent et b le rayon mineur de l'ellipse de contact

Les termes G, U et  $W_2$  sont ceux définis précédemment pour la relation de Hamrock et Dowson

Dans [63], Tanigushi et al. ne prennent en compte que l'épaisseur minimale. L'évolution de cette épaisseur est décrite grâce à un paramètre de réduction ( $C_{sp}$ ), et est défini par :

 $\begin{array}{c} C_{sp} = 1 {-} H_{min} / H_{min \ sans \ pivotement} \\ H_{min} = & (1 {-} 3.47 {\cdot} W_2^{0.47} B) H_{min \ sans \ pivotement} \\ Et \ B = & 2 \omega R_e \! / u_0 \end{array}$ 

Dans la majorité des autres publications, les auteurs n'essayent pas de calculer l'épaisseur de film en fonction du pivotement mais cherchent plutôt à comparer des résultats à différents pivotements, ou avec et sans pivotement.

Colin et al. [11] et Yang et Cui [72] travaillèrent sur le pivotement avec des contacts elliptiques. Les cartes représentant les pressions et les épaisseurs amènent aux mêmes commentaires que précédemment. La pression est peu affectée par le pivotement, au contraire de l'épaisseur de film, voir Figure 19.



Figure 19 : Cartographies de la pression (haut) et de l'épaisseur de film (bas) en présence de pivotement, d'après [11]

#### **1.3.2.2 Travaux sur le frottement**

Certaines publications portent sur la détermination du coefficient de frottement en présence de pivotement [56, 65], et sur l'augmentation de température dans le contact. Ces travaux sur le frottement ont été majoritairement réalisés dans le cadre de l'étude des pertes de puissance pour des transmissions CVT (variateur continu). Les vitesses sont donc élevées, les pivotements faibles et la viscosité du lubrifiant importante. Les auteurs montrent que dans ces conditions, même un faible pivotement entraîne une diminution du coefficient de frottement, aussi bien dans la zone proche du taux de glissement nul que pour de forts taux de glissement. Un exemple est donné dans la Figure 20 :



Figure 20 : Coefficient de frottement en fonction du glissement à différents taux de pivotement, d'après
 [56], le paramètre de pivotement est défini par : Ω=ω.b/U<sub>e</sub>, avec b le demi axe de l'ellipse de contact dans la direction transverse au roulement.

Les effets du pivotement sur le frottement sont principalement expliqués par l'augmentation de température. Ce phénomène a été étudié par Ehret et al. [19]. Dans ses travaux, deux contacts elliptiques ayant les mêmes conditions opératoires excepté le taux de pivotement sont présentés. Les taux de glissement adimensionnés sont différents d'un rapport 4. On atteint une température maximum de 186°C pour le cas ayant le plus de pivotement, contre seulement 167°C dans l'autre cas.

Cette approche basée sur les aspects thermiques se rapproche des travaux de Tevaarwerk [64] pour qui le frottement est dépendant du pivotement à travers une plus grande dissipation thermique due à un surplus de cisaillement apporté par le pivotement. Pour cet auteur, le pivotement induit, dès des glissements très faibles, des effets thermiques qui tendent à diminuer la viscosité et donc le frottement, (voir Figure 21).



Figure 21 : Coefficient de frottement en fonction du glissement, effet du pivotement, d'après [64]

#### 1.3.3 Travaux expérimentaux sur le pivotement

Dans la littérature, peu de travaux expérimentaux ont pour objectif d'expliquer les effets du pivotement dans un contact EHD. Les premiers travaux dans ce domaine remontent aux années 1960 avec Wernitz [71]. Le but de ces recherches n'est pas de comprendre les effets du pivotement mais de fournir une méthode permettant de prédire l'évolution de la perte de puissance due au pivotement pour des mécanismes de transmission de puissance. L'outil proposé est un ensemble de cartographies où sont liés la perte de puissance et les décalages entre le centre du contact et le pôle de pivotement ou de force. Le pôle de pivotement. Il y est lié par une construction géométrique faisant intervenir différents paramètres cinématiques. Plus ces pôles sont proches du centre du contact, plus le pivotement est important.

Les résultats expérimentaux montrent des tendances cohérentes avec la théorie, à savoir que la force de frottement diminue quand la vitesse de rotation augmente, toutes choses étant égales par ailleurs. Cette diminution du coefficient de frottement en présence de pivotement a été montrée par tous les auteurs et notamment : [12, 50, 57, 64]. Pour cela, il faut cependant pouvoir mesurer les effets du frottement indépendamment des autres variables. Les courbes de la Figure 22, tirées de [64], montrent parfaitement la chute du coefficient de frottement à faible glissement. Les symboles représentent les valeurs expérimentales, les courbes en traits pleins et continus représentent les valeurs obtenues grâce au modèle développé dans cette publication. Ce modèle est une méthode qui translate horizontalement les points en transformant le pivotement en glissement. Le graphique ci-dessous montre aussi qu'en plus d'une diminution importante du frottement à faible glissement, le pivotement affecte aussi le frottement à fort taux de glissement. Ce frottement à taux de glissement

important suit la même tendance que la courbe sans pivotement, mais à un niveau légèrement inférieur. Cet auteur travaillant pour l'amélioration des variateurs continus de vitesse propose ainsi une relation liant un facteur de perte de puissance aux différents paramètres du contact, dont le pivotement. Les effets du pivotement, du couple et de la vitesse de rotation ont le même poids que la perte de puissance due au glissement.



Figure 22 : Coefficient de frottement en fonction du taux de glissement, avec et sans pivotement, d'après [64]

Lingard [40] propose un modèle numérique très simple pour décrire et reproduire les essais qu'il réalise. Dans ce modèle, il intègre le frottement sur la surface de l'ellipse de contact avec seulement 56 éléments. La loi décrivant la viscosité du fluide en fonction du taux de glissement est aussi une loi utilisant des concepts simples puisqu'il s'agit d'une loi « limiting shear stress » à deux segments de droite, le deuxième segment représentant le plateau. Malgré cette rusticité, les résultats de simulations sont proches des résultats expérimentaux, comme le montre le graphique présenté Figure 23. Les résultats des calculs sont toutefois plus élevés du fait de la non prise en compte des effets thermiques.



Figure 23 : Coefficient de frottement en fonction du taux de glissement, effet du pivotement exprimé par la vitesse de rotation, d'après [40]

Cretu et al. [12] et Newall et al. [50] montrent que le frottement diminue en tous points en présence de pivotement, quelques soient les valeurs de pression, température, vitesse d'entraînement et glissement.

Dans [57], les auteurs mesurent aussi le coefficient de frottement transversal, en fonction du pivotement (Figure 24). On remarquera que le frottement transversal augmente rapidement, passe par un maximum et diminue légèrement.

Ces courbes ressemblent à des courbes de frottement classiques, en fonction du taux de glissement. On peut donc les expliquer comme pour le frottement longitudinal classique. Une pente à l'origine est due aux effets hydrodynamiques, puis la courbe se stabilise à cause de la limitation de la viscosité par le cisaillement et enfin l'action des effets thermiques fait diminuer le frottement.



Figure 24: Coefficient de frottement transversal en fonction du pivotement défini par tan(α) et α un paramètre géométrique, d'après [57]

Finalement, Gadallah et Dalmaz [23], bien qu'utilisant un appareil ne permettant que de faibles charges et vitesses, sont les seuls à avoir conduit des mesures optiques d'épaisseur de film. Leurs conclusions sont que le pivotement, dans les contacts elliptiques étudiés, conduit à une sous-alimentation du contact et à une diminution régulière des épaisseurs centrales et minimales de film. De plus, les contacts étudiés étant les mêmes que ceux décrits dans la publication [11], on peut remarquer que la théorie donne les mêmes tendances que l'expérimentation quant aux effets du pivotement.

On notera que dans les travaux repris ici, la taille de contact se rapproche de celle observée dans les contacts collet – rouleau ou les boites de vitesse automatiques. Les rayons de contact hertzien étudiés dans ces publications vont de 0.25mm dans [57] à des grands rayons de 2.5mm dans [23]. Mais dans ce dernier cas, il s'agit d'un contact acier / verre où la pression et donc la dissipation thermique reste limitée. Dans les autres cas où le rayon est de l'ordre du millimètre [50, 64] ou plus faible [12, 57], il s'agit de contacts acier / acier avec des pressions de Hertz modérées à importantes, et donc des effets thermiques en fonction de ces pressions. Ces contacts sont donc bien représentatifs, du moins pour la taille, des contacts existants dans les roulements à rouleaux coniques.

# **1.3.4 Paramètres de pivotement**

Aucun paramètre représentant le pivotement dans les contacts EHD n'a encore été défini et utilisé de façon universelle. Il existe donc de nombreux paramètres différents pour définir le pivotement. Tous les paramètres ont pour base le schéma général d'un contact sur une surface avec pivotement représenté Figure 25 (ici le contact sur l'éprouvette sphérique). Sur ce schéma sont positionnées les principales caractéristiques géométriques et cinématiques du contact.



Figure 25 : Géométrie du contact pivotant

D'après la littérature, le paramètre le plus courant pour décrire le pivotement est aussi le plus simple. Il s'agit de la vitesse angulaire du solide pivotant, perpendiculaire au contact, ici nommée  $\omega_{BY}$  [12, 16, 19, 39, 40, 50, 57, 61, 63, 71, 72]. Cette manière de décrire le pivotement présente l'avantage d'être applicable à tous les dispositifs introduisant du pivotement. Le pivotement défini de cette façon ne rend cependant pas comparable les différentes valeurs de pivotement introduites avec des dispositifs différents, ou sur le même dispositif, à des charges ou des géométries différentes.

Il existe ensuite de nombreux paramètres adimensionnés. Certains sont utilisés dans les mêmes travaux que la vitesse angulaire, notamment comme donnée d'entrée des modèles numériques. On a des paramètres adimensionnés par des caractéristiques matériaux comme par exemple :

$$P_1 = \frac{\eta_0 \omega}{E}$$
 [16, 17, 63].

Ces paramètres ont des valeurs numériques qui les rendent facilement utilisable comme données d'entrée de modèles numériques.

Certains auteurs adimensionnent le pivotement par des valeurs géométriques. Par exemple en construisant un paramètre où la vitesse de rotation n'apparaît pas clairement :

$$P_2 = \frac{a}{R_p} \begin{bmatrix} 12 \\ \end{array}$$

Ce paramètre est facilement utilisable pour n'importe quel dispositif expérimental, cependant il ne prend en compte ni les différences de vitesse dans le contact, fonction de la vitesse angulaire et la taille du contact, ni la vitesse d'entraînement.

Les autres paramètres sont adimensionnés par la vitesse d'entraînement  $U_e$ . Ils peuvent ne prendre en compte que le pivotement introduit par un des deux solides, comme ceux décrits ici:

$$P_{3} = \frac{\omega_{By}a}{U_{e}} [19],$$

$$P_{4} = \frac{2\omega_{By}R_{x}}{U_{e}} [56, 76]$$

Ils peuvent aussi prendre en compte les pivotements introduits par les deux solides en contact, comme ceux décrits ici :

$$P_5 = \frac{(\omega_{By} - \omega_D)\sqrt{ab}}{U_e} \quad [11, 23].$$
$$P_6 = \frac{2(\omega_{By} + \omega_D)R_x}{U_e} \quad [11].$$

Les paramètres ne prenant en compte que le pivotement d'un solide ( $P_3$  et  $P_4$ ) sont en fait des simplifications de ceux prenant en compte les deux solides ( $P_5$  et  $P_6$ ). Ils sont généralement valides car dans la majorité des cas, un des deux solides a une vitesse de rotation faible et ne participe que de manière négligeable à la quantité de pivotement introduite. Dans les paramètres  $P_3$  et  $P_5$ , la vitesse de rotation est multipliée par les dimensions du contact. Ces paramètres décrivent donc des actions locales du pivotement. Dans le paramètre  $P_3$ , on multiplie une différence géométrique des pivotements par la taille du contact. Cela donne une information locale sur les effets du pivotement, donc sur les effets de cisaillement dans le film de lubrifiant. Dans le paramètre  $P_4$ , on multiplie la somme géométrique des pivotements par le rayon de l'éprouvette, cela donne plutôt une information sur la modification des paramètres d'entraînement du fluide donc sur l'alimentation du contact et les effets hydrodynamiques. Ces paramètres permettent de quantifier l'influence du frottement sur les conditions, locales ou globales du contact. Cependant, du fait de leur adimensionnement, ils ne sont pas aisés à manipuler.

On le voit, de nombreux paramètres ont été proposés pour décrire le pivotement. Aucun n'est parvenu à être utilisé universellement. Dans la suite de ce travail, nous définirons un nouveau paramètre de pivotement prenant en compte uniquement les aspects locaux du pivotement. En plus de ce paramètre, nous utiliserons aussi le paramètre  $P_5$  qui est apparu adapté à notre étude.

# **1.3.5 Conclusion des travaux sur le pivotement**

La littérature concernant le pivotement n'est pas très riche comparée aux autres thèmes traitant de la lubrification EHD. Cependant, quelques points importants en ressortent :

- le pivotement diminue l'épaisseur de film (surtout l'épaisseur minimale),
- la pression est peu affectée par le pivotement,
- la dissipation thermique augmente avec l'augmentation du pivotement,
- le coefficient de frottement diminue en présence de pivotement.

Les contacts EHD avec une composante de pivotement nécessitent toujours des études complémentaires pour comprendre les mécanismes qui les régissent. Dans les deux chapitres suivants de cette thèse, des travaux expérimentaux puis numériques seront présentés dans ce but.

# 2 Chapitre II : Expérimentations

Comme il a été montré dans le chapitre bibliographique, peu d'auteurs se sont intéressés à l'étude des contacts EHD soumis à une composante significative de pivotement. De plus, la majorité des travaux ont été théoriques, réalisés à l'aide de modèles numériques. Or, malgré toutes les subtilités que l'ont peut intégrer dans un code de calcul, celui-ci ne remplacera jamais l'expérience. Les deux approches sont complémentaires mais les effets de la taille du contact, de la dissipation thermique et des problèmes d'alimentation en lubrifiant sont difficiles à prendre en compte et ne le seront pas dans le modèle qui sera utilisé dans le chapitre III. C'est pourquoi, durant cette thèse, un banc d'essais permettant de simuler des contacts EHD avec une composante de pivotement a été utilisé.

Dans la première partie de ce chapitre le banc d'essais sera présenté. Ensuite, les conditions des essais seront détaillées puis finalement, les résultats de ces essais seront présentés. Dans cette dernière partie, les essais seront présentés à la fois de manière classique, en fonction du taux de glissement, puis après avoir défini deux paramètres de pivotement, ils seront à nouveau présentés en fonction de ces paramètres.

## 2.1 Le banc d'essais

Cette thèse porte sur le fonctionnement des contacts EHD de grandes dimensions avec pivotement contrôlé. Les bancs d'essais décrits dans le chapitre bibliographique et en annexe 1 ne sont pas entièrement adaptés à la simulation de tels contacts. La majorité des bancs d'essais travaillant avec du pivotement simulent des contacts à grandes vitesses mais faible glissement, souvent à partir de dispositifs disque sur disque modifiés [23, 50, 57, 64] ou faible vitesse et pivotement moyen [11, 23], voire en pivotement pur [1, 14, 55]. De plus dans aucun de ces dispositifs le pivotement peut être contrôlé facilement. Finalement, dans tous les cas, au moins une dimension du contact est faible par rapport aux possibilités du banc d'essais utilisé durant cette thèse et appelé Tribogyr. Afin d'avoir un pivotement contrôlé important, des vitesses d'entraînement importantes et une grande surface de contact, un nouveau banc d'essais a été conçu et fabriqué. Ce travail de thèse étant la finalisation d'une décennie de conception et de mise au point par une équipe pluridisciplinaire. Cette partie décrit l'appareil ainsi que ses caractéristiques générales.

# 2.1.1 Architecture générale

Pour simuler le contact dit « collet - rouleau » il faut s'attarder sur la zone qui nous intéresse (voir Figure 26). Le banc d'essais est construit pour simuler le contact cerclé en rouge. Le rouleau sera remplacé par une éprouvette à extrémité sphérique dont le rayon sera le même que celui représenté ici par  $R_B$ . Le collet sera approché par une surface plane. L'angle entre l'axe de rotation du rouleau et l'axe passant par le centre de la sphère et le contact sera aussi reproduit le plus fidèlement possible. Il est appelé ici  $\lambda$  permet de contrôler la quantité de pivotement introduite dans le contact.



Figure 26 : Contact collet-rouleau d'un roulement de butée

Tribogyr est un banc d'essais permettant de simuler le type de contact présenté sur la Figure 26. Il autorise la mesure des coefficients de frottement et des couples générés dans un contact EHD de grandes dimensions en roulement – glissement – pivotement contrôlés. Il est composé de trois parties principales : une base et deux équipages. On donne sur la Figure 27 un schéma représentant seulement les deux équipages de Tribogyr.



Figure 27 : Représentation schématique de Tribogyr

La base et les équipages sont reliés grâce à des paliers hydrostatiques. Ces paliers jouent le rôle de double butées et permettent aux équipages une rotation libre entre eux et par

rapport à la base, autour de l'axe y. Le verrouillage de cette rotation à l'aide de capteur de force permet de mesurer pour chaque équipage le couple de frottement dans le contact.

Les équipages sont composés d'une structure permettant de recevoir chacun un moteur électrique, un système de rotation par rapport à l'axe x, ainsi que quatre capteurs de force tridimensionnels.

L'équipage inférieur est supporté par des ressorts qui compensent le poids propre de l'équipage. A l'aide de vérins pneumatiques, on applique une force verticale sur l'équipage inférieur qui permet de déplacer l'équipage et de mettre en charge les deux éprouvettes qui constituent le contact.

Chaque broche est chargée de mettre en rotation une éprouvette. La broche supérieure impose le mouvement d'une éprouvette disque, la broche inférieure celui d'une éprouvette sphérique (voir Figure 27). Les deux équipages possèdent un degré de liberté en rotation autour de l'axe x. Cependant, lors de nos travaux, seule la rotation de l'équipage inférieur sera utilisée. Quand on zoome sur la zone de contact, cette rotation permet un positionnement des éprouvettes comme présenté Figure 28.



Figure 28 : Représentation de la zone du contact

Contrairement aux autres dispositifs permettant de simuler des contacts lubrifiés EHD, principalement des dispositifs de type bille sur disque, sur Tribogyr les axes de rotation des éprouvettes ne sont pas perpendiculaires mais quasiment parallèles. Cette configuration, en rapprochant l'axe de rotation de l'éprouvette sphérique du point de contact, permet d'introduire un fort pivotement, nous verrons comment le définir dans la suite du texte.

La vitesse linéaire sur l'éprouvette sphérique est introduite au point de contact sur l'éprouvette sphérique en inclinant l'axe de rotation de celle-ci par rapport à l'axe vertical d'un angle  $\lambda$  (cf. Figure 28). La vitesse linéaire de cette éprouvette (U<sub>B</sub>) au centre du contact est alors égale à la vitesse de rotation de la broche ( $\omega_B$ ) multipliée par la distance entre le point de contact et l'axe de rotation (r).

$$U_B = r. \omega_B = R_B.sin(\lambda).\omega_B$$

La vitesse linéaire du disque  $(U_D)$  est obtenue par le produit de la vitesse de rotation de la broche supérieure  $(\omega_D)$  par la distance entre l'axe de rotation et le centre du contact  $(R_P)$ .

$$U_D = R_p. \omega_D$$

En faisant varier les vitesses de rotation des broches, on modifie les vitesses linéaires des deux surfaces en contact et donc de cette manière, on parvient à contrôler le glissement. On note que le contact est toujours positionné dans le plan xOz.

#### 2.1.1.1 Capacité

Tribogyr ayant été conçu pour atteindre des valeurs de rayon de contact, de pression et de pivotement qu'aucun banc d'essais décrit dans la littérature ne pourrait atteindre, les capacités de Tribogyr sont par conséquent importantes. Les principales caractéristiques sont résumées dans le Tableau 1. Etant donné que les possibilités de pivotement dépendent du paramètre utilisé pour le décrire, elles ne sont pas indiquées ici.

Charge maximale au contact	3000N		
Charge maximale au contact	30001		
Vitesse de rotation maximum de la broche	9000 tr/min		
supérieure			
Vitesse de rotation maximum de la broche	22000 tr/min		
inférieure			
Vitesse linéaire maximum	10m/s (variable selon l'angle)		
Angle λ	entre 1 et 10°		
C			
Taux de glissement	-100% à 100% contrôlé sur toute la		
C	gamme de vitesse		
Température du lubrifiant	Contrôlé sur la gamme 30 – 60°C		
Temperature du factifiant	Controle sur la gamme son con c		
Matériaux des éprouvettes	Eprouvette sphérique : acier		
1	Eprouvette disque : acier ou silice		
Rugosité combinée des éprouvettes	20nm		
Rugoshe comonec des epiouvelles	201111		

#### Tableau 1 : Caractéristiques de Tribogyr

Quand on compare ces valeurs avec celles existantes dans le cas réel d'un contact collet – rouleau d'un roulement conique, on se rend compte que Tribogyr ne reproduit pas exactement la réalité industrielle. Dans ce cas-là, la charge admissible est de quelques kN en fonctionnement normal et peut atteindre quelques dizaines de kN pour de courtes périodes, donc des valeurs plus importantes que celles simulées sur Tribogyr. La surface de contact, du fait des extrémités plutôt toriques que sphériques des rouleaux, est de la forme d'une ellipse et le grand rayon est plus grand que celui que l'on atteint avec Tribogyr. Les angles par contre sont reproduits correctement puisqu'ils varient en général de 1 à 15° dans les roulements coniques.

Finalement, l'environnement du contact industriel n'est pas le même que pour Tribogyr. Sur ce banc d'essais, les surfaces sont polies de manière très fine et le lubrifiant arrive dans le contact en quantité suffisante et à une température constante. Dans le contact industriel, en plus d'un usinage moins fin que pour une surface d'essais, la présence de plusieurs contacts l'un après l'autre use les surfaces et chasse le lubrifiant de la piste. Les surfaces seront donc moins lisses, et la température ainsi que la quantité de lubrifiant varieront au cours du temps.

Malgré ces différences, l'utilisation de Tribogyr pour simuler, au moins partiellement, les contacts collet – rouleau est parfaitement valable. Les essais réalisés permettent de comprendre les mécanismes à l'œuvre dans ces contacts de grande dimension ayant une composante de pivotement. La compréhension de ces mécanismes peut ensuite être extrapolée au cas industriel dans un roulement conique.

## 2.1.2 Mesures et incertitudes

Un banc d'essais est en principe conçu pour reproduire le plus fidèlement possible un environnement naturel ou technologique, d'en contrôler les entrées et d'en mesurer les sorties avec la plus grande précision possible. Dans le texte qui suit, nous allons détailler comment les données de sortie de Tribogyr sont mesurées et avec quelle précision.

## **2.1.2.1 Capteurs**

Tribogyr a été conçu dans le but de mesurer les forces présentes dans un contact EHD avec roulement, glissement et pivotement contrôlés. La compréhension des phénomènes mis en œuvre dans ces contacts nécessite de mesurer non seulement les efforts normaux et longitudinaux, mais aussi transversaux à la direction principale de l'entraînement. Pour ne pas avoir à multiplier les capteurs, le choix s'est alors porté sur des capteurs piézoélectriques mesurant les efforts dans les trois directions de l'espace. Il s'agit de capteurs qui offrent en outre la possibilité de mesurer des variations de forces à très haute fréquence. Les gammes de mesure ne sont pas identiques suivant l'axe normal et les axes situés dans le plan de contact. Elles sont de  $\pm 40$ kN et de  $\pm 20$ kN pour les deux autres axes. Ces gammes de mesures sont très étendues par rapport à nos besoins. Toutefois, la précision de ces capteurs est constante à partir de faibles charges ( $\pm 25$ N suivant y,  $\pm 12$ N suivant les deux autres axes) et constante sur toute la gamme de mesure. Les capteurs ont été positionnés de façon symétrique par rapport aux plans xOy et yOz, Chaque équipage reçoit 4 capteurs. Leurs emplacements sont précisés Figure 27.

L'une des originalités de Tribogyr est la possibilité de mesurer le couple de pivotement résistant généré dans le contact de façon indépendante sur les deux équipages. Les paliers hydrostatiques supportant les équipages permettent leur libre rotation autour de l'axe y. En bloquant ce degré de liberté par un capteur de force et en connaissant la distance entre le centre du contact et le point de mesure, on parvient à mesurer le couple de frottement. Les efforts sont mesurés par des capteurs à jauges de contrainte de capacité 10N au maximum dans les deux sens. La distance entre le centre du contact et les capteurs reliés à chaque équipage est constante et égale à 0.56m pour les deux capteurs. Soit une gamme de mesure de  $\pm 5.6$ N.m.

La température est un des paramètres importants à considérer pour la compréhension des phénomènes présents dans les contacts EHD, et plus particulièrement dans le cas d'une dissipation thermique importante. Cependant, la mesure de la température dans le contact est quasiment impossible à réaliser et constitue un sujet de recherche en soi. Pour tout de même obtenir une indication de l'élévation de la température dans le contact, deux thermocouples de type T ont été implantés à proximité du contact. Comme le montre la Figure 29, le thermocouple n°1 est implanté dans le système d'alimentation en lubrifiant, juste avant que le fluide arrive dans le contact. Il sert à vérifier la température d'entrée du contact et donne la référence. Le thermocouple n°2 glisse sur le disque, sur le même rayon que le contact, mais à l'opposé par rapport à l'axe de rotation (voir Figure 29). Il s'agit d'un thermocouple très fin, positionné de telle façon qu'il puisse glisser sur le film d'huile résiduel qui sort du contact. La différence entre les températures mesurées par les deux thermocouples donne une bonne indication de l'échauffement et donc de la dissipation thermique dans le contact.



Figure 29 : Schéma du positionnement des thermocouples

#### **2.1.2.2** Mesure de l'angle $\lambda$

Sur Tribogyr, le pivotement est principalement contrôlé par l'angle d'inclinaison entre l'axe de rotation de l'éprouvette sphérique et l'axe vertical. Comme nous l'avons vu précédemment, l'équipage inférieur possède un degré de liberté en rotation autour de l'axe x. En basculant cet équipage à l'aide d'un système vis – écrou, on parvient à imposer un angle  $\lambda$ voulu. Du fait de l'importance de cette donnée géométrique dans les calculs de vitesse et de pivotement, la connaissance de cet angle demande une grande précision.

Deux méthodes ont été utilisées pour mesurer cet angle, une première méthode où la lecture de l'angle se fait à l'aide d'un goniomètre monté sur l'éprouvette inférieure. Une deuxième méthode a été utilisée pour les faibles angles. Cette méthode fait intervenir un système barre – sinus (voir Figure 30) monté sur l'éprouvette inférieure. La lecture de l'angle se fait à l'aide de cales étalons représentant la valeur du bras de levier multiplié par le sinus de l'angle d'inclinaison. Dans les deux cas, le zéro angulaire est fait à l'aide de l'axe de la broche supérieure comme référence.



Figure 30 : Photo du système barre - sinus

#### 2.1.2.3 Incertitude

Le principal objectif dans l'utilisation de Tribogyr est d'obtenir des courbes de frottement, donc de reporter des valeurs de coefficient de frottement en fonction du glissement et du pivotement. Ces paramètres, force, frottement, glissement et pivotement, sont mesurés avec plus ou moins de précision, du fait de la nature des mesures. Pour obtenir des courbes fiables, il faut connaître l'incertitude sur leur mesure. La partie qui suit détaille le calcul des ces incertitudes et les valeurs résultantes.

#### 2.1.2.3.1 Incertitude sur le glissement

On souhaite d'abord connaître l'incertitude sur le taux de glissement (noté SLR). Celui-ci est défini par le rapport entre les vitesses de glissement et d'entraînement et défini par :

$$SLR = \frac{2(U_B - U_D)}{U_B + U_D}$$

Les valeurs de vitesse au centre du contact sur l'éprouvette sphérique  $U_B$  et sur le disque  $U_D$  se décomposent comme suit :

$$U_B = \omega_B R_B sin(\lambda)$$

Avec :

 $\omega_B$  la vitesse de rotation de la broche inférieure, R<sub>B</sub>, le rayon de la calotte sphérique,  $\lambda$  l'angle d'inclinaison.

 $U_D = \omega_D R_D$ 

Avec :

 $\omega_D$  la vitesse de rotation de la broche supérieure, R<sub>D</sub> le rayon de la piste sur le disque.

Tous ces paramètres sont placés sur la représentation schématique de la zone de contact Figure 31 :



Figure 31 : Représentation schématique de la zone du contact

A l'aide de ces relations entre les vitesses et les valeurs géométriques ou des vitesses de rotation, on décompose les incertitudes relatives :

- Vitesse sur le disque U<sub>D</sub>

$$\frac{\Delta U_D}{U_D} = \frac{\Delta R_D}{R_D} + \frac{\Delta \omega_D}{\omega_D} \text{ (forme générale)}$$
$$\frac{\Delta U_D}{U_D} = \frac{\Delta d_{ext} + \Delta R_B + \Delta \lambda + (\Delta d_{inf})_{mes}}{R_D} + \frac{\Delta \omega_D}{\omega_D}$$

La valeur d<sub>ext</sub> est la distance sur laquelle on déplace l'équipage inférieur pour que le sommet de l'éprouvette sphérique touche le disque au rayon de piste voulu. Cette distance est égale à :  $d_{ext}=R_B.tan(\lambda)$ 

$$_{-}$$
 Vitesse sur la bille U<sub>B</sub>

$$\frac{\Delta U_B}{U_B} = \frac{\Delta R_B}{R_B} + \frac{\Delta \lambda}{\lambda} + \frac{\Delta \omega_B}{\omega_B}$$

Lors des essais, on fait des mesures symétriques par rapport au glissement nul. Du fait du passage de la valeur de SLR par 0, le calcul de l'incertitude relative donne une valeur infinie en ce point. L'incertitude est alors calculée de manière absolue, en prenant les valeurs extrêmes possibles pour chaque point. Ces valeurs extrêmes sont connues grâce aux valeurs extrêmes de  $U_B$  et  $U_D$ .

$$U_{B MIN}=U_{B}-\Delta U_{B}$$
$$U_{B MAX}=U_{B}+\Delta U_{B}$$
$$U_{D MIN}=U_{D}-\Delta U_{D}$$
$$U_{D MAX}=U_{D}+\Delta U_{D}$$

Ces valeurs permettent de calculer les valeurs minimales et maximales possibles de SLR :

$$SLR_{MIN} = 2 \frac{U_{BMIN} - U_{DMAX}}{U_{BMIN} + U_{DMAX}}$$

$$SLR_{MAX} = 2 \frac{U_{BMAX} - U_{DMIN}}{U_{BMAX} + U_{DMIN}}$$

$$SLR_{MOYEN} = (SLR_{MIN} + SLR_{MAX})/2$$

On défini l'incertitude par l'intervalle  $\Delta$ SLR=(SLR<sub>MAX</sub>-SLR<sub>MIN</sub>)/2 Il s'agit de l'intervalle représentant la pire situation, où toutes les erreurs se cumulent.

Pour connaître l'incertitude sur la mesure de SLR, il faut donc connaître les incertitudes sur toutes les valeurs présentes dans les expressions de  $U_B$  et  $U_D$ , soit :

Les vitesses de rotation des broches intérieure et extérieure, respectivement  $\omega_B$  et  $\omega_D$ , le déplacement sur l'équipage supérieur  $d_{ext}$ , le rayon de la sphère  $R_B$ , l'angle d'inclinaison  $\lambda$ .

Ces incertitudes sont décrites dans les annexes 3. Les valeurs sont regroupées dans le Tableau 2:

$\Delta \omega_{\mathbf{B}}$	±5tr/min
$\Delta\omega_{ m D}$	±5tr/min
Δλ	0.104° (goniomètre) ; 0.01° (barre-sinus)
$\Delta d_{ext}$	0.01mm
$\Delta R_{B}$	0.1mm

Tableau 2 : Valeur des incertitudes

Les valeurs absolues d'incertitude sur SLR sont comprises, avec ces valeurs, entre 2 et 6% (SLR donné en pourcent) pour un réglage de l'angle effectué à l'aide du goniomètre et 0.5 à 2% (SLR en pourcent) pour un réglage de l'angle effectué à l'aide du système barre – sinus. Les valeurs d'incertitudes sont variables et dépendent des paramètres géométriques et cinématiques (angle, vitesses, rayons).

#### 2.1.2.3.2 Incertitude sur les mesures de force

Les forces sont mesurées à l'aide de capteurs piézoélectrique 3D. Ces capteurs ont été étalonnés lors de leur montage sur la machine. Cet étalonnage donne les erreurs relatives suivantes :

Mesure sur de la charge :

 $\Delta Y/Y=1.2\%$  pour une mesure supérieure à 25N.

Mesure sur des efforts longitudinaux et transversaux :

 $\Delta X/X = \Delta Z/Z = 1\%$  pour une force mesurée supérieure à 12N.

Cela donne une incertitude relative sur la mesure du coefficient de frottement de 2.4%.

Il existe de plus un léger phénomène de dérive des mesures dans le temps. Cette dérive est minimisée en réalisant des mesures très rapidement, de l'ordre de la minute.

# 2.1.3 Analyse vibratoire

Suite aux premiers essais réalisés sur Tribogyr, il est apparu que des vibrations perturbaient fortement la qualité des résultats, comme on peut le voir sur la Figure 32 représentant une mesure instantanée non filtrée de la force verticale mesurée sur l'équipage supérieur, à taux de glissement et vitesse d'entraînement fixés.

#### Figure 32 : mesures brutes de la valeur $Y_{me}$ (N), la consigne est à 350N

Constatant l'amplitude importante des vibrations par rapport à la moyenne mesurée, une analyse par transformée de Fourier a été réalisée afin de comparer la ou les fréquences prépondérantes de cette perturbation aux fréquences de rotation des broches.

		FFT des mesures de force suivant Y			
Fréquences	de rotation	Test0	Test1	Test2	Test3
sphère	Disque	Fréquences	Fréquences	Fréquences	Fréquences
46,02	15,66	45	45	45	45
52,59	14,45	51	51	51	51
59,17	13,25	58,5	58,5	58	58,5
65,74	12,04	69	64,5	64,5	64
72,31	10,84	72	72	71	42,5 / 71
78,89	9,63	78	78	78 / 49	78
85,46	8,43	34 / 84	84	84	84

#### Tableau 3 : Fréquences caractéristiques en hertz de la mesure de force suivant Y comparées aux fréquences de rotation des éprouvettes

La fréquence principale des vibrations mesurées sur l'équipage supérieur correspond à la fréquence de rotation du rotor inférieur, qui porte l'éprouvette sphérique. Cependant, cette réponse ne suffit pas à comprendre le phénomène. Une étude théorique de ce phénomène a donc été réalisée.

## 2.1.3.1 Modèle vibratoire de Tribogyr

Le modèle théorique développé pour étudier la réponse vibratoire de Tribogyr est un ensemble masses – ressorts – amortisseurs représentant les deux équipages, leurs raideurs et la raideur du contact. Les amortissements relatifs aux pistons de mise en charge seront considérés comme nuls. On représente schématiquement Tribogyr de la manière suivante.



Figure 33 : Représentation schématique de Tribogyr à l'aide d'un modèle à 2ddl.

Il s'agit donc d'étudier les mouvements de translation verticale des corps de masses  $M_{sup}$  et  $M_{inf}$ , soumis à deux déplacements harmoniques forcés. On couple donc les deux équipages ainsi que leurs perturbations. On a ci-dessous les équations des deux perturbations :

$$\delta_{D}(t) = \Delta_{D}.sin(\omega_{D}.t+\phi_{D})$$
  
 $\delta_{B}(t) = \Delta_{B}.sin(\omega_{B}.t+\phi_{B})$ 

 $\omega_D$  et  $\omega_B$  sont les vitesses angulaires,  $\phi_D$  et  $\phi_B$  sont les déphasages.

Ces perturbations sont alors injectées dans le système linéaire du second ordre à coefficients constants avec second membre, ci-dessous (on suppose un amortissement nul) :

$$\begin{cases} M_{\text{sup}} \cdot \ddot{x}_{\text{sup}} + (K_{\text{sup}} + k) \cdot x_{\text{sup}} - k \cdot x_{\text{inf}} = k(\delta_B(t) - \delta_D(t)) \\ M_{\text{inf}} \cdot \ddot{x}_{\text{inf}} + (K_{\text{inf}} + k) \cdot x_{\text{inf}} - k \cdot x_{\text{sup}} = k(\delta_D(t) - \delta_B(t)) \end{cases}$$

 $x_{sup}(t)$  étant le déplacement de l'équipage supérieur,  $x_{inf}(t)$  celui de l'équipage inférieur.

Les solutions générales du système différentiel linéaire sont :

$$\begin{cases} x_{\sup} = x_{\sup 0}(t) + x_{\sup 1}(t) \\ x_{\inf} = x_{\inf 0}(t) + x_{\inf 1}(t) \end{cases}$$

Il faut ensuite trouver la solution particulière du système différentiel linéaire  $(x_{sup1}, x_{inf1})$  avec second membre, les solutions sans second membre  $(x_{sup0}, x_{inf0})$  ne nous intéressant pas dans ce cas car il s'agit des déplacements statiques. Les solutions dynamiques sont de la forme :

$$\begin{aligned} x_{sup1}(t) = A_1 sin(\omega_D.t) - A_2 cos(\omega_B.t) \\ x_{inf1}(t) = -D_1 sin(\omega_D.t) + D_2 cos(\omega_B.t) \end{aligned}$$

Avec:  $A_{1} = \frac{k(K_{inf} - M_{inf} \omega_{D}^{2})\Delta_{D}}{k^{2} - (K_{sup} + k - M_{sup} \omega_{D}^{2})(K_{inf} + k - M_{inf} \omega_{D}^{2})}$   $A_{2} = \frac{k(K_{inf} - M_{inf} \omega_{B}^{2})\Delta_{B}}{k^{2} - (K_{sup} + k - M_{sup} \omega_{B}^{2})(K_{inf} + k - M_{inf} \omega_{B}^{2})}$   $D_{1} = \frac{k(K_{sup} - M_{sup} \omega_{D}^{2})\Delta_{D}}{k^{2} - (K_{sup} + k - M_{sup} \omega_{D}^{2})(K_{inf} + k - M_{inf} \omega_{D}^{2})}$   $D_{2} = \frac{k(K_{sup} - M_{sup} \omega_{B}^{2})\Delta_{B}}{k^{2} - (K_{sup} + k - M_{sup} \omega_{B}^{2})(K_{inf} + k - M_{inf} \omega_{B}^{2})}$ 

On constate que les dénominateurs des valeurs  $A_1$ ,  $A_2$ ,  $D_1$  et  $D_2$  sont identiques à l'exception de la vitesse angulaire qui représente soit la rotation de la broche supérieure, soit celle de la broche inférieure. Il nous faut donc trouver les fréquences annulant le dénominateur pour trouver les fréquences de résonance en résolvant l'équation suivante :

$$k^{2} - (K_{sup} + k - M_{sup}\omega^{2})(K_{inf} + k - M_{inf}\omega^{2}) = 0$$

Les solutions réelles positives sont:

$$\omega = \sqrt{\frac{[M_{inf} (K_{sup} + k) + M_{sup} (K_{inf} + k)] \pm \sqrt{[M_{inf} (K_{sup} + k) - M_{sup} (K_{inf} + k)]^2 + 4(M_{sup} M_{inf} + k(K_{sup} + K_{inf}) + K_{sup} K_{inf})}{2M_{sup} M_{inf}}}$$

On pourra aussi tracer les courbes  $A_1$ ,  $D_1$ , et  $A_2$ ,  $D_2$  pour trouver où celles-ci deviennent infinies, ce qui indique la présence de fréquences de résonance.

En observant les termes  $A_1$ ,  $A_2$ ,  $D_1$  et  $D_2$  on notera aussi que les déplacements des équipages sont directement liés aux valeurs des défauts de forme. Une diminution de leurs valeurs entraîne donc une diminution immédiate des déplacements des équipages. Les autres termes, masses et raideurs, sont présents à la fois au numérateur et dénominateur, ils auront donc une influence plus complexe à constater et relativement plus faible.

Ces paramètres sont par contre présents dans la relation qui donne la position des pics de résonance, au contraire des défauts de forme. Pour déplacer les pics, il faudra donc modifier les masses ou les raideurs des équipages.

#### 2.1.3.2 Données du calcul

La manière d'obtenir les données du calcul est détaillée en annexe 2, les valeurs trouvées pour une charge de 1500N et un rayon de l'éprouvette sphérique de 80mm sont les suivantes :

-  $K_{sup} = 4.1 \times 10^7 N/m$ 

- $K_{inf} = 16.8 \times 10^7 \text{N/m}$
- $k = 1.4 \times 10^8 N/m$

#### 2.1.3.3 Résultats du modèle

A l'aide du modèle développé, on calcule la valeur des fréquences de résonance aux conditions des essais, soit W=1500N,  $R_B$ =80mm, contact acier/acier. La première fréquence de résonance est trouvée à 63Hz, la deuxième à 152,5Hz.

Afin de vérifier la validité du modèle, la variation de charge mesurée sur l'équipage supérieur a été tracée pour une série d'essais, en fonction de la fréquence de rotation de la broche inférieure. La Figure 34 représente l'écart maximal de charge instantanée mesurée sur 0.8s à la fréquence de 10kHZ, divisée par la valeur moyenne sur cette même période. Ces écarts traduisent le comportement dynamique du système, notamment l'interaction entre les deux équipages, comme l'a montré l'étude théorique du comportement vibratoire de Tribogyr. On place aussi la valeur théorique des deux fréquences de résonance (fr1 et fr2) ainsi que la première harmonique de la première fréquence de résonance (H1, fr1). Les traits pleins représentent les valeurs théoriques, les traits pointillés, les valeurs expérimentales. Chaque courbe représente les résultats d'un essai à charge, angle et vitesse d'entraînement fixés. Les courbes sont constituées de points provenant de la variation de glissement, donc de vitesse linéaire et de rotation de l'éprouvette sphérique.



Figure 34 : Variation instantanée de la charge en fonction de la fréquence de rotation de l'éprouvette inférieure, pour différents angles de pivotement, vitesses d'entraînement et taux de glissement

Les pics expérimentaux ne sont pas exactement placés sur les valeurs données par la théorie. Un décalage vers des valeurs plus importantes de fréquences existe. Cela est sans doute dû, d'une part à la rusticité du modèle développé, qui ne prend en compte qu'une direction de déplacement et d'autre part à des erreurs dans l'estimation des raideurs et des masses. La corrélation reste toutefois correcte puisqu'on trouve une différence de l'ordre de 10% entre valeurs théoriques et expérimentales.

#### 2.1.3.4 Diminution des amplitudes de vibration

Les calculs montrent que l'amplitude des vibrations est fortement influencée par les défauts sur les éprouvettes et en moindre mesure par la raideur et la masse des équipages, et la raideur du contact. La raideur des équipages et leurs masses sont fixées. Il reste alors la raideur du contact et les défauts des éprouvettes. La réduction des défauts est expliquée ciaprès.

La raideur du contact est reliée à la charge par la relation  $k = W^{1/3}R_b^{1/3}(2/3*E')^{2/3}$ . Cependant, quand on trace les amplitudes théoriques des mouvements de l'équipage supérieur à deux charges différentes (voir Figure 35), on se rend compte que l'amplitude des variations de charges n'est que faiblement influencée. Ces courbes présentent plutôt les variations de position directement liées aux variations de charges par l'intermédiaire des raideurs des équipages et du contact.



Figure 35 : Amplitude de déplacement du centre de gravité de l'équipage supérieur en fonction de la fréquence de rotation de la broche inférieure pour deux charges différences. Courbe bleue : W= 300N, courbe rouge : W=1500N.

L'augmentation de la charge ne fait que déplacer légèrement la position des pics de résonance. Cependant, l'amplitude des variations de charge étant quasiment constante, en augmentant la charge nominale, on diminue l'amplitude relative des vibrations. Les essais ont donc été entrepris successivement à 300N, 800N puis finalement 1500N. On notera que les résultats de variations de charge donnés Figure 34 sont des résultats après les modifications expliquées dans le paragraphe suivant et à une charge de 1500N.

## 2.1.3.4.1 Diminution des défauts de forme de l'éprouvette supérieure

Le nez de broche de l'éprouvette supérieure a été modifié pour supporter des charges plus importantes et donc diminuer l'amplitude des vibrations par rapport à la charge normale. Cependant, d'autres actions ont été entreprises pour diminuer les variations de charge. En montant le disque de façon judicieuse, on parvient à diminuer de façon importante le voile du disque. Pour ce faire, on monte le disque sur le porte-disque en essayant 6 positions angulaires différentes, de même pour le porte-disque sur le nez de broche. En comparant les courbes des voiles obtenus (porte-disque sur nez de broche et disque sur porte-disque sur marbre) on parvient à déterminer quelles sont les positions angulaires idéales (disque / porte-disque / nez de broche) pour minimiser le voile final. Les différentes parties citées sont détaillées Figure 36.



Figure 36 : Schéma disque + porte-disque + nez de broche

#### 2.1.3.4.2 Diminution des défauts de forme de l'éprouvette inférieure

Le défaut de forme de l'éprouvette provient d'un mauvais alignement entre le centre de la sphère et l'axe de rotation de la broche (d), comme le montre le schéma Figure 37. Le disque est toujours horizontal.



Figure 37 : Schéma représentatif de l'éprouvette sphérique avec défaut de forme non corrigé

Pour corriger ce défaut, un positionnement angulaire judicieux ne suffit plus. La solution consiste à intercaler des cales de différentes hauteurs entre le support de l'éprouvette

et le nez de broche. De cette manière, on parvient à replacer le sommet de la sphère sur l'axe de rotation de la broche, comme illustré Figure 38.



#### Figure 38 : Schéma représentatif de l'éprouvette sphérique avec défaut de forme corrigé

La hauteur idéale de cale  $\varepsilon$  peut être calculée par la formule suivante :

$$\varepsilon = \Delta_B . R_B . \frac{x}{2.r.y}$$

avec :

 $\Delta_B$ , le voile initial mesuré sur la calotte sphérique

R<sub>B</sub>, le rayon de la sphère

x, le diamètre sur lequel se situent les cales

r, le rayon de la piste

y, la distance entre la base et le centre de la sphère.

Dans le cas des éprouvettes de rayon de courbure de 50mm, un défaut de forme de 1µm correspond approximativement à une valeur de cale de 3.5µm. Cette valeur de défaut étant la valeur en dessous de laquelle les variations de charge deviennent acceptables, des cales d'épaisseurs 1mm, 1.004, 1.008, 1.012, 1.016 et 1.020mm ont été usinées et utilisées pour diminuer le défaut de forme.

Ce réglage permet de réduire le défaut de forme habituellement supérieur à  $2.5\mu m$  à des valeurs de l'ordre ou inférieures à  $1\mu m$ . Ce réglage, bien que fastidieux, est nécessaire pour réaliser des expériences dans de bonnes conditions.

## 2.1.3.5 Résultats

Une fois toutes ces améliorations apportées, nous avons pu comparer des résultats avant et après modification du nez de broche et des procédures d'ajustement des éprouvettes. Sur la Figure 39, on reporte en noir, l'amplitude de variation de la charge qui était obtenue avant toute modification avec une charge imposée de 330N. Les courbes de couleurs représentent les variations après modification, à une charge de 1500N. La diminution de l'amplitude est très importante, surtout au niveau des pics de résonance. Cette diminution va permettre d'avoir des conditions opératoires plus stables dans le temps. En conséquence, les différentes mesures d'effort ne seront pas entachées de variations importantes et seront donc bien représentatives des conditions imposées.



Figure 39 : Amplitude de variation de charge en fonction de la fréquence de rotation de l'éprouvette inférieure, avant et après modification et augmentation de la charge.

# 2.2 Conditions opératoires

Tribogyr offre de nombreuses possibilités pour réaliser des expériences. Les différences entre deux essais peuvent se faire au niveau géométrique ( $R_B$ ,  $\lambda$ ), cinématique ( $U_e$ ), de la charge, de la température, ou encore de l'huile étudiée. Durant cette thèse, nous avons travaillé avec deux huiles différentes, deux rayons de courbure de l'éprouvette sphérique et deux charges. Différents essais furent menés à différentes vitesses d'entraînement et angle fixés, à chaque fois sur une gamme de glissement prédéfinies. Pour une bonne compréhension des résultats des essais, leurs conditions opératoires seront d'abords détaillées.

## 2.2.1 Lubrifiant

Deux huiles différentes ont été testées lors de cette thèse. Lors des essais préparatoires pour valider et réaliser les premiers essais, nous avons utilisé une première huile minérale sans additif, dite BM. Une fois que les résultats issus de Tribogyr donnèrent satisfactions, nous avons utilisé une autre huile minérale sans additif. Cette huile, dite T9, a été fournie par SKF afin de réaliser des essais et de comparer nos résultats aux leurs.

Les caractéristiques des huiles sont les suivantes :

Huile BM					
Température	°C	20	25	30	40
Viscosité à pression ambiante	mPa.s	36,6	28,3	22,4	14,8
Piézoviscosité Alpha *	GPa-1	24,6	23,4	22,3	20,3

Tableau 4 : Caractéristiques de l'huile BM

	Huile	Т9			
Température	°C	40	60	80	100
Viscosité à pression ambiante	mPa.s	8.2	4.2	2.5	2.0
Piézoviscosité Alpha *	GPa-1	21.6	18.6	16.3	15.4

#### Tableau 5 : Caractéristiques de l'huile T9

Les gammes de températures pour lesquelles nous avons les caractéristiques des huiles ne sont pas les mêmes. Toutefois, en comparant les données à 40°C, on se rend compte que ces huiles ont des valeurs de piézoviscosité proches tandis que les valeurs de viscosités sont très différentes, de 14.8mPa.s pour l'huile BM à 8.2mPa.s pour l'huile T9. Cela devrait entraîner des différences dans la réponse de ces lubrifiants aux sollicitations exercées dans le contact.

## 2.2.2 Géométrie

La géométrie du contact est définie par trois paramètres, le rayon de courbure de l'éprouvette sphérique, le rayon de la piste sur le disque et l'angle  $\lambda$  entre l'axe de rotation de la broche inférieure et l'axe y vertical. La valeur du rayon de piste du disque n'a que peu d'influence sur les conditions de contact. Il est compris entre 35 et 45mm. Les deux autres paramètres ont par contre une influence considérable sur les conditions de contact. Deux rayons de courbure ont été testés sur l'éprouvette sphérique : 50mm avec l'huile BM et 80mm avec l'huile T9. Les valeurs de  $\lambda$  varient de 1 à 8°, la valeur est limitée au maximum par une impossibilité géométrique de la machine et au minimum par l'incertitude relative, de mesure beaucoup trop importantes aux petits angles.

# 2.2.3 Charges

Deux charges normales ont été appliquées, 800N avec l'huile BM et 1500N avec l'huile T9 :

- La charge de 800N avec un rayon de courbure de 50mm, soit une pression de Hertz de 0.94GPa et un rayon de contact hertzien de 0.64mm,
- La charge de 1500N avec un rayon de courbure de 80mm, soit une pression de Hertz de 0.845GPa et un rayon de contact hertzien de 0.92mm.

# 2.2.4 Température

Du fait de l'action importante de la thermique sur la viscosité de l'huile et donc les conditions de contact, la température d'entrée du fluide est un paramètre important des essais. Pour avoir une meilleure précision sur cette température, un régulateur de température pour le réservoir d'huile a été ajouté à Tribogyr.

En effet, en l'absence de régulation, la température de l'huile varie en fonction du temps, principalement en fonction de la température de la salle, de celle de l'huile des paliers hydrostatiques de Tribogyr et de l'échauffement de l'huile dans le contact. Cet échauffement s'accumule dans le réservoir et contribue à faire monter la température de l'huile. De cette façon, au cours des essais, l'huile arrive dans le contact entre 25°C et presque 35°C, comme le montre le graphique ci-dessous, représentant un essais à 2° et 2, 3 et 5 m/s.



Figure 40 : Température de l'huile T9 en amont du contact, sans régulation de température, en fonction du nombre d'essais

Cette augmentation de température n'est pas compatible avec la précision attendue. Avec une température régulée à 30°C, on obtient des résultats comme ceux présentés Figure 41.



Figure 41 : Température de l'huile T9 en amont du contact, avec régulation de température, en fonction du nombre d'essais

### 2.2.5 Vitesses d'entraînement et épaisseurs théoriques

La vitesse d'entraînement désigne la moyenne des vitesses des surfaces au centre du contact. C'est un des paramètres les plus importants du contact car il conditionne majoritairement l'épaisseur du film d'huile séparant les surfaces en contact.

Les vitesses d'entraînement testées sont :

- 2 et 3 m/s pour l'huile BM,
- 1; 2; 3 m/s pour l'huile T9.

A partir des conditions de charges et vitesses déjà présentées, on peut calculer les épaisseurs de film théoriques en régime isotherme newtonien. Les températures de calculs sont 25°C pour l'huile BM et 30°C pour l'huile T9. Les gammes d'épaisseur sont données en micromètres dans le Tableau 6.

BM	$0.85 < h_c < 1.08$
	$0.33 < h_{min} < 0.62$
T9	$0.25 < h_c < 0.52$
	$0.14 < h_{min} < 0.29$

Tableau 6 : Epaisseurs de film centrale et minimale, pour les essais réalisé avec les huiles BM et T9

Avec une rugosité combinée (Rms) des surfaces des éprouvettes de l'ordre de 20nm, on arrive à un rapport épaisseur minimale sur rugosité au minimum de 7 ( $0.14\mu$ m/20nm). On rentre alors dans un régime de film épais où des contacts solides / solides ne devraient pas exister. Cette analyse est valide tant que les effets thermiques restent faibles.

## 2.2.6 Taux de glissement

Chaque essai est réalisé pour un jeu de paramètre, vitesse d'entraînement, charge, angle, température, huile, fixé. Le but des essais expérimentaux étant de connaître les effets du pivotement sur le coefficient de frottement, il faut réaliser des courbes de frottement. Pour cela, on réalise pour chaque jeu de paramètres testé, des points de mesure à des taux de glissement différents.

Le taux de glissement est défini par :

$$SLR = \frac{2(U_B - U_D)}{U_B + U_D}$$

#### 2.3 Résultats

Cette partie est le cœur de la thèse puisque dans ce chapitre seront présentés les résultats obtenus à l'aide du banc d'essais Tribogyr. Dans un premier temps les résultats seront exprimés sous la forme du coefficient de frottement et de l'augmentation de température en fonction du taux de glissement. Dans un deuxième temps, deux paramètres permettant de quantifier le pivotement seront présentés. Les résultats seront alors tracés et discutés en fonction de ces deux paramètres.

#### 2.3.1 Evolution des résultats en fonction du glissement

#### 2.3.1.1 Le frottement

Les variations du coefficient de frottement et de l'augmentation de température sont ici présentées en fonction du taux de glissement (SLR) défini précédemment. Cette première approche permet de vérifier que l'introduction de pivotement ne modifie pas de manière radicale l'allure des courbes.

#### 2.3.1.1.1 Huile T9

Sur les figures suivantes (Figure 42 à Figure 45) on trace les variations du coefficient de frottement (force longitudinal sur charge appliquée) en fonction du taux de glissement avec l'huile T9. Sur chaque figure sont tracées trois courbes, correspondant aux trois vitesses d'entraînement imposées. Les courbes bleues représentent les résultats à 1m/s, les roses à 2m/s et les rouges à 3m/s. Cette présentation sera reprise pour tracer l'évolution de

l'augmentation de température. De plus, chaque graphique regroupe les résultats obtenus à un angle  $\lambda$  particulier : 7, 4, 2 et 1° respectivement.

Les barres d'incertitude sur le taux de glissement ont aussi été tracées. On notera qu'elles sont beaucoup plus petites pour les essais à  $\lambda = 2^\circ$  et 1° du fait de l'utilisation du système barre – sinus pour le réglage et la mesure de l'angle. Cet accessoire permet un positionnement angulaire beaucoup plus précis et contribue à réduire drastiquement l'incertitude sur le taux de glissement.

On notera que les essais reportés sur les Figure 42 à Figure 45 ont été réalisés avec une température d'huile en amont du contact régulée à 30°C.



Figure 42 : Coefficient de frottement suivant la direction principale (X), W=1500N, λ=7°, huile T9

L'analyse de la Figure 42 met en évidence la forme classique en « S » des courbes de frottement obtenues. De plus, l'analyse séparée des courbes montre que lorsque la vitesse d'entraînement augmente, le coefficient de frottement diminue. Cela provient des effets thermiques qui augmentent avec la vitesse d'entraînement. Cet effet est particulièrement visible à fort taux de glissement (voir analyse de Tevaarwerk [64]). Ces deux résultats sont classiques en lubrification EHD.

La Figure 43 représente le même type de résultats que la précédente mais à un angle  $\lambda=4^{\circ}$ .



Figure 43 : Coefficient de frottement suivant la direction principale (X), W=1500N, λ=4°, huile T9

Les essais à 7° et 4° ont été réalisés suivant une gamme de taux de glissement allant de -35% à 35%. Pour les tests menés à 2° et 1°, deux points de mesure supplémentaires ont été réalisés, à -45% et 45%. On notera de plus que l'utilisation du système barre – sinus pour le réglage des angles de 2 et 1° a permis de réduire fortement l'incertitude en SLR.



Figure 44 : Coefficient de frottement suivant la direction principale (X), W=1500N, λ=2°, huile T9

Le graphique suivant présente les résultats obtenus avec un angle de 1°. Seuls des essais à des vitesses d'entraînement de 1 et 2m/s ont pu être réalisés car la limite en vitesse de rotation est atteinte à 3 m/s pour la broche inférieure.



Figure 45 : Coefficient de frottement suivant la direction principale (X), W=1500N, λ=1°, huile T9

La comparaison des figures permet trois constats :

- lorsqu'on considère la valeur à laquelle se stabilise le coefficient de frottement, zone appelée plateau de frottement, on note que dans cette zone, la diminution de l'angle  $\lambda$  contribue à diminuer légèrement le coefficient de frottement. De plus cette diminution de l'angle permet d'atteindre le plateau à des taux de glissement de plus en plus élevés,
- la diminution de l'angle conduit à une diminution de la pente à l'origine,
- la valeur de frottement à glissement nul n'est pas nulle et augmente quand l'angle  $\lambda$  diminue.

#### 2.3.1.1.2 Huile BM

Dans les Figure 46 et Figure 47, les variations de coefficient de frottement ont été tracées, pour l'huile BM, en fonction du taux de glissement à deux angles différents 4° et 8°, pour deux vitesses d'entraînement, 2 et 3m/s. Il s'agit, comme pour l'huile T9, d'une huile minérale de base mais dont la viscosité est bien plus élevée. De plus, la charge est de 800N et le rayon de courbure de 50mm. Cela conduit à un rayon de contact plus faible qu'auparavant (0.64 contre 0.92mm) mais une pression de contact légèrement plus élevée (0.94GPa contre 0.845GPa).

On notera que lors de ces essais, aucune régulation en température de la réserve d'huile n'était présente. La température de l'huile d'alimentation varie donc entre 25 et 30°C environ.



Figure 46 : Coefficient de frottement suivant la direction principale (X), W=800N, λ=8°, huile BM



Figure 47 : Coefficient de frottement suivant la direction principale (X), W=800N, λ=4°, huile BM

Les courbes gardent la même allure que les résultats obtenus avec l'huile T9. De plus, la même tendance à une diminution de la pente à l'origine apparaît. Cela semble être un effet récurant de l'introduction de pivotement.

Les valeurs de frottement sont toutefois plus faibles, à angle et vitesse identiques, qu'avec l'huile T9. L'huile BM doit présenter une plus faible résistance au cisaillement.

#### 2.3.1.1.3 Reproductibilité des résultats

En plus des possibilités en vitesse, charge ou pivotement possible, la possibilité de faire plusieurs fois la même expérience et d'obtenir le même résultat est très importante pour juger de la qualité d'un banc d'essais. Deux séries d'essais ont été réalisées à quelques jours d'intervalle. Dans les deux cas, le fluide (T9), la régulation en température (30°C), l'angle d'inclinaison ( $\lambda$ =7°), la charge (1500N) et les vitesses d'entraînement (2 et 3 m/s) sont les mêmes. Les résultats sont reportés sur la Figure 48. A part la valeur du coefficient de

frottement aux forts taux de glissement positifs, les résultats en coefficient de frottement sont reproduits fidèlement, ce qui atteste de la qualité des mesures effectuées à l'aide de Tribogyr.



Figure 48 : Coefficient de frottement suivant la direction principale (X), W=1500N, huile T9, essais de reproductibilité des résultats

## 2.3.1.2 Variation de la température

Après avoir tracé l'évolution du coefficient de frottement en fonction du taux de glissement, on s'intéresse à la différence de température mesurée entre un point sur la surface du disque et un point situé en amont du contact, comme précisé dans la Figure 29.

#### 2.3.1.2.1 Huile T9

Comme précédemment, trois cas de vitesses d'entraînement sont présentés sur chaque figure correspondant à un angle fixe. Les vitesses et les angles sont les mêmes que précédemment, de même que l'huile (T9) et sa température dans le système d'alimentation, constante à 30°C.



Figure 49 : Augmentation de la température du lubrifiant,  $\lambda$ =7°, huile T9



Figure 50 : Augmentation de la température du lubrifiant,  $\lambda$ =4°, huile T9

Les résultats d'augmentation de température à  $2^{\circ}$  et  $1^{\circ}$  possèdent, tout comme ceux représentant le frottement, des points supplémentaires à ±45%.



Figure 51 : Augmentation de la température du lubrifiant,  $\lambda=2^{\circ}$ , huile T9

Les résultats à 1° ne présentent pas de courbes à 3m/s du fait de la trop grande vitesse de rotation nécessaire.


Figure 52 : Augmentation de la température du lubrifiant,  $\lambda$ =1°, huile T9

Les courbes obtenues lors de ces essais passent par un minimum à taux de glissement nul et la température augmente avec une augmentation du glissement et une augmentation de la vitesse d'entraînement.

On remarque que pour des valeurs de taux de glissement nulles ou faibles, la différence de température peut être négative, c'est-à-dire que la température de sortie du lubrifiant est légèrement inférieure à la température d'entrée. Ce phénomène peut être expliqué par le fait que la machine est régulée à 25°C tandis que le lubrifiant l'est à 30°C. Donc si les conditions de contact n'engendrent pas de grandes dissipations thermiques, l'huile a tendance à se rapprocher de la température des éprouvettes car le lubrifiant doit parcourir la distance entre le point de contact et le point de mesure. Cette distance permet au fluide de se rapprocher de la température du disque.

En comparant les différents graphiques, on remarque que les valeurs d'augmentation de température à  $\lambda = 7^{\circ}$  et 4° sont proches. Les valeurs à 2 et 1° sont par contre plus élevées. Cela montre que quand l'angle  $\lambda$  est faible, donc pour des cas se rapprochant du pivotement pur, la dissipation thermique devient importante. On remarque aussi que la dissipation thermique est plus importante pour des taux de glissement positifs donc quand la vitesse de l'éprouvette sphérique est plus importante. Cela est surtout visible pour les petits angles, 2° et 1°, lorsque le pivotement est maximal. De plus, aux vitesses de 2 et 3m/s, pour des angles  $\lambda$ de 2° et 1°, la dissipation engendrée par le pivotement est suffisante pour générer une augmentation de température jusqu'à 6°C à  $\lambda = 1^{\circ}$ .

#### 2.3.1.2.2 Huile BM

Comme pour l'évolution du coefficient de frottement, l'évolution de la température lors des essais réalisés avec l'huile BM sera présentée. Les conditions opératoires sont les mêmes que pour Figure 46 et Figure 47.



Figure 53 : Augmentation de la température du lubrifiant,  $\lambda$ =8°, huile BM



Figure 54 : Augmentation de la température du lubrifiant,  $\lambda$ =4°, huile BM

L'absence de régulation de la température de l'huile d'alimentation rend ces résultats moins fiables que ceux représentant l'évolution de la température de l'huile T9. Cependant les tendances principales restent les mêmes. La dissipation thermique augmente quand le taux de glissement augmente, quand la vitesse d'entraînement augmente, et quand l'angle  $\lambda$  diminue, donc quand le pivotement augmente.

## 2.3.2 Evolution des résultats en fonction du pivotement

Dans cette partie, nous représenterons les résultats non plus de manière classique, en fonction du taux de glissement, mais en fonction des paramètres de pivotement qui sont développés dans ce chapitre. Cette représentation doit permettre de mieux appréhender l'effet du pivotement sur les conditions de contacts, en particulier le frottement et l'augmentation de température.

## 2.3.2.1 Présentation des paramètres de pivotement

Dès la définition du sujet de l'étude, il est apparu que la compréhension des effets du pivotement dans les contacts EHD nécessitait de disposer d'un paramètre décrivant correctement chaque composante de la vitesse introduite par le pivotement. La bibliographie montre l'existence de plusieurs paramètres, comme exposé dans le chapitre I. Hormis l'utilisation directe de la vitesse angulaire appliquée dans le contact, les autres paramètres de pivotement définis ne sont utilisés que dans un contexte précis. De plus, quasiment aucun d'entre eux n'est utilisé pour tracer l'évolution de paramètres du contact (frottement, épaisseur, etc.) en fonction du pivotement, indépendamment du glissement. Il est dès lors apparu nécessaire de proposer un nouveau paramètre qui soit utilisable dans la majorité des cas où une composante de pivotement est introduite dans le contact. Ce paramètre doit être directement relié à la géométrie et à la cinématique du contact. Idéalement, il doit aussi permettre de tracer les évolutions d'un paramètre comme le frottement, en fonction du pivotement du glissement. Ces contraintes nécessitent de s'intéresser au cas général d'un contact avec pivotement.

L'introduction d'une composante de pivotement dans un contact EHD modifie le champ de vitesse. La Figure 55 illustre l'effet du pivotement sur les vitesses locales et représente le cas d'un contact Tribogyr avec les conditions cinématiques suivantes : R=80mm,  $\lambda=2^{\circ}$  et Ue=3m/s.





Figure 55 : Cartographie des vitesses locales sur l'éprouvette sphérique

L'ajout d'une composante de pivotement rend le champ de vitesse non uniforme sur la surface du solide considéré : autant la norme que la direction de la vitesse deviennent dépendants du point considéré. Par conséquent, le champ de vitesse perd sa symétrie par rapport au cas simple en roulement avec glissement.

En dissociant les différentes composantes de la vitesse, on parvient à isoler les trois principales, représentées sur la Figure 56.



Figure 56 : Décomposition des différentes composantes de vitesse dans un contact pivotant

Le paramètre  $\omega_{BY}$  est la vitesse angulaire normale au contact du solide considéré. Les composantes de vitesses introduites par le pivotement sont décrites comme étant les composantes transversale et longitudinale. La différence de vitesse entre les bords du contact hertzien visible sur ces schémas est directement reliée au pivotement. Il en résulte que le pivotement peut être décrit par cette différence de vitesse, égale à :

- Selon la direction x :

$$SP_x = U_{Bmax} - U_{Bmin} = (U_B + a.\omega_{BY}) - (U_B - a.\omega_{BY})$$

- Selon la direction z :

$$SP_z = +a.\omega_{BY} - (-a.\omega_{BY})$$

Et dans les deux cas :

$$SP=SP_x=SP_z=2.a.\omega_{BY}$$

« a » étant le rayon de contact,

SP pour « Spin Parameter », le nom donné à notre paramètre de pivotement.

La valeur  $2.a.\omega_{BY}$  est applicable dans n'importe quel contact avec pivotement. Elle est nulle dans le cas d'un contact sans pivotement. Ce paramètre décrit correctement le pivotement : il augmente linéairement avec la vitesse de rotation normale au contact et prend en compte la taille du contact (donc la géométrie, les matériaux et la charge). Plus celui-ci est grand, plus la différence de vitesse est grande et donc plus important sera le pivotement. De plus, son unité [m/s], homogène à une vitesse le rend facilement compréhensible et comparable par exemple à une vitesse d'entraînement ou de glissement.

Cependant, quand on compare différentes conditions de contact, on constate que ce paramètre présente quelques défauts. En effet, on peut parvenir, comme le suggère le schéma représenté Figure 57, à avoir le même paramètre de pivotement, mais pour des conditions de contact différentes. Ce schéma montre que l'on peut générer des valeurs de SP identiques à des vitesses d'entraînement différentes avec  $\omega_{BY}$  et a constants mais r différent. Cela peut aussi se produire à des charges différentes.



Figure 57 : Représentation schématique de SP sur deux contacts à deux rayons de giration

Sur ce schéma représentant le cas d'un appareil bille – disque on représente les vitesses d'entraînement sur les bords externes et internes de deux contacts, ces deux contacts étant sur la même surface mais sur deux rayons de giration différents. Cela engendre, à vitesse angulaire constante et donc paramètre de pivotement constant, des vitesses d'entraînement différentes et par conséquent, des conditions de contact différentes. Le moyen de différencier ces deux conditions consiste à prendre en compte soit la vitesse au centre du contact, soit le rayon de giration.

Pour éviter de commettre des erreurs en comparant des résultats en fonction de SP, ceux-ci devront être comparés à vitesses d'entraînement égales.

Pour éviter les problèmes cités plus haut, on peut aussi choisir d'adimensionner le paramètre SP par la vitesse d'entraînement. En faisant ainsi, on se rapproche du paramètre proposé par Dalmaz *et al.* [11, 23] défini par :

$$\sigma = \frac{2(\omega_{BY} - \omega_D)a}{U_B + U_D}$$

Ce paramètre a de plus l'avantage de prendre en compte le pivotement dû au disque par l'intermédiaire de  $\omega_D$ . Ce pivotement, bien que faible n'est pas nul dans les expériences menées sur Tribogyr. Les résultats seront tracés aussi bien en fonction de SP que de  $\sigma$ .

On notera que les deux paramètres SP et  $\sigma$  sont définis et utilisables dans le cas d'un contact circulaire. Ces paramètres peuvent être modifiés aisément pour le cas d'un contact elliptique en remplaçant dans leurs définitions le rayon de contact « a » par la racine carrée du produit du grand et du petit rayon ( $\sqrt{ab}$ ).

#### 2.3.2.1.1 Gamme d'utilisation

Le paramètre SP défini ici n'est relié qu'à un solide. Or dans un contact, il y en a forcément deux. Dans le cas de Tribogyr, les deux solides présentent un pivotement non nul. Cependant, les valeurs de SP provenant de l'éprouvette sphérique ou du disque ne sont pas du même niveau. En effet, la valeur maximale du paramètre de pivotement possible du disque, obtenu pour un rayon de piste de 35mm et une vitesse de 3m/s, est de 0.16 m/s. Cette valeur est inférieure à la valeur minimale du paramètre SP de la broche, obtenu à 7° et 1m/s, qui est de 0.18m/s. La différence n'est pas grande, mais elle augmente très rapidement dès que l'angle diminue.

#### 2.3.2.2 Le frottement

On trace tout d'abord les résultats du coefficient de frottement en fonction du paramètre SP. Précédemment, les courbes de frottement étaient présentées en fonction du taux de glissement sur trois graphiques. En exprimant ces résultats en fonction des paramètres SP ou  $\sigma$ , il est ainsi possible de tracer toutes ces valeurs sur le même graphique. On notera que les courbes à 7° sont représentées par les courbes en dégradé de bleu, celles à 4° en dégradé de rouge, celles à 2° en dégradé de vert et celles à 1° en violet.



Figure 58 : Coefficient de frottement en fonction de SP, à toutes les vitesses et tous les angles, huile T9





Chaque courbe sur les Figure 58 et Figure 59 représente les résultats d'un essai à vitesse d'entraînement, charge et angle fixés et taux de glissement variable. Les différentes valeurs de taux de glissement correspondant à des valeurs de  $\omega_{BY}$  et donc de SP et  $\sigma$  différents. Ce qui explique la répartition des courbes. Par conséquent, on ne fait que reporter les courbes présentées dans la partie « Evolution du frottement en fonction du glissement » selon les paramètres liés au pivotement. Cela permet de comparer plus aisément les différents résultats et quantifier les effets du pivotement sur l'évolution du frottement.

On note qu'en fonction des deux paramètres de pivotement, les valeurs maximales du frottement diminuent lorsque le pivotement augmente. De plus, sur la Figure 58 et surtout Figure 59, lorsque le pivotement augmente, les effets thermiques à fort glissement (extrémités des courbes) diminuent.

L'analyse du positionnement des courbes en fonction de  $\sigma$  (Figure 59), met en évidence que reporter les résultats en fonction de  $\sigma$  différencie les courbes uniquement par la valeur de l'angle  $\lambda$ .

## 2.3.2.3 La température

De la même manière que pour le coefficient de frottement, les variations de la température sont présentées en fonction du paramètre de pivotement SP, puis de  $\sigma$ .



Figure 60 : Augmentation de la température en fonction de SP, huile T9



Figure 61 : Augmentation de température en fonction de σ, huile T9

En comparant les résultats reportés sur les figures précédentes on remarque que le taux de glissement et la vitesse d'entraînement ont un impact très important sur la dissipation thermique. Les effets de la vitesse d'entraînement sont visibles sur la Figure 61 en comparant les courbes parallèles. Les effets du taux de glissement sont visibles par l'évolution de chaque courbe. Le pivotement joue aussi un rôle dans la dissipation thermique. En observant les courbes de gauche à droite, on remarque que l'augmentation de pivotement engendre une plus grande dissipation thermique.

En reportant les résultats en fonction des paramètres de pivotement SP et  $\sigma$ , on a la confirmation des effets dont on soupçonnait l'existence en traçant les résultats en fonction du glissement : à savoir que l'introduction et l'augmentation du pivotement a des effets importants sur les conditions du contact. De plus, en reportant les résultats en fonction de paramètres de pivotement, les effets du glissement et du pivotement peuvent être différenciés. Il suffit de comparer des courbes ayant les mêmes gammes de taux de glissement mais à des pivotements différents. En faisant cela, on se rend compte que le pivotement engendre une augmentation de la dissipation thermique et une diminution des efforts de frottement.

## 2.3.3 Comparaison avec des résultats sans pivotement

Le laboratoire possède d'autres appareils permettant d'étudier le comportement des contacts EHD lubrifiés, notamment le dispositif Jerotrib présenté dans [46]. Ce banc d'essais est de type bille sur disque, avec un angle de 90° entre les axes de rotation de la bille et du disque. De cette manière, seul un faible pivotement provenant du disque est introduit dans le contact. Des essais ont été entrepris avec l'huile T9 sur ce dispositif. Les conditions opératoires sont choisies de façon à être le plus proche de celles appliquées durant les essais Tribogyr. C'est-à-dire les mêmes niveaux de vitesse d'entraînement, de température d'alimentation du lubrifiant et pression hertzienne.

R <sub>B</sub>	12.7mm
Charge	38N, soit P <sub>h</sub> =0.845GPa et a=0.16mm
Ue	2m/s
Température	30°C, régulée

Cet appareil a aussi servi à conduire des essais à des charges de 13 et 154N et à des vitesses d'entraînement de 0.8 et 4m/s. Ces essais ont été réalisés dans le but de déterminer les valeurs de contrainte de cisaillement de Eyring ( $\tau_0$ ) ainsi que les variations de cette valeur en fonction de la pression et de la vitesse d'entraînement.

On trace alors les différentes courbes de coefficient de frottement à la vitesse de 2m/s, à différents angles en superposant les résultats obtenus à l'aide de Tribogyr à ceux obtenus sur Jerotrib. Tout en étant conscient de la différence d'environnement thermique entre les essais réalisés sur Tribogyr et ceux réalisés sur Jerotrib. Cette différence de milieu provient tout d'abord d'une taille de contact plus faible dans le cas Jerotrib, du fait d'un rayon de courbure de l'éprouvette sphérique plus faible (12.7mm contre 80mm). La régulation thermique est aussi un facteur de différence. Dans le cas de Jerotrib, la bille baigne dans un bain de lubrifiant régulé en température alors que pour Tribogyr, la régulation de la température de l'huile se fait dans un bac et le lubrifiant est amené via des tuyaux jusqu'au contact. La régulation thermique est donc moins efficace sur Tribogyr.



Figure 62 : Coefficient de frottement en fonction du glissement à 2m/s et différents angles, huile T9

Les valeurs de frottement au plateau provenant des différents dispositifs ne peuvent pas être comparées du fait d'un environnement thermique différent. Toutefois, les pentes à l'origine et la valeur de coefficient de frottement à glissement nul peuvent l'être.

En comparant les pentes à l'origine pour ces résultats à 2m/s, obtenue sur la droite  $\pm 0.05$  en SLR, on remarque que celles-ci diminuent lorsque  $\sigma$  augmente, la pente à  $\lambda=90^{\circ}$  est bien plus importante que celle à  $\lambda=2^{\circ}$ . On peut alors tracer l'évolution de cette pente à l'origine en fonction du paramètre de pivotement  $\sigma$  (Figure 64). On remarque alors, qu'en plus de la diminution de pente, la différence de pente entre 90 et 7° est presque la même qu'entre 4 et 1°. Ce qui montre que les effets du pivotement n'augmentent pas linéairement avec la diminution de l'angle.



Figure 63 : Pente à l'origine en fonction de  $\sigma$ , huile T9

Le coefficient de frottement à glissement nul varie aussi en fonction de l'angle d'inclinaison (Figure 64), donc en fonction de la quantité de pivotement introduite. Pour les deux vitesses considérées, sa valeur absolue augmente graduellement en fonction de la diminution de l'angle. De zéro pour un angle de 90° à environ -0.02 pour un angle de 2°. Une fois l'angle de 2° passé, la valeur remonte légèrement, sans explication apparente, pour un angle de 1°.



Figure 64 : Coefficient de frottement à glissement nul en fonction de  $\sigma$ , huile T9

Ces résultats importants, comme ceux présentés plus haut, seront discutés dans le chapitre IV.

## 2.4 Bilan des expérimentations

Dans la première partie de ce chapitre nous avons détaillé le dispositif Tribogyr, les performances qu'il apporte par rapport à d'autres dispositifs existants, notamment l'introduction d'un fort pivotement contrôlé et la grande dimension du contact. La caractérisation dynamique ainsi que les modifications apportées pour améliorer les mesures puis les conditions opératoires ont été ensuite présentées. Deux paramètres de pivotement ont aussi été proposés afin de décrire convenablement le pivotement.

Après cette introduction nécessaire, les essais conduits à l'aide de ce banc d'essais ont été présentés, tout d'abord de façon classique en fonction du taux de glissement, puis de façon innovante, en fonction des paramètres de pivotement décrits précédemment et finalement comparés à des résultats obtenus sur un autre banc d'essais n'introduisant pas de pivotement.

D'après la synthèse de ces expériences, les effets du pivotement appliqué à des contacts EHD de grande dimension sont les suivants :

- une diminution de la pente à l'origine du coefficient de frottement quand les résultats sont tracés en fonction du glissement,
- une augmentation de la valeur absolue du frottement à glissement nul,
- une diminution de la valeur maximum de frottement,
- une augmentation de la dissipation thermique quelque soit le glissement imposé,
- une diminution des effets thermiques à fort glissement quand le pivotement augmente.

Il reste toutefois des points que des mesures expérimentales telles que celles présentées ici ne peuvent pas expliquer. Il s'agit principalement de la question de l'évolution de l'épaisseur de film et de la pression dans celui-ci en présence de pivotement, et de la différenciation des effets thermiques et rhéologiques sur la diminution du coefficient de frottement. Pour permettre cette meilleure compréhension, un modèle numérique a été élaboré. Il sera présenté, ainsi que les résultats obtenus, dans le chapitre suivant.

## 3 Chapitre III : Modélisation numérique

L'utilisation du banc d'essais Tribogyr ne permet pas d'obtenir toutes les données qui permettraient de comprendre les différents effets du pivotement dans un contact EHD de grande dimension. Un modèle numérique a donc été développé pour tenter d'interpréter les résultats expérimentaux exposés dans le chapitre II. Ce modèle sera présenté et les hypothèses détaillées dans la première partie de ce chapitre. Dans la deuxième partie, les résultats d'épaisseur de film et du frottement seront présentés. Les effets du pivotement sur ces valeurs seront ensuite commentés.

## 3.1 Elaboration du modèle numérique

Le banc d'essais Tribogyr n'est pas un outil facile d'utilisation, il est limité et certaines valeurs restent impossibles à mesurer, notamment l'épaisseur de film, le champ de pression et les efforts transversaux. Finalement, on ne peut pas dissocier les différents effets qui proviennent du pivotement de ceux issus du glissement, de la dissipation thermique ou du comportement rhéologique du lubrifiant. Pour ces raisons, un modèle numérique a été développé.

Dans un premier temps, ce modèle devra permettre de calculer l'épaisseur de film et le champ de pression dans les conditions de contacts telles que celles imposées lors des essais expérimentaux. Cette première étape permettra d'évaluer théoriquement les influences du pivotement et des autres caractéristiques du contact sur la séparation des surfaces.

Dans un deuxième temps, le modèle sera agrémenté d'un module de calcul du frottement. L'estimation théorique du coefficient de frottement est indispensable pour comparer les résultats numériques et expérimentaux puisque Tribogyr ne donne que des résultats de frottement. Cette deuxième étape permettra d'apprécier les répercussions du pivotement sur le frottement.

## 3.1.1 Architecture générale

Deux modèles complémentaires ont été développés pour simuler les contacts avec pivotement. Le premier permet de calculer l'épaisseur de film et la pression présente dans celui-ci. Le deuxième, en utilisant les résultats issus du premier, permet d'obtenir les contraintes sur les surfaces en contact et donc les forces de frottement. Les deux modèles sont isothermes, le calcul thermique dans le contact engendrant une complexité trop importante pour être étudiée durant ce travail de thèse. L'architecture générale du calcul est représentée par le schéma suivant :



Figure 65 : Organigramme général des calculs

Cette architecture présente plusieurs avantages. Tout d'abord, il est plus facile de réaliser deux programmes simples qu'un seul prenant en compte tous les aspects du problème à traiter. Deuxièmement, ce découpage permet d'utiliser deux rhéologies de fluide différentes. Le premier programme postule une rhéologie newtonienne du lubrifiant, contrairement au deuxième. Cette hypothèse est valide en considérant que l'épaisseur de film se crée principalement dans la zone d'entrée du contact, zone où la pression est faible et les effets de cisaillement modérés, donc où l'emploi d'une loi non newtonienne à forte contrainte de cisaillement modifierait peu les résultats. Les efforts de frottement sont par contre majoritairement créés dans la zone haute pression. Négliger à cet endroit les effets non newtoniens serait commettre une erreur importante par rapport à la réalité. Par conséquent, on calculera le frottement à l'aide d'une rhéologie non newtonienne à forte contrainte de cisaillement, à partir de champs de pression et d'épaisseur de film obtenues avec l'approximation d'un fluide newtonien.

## 3.1.2 Calcul des vitesses

La plupart des modèles de calculs d'épaisseur et de pression, voire de frottement, ont été conçus dans le cas des contacts EHD classiques, donc sans pivotement. Cette composante supplémentaire conduit à recalculer les champs de vitesse. Par ailleurs, on note que le contact n'est plus symétrique. Dans la suite de cette partie, le calcul de la vitesse locale sur les deux surfaces sera détaillé.

On considère la géométrie locale du contact, comme sur le schéma Figure 66. En prenant appui sur ce schéma, on calculera la vitesse des corps solides aux points quelconques associés,  $A_D$  et  $A_B$ , en fonction des vitesses de rotation des solides ( $\omega_D$  et  $\omega_B$ ), de leurs positions et de la géométrie des solides. On notera que les directions des différents axes et vitesses de rotation sont les mêmes que sur le banc d'essais.



Figure 66 : Géométrie locale du contact

## 3.1.2.1 Vitesse sur la surface du disque (solide D)

On souhaite calculer la vitesse d'un point  $A_D$  placé de manière quelconque sur la surface du disque, mis en mouvement par la rotation de celui-ci, cette rotation  $\omega_D$  se faisant autour de l'axe vertical passant par  $C_D$  (0, 0, Rp).

$$\vec{V}_D^0(A_D) = \vec{V}_D^0(C_D) + \overline{A_D C_D} \wedge \vec{\omega}_D$$

avec :

$$\vec{V}_D^0(C_D) = 0 \quad \text{et} \quad \vec{\omega}_D = \begin{pmatrix} 0 \\ -\omega_{Dy} \\ 0 \end{pmatrix}$$
$$\vec{A}_D \vec{C}_D = \vec{A}_D \vec{O} + \vec{O} \vec{C}_D = \begin{pmatrix} -x \\ 0 \\ -z \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ R_P \end{pmatrix}$$

Soit :

$$\vec{V}_D^0(A_D) = \begin{pmatrix} U_{Dx} \\ U_{Dy} \\ U_{Dz} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \omega_{DY} \cdot R_P - \omega_{DY} \cdot z \\ 0 \\ \omega_{DY} \cdot x \end{pmatrix}$$

## **3.1.2.2** Vitesse sur la surface de l'éprouvette sphérique (solide B)

On désire calculer la vitesse d'un point  $A_B$  placé de manière quelconque sur la surface de l'éprouvette sphérique, mise en mouvement par la rotation de celle-ci. Cette rotation  $\omega_B$  quelconque se fait autour du centre de la bille  $C_B(0, R_b+h_0, 0)$ 

$$\vec{V}_B^0(A_B) = \vec{V}_B^0(C_B) + \overrightarrow{A_B C_B} \wedge \vec{\omega}_B$$

avec :

$$\vec{V}_B^0(C_B) = 0 \quad , \quad \vec{\omega}_B = \begin{pmatrix} \omega_{Bx} \\ \omega_{By} \\ \omega_{Bz} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \omega_B \cdot \cos \lambda \\ \omega_B \cdot \sin \lambda \end{pmatrix} \quad , \quad \vec{A}_B \vec{C}_B = \begin{pmatrix} -x \\ R_b + h_0 - h(x, z) \\ -z \end{pmatrix}$$

D'où :

$$\vec{V}_B^0(A_B) = \begin{pmatrix} U_{Bx} \\ U_{By} \\ U_{Bz} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \omega_B . \sin \lambda . (R_b + h_0 - h) + z . \omega_B . \cos \lambda \\ x . \omega_B . \sin \lambda \\ -x . \omega_B . \cos \lambda \end{pmatrix}$$

Une fois les nouvelles expressions de vitesses définies, elles doivent être intégrées dans l'équation de Reynolds, pour le premier modèle ou dans le calcul des contraintes de cisaillement pour le deuxième modèle. En ce qui concerne le premier modèle, les moyennes des vitesses selon x et z sont calculées en chaque point et appelées  $u_m$  et  $w_m$ .

$$u_{m} = \frac{U_{Bx} + U_{Dx}}{2}$$
$$u_{m} = \frac{U_{Bz} + U_{Dz}}{2}$$

## 3.1.3 Modèle de calcul de l'épaisseur de film et de la pression

Comme il est expliqué précédemment, nous utilisons deux modèles, dont l'un sert à calculer l'épaisseur de film et la pression locale dans le contact. Ce modèle est une extension du modèle développé par W. Habchi [27]. Les principales caractéristiques de ce modèle sont l'utilisation d'un maillage par éléments finis et la résolution des équations de manière couplée. L'utilisation d'un maillage éléments finis permet d'avoir un maillage irrégulier sur la surface de calcul et donc de le raffiner dans les zones qui nécessitent une grande précision de calcul (pic de pression par exemple) et d'avoir un maillage grossier là où les variations ne sont pas importantes. On aura alors une précision plus grande qu'avec un maillage régulier ayant le même nombre de nœuds de maillage. La résolution des équations de manière couplée permet de diminuer le nombre de boucles de calcul et de se rapprocher de la réalité physique. Cette innovation sera détaillée dans la suite du texte. Les améliorations par rapport à ce modèle consistent principalement en l'abandon de la symétrie (géométrie utilisée par W. Habchi pour réduire la taille du système à résoudre) et l'introduction des équations de vitesse décrites plus haut. Les principales caractéristiques du modèle seront décrites brièvement dans les paragraphes suivants.

## 3.1.3.1 Hypothèses

Différentes hypothèses ont été émises pour résoudre ce problème non linéaire. Les deux surfaces sont lisses et ont des vitesses constantes avec le temps. Le fluide représentant le lubrifiant a un comportement newtonien et le contact se fait de manière isotherme. Les hypothèses classiques présentées au chapitre I sont utilisées.

## 3.1.3.2 Adimensionnement des équations

Pour avoir des valeurs du même ordre de grandeur et permettre une convergence plus facile du problème, il est utile d'adimensionner les paramètres utilisés dans les équations.

$$X=x/a ; Z=z/a$$

$$P=p/p_h; H=h.R/a^2; \ \overline{\delta} = \delta.R/a^2; \ \overline{\rho} = \rho/\rho_R; \ \overline{\eta} = \eta/\eta_g$$

Les valeurs de X et Z donnent les distances adimensionnées dans les deux directions du plan de contact. Les valeurs de  $\rho_R$  et  $\eta_g$  sont respectivement la masse volumique et la viscosité dans des conditions normales de température et de pression.  $\rho$  et  $\eta$  varient selon des lois détaillées précédemment dans la partie bibliographique (Tait – Doolittle dans notre cas).

L'équation de Reynolds peut alors s'écrire :

$$\nabla . (\overline{\varepsilon}_X \nabla P) + \nabla . (\overline{\varepsilon}_Z \nabla P) - \frac{\partial (\overline{\rho}H)}{\partial X} - \frac{\partial (\overline{\rho}H)}{\partial Z} = 0$$

avec :

$$\overline{\varepsilon}_{X} = \frac{\overline{\rho}H^{3}}{\mu\lambda_{X}} \text{ et } \lambda_{X} = \frac{12u_{m}\eta_{g}R^{2}}{a^{3}p_{h}}$$
$$\overline{\varepsilon}_{Z} = \frac{\overline{\rho}H^{3}}{\mu\lambda_{Z}} \text{ et } \lambda_{Z} = \frac{12w_{m}\eta_{g}R^{2}}{a^{3}p_{h}}$$

 $u_m$  et  $w_m$  n'étant pas constant mais fonction de x et z comme décrit précédemment.

Les conditions aux limites sur la pression sont les suivantes :

 $P \ge 0$  sur le domaine de calcul de l'épaisseur et pression,

P = 0 sur les bords.

La gestion de la rupture du film en sortie de contact est prise en compte par la méthode de pénalisation décrite dans la suite du texte.

L'équation de l'épaisseur adimensionnée devient :

$$H(X,Z) = H_0 + \frac{X^2 + Z^2}{2} + \overline{\delta}(X,Z)$$

 $\overline{\delta}(X,Z)$  représente la déformation adimensionnée calculée en résolvant les équations de la mécaniques des solides (voir chapitre I).

Et finalement, l'équation d'équilibre de la charge devient :

$$\int_{\Omega} P(X,Z) d\Omega = \frac{2\pi}{3}$$

Cette dernière équation doit être satisfaite au mieux à un facteur d'erreur prédéfini près pour que le processus de résolution converge.

## 3.1.3.3 Procédure du calcul

Contrairement à la méthode multi-grille / multi-intégration couramment utilisée et où chaque problème à résoudre engendre une boucle de calcul, dans notre cas, il n'y a qu'une seule boucle de calcul pour résoudre l'ensemble des équations du système. Pour arriver à n'avoir qu'une boucle, les différentes équations sont résolues de manière couplée, dans un seul système. La résolution suit le schéma de calcul suivant :



Figure 67 : Diagramme du modèle développé sous COMSOL

La pression initiale est la pression de Hertz. La hauteur initiale est constante dans la zone définie par le rayon de contact hertzien et égale à une valeur fixée à l'avance par l'expérimentateur. La résolution du système se fait sur un maillage éléments finis suivant une procédure de type Newton-Raphson.

La résolution du problème doit cependant surmonter trois problèmes importants :

- la taille très importante des matrices nécessaires au calcul,
- une prise en compte satisfaisante des frontières libres,
- des oscillations importantes à forte charge.

Tout ceci est détaillé dans [27]. Les principes de résolution de ces trois problèmes sont toutefois donnés dans la suite du texte, pour une meilleure compréhension du fonctionnement du modèle.

# 3.1.3.4 Problème élastique – réduction de la taille des matrices

Habituellement, dans la résolution des problèmes de contacts EHD, le calcul des équations de la mécanique des solides fait intervenir l'approximation des solides semi-infinis. Dans le cas d'une résolution multi-grille / multi-intégration, cette approximation est parfaitement valide et diminue la complexité des calculs. Dans le cas d'une résolution par éléments finis, cela rend la matrice Jacobienne nécessaire à la résolution du problème pleine et alourdi donc considérablement le calcul. Afin de diminuer la taille de cette matrice de calcul, l'hypothèse du massif semi-infini n'est pas utilisée. On approxime alors la partie

influencée par la zone de contact par un solide fini, noté  $\Omega$ . Les calculs élastiques se feront dans ce solide représenté Figure 68.



Figure 68 : Représentation schématique de la zone de calcul élastique

Le traitement de la déformation des corps solides par la méthode des éléments finis nécessite de définir et d'optimiser un volume représentatif. On choisit ici un cube dont les cotés représentent 60 fois le rayon de contact hertzien. D'après Habchi [27], à partir de cette taille, dans les conditions testées, la différence entre la déformation élastique calculée par cette méthode et par une méthode multi-grille / multi-intégration utilisant l'hypothèse d'un espace semi-infini devient négligeable.

Le calcul consiste à résoudre les équations de la mécanique des solides et à satisfaire l'équilibre des forces et des cisaillements pour chaque volume élémentaire défini par le maillage.

Pour la résolution du calcul, on défini aussi les conditions aux limites suivantes :

- déplacement nul sur la surface inférieure (opposée à la surface recevant le contact)
- $\sigma_n$ =-P sur la surface supérieure
- $\sigma_n=0$  sur la surface inférieure

## 3.1.3.5 Pénalisation

Dans la résolution de l'équation de Reynolds, la sortie du contact présente une frontière libre dont la position n'est pas connue à priori. Par ailleurs, le calcul dans la zone de sortie donne des pressions négatives, ce qui n'est pas physiquement possible.

Pour résoudre ce problème de frontière libre et de condition aux limites en sortie, la méthode employée est la pénalisation. Elle consiste à rajouter le terme  $\xi$ .P à l'équation de Reynolds lorsque la pression calculée est négative. Le terme  $\xi$  est arbitrairement choisi négatif et très grand (de l'ordre de 10<sup>7</sup>) pour forcer la pression à revenir à une valeur pratiquement nulle. De cette manière, une fois le ménisque passé, la pression qui tend par calcul à devenir négative est forcée à revenir à zéro, sa valeur naturelle. On satisfait alors les conditions aux limites de l'équation de Reynolds.

## 3.1.3.6 Comportement oscillatoire de la solution

Du fait de sa nature fortement non linéaire, l'équation de Reynolds connaît des problèmes de stabilité dans les zones de haute pression, pour les contacts fortement chargés. Ces instabilités nuisent à la convergence de la solution et donc aux possibilités du programme. Pour réduire ces instabilités, nous utiliserons la technique dite de « diffusion isotropique » (ID). Elle permet de diminuer de manière significative les oscillations jusqu'à rendre parfaitement lisse la solution. Cette technique consiste à rajouter un terme à l'équation de Reynolds, terme non constant sur le domaine de calcul. Ce terme ne devient pas nul lorsque la solution est atteinte, on perd donc la consistance de l'équation. Cependant, d'après Habchi [27], ce terme est suffisamment faible pour ne modifier que de manière négligeable la solution.

Le terme ajouté est le suivant :

$$ID = \sum_{e=1}^{n_{cr}} \int_{\Omega_{CE}} \rho_{ID} \frac{h_e |\beta^h|}{2l} \nabla P^h \nabla W_P^h d\Omega$$

avec :

 $\rho_{ID}$  le facteur multiplicatif de la diffusion isotropique introduite, généralement 0.8 dans nos calculs,

h<sub>e</sub> la longueur caractéristique du système, d'après la définition du nombre de Peclet  $\beta^{h}$  le tenseur de convection =  $H \partial \overline{\rho} / \partial P$  de manière discrète

1 le paramètre d'interpolation du maillage en éléments finis

P<sup>h</sup> la pression adimensionnée discrète

W<sub>P</sub><sup>h</sup> la fonction de forme de la formulation en éléments finis

 $\Omega$  le domaine de calcul de la pression

 $\Omega_{ce}$  un élément du domaine.

L'équation de Reynolds, en écriture adimensionnée compact devient alors, avec le terme de pénalisation et celui de la diffusion isotropique :

$$\nabla . (\bar{\varepsilon}_X \nabla P) + \nabla . (\bar{\varepsilon}_Z \nabla P) - \frac{\partial (\bar{\rho}H)}{\partial X} - \frac{\partial (\bar{\rho}H)}{\partial Z} - \xi . P^- + ID = 0$$

Avec P<sup>-</sup> la partie négative de la pression.

## 3.1.4 Modèle de calcul du frottement

Dans cette partie 3.1.4, nous expliquerons le fonctionnement du calcul des efforts de frottement, avec ses hypothèses, ses particularités et les équations nécessaires.

## 3.1.4.1 Hypothèses

Le modèle proposé ici calcule uniquement le frottement dans le contact. La pression et l'épaisseur de film proviennent du modèle décrit précédemment, donc d'un modèle isotherme et newtonien. Dans la zone de création de l'épaisseur de film, la pression et le cisaillement sont faibles, c'est pourquoi le calcul de l'épaisseur utilisant un modèle newtonien est généralement proche de la réalité. Dans la zone hertzienne en revanche, le fluide subit de fortes pressions et de forts taux de cisaillement, c'est à cet endroit que les efforts de frottement sont les plus importants. C'est aussi dans cette zone que les effets non Newtoniens

ne peuvent plus être négligés. Par conséquent, pour calculer le frottement, le fluide doit être considéré comme non Newtonien. Ce passage entre deux modèles rhéologiques est une approximation raisonnable de la réalité physique du modèle. Elle est permise car l'épaisseur de film se créée majoritairement dans la zone d'entrée du contact et le frottement est majoritairement généré dans la zone hertzienne. Cette zone n'a par contre que très peu d'influence sur l'épaisseur du film. Le calcul du frottement est exécuté selon un modèle isotherme, le calcul thermique n'étant pas réalisable dans le temps imparti pour cette étude.

#### 3.1.4.2 Maillages

La discrétisation du modèle numérique permettant d'obtenir l'épaisseur de film et la pression est de type éléments finis. Elle est donc variable sur l'étendue du domaine. Le programme permettant de calculer les forces de frottement n'utilise pas ce type de maillage mais un maillage régulier en différences finies. Le maillage comporte 256x256 points de calcul. Pour passer du maillage éléments finis au maillage différences finies, une routine a été intégrée dans le programme afin d'interpoler linéairement le résultat obtenu en EF et le traduire sur un maillage régulier.

## 3.1.4.3 Loi non – newtonienne

La loi rhéologique employée dans les calculs du frottement est la loi de Ree-Eyring, définie dans la partie bibliographique. Cette loi a été choisie car elle est simple d'utilisation. En effet, seul un paramètre est à définir. Cette loi ne présente pas un seuil en contrainte de cisaillement, donc contrairement à ce qui est observé expérimentalement, les résultats numériques du coefficient de frottement augmenteront continuellement. Cependant, dans la gamme de taux de cisaillement qui nous intéresse, ce seuil interviendra peu. La loi de Ree-Eyring garde alors toute sa validité.

Une loi de type « limiting shear stress » aurait aussi pu être utilisée, cependant la présence d'une asymptote engendre des difficultés numériques rendant la complexité du modèle trop importante.

#### 3.1.4.4 Equations

Les forces de frottement s'obtiennent en intégrant les contraintes de cisaillement sur la surface du contact. Dans le cas d'une rhéologie non newtonienne, la viscosité généralisée du fluide devient dépendante de la contrainte de cisaillement. L'expression des contraintes de cisaillement est la suivante :

$$\tau_{xy} = \frac{h}{2} \frac{\partial p}{\partial x} (2y - h) + T_{xy}$$
$$\tau_{yz} = \frac{h}{2} \frac{\partial p}{\partial z} (2y - h) + T_{yz}$$

Avec les termes  $T_{xy}$  et  $T_{yz}$  définis comme suit :

$$T_{xy} = \frac{U_B - U_D}{\underline{h.f(\tau_e)}} \text{ et } T_{yz} = \frac{W_B - W_D}{\underline{h.f(\tau_e)}}$$

Où l'on note  $\tau_e = \sqrt{\tau_{xy}^2 + \tau_{yz}^2}$  la contrainte de cisaillement équivalente et  $f(\tau_e)$  la loi rhéologique choisie (voir 1.1.3.3.).

Dans le cas d'une loi de Ree-Eyring, on écrit :

$$f(\tau_e) = \frac{\tau_0}{\eta} \sinh \frac{\tau_e}{\tau_0}$$

Dans ce cas, on peut montrer que  $\tau_{xy}$  et  $\tau_{zy}$  seront solutions du système suivant :

$$\int_{0}^{h} \frac{\frac{h}{2\tau_{0}} \frac{\partial p}{\partial x} (2y-h) + \frac{T_{xy}}{\tau_{0}}}{\frac{\tau_{e}}{\tau_{0}}} sh\left(\frac{\tau_{e}}{\tau_{0}}\right) dy - \frac{\eta(U_{B} - U_{D})}{h\tau_{0}} = 0$$

$$\int_{0}^{h} \frac{\frac{h}{2\tau_{0}} \frac{\partial p}{\partial z} (2y-h) + \frac{T_{xy}}{\tau_{0}}}{\frac{\tau_{e}}{\tau_{0}}} sh\left(\frac{\tau_{e}}{\tau_{0}}\right) dy - \frac{\eta(W_{B} - W_{D})}{h\tau_{0}} = 0$$

On résout ce système à deux équations non linéaires à l'aide d'un algorithme de Newton – Raphson. Le résultat est la connaissance des contraintes de cisaillement en tout point du domaine. L'intégration sur une surface de ces contraintes donnera les forces de frottement longitudinales et transversales.

## 3.1.5 Validation des modèles

Deux huiles différentes ont été testées lors des simulations. La première, l'huile dite BM est une huile de base abondamment étudiée, notamment lors de la thèse de Molimard [46]. La deuxième huile, dite T9, est aussi une huile de base et a été fournie par SKF. La validation du modèle simulant les épaisseurs et les pressions se fera en comparant les épaisseurs simulées avec celles données par une référence, la formule proposée par Hamrock et Dowson [29].

## 3.1.5.1 Validation du modèle épaisseur de film et pression

## 3.1.5.1.1 Huile BM

Durant sa thèse, Molimard [46] a réalisé de nombreuses mesures d'épaisseur à l'aide du banc d'essais JEROTRIB. A l'aide des nombreux points expérimentaux obtenus, il a pu vérifier la précision de la loi de Hamrock et Dowson sur l'épaisseur centrale de film. Toutefois, en ce qui concerne l'épaisseur minimale de film, il a montré que son domaine de validité était plus restreint que prévu. De plus, les valeurs données par cette relation étaient toujours supérieures à celles mesurées lors des expériences.

Pour valider notre programme, des simulations ont été entreprises avec les mêmes conditions opératoires que celles de Molimard puis avec celles utilisées lors des essais réalisés avec Tribogyr (Tableau 8 et Tableau 9).

Lubrifiant	Huile BM
Température	50°C
Matériaux	Acier / verre
Charge	27N, soit p <sub>h</sub> =0.5GPa avec un R <sub>B</sub> =12.7mm
Vitesse d'entraînement	0.5 à 4m/s, roulement pur

Tableau 8 : Conditions des simulations de validation avec l'huile BM, banc d'essais Jerotrib

Lubrifiant	Huile BM
Température	25 et 40°C
Matériaux	Acier / acier
Charge	800 et 1500N, soit p <sub>h</sub> =0.94 et 0.845GPa avec
	$R_B=50mm$ et $R_B=80mm$
Vitesse d'entraînement	2 à 5m/s, roulement pur

Tableau 9 : Conditions des simulations de validation avec l'huile BM, banc d'essais Tribogyr

On trace (Figure 69) le rapport entre la hauteur obtenue grâce au modèle développé lors de cette thèse et la valeur obtenue par la formule de Hamrock et Dowson en fonction de la valeur du paramètre de Moes M ( $M=W_2/U^{3/4}$ ). Une valeur de 1 représente un accord parfait entre la référence (Hamrock&Dowson) et le modèle développé.



Figure 69 : Comparaison du modèle numérique par rapport à la loi de Hamrock&Dowson, huile BM

Les épaisseurs centrales et minimales de la simulation ne s'accordent pas de la même manière avec les résultats calculés. Les épaisseurs centrales sont obtenues avec un bon accord tandis que les épaisseurs de film minimales le sont avec une différence plus importante. De plus, cet écart augmente quand le facteur M augmente.

Avec un accord compris entre 90% et 100%, on peut considérer que le modèle est valide en ce qui concerne l'épaisseur centrale de film. En ce qui concerne l'épaisseur minimale, dans le cas des simulations à haute pression et grande vitesse, les résultats sont à prendre avec précaution car la formule de Hamrock et Dowson n'est plus aussi fiable que pour des valeurs de M peu élevées.

## 3.1.5.1.2 Huile T9

S. Bair de l'université Georgia Tech a réalisé pour nous une étude détaillée des caractéristiques de l'huile T9. Il en a déduit les paramètres des lois de Tait et Tait-Doolittle pour décrire les relations densité – pression - température et viscosité – pression - température. Le modèle a été comparé avec la formule de Hamrock et Dowson, de la même manière qu'avec l'huile BM. Les résultats proviennent de simulations avec les conditions suivantes :

- Contact acier/acier en roulement pur
- R<sub>B</sub>=12,7mm, 38N (0.845GPa), 40 et 30°C, 0.8 à 1.7m/s
- R<sub>B</sub>=80mm, 1500N (0.845GPa), 30°C, 1, 2 et 3 m/s



Figure 70 : Comparaison du modèle par rapport à la loi de Hamrock&Dowson, huile T9

Les résultats simulés et ceux provenant des résultats de la loi de Hamrock et Dowson sont proches en ce qui concerne l'épaisseur centrale. Tout comme les simulations réalisées avec l'huile BM, l'écart pour l'épaisseur minimale est plus important que pour l'épaisseur centrale. De plus, cette différence augmente quand le paramètre M augmente. Avec la loi de Tait-Doolittle, l'accord entre la référence EHD qu'est la loi de Hamrock et Dowson est presque parfait sur tout le domaine testé. Celui-ci correspondant au domaine d'étude de Tribogyr.

## 3.1.5.2 Validation du modèle de frottement

Le modèle a été validé dans des conditions différentes de celles étudiées sur Tribogyr. Les calculs se faisant en régime isotherme les résultats devaient être comparés avec des données expérimentales où l'influence des effets thermiques est faible. Sur Jerotrib, le rayon de contact hertzien est faible aux conditions testées et la régulation thermique de grande qualité, les effets thermiques restent donc modérés sur Jerotrib. Les comparaisons ont par conséquent été menées avec les résultas provenant de ce banc d'essais, avec l'huile T9 comme lubrifiant. Les conditions sont les suivantes :

R<sub>B</sub>=12.7mm, W=38N, U<sub>e</sub>=2m/s, T=25°C



Figure 71 : Coefficient de frottement expérimentaux (courbe bleue) et numériques (courbe rose) en fonction du taux de glissement

La corrélation entre le modèle et l'expérience est parfaite jusqu'à un taux de glissement de 10% aussi bien pour les glissements négatifs que positifs. Le modèle est donc valide pour cette zone de taux de glissement. Il permettra d'analyser les effets du pivotement sur la pente à l'origine des courbes.

Pour des taux de glissement supérieurs, les effets de limites en contrainte ainsi que les effets thermiques tendent à stabiliser les résultats expérimentaux à une valeur dite plateau de frottement. Dans le même temps, l'utilisation de la loi de Ree-Eyring et l'absence de prise en compte des phénomènes thermique font que les résultats numériques augmentent continuellement en fonction du taux de glissement. Par conséquent, les résultats du modèle et ceux de l'expérience s'éloignent quand le taux de glissement absolu augmente. Le modèle ne sera plus valide pour des taux de glissement importants.

## 3.2 Résultats des simulations

## 3.2.1 Conditions opératoires

Les cas testés à l'aide de Tribogyr ont servi de données d'entrée aux simulations numériques. Les conditions opératoires sont donc les mêmes que celles des tests sur Tribogyr. En plus de ces essais correspondant aux cas Tribogyr, d'autres ont permis de simuler des cas peu ou pas réalisables expérimentalement. Il s'agit de cas à des angles très faibles ( $\lambda$ <1°) ou très grands ( $\lambda$ >10°). Deux séries d'expériences sont décrites, avec deux huiles différentes.

Huile BM	
Matériaux	Acier / acier
Rayon de l'éprouvette sphérique	50mm
Charge	800N, soit p <sub>h</sub> =0.94GPa
Température	25°C
Vitesses d'entraînement	2m/s
Angles	$0.5 < \lambda < 90^{\circ}$

 Tableau 10 : Conditions des cas simulés avec l'huile BM

	Huile T9
Matériaux	Acier / acier
Rayon de l'éprouvette sphérique	80mm
Charge	1500N, soit p <sub>h</sub> =0.845GPa
Température	30°C
Vitesses d'entraînement	1, 2 et 3m/s
Angles	$0.5 < \lambda < 7^{\circ}$

Tableau 11 : Conditions des cas simulés avec l'huile T9

## 3.2.2 Calcul de l'épaisseur de film et de la pression

Lors des expériences, la valeur de l'épaisseur de film nous est inconnue. Nous utilisons donc le modèle présenté en début de chapitre pour approcher cette valeur et surtout connaître son évolution en fonction de l'angle  $\lambda$ , donc du pivotement.

Les graphiques Figure 72 et Figure 73 représentent les épaisseurs centrale et minimale de film en fonction de l'angle d'inclinaison de la broche inférieure. Sur la première figure, sont reportés les résultats d'essais avec l'huile BM, avec des angles de 0.5 à 90°, à une vitesse d'entraînement de 2m/s. Sur la deuxième figure, on a tracé les résultats obtenus avec l'huile T9, pour des angles de 0.5 à 7°, à des vitesses d'entraînement de 1, 2 et 3m/s.

Dans tous les cas, on se place dans un cas à roulement pur. Les effets thermiques étant principalement générés par le cisaillement provenant du glissement, l'absence de vitesse de glissement permet d'avoir des résultats théoriques (calcul isotherme dans notre cas) plus proche de ce qui se passe expérimentalement que dans un cas avec glissement.



Figure 72 : Epaisseur de film avec l'huile BM en fonction de l'angle d'inclinaison

Pour l'huile BM, en partant d'un angle de 90°, les deux épaisseurs restent quasiment stables jusqu'à des angles peu importants. C'est seulement pour des angles inférieurs à 4° pour l'épaisseur centrale et 6° pour l'épaisseur minimale qu'une diminution de ces valeurs apparaît.



Figure 73 : Epaisseur de film avec l'huile T9, en fonction de l'angle d'inclinaison

A partir de la Figure 73, on constate que pour l'huile T9, comme pour les résultats avec l'huile BM, les épaisseurs ne diminuent significativement que pour des valeurs d'angle  $\lambda$ 

faibles. Elles chutent plus rapidement lorsqu'on est proche d'une configuration de type pivotement pur. On remarque aussi que plus la vitesse d'entraînement augmente, plus les résultats sont influencés par l'angle d'inclinaison de la broche. Cette tendance est peut-être influencée parce que l'épaisseur augmente aussi quand la vitesse d'entraînement augmente. On trace alors le rapport entre l'épaisseur avec pivotement et sans pivotement, en fonction de l'angle.



Figure 74 : Rapport épaisseur sur épaisseur à  $\lambda$ =90°, en fonction de l'angle d'inclinaison

Les courbes étant quasiment confondues, on voit que la vitesse d'entraînement n'intensifie pas les effets du pivotement, comme le laissait penser la Figure 73. Cependant, la Figure 74 révèle que l'épaisseur minimale est plus sensible à l'introduction de pivotement que l'épaisseur centrale.

Ayant défini dans le chapitre II deux paramètres permettant de quantifier le pivotement, nous pouvons tracer les courbes d'épaisseur de film en fonction d'un des deux paramètres. Dans ce cas, le paramètre  $\sigma$  parait le plus adapté car on a vu précédemment qu'il discriminait les effets du pivotement en fonction de l'angle d'inclinaison. Nous allons reprendre les points de la Figure 74 et les tracer en fonction de ce paramètre.



Figure 75 : Rapport épaisseur sur épaisseur à  $\lambda$ =90°, en fonction de  $\sigma$ 

Le rapport des épaisseurs centrales est peu modifié par le pivotement exprimé par  $\sigma$ . Le rapport des épaisseurs minimales par contre diminue quasi linéairement en fonction de l'augmentation du pivotement.

Comme on l'a vu dans le chapitre I, la diminution globale de l'épaisseur de film est liée à des diminutions locales de cette épaisseur. Pour comprendre les évolutions locales de l'épaisseur de film, on trace l'épaisseur de film en fonction de  $\lambda$  suivant une ligne transversale à la direction principale du roulement.



Figure 76 : Profils transversaux de l'épaisseur adimensionnée de film sur la ligne x=0, R80mm, 1500N, 0.5<λ<90°

Les tracés les plus symétriques sont ceux obtenus pour un angle  $\lambda$  de 90°, les tracés suivants représentent 7, 4, 2, 1 et 0,5°. Les résultats obtenus à des angles compris entre 90 et 2° sont presque confondus, cela veut dire que le pivotement introduit est faible et/ou a peu d'effet sur l'épaisseur de film. On remarque cependant que l'épaisseur minimale du profil (Figure 76), qui n'est pas l'épaisseur minimale du contact est bien plus influencée par l'angle que l'épaisseur centrale, ce qui est conforme aux résultats de [15].

En traçant le rapport entre les épaisseurs aux points  $z=\pm a$ , « a » étant le rayon du contact hertzien, en fonction de l'angle d'inclinaison, comme le montre la Figure 77, on se rend compte qu'en relatif, cette différence est uniquement fonction de l'angle et non de la vitesse d'entraînement, tout comme les rapports entre les épaisseurs centrales et minimales présenté Figure 74.



Figure 77 : Rapport entre l'épaisseur au point (0, -a) et le point (0, +a), en fonction de  $\lambda$ 

On a remarqué que les épaisseurs de film étaient modifiées par l'introduction du pivotement. On trace alors de la même manière que la Figure 76 les pressions dans le film. On trace deux profils de pression, à  $\lambda = 1$  et 90°, à 1m/s.



Figure 78 : Pression adimensionnée dans le film, sur la ligne x=0, R80mm, 1500N

Sur le graphique, malgré la présentation de cas extrêmes, les différences des courbes de pression sont négligeables. On notera quelques oscillations d'ordre numérique sur les courbes. Ces résultats montrent que la pression n'est quasiment pas influencée par l'introduction du pivotement dans les composantes de vitesse. Cette conclusion avait déjà été faite par plusieurs auteurs ayant étudié les effets du pivotement sur les conditions de contact (voir le chapitre I).

## 3.2.3 Calcul du coefficient de frottement

Une fois que les champs d'épaisseur de film et de pression sont connus, on peut les introduire dans le deuxième modèle. Ce modèle permet de calculer les efforts de frottement grâce à l'utilisation d'une rhéologie non newtonienne. La loi rhéologique utilisée pour simuler le comportement du fluide en fonction du taux de cisaillement est la loi de Ree-Eyring. Dans un premier temps, il a fallu déterminer le paramètre  $\tau_0$  nécessaire à l'utilisation de cette loi.

Dans un deuxième temps, les efforts de frottement en présence de pivotement ont été calculés en fonction du taux de glissement.

## **3.2.3.1** Obtention de $\tau_0$

Dans le cas de l'huile BM comme dans celui de l'huile T9, le coefficient  $\tau_0$  n'est pas connu. Pour l'obtenir indépendamment du banc d'essais dont nous voulons simuler les conditions de fonctionnement, des essais sur Jerotrib [46] ont été entrepris. Les paramètres des essais ont été réglés de telle sorte que la pression hertzienne, la vitesse d'entraînement et la température soient les mêmes que lors des essais sur Tribogyr (0.95GPa, 2m/s, 25°C pour l'huile BM et 0.845GPa, 2m/s, 30°C pour l'huile T9). Des différences entre les deux bancs d'essais existent toutefois du fait de l'absence de pivotement avec Jerotrib et surtout de l'environnement thermique qui est différent entre Tribogyr et Jerotrib.

Pour obtenir les valeurs de contraintes de Ree-Eyring, des courbes de frottement ont été tracé numériquement et comparées aux résultats expérimentaux ayant les mêmes conditions opératoires. Plusieurs valeurs du paramètre d'entrée  $\tau_0$  ont été utilisées pour calculer le frottement jusqu'à ce que la différence entre expérience et simulation soit jugée suffisamment faible (différence <1% sur la zone SLR = ±10%).

Le résultat des ajustements entre les courbes simulées et expérimentales pour chaque lubrifiant donne les valeurs suivantes :

Huile BM :  $\tau_0$ =4.34MPa Huile T9 :  $\tau_0$ =6.2MPa

On notera que la valeur de  $\tau_0$  trouvée ici n'est pas constante. En effet, elle varie, pour un même lubrifiant, en fonction de la température, de la pression, et plus faiblement de la vitesse d'entraînement à cause de la dissipation thermique associée. Les valeurs de  $\tau_0$  trouvées pour l'huile T9, pour quelques pressions et vitesses d'entraînement obtenues sur Jerotrib sont par exemple :

 $U_e=2m/s$ , 38N donne  $\tau_0=6.2MPa$  $U_e=0.8m/s$ , 38N donne  $\tau_0=6.7MPa$  $U_e=0.8m/s$ , 13N donne  $\tau_0=7.9MPa$ 

De plus, cette valeur ne sera pas rigoureusement la même dans l'environnement de Tribogyr du fait d'une dissipation thermique et donc d'une température plus élevée dans le contact de plus grande dimension. Les résultats des simulations donneront donc des coefficients de frottement plus élevés que ceux obtenus expérimentalement grâce à Tribogyr. Cependant, ce qui nous intéresse ici est plutôt l'évolution des efforts de frottement en fonction du pivotement imposé.

## 3.2.3.2 Résultats

Seuls les résultats obtenus avec l'huile T9 seront présentés, ceux obtenus avec l'huile BM sont moins complets mais montrent les mêmes tendances. On commence par montrer les résultats du coefficient de frottement dans le sens du roulement, en fonction du taux de glissement, puis le coefficient de frottement transversal au roulement, toujours en fonction du taux de glissement.



Figure 79 : Coefficient de frottement longitudinal en fonction de SLR à λ=1 ; 2 ; 4 ; 7 ; 90°, huile T9



Figure 80 : Coefficient de frottement transversal en fonction de SLR à λ=1 ; 2 ; 4 ; 7 ; 90°, huile T9

Ces courbes donnent les coefficients de frottement longitudinal et transversal en fonction du glissement et de l'angle  $\lambda$ , en isotherme. En ce qui concerne les résultats du frottement dans le sens du roulement, ceux-ci présentent les mêmes tendances que celles observées lors des expérimentations. La tendance à la diminution des valeurs du plateau ne peut pas être étudiée en détail, d'une part du fait de l'absence de limite dans la loi de Ree-Eyring utilisée et d'autre part à cause de l'hypothèse de régime isotherme dans le contact. La tendance à la diminution de la pente à l'origine peut par contre être prise en considération et on peut remarquer que cette diminution n'est pas directement proportionnelle à la diminution de l'angle, bien que liée à celui-ci.

La Figure 80 représente une valeur que Tribogyr ne peut pas encore donner, le frottement perpendiculaire à la direction d'entraînement. Cette absence de mesure sur Tribogyr s'explique par les valeurs faibles du frottement dans cette direction. Ces valeurs sont pour le moment trop faibles pour être mesurées sur Tribogyr.

Le résultat à 90° donne une valeur très faible pour des glissements non nuls et un pic quand celui-ci tend vers zéro. Quand l'angle diminue, la valeur absolue maximale des courbes augmente légèrement pour se stabiliser. La zone entre la courbe et la droite des abscisses augmente fortement jusqu'à l'obtention d'un frottement quasiment continu sur la gamme de glissement étudiée. En diminuant l'angle, on augmente le pivotement, donc les efforts selon la direction transverse, quel que soit le taux de glissement. La stabilisation des efforts transverses provient en revanche des effets non newtoniens de la rhéologie du fluide.

En étudiant chaque courbe attentivement, on peut noter que pour des valeurs de taux de glissement identiques en valeurs absolues mais de signes opposés, l'effort de frottement est plus faible pour le taux de glissement positif, donc quand la vitesse de rotation de l'éprouvette sphérique est plus grande et par conséquent quand le pivotement est plus élevé. Cette remarque est vraie sauf pour les courbes à 90° et 1°. A 90°, il n'y a pas de pivotement donc il est normal que la courbe soit symétrique par rapport à l'axe des ordonnées. A 1° par contre, il semblerait que le pivotement soit suffisamment important sur l'étendue de la courbe que celle-ci ne soit plus influencée par les variations de pivotement engendrées par la différence des taux de glissement de la gamme étudiée.

## 3.3 Comparaison des simulations et des expérimentations

Le modèle présenté n'est valable que si les résultats qu'il donne sont proches de ceux obtenus expérimentalement sur Tribogyr, pour des conditions identiques. Les seuls résultats comparables sont les courbes de frottement. Nous allons donc comparer les résultats obtenus avec les deux approches et montrer les points communs, mais aussi les différences, et tenter d'expliquer leurs provenances.

Les deux graphiques suivants présentent des résultats expérimentaux et numériques du coefficient de frottement en fonction du taux de glissement, à une vitesse d'entraînement de 2m/s pour toutes les courbes et à des angles  $\lambda$  de 7° et 2°.





Figure 81 : Coefficient de frottement en fonction de SLR, résultats simulés et expérimentaux, λ=7°



La comparaison des courbes nécessite de s'attarder sur trois points : les valeurs maximales atteintes (les plateaux en ce qui concerne les résultats expérimentaux), la pente à l'origine c'est-à-dire les pentes autour du point à glissement nul et la valeur de coefficient de frottement à glissement nul.

En ce qui concerne les valeurs de frottement aux grands taux de glissement, elles ne sont pas comparables du fait, d'une part, de l'utilisation de la loi de Ree-Eyring et d'autre part, de la non prise en compte des effets thermiques dans les simulations. En utilisant la loi de Ree-Eyring, le frottement calculé en isotherme sera continuellement croissant alors que le fluide présente une limite en contrainte de cisaillement. Cette contrainte est visible sur la courbe Figure 83. Il s'agit d'un résultat du coefficient de frottement en fonction du glissement sur la machine Jerotrib, à faible vitesse d'entraînement. L'utilisation de ce banc d'essais et d'une vitesse faible permet de minimiser les effets thermiques et donc de n'avoir que les effets rhéologiques sur le coefficient de frottement



Figure 83 : Coefficient de frottement en fonction du taux de glissement, obtenu sur Jerotrib,  $R_B$ =12.7mm,  $U_e$ =0.8m/s, W=38N

Les effets thermiques sont la deuxième cause expliquant la différence des résultats de coefficient de frottement à fort taux de glissement entre simulation et expérience. Ces effets ne sont pas pris en compte dans les simulations alors que dans le cas expérimental, les effets thermiques augmentent avec le taux de glissement et, en diminuant la viscosité du lubrifiant, diminuent le coefficient de frottement.

Ces deux effets, rhéologique et thermique, expliquent que plus le taux de glissement est grand, en valeur absolue, plus la différence entre expérience et modèle sera grande.

Quand on compare les pentes à l'origine entre les résultats numériques et expérimentaux, on constate qu'elles sont proches, ce qui montre que les effets thermiques sont faibles et que le modèle rhéologique utilisé permet une bonne corrélation entre le modèle et l'expérience, pour ces taux de glissement peu importants. Toutefois, en regardant plus attentivement les courbes, on peut noter que la corrélation entre les courbes expérimentales et numériques est légèrement moins bonne pour un angle de 2°. Ce résultat est à mettre sur le compte des effets thermiques introduits par le pivotement, ces effets existant même en l'absence de glissement et n'étant pas pris en compte par le modèle numérique.

A glissement nul, il existe toutefois un décalage en coefficient de frottement entre les courbes. Le modèle numérique donne un résultat quasiment nul pour un taux de glissement nul. A contrario, les résultats expérimentaux ne sont pas nuls et augmentent quand l'angle diminue. Le décalage entre expérience et simulation est donc faible à 7°, alors qu'à 2°, le décalage est important. Ce décalage n'étant pas reproduit par le modèle numérique, il doit provenir de phénomènes que le modèle numérique ne prend pas en compte.

Grâce aux Figure 81 et Figure 82, on constate que les résultats numériques et expérimentaux ont à la fois des points communs et des différences. Les points communs prouvent que le modèle tel qu'il est conçu rempli une partie des attentes. Les différences, au contraire, révèlent que ce modèle a encore besoin de raffinement pour s'approcher encore plus de la réalité. Toutefois, malgré les hypothèses nécessaires au calcul : contact isotherme, pas de sous-alimentation, rhéologie newtonienne pour le calcul de l'épaisseur de film et loi de Ree-Eyring pour le calcul du frottement, le modèle prédit correctement l'évolution du coefficient

de frottement aux alentours du glissement nul. De plus, grâce à ces hypothèses, ce modèle va nous permettre de discriminer certains effets existant dans la réalité physique mais non pris en compte dans le modèle.

## 3.4 Conclusion de la partie modélisation

Dans ce chapitre, la méthode de résolution en deux parties distinctes, une pour le calcul de l'épaisseur de film et la pression, l'autre pour le calcul du frottement, a été présentée. Ces modèles possèdent, du fait du pivotement, des composantes de vitesse particulières, différentes de celles des modèles classiques. L'introduction du pivotement modifie les conditions de contact. Malgré les hypothèses de régime isotherme et l'utilisation de deux modèles rhéologiques différents, la méthode numérique permet d'observer des tendances comme :

- une diminution de l'épaisseur centrale de film et de l'épaisseur minimale, cette dernière étant plus affectée,
- une dissymétrie de l'épaisseur suivant une ligne perpendiculaire à la direction de roulement qui augmente quand le pivotement augmente,
- une pente du coefficient de frottement en fonction du glissement qui diminue,
- un effort transversal au roulement qui augmente légèrement et tend vers une valeur limite sur la gamme de glissement étudiée.

Certaines de ces conclusions correspondent aux observations faites lors des essais expérimentaux. D'autres permettent d'obtenir des informations impossibles à obtenir à l'aide de Tribogyr.

Finalement, la comparaison entre le modèle décrit ici et les résultats expérimentaux prouvent que les simulations reproduisent correctement les effets du pivotement sur le coefficient de frottement aux alentours du glissement nul. La comparaison entre les résultats nous permettra de discuter la manière dont le pivotement modifie les conditions de contact et ainsi conclure sur ses effets. Ces discussions seront décrites dans le chapitre qui suit.
# 4 Chapitre IV : Discussion sur les effets du pivotement

Le but de cette thèse est de mieux comprendre les mécanismes induits par le pivotement, d'une part en mesurant ses effets sur le frottement à l'aide du dispositif Tribogyr et d'autre part en analysant les conséquences locales grâce à un modèle numérique. Nous allons dans un premier temps détailler la relation entre l'angle  $\lambda$  et le pivotement, ce qui permettra de montrer que les conditions de contact varient de manière non linéaire avec une variation de cet angle.

Ue fois ces bases posées, nous détaillerons les modifications qu'engendre le pivotement sur les conditions de contact. Nous procèderons par étapes, en partant des effets du pivotement sur la distribution des vitesses des surfaces dans la zone de contact. Puis nous étudierons leurs conséquences sur l'épaisseur de film, le taux de cisaillement et finalement la répartition des contraintes de cisaillement sur les surfaces. Finalement nous repasserons de ces réflexions sur les aspects locaux du pivotement aux aspects globaux, c'est-à-dire aux efforts de frottement.

## 4.1 Rappel : Relation angle – pivotement

Dans le cas de Tribogyr, le pivotement est introduit en faisant varier l'angle d'inclinaison  $\lambda$  de la broche inférieure. Le pivotement est maximal dans le cas où les axes de rotation des broches, supérieure et inférieure, sont colinéaires, et minimal dans le cas où les axes sont perpendiculaires. Le pivotement tel que défini par les paramètres SP et  $\sigma$  n'évolue cependant pas de manière linéaire avec l'angle  $\lambda$ . Cette relation s'explique bien avec la Figure 84 représentant l'évolution, à vitesse d'entraînement constante, du paramètre de pivotement SP en fonction de l'angle d'inclinaison de la broche inférieure. On aurait des résultats équivalents en traçant  $\sigma=f(\lambda)$ .

Comme on peut le remarquer, le pivotement traduit par SP tend vers l'infini quand l'angle  $\lambda$  tend vers zéro (configuration de type "perceuse") et vers zéro quand l'angle tend vers 90° (tribomètre bille sur disque classique). La courbe est cependant intéressante car on voit bien l'évolution en cosinus du pivotement, au travers du paramètre SP, en fonction de  $\lambda$ . Les effets du pivotement augmenteront donc rapidement avec la diminution de  $\lambda$ .

$$SP=2a.\omega_{BY}=2a.\omega_{B.}\cos(\lambda)$$

La discussion qui suit se fera en comparant des résultats obtenus avec un angle de  $90^{\circ}$ , donc sans pivotement, à des résultats obtenus à  $2^{\circ}$ , donc en présence d'un pivotement significatif sans être extrême.



## 4.2 Effets locaux du pivotement

## 4.2.1 Vitesses locales

Pour expliquer les effets du pivotement qui sont identifiés à l'aide de Tribogyr, il est nécessaire de s'attarder sur les effets locaux du pivotement. Tout d'abord dans le cas de Tribogyr, le pivotement engendre une modification du champ de vitesse des deux solides en présence. Le pivotement est décrit en premier lieu par les équations de vitesses sur chaque solide. Dans le cas du disque, les équations sont les suivantes :

$$\vec{V}_D^0(A_D) = \begin{pmatrix} U_{Dx} \\ U_{Dy} \\ U_{Dz} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \omega_{DY} \cdot R_P - \omega_{DY} \cdot z \\ 0 \\ \omega_{DY} \cdot x \end{pmatrix}$$

Pour les cas testés sur Tribogyr, la valeur du rayon de piste sur le disque  $R_P$  est toujours importante tandis que les valeurs maximales de x et z sont égales à  $\pm a$ . Le pivotement introduit par ce solide restera donc faible devant la composante d'entraînement  $\omega_{DY}$ .  $R_P$ .

Dans la suite de cette analyse, nous ne prendrons pas en compte le pivotement introduit par le disque car il est faible devant celui introduit par l'éprouvette sphérique. En effet, l'expression des vitesses à la surface de cette éprouvette, déjà présentée dans le chapitre II est la suivante :

$$\vec{V}_B^0(A_B) = \begin{pmatrix} U_{Bx} \\ U_{By} \\ U_{Bz} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \omega_B \sin \lambda (R_B + h_0 - h(x, z)) + z \cdot \omega_B \cos \lambda \\ x \cdot \omega_B \sin \lambda \\ -z \cdot \omega_B \cos \lambda \end{pmatrix}$$

On fera plusieurs hypothèses :

- les termes  $h_0$ -h(x,z) représentant l'enfoncement des corps solides sont négligeables devant  $R_B$ ,
- dans la zone de contact, la vitesse suivant l'axe y est négligeable devant celles selon x et z.

Grâce à ces hypothèses, le vecteur vitesse sur la surface de l'éprouvette sphérique devient :

$$\vec{V}_B^0(A_B) = \begin{pmatrix} U_{Bx} \\ U_{Bz} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_b \omega_B \sin \lambda + z \cdot \omega_B \cos \lambda \\ -x \cdot \omega_B \cos \lambda \end{pmatrix}$$

Ces simplifications permettent de décomposer les vecteurs vitesses à la surface de l'éprouvette sphérique selon trois composantes, comme le montre la Figure 85. La cartographie représente le cas Tribogyr simulé avec les conditions cinématiques suivantes :  $R_B=80$ ,  $\lambda=2^\circ$  et  $U_e=3m/s$ .



Figure 85 : Décomposition des différentes composantes de vitesse sur la surface de l'éprouvette sphérique

Les trois composantes de vitesse sont les suivantes : une composante invariable, la vitesse d'entraînement, et deux composantes variables sur la surface du contact qui s'ajoutent à la composante continue. Les effets de ces composantes font que la direction comme la norme du vecteur vitesse en chaque point varient selon l'endroit qui est pris en compte. Ces variations sont linéaires et centrées sur le centre du contact.

En combinant ces composantes, on se rend compte que la norme et la direction de la vitesse sont directement reliées à la position de l'axe de rotation de l'éprouvette (cf. Figure 25). Plus cet axe est proche du contact, à vitesse constante, plus les variations de la norme et de la direction de la vitesse seront importantes. Cette position a donc une importance considérable sur les conditions de contact. On notera que si cet axe passe par l'aire de contact, on aura bien sûr une zone de vitesse nulle mais aussi des parties présentant des vitesses de directions opposées. On en donne un exemple à l'aide de la cartographie Figure 86.

La position de l'axe de rotation modifie à la fois les conditions cinématiques dans le contact lui-même et à sa périphérie. Cela concerne notamment la zone d'entrée et peut donc modifier les conditions d'alimentation en lubrifiant.



Figure 86 : Cartographie des vitesses locales sur l'éprouvette sphérique, R<sub>B</sub>=80mm, U<sub>B</sub>=3m/s, λ=0.5°

Sans aller jusqu'au cas extrême de la Figure 86, à la vue des résultats précédents l'introduction de pivotement modifie les conditions de contact, notamment les vitesses locales, à l'entrée comme dans le contact. Ces modifications entraînent par la suite des changements de l'épaisseur de film et des contraintes de cisaillement locales.

Comme cela a été présenté dans la partie numérique, le pivotement a deux effets sur l'épaisseur de film : une diminution globale et une dissymétrie de l'épaisseur selon la direction principale de roulement. L'épaisseur globale est reliée à la vitesse d'entraînement, cependant dans le cas d'un contact avec pivotement, les vitesses locales à l'entrée du contact ne sont pas homogènes, en norme et en direction. Les épaisseurs locales seront donc modifiées par rapport à un contact sans pivotement. Cette modification d'épaisseur ainsi que ses effets sont détaillés dans la suite. Les effets sur les contraintes locales seront abordés plus tard.

## 4.2.2 Epaisseurs locales

Les modifications de vitesses et d'épaisseurs ont une forte influence sur les taux et contraintes de cisaillement locaux, ces mêmes taux et contraintes générant les efforts de frottement que nous mesurons avec Tribogyr ou calculons avec le modèle numérique. Dans les Figure 87 et Figure 88 les champs de vitesses locales, puis les épaisseurs sur la ligne x=0 sont présentés pour deux conditions, l'une sans pivotement, soit  $\lambda$ =90° et l'autre avec un pivotement important,  $\lambda$ =2°. En comparant les quatre graphiques, on perçoit l'influence de la perte de symétrie du champ de vitesse pour l'angle de 2° sur le champ d'épaisseur. Cette différence de hauteur entre les bords interne et externe du contact va modifier le taux de cisaillement local. En théorie, cette dissymétrie va engendrer un plus grand taux de cisaillement là où l'épaisseur est la plus faible et la norme de la vitesse la plus importante, et à l'opposé, un taux de cisaillement plus faible là où l'épaisseur est la plus grande et la norme de la vitesse la plus forte épaisseur subit également les vitesses les plus importantes. Seule l'étude détaillée des conditions d'écoulement locales permettra de déterminer les parties les plus sollicitées.



Figure 87 : Champs des vitesses locales, pour  $\lambda$ =90° (gauche) et  $\lambda$ =2° (droite), R<sub>B</sub>=80, U<sub>e</sub>=3m/s, W=1500N



Figure 88 : Epaisseurs de film en x=0, pour  $\lambda$ =90° (gauche) et  $\lambda$ =2° (droite), R<sub>B</sub>=80, U<sub>e</sub>=3m/s, W=1500N

## 4.2.3 Contraintes de cisaillement locales

Les schémas présentés Figure 89 et Figure 90 représentent la répartition des contraintes de cisaillement avec les mêmes conditions que pour les schémas ci-dessus. Le taux de glissement n'est que de 5% car à ce taux, les différences entre résultats avec et sans pivotement sont importantes tout en gardant des valeurs comparables aux expérimentations du fait de la faible dissipation thermique. Rappelons qu'un taux de glissement positif correspond à  $U_B>U_D$ , donc à la vitesse de l'éprouvette sphérique plus importante, en moyenne sur la zone de contact, que celle du disque. Les valeurs de contraintes de cisaillement données par l'échelle de couleurs sont en MPa.



Figure 89 : Contraintes de cisaillement  $\tau_{xy}$  calculées, pour  $\lambda$ =90° (gauche) et  $\lambda$ =2° (droite), R<sub>B</sub>=80, U<sub>e</sub>=3m/s, W=1500N, SLR=5%



Figure 90 : Contraintes de cisaillement  $\tau_{yz}$  calculées, pour  $\lambda$ =90° (gauche) et  $\lambda$ =2° (droite), R<sub>B</sub>=80, U<sub>e</sub>=3m/s, W=1500N, SLR=5%

On donne aussi les coefficients de frottement correspondants pour ces conditions de contact :

λ	90°	2°
Coefficient de frottement suivant la direction de roulement	0.058	0.014
Coefficient de frottement transversal au roulement	0.0005	0.0013

Tableau 12 : Coefficients de frottement longitudinaux et transversaux calculés

Les deux cartographies de la Figure 89 montrent la répartition de la contrainte de cisaillement selon la direction du roulement pour deux valeurs extrêmes de  $\lambda$ . Les maxima sont les mêmes, à environ 10MPa alors que les minima sont très différents, zéro en l'absence de pivotement contre -9MPa avec un angle de 2°. Une analyse plus fine des niveaux de

contraintes pour un angle de 90° indique que les niveaux suivent la distribution de la pression dans le contact et qu'il n'y a pas de valeur négative.

En introduisant du pivotement, les vitesses locales ne sont plus identiques à la vitesse au centre du contact. Il arrive alors que sur une zone du contact, la vitesse locale de l'éprouvette sphérique soit inférieure à la vitesse du disque. Cela engendre une inversion des contraintes de cisaillement, ce qui est observé dans la partie droite de la Figure 89 pour  $\lambda=2^{\circ}$ . Dans ce cas, les contraintes dans le contact ne suivent plus la forme donnée par la pression, à cause du pivotement. Cette inversion, en diminuant la valeur moyennée des contraintes sur la surface de contact, explique en partie pourquoi les efforts macroscopiques mesurés ou calculés sont plus faibles en présence de pivotement que sans (voir Tableau 12).

En augmentant le taux de glissement, tout en conservant la vitesse d'entraînement et l'angle  $\lambda$  constants, la vitesse moyenne de l'éprouvette sphérique augmente. Ainsi l'étendue de la zone où la vitesse locale était initialement inférieure à celle du disque, là où la contrainte était négative, diminue. L'intégrale des contraintes de cisaillement locales ne peut qu'augmenter, l'effet du pivotement diminuera donc en augmentant le taux de glissement.

On compare ensuite les contraintes de cisaillement transversales. Les valeurs en dehors de la zone du pic de pression varient entre -2 et +2 MPa pour l'essai à  $\lambda$ =90° et entre -10 et +10 MPa pour l'essai à  $\lambda$ =2°, soit le même ordre de grandeur que pour la contrainte de cisaillement longitudinale. Les contraintes sont donc bien plus élevées quand on introduit du pivotement. De plus, on notera que pour le premier cas, le pivotement n'est pas introduit par l'éprouvette sphérique mais par le disque. Dans les deux cas, les contraintes de cisaillement sont presque symétriques par rapport au plan yOz, aussi bien en module qu'en direction. La somme de ces contraintes est donc nulle si l'on ne prend pas en compte la zone du pic de pression. Les valeurs dans la zone du pic de pression conduisent tout de même à l'existence d'un frottement transversal. Vu l'étroitesse de cette zone, et malgré les fortes valeurs de contrainte dans celle-ci, les coefficients de frottement transversaux restent donc très faibles.

## 4.2.4 Réponse du fluide

Les modifications des contraintes locales de cisaillement introduites par le pivotement et présentées ci-dessus ont aussi des effets importants sur la rhéologie du lubrifiant. Du fait du faible taux de glissement étudié et de l'utilisation de la loi de Ree-Eyring, ces effets sont proches de ceux observés expérimentalement. On pourra donc, dans cette partie, s'appuyer sur les résultats des simulations numériques pour analyser la réponse du fluide.

Dans le cas du frottement longitudinal, la présence de pivotement n'engendre pas d'augmentation du taux de cisaillement en valeur moyenne mais crée un gradient (voir Figure 85) pouvant conduire à une zone de contrainte négative. Cette zone contribue à la diminution des efforts globaux de frottement, comme expliqué précédemment, par contre elle n'engendre pas de modification substantielle de la réponse du fluide.

Dans le cas de la composante de frottement transversale, on met en évidence deux zones presque identiques en étendue, de modules égaux mais de signes opposés. La somme des contraintes devrait donc être nulle. Le très faible effort de frottement transversal qui est néanmoins calculé provient des valeurs élevées de contraintes de cisaillement localisées au voisinage du pic de pression (voir Figure 90). En présence de pivotement, les taux de cisaillement importants agissant de part et d'autre de l'axe z engendrent une diminution importante de la viscosité apparente du fluide du fait de la rhéologie non newtonienne de

celui-ci. Cette diminution de viscosité affecte la résistance du fluide dans toutes les directions de l'espace par le biais des notions de contraintes et vitesses de déformation équivalentes, on assiste également à une diminution du coefficient de frottement mesuré selon la direction longitudinale.

## 4.2.5 Effets thermiques

Le modèle numérique développé ne permet pas de connaître les conséquences de l'introduction de pivotement d'un point de vue thermique. On peut cependant donner des évolutions de la dissipation thermique en se basant sur l'évolution des contraintes de cisaillement, celles-ci étant à l'origine des échauffements dans le contact. D'après les Figure 89 et Figure 90, on peut observer que l'introduction du pivotement modifie peu les valeurs maximales de contraintes de cisaillement longitudinales, au contraire des valeurs transversales, celles-ci augmentant considérablement. Ces dernières engendrent une importante dissipation thermique supplémentaire que l'on peut approcher par la mesure de  $\Delta T$ sur Tribogyr. Cette grandeur représente la différence de température du lubrifiant entre un point situé dans l'alimentation du contact et un point sur le disque, au même rayon que le contact (voir Figure 29), dans des conditions quasiment stationnaires. On peut tracer l'évolution de  $\Delta T$  en fonction des différents paramètres du contact et notamment du paramètre de pivotement  $\sigma$  (voir Figure 91). Sur cette figure, les résultats se regroupent en fonction de l'angle d'inclinaison, on constate aisément que la dissipation thermique augmente globalement quand l'angle  $\lambda$  diminue, à taux de glissement constant. La dissipation thermique est plus importante lorsque le pivotement augmente.



Figure 91 : Augmentation de température en fonction de σ

Pour mieux appréhender l'augmentation de la dissipation thermique directement imputable à l'augmentation du pivotement, on trace l'évolution de  $\Delta T$  en fonction de  $\sigma$  pour deux vitesses d'entraînement et en conservant le taux de glissement constant (SLR=5%). On remarque alors aisément que la dissipation thermique, telle qu'elle est estimée expérimentalement, est bien reliée au à l'augmentation du pivotement.



Figure 92 : Augmentation de température en fonction de σ à 1 et 2 m/s et SLR=5%, W=1500N, R<sub>B</sub>=80mm

## 4.3 Passage du local au global

Tous les effets locaux détaillés précédemment ont une influence notable sur le coefficient de frottement qui est mesuré sur Tribogyr ou calculé à l'aide du modèle numérique. Nous avons vu dans les chapitres II et III que l'introduction d'une composante de pivotement et l'augmentation de celle-ci modifient les résultats par rapport à un contact sans pivotement, notamment grâce aux résultats reportés Figure 62. Les principales modifications engendrées par le pivotement sont une diminution de la pente à l'origine de la courbe de frottement, une diminution de la valeur maximale du coefficient de frottement (aux forts taux de glissement), la mesure d'un effort de frottement à glissement nul et une plus grande dissipation thermique.

La diminution de la pente autour du glissement nul en présence de pivotement trouve son origine dans la diminution de la viscosité non newtonienne du lubrifiant, cette diminution provenant de taux de cisaillement transversaux plus importants. Cela engendre un taux de cisaillement équivalent supérieur par rapport au cas sans pivotement. Comme le montre la Figure 92, les forces de frottement à faible taux de glissement (SLR=5% dans ce cas) sont aussi influencées par une plus grande dissipation thermique qui fait chuter la viscosité du fluide. Cette dissipation s'accroît lorsque le taux de glissement augmente (Figure 91). Les effets thermiques deviennent prépondérants devant les effets rhéologiques, les valeurs maximales de frottement avec pivotement sont donc plus faibles.

Les résultats expérimentaux donnent un coefficient de frottement non nul pour un glissement nul, ce qui n'est pas courant. De plus, alors que les tendances sont globalement les mêmes pour les simulation et les expériences, cet effet n'apparaît pas dans les résultats simulés. Il ne peut donc pas être expliqué en comparant les cartographies des contraintes de cisaillement avec et sans pivotement. Comme le montrent les Figure 93 et Figure 94, les contraintes de cisaillement dans les deux directions principales, aussi bien avec que sans pivotement mais en roulement pur sont parfaitement symétriques, toujours exception faite de la zone du pic de pression. Il faut donc chercher du côté des différences entre le modèle numérique et l'expérimentation.

La première hypothèse pouvant expliquer ce phénomène est une erreur expérimentale sur la mesure d'une des vitesses d'entraînement des surfaces. Une faible erreur sur la mesure des rayons des éprouvettes, angle d'inclinaison ou vitesses angulaires, peut créer un glissement parasite pour une mesure de SLR=0. Ce faible glissement parasite, en raison de l'augmentation rapide du coefficient de frottement autour de ce point peut générer une valeur non nul de frottement à glissement nul.

En écartant cette hypothèse d'un artéfact expérimental, peut probable du fait de la grande précision avec laquelle sont mesurés les rayons, vitesses angulaire et angle d'inclinaison, deux mécanismes peuvent être avancés, l'aspect thermique du contact et/ou le phénomène de sous-alimentation.

La dissipation thermique dans le contact et en amont de celui-ci fait diminuer la viscosité du lubrifiant. Cela a deux conséquences, une diminution en valeur absolue du coefficient de frottement et une diminution de l'épaisseur de film. Aucun des deux effets ne peut expliquer la présence d'une force de frottement à glissement nul.

La sous-alimentation du contact peut apporter par contre une réponse valable à l'existence d'un coefficient de frottement non nul à glissement nul. En effet, du côté où la vitesse de l'éprouvette sphérique est plus importante (à l'opposé du centre de rotation, cf. Figure 87), le fluide peut être majoritairement redirigé vers l'extérieur du contact. A cause des effets inertiels d'une part, et d'autre part en raison du pivotement qui, lorsqu'il augmente, oriente les vecteurs vitesse de manière à ce que le fluide ne rentre plus dans le contact. La présence d'une zone sous-alimentée sur la partie extérieure du contact aura pour conséquence de perturber la dissymétrie du champ d'épaisseur du film lubrifiant. On peut raisonnablement penser que la symétrie du champ de contraintes de cisaillement présentée Figure 93 à droite pour SLR=0% sera perturbée et qu'un effort résultant de frottement longitudinal sera généré.

Une alternative à la sous-alimentation réside dans la distribution de la température dans la zone d'entrée du contact. Les vitesses étant plus importantes sur le bord externe de la surface de l'éprouvette sphérique, la dissipation thermique devrait y être plus forte contrairement au bord interne. Ainsi un gradient transverse de température donc de viscosité doit s'instaurer dans la zone d'entrée contribuant également à perturber la symétrie du champ d'épaisseur. De même que pour l'hypothèse de la sous-alimentation, on peut penser qu'un effort de frottement longitudinal pourra être généré.

Néanmoins, en l'absence de mesures d'épaisseurs de film et d'une modélisation numérique adéquate, nous ne pouvons estimer ni l'amplitude des conséquences de la sousalimentation, ni l'impact d'un gradient de température à l'entrée du contact. Ainsi nous ne sommes pas en mesure de confirmer la véracité de ces deux hypothèses.



Figure 93 : Contrainte de cisaillement  $\tau_{xy}$  calculée, pour  $\lambda$ =90° (gauche) et  $\lambda$ =2° (droite), R<sub>B</sub>=80, U<sub>e</sub>=3m/s, W=1500N, SLR=0%



Figure 94 : Contrainte de cisaillement  $\tau_{yz}$  calculée, pour  $\lambda$ =90° (gauche) et  $\lambda$ =2° (droite), R<sub>B</sub>=80, U<sub>e</sub>=3m/s, W=1500N, SLR=0%

## 4.4 Conclusion

En comparant et détaillant les résultats numériques et expérimentaux, nous avons mis en évidence les relations qui existent entre les conditions cinématiques imposées par le pivotement et ce qui a été mesuré et simulé. Pour établir ces relations, nous sommes partis d'une approche locale des modifications imposées par le pivotement pour aboutir à la compréhension des phénomènes identifiés à l'échelle globale. Cette analyse permet aussi de souligner que les deux approches, numérique et expérimentale, sont complémentaires et nécessaires pour aboutir à la compréhension des mécanismes par lesquels le pivotement peut agir sur les paramètres de contact.

# **Conclusion générale**

L'objectif de ce travail de thèse était de comprendre les phénomènes qu'engendre le pivotement dans un contact EHD de grandes dimensions. Ces contacts se rencontrent notamment dans les roulements à rouleaux coniques où ils sont souvent considérés comme critiques pour la durée de vie du mécanisme global. Malgré une littérature peu abondante sur le sujet, des informations importantes sur les effets du pivotement sur l'épaisseur de film, la pression dans le film et le coefficient de frottement ont pu en être tirées.

Ces bases bibliographiques étant insuffisantes pour expliquer les mécanismes induits par le pivotement, deux approches ont été entreprises durant cette thèse. Les contacts EHD de grandes dimensions avec pivotement ont été étudiés à la fois de façon expérimentale, sur un banc d'essais unique nommé Tribogyr, et de manière théorique à l'aide d'un modèle numérique.

A l'aide de ces outils, en combinant les multiples possibilités cinématiques et géométriques à notre disposition (entraînement, glissement, pivotement, rayon de courbure, pression de contact) nous avons obtenu des résultats expérimentaux de coefficient de frottement et d'augmentation de température dans le contact. Ces mêmes possibilités cinématiques et géométriques nous ont permis d'obtenir des prédictions d'épaisseur de film, de pression dans le contact et de coefficient de frottement. Ces résultats ont été reportés classiquement en fonction du taux de glissement puis en fonction du taux de pivotement dans le cas des valeurs mesurées. Un bon accord général a été mis en évidence entre les résultats issus des deux approches. Afin de quantifier le rôle du pivotement, il s'est avéré nécessaire de redéfinir des paramètres dimensionnés ou adimensionnés capables de décrire le pivotement quelque soit les conditions de contact considérées. Deux paramètres différents (avec et sans dimension) ont été proposés dans cette thèse. Dans les deux cas, ils sont liés aux conditions locales du contact et quantifient le pivotement indépendamment des conditions opératoires et du banc d'essais considéré.

Expérimentalement, après avoir présenté le banc d'essais et étudié son comportement dynamique, plusieurs résultats obtenus pour des jeux de conditions opératoires différents (entraînement, glissement, pivotement, rayon de courbure, pression de contact) ont été présentés, d'abord en fonction du taux de glissement, puis du pivotement. L'analyse de ces résultats montre que le pivotement, quelles que soient les valeurs des autres conditions opératoires, engendre une diminution importante de la pente à l'origine, une diminution de la valeur maximum de frottement et une augmentation de la dissipation thermique dans le contact. De plus, pour des angles très faibles un frottement non nul à glissement nul a été mis en évidence. La présentation des valeurs mesurées à l'aide des deux paramètres de pivotement proposés montre d'une part la cohérence des résultats expérimentaux et la qualité du dispositif développé et d'autre part la pertinence des paramètres retenus pour définir le pivotement.

La modélisation développée prend fidèlement en compte les conditions expérimentales en ce qui concerne la cinématique complexe et la géométrie du contact. Cependant, les aspects thermiques du contact n'ont pas été pris en compte, et une loi rhéologique approchée a été utilisée. L'analyse des résultats numériques montre que le pivotement conduit à une diminution de l'épaisseur de film et à l'augmentation de la dissymétrie entre les bords latéraux du contact. Dans le cadre des hypothèses appliquées, il n'a que très peu d'effet sur la pression dans le contact. Concernant le frottement, l'introduction et l'augmentation du pivotement conduit à une diminution du coefficient de frottement, respectivement modérée puis importante à forts puis à faibles taux de glissement. Cette chute de frottement à faible taux de glissement génère des pentes à l'origine très faibles, surtout lorsqu'on les compare à celles obtenues classiquement sans pivotement.

Après avoir décrit les conséquences globales engendrées par le pivotement, il est nécessaire de chercher comment il peut agir localement, afin d'expliquer l'origine des phénomènes mentionnés précédemment. Le pivotement introduit des vitesses variables en norme et en direction sur la surface de l'éprouvette sphérique principalement. En diminuant la vitesse par endroits et en l'augmentant par ailleurs, il contribue à rendre dissymétrique la distribution de l'épaisseur de film et dans le même temps à diminuer l'épaisseur globale. Les variations de norme de la vitesse modifient le champ des contraintes de cisaillement par rapport au contact sans pivotement. De plus, la variation des directions locales de la vitesse engendre une contrainte de cisaillement supplémentaire selon la direction transversale. Ces modifications et suppléments de contraintes de cisaillement ont pour effets, d'une part de diminuer la viscosité du fluide à cause de son comportement non newtonien sous fortes pressions et d'autre part d'augmenter la dissipation thermique, ce deuxième effet modifiant lui aussi la viscosité à la baisse. Les expressions globales de ces phénomènes sont une diminution des efforts de frottement ainsi qu'une augmentation de la température du contact, phénomènes qui ont été observés expérimentalement et/ou numériquement.

# Perspectives

Les actions du pivotement sur le contact ont été globalement identifiées et explicitées. Cependant, il reste quelques zones d'ombre et certains développements sont encore à apporter. La première amélioration possible consisterait à mesurer l'épaisseur de film sur Tribogyr. Cette mesure permettrait de connaître la présence ou non de sous-alimentation, et surtout de comparer les épaisseurs de film théoriques et mesurées.

Les deux autres améliorations réalisables à court ou moyen termes ont rapport avec le modèle numérique. Elles consisteraient à rendre le modèle plus proche de la réalité en tenant compte de la dissipation thermique dans le contact ainsi que de la sous-alimentation. La prise en compte d'un comportement rhéologique plus réaliste permettrait également de simuler plus fidèlement ces contacts de grandes dimensions avec pivotement.

Cependant, dans le cas réel des roulements à rouleaux coniques, le contact entre l'extrémité du rouleau et le collet est de forme ellipsoïdale. Cette configuration résulte des géométries particulières des deux solides en contact et peut être simulée à l'aide de Tribogyr, en remplaçant la calotte sphérique de l'éprouvette inférieure par un tore. Durant la finalisation de ce travail de thèse, il a été possible, à titre démonstratif, de réaliser les premiers essais avec ce type d'éprouvette. Le détail des conditions opératoires est précisé en annexe. La première courbe de frottement obtenue pour un contact elliptique avec le dispositif Tribogyr est présentée Figure 95. Les principales caractéristiques du contact sont les suivantes : pression Hertzienne de 470MPa, demi axes de l'ellipse de contact de 2.4mm et 0.6mm, vitesse d'entraînement moyenne de 2m/s et angle d'inclinaison de l'éprouvette toroïdale de 0.85°. Ce premier résultat semble prometteur pour la suite des travaux à mener. Il indique clairement une réduction très importante du coefficient de frottement par rapport au cas des contacts circulaires présentés dans cette thèse.



Figure 95 : Coefficient de frottement en fonction de SLR (%), pour un contact elliptique

## Annexes

## Annexe 1 : Présentation des autres dispositifs expérimentaux

D'autres dispositifs permettant d'étudier des contacts EHD avec pivotement existent. La publication la plus ancienne [71] présente plusieurs dispositifs très proches des conditions industrielles. A savoir, des contacts cône/cône, cylindre/cylindre avec des axes non colinéaires, cône/bille, cône/plan et finalement bille/bille avec axes parallèles mais non confondus.

La majorité des bancs d'essais ont été réalisé en modifiant des dispositifs existant, le plus souvent de type disque sur disque [23, 50, 57, 64]. Les disques sont alors modifiés pour avoir un contact dont la normale n'est pas perpendiculaire à l'axe de rotation des disques. Soit avec un disque biseauté et un quart de cercle, soit avec un tore et l'autre avec une rainure. Ce dernier dispositif est souvent préféré car il permet de minimiser les efforts axiaux, comme le montre la Figure 96. Dans [57], les auteurs présentent un banc d'essais où l'axe de rotation d'un des disques n'est pas parallèle à l'axe de rotation du disque lui faisant face. En faisant varier cet angle, les auteurs introduisent un pivotement aisément contrôlable (système à gauche dans le schéma suivant).



Figure 96 : Différentes manières d'introduire le pivotement à l'aide d'un dispositif disque/disque

Newall et Lee [50] ont choisi d'utiliser un dispositif de type tore sur tore. Le pivotement a été introduit en intercalant un disque dont l'axe de rotation est perpendiculaire aux axes de rotation des deux autres disques. En faisant varier la distance entre le contact et l'axe de rotation de ce troisième disque, on parvient à régler le pivotement. La même idée permet d'utiliser un dispositif bille sur plan avec un rayon sur le disque suffisamment faible pour avoir des effets quantifiable du pivotement [12]. Un autre dispositif bille/disque a été modifié pour introduire le pivotement. Gadallah et Dalmaz [23] ont remplacé la partie bille, axe et moteur par un système où une éprouvette à extrémité toroïdale était en contact avec le disque. La rotation de cette éprouvette se faisait selon un axe dont l'angle est contrôlé et proche de l'axe de rotation du disque. Ce dispositif est architecturalement le plus proche de Tribogyr, le dispositif qui sera utilisé dans cette thèse.

Ce type de contact particulier a aussi été largement étudié pour l'étude des boites de vitesse automatique avec variateur toroïdal. Dans ce cas, les bancs d'essais reprennent cette architecture [40].

Exception faite du banc d'essais de Gadallah et Dalmaz [23] qui permet des vitesses et des pressions faibles (5m/s, 0.1GPa), les essais réalisés dans les autres publications l'ont été à des vitesses d'entraînement et des pressions importantes, de 7.16 à 35m/s et de 2 à 4GPa. Cependant, ces dispositifs ne permettent pas des vitesses de rotation élevées par rapport à leurs grandes vitesses linéaires. Ces vitesses de rotation sont d'environ 35rad/s pour 15m/s à 1070rad/s pour 35m/s.

## Annexe 2 : données nécessaires au calcul vibratoire

Pour pouvoir obtenir numériquement les valeurs des fréquences de résonance, il faut connaître les valeurs suivantes :

- Masses
  - Équipage supérieur: M<sub>sup</sub>=650kg
  - Équipage inférieur: M<sub>inf</sub>=390kg

Ces masses ont été calculées en reproduisant chaque pièce en DAO afin d'obtenir le volume. Connaissant la masse volumique des matériaux utilisés, nous avons pu calculer la masse des pièces puis de l'assemblage complet.

- Défauts de forme
  - Sur le disque: amplitude du voile  $\Delta_D$
  - Sur la bille: amplitude du défaut de forme:  $\Delta_B$

La mesure des amplitudes (demi valeur crête à crête) s'est faite à l'aide d'un comparateur micrométrique sur le bord des éprouvettes afin de ne pas rayer de piste potentielle, et donc aux endroits où les défauts sont les plus importants. Les amplitudes de ces défauts sont comprises entre  $0.5\mu m$  et  $2\mu m$ .

- Raideurs
  - Raideur des équipages K<sub>sup</sub> et K<sub>inf</sub>
  - Raideur du contact : k

La détermination de ces raideurs est décrite ci-après.

## Raideur de l'équipage supérieur

La raideur de l'équipage supérieur correspond à la pente de la courbe du déplacement mesuré sur le disque en fonction de la charge appliquée sur celui-ci. La mesure de déplacement est réalisée à l'aide d'un comparateur micrométrique. La charge est appliquée grâce à l'équipage inférieur et mesurée à l'aide des capteurs liés à l'équipage supérieur.



Figure 97 : Représentation schématique de la mesure de raideur de l'équipage supérieur

La raideur a été mesurée sur 3 rayons de pistes différents afin de voir l'influence du porte-à-faux sur le disque. La raideur a aussi été mesurée avec deux angles différents. Les résultats sont présentés Figure 98 et Figure 99.



Figure 98 : Raideur de l'équipage supérieur sur trois rayons de piste, λ=0°



Figure 99 : Raideur de l'équipage supérieur sur trois rayons de piste, λ=7°

Les raideurs sont influencées par le rayon de la piste sur lequel on applique la charge. Ainsi, en passant d'un rayon de 0mm (centre du disque) à un rayon de 40mm, on divise par plus de deux la raideur. Cette diminution de la raideur provient alors uniquement de la flexion du disque. Ensuite, lorsqu'on compare les raideurs aux deux angles extrêmes étudiés, on se rend compte que cette variable a peu d'influence sur la raideur. Moins de 5% de différence entre les résultats à angles différents et rayons identiques. Quoiqu'il en soit, pour la suite des calculs, nous utiliserons la raideur qui correspond aux caractéristiques des expériences, soit la raideur à 40mm et 7°, donc :  $K_{sup}=4.1 \times 10^7 N/m$ .

## Raideur de l'équipage inférieur

La mesure de la raideur de l'équipage inférieur est plus délicate que celle de l'équipage supérieur du fait que cet équipage impose la charge et est donc mobile. Pour éviter de reporter dans les résultats le déplacement dû à la mise en charge, nous avons du établir le contact avec une charge la plus faible possible avant de commencer à mesurer les efforts et

déplacements. Ces mesures nous ont donné les raideurs suivantes :  $K_{mes}$ =2.23x10<sup>7</sup>N/m et  $K_{mes}=2.85 \times 10^7 N/m$ . Cependant, il ne s'agit pas de la raideur de l'équipage supérieur, mais de la raideur en série de la zone au-dessus des pistons de l'équipage inférieur, du contact et de l'équipage supérieur.

Donc :

$$\frac{1}{K_{mes}} = \frac{1}{K_{inf 1}} + \frac{1}{K_{contact}} + \frac{1}{K_{sup}}$$

soit :

$$K_{\inf 1} = \frac{1}{\frac{1}{K_{mes}} - \frac{1}{K_{sup}} - \frac{1}{K_{contact}}}$$

En utilisant la valeur de la raideur du contact de  $7.3 \times 10^7$  N/m, dont l'obtention sera explicitée après, on obtient la raideur de la partie supérieure aux pistons (voir Figure 27) de l'équipage inférieur :  $K_{inf1}=23.5 \times 10^7 N/m$ .

Il faut ensuite calculer la raideur de la partie sous les pistons et des paliers hydrostatiques. Cette mesure se fait plus simplement et donne la valeur suivante :  $K_{inf2}=59.7 \times 10^7 N/m$ 

Sachant que 1/K<sub>inf</sub>=1/K<sub>inf1</sub>+1/K<sub>inf2</sub>, La raideur totale de l'équipage inférieur devient :  $K_{inf} = 16.8 \times 10^7 N/m$ 

### Raideur du contact

Dans la raideur du contact, deux raideurs interviennent, celle du film de lubrifiant et celle due à l'enfoncement des corps élastiques.

#### Raideur du film

Cette raideur est directement obtenue par calcul. Cependant, elle dépend de la force normale appliquée. Pour connaître "k<sub>l</sub>" la raideur du film de lubrifiant, on utilise la formule de Hamrock&Dowson [29]:

$$h_c = 1.69 G^{0.53} U^{0.67} W_2^{-0.067} (1-0.61 \exp(-0.73 k)) R_x$$

 $h_c = 1.69G^{0.05}U^{0.07}W_2^{-0.007}(1-0.61\exp(-0.73k))R_x$   $k_l = \frac{dw}{dh}, \text{ pour déterminer } 1/k_1 \text{ il faut donc dériver la formule de H&D.}$ 

Cela donne: 
$$\frac{1}{k_1} = \frac{dh}{dw} = 1.69 \text{G}^{0.53} \text{U}^{0.67} (1 - 0.61 \exp(-0.73 \text{K})) \text{R}_x \frac{d(\text{W}_2^{-0.067})}{dw}$$
  
Et  $\frac{d(\text{W}_2^{-0.067})}{dw} = \frac{d}{dw} \left( \left( \frac{w}{E' R_x^2} \right)^{-0.067} \right) = \frac{-0.067 (E' R_x^2)^{0.067}}{w^{1.067}}$ 

Avec nos valeurs : w=1500N; R<sub>B</sub>=0.08m; E'=230GPa, huile T9  $|1/k_l|=21.1 \times 10^{-12}$ m/N, ce qui donne k<sub>l</sub>=4.7x10<sup>10</sup>N/m

### Raideur due à l'enfoncement des corps élastiques

Cette raideur se calcule plus facilement. Il faut prendre en compte la déformation hertzienne. Pour une charge de 1500N, avec les matériaux et la géométrie de la machine, on a une déformation maximale  $\delta = 10.6 \mu m$ , soit une raideur de  $k_s=1.41 \times 10^8 N/m$ .

#### Raideur totale du contact

En combinant les deux raideurs, du film et des corps solides, on arrive à une raideur équivalente de :

 $1/k=1/k_1+1/k_s$ , soit k=1,41x10<sup>8</sup> N/m.

On peut constater que c'est la raideur due à l'élasticité des matériaux qui domine, on pourra par la suite ne considérer (en première approximation) que la raideur venant de Hertz, qui se calcule facilement à partir de :  $k_s = W/\delta = W^{1/3}R_b^{1/3}(2/3*E')^{2/3}$ .

## Annexe 3 : Incertitudes géométriques

- Angle  $\lambda$ 

L'angle d'inclinaison est mesuré à l'aide d'un goniomètre. L'angle est mesuré deux fois, lorsque l'angle de la broche inférieure est réglé à zéro par rapport à l'axe de la broche supérieure, puis lorsqu'on règle l'angle désiré.

L'erreur de mesure de l'angle est d'une demi graduation sur le goniomètre, soit  $\Delta\lambda=0.104^{\circ}$ .

Durant les expérimentations, un deuxième système de mesure de l'angle a été développé et utilisé, il s'agit d'un système barre – sinus. Ce système permet d'atteindre une erreur angulaire de  $0.01^{\circ}$ .

- Rayon de l'éprouvette sphérique,  $R_B$ Elle est donnée par l'usineur comme étant égale à  $\Delta R_B=0.1$ mm

- Rayon de la piste,  $R_P$ 

L'incertitude sur le rayon de la piste provient à la fois du réglage du déplacement linéaire de l'équipage supérieur et du déplacement linéaire de l'équipage inférieur pour compenser l'inclinaison.

Le déplacement linéaire de l'équipage supérieur est mesuré à l'aide de cales étalons, l'erreur est donc celle des cales étalons et du comparateur servant à la mesure. Elle est de  $\Delta d_{ext}=0.01$ mm.

Le déplacement de l'équipage inférieur permet de garder le sommet de la sphère, et donc la position du contact à l'endroit voulu. Ce déplacement est égal à  $d_{inf}=R_B.tan(\lambda)\approx R_B.\lambda$  car l'angle est toujours petit. Ce déplacement subit donc les erreurs sur la cote de  $R_B$ , de mesure de  $\lambda$  et de mesure de lecture sur le comparateur utilisé pour le déplacement. Toutes ces erreurs sont citées plus haut. Les erreurs relatives se cumulent mais dépendent de chaque valeur, celles-ci étant variables selon les essais.

## Incertitude des vitesses angulaires

L'incertitude de mesure de la vitesse angulaire des broches a été mesurée en comparant les fréquences de rotation données par le système de mesure et un analyseur fréquentiel branché directement sur les broches. Les résultats ont ensuite été comparés en postulant que la fréquence donnée par l'analyseur était la fréquence vraie. L'incertitude correspond à plus ou moins l'écart type de la valeur donnée par le système de mesure par rapport aux valeurs données par l'analyseur.

- Broche supérieure

 $\Delta \omega_D = \pm 5$ tr/min sur toute l'étendue du domaine d'essai, de 0 à 3000tr/min.

- Broche inférieure

Comme le montre la figure suivant, la différence entre la valeur utilisée dans la détermination de SLR et celle dite vraie est constituée de deux composantes. Une composante continue, suivant une loi linéaire et une composante liée à l'incertitude. La composante linéaire est une erreur fixe suivant la relation  $\omega_B réel=1.000897 \omega_{B(PC)}-21.794320$  (tr/min). La

connaissance de cette erreur permet de corriger le résultat. Pour la suite des expériences, cette erreur a toujours été corrigée.

Une fois cette erreur corrigée, l'incertitude s'est révélée constante  $\Delta \omega_B = \pm 5 \text{tr/min sur}$  l'étendu du domaine de mesure (0-20000tr/min).



Figure 100 : Erreur de mesure de la vitesse de rotation de la broche supérieure en fonction de la vitesse de rotation, avant modification.

## Annexe 4 : Profil-type d'éprouvette toroïdale

L'éprouvette permettant de réaliser des essais avec un contact elliptique a une géométrie particulière. Celle-ci est décrite par la Figure 101.



Figure 101 : Schéma représentatif de la géométrie de l'éprouvette toroïdale

Les dimensions sont les suivantes (en mm) :

R1=9 R2=12.5

 $R=R_1=9$  (rayon majeur du tore)  $r=R_z=80$  (rayon mineur du tore)

# Bibliographie

[1] **C. W. Allen, D. P. Townsend, E. V. Zaretsky**: "Elastohydrodynamic lubrication of a spinning ball in a nonconforming hole", *Journal of Lubrication Technology* 1970, p. 89-96

[2] **S. Bair:** "The nature of the logarithmic traction gradient", *Tribology International*, vol. 35 (2002), p. 591-597

[3] **S. Bair, P. Vergne, M. Querry**: "A unified shear-thinning treatment of both film thickness and traction in EHD", *Tribology Letters*, vol. 18 n° 2 (2005), p. 145-152

[4] **H. Block:** "The flash temperature concept", *Wear*, vol. 6 (1963), p. 483-494

[5] **A. Campos, A. Sottomayor, J. Seabra**: "Non-Newtonian thermal analysis of an EHD contact lubricated with MIL-L-23699 oil", *Tribology International*, vol. 39 (2006), p. 1732-1744

[6] **P.M.E. Cann, B. Damiens, A.A. Lubrecht**: "The transition between fully flooded and starved regimes in EHL", *Tribology International*, 37 (2004), p. 859-864

[7] **H. S. Cheng:** "A refined solution to the thermal-elastohydrodynamic lubrication of rolling and sliding cylinders", *ASLE Transaction*, vol. 8 (1965), p. 397-410

[8] **F. Chevalier,** thèse de doctorat, "Modélisation des conditions d'alimentation dans les contacts élastohydrodynamiques ponctuels", soutenue le 21 décembre 1999 à l'INSA de Lyon, n° d'ordre 96ISAL0124

[9] **F. Chevalier, A.A. Lubrecht, P.M.E. Cann, F. Colin, G. Dalmaz:** "Film thickness in starved EHL point contacts", *ASME J. of Tribology*, vol. 120 (1998), p. 126-133

[10] **S. Chynoweth, Y. Michopoulos:** "Generic properties of rheological flow curves", *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, vol. 69 (1997), p. 1-14

[11] F. Colin, F. Chevalier, J.-P. Chaomleffel, J. De Mul, G. Dalmaz: "Starved elastohydrodynamic lubrication of the rib-roller end contact in tapered roller bearings: film thickness, traction and moments", R&D contract report, SKF ERC and LMC, February 1996

[12] **O.S. Cretu, R.P. Glovnea:** "Traction drive with reduced spin losses", *Journal of Tribology*, vol. 125 (2003), p. 507-512

[13] **R. Dama, L. Chang**: "An efficient and accurate calculation of traction in elastohydrodynamic contacts", *Wear*, vol. 206 (1997), p. 113-121

[14] **M.W Dietrich, R.J. Parker, E.V. Zaretsky, W.J. Anderson:** "Contact conformity effects on spinning torque and friction", *Transactions of the ASME* 1969, p. 308-313

[15] **D. Dowson, C.M. Taylor, H. Xu:** "Elastohydrodynamic lubrication of elliptical contacts with spin and rolling", *Proc. Instn. Mech. Engrs Part C*, vol. 205 (1991), p. 165-174

[16] **D. Dowson, C.M. Taylor, H. Xu:** "Elastohydrodynamic lubrication of elliptical contacts with pure spinning", *Proc. Instn. Mech. Engrs Part C*, vol. 207 (1993), p. 83-92

[17] **D. Dowson, C.M. Taylor, X. Hu:** "The lubrication of elliptical contacts with spin", *Proceedings of the 13<sup>th</sup> Leeds-Lyon Symposium on Tribology*, Leeds 8-12 September 1986, Tribology Series 11, D. Dowson et al. (Editor), Elsevier 1987, p. 451-463

[18] **D. Dowson, A.V. Whitaker**: "A numerical procedure for the solution of the elastohydrodynamic problem of rolling and sliding contact lubricated by a Newtonian fluid", *Proc. Instn. Mech. Engrs Part 3B*, vol.180 (1965-66), p. 57-71

[19] **P. Ehret, D. Dowson and C.M. Taylor:** "Thermal effects in elliptical contacts with spin conditions", *Proceedings of the 25<sup>th</sup> Leeds-Lyon Symposium on Tribology*, Lyon 8-11 September 1998, Tribology Series 36, D. Dowson et al. (Editor), Elsevier 1999, p. 685-703

[20] **C.R. Evans, K.L. Johnson:** "The rheological properties of elastohydrodynamic lubricants", *Proc. Instn. Mech. Engrs Part C*, vol. 200 (1986), p.303-312

[21] **C.R. Evans, K.L. Johnson:** "Regimes of traction in elastohydrodynamic lubrication", *Proc. Instn. Mech. Engrs Part C*, vol. 200 (1986), p. 313-324

[22] J. Frene, D. Nicolas, B. Degueurce, D. Berthe et M. Godet: "Hydrodynamic lubrication, Bearings and Thrust Bearings", Elsevier – Tribology Series, 1997, 470 p.

[23] **N. Gadallah, G. Dalmaz:** "Hydrodynamic lubrication of the rib-roller end contact of a tapered roller bearing", *ASME Journal of Tribology*, vol. 106 (1984), p. 265-274

[24] **R. Gohar**: "Oil film thickness and rolling friction in elastohydrodynamic point contact", *ASME Journal of Lubrication Technology* 1971, p. 371-381

[25] **F. Guo, P.L. Wong**: "Experimental observation of a dimple-wedge elastohydrodynamic lubricating film", *Tribology International*, vol. 37 (2004), p. 119-127

[26] **F. Guo, P. Yang, S. Qu**: "On the theory of thermal elastohydrodynamic lubrication at high slide-roll ratios – circular glass-steel contacts solution at opposite sliding", *Journal of Tribology*, vol. 123 (2001), p. 816-821

[27] **W. Habchi,** Thèse de doctorat, "A Full-System Finite Element Approach of Elastohydrodynamic Lubrication Problems: Application to Ultra-Low-Viscosity Fluids", soutenue le 1<sup>er</sup> Juillet 2008 à l'INSA de Lyon, n° d'ordre 2008-ISAL-0038

[28] **B. J. Hamrock**: "Fundamentals of fluid film lubrication", McGraw-Hill series in Mechanical Engineering, 1994, 690 p.

[29] **B. J. Hamrock, D. Dowson:** "Isothermal elastohydrodynamic lubrication of point contacts, Part III – Fully flooded results", *ASME Journal of Lubrication Technology*, vol. 99 (1977), p. 264-276

[30] **B.J. Hamrock, D. Dowson:** "Isothermal elatohydrodynamic lubrication of point contacts. Part IV – Starvation results", *ASME Journal of Lubrication Technology*, vol. 99 (1977), p. 15-23

[31] **B. Jacod:** "Friction in elastohydrodynamic lubrication", Thèse de Doctorat Twente University, The Netherland, 2002, 206 p.

[32] **B. Jacod, C.H. Venner, P.M. Lugt:** "A generalized traction curve for EHL contacts", *ASME Journal of Tribology*, vol. 123 (2001), p. 248-253

[33] **B. Jacod, C.H. Venner, P.M. Lugt**: "Influence of longitudinal roughness on friction in EHL contacts", *ASME Journal of Tribology*, vol. 126 (2004), p. 473-481

[34] **I. Jubault, J.L. Mansot, P. Vergne, D. Mazuyer**: "In-situ pressure measurements using Raman microspectroscopy in a rolling elastohydrodynamic contact", *ASME Journal of Tribology*, vol. 124 (2002), p. 114-120

[35] **M. Kaneta, R. Kawashima, S. Masuda, H. Nishikawa, P. Yang, J. Wang**: "Thermal effects on the film thickness in elliptic EHL contacts with entrainment along the major contact axis", *ASME Journal of Tribology*, vol. 124 (2002), p. 420-426

[36] **M. Kaneta, T. Shigeta, P. Yand:** "Film pressure distributions in point contacts predicted by thermal EHL analyses", *Tribology International*, vol. 39 (2006), p. 812-819

[37] **S. Kato, E. Marui, M. Hashimoto**: "Fundamental study on normal load dependency of friction characteristics in boundary lubrication", *Tribology Transaction*, vol. 41 (1998), p. 341-349

[38] **K.H. Kim, F. Sadeghi:** "Non-Newtonian elastohydrodynamic lubrication of point contact", *ASME Journal of Lubrication Technology*, vol. 113 (1991), p. 703-711

[39] **M. N. Kotzalas**: "Statistical analysis of traction measurements with rolling, sliding and spin", *Tribology Transaction*, vol. 47 (2004), p. 413-420

[40] **S. Lingard:** "Traction at the spinning point contacts of a variable ratio friction drive", *Tribology International* 1974, p. 228-234

[41] **X. Liu, P. Yang:** "Influence of solid body temperature on the thermal EHL behaviour in circular contacts", *ASME Journal of Tribology*, vol. 130 (2008), 014501 (4 p.)

[42] **H. Livonen, B. J. Hamrock:** "A new non-Newtonian fluid model for elastohydrodynamic lubrication of rectangular contacts", *Wear*, vol. 143 (1991) p. 297-305

[43] **M. Ma**: "An expedient approach to the non-Newtonian thermal EHL in heavily loaded point contacts", *Wear*, vol. 206 (1997), p. 100-112

[44] **A. Mihailidis, J. Retzepis, C. Salpistis, K. Panajiotidis**: "Calculation of friction coefficient and temperature field of line contacts lubricated with a non-Newtonian fluid", *Wear*, vol. 232 (1999), p. 213-220

[45] **Millat, J., Dymond, J.H. and de Castro**: "Transport Properties of Fluids their Correlation, Prediction and Estimation", C.A.N., IUPAC, Cambridge, 1996, p. 172

[46] **J. Molimard :** "Etude expérimentale du régime de lubrification en film mince – Application aux fluides de laminage", Thèse de doctorat, soutenue à l'INSA de Lyon le 21/12/1999, n° d'ordre 99ISAL0121

[47] **J. Molimard, M. Querry, P. Vergne:** "New tools for experimental study of EHD and limit lubrications", *Proceedings of the 25<sup>th</sup> Leeds-Lyon Symposium on Tribology*, Lyon 8-11 September 1998, Tribology Series 36, D. Dowson et al. (Editor), Elsevier 1999, p. 717-726

[48] **A.J. Moore**: "The behaviour of lubricants in elastohydrodynamic contacts", *Proc. Instn. Mech. Engrs Part J*, vol. 211 (1997), p. 91-106

[49] **G E Morales, A W Wemekamp:** "An engineering approach on sliding friction in full-film heavily loaded lubricated contacts", *Proc. Instn. Mech. Engrs Part J*, vol. 218 (2004), p. 513-528

[50] **J. Newall, A. Lee:** "Measurement and prediction of spin losses in the EHL point contacts of the full toroidal variator", *Proceedings of the 30<sup>th</sup> Leeds-Lyon Symposium on Tribology*, Lyon 2-5 September 2003, Tribology Series 43, D. Dowson et al. (Editor), Elsevier 2004, p. 769-779

[51] **G. Nijenbanning, C.H. Venner, H. Moes**: "Film thickness in elastohydrodynamically lubricated elliptic contacts", *Wear*, vol. 176 (1994), p. 217-229

[52] **J.P. O'Donoghue, A. Cameron:** "Friction and temperature in rolling sliding contact "*,ASLE Transaction*, vol. 9 (1966), p. 186-194

[53] **P. Pahud**: "Thermo-elasto-hydrodynamic (TEHD) lubrication", *Tribology International*, vol. 29 (1996), p. 1-9

[54] **R. K. Pandey, M. K. Ghosh**: "A thermal analysis of traction in elastohydrodynamique rolling/sliding line contacts", *Wear*, vol. 216 (1998), p. 106-114

[55] **R.J. Parker, E.V. Zaretsky, W.J. Anderson:** "Spinning friction coefficients with three lubricants", *Trans. ASME J. of Lubrication Technology*, vol. 90 (1968), p. 330-332

[56] **S.Y. Poon:** "Some calculations to assess the effect of spin on the tractive capacity of rolling contact drive", *Proc. Instn. Mech. Engrs*, vol. 185 (1970-71), p. 1015-1022

[57] **S.Y. Poon, D.J. Haines:** "Frictional behaviour of lubricated rolling-contact elements" *Proc. Instn. Mech. Engrs*, vol. 181 (1966-67), p. 363-376

[58] **Lalao Ravelojaona**, épouse Bordenet thèse de doctorat « Approche de la thermique du contact élastohydrodynamique par une technique de radiométrie infrarouge », soutenue le 2 décembre 1991 à l'INSA de Lyon, n° d'ordre 91ISAL0081

[59] **C.J.A. Roelands, J.C. Vlugter, H.I. Waterman**: "The viscosity-temperature-pressure relationship of lubricating oils and its correlation with chemical constitution", *Journal of Basic Engineering* 1963, p. 601-610

[60] **K.J. Sharif, H.P. Evans, R.W. Snidle, J.P. Newall**: "Modeling of film thickness and traction in variable ration traction drive rig", *Journal of Tribology*, vol. 126 (2004), p. 92-104

[61] **R.W. Snidle, J.F. Achard:** "Theory of hydrodynamic lubrication for a spinning sphere", *Proc. Instn. Mech. Engrs*, vol. 184 (1969-70), p. 839-846

[62] **A. Sottomayor, A. Campos, J. Seabra**: "Traction coefficient in a roller-inner ring EHD contact in a jet engine roller bearing", *Wear*, vol. 209 (1997), p. 274-283

[63] **M. Taniguchi, D. Dowson, C.M. Taylor:** "The effect of spin motion upon elastohydrodynamic elliptical contact", *Proceedings of the 23<sup>th</sup> Leeds-Lyon Symposium on Tribology*, Lyon 10-13 September 1996, Tribology Series 32, D. Dowson et al. (Editor), Elsevier 1997, p. 599-610

[64] **J. L. Tevaarwerk:** "A simple thermal correction for large spin traction curves", *Trans ASME J. of Mechanical Design*, vol. 103 (1981), p. 440-446

[65] **J.L. Tevaarwerk, K.L. Johnson:** "The influence of fluid rheology on the performance of traction drives", *Trans. ASME J. of Lubrication Technology*, vol. 101 (1979), p. 266-274

[66] **P. Vergne,** HDR, "Comportement rhéologique des lubrifiants et lubrification : approches expérimentales", soutenue à l'INSA de Lyon le 28 mars 2002, n° d'ordre HDR 2002 002

[67] J. Wang, T. Hashimoto, H. Nishikawa, M. Kaneta: "Pure rolling elastohydrodynamic lubrication of short stroke reciprocating motion", *Tribology International*, vol. 38 (2005), p. 1013-1021

[68] **J. Wang, M. Kaneta, P. Yang**: "Numerical analysis of TEHL line contact problem under reciprocating motion", *Tribology International*, vol. 38 (2005), p. 165-178

[69] **J.G. Wang, J.J. Ma**: "On the shear stress of elastohydrodynamique lubrication in elliptical contacts", *Tribology International*, vol. 29 (1996), p. 597-602

[70] **L.D. Wedeven, D. Evans, A. Caameron:** "Optical analysis of ball bearing starvation", *ASME J. of Lubrication Technology* 1971, p. 349-363

[71] **W. Wernitz:** "Friction at Hertzian contact with combined roll and twist", Rolling Contact Phenomena, Proceeding of a Symposium held at the GM Research Laboratories, October 1960, p.132-156

[72] **P. Yang, J. Cui**: "The influence of spinning on the performance of EHL in elliptical contacts", *Proceedings of the IUTAM Symposium on Elastohydrodynamics and Micro* - *Elastohydrodynamics*, Cardiff, UK, 1-3 September 2004, Springer, 2006, p. 81-92

[73] P. Yang, J. Wang, M. Kaneta: "Thermal and non-Newtonian numerical analysis for starved EHL line contacts", *Journal of Tribology*, vol. 128 (2006), p. 282-290

[74] **S. Yasutomi, S. Bair, W.O. Winer**: "An application of a free volume model to lubricant rheology I- Dependence of viscosity on temperature and pressure", *Journal of Tribology*, vol. 106 (1984), p. 291-303

[75] **X. Zhai, L. Chang**: "An engineering approach to deterministic modelling of mixed-film contacts", *Tribology International*, vol. 41 (1998), p. 327-334

[76] **Q. Zou, C. Huang, S. Wen**: "Elastohydrodynamic film thickness in elliptical contacts with spinning and rolling", *Journal of Tribology*, vol. 121 (1999), p. 686-692

#### FOLIO ADMINISTRATIF

## THESE SOUTENUE DEVANT L'INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUEES DE LYON

NOM : Dormois	DATE de SOUTENANCE : 14/11/2008
Prénoms : Hervé	
TITRE : Frottement dans les contacts EHD de grandes dimensions, rôle du pivot	ement
NATURE : Doctorat	Numéro d'ordre : 2008-ISAL-0091
Ecole doctorale : MEGA	
Spécialité : Mécanique	
Cote B.I.U Lyon : T 50/210/19 / et bis	CLASSE :

RESUME : Les contacts lubrifiés se rencontrent dans de nombreux systèmes mécaniques. Dans cette thèse, nous nous sommes intéressés au cas particulier des contacts lubrifiés en régime EHD en présence de pivotement avec un grand rayon de contact. Ce type de contact se trouve industriellement dans les roulements, au niveau du contact entre le rouleau et le collet.

Dans le domaine des contacts élastohydrodynamique (EHD), l'introduction d'une composante de pivotement n'a que peu été étudiée. Cependant, les quelques auteurs qui se sont penchés sur ce problème indiquent que le pivotement engendre une diminution de l'épaisseur de film et du coefficient de frottement.

Afin de mieux comprendre les effets du pivotement sur un contact EHD de grande dimension, un banc d'essais et un modèle numérique ont été conçus. Le banc d'essais a permis de travailler dans des conditions proches de celles que subissent industriellement les contacts, tandis que le modèle numérique a permis de comprendre les conséquences locales du pivotement et de la taille du contact.

Tout d'abord, les effets observés du pivotement sont les mêmes que ceux présentés dans la littérature, à savoir une diminution du coefficient de frottement et de l'épaisseur de film. D'autres effets furent aussi mis en évidence. Grâce à la grande taille du contact et à l'implantation d'un système permettant de quantifier la dissipation thermique dans le contact, il s'est avéré que l'augmentation du pivotement s'accompagnait d'une augmentation de la température dans le contact. Le modèle numérique a aussi permit d'établir un lien entre l'introduction du pivotement et l'apparition d'une dissymétrie entre les bords du contact.

En comparant les différents résultats expérimentaux et numériques, il s'est avéré que le pivotement modifiait les conditions du contact en introduisant des taux de cisaillement supplémentaires dans la direction du roulement et celle transversale. Ces cisaillements supplémentaires, non constants sur la surface du contact, engendrent une plus grande dissipation thermique dans le contact ainsi qu'une diminution de la viscosité par effet rhéofluidisant, ce qui est à l'origine de la baisse du coefficient de frottement et de la diminution de l'épaisseur.

MOTS-CLES : lubrification, EHD, pivotement, banc d'essais, simulation, coefficient de frottement, épaisseur de film.

Laboratoire (s) de recherche : LaMCoS

Directeur de thèse : P. Vergne, N. Fillot

Président de jury : J.-M. Pelletier

Composition du jury :

G. Dalmaz, N. Fillot, Bo Jacobson, G. Morales-Espejel, J.-M. Pelletier, J. Seabra, B. Tournerie, P. Vergne