

Thèse

# Une modélisation multi-physique et multi-phasique du contact lubrifié

Présentée devant  
L'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon

Pour obtenir  
Le grade de Docteur

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

*par*

Vincent BRUYERE  
(Ingénieur INSA de Lyon)

Soutenue le 19 novembre 2012 devant la commission d'examen

## **Jury.**

---

Rapporteur	M. Fillon	Directeur de recherche (CNRS -Université de Poitiers)
Rapporteur	M. Prat	Directeur de recherche (CNRS - IMF Toulouse)
Examineur	G. Bayada	Professeur (INSA de Lyon)
Co-Directeur	N. Fillot	Maître de conférences, HdR (INSA de Lyon)
Directeur	G.E. Morales-Espejel	Ingénieur de recherche, HdR (SKF ERC, Pays-Bas)
Directeur	P. Vergne	Directeur de recherche (CNRS - INSA de Lyon)

---

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



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

SIGLE	ECOLE DOCTORALE	NOM ET COORDONNEES DU RESPONSABLE
<b>CHIMIE</b>	<b>CHIMIE DE LYON</b> <a href="http://www.edchimie-lyon.fr">http://www.edchimie-lyon.fr</a>  Insa : R. GOURDON	<b>M. Jean Marc LANCELIN</b> Université de Lyon – Collège Doctoral Bât ESCPE 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72.43 13 95 <a href="mailto:directeur@edchimie-lyon.fr">directeur@edchimie-lyon.fr</a>
<b>E.E.A.</b>	<b>ELECTRONIQUE, ELECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE</b> <a href="http://edeea.ec-lyon.fr">http://edeea.ec-lyon.fr</a>  Secrétariat : M.C. HAVGOUDOUKIAN <a href="mailto:eea@ec-lyon.fr">eea@ec-lyon.fr</a>	<b>M. Gérard SCORLETTI</b> Ecole Centrale de Lyon 36 avenue Guy de Collongue 69134 ECULLY Tél : 04.72.18 60 97 Fax : 04 78 43 37 17 <a href="mailto:Gerard.scorletti@ec-lyon.fr">Gerard.scorletti@ec-lyon.fr</a>
<b>E2M2</b>	<b>EVOLUTION, ECOSYSTEME, MICROBIOLOGIE, MODELISATION</b> <a href="http://e2m2.universite-lyon.fr">http://e2m2.universite-lyon.fr</a>  Insa : H. CHARLES	<b>Mme Gudrun BORNETTE</b> CNRS UMR 5023 LEHNA Université Claude Bernard Lyon 1 Bât Forel 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cédex Tél : 04.72.43.12.94 <a href="mailto:e2m2@biomserv.univ-lyon1.fr">e2m2@biomserv.univ-lyon1.fr</a>
<b>EDISS</b>	<b>INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES- SANTE</b> <a href="http://ww2.ibcp.fr/ediss">http://ww2.ibcp.fr/ediss</a>  Sec : Safia AIT CHALAL Insa : M. LAGARDE	<b>M. Didier REVEL</b> Hôpital Louis Pradel Bâtiment Central 28 Avenue Doyen Lépine 69677 BRON Tél : 04.72.68 49 09 Fax :04 72 35 49 16 <a href="mailto:Didier.revel@creatis.uni-lyon1.fr">Didier.revel@creatis.uni-lyon1.fr</a>
<b>INFOMATHS</b>	<b>INFORMATIQUE ET MATHEMATIQUES</b> <a href="http://infomaths.univ-lyon1.fr">http://infomaths.univ-lyon1.fr</a>	<b>M. Johannes KELLENDONK</b> Université Claude Bernard Lyon 1 INFOMATHS Bâtiment Braconnier 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72. 44.82.94 Fax 04 72 43 16 87 <a href="mailto:infomaths@univ-lyon1.fr">infomaths@univ-lyon1.fr</a>
<b>Matériaux</b>	<b>MATERIAUX DE LYON</b>  Secrétariat : M. LABOUNE PM : 71.70 –Fax : 87.12 Bat. Saint Exupéry <a href="mailto:Ed.materiaux@insa-lyon.fr">Ed.materiaux@insa-lyon.fr</a>	<b>M. Jean-Yves BUFFIERE</b> INSA de Lyon MATEIS Bâtiment Saint Exupéry 7 avenue Jean Capelle 69621 VILLEURBANNE Cédex Tél : 04.72.43 83 18 Fax 04 72 43 85 28 <a href="mailto:Jean-yves.buffiere@insa-lyon.fr">Jean-yves.buffiere@insa-lyon.fr</a>
<b>MEGA</b>	<b>MECANIQUE, ENERGETIQUE, GENIE CIVIL, ACOUSTIQUE</b>  Secrétariat : M. LABOUNE PM : 71.70 –Fax : 87.12 Bat. Saint Exupéry <a href="mailto:mega@insa-lyon.fr">mega@insa-lyon.fr</a>	<b>M. Philippe BOISSE</b> INSA de Lyon Laboratoire LAMCOS Bâtiment Jacquard 25 bis avenue Jean Capelle 69621 VILLEURBANNE Cedex Tél :04.72.43.71.70 Fax : 04 72 43 72 37 <a href="mailto:Philippe.boisse@insa-lyon.fr">Philippe.boisse@insa-lyon.fr</a>
<b>ScSo</b>	<b>ScSo*</b>  <b>M. OBADIA Lionel</b>  Sec : Viviane POLSINELLI Insa : J.Y. TOUSSAINT	<b>M. OBADIA Lionel</b> Université Lyon 2 86 rue Pasteur 69365 LYON Cedex 07 Tél : 04.78.69.72.76 Fax : 04.37.28.04.48 <a href="mailto:Lionel.Obadia@univ-lyon2.fr">Lionel.Obadia@univ-lyon2.fr</a>

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

---

## A multi-physical and multiphasic modeling of lubricated contacts

---

### Abstract

---

Classically, many assumptions are used to model the fluid behaviour in a lubricated contact : continuous film, constant viscosity across the film thickness, film thickness is very thin compared to other contact dimensions, Newtonian lubricant... However, some of them are not well-founded for the study of Elasto-HydroDynamic contacts with high sliding or to estimate the liquid distribution at the exit of the contact.

An original numerical approach, based on the general fluid mechanics equations and taking into account the fluid/solid coupling and thermal effects, is developed here in order to give more physical insights to the usual modelling.

First of all, the thermal effects are shown on the friction coefficient evolution for Thermo-EHD contacts. A minimum value is found concerning the friction value for the pure sliding case. It is explained by analyzing the heat transfer between the solids and the lubricant. The origin of the resulting local modifications of the film thickness and the existence of a film thickness for zero entrainment velocity cases is related to the presence of a high viscosity gradient through the film. A qualitative comparison is performed with experimental data from literature, validating the results.

Second, the free surface flow of the lubricant around the contact is experimentally and numerically studied with a diffuse interface method. The capillary effects on the air/lubricant meniscus position are analyzed and quantitatively compared with experimental data from literature. Good agreements are found. An analytical approach is then developed, based on the numerical study of the two-phase flow. An analytical law predicting the liquid distribution is obtained. The exit area of EHD contacts is then investigated with a vaporous cavitation model highlighting the necessity of taking into account the effects of surrounding air and surface wettability. Finally, a first approach of the tri-dimensional two-phase flow is performed, showing the capillary effects on the interface location.

**Keywords** : Modelling, Fluid mechanics, Thermal effects, Fluid/structure interaction, Lubrication, Hydrodynamic, Elasto-Hydrodynamic, Rheology, Cavitation, Two-phase flow, Wettability, Friction

---

## Une modélisation multi-physique et multi-phasique du contact lubrifié

---

### Résumé

---

De nombreuses hypothèses sont classiquement utilisées pour décrire le comportement du fluide dans un contact lubrifié : film continu, viscosité constante dans l'épaisseur, film mince, fluide newtonien... Or, certaines s'avèrent erronées dès lors que l'on s'intéresse aux contacts Elasto-HydroDynamiques fortement glissants ou à la répartition du lubrifiant en sortie de contact.

Une approche numérique originale, basée sur un retour aux équations de la mécanique des fluides générale et prenant en compte le couplage fluide/solide et les effets thermiques est proposée ici dans le but d'apporter des éléments physiques supplémentaires aux modélisations usuelles.

Dans un premier temps, l'influence des effets thermiques sur l'évolution du frottement dans les contacts Thermo-EHD est mise en évidence. La présence d'un minimum de frottement pour le cas du glissement pur est expliquée par l'analyse des transferts thermiques entre le lubrifiant et les solides. L'origine des modifications locales d'épaisseur de film observées et l'existence même d'une épaisseur de film lubrifiant pour les cas de vitesse d'entraînement nulle sont alors reliées à la présence d'un fort gradient de viscosité dans l'épaisseur de film. Une comparaison qualitative avec des éléments expérimentaux de la littérature est réalisée, validant les tendances obtenues.

Dans un second temps, l'écoulement à surface libre du lubrifiant en périphérie du contact est étudié expérimentalement puis numériquement par une méthode à interface diffuse. Le rôle des effets capillaires est analysé et les résultats numériques confrontés à des résultats issus de la littérature. Un bon accord est obtenu tant qualitativement que quantitativement. Validé par l'étude numérique diphasique (air/lubrifiant) réalisée, un modèle analytique simplifié est alors développé, prédisant une loi de répartition du lubrifiant en sortie de contact. La zone de sortie des contacts EHD est ensuite traitée par un modèle de cavitation vaporeuse et la prise en compte nécessaire de l'air environnant est discutée. Enfin, une première modélisation tridimensionnelle de l'écoulement à surface libre du lubrifiant autour d'un contact ponctuel est réalisée mettant en avant l'influence des effets capillaires et la faisabilité d'une telle approche.

**Mots-Clés :** Modélisation, Mécanique des fluides, Thermique, Couplage fluide/structure, Lubrification, Hydrodynamique, Elasto-hydrodynamique, Rhéologie, Cavitation, Ecoulement diphasique, Frottement



# Remerciements

Je tiens à remercier en tout premier lieu mes encadrants de thèse : Nicolas FILLOT, Philippe VERGNE et Guillermo MORALES-ESPEJEL, pour la richesse du sujet proposé, leurs conseils essentiels tant sur le plan scientifique que humain, leur encadrement exemplaire et leur disponibilité remarquable sans lesquels ce travail n'aurait pas la saveur actuelle.

J'exprime mes profonds remerciements à Marc PRAT et Michel FILLON pour avoir usé de leur précieux temps, nécessaire à la relecture et au jugement de mon travail. Je suis également extrêmement reconnaissant à Guy BAYADA de me faire l'honneur de présider mon jury de soutenance de thèse.

D'un point de vue scientifique, de nombreuses personnes m'ont conseillé, encouragé et ont contribué à l'aboutissement de ce travail par l'intermédiaire de discussions et d'échanges. En espérant n'oublier personne, je souhaite remercier particulièrement : Benyebka BOU-SAÏD, Marie-Hélène MEURISSE, Michel QUERRY, Nathalie BOUSHARAIN, Nicolas DEVAUX, Thomas DOKI-THONON, Johnathan RAISIN, Daniele SAVIO, Charlotte MARY, Mathieu GARCIA, François ROUSSET, l'équipe de mécanique des fluides du LMFA, Patrick BOURGIN, Duncan DOWSON et Gérard DALMAZ.

J'ai également eu la chance d'expérimenter le concept de « comité conseil » à l'INSA de Lyon, qui m'a permis de prendre des décisions judicieuses au cours de ma thèse et pour mon avenir. Je remercie encore une fois mes encadrants ainsi que Claude GUEDAT et Laurent MOUCHETTE. Je remercie également Marc VIVES pour m'avoir fait confiance et avoir supervisé mon monitorat.

Cette aventure que constitue la thèse n'aurait pas pu se dérouler dans de si bonnes conditions sans l'accueil chaleureux de toute l'équipe ML2 et du LaMCoS en général. J'adresse un très grand merci à tous les membres du laboratoire et particulièrement à mes « co-bureaux ». Je remercie profondément tous les « acteurs du midi » (ou plutôt de 11h30), et qui pour certains, sont devenus bien plus que des « collègues » : Romain, BenJ, Mathieu, Hugo, « la bûche », « mini-bûche », « le colonel », Alain, Vincent, Ewen, Pierre, Nans, Phil S, et bien d'autres que j'oublie et qui, je l'espère, ne m'en voudront pas...

Enfin, j'adresse un merci tout particulier à ma famille, mes amis proches et évidemment à Sophie pour leur patience, leur soutien et leur disponibilité tout au long de ces trois années.



# Table des matières

<b>Table des matières .....</b>	<b>i</b>
<b>Nomenclature.....</b>	<b>iv</b>
<b>Liste des tableaux .....</b>	<b>ix</b>
<b>Liste des figures .....</b>	<b>x</b>
<b>I. Situation du problème.....</b>	<b>1</b>
I.1 Contexte.....	1
I.1.1 Lubrification et régimes de lubrification .....	2
I.1.2 Définitions et rôles des différentes zones .....	4
I.2 Approches classiques .....	6
I.2.1 Dans la zone du contact.....	6
I.2.2 En dehors de la zone du contact .....	9
I.3 Les méthodes alternatives.....	15
I.4 Objectifs .....	17
I.5 Démarche.....	18
<b>II. Eléments de physique des fluides .....</b>	<b>19</b>
II.1 Etat thermodynamique.....	19
II.1.1 L'état liquide.....	19
II.1.2 Les transitions de phases.....	20
II.2 Interfaces et effets capillaires.....	22
II.2.1 Tension de surface.....	22
II.2.2 Mouillabilité .....	24
II.3 Traction/Compression et masse volumique .....	24
II.3.1 Cavitation .....	25
II.3.2 Masse volumique et équations d'état .....	30
II.4 Rhéologie des lubrifiants.....	33
II.4.1 Viscosité newtonienne .....	33
II.4.2 Rhéologie non newtonienne .....	35

### III. Modélisation des couplages dans les contacts lubrifiés ..... 39

III.1	Géométries des contacts .....	39
III.1.1	Contact linéique .....	39
III.1.2	Contact ponctuel.....	40
III.2	Modélisation du domaine fluide.....	41
III.2.1	Hypothèses .....	41
III.2.2	Dans la zone du contact : écoulement confiné.....	42
III.2.3	Autour du contact : écoulement à surface libre .....	44
III.3	Le couplage lubrifiant/solide .....	46
III.3.1	Domaines solides .....	47
III.3.2	Méthode du maillage mobile .....	48
III.3.3	Conservation de la charge normale .....	50
III.4	Le couplage thermique.....	51
III.4.1	Equations de conservation de l'énergie.....	51
III.4.2	Conditions aux limites associées.....	53
III.5	Discretisation et méthodes de résolution .....	54
III.5.1	Méthode de résolution par éléments finis .....	55
III.5.2	Méthode de stabilisation .....	56
III.5.3	Algorithmes de résolution et convergence du maillage.....	57
III.6	Confrontations des modèles .....	63
III.6.1	Conservation de la masse .....	63
III.6.2	Conservation de l'énergie .....	64
III.6.3	Comparaisons avec les modèles de la littérature .....	66
III.7	Bilan des modélisations .....	70

### IV. Etude des contacts TEHD linéiques à fort glissement ..... 73

IV.1	Evolution du coefficient de frottement .....	73
IV.2	Autour du glissement pur ( $SRR = 2$ ) .....	76
IV.3	Application aux cas de très fort glissement ( $SRR > 2$ ).....	79
IV.3.1	Génération de « Dimple » .....	79
IV.3.2	Le phénomène du « viscosity wedge » .....	81
IV.4	Cas à vitesse d'entraînement nulle ( $SRR = \infty$ ).....	85
IV.4.1	Etude des profils d'épaisseurs de film.....	85
IV.4.2	Validations qualitatives par l'expérience.....	86
IV.5	Conclusions.....	91

<b>V. Cavitation et effets capillaires dans la zone de sortie des contacts lubrifiés.....</b>	<b>93</b>
V.1 Problématique et approche expérimentale.....	94
V.2 Cavitation vaporeuse.....	98
V.2.1 Contacts linéiques .....	99
V.2.2 Contacts ponctuels.....	102
V.3 Ecoulement à surface libre hors de la zone de contact : cas du contact HD linéique	104
V.3.1 Etude analytique.....	105
V.3.2 Etude numérique et validation expérimentale.....	107
V.3.3 Effets capillaires dans la zone de sortie .....	110
V.3.4 Cas avec roulement/glissement et loi de répartition .....	113
V.4 Etude numérique de la zone de sortie des contacts EHD linéiques .....	116
V.4.1 Effets capillaires dans la zone de sortie EHD.....	117
V.4.2 Discussion sur les différents phénomènes modélisés .....	120
V.5 Ecoulement à surface libre autour d'un contact HD ponctuel.....	123
V.5.1 Modélisation tridimensionnelle du contact HD .....	124
V.5.2 Etude numérique de l'écoulement autour du contact HD .....	125
V.6 Conclusions.....	128
<b>Conclusions Générales.....</b>	<b>131</b>
<b>Perspectives .....</b>	<b>133</b>
<b>Annexes .....</b>	<b>136</b>
<b>Bibliographie.....</b>	<b>165</b>

# Nomenclature

## Lettres grecques

$\alpha$ [-] :	Indice de proportion de vapeur
$\alpha_p$ [Pa <sup>-1</sup> ] :	Index de piezoviscosité
$\beta$ [K <sup>-1</sup> ] :	Constante de thermoviscosité
$\beta_K, \beta_K'$ [K <sup>-1</sup> ] :	Coefficients de masse volumique-température
$\beta_{DH}$ [K <sup>-1</sup> ] :	Coefficient de masse volumique-température de DOWSON-HIGGINSON
$\gamma$ [m <sup>3</sup> .s.kg <sup>-1</sup> ] :	Mobilité de l'interface
$\dot{\gamma}$ [s <sup>-1</sup> ] :	Tenseur taux de cisaillement
$\dot{\gamma}_{eq}$ [s <sup>-1</sup> ] :	Taux de cisaillement équivalent
$\delta_1$ [m] :	Epaisseur de film après séparation, sur la surface inférieure
$\delta_{1-e}$ [m] :	Epaisseur de film avant formation, sur la surface inférieure
$\delta_2$ [m] :	Epaisseur de film après séparation, sur la surface supérieure
$\delta_{2-e}$ [m] :	Epaisseur de film avant formation, sur la surface supérieure
$\Delta$ [m] :	Déplacement imposé pour appliquer la charge
$\Delta t$ [s] :	Pas de temps numérique
$\Delta x$ [m] :	Pas d'espace numérique
$\varepsilon$ [m] :	Epaisseur d'interface
$\varepsilon_s$ [-] :	Tenseur des déformations du solide
$\eta$ [Pa.s] :	Viscosité du fluide
$\eta_0$ [Pa.s] :	Viscosité initiale du lubrifiant
$\eta_{air}$ [Pa.s] :	Viscosité de l'air
$\eta_e$ [Pa.s] :	Viscosité élongationnelle
$\eta_v$ [Pa.s] :	Viscosité de la vapeur
$\theta$ [-] :	Paramètre numérique utilisé pour traiter la zone de cavitation
$\theta_s$ [rad] :	Angle statique de mouillage
$\lambda$ [N] :	Intensité de densité d'énergie libre
$\bar{\lambda}$ [Pa.s] :	Coefficient de NAVIER
$\mu$ [Pa.s] :	Viscosité newtonienne du lubrifiant
$\mu_{ref}$ [Pa.s] :	Viscosité newtonienne du lubrifiant à l'état de référence
$\nu_i$ [-] :	Coefficient de POISSON du solide $\Omega_i$
$\nu'$ [-] :	Coefficient de POISSON équivalent
$\rho$ [kg.m <sup>-3</sup> ] :	Masse volumique du fluide

$\rho_l$ [kg.m <sup>-3</sup> ] :	Masse volumique du lubrifiant
$\rho_0$ [kg.m <sup>-3</sup> ] :	Masse volumique initiale du lubrifiant
$\rho_{air}$ [kg.m <sup>-3</sup> ] :	Masse volumique de l'air
$\rho_i$ [kg.m <sup>-3</sup> ] :	Masse volumique du domaine $\Omega_i$
$\rho_{ref}$ [kg.m <sup>-3</sup> ] :	Masse volumique du lubrifiant à l'état référence
$\sigma$ [N.m <sup>-1</sup> ] :	Tension de surface
$\bar{\bar{\sigma}}_f$ [Pa] :	Tenseur des contraintes dans le fluide
$\bar{\bar{\sigma}}_s$ [Pa] :	Tenseur des contraintes dans le solide
$\bar{\bar{\tau}}$ [Pa] :	Tenseur des contraintes de cisaillement
$\tau_0$ [Pa] :	Contrainte de REE-EYRING
$\phi$ [-] :	Concentration de phase
$\chi$ [m.s.kg <sup>-1</sup> ] :	Paramètre de mobilité
$\varpi_2$ [rad.s <sup>-1</sup> ] :	Vitesse angulaire du solide $\Omega_2$
$\Omega_i$ :	Domaines solides avec $i = 1, 2$

### Lettres latines

$a$ [m] :	Rayon de contact hertzien d'un contact ponctuel
$a_v$ [°C <sup>-1</sup> ] :	Coefficient de masse volumique-température
$b$ [m] :	Demi-longueur d'un contact hertzien linéique
$c$ [m. s <sup>-1</sup> ] :	Vitesse du son
$c_v$ [m. s <sup>-1</sup> ] :	Vitesse du son dans la vapeur
$C$ [Pa] :	Tenseur de raideur
$C_{f_{inf}}, C_{f_{sup}}$ [-] :	Coefficient de frottement calculé sur la surface inférieure ou supérieure
$C_p$ [ J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> ] :	Capacité calorifique du fluide
$C_{p_i}$ [ J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> ] :	Capacité calorifique du domaine $\Omega_i$
$D$ [m] :	Profondeur du solide $\Omega_1$
$\bar{\bar{D}}$ [s <sup>-1</sup> ] :	Tenseur taux de déformation
$E_i$ [Pa] :	Module d'Young du solide $i$
$E^i$ [Pa] :	Module d'Young équivalent
$f$ [J.m <sup>-3</sup> ] :	Densité d'énergie libre
$F$ [J] :	Energie libre
$g$ [m.s <sup>-2</sup> ] :	Accélération de la gravité
$G$ [Pa] :	Potentiel chimique
$h$ [m] :	Epaisseur de film
$h_c$ [m] :	Epaisseur de film centrale
$h_{c_{EG}}$ [m] :	Epaisseur de film centrale selon ERTEL-GRUBIN
$h_{min}$ [m] :	Epaisseur de film minimale
$h_0$ [m] :	Epaisseur de film centrale initiale

## Nomenclature

$h_s$ [m] :	Epaisseur de film de sortie en $x = x_s$
$\bar{h}$ [J] :	Energie de perturbation
$\tilde{H}$ [J.kg <sup>-1</sup> ] :	Enthalpie massique
$K$ [Pa] :	Module initial de compressibilité
$k$ [W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> ] :	Conductivité thermique du fluide
$k_i$ [W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> ] :	Conductivité thermique du domaine $\Omega_i$
$l$ [m] :	Demi-longueur du domaine numérique $\Omega_3$
$L$ [m] :	Longueur caractéristique
$L_{\Omega_1}$ [m] :	Longueur du domaine $\Omega_1$
$L_c$ [m] :	Longueur de la zone cavité
$\tilde{L}_c$ [-] :	Longueur adimensionnée de la zone cavité
$\mathbf{n}$ :	Vecteur normal
$p$ [Pa] :	Pression dans le fluide
$p_0$ [Pa] :	Pression de référence
$p_h$ [Pa] :	Pression de HERTZ
$p_{sat}$ [Pa] :	Pression de vapeur saturante
$p_{Roelands}$ [Pa] :	Pression initiale de ROELANDS
$q_i$ [W.m <sup>-2</sup> ] :	Flux de chaleur
$Q_{compr}$ [W.m <sup>-3</sup> ] :	Terme source de chaleur issu de la compression du fluide
$Q_s$ [W.m <sup>-3</sup> ] :	Terme source de chaleur global
$Q_{shear}$ [W.m <sup>-3</sup> ] :	Terme source de chaleur issu du cisaillement du fluide
$R$ [m] :	Rayon du cylindre
$s$ [-] :	Abscisse curviligne normalisée
$t$ [s] :	Temps
$T$ [K] :	Température
$T_0$ [K] :	Température initiale
$T_{ref}$ [K] :	Température de référence
$\mathbf{u}$ [m.s <sup>-1</sup> ] :	Champs de vitesse dans le fluide
$u$ [m.s <sup>-1</sup> ] :	Composante horizontale du champ de vitesse dans le fluide
$u_i$ [m.s <sup>-1</sup> ] :	Vitesse tangentielle linéaire du solide $\Omega_i$ en $x = 0$
$u^*$ [m.s <sup>-1</sup> ] :	Vitesse de glissement
$u_{moy}$ [m.s <sup>-1</sup> ] :	Vitesse moyenne ou vitesse d'entraînement
$U$ [m.s <sup>-1</sup> ] :	Vitesse caractéristique
$\tilde{U}$ [J. kg <sup>-1</sup> ] :	Energie interne massique
$\mathbf{U}_s$ [m] :	Champ de déplacement du solide
$U_s$ [m] :	Déplacement horizontal du solide
$v$ [m.s <sup>-1</sup> ] :	Composante verticale du champ de vitesse dans le fluide
$V$ [m <sup>3</sup> ] :	Volume
$V_s$ [m] :	Déplacement vertical du solide

$w_1$ [N.m <sup>-1</sup> ] :	Charge normale linéique
$W$ [N] :	Charge normale
$x$ [m] :	Coordonnée spatiale selon l'axe $\mathbf{x}$ , le long de l'écoulement, dans le repère mobile
$x_e$ [m] :	Abscisse de génération de pression
$x_s$ [m] :	Abscisse de séparation du film lubrifiant
$X$ [m] :	Coordonnée spatiale selon l'axe $\mathbf{x}$ , dans le repère fixe
$y$ [m] :	Coordonnée spatiale selon l'axe $\mathbf{y}$ , à travers l'épaisseur, dans le repère mobile
$y^*$ [m] :	Ordonnée où $u = \frac{\partial u}{\partial y} = 0$
$Y$ [m] :	Coordonnée spatiale selon l'axe $\mathbf{y}$ , dans le repère fixe
$z$ [m] :	Coordonnée spatiale selon l'axe $\mathbf{z}$ , selon l'épaisseur du cylindre dans le repère fixe

### Symboles

$\mathbf{u}$ :	Lettres en gras représentant un vecteur, ici le vecteur vitesse dans le fluide $\mathbf{u} = \{u \ v \ w\}$ en trois dimensions
$\frac{\mathbf{d}}{\mathbf{dt}}$ :	Dérivée particulaire, soit appliquée à une quantité F: $\frac{\mathbf{d}F}{\mathbf{dt}} = \frac{\partial F}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla F$
« : » :	Produit tensoriel contracté deux fois, $A : B = \sum_i \sum_j A_{ij} B_{ij}$

### Nombres sans dimension

$Bo$ :	Nombre de BOND, $Bo = \frac{\rho g L^2}{\sigma}$
$Ca$ :	Nombre capillaire, $Ca = \frac{\eta U}{\sigma}$
$Ch$ :	Nombre de CAHN, $Ch = \frac{\varepsilon}{L}$
$De$ :	Nombre de DEBORAH, $De = \frac{\eta U}{Gb}$
$Fr$ :	Nombre de FROUDE, $Fr = \frac{U}{\sqrt{gL}}$
$L_M$ :	Nombre sans dimension de MOES $L_M = \alpha E' \left( \frac{\eta_0 (u_1 + u_2)}{E' R} \right)^{1/4}$
$M$ :	Nombre sans dimension de MOES, $M = \frac{W}{E' R^2} \left( \frac{\eta_0 (u_1 + u_2)}{E' R} \right)^{-3/4}$

## Nomenclature

$M_1$ :	Nombre sans dimension de MOES, linéique, $M_1 = \frac{w_1}{E'R} \left( \frac{\eta_0 (u_1 + u_2)}{E'R} \right)^{-1/2}$
$Ma$ :	Nombre de MACH, $Ma = \frac{U}{c}$
$Pe$ :	Nombre de PECLET, $Pe = \frac{\rho C_p UL}{k}$
$Pe_{CH}$ :	Nombre de PECLET modifié, $Pe_{CH} = \frac{UL}{\varepsilon \sigma \chi}$
$Re$ :	Nombre de REYNOLDS, $Re = \frac{\rho UL}{\eta}$
$SRR$ :	Taux de roulement/glisement, $SRR = \frac{u_1 - u_2}{u_{moy}}$
$We$ :	Nombre de WEBER, $We = \frac{\rho U^2 L}{\sigma}$

# Liste des tableaux

Tableau I-1 - Relations analytiques de HERTZ [Her81] pour deux types de contact sec.....	6
Tableau III-1 - Valeurs des différents paramètres relatifs au cas présenté Figure III-5.....	56
Tableau III-2 - Influence du maillage sur les résultats et comparaison du nombre de degrés de liberté et des temps de calcul normalisés par rapport au cas REYNOLDS généralisé .....	60
Tableau III-3 - Valeurs des différents paramètres relatifs au cas test hydrodynamique comparés avec [Har08a].....	66
Tableau IV-1 - Valeurs des différents paramètres relatifs aux cas EHD présentés.....	75
Tableau IV-2 - Valeurs des vitesses de chaque solide pour différents taux de glissement $SRR$	77
Tableau V-1 - Valeurs des différents paramètres relatifs aux cas EHD linéiques en régime isotherme présentés par la suite .....	99
Tableau V-2 - Valeurs des différents paramètres relatifs aux résultats montrés Figure V-11 et Figure V-12 .....	108
Tableau V-3 - Valeurs des différents paramètres relatifs aux résultats présentés Figure V-26 et Figure V-27 .....	125
Tableau B-1 - Valeurs « classiques » des paramètres d'étude.....	146
Tableau B-2 - Ordres de grandeur des nombres sans dimension .....	147
Tableau C-1 - Comparaisons des valeurs du coefficient de frottement pour un cas « classique » (1 <sup>ère</sup> ligne) et pour des cas à plus forte viscosité (2 <sup>ème</sup> et 3 <sup>ème</sup> lignes).....	151
Tableau D-1 - Valeurs des différents paramètres nécessaires à l'estimation des propriétés des contacts étudiés.....	155
Tableau D-2 - Valeurs des rayons de contact Hertzien $a$ et des épaisseurs centrales de film $h_c$ estimés pour deux charges différentes .....	155
Tableau E-1 - Valeurs des différents paramètres relatifs aux résultats présentés Figure E-4 et Figure E-6 .....	160

# Liste des figures

Figure I-1 - Exemples de roulements et définition des éléments les composant, inspirés de VAN ZOELEN [VZ09].....	2
Figure I-2 - Profils de vitesses et de pression dans un patin incliné modélisés par REYNOLDS en 1886 [Rey86].....	3
Figure I-3 - Courbe de STRIBECK montrant les différents régimes de lubrification.....	3
Figure I-4 - Définitions des différentes zones d'un contact lubrifié hydrodynamique (HD) et élasto-hydrodynamique (EHD) et schématisation du profil de pression résultant en rouge	5
Figure I-5 - Visualisation d'épaisseurs de film par interférométrie à différentes vitesses d'entraînement $u_{moy}$ en $[m.s^{-1}]$ pour un contact ponctuel .....	9
Figure I-6 - Visualisation des ménisques air/huile sur une machine bille/plan [Goh01] et lignes de courant dans un ménisque d'entrée issues de [Bon83] .....	10
Figure I-7 - Conditions de rupture de film résumées par BRAUN [Bra10] et obtenues par A : GÜMBEL [Güm14], B : SWIFT/STIEBER [Swi32] [Sti33], C : JFO [Jac57] [Ols74], et D : ELROD [Elr81] .....	12
Figure I-8 - Visualisation des ménisques air/huile d'un contact sous-alimenté [VZ09] et schématisation d'un contact sous-alimenté [Dal79] .....	14
Figure II-1 - Diagramme de phase $(p, T)$ .....	20
Figure II-2 - Forme du potentiel de GINZBURG-LANDAU à double puits (à gauche) et solution d'équilibre 1D non triviale (à droite) .....	21
Figure II-3 - Origine moléculaire de la tension de surface (schéma de gauche) et effets macroscopiques (à droite) [Mal10].....	22
Figure II-4 - Représentation mathématique (à gauche) et modélisation par l'approche de CAHN-HILLIARD (à droite) d'un point triple.....	24
Figure II-5 - Diagramme de phase $(p, V)$ théorique à gauche et expérimental à droite .....	25
Figure II-6 - Diagramme de phase $(p, V)$ illustrant la théorie de TEMPERLEY [Tem78] .....	26
Figure II-7 - Diagramme de phase pour un mélange liquide/vapeur .....	33
Figure II-8 - Evolution de la viscosité en fonction du taux de cisaillement et comparaison avec le modèle de CARREAU, issue de [Bai07] pour un additif de type phtalate .....	37
Figure III-1 - Contact linéique : géométrie et définitions .....	39
Figure III-2 - Contact ponctuel : géométrie et définitions.....	41
Figure III-3 - Illustration du maillage mobile : en traits pointillés la géométrie initiale $(X, Y)$ , en traits continus la géométrie déformée $(x, y)$ .....	49
Figure III-4 - Conditions limites du modèle thermique .....	54
Figure III-5 - Epaisseurs de film (à gauche) et champs de pression EHD (à droite) pour différents chargements, avec $W = 5 \cdot 10^4 \text{ N.m}^{-1}$ pour des cas non newtoniens isothermes en glissement pur .....	57
Figure III-6 - Algorithme de résolution pour les cas EHD .....	59

Figure III-7 - Maillage fin global (à gauche) et zoomé (à droite) .....60

Figure III-8 - Influences sur la position du ménisque de sortie d'un contact en glissement pur des deux nombres sans dimension  $Ch = \frac{\varepsilon}{L}$  (à gauche) avec  $\varepsilon$  en [m] et  $Pe_{CH} = \frac{UL}{\varepsilon\sigma\chi}$  (à droite) avec  $\chi$  en [m.s.kg<sup>-1</sup>] .....62

Figure III-9 - (a) Evolution de la masse volumique et (b) du débit en différentes sections pour un cas EHD - (c) Répartition des phases en sortie d'un cas HD (lubrifiant en rouge et air en bleu) et évolution du débit de fluide correspondant pour ce cas (d) .....64

Figure III-10 - Terme source de chaleur (en couleur) et définition des flux de chaleur pour un cas EHD en glissement pur .....65

Figure III-11 - Comparaison avec le modèle présent et celui de WALLIS isentropique issu de [Har08a] (à gauche) et comparaison originale issue de [Har08a] (à droite) .....67

Figure III-12 - Proportion de vapeur  $\alpha$  en sortie de contact HD fortement chargé (à gauche) - Profil de cette grandeur tracé sur le plan mobile en fonction de x (à droite) .....68

Figure III-13 - Comparaisons avec des résultats issus d'une approche REYNOLDS classique par HABCHI [Hab08] à gauche et d'une approche CFD par HARTINGER [Har08b] à droite.....68

Figure III-14 - Evolution de la viscosité dans l'épaisseur en couleur (à gauche) - Champ d'épaisseur de film et isocontours (à droite).....69

Figure III-15 - Comparaisons des profils d'épaisseur (en haut) et de pression (en bas) issus d'une approche REYNOLDS généralisée inspirée de HABCHI [Hab08] et de l'approche NAVIER-STOKES présente, pour un contact ponctuel .....70

Figure IV-1 - Schématisation des efforts appliqués au contact EHD linéique .....74

Figure IV-2 - Coefficient de frottement en fonction de  $SRR$  avec prise en compte ou non des différents effets .....75

Figure IV-3 - Contact linéique en glissement pur - Influence des effets thermiques et non newtoniens (NN) sur les profils d'épaisseur de film et de pression (à gauche) - Champs de température dans le fluide (lignes de courant en blanc) et dans le solide déformé (à droite) pour un cas NN avec effets thermiques .....76

Figure IV-4 - Champs de température (à gauche) et profils de température (à droite) à l'interface fluide-solide supérieure  $\partial\Gamma_{3-2}$  (montrée Figure IV-1) pour différentes valeurs de  $SRR$  autour du glissement pur ( $SRR = 1.9, 2, 2.1$ ) .....78

Figure IV-5 - Comparaison des profils d'épaisseurs de films et de pression, en régime isotherme à gauche et avec effets thermiques à droite ( $SRR = [2, 4, 8]$ ) .....80

Figure IV-6 - Comparaison des champs de température avec l'hypothèse du contact équivalent (à gauche) et sans (à droite) pour un cas à fort glissement ( $SRR = 4$ ) .....80

Figure IV-7 - Phénomène du « viscosity wedge » pour un patin et champs de vitesse (sans gradient de pression) .....81

Figure IV-8 - Résultats isothermes à gauche et avec effets thermiques à droite pour un cas EHD à  $SRR = 4$ . De bas en haut : champs de température, viscosité et lignes de courant, puis taux de cisaillement dans le fluide.....83

Figure IV-9 - Profils de viscosité adimensionnée  $\eta / \eta_0$  (en échelle logarithmique, à gauche) et de vitesse horizontale adimensionnée  $u / u_1$  (à droite) dans l'épaisseur locale  $h^*$  et pour différentes abscisses  $x / b = [-1, -0.5, 0, 0.5, 1]$ , avec prise en compte des effets thermiques.84

Figure IV-10 - Au dessus, à gauche : champ de température et lignes de courant avec les deux solides déformés, à droite : idem avec un solide équivalent, pour  $SRR = \infty$  et  $u^* = 5 \text{ m.s}^{-1}$  - en dessous : profil de pression (en bleu) et épaisseur de film (en vert).....86

Figure IV-11 - Comparaison qualitative des épaisseurs de film obtenues numériquement à gauche sur un contact linéique et expérimentalement à droite sur un contact sphère/plan par [Yag05], en faisant varier la charge.....87

Figure IV-12 - A gauche : différence verticale de température  $T_{\Gamma_{3-2}} - T_{\Gamma_{3-1}}$  en [K] - A droite : gradient de pression horizontal  $dp / dx$  en  $[\text{N.m}^{-3}]$  - Résultats anti-symétriques par rapport à  $x = 0$  et pour différentes charges linéiques  $w_1$  .....88

Figure IV-13 - Comparaison qualitative des épaisseurs de film obtenues numériquement sur un contact linéique à gauche et expérimentalement sur un contact sphère/plan par [Yag05] à droite, en faisant varier l'intensité de la vitesse  $u^*$  .....89

Figure IV-14 - A gauche : différence verticale de température  $T_{\Gamma_{3-2}} - T_{\Gamma_{3-1}}$  en [K] - A droite : gradient de pression horizontal  $dp / dx$  en  $[\text{N.m}^{-3}]$  - Résultats anti-symétriques par rapport à  $x = 0$  et pour différentes vitesse de glissement  $u^*$  .....89

Figure IV-15 - Termes de « viscosity wedge »  $\frac{\partial \eta}{\partial y} \cdot \frac{\partial u}{\partial y}$  à gauche et taux de cisaillement  $\dot{\gamma}$  à droite, pour trois vitesses de glissement  $u^*$  différentes et à  $SRR = \infty$  .....90

Figure V-1 - Schématisation du montage (à gauche) et visualisation macroscopique (à droite) des ménisques air/lubrifiant (en vert) et de la zone de « cavitation » (en rouge) - Représentation schématique de l'aire de contact par un disque bleu (à gauche) .....94

Figure V-2 - Au dessus : évolution du ménisque air/lubrifiant (en vert) en sortie d'un contact sphère/plan à  $SRR = 0$  et  $Ca \approx 0.2$ . Apparition de la « zone de cavitation » (en rouge), zoomée à  $t = 30 \text{ s}$  - En dessous : Charge normale mesurée,  $W$  en [N] .....95

Figure V-3 - Au dessus : Evolution du ménisque air/lubrifiant (en vert) en sortie d'un contact sphère/plan en roulement pur et  $Ca \approx 1.1$  en diminuant l'entrefer jusqu'à  $t = 72 \text{ s}$  puis en augmentant jusqu'à  $t = 85 \text{ s}$  - En dessous : Charge normale mesurée,  $W$  en [N] .....96

Figure V-4 - Représentations schématiques de la zone de sortie des contacts EHD illustrées par trois champs d'épaisseur de film pour les cas 1 et 2 où la zone de « cavitation » est fermée et, 3, où elle interagit avec le ménisque air/lubrifiant extérieur.....97

Figure V-5 - Proportion de vapeur  $\alpha$  en sortie d'un contact linéique isotherme EHD en roulement pur et en glissement pur - Champs de vitesse (flèches) - Isovaleur  $\alpha = 0.9$  (ligne noire) - A droite, représentation zoomée non déformée.....100

Figure V-6 - Maillage et représentation locale de la zone de transition liquide/vapeur,  $\alpha$  en couleur (à gauche) en glissement pur - Champ de pression ( $p < 5.10^4 \text{ Pa}$ ) et lignes de courant, traits noirs pour isovaleur de  $\alpha = 90\%$  (à droite).....100

Figure V-7 - Evolution de la proportion de vapeur  $\alpha$  (à gauche) et de la pression (à droite) pour différentes valeurs de  $p_{sat}$  en [Pa].....101

Figure V-8 - Proportions de vapeur  $\alpha = \frac{\rho - \rho_l}{\rho_v - \rho_l}$  en sortie d'un contact ponctuel EHD à travers l'épaisseur (isovaleurs) à gauche et vue de dessus, à droite, avec  $\alpha$  en couleur et

isocontours d'épaisseur de film en gris pour deux valeurs de pressions de vapeur saturante,  
 $p_{sat} = -2.10^5$  Pa (en haut) et  $p_{sat} = 5.10^4$  Pa (en bas) .....103

Figure V-9 - Géométrie du contact HD et définitions.....105

Figure V-10 - Condition limite de sortie en  $x = x_s$  pour  $\left(u = \frac{du}{dy} = 0\right)$  et répartition du  
lubrifiant après séparation du film .....106

Figure V-11 - Confrontation expérimentale/numérique des profils de pression obtenus  
expérimentalement pour deux cas HD par FLOBERG [Flo65] (a) et DALMAZ [Dal80] (b) 108

Figure V-12 - Evolution des abscisses du ménisque de sortie en fonction du nombre capillaire,  
obtenues expérimentalement [Dal79], numériquement et analytiquement pour un cas de  
roulement pur (a) et un cas de glissement pur (b).....109

Figure V-13 - Comparaisons avec le modèle de COYNE-ELROD [Coy70] en glissement pur (  
 $SRR = 2$ ) .....110

Figure V-14 - Distributions des phases en sortie pour  $SRR = 2$  et différentes valeurs du nombre  
capillaire,  $Ca$  - Lignes de courant dans le liquide en blanc - Points d'arrêt en rouge.....111

Figure V-15 - Influence de l'angle de mouillage  $\theta_s$  sur l'abscisse de sortie pour deux nombres  
capillaires différents, en glissement pur .....112

Figure V-16 - Distributions des phases en sortie pour  $SRR = 0$  et différentes valeurs du nombre  
capillaire,  $Ca$  - Lignes de courant dans le liquide en blanc - Points d'arrêt en rouge - Pour  
 $Ca = 0.02$ , les pointillés indiquent la fenêtre de visualisation des autres valeurs.....112

Figure V-17 - Distributions de phases pour différentes valeurs du SRR et avec effets capillaires  
importants,  $Ca = 0.2$  .....114

Figure V-18 - Champ de pression en sortie (à gauche) pour  $SRR = 1$  et  $Ca = 0.25$  et profils de  
vitesse horizontale en amont ( $x = 0.9 x_s$ ) et en aval ( $x = 1.1 x_s$ ) du ménisque situé en  
 $x = x_s$  .....115

Figure V-19 - Répartition du lubrifiant sur chaque surface en fonction de  $SRR$  pour  $Ca = 0.25$   
et  $Ca = 4$  .....115

Figure V-20 - Champs de pression et répartition des deux phases (lubrifiant et air) en sortie  
d'un contact EHD en glissement pur  $SRR = 2$  et  $\theta_s = \frac{\pi}{2}$ , à gauche, et en  
roulement/glissement  $SRR = 1$ , à droite pour différents nombres capillaires  $Ca$  .....118

Figure V-21 - Répartition du lubrifiant sur chaque surface en fonction de  $SRR$  pour différentes  
valeurs de  $Ca$ , en régime HD et EHD .....119

Figure V-22 - Profils d'épaisseur au niveau du minimum (à gauche) et de pression (à droite)  
pour trois tensions de surface différentes (en haut) et avec  $\theta_s = \frac{\pi}{2}$  et trois angles de  
mouillage différents (en bas) à  $SRR = 2$  et  $Ca = 0.8$  .....120

Figure V-23 - Comparaison des champs de pression (à gauche) et d'épaisseur de film (à droite)  
pour trois approches différentes en glissement pur - A : modèle NAVIER-STOKES sans prise  
en compte de la zone de sortie, B : avec le modèle de changement de phase, C : avec le  
modèle CAHN-HILLIARD ( $Ca = 0.8, \theta_s = \frac{\pi}{3}$ ) .....121

Liste des figures

Figure V-24 - Champs de pression $p$ (à gauche) et de vitesse horizontale $u$ (à droite) en sortie d'un cas EHD à glissement pur, avec $Ca = 0.8$ et $\theta_s = \frac{\pi}{3}$ .....	122
Figure V-25 - Domaine numérique d'étude d'un contact ponctuel.....	124
Figure V-26 - A gauche, surface libre en noir, lignes de courant dans le lubrifiant colorées par le champ de pression normalisé et champs de vitesse en flèches rouge - A droite, (vue latérale $xy$ ), lignes de courant dans le liquide, colorées en fonction de l'intensité du champ de vitesse normalisée par $u_1$ , pour $Ca = 2$ et $SRR = 0$ .....	126
Figure V-27 - Surfaces libres colorées en fonction de la hauteur $y$ et champs de vitesse dans le liquide en flèches rouges pour un cas de glissement pur avec $\theta_s = \frac{\pi}{3}$ et différentes valeurs de $Ca$ .....	127
Figure A-1 - Condition limite de sortie en $x = x_s$ pour $\left(u = \frac{du}{dy} = 0\right)$ et répartition du lubrifiant après rupture de film.....	138
Figure B-1 - Rappel des zones d'études et grandeurs principales.....	146
Figure C-1 - Intensité du taux de cisaillement $\dot{\gamma}_{eq}$ et de la contrainte de cisaillement $\tau_{eq}$ dans un contact ponctuel à forte viscosité en roulement pur .....	150
Figure C-2 - Comparaisons avec des résultats issus d'une approche REYNOLDS généralisé inspirée de HABCHI [Hab08] et de l'approche NAVIER-STOKES développée pour les profils d'épaisseur (en haut) et de pression (en bas) d'un contact ponctuel.....	150
Figure D-1 - Schéma du banc d'essai utilisé issu de [Mol99].....	153
Figure D-2 - Ménisque air/lubrifiant en vue de dessus sur banc d'essai .....	154
Figure E-1 - Lignes de courant pour un contact en roulement pur obtenues par OTERI [Ote72] avec $\Psi$ la fonction de courant.....	157
Figure E-2 - Ménisques (en rouge) et gouttes éjectées à l'entrée d'un contact lubrifié non conforme HD obtenu par DALMAZ dans [Dal79] pour différentes vitesses en roulement pur .....	158
Figure E-3 - Géométrie et conditions limites - cas (a) : épaisseur initiale trop faible - cas (b) : épaisseur initiale trop importante (cas de glissement pur).....	159
Figure E-4 - Evolution temporelle de l'écoulement diphasique, lubrifiant (en rouge) et air (en bleu), pour un cas de roulement pur avec conditions périodiques et $Ca = 2$ .....	161
Figure E-5 - A gauche : représentation non déformée de la répartition des phases $\phi$ en entrée à $t = 0.09$ s - A droite : champ de vitesse horizontale $u$ en couleur, interface (ligne noire, $\phi = 0$ ), champs de vitesse $\mathbf{u}$ (flèches) et lignes de courant (en blanc) à $t = 0.3$ s .....	161
Figure E-6 - Evolution temporelle de l'écoulement diphasique, lubrifiant (en rouge) et air (en bleu), pour un cas de roulement pur avec conditions périodiques et $Ca = 0.5$ .....	162
Figure E-7 - Evolution de la masse adimensionnée de liquide dans le domaine et écart des débit entrant et sortant (en %) pour le cas $Ca = 0.5$ .....	163

# I. Situation du problème

## I.1 Contexte

Le frottement et l'usure occupent un rôle fondamental dans la vie de tous les jours. La simple action de marcher, par exemple, nécessite l'adhérence sur le sol, faisant intervenir la notion de frottement et pouvant générer l'usure des deux corps en contact. En ingénierie, ces deux phénomènes se doivent d'être maîtrisés car ils jouent un rôle déterminant sur la fiabilité des systèmes et leur rendement énergétique. Selon les mécanismes mis en jeu, le frottement peut s'avérer utile (freins, embrayages...), mais il est souvent néfaste, menant à une consommation d'énergie et donc à une diminution du rendement global (paliers, glissières, rotules...). Parallèlement, la dégradation des surfaces (fatigue, grippage, rupture) engendre des dysfonctionnements qui affectent la durée de vie du système. Ainsi, depuis des millénaires, l'Homme a déployé de nombreuses techniques pour tenter de limiter et/ou contrôler ces deux phénomènes voire de s'en affranchir.

Une des méthodes pour limiter ces phénomènes (dont la première trace avérée d'utilisation par l'Homme remonte à l'Égypte antique [Dow98]) est la lubrification. Elle consiste à séparer les deux surfaces frottantes par un fluide pouvant être liquide ou gazeux. Afin de supporter la charge appliquée, le maintien du lubrifiant entre ces deux surfaces nécessite la génération de pression dans celui-ci. Cette pression peut-être soit générée par un système extérieur, on parle alors de lubrification hydrostatique, soit générée par le mouvement relatif des surfaces, on parle alors de lubrification hydrodynamique. Ce travail s'intéressera principalement à la modélisation et à l'analyse des contacts lubrifiés par un fluide sous forme liquide (huile). Les cas d'étude traités s'appliqueront à la thématique générale des contacts lubrifiés (engrenages, paliers, contact came/poussoir...) mais seront principalement issus de contacts rencontrés dans les roulements.

Ces composants mécaniques sont fréquemment utilisés dans l'industrie pour réaliser des liaisons précises de type « pivot ». Ils permettent la transmission d'efforts importants tout en limitant les frottements. En effet, le frottement de glissement est substitué par le frottement de roulement par le biais d'éléments intercalés entre les deux bagues intérieure et extérieure (voir Figure I-1). Ces éléments roulants peuvent être de différentes géométries (rouleaux, billes, aiguilles...) et sont généralement séparés par une cage pour maintenir leur équidistance. Il existe une très grande diversité de roulements, adaptés aux vitesses et aux efforts à

transmettre, détaillée dans [Dow98] depuis le premier croquis de LEONARD DE VINCI en 1500 (voir Figure I-1) jusqu'à nos jours.

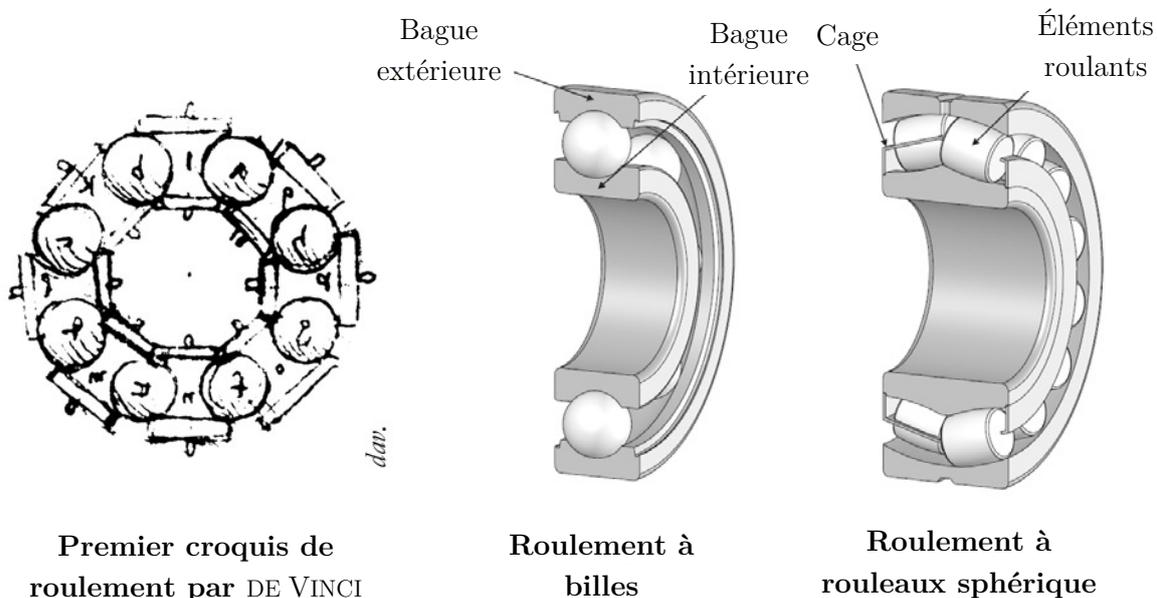


Figure I-1 - Exemples de roulements et définition des éléments les composant, inspirés de VAN ZOELLEN [VZ09]

L'utilisation de ces composants mécaniques est très répandue dans l'industrie. En effet, ils constituent une solution adaptée à de nombreuses problématiques compte tenu de leur diversité, de leur bon rendement énergétique et de leur faible coût de fabrication.

Cependant, bien que le principe global de leur fonctionnement soit maîtrisé, il reste encore de nombreuses inconnues et axes de recherche visant à comprendre toujours plus en détails la physique des phénomènes propres aux différents types de contacts lubrifiés qui les composent. De plus, compte tenu des rigueurs énergétiques actuelles, les concepteurs sont confrontés à des compromis de plus en plus critiques visant à diminuer toujours plus le frottement pour réduire les consommations énergétiques et limiter toujours plus la quantité de lubrifiant à fournir au roulement sans en altérer son fonctionnement.

On s'attachera donc dans ce qui suit à caractériser le plus précisément possible ces deux quantités que sont le coefficient de frottement et l'épaisseur de film (que ce soit dans le contact ou en dehors). Compte tenu de la diversité des conditions de fonctionnement et des technologies existantes, différents régimes de lubrification peuvent être définis.

### I.1.1 Lubrification et régimes de lubrification

En réponse aux expériences menées par TOWER [Tow83], REYNOLDS développe en 1886 [Rey86] un modèle mathématique montrant comment la pression peut être générée dans un film d'huile selon différentes géométries et sous diverses sollicitations, comme celle illustrée Figure I-2.

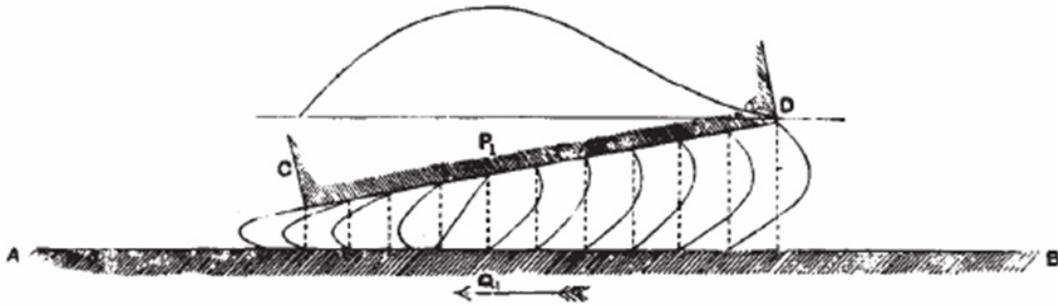


Figure I-2 - Profils de vitesses et de pression dans un patin incliné modélisés par REYNOLDS en 1886 [Rey86]

Il décrit mathématiquement et physiquement comment la forme convergente du patin (dans l'exemple illustré) et la conservation du débit, génèrent une augmentation de pression dans le liquide et une portance hydrodynamique. Pour cela, il écrit les équations de NAVIER-STOKES décrivant l'écoulement d'un fluide newtonien incompressible et effectue de nombreuses simplifications (voir Annexe A) pour aboutir à l'expression d'une seule équation. Son travail remarquable permet la compréhension essentielle des phénomènes propres à la mécanique des films minces et mènera au développement des différentes technologies utilisées aujourd'hui (paliers, roulements, butées...).

En 1902, STRIBECK, après avoir réalisé de nombreuses expériences sur différents types de contacts lubrifiés, décrit ce qui deviendra par la suite un invariant des problématiques de lubrification. Il représente l'évolution qualitative du coefficient de frottement en fonction de l'épaisseur de film, proportionnelle au ratio  $\frac{\text{Viscosité} \cdot \text{Vitesse}}{\text{Charge}}$ , sur une courbe portant désormais son nom :

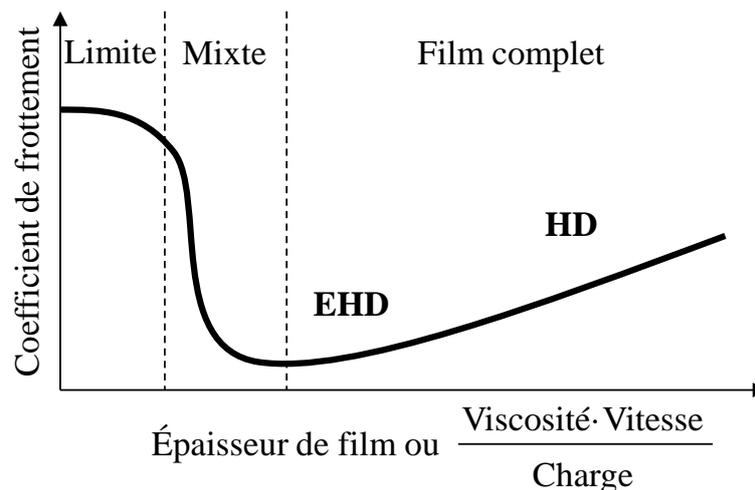


Figure I-3 - Courbe de STRIBECK montrant les différents régimes de lubrification

En parcourant cette courbe en augmentant le paramètre « Vitesse » (d'entraînement), différents régimes bien distincts sont définis. A partir du frottement sec (vitesse nulle), un premier régime se différencie. Il s'agit du régime de lubrification **limite**. La séparation des

surfaces n'est alors assurée que par quelques molécules adsorbées sur celles-ci. La charge est supportée par les aspérités des surfaces en contact et le frottement est généralement élevé, proche du contact sec et piloté par les interactions tribo-chimiques. En augmentant la vitesse d'entraînement, l'effet hydrodynamique (introduit précédemment) est généré et la charge est alors supportée à la fois par les aspérités encore en contact, mais également par un film d'huile d'épaisseur comparable à la taille de celles-ci. Le frottement, correspondant à l'effort nécessaire au cisaillement du fluide et des micro-aspérités en contact, diminue alors au fur et à mesure que la vitesse, et par conséquent la portance, augmentent. Ce régime de lubrification est défini comme le régime de lubrification **mixte**.

Si la vitesse est encore augmentée, un régime dit de **film complet** où les deux surfaces sont totalement séparées est atteint. La charge appliquée est alors totalement équilibrée par l'effort hydrodynamique, rendant ainsi le coefficient de frottement très faible.

Par ailleurs, deux sous-régimes particuliers se distinguent : le régime hydrodynamique (noté HD sur la Figure I-3) et le régime élasto-hydrodynamique (noté EHD sur la Figure I-3). Le premier est caractéristique des contacts à géométrie conforme, engendrant des aires de contact importantes et des pressions dans le fluide relativement faibles (0.1-10 MPa). Les paliers hydrodynamiques, fonctionnant sous ce régime, en sont la principale représentation. Il peut aussi se retrouver dans des contacts rouleaux/bagues extérieures de grandes dimensions et faiblement chargés. De manière générale, et dans la suite du manuscrit, ce régime (HD) sera différencié du second (EHD) par le fait que les déformations élastiques ne sont pas significatives par rapport à l'épaisseur de film et ne seront pas prises en compte dans la résolution du problème. En effet, le second régime (EHD), comme son nom l'indique, est caractéristique d'un régime où les déformations élastiques des surfaces influencent fortement la géométrie du contact. Il est principalement retrouvé dans les contacts dits « à géométrie non conforme », fréquemment rencontrés dans les engrenages et les roulements. Les pressions générées deviennent très importantes (0.4-4 GPa) dues aux faibles aires de contact, et la viscosité augmente de plusieurs ordres de grandeur. Les épaisseurs de film sont alors inférieures aux déplacements élastiques issus des déformations des solides.

## I.1.2 Définitions et rôles des différentes zones

Un contact lubrifié est composé de différentes zones (voir Figure I-4) jouant chacune un rôle essentiel dans son fonctionnement. On s'intéressera tout au long de ce mémoire aux phénomènes physiques prépondérants dans ces différentes parties et à leurs couplages. Comme détaillé par DALMAZ dans [Dal79], ces zones peuvent être séparées en fonction des effets importants et des simplifications pouvant être effectuées ou non pour leur modélisation<sup>1</sup> :

- une zone en amont du contact, (en **I**, Figure I-4) où le liquide est simplement entraîné par chaque surface, formant deux couches d'épaisseur ( $\delta_{1-e}$  et  $\delta_{2-e}$  sur les surfaces inférieure et supérieure respectivement) fonction du débit d'alimentation et des conditions cinématiques du contact. En se rapprochant du centre du contact, la zone d'entrée (**II**) est définie, dans laquelle un ménisque

---

<sup>1</sup> Selon les différents régimes HD ou EHD, ces zones n'ont évidemment pas les mêmes dimensions; celles-ci étant fonction de nombreux paramètres étudiés par la suite.



Pour prévoir les conditions de fonctionnement d'un mécanisme lubrifié réel, en régime EHD, on s'intéresse principalement à l'épaisseur de film pour anticiper les risques de dégradation des surfaces, ainsi qu'au frottement, ce dernier étant un indicateur des pertes énergétiques globales du contact. Afin d'estimer ces quantités de manière précise, diverses méthodes ont été développées dans la littérature et sont brièvement décrites dans la section suivante.

## I.2 Approches classiques

### I.2.1 Dans la zone du contact

La zone la plus étudiée depuis les premières études menées par REYNOLDS est bien évidemment la zone pressurisée, ou zone du contact (zone **III**, Figure I-4). En lubrification HD, l'équation de REYNOLDS a été utilisée pour le calcul des butées et des paliers depuis le début du XX<sup>ème</sup> siècle et a fait l'objet de nombreux développements n'entrant pas dans le cadre de ce travail mais détaillés dans [Fre90]. Un bref aperçu des principaux effets propres à cette zone est effectué ici pour un contact EHD, ainsi que l'historique des modélisations qui leur sont associés.

En 1916, MARTIN [Mar16] et GÜMBEL [Güm16] appliquent l'équation de REYNOLDS à la lubrification des engrenages, mais obtiennent des épaisseurs de film trop faibles pour expliquer le régime de film complet observé. Ce n'est que plus de vingt ans plus tard, qu'ERTEL [Ert39] et GRUBIN [Gru49] introduisent la loi de piézoviscosité de BARUS [Bar93] et la théorie de HERTZ [Her81] pour prendre en compte la déformation élastique des surfaces. Pour résoudre le problème, ils séparent la zone du contact des zones d'entrée et de sortie. Ils utilisent les résultats de HERTZ pour le contact sec afin de caractériser les champs de pression et l'étendue de cette zone (voir Tableau I-1). Deux types de géométrie de contacts sont classiquement définis : le contact linéique représentant le contact d'un cylindre infiniment long sur un plan et le contact ponctuel représentant le contact d'une sphère sur un plan. En appliquant une charge normale, on obtient après déformation des solides, une zone de contact ayant la forme d'une bande infiniment longue de largeur infinie et de longueur  $2b$  (orientée dans le sens de la vitesse d'entraînement) pour le cas linéique et d'un disque de rayon extérieur  $a$  pour le contact ponctuel.

Contact linéique	Contact ponctuel
$p(x) = \begin{cases} p_h \sqrt{1 - \left(\frac{x}{b}\right)^2} & \text{si }  x  \leq b \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}$	$p(x, z) = \begin{cases} p_h \sqrt{1 - \left(\frac{x}{a}\right)^2 - \left(\frac{z}{a}\right)^2} & \text{si } x^2 + z^2 \leq a^2 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (1.1)$
avec $p_h = \frac{2w_1}{\pi b}$ et $b = \sqrt{\frac{8w_1 R}{\pi E'}}$	avec $p_h = \frac{3W}{2\pi a^2}$ et $a = \sqrt[3]{\frac{3WR}{2E'}}$
avec $p_h$ la pression de HERTZ, $w_1$ la charge linéique, $W$ la charge, $b$ la demi-longueur et $a$ le rayon de la zone de contact, $R$ le rayon équivalent et $E'$ le module élastique équivalent (définis section III.3.1)	

Tableau I-1 - Relations analytiques de HERTZ [Her81] pour deux types de contact sec

Concernant la zone d'entrée, ERTEL et GRUBIN résolvent l'équation de REYNOLDS là où par l'effet hydrodynamique dans le convergent l'épaisseur de film est générée. Les concepts fondamentaux de l'EHD étaient désormais compris, et une première expression de l'épaisseur de film en fonction de différents paramètres fût proposée.

Afin d'affiner leurs résultats, PETRUSEVITCH [Pet51] résout pour la première fois ce problème couplé par une méthode numérique et montre, pour un contact linéique, la présence d'un pic de pression et d'un bourrelet de constriction pour le profil d'épaisseur de film en sortie de contact. DOWSON et HIGGINSON [Dow66] regroupent les principaux paramètres du problème en trois nombres sans dimension  $(G, U, W_1)$  et fournissent une expression de l'épaisseur de film minimale :

$$H_{DH}^* = \frac{h_{\min_{DH}}}{R} = 0.985 G^{0.6} U^{0.7} W_1^{0.13} \quad (1.2)$$

avec  $G = \alpha_p E'$ ,  $W_1 = \frac{w_1}{E' R}$ ,  $U = \frac{\eta_0 (u_1 + u_2)}{E' R}$ ,  $h_{\min_{DH}}$  l'épaisseur de film minimale selon DOWSON et HIGGINSON,  $\alpha_p$  le coefficient de piezoviscosité,  $\eta_0$  la viscosité et  $(u_1 + u_2)$  la somme des vitesses des deux corps solides.

En 1976, HAMROCK et DOWSON [Ham76] résolvent numériquement le problème du contact ponctuel, puis CHITTENDEN et al. [Chi85], celui du contact elliptique (cas d'un contact où au moins une des deux surfaces présente des rayons de courbure différents dans les deux directions). Cependant, la résolution du problème EHD demeure complexe puisqu'elle consiste en la résolution d'un problème fortement non-linéaire, composé de trois équations (équations de REYNOLDS, de la déformée et de conservation de la charge). Une difficulté majeure provient de la forte dépendance de la viscosité avec la pression (effets piezovisqueux) engendrant de très fortes pressions et un couplage fluide-solide fort. Quelques techniques numériques ont alors été développées pour améliorer la convergence et le temps de calcul. On peut citer l'implémentation par LUBRECHT et VENNER [Ven00] de techniques numériques à plusieurs niveaux (méthodes Multi-Grilles) permettant de raffiner localement le maillage de manière très dense afin d'augmenter la précision de la résolution. Un algorithme performant, basé sur une approche de type massif semi-infini des déplacements élastiques, a également été développé par EVANS et al. [Eva00] pour résoudre de manière efficace le problème.

Les méthodes citées précédemment et celles généralement utilisées dans la littérature sont basées sur une discrétisation des équations par différences finies et utilisent des approches simplifiées (massif semi-infini, approximation de la géométrie...) pour le calcul de la déformée des solides. De plus, elles utilisent principalement des méthodes de résolution par couplage faible. En effet, les équations sont résolues de manière itérative, soit en fixant la géométrie et en résolvant l'équation de REYNOLDS pour obtenir le champ de pression (méthode directe), soit en fixant le champ de pression pour obtenir le profil d'épaisseur de film (méthode inverse). Ces méthodes, bien que plus aisées à mettre en œuvre, présentent différents inconvénients comme leur manque de flexibilité en terme de géométrie et le faible taux de convergence du schéma itératif global issu d'une forte sous-relaxation, nécessaire à ce type de résolution.

Quelques méthodes alternatives utilisant des approches éléments finis ont été développées en parallèle dans la littérature, voir HUGHES et al. [Hug99] et LU et al. [Lu06]. HABCHI et al.

[Hab08] utilisent également la méthode éléments finis pour résoudre efficacement, cette fois par un couplage fort, le problème EHD puis Thermo-EHD. En effet, pour les régimes HD comme EHD, l'importance des effets thermiques a été mise en évidence dès les premières investigations scientifiques, mais sa prise en compte dans la modélisation est beaucoup plus récente. Elle a été implémentée numériquement pour la première fois par DOWSON [Dow62], suivi par CHENG et al. [Che65a] [Che65b] utilisant une loi d'évolution de la viscosité plus complète. De nombreux auteurs [Guo01] [Liu05] se sont alors intéressés à l'effet de la variation de la température dans l'épaisseur. Cette considération implique cependant la modification de l'équation de REYNOLDS classique. En effet, la présence de gradients de viscosité importants dans cette direction, est contraire aux hypothèses de REYNOLDS et nécessite la redéfinition de cette équation. Ces études ont montré la nécessité de prendre en compte ces phénomènes thermiques pour le calcul du coefficient de frottement mais également pour celui des épaisseurs de films dans des cas de fort glissement. Des profils « anormaux » d'épaisseur de film ont par exemple été observés par KANETA et al. [Kan96]. La génération de « dimple » (modification locale d'épaisseur), a été expliquée dans la littérature par deux phénomènes *a priori* indépendants : le glissement aux parois [Ehr98] ou le phénomène du « viscosity wedge » [Kan06]. Ce point de divergence fera l'objet d'une discussion plus détaillée dans le chapitre IV du manuscrit.

Les épaisseurs de film dans la zone du contact étant généralement de l'ordre du dixième de micromètre et les vitesses des solides de l'ordre du mètre/seconde, les taux de cisaillement résultants dans le fluide, sont très élevés ( $\approx 10^7 \text{ s}^{-1}$ ). La réponse du lubrifiant à ce niveau de sollicitations devient alors plus complexe et la rhéologie non-newtonienne des lubrifiants doit être prise en compte [Bai07] [Tan00]. L'épaisseur de film peut en effet être affectée par ces effets non newtoniens. Leur modélisation numérique nécessite également un retour sur les hypothèses simplificatrices ordinairement utilisées. Ceci a principalement été effectué par l'utilisation de méthodes de type REYNOLDS généralisée [Naj89] [Jan07] [Hab08].

Parallèlement à ces travaux numériques, de nombreuses recherches et validations expérimentales ont été conduites. Elles sont principalement basées sur les méthodes d'interférométrie optique, initiées par GOHAR [Goh67] et FOORD et al [Foo68]. En analysant les franges d'interférences issues de rayons lumineux réfléchis sur les deux surfaces en contact, il est possible de relier leurs variations au champ d'épaisseur de lubrifiant. Ces méthodes ont permis de valider les résultats numériques obtenus en termes de champ d'épaisseur de film, d'abord qualitativement, puis de nos jours quantitativement grâce aux nombreux développements effectués [Gua92] [Can96] [Har01]. Leur inconvénient majeur est qu'elles nécessitent l'utilisation d'une paroi transparente, non représentative des conditions réelles de la plupart des contacts. Sur la Figure I-5 par exemple, l'évolution du champ d'épaisseur de film d'un contact ponctuel est montrée en fonction de la vitesse d'entraînement (moyenne des vitesses de chaque solide,  $u_{\text{moy}}$ ). L'apparition du profil caractéristique en fer à cheval (zone où l'épaisseur est minimale) est remarquée.

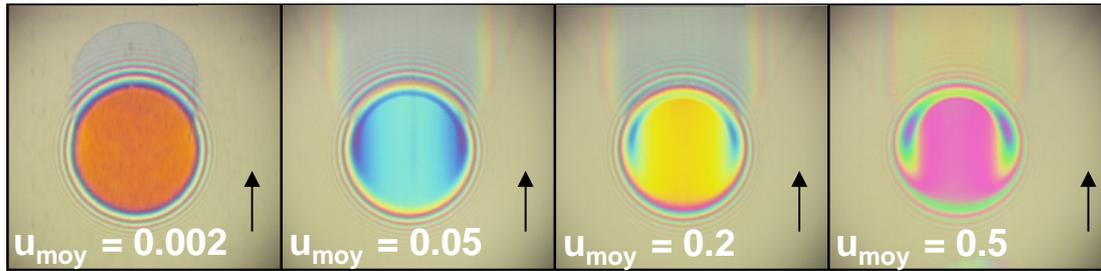


Figure I-5 - Visualisation d'épaisseurs de film par interférométrie à différentes vitesses d'entraînement  $u_{moy}$  en  $[m.s^{-1}]$  pour un contact ponctuel

Un aperçu succinct des méthodes numériques et expérimentales utilisées dans la littérature pour modéliser et comprendre les phénomènes prépondérants dans la zone centrale des contacts EHD a été présenté. Concernant les modèles numériques, la plupart utilisent l'hypothèse que le contact est suralimenté, c'est-à-dire que le ménisque air/huile en entrée est supposé suffisamment loin en amont du contact pour ne pas modifier le profil de pression. La zone de sortie a fait l'objet de nombreux développements en régime HD, mais elle n'est classiquement pas traitée en régime EHD autrement que par une simple annulation des pressions négatives. Or, la compréhension des phénomènes physiques se produisant dans ces zones peut s'avérer d'un intérêt fondamental. D'un point de vue industriel, ces zones peuvent avoir des conséquences fortes sur les grandeurs telles que l'épaisseur de film ou le frottement dans des conditions de fonctionnement réelles. Ces points seront abordés plus en détails, section I.4.

### I.2.2 En dehors de la zone du contact

Que ce soit en régime HD ou EHD, la modélisation des contacts lubrifiés fait intervenir des conditions limites, imposant à partir de quelle abscisse (en amont du contact) la pression est générée et à partir de quelle autre (en aval du contact) la séparation du film se produit. Ces abscisses dépendent du débit d'alimentation, de la géométrie du contact et de diverses caractéristiques de l'écoulement. Elles font toujours l'objet de nombreuses recherches. En effet, comme montré précédemment, la zone du contact est assez bien comprise et les modélisations actuelles apportent de bons résultats pour des cas classiques en ce qui concerne les prédictions d'épaisseur de film. Concernant les zones extérieures, il reste encore de nombreuses inconnues quant à l'interaction du lubrifiant avec son environnement.

L'évolution du lubrifiant est représentée Figure I-6 dans deux configurations différentes obtenues par GOHAR et al. [Goh01] pour un contact ponctuel et par BONNEAU et al. [Bon83] pour la zone d'entrée d'un contact hydrodynamique. La présence de ménisques air/lubrifiant et de zones de recirculation est remarquée ; ces échelles, plus macroscopiques, mettent en jeu de nombreux effets (rupture et formation de film, effets d'inertie, effets capillaires...) jusqu'alors négligés.

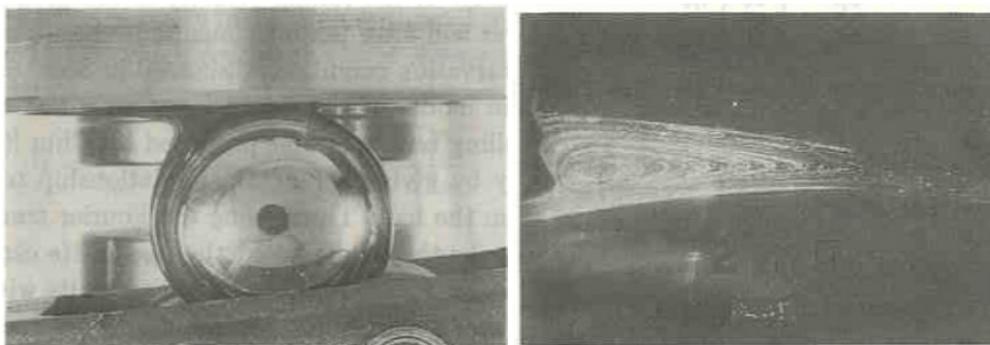


Figure I-6 - Visualisation des ménisques air/huile sur une machine bille/plan [Goh01] et lignes de courant dans un ménisque d'entrée issues de [Bon83]

Or, comme détaillé ci-après, l'étude de ces zones est fondamentale pour comprendre les mécanismes gouvernant les conditions d'alimentation en lubrifiant du contact. De nombreuses études ont tenté de modéliser ces zones pour apporter des éléments de réponse aux problématiques identifiées. Une brève présentation de ces différents modèles de la littérature HD ou EHD est proposée.

### *1.2.2.1 Dans la zone de sortie*

La zone de sortie présente un problème complexe encore mal compris. En effet, si on s'intéresse au champ de pression obtenu pour un contact hydrodynamique de type cylindre/plan possédant une forme convergente/divergente, la résolution des équations montre une répartition parfaitement antisymétrique par rapport à l'épaisseur minimale [Som04]. Une partie positive est générée par le convergent et une partie similaire, mais négative, est générée dans le divergent. La portance engendrée, représentant l'intégrale de ce champ de pression serait donc nulle. Cependant, depuis les bases de la modélisation de la lubrification exposées par REYNOLDS, le phénomène de rupture de film en sortie de contact a été identifié. En effet, compte tenu de la forte traction (pression négative) subie par le lubrifiant, différents phénomènes physiques peuvent avoir lieu. Dans le recueil du premier *Leeds-Lyon Symposium* [Dow74], DOWSON et TAYLOR établissent les différents mécanismes menant à la rupture du film :

- De l'air (ou du gaz) de l'environnement extérieur peut être aspiré dans le divergent jusqu'à ce que la pression s'équilibre avec la pression ambiante (phénomène dit de ventilation)
- Les gaz dissous dans le liquide peuvent s'en échapper, maintenant la pression proche de la pression de saturation
- Si la pression chute en dessous de la pression de vapeur saturante, le liquide change d'état, cavitant alors à température ambiante.<sup>2</sup>

Historiquement, compte tenu de la complexité des phénomènes physiques rencontrés, la zone de sortie a été fréquemment simplifiée en une zone nommée par abus de langage « zone de

---

<sup>2</sup> Ces phénomènes seront décrits plus en détails dans le Chapitre II.

cavitation ». Cette zone a peu été traitée sous un angle physique, et a souvent été réduite à une condition limite du champ de pression. Les différentes approches pour le cas du palier hydrodynamique sont présentées Figure I-7, et développées en détails dans [Bra10]. Un aperçu de celles-ci est proposé ci-après.

En 1914, GÜMBEL [Güm14] propose de supprimer les pressions négatives du profil antisymétrique de pression obtenu par SOMMERFELD dix ans plus tôt (voir A Figure I-7). Cette simplification tentant de prendre en compte le phénomène de rupture, ne conserve pas le débit massique et se trouve très imprécise dans la plupart des cas. Une solution plus aboutie, fût développée par SWIFT [Swi32] et STIEBER [Sti33], représentée en B, Figure I-7. La pression et sa dérivée sont imposées continues et annulées en sortie de contact, assurant ainsi la conservation du débit à la rupture de film. Numériquement, CHRISTOPHERSON [Chr41] propose, pour implémenter cette condition, d'annuler les pressions négatives dans le processus itératif de résolution. CRYER [Cry71] démontre en 1971 la validité de cette méthode mathématiquement.

Cependant, ces méthodes de « rupture » ne peuvent être utilisées pour traiter la reformation du film. Or dans les problématiques des paliers hydrodynamiques, compte tenu de leur géométrie fermée, les conditions d'alimentation sont liées aux mécanismes se produisant en sortie. A partir de nombreux résultats expérimentaux, FLOBERG et JACOBSON [Jac57] [Flo73] introduisent un terme supplémentaire à l'équation de REYNOLDS pour résoudre la continuité dans la zone de reformation du film et utilisent la condition de SWIFT- STIEBER pour la rupture. En 1974, OLSSON [Ols74] l'adapte aux cas de chargements dynamiques. Ce modèle est maintenant connu sous le nom « modèle JFO » et est largement utilisé dans la littérature HD (voir C Figure I-7).

Parallèlement, dans un article composé de deux parties [Coy70] [Coy71], COYNE et ELROD résolvent, par une méthode élégante, les équations de NAVIER-STOKES dans une géométrie simplifiée bidimensionnelle de la sortie d'un contact HD. Ils étudient la quantité de lubrifiant restante dans des cas de glissement pur et implémentent une condition limite de rupture prenant en compte les effets capillaires. Ils mettent alors en évidence l'importance du nombre capillaire dans cette zone.

Afin de s'affranchir des problèmes numériques liés à la recherche de la frontière libre, ELROD et ADAMS proposent en 1974 un algorithme complet utilisant une équation de REYNOLDS modifiée [Elr75].

Pour cela, ils définissent un ratio  $\theta = \frac{\rho}{\rho_c}$  liant la masse volumique du fluide

compressible  $\rho$ , à celle de sa vapeur à pression de cavitation  $\rho_c$ . Un facteur de compressibilité

est alors utilisé  $\beta = \rho \frac{\partial p}{\partial \rho}$ , pour relier la pression à la « concentration » de lubrifiant  $\theta$ , par

$p = p_{cav} + \beta g \ln \theta$  utilisant une fonction binaire « switch »  $g$ , définie comme nulle dans la zone de cavitation et égale à 1 dans la zone pressurisée. Celle-ci permet l'écriture d'une seule équation, valable dans tout le domaine. ELROD présente alors en 1981 dans [Elr81], un algorithme simplifié permettant sa résolution. VIJAYARAGHAVAN et KEITH [Vij90, Vij89] optimisent cet algorithme et étudient les effets de sous-alimentation et les problèmes de

mésalignement d'arbre. BAYADA et al. [Bay83, Bay90] l'adaptent pour des formulations variationnelles et KUMAR et BOOKER [Kum91] développent un algorithme pour la résolution par éléments finis des problèmes transitoires.

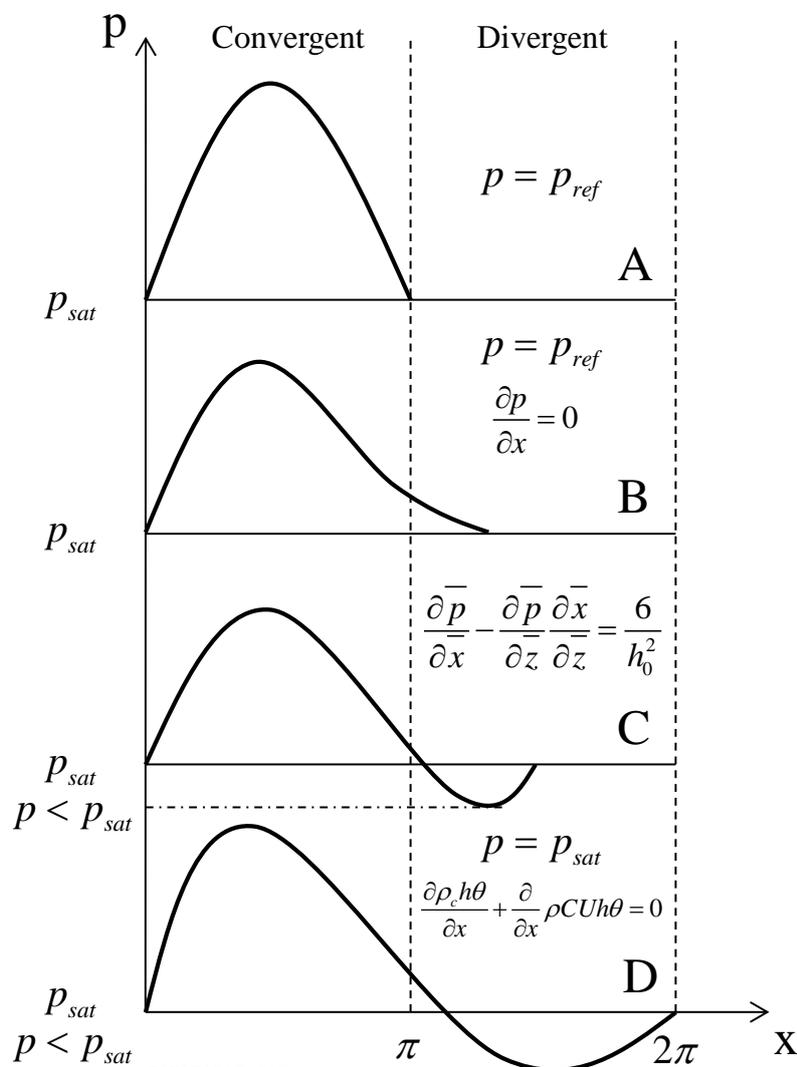


Figure I-7 - Conditions de rupture de film résumées par BRAUN [Bra10] et obtenues par A : GÜMBEL [Güm14], B : SWIFT/STIEBER [Swi32] [Sti33], C : JFO [Jac57] [Ols74], et D : ELROD [Elr81]

Concernant les contacts EHD, la condition de SWIFT-STIEBER est généralement utilisée [Goh01] comme condition limite mais n'a fait l'objet que de très peu de travaux spécifiques dans la littérature. Néanmoins, encore plus en aval du contact, le phénomène de reformation du film lubrifiant a d'avantage été étudié. Après le passage d'un élément roulant sphérique par exemple, une zone de sillage d'une largeur environ égale à celle du contact est observée (voir Figure I-8). Autour de celle-ci, l'écoulement du lubrifiant, perturbé par la présence de l'objet, tend à reprendre sa forme initiale, laissant place à une compétition entre efforts visqueux et capillaires. Cette zone de reformation de film n'est pas seulement dépendante des caractéristiques propres au fluide, mais également du temps de passage successif entre chaque

élément roulant. En effet, pour le cas d'un roulement à billes par exemple, l'alimentation en lubrifiant d'un contact « n » sera fortement dépendante du débit et du profil d'épaisseur de sortie du contact précédent, « n-1 » [Che96].

En 1974, CHIU [Chi74] propose un premier modèle, basé sur de nombreuses approximations, expliquant la reformation du lubrifiant en sortie et montrant l'effet majeur des forces de tension de surface sur ce phénomène. Ces résultats se montrèrent en bon accord avec les observations expérimentales, prédisant une augmentation puis une réduction de l'épaisseur lorsque les vitesses augmentent [Gua92]. Plus récemment, GERSHUNI et al. [Ger08] développent un modèle éléments finis prédisant le temps de reformation du film après passage d'un élément roulant dans un contact lubrifié à la graisse. Ils montrent alors que dans les conditions de fonctionnement usuelles d'un roulement, les temps de remplissage sont très longs comparés aux temps de passage des éléments et que la réalimentation du contact s'effectue donc plutôt dans la zone d'entrée du contact, et non dans l'intervalle intermédiaire.

### *1.2.2.2 Dans la zone d'entrée*

Selon les équations des films minces [Goh01], cette zone à géométrie convergente est cruciale pour la génération de pression dans le contact lubrifié, que ce soit en régime HD ou EHD. Dans les contacts EHD, une partie infime de lubrifiant passe dans le contact, le reste est éjecté autour ou « refoulé » à l'entrée. CHENG [Che72] étudie les effets de cet écoulement inverse. Il met en évidence l'importance du cisaillement dans cette zone (sous certaines conditions de fonctionnement), menant à une augmentation de la température locale et donc une diminution de la viscosité en entrée impliquant la réduction de l'épaisseur de film.

De manière générale dans les modélisations, la zone d'entrée est considérée comme suffisamment loin du contact pour faire l'hypothèse que le lubrifiant remplit entièrement cette zone (suralimentation). Il s'avère que cette hypothèse peut ne pas être vérifiée dans de nombreuses situations, laissant place au problème de sous-alimentation. En effet, si le ménisque d'entrée se rapproche de la zone du contact, à charge constante, l'effet hydrodynamique étant tronqué (car initié beaucoup plus proche du centre du contact), l'épaisseur de film sera diminuée. Cette problématique a été fréquemment traitée expérimentalement dans les contacts EHD [Wed71] [Kin73] [Kin85] [Can97] mais assez peu dans les mécanismes HD comme les paliers. L'allure du ménisque air/huile obtenu par VAN ZOELLEN [VZ09] est par exemple représentée Figure I-8, dans le cas d'un contact EHD ponctuel, et sa schématisation par DALMAZ [Dal79].

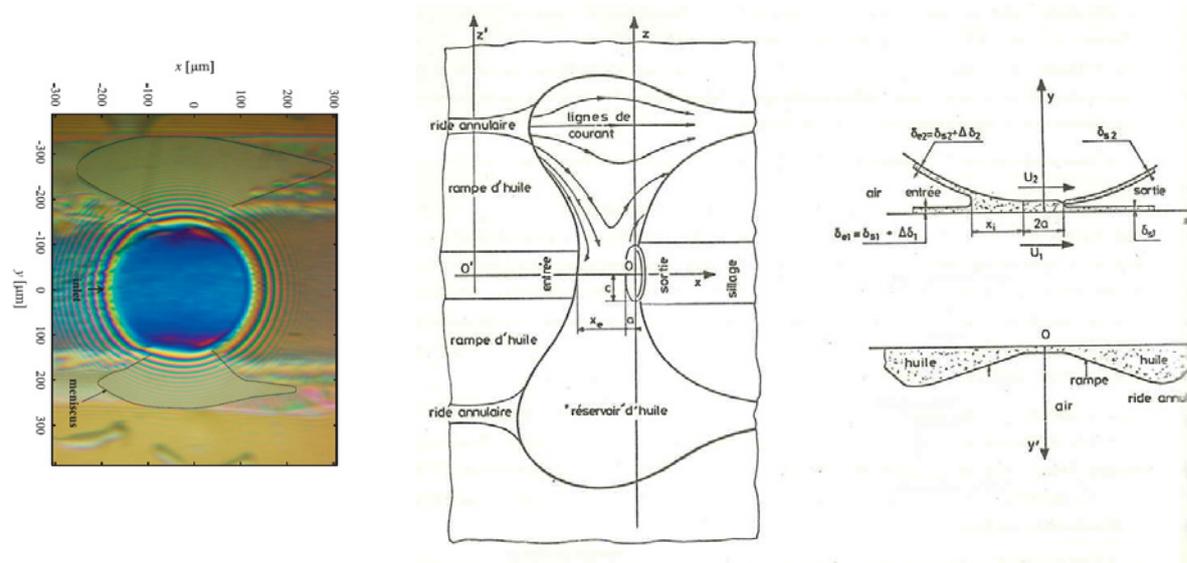


Figure I-8 - Visualisation des ménisques air/huile d'un contact sous-alimenté [VZ09] et schématisation d'un contact sous-alimenté [Dal79]

Concernant la modélisation, la tendance se trouve plutôt inversée. En effet, les modélisations en sous-alimentation du régime HD dans un « palier » utilisent principalement les modèles de type JFO, décrits précédemment pour la zone de sortie, conservant la masse à la séparation et à la reformation du film. Or, pour les contacts non-conformes, le problème est très différent puisque contrairement aux problématiques précédentes, le débit d'alimentation du contact est mal connu. En effet, celui-ci dépend de nombreux paramètres comme la cinématique et la géométrie du mécanisme, la rhéologie du lubrifiant, les effets capillaires ainsi que des épaisseurs restantes sur chaque surface résultant des contacts précédents. La position et la forme du ménisque sont donc déterminées par ces différents paramètres et sont une conséquence de ce débit d'alimentation.

TIPEI [Tip68] décrit l'écoulement de manière analytique à l'entrée et montre la présence de zones de recirculation et d'instabilités dans cette zone. CONSTANTINESCU [Con77] met ensuite en évidence l'influence d'une couche d'air comprise entre les deux couches de lubrifiant et l'effet de la tension de surface sur la position du ménisque. DALMAZ [Dal79] étudie expérimentalement l'écoulement en entrée et en sortie des contacts hydrodynamiques. Il révèle également l'importance du nombre capillaire en mesurant les abscisses d'entrée et de sortie des ménisques air/huile, pour des contacts roulants-glissants. BONNEAU et FRENE [Bon83] examinent, par une méthode d'équations intégrales, les effets capillaires sur le ménisque d'entrée d'un contact purement glissant sous-alimenté. Ils montrent que l'angle de mouillage, contrairement à la tension de surface, influe peu sur la forme du ménisque et étudient en détails ces effets capillaires sur les conditions d'alimentation du contact.

Pour les cas EHD, WOLVERIDGE [Wol70] propose une équation pour l'épaisseur de film des contacts sous-alimentés linéiques en reliant la position du ménisque et la réduction d'épaisseur engendrée. HAMROCK et al. [Ham77] l'adaptent pour les contacts ponctuels. Ces prédictions permettent de définir la position à partir de laquelle les effets de la sous-alimentation doivent être pris en compte mais sont difficilement utilisables en pratique, puisque la position du ménisque d'entrée est souvent inconnue. CHEVALIER [Che96] adapte le modèle d'ELROD [Elr81]

à l'étude de la sous-alimentation des contacts EHD en utilisant le paramètre  $\theta$ , comme représentatif de la quantité de lubrifiant dans l'épaisseur. Il obtient une relation permettant une prédiction de l'évolution de l'épaisseur de film en fonction d'un paramètre représentant la résistance d'un contact aux écoulements latéraux. DAMIENS [Dam03] étend son travail aux cas des contacts elliptiques. Enfin, VAN ZOELLEN [VZ09] complète leurs travaux en développant un modèle analytique pour le cas d'une sous-alimentation sévère.

La majorité de ces approches est basée sur les hypothèses d'un contact en roulement pur et d'une équi-répartition du lubrifiant sur chaque surface en sortie. De plus, les effets de tension de surface et les aspects tridimensionnels (vitesse verticale, zone de recirculation) mis en évidence, ne peuvent être implémentés, compte tenu des hypothèses restrictives utilisées pour aboutir à l'équation de REYNOLDS (voir Annexe A). Or dans les zones d'entrée et de sortie, ces effets peuvent jouer un rôle important sur l'alimentation et le fonctionnement général des contacts lubrifiés [Bra10].

Les principaux résultats obtenus dans la littérature, dans la zone du contact ou en périphérie, ont donc été mis en évidence dans cette section I.2, ainsi que les modélisations communément associées. Concernant les cas où le fluide n'est plus continu par exemple (ménisque d'air, cavitation), les simplifications apportées au problème ne sont plus justifiées. En effet, l'intégration des équations du mouvement à travers l'épaisseur nécessaire à l'obtention de l'équation de REYNOLDS, masque la présence des phénomènes physiques importants dans cette direction. Pour les cas où le fluide est continu et dans le but de caractériser le coefficient de frottement dans les contacts EHD, la prise en compte indispensable des effets non-newtoniens et thermiques nécessite également de connaître l'évolution de différentes grandeurs dans l'épaisseur du film.

Ainsi, depuis une vingtaine d'années, des approches alternatives tentant de décrire le comportement du lubrifiant sans effectuer les approximations classiques de la lubrification, sont en développement.

### I.3 Les méthodes alternatives

Comme décrit précédemment, les approches classiques utilisent les hypothèses de REYNOLDS car celles-ci permettent de simplifier considérablement la modélisation du fluide. En effet, les équations régissant son comportement (la conservation de la masse et les trois équations de conservation de la quantité de mouvement) sont alors réduites à une seule équation (équation de REYNOLDS). Ces simplifications engendrent une résolution plus aisée et ont permis la compréhension de nombreux phénomènes. Néanmoins, comme montré précédemment, certaines des hypothèses utilisées montrent leurs limites dans de nombreuses problématiques dès lors que l'on s'intéresse au frottement ou à la localisation précise du lubrifiant, en dehors du contact par exemple.

Des méthodes de plus en plus complexes consistant à généraliser l'équation de REYNOLDS ont donc été développées pour prendre en compte les effets non-newtoniens et thermiques [Hab08]. Elles nécessitent la résolution de nombreuses intégrales associées aux variations des quantités à travers l'épaisseur. A ce stade, il semble opportun de se demander si un retour aux équations

complètes de la mécanique des fluides ne serait pas envisageable, pour obtenir de manière intrinsèque ces quantités dans la modélisation et fournir une approche encore plus précise sur le comportement du lubrifiant. En effet, la résolution des équations (non-simplifiées) du mouvement du fluide fournit par exemple l'évolution explicite du taux de cisaillement et conserve les différents gradients dans l'épaisseur, habituellement négligés. De plus, parallèlement aux nombreux développements effectués en tribologie, la modélisation numérique des fluides (*Computational Fluid Dynamics*) a connu un essor considérable ces dernières décennies.

Ainsi, depuis les années 90, de nombreuses approches CFD ont été développées pour étudier le comportement local de l'écoulement d'un fluide, dans un premier temps pour des contacts hydrodynamiques [Tuc96] [Keo97]. CHEN et al. [Che98] étudient la faisabilité des approches CFD pour différentes géométries issues de la lubrification hydrodynamique (paliers, patins, butées...). Ils confirment l'effet insignifiant des termes visqueux classiquement négligés sur différents cas mais montrent l'intérêt général de telles approches. En 2001, VAN ODYCK [VO01], utilise les équations de STOKES pour résoudre le problème en implémentant des méthodes numériques de type Multi-Grilles et en discutant d'une méthode originale pour traiter la zone de sortie. ARGHIR et al. [Arg03] et SAHLIN et al. [Sah05] utilisent une approche CFD pour montrer l'effet relativement important de l'inertie sur le champ de pression et la génération de zones de recirculation dans une géométrie présentant une rugosité macroscopique. BRAJDIC-MITIDIERI et al. [BM05] montrent, en utilisant une approche CFD prenant en compte un changement de phase possible du lubrifiant, comment la présence d'une « poche fermée » dans un patin permet la diminution du frottement.

A propos de la première résolution d'un contact EHD avec une approche CFD, il faut attendre 2000 et SCHÄFER et al. [Sch00] qui utilisent une méthode itérative pour assurer le couplage entre le calcul de la déformée élastique (issu d'une approche semi-infinie) et le comportement du fluide. L'approche est isotherme, newtonienne et la zone de sortie n'est pas traitée, mais les résultats concernant l'épaisseur de film sont en bon accord avec ceux obtenus par les modèles simplifiés. YIPING [Yip02] traite la zone de sortie comme une condition limite mobile du problème, basée sur les méthodes classiques utilisées en lubrification, et une première approche d'un contact bille/plan est proposée avec un fluide newtonien et un écoulement isotherme. En 2002, ALMQVIST et al. [Alm02] implémentent les effets thermiques, puis les effets transitoires [Alm04]. Enfin, en 2008, HARTINGER et al. [Har08b] développent une approche Volumes Finis du comportement d'un fluide non-newtonien dans des contacts Thermo-EHD. Les différents gradients dans l'épaisseur sont étudiés en détails, montrant l'importance des aspects thermiques à fort taux de glissement. La prise en compte de la zone de sortie est effectuée par une approche utilisant un modèle de cavitation isobare, maintenant la pression égale à la pression de vapeur saturante. L'influence de certains termes habituellement négligés est montrée sur des cas particuliers. Cette approche du problème Thermo-EHD servira de référence par la suite au modèle développé dans le chapitre III.

Néanmoins, ces résultats sont obtenus en conservant des approches de type massif semi-infini pour traiter les déformations élastiques et les aspects thermiques dans les solides. De plus, les approches utilisées pour modéliser la zone de sortie ne permettent pas d'obtenir d'informations sur la répartition du lubrifiant sur les surfaces en sortie. L'étude du comportement du lubrifiant autour ou en entrée du contact ne peut pas non plus être envisagée. Enfin, les temps de calcul restent très importants compte tenu du couplage fluide/solide souvent complexe à résoudre.

En conclusion, de nombreux travaux ont été effectués pour généraliser l'équation de REYNOLDS ou, depuis peu, pour utiliser la CFD dans la zone du contact, mais ne permettent pas nécessairement une description précise de l'écoulement et de la rhéologie du fluide, ou bien s'avèrent très coûteux en temps de calcul. De plus, l'extension de ces approches à des zones où le film d'huile est rompu n'apporte que trop peu d'information sur les phénomènes physiques prépondérants. Aucune approche CFD de la littérature ne s'est intéressée à l'écoulement macroscopique du fluide hors du contact et à sa répartition sur les surfaces en sortie.

## I.4 Objectifs

Tout au long de ce travail, on cherchera à répondre à deux problématiques fondamentales en lubrification, principalement dans le cadre des contacts EHD :

- La première problématique concerne la détermination de l'écoulement dans la zone pressurisée d'un contact EHD pour des cas de forts glissements. Les effets du glissement sur le frottement et l'épaisseur de film seront mis en avant. De nombreux couplages seront alors à prendre en compte, faisant intervenir la déformation des solides et les transferts thermiques. La rhéologie du lubrifiant devra également être décrite de manière précise compte tenu des sollicitations extrêmes rencontrées.
- La seconde problématique concerne la séparation du film en sortie de contact, et de manière plus générale la description de l'écoulement du lubrifiant hors d'un contact lubrifié. En effet, il existe encore de nombreuses inconnues sur ces aspects et particulièrement sur la position du ménisque de sortie et la répartition du lubrifiant sur les surfaces. Or, l'estimation de la quantité de lubrifiant sur chaque surface et la compréhension des phénomènes physiques liés au passage d'un élément roulant peuvent s'avérer fondamentales pour optimiser l'alimentation des contacts en lubrifiant. Les approches proposées par le passé peinant à décrire physiquement ces zones, il sera donc nécessaire de lever les hypothèses restrictives effectuées en lubrification.

Ces deux problématiques, fondamentalement différentes, ont cependant en commun la nécessité de s'affranchir, pour les traiter, des hypothèses classiques de la lubrification. En effet, pour différentes raisons, les hypothèses de REYNOLDS peuvent être mises à défaut : prise en compte des effets non newtoniens et thermiques, fortes variations de géométrie, rupture de film, hypothèses de film mince non valables dans certaines zones... Une des solutions proposées sera donc de résoudre les équations complètes de la mécanique des fluides en modélisant explicitement l'épaisseur de film et en ajoutant ainsi une dimension supplémentaire au problème classiquement simplifié. Compte tenu de l'essor des puissances de calcul et des méthodes numériques disponibles à l'heure actuelle, il sera proposé de mettre en place des modélisations originales permettant de décrire plus physiquement ou de manière plus réaliste le comportement du lubrifiant dans la zone du contact et dans son environnement.

## I.5 Démarche

Une fois les objectifs de ce travail de recherche énoncés, le retour proposé aux équations complètes de la mécanique des fluides implique, dans un premier temps, la prise en compte du comportement du fluide sous sollicitations et avec son environnement. En effet, le lubrifiant peut être soumis à des sollicitations extrêmes dans la zone du contact. En périphérie, le fluide interagit avec le milieu extérieur, ce dernier pouvant fortement affecter son écoulement. Le chapitre II sera consacré à la description du comportement physique du fluide et aux modèles retenus.

Dans le chapitre III, les différents couplages rencontrés dans les contacts lubrifiés seront détaillés ainsi que les modélisations mises en œuvre dans ce travail. Les aspects numériques et les méthodes de résolution utilisées seront alors décrits. Enfin, une validation numérique sera effectuée, ainsi qu'une confrontation avec la littérature numérique et/ou expérimentale sur chaque couplage abordé.

Le chapitre IV sera dédié à l'analyse de la zone du contact pour des cas EHD à fort glissement. L'influence des effets thermiques sur le frottement et sur les profils d'épaisseurs de film sera montrée par l'étude du gradient de viscosité qui se manifeste dans l'épaisseur. Une comparaison qualitative avec des éléments de la littérature sera menée pour des cas de glissement extrême. Le comportement du fluide révélé par le modèle numérique, sera alors analysé et les mécanismes à l'origine des phénomènes observés seront décrits.

L'étude de l'écoulement du lubrifiant hors de la zone du contact fera l'objet du chapitre V, principalement axé sur la zone de sortie. Cette dernière sera simulée dans un premier temps par une approche à changement de phase inspirée de la littérature. Ce type de méthode ne prenant pas en compte les effets de l'air environnant et ne pouvant pas décrire l'écoulement à surface libre du lubrifiant hors du contact, une modélisation originale de l'écoulement à surface libre du lubrifiant sera développée. Appliquée dans un premier temps au cas HD linéique, l'influence des effets capillaires sera montrée sur la position du ménisque de sortie. Les résultats obtenus seront confrontés à des résultats expérimentaux issus de la littérature. De plus, la répartition du lubrifiant sur chaque surface sera déterminée. L'extension de ce modèle à surface libre à des cas EHD linéique et au cas du contact ponctuel sera alors développée, montrant les apports et perspectives majeures d'une telle approche.

Enfin, après un bilan général des résultats obtenus, les principales perspectives ouvertes par le développement des méthodes originales mises en place dans ce travail de recherche seront finalement exposées.

## II. Eléments de physique des fluides

Avant de discuter des processus complexes pouvant apparaître dans les différentes zones des contacts lubrifiés, il semble nécessaire de revenir dans un premier temps à la description fondamentale de l'état liquide et de son comportement sous sollicitations thermo-mécaniques et avec son environnement. En effet, comme exposé précédemment, le fluide peut être soumis à des chargements extrêmes dans la zone du contact menant à des comportements très spécifiques et nécessitant une caractérisation précise. En outre, en dehors du contact, il évolue dans un milieu à surface libre, où les effets capillaires peuvent jouer un rôle non négligeable. Après quelques rappels thermodynamiques, la notion d'interface et les problématiques résultantes de capillarité et de mouillabilité, seront décrites. On s'intéressera ensuite à la physique des fluides sous contraintes, et plus particulièrement au phénomène de changement de phase par cavitation, terme abondamment employé pour décrire la zone de sortie des contacts lubrifiés. Les aspects rhéologiques seront ensuite introduits ainsi que leur modélisation. L'effet de la température sur les différentes caractéristiques des fluides utilisés sera également exposé.

### II.1 Etat thermodynamique

#### II.1.1 L'état liquide

La phase liquide est un état de la matière dans lequel les molécules sont faiblement liées, rendant ainsi le milieu parfaitement déformable. Elle représente un état intermédiaire entre deux états extrêmes : l'état solide où les molécules sont fixes et ordonnées les unes par rapport aux autres et l'état gazeux, où celles-ci se déplacent rapidement et sont très dispersées. Comme développé par la suite, le liquide peut parfois se comporter comme un gaz (fluide de VAN DER WAALS [VdW79]) tout en gardant une certaine cohésion, mais également se rapprocher de l'état solide, lorsqu'il est très faiblement compressible et, dans certaines configurations, en se déformant de manière quasi-similaire (fluides non newtoniens).

Afin de s'intéresser à ces différents états et à leurs changements associés, il est nécessaire d'établir pour une espèce simple, un diagramme de phase (Figure II-1) indiquant l'état de la matière pour un couple pression-température  $(p, T)$  donné.

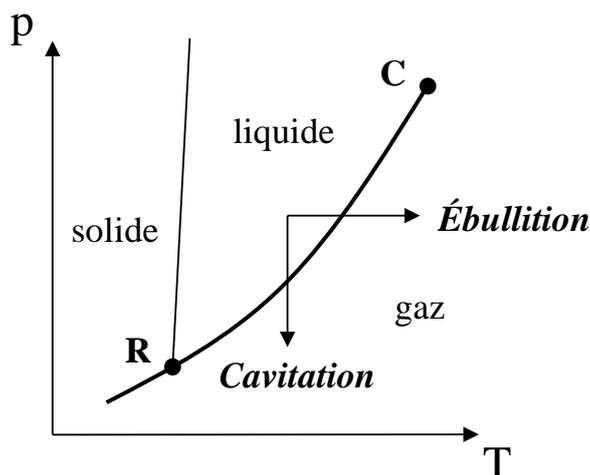


Figure II-1 - Diagramme de phase  $(p, T)$

Le point triple (point R du diagramme Figure II-1) est défini comme le point où chaque état de la matière (solide, liquide et gazeux) coexiste. La ligne liquide/vapeur s'étend de ce point R, au point critique (noté C). La matière est alors dans un seul état « amorphe » à la limite de chaque état, défini plus en détails par FRENKEL dans [Fre55]. On nommera **cavitation** (et par la suite « **cavitation vaporeuse** ») le passage de l'état liquide à l'état gazeux par une chute brutale de pression sans variation de température. Le phénomène d'ébullition représentant le même changement d'état, mais sous l'action de la température, ne sera pas traité dans ce travail.

## II.1.2 Les transitions de phases

Comme introduit précédemment, on s'intéressera aux changements de phase pouvant apparaître dans un liquide par des variations brusques de pression mais également à des écoulements à surface libre en présence d'une phase distincte, l'air. Afin de modéliser ces différents phénomènes, il est nécessaire de décrire les grandeurs thermodynamiques pertinentes d'un écoulement diphasique.

De manière générale, l'énergie d'interaction entre deux molécules de différentes espèces est plus grande que celle entre deux molécules de la même espèce [Jam01]. Ainsi, conformément au second principe de la thermodynamique, un système fermé tend à minimiser son énergie libre totale  $F$  pour atteindre l'équilibre. Si les deux espèces sont séparées, l'énergie libre du système sera plus faible que dans le cas où elles sont mélangées. Dans certaines configurations, il y aura alors création d'une interface entre ces deux espèces. Comme détaillé dans [Jam01], on peut montrer que la variable thermodynamique représentative de ce phénomène, est la concentration d'une espèce dans le mélange, notée  $\phi$  par la suite. La notion de potentiel chimique,  $G$ , est alors définie comme la variation de l'énergie libre  $F$  par rapport à la concentration  $\phi$  [Bar03] :

$$G = \frac{\partial F}{\partial \phi} \quad (2.1)$$

Ainsi, plus il y aura présence d'une espèce dans une autre, plus son potentiel chimique  $G$  sera important, et plus elle aura tendance à se séparer de son milieu en créant une interface. A

l'équilibre thermodynamique, il y aura égalité de ces potentiels à l'interface entre les deux phases liquide et vapeur d'un même fluide [Bre95].

En 1894, VAN DER WAALS, dans sa théorie de la capillarité [VdW79], définit l'interface séparant deux phases, non pas comme discontinue mathématiquement mais comme possédant une certaine épaisseur  $\varepsilon$ . Il relie alors les différentes grandeurs thermodynamiques à cette épaisseur, pour un cas d'équilibre liquide/vapeur. Inspirés de ces travaux, CAHN et HILLIARD [Cah57, Cah58, Cah59] généralisent cette approche au cas d'un fluide composé de deux phases distinctes et relie la densité d'énergie libre  $f$  de l'interface (avec  $F = \int f dV$ ), à la concentration  $\phi$  par :

$$f = \frac{1}{2} \lambda |\nabla \phi|^2 + f_0(\phi) \quad (2.2)$$

avec  $\lambda$  l'amplitude de cette densité d'énergie (reliée par la suite à l'énergie de surface), et  $f_0$  le potentiel de GINZBURG-LANDAU [Cah57] de la forme suivante :

$$f_0 = \frac{\lambda}{4\varepsilon^2} (\phi^2 - 1)^2 \quad (2.3)$$

avec  $\varepsilon$  l'épaisseur de l'interface.

En représentant qualitativement l'évolution de  $f_0$  (à gauche, Figure II-2), le sens physique de l'équation (2.3) peut être expliqué.

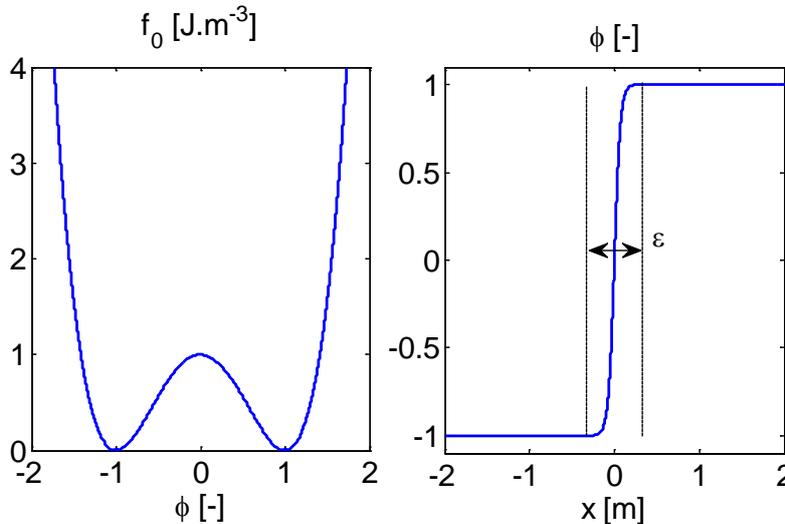


Figure II-2 - Forme du potentiel de GINZBURG-LANDAU à double puits (à gauche) et solution d'équilibre 1D non triviale (à droite)

Sachant que pour atteindre l'équilibre, il est nécessaire de minimiser l'énergie libre  $\frac{\partial F}{\partial \phi} = 0$

[VdW79], il apparaît que le terme  $f_0$  tendra à séparer les deux phases dans le domaine pour obtenir les valeurs stables de  $\phi = \pm 1$  (minima locaux Figure II-2). La valeur  $\phi = 0$  correspondant à un maximum local constituera la position même de l'interface où l'énergie est la plus importante. La première partie de l'équation (2.2) faisant intervenir le gradient de la concentration, tendra au contraire à lier les deux phases, entrant en compétition avec le terme

précédent pour atteindre l'équilibre thermodynamique. L'interface entre les deux phases joue donc un rôle primordial dans leur évolution et nécessite d'être caractérisée plus précisément.

## II.2 Interfaces et effets capillaires

Une interface correspond à la zone de transition entre le volume intérieur du matériau considéré et son milieu environnant. Dans notre étude des contacts lubrifiés, l'interface est issue de l'écoulement à surface libre du lubrifiant hors du contact (avec l'air environnant) ou dans la zone de sortie (avec la vapeur de liquide). Compte tenu des faibles ordres de grandeurs des écoulements étudiés, les effets capillaires pourraient jouer un rôle essentiel dans l'alimentation en lubrifiant ou dans la reformation du film après passage d'un élément roulant. Il convient donc de les décrire plus en détails.

### II.2.1 Tension de surface

Dans un liquide, les molécules sont liées entre elles par des interactions cohésives [Bar03]. Si on s'intéresse à une molécule située à la surface libre (à gauche, Figure II-3), on remarque qu'elle perd une partie de ces interactions qu'elle aurait eues dans le volume. C'est cette différence d'énergie qui est à l'origine de la tension superficielle, notée  $\sigma$ . Bien que son origine soit moléculaire, elle peut avoir un rôle important, en particulier à faible échelle, illustré à droite, Figure II-3. On peut la relier au travail  $W$  nécessaire pour augmenter la surface  $A$  de  $dA$ , par la relation [Tem78] :

$$W = \sigma dA \quad (2.4)$$

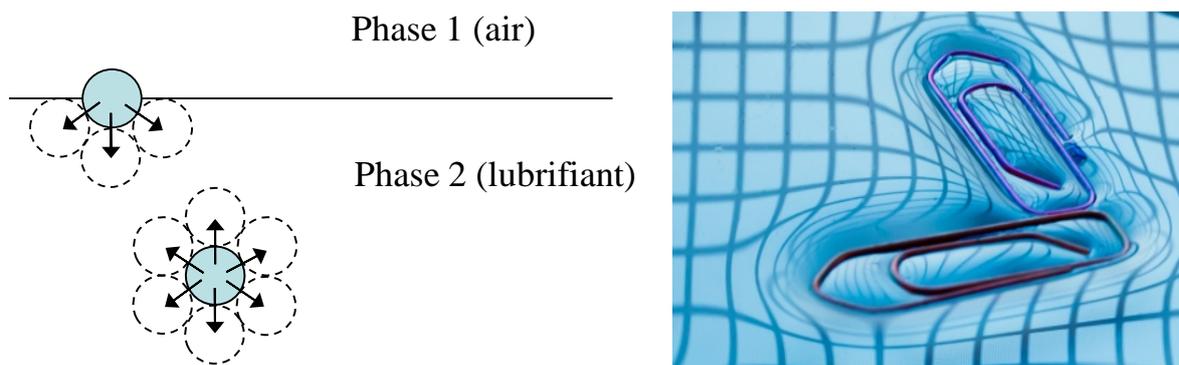


Figure II-3 - Origine moléculaire de la tension de surface (schéma de gauche) et effets macroscopiques (à droite) [Mal10]

La notion de tension de surface peut également être définie avec le formalisme présenté précédemment (CAHN-HILLIARD). En effet, une relation représentant l'énergie d'interaction  $f$  entre les deux phases a été définie en (2.2). Comme montré par VAN DER WAALS [VdW79], par définition l'énergie de surface  $\sigma$  correspond à l'énergie apportée par l'interface, dont on peut calculer analytiquement la valeur pour un cas unidimensionnel (avec  $x$ , la dimension de l'espace) :

$$\sigma = \int_{-\infty}^{+\infty} f \, dx = \lambda \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ \frac{1}{2} \left( \frac{d\phi}{dx} \right)^2 + \frac{1}{4\varepsilon^2} (\phi^2 - 1)^2 \right\} dx \quad (2.5)$$

D'après [VdW79] et [Cah57], on sait que la forme de l'interface à l'équilibre est celle qui minimise l'énergie libre  $F$ , et donc pour laquelle le potentiel chimique,  $G$  est nul. Après dérivation de l'énergie libre (avec (2.2) et (2.3)), une équation impliquant l'équirépartition de chaque phase à l'équilibre est obtenue :

$$\frac{1}{2} \left( \frac{d\phi}{dx} \right)^2 = f_0(\phi) \quad (2.6)$$

En ajoutant la condition  $\phi(0) = 0$ , le profil d'équilibre suivant minimisant l'énergie est trouvé :

$$\phi(x) = \tanh \left( \frac{x}{\sqrt{2\varepsilon}} \right) \quad (2.7)$$

Cette solution est représentée à droite Figure II-2, et montre la répartition unidimensionnelle de phase obtenue à l'équilibre avec le modèle proposé. La répartition des deux phases  $\phi = \pm 1$ , séparées par une zone de transition, d'épaisseur  $\varepsilon$  correspondant à l'épaisseur d'interface, est retrouvée.

Enfin, en remplaçant l'équation (2.7) dans (2.5), la tension de surface  $\sigma$  peut être reliée à l'intensité d'énergie libre  $\lambda$ , comme détaillé dans [Yue04] :

$$\sigma = \frac{2\sqrt{2}}{3} \frac{\lambda}{\varepsilon} \quad (2.8)$$

JACQMIN [Jac99] retrouve la même relation, en suivant un raisonnement basé sur l'équilibre mécanique et non sur l'équilibre énergétique proposé ici. En effet, il est intéressant de remarquer que cette quantité (eq. (2.8)) peut être à la fois définie comme une énergie de surface (que le fluide aura tendance à minimiser en contractant son interface le plus possible) mais elle peut également se définir de manière plus mécanique, comme une tension s'exerçant parallèlement à la surface. Cette équivalence entre énergie libre de surface et tension de surface est illustrée sur divers exemples dans [Tem78].

Comme décrit précédemment, l'interface présente une énergie de surface supplémentaire, qui engendre une discontinuité de pression. Cette pression supplémentaire, pression de LAPLACE ou pression capillaire, est reliée à la courbure de l'interface, par la relation suivante :

$$\Delta p = \sigma \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (2.9)$$

avec  $R_1$  et  $R_2$  les rayons de courbure dans les deux directions de l'interface.

Plus les rayons de courbure seront faibles, plus cette pression sera importante. Or dans les problématiques étudiées, les épaisseurs de film lubrifiant étant inférieures au micromètre, les rayons de courbure d'interface peuvent être très faibles. Ainsi, les ménisques générés pourront supporter de fortes pressions, pouvant modifier les propriétés macroscopiques de l'écoulement.

## II.2.2 Mouillabilité

Lorsque trois phases sont présentes, les trois interfaces peuvent se rejoindre selon une ligne appelée « ligne triple ». Cette configuration est représentée à gauche Figure II-4 pour le cas de deux fluides (air et lubrifiant par exemple).

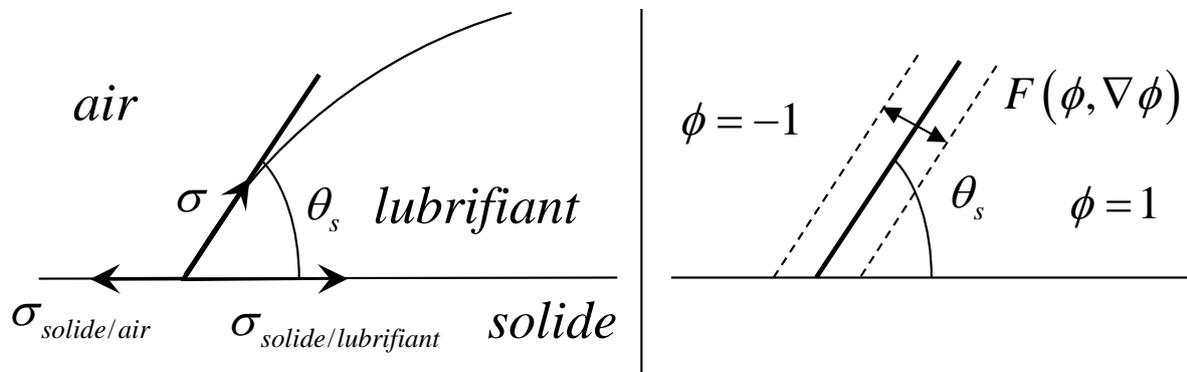


Figure II-4 - Représentation mathématique (à gauche) et modélisation par l'approche de CAHN-HILLIARD (à droite) d'un point triple

L'équilibre des forces projetées dans le plan solide conduit à la relation de YOUNG-DUPRE, faisant intervenir la notion d'angle de mouillage<sup>3</sup> :

$$\cos(\theta_s) = \frac{\sigma_{solide/air} - \sigma_{solide/lubrifiant}}{\sigma} \quad (2.10)$$

avec  $\theta_s$  l'angle de mouillage statique.

Cet angle correspond donc à un équilibre statique (et énergétique) entre les phases et peut être mesuré facilement. Lorsque la paroi solide est en mouvement et que l'interface est fixe, le problème devient alors beaucoup plus complexe. En effet, en écrivant l'équilibre mécanique des contraintes à la paroi, une singularité dans le champ de contrainte est obtenue si la condition de non-glissement du fluide à la paroi est respectée ; le fluide devant à la fois être en mouvement, entraîné par la surface, et respecter un certain angle, dynamique cette fois-ci, avec le milieu environnant. Ce problème dit de la « ligne de contact mobile » a été, et est toujours, fortement débattu dans la littérature [Bla06]. On reviendra sur ce point plus en détails dans la section V.3.4 de ce travail.

Après avoir présenté quelques concepts peu abordés habituellement en lubrification, la réponse d'un liquide à de forts gradients de pression est désormais étudiée.

## II.3 Traction/Compression et masse volumique

Dans l'étude des contacts lubrifiés, la zone de sortie est souvent nommée par abus de langage « zone de cavitation ». Il convient de préciser les différents types de cavitation

<sup>3</sup> On note également la présence d'une composante verticale équilibrée par une force élastique liée à la déformation nanoscopique du solide.

existants et de définir plus en détails les propriétés des liquides qui entrent en jeu dans ce phénomène. La modélisation proposée de celui-ci sera basée sur l'évolution de la la masse volumique et les lois d'états associées à cette grandeur seront alors décrites.

## II.3.1 Cavitation

### II.3.1.1 Cas général

On s'intéresse dans un premier temps au cas général où la pression dans un liquide pur chute jusqu'à sa pression de vapeur saturante. D'après la théorie cinétique élaborée par VAN DER WAALS [VdW79], et rappelée précédemment pour le cas de deux phases distinctes, les deux états liquide et gazeux peuvent être considérés comme se confondant sans discontinuité en un seul état, l'état fluide, dont les propriétés découlent d'une équation caractéristique unique :

$$\left(p + \frac{a}{V^2}\right)(V - b) = RT \quad (2.11)$$

avec  $a$  la pression de cohésion et  $b$  le covolume (obtenus expérimentalement),  $R$  la constante des gaz parfaits,  $V$  le volume et  $p$  la pression.

Cette équation ne représente bien sûr qu'une première approximation puisque les liquides étudiés par la suite ne s'apparenteront pas vraiment à des liquides de VAN DER WAALS (liquides suivant précisément l'équation (2.11)). Cependant, elle permet une meilleure compréhension des principaux phénomènes physiques rencontrés. Une série d'isothermes typiques est alors tracée (à gauche, Figure II-5) dans un diagramme  $(p, V)$  :

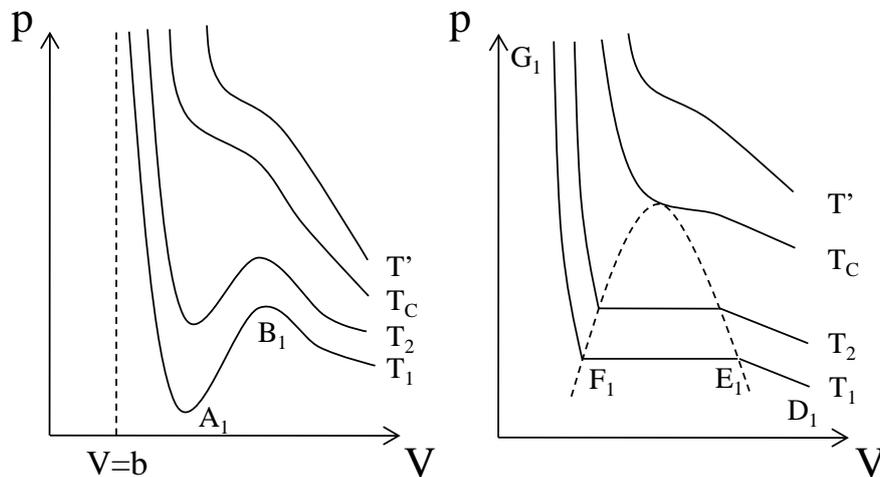


Figure II-5 - Diagramme de phase  $(p, V)$  théorique à gauche et expérimental à droite

On note pour des valeurs de température inférieures à la température critique  $T_c$  (voir Figure II-5), la présence pour l'isotherme  $T_1$ , d'un minimum local  $A_1$  et d'un maximum local  $B_1$ . La portion  $A_1B_1$  représente une zone où le volume augmente avec la pression  $\left(\frac{dp}{dV} > 0\right)$ .

Cette zone n'a que peu de sens physiquement et nécessite une comparaison avec l'expérience.

En s'inspirant du travail effectué par TEMPERLEY dans [Tem78], on s'intéresse à l'allure des isothermes (à droite Figure II-5) obtenues expérimentalement avec de l'eau dans une enceinte fermée dont le volume varie. On se place sur l'isotherme  $T_1$  et à l'état initial, au point  $D_1$ , cas où le volume est maximal et le fluide à l'état de vapeur. En diminuant le volume, une zone d'équilibre liquide-vapeur  $E_1F_1$  est notée, puis une zone liquide  $F_1G_1$  où il faut alors une très grande variation de pression pour produire une petite variation de volume. TEMPERLEY a alors concilié les deux approches pour tracer un diagramme  $(p, V)$  plus complet (Figure II-6).

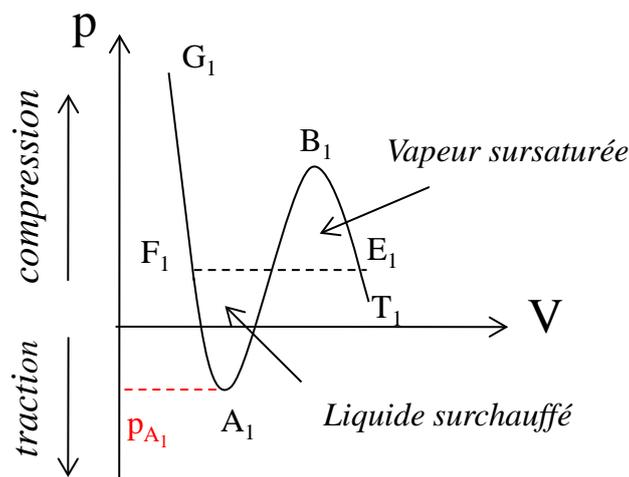


Figure II-6 - Diagramme de phase  $(p, V)$  illustrant la théorie de TEMPERLEY [Tem78]

En partant de l'isotherme de VAN DER WAALS  $T_1$ , il trace alors la droite horizontale  $F_1E_1$  de façon à ce que les deux surfaces formées (au-dessus et en dessous de la droite  $F_1E_1$ ) soient égales (ceci étant issu de résultats d'équilibres thermodynamiques détaillés dans [Tem78]). Les portions  $F_1A_1$  et  $E_1B_1$  sont des régions réalisables en pratique dans certaines conditions et sont définies comme étant *métastables*. En effet, si par exemple un liquide pur à l'état  $G_1$  est soumis à une forte dépression à température constante, il peut se produire plusieurs phénomènes si la pression descend en dessous de sa pression de vapeur saturante en  $F_1$ . Si suffisamment de sites de nucléation sont présents (voir II.3.1.3), le liquide se transforme en vapeur, puis suit l'horizontale  $F_1E_1$  et revient à l'équilibre à l'état gazeux au point  $E_1$ . En revanche, s'il n'y a pas de sites de nucléation, le liquide conserve son état en suivant l'isotherme théorique et se trouve dans un état *métastable* où une quelconque instabilité (impureté, choc, vibration etc.) suffira alors à le faire changer d'état. L'expérience du tube de BERTHELOT [Ber50] montre bien l'existence de la région  $F_1A_1$ , et la capacité d'un liquide à résister à des pressions absolues négatives dans des conditions particulières. TEMPERLEY avance même que le point  $A_1$  (Figure II-6) qui représente la limite de la région *métastable* à cette température, doit aussi représenter la valeur limite de la tension que peut supporter le liquide. Cette ordonnée  $p_{A_1}$  représente donc selon lui la « résistance à la traction » du liquide.

### II.3.1.2 Résistance d'un liquide à la traction

Comme décrit précédemment, l'état liquide est souvent plus proche de l'état gazeux que de l'état solide. Néanmoins, sous fortes contraintes ou à températures élevées, le comportement des solides se rapproche de celui des liquides, phénomène connu sous le nom de *fluage*. Dans certaines conditions, cette fluidité est même très similaire à celle des liquides et peut être caractérisée par une viscosité newtonienne définie par la suite. Si les solides possèdent une certaine « fluidité » dans des conditions précises, on est alors en mesure de se demander si les liquides ne possèdent pas une certaine « élasticité » dans d'autres conditions<sup>4</sup>. Comme détaillé dans [Bre95], il existe un certain temps caractéristique  $t_m$  nécessaire à une molécule pour migrer vers une position voisine dans la structure du matériau considéré. Ce temps est en fait supérieur de plusieurs ordres de grandeur pour les solides, expliquant ces comportements si différents sous conditions standard. Il sera intéressant de comparer ces temps par la suite aux temps caractéristiques du problème traité (voir chapitre V). En effet, si un liquide est soumis à une tension sur une période de temps importante, il y aura une probabilité plus importante que coalescent de petites bulles, menant au processus de cavitation. A contrario, un liquide pourra également résister à des contraintes de traction pendant une période donnée sans que le processus de changement de phase n'ait le temps d'avoir lieu [Bre95].

Différentes expériences ont mis en évidence cette capacité d'un liquide à résister à la traction. Des valeurs très différentes pour la résistance à la traction des liquides ont été trouvées suivant le type d'expériences réalisées (REYNOLDS [Rey82] ou BERTHELOT [Ber50]). Des expériences plus récentes ont montré que l'eau peut par exemple supporter des valeurs de pression fortement négatives : BRIGGS [Bri50] a obtenu des pressions de  $-280$  bars en utilisant un capillaire tournant. Une tension « record » de  $-1400$  bars a été mesurée dans l'eau piégée dans des inclusions cristallines [Zhe91].

Afin de comparer ces valeurs aux modèles analytiques, l'analogie effectuée avec les solides par BRENNEN [Bre95] est reprise pour déterminer la contrainte de rupture d'un liquide. En effet, les liquides et les solides possèdent un module de compressibilité  $\beta$  (définissant la variation de volume sous l'effet d'une pression appliquée) d'un ordre de grandeur similaire et proche de  $10^{10}$  Pa. La pression peut alors se définir comme  $p = -\beta \left( \frac{\Delta V}{V_0} \right)$ . Après différentes hypothèses

BRENNEN obtient qu'une expansion  $\frac{\Delta V}{V_0} \approx \frac{1}{3}$  est nécessaire pour obtenir la rupture. Ainsi,

selon cette première approche, un liquide ou un solide pourrait résister à des contraintes de l'ordre de plusieurs GPa. Or, expérimentalement la limite à la rupture des solides est au moins dix fois moins importante. En effet, le milieu n'étant pas parfait, des zones de concentrations de contraintes se créent et la rupture des solides débute sous des contraintes bien inférieures. Une analogie élégante a été effectuée par HENDRICKS et al. [Hen83], présentant le phénomène de cavitation rencontré en mécanique des fluides comme similaire au phénomène de rupture rencontré en mécanique des solides. Ils comparent les défauts jouant un rôle dans la formation et la propagation de fissure dans les solides, au rôle joué par les premières bulles (noyaux de

---

<sup>4</sup> On retrouvera ce comportement mixte liquide/solide dans la section suivante traitant de la rhéologie des liquides.

nucléation) dans la formation de la zone de cavitation dans un liquide. Ils développent alors un modèle de propagation de fissure adapté aux fluides. JOSEPH [Jos98] proposa un critère plus général basé sur le fait qu'un liquide se rompt si la tension dans une direction excède un seuil, indépendamment de la valeur des autres contraintes principales. Le phénomène de cavitation par cisaillement a par exemple été étudié par KOTTKE [Kot04], allant même jusqu'à mesurer la viscosité des liquides sous tension.

L'apparition du phénomène de cavitation et son évolution dans le temps et l'espace sont donc étroitement liées au phénomène de nucléation qu'il convient de décrire plus précisément.

### II.3.1.3 Nucléation

On ne prétend pas fournir ici une description complète de ce phénomène car celui-ci fait encore l'objet de nombreuses recherches et discussions. Le lecteur pourra se référer à de nombreux ouvrages le traitant plus en détails [Fre55] [Bre95].

La nucléation apparaît généralement sous deux formes différentes [Jon99]. La première forme est dite *homogène* et est issue de la génération de micro-bulles libres se déplaçant avec l'écoulement. Elle est fréquemment le résultat d'un piégeage d'air à travers la surface libre du liquide. La seconde forme est dite nucléation *de surface* et est liée aux imperfections des surfaces solides en contact avec le liquide et donc directement aux phénomènes capillaires.

L'analyse du comportement de la nucléation dans les liquides s'appuie sur la théorie de la dynamique d'une bulle sphérique isolée, soumise à un champ de pression variable [Ple77]. L'équation de RAYLEIGH-PLESSET (2.12) caractérisant l'évolution d'une bulle de rayon  $R$  dans un milieu liquide infini, est la base de nombreux modèles de cavitation vaporeuse [Sin02]<sup>5</sup> :

$$\rho \left( R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 + \frac{4\eta}{R}\dot{R} \right) = (p_B - p_\infty) - \frac{2\sigma}{R} + \frac{4\kappa}{R^2}\dot{R} \quad (2.12)$$

avec  $\rho$  la masse volumique du liquide,  $\eta$  la viscosité du liquide,  $\sigma$  la tension de surface,  $\kappa$  un coefficient d'amortissement de dilatation,  $p_B$  la pression dans la bulle et  $p_\infty$  la pression extérieure.

En parallèle de la théorie de nucléation développée par FRENKEL [Fre55], FISHER [Fis48] développe un modèle pour estimer le taux de formation de bulles dans un écoulement cavitant. Il affirme qu'un liquide sous pression négative est dans un état métastable où des bulles de vapeur apparaissent spontanément et continuent de grandir jusqu'à ce que la pression du système atteigne la pression d'équilibre de vapeur saturante. Il définit une pression à laquelle le fluide se « fracture » et où apparaît la première bulle :

---

<sup>5</sup> Ce modèle est la base de la plupart des modèles de cavitation utilisés en mécanique des fluides. A partir de cette équation et de différentes analyses d'ordres de grandeur, SINGHAL et al. [Sin02] développent par exemple un modèle implémentant des termes sources à l'équation de transport de phase, qui pourront être incorporés par la suite dans l'approche utilisée.

$$p_f = - \left[ \frac{16\pi\sigma^3}{3kT \ln \left( \frac{NkTt}{\bar{h}} \right)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.13)$$

avec  $k_B$  la constante de BOLTZMAN,  $N$  le nombre de molécules,  $t$  le temps d'apparition de la première bulle,  $\bar{h}$  l'énergie de la perturbation,  $T$  la température.

Pour l'eau par exemple, il obtient une valeur de « pression de fracture » de  $p_f = -132$  MPa, du même ordre de grandeur que les valeurs obtenues expérimentalement [Bri50].

De manière théorique et aussi dans des conditions expérimentales très particulières, un liquide peut donc résister à des contraintes de traction (pressions négatives). La valeur de la « contrainte limite d'élasticité » du liquide, dépend du taux de sites de nucléation (dans le liquide lui-même ou à l'interface avec les solides). Afin de décrire par la suite le comportement d'un fluide dans un environnement plus hostile (lubrifiant dans un contact), il convient de s'intéresser plus précisément à la présence de gaz dans un liquide.

#### II.3.1.4 L'effet des gaz contaminants

De manière générale, il est très difficile d'éliminer totalement un gaz de n'importe quelle substance liquide [Bre95]. Or, on s'intéressera par la suite à des fluides non plus composés d'une seule espèce mais de plusieurs. Par exemple, les huiles minérales contiennent de faibles proportions de gaz non condensés qui possèdent une pression de vapeur saturante proche de la pression atmosphérique. Ainsi le taux de nucléation dont dépend la « pression de fracture »  $p_f$ , sera modifié par ces gaz non dissous. Un tout autre phénomène peut alors apparaître lorsque le fluide est soumis à une dépression. Au fur et à mesure que la pression chute (jusqu'à atteindre la pression de vapeur saturante du gaz contenu dans l'espèce étudiée), la taille de la bulle de gaz va alors augmenter. Un processus durant lequel les gaz non condensables vont diffuser de la phase liquide vers les noyaux de bulles de gaz existant, est alors activé. La « rupture » du fluide est alors générée et alimentée par ce processus (non plus par un changement d'état comme pour le cas de la cavitation vaporeuse). Ce processus sera nommé par la suite : « **cavitation gazeuse** ».

Dans l'état de l'art très complet effectué par BRAUN [Bra10] sur la formation et le développement de la cavitation dans les paliers, un exemple d'hydrocarbures contenant différentes proportions d'Azote et soumis à diverses pressions, est décrit. L'apparition rapide de ce type de cavitation est montrée à travers le développement de méthodes prédictives d'adsorption et de désorption du gaz. BRAUN distingue également un autre type de cavitation nommée « **pseudo-cavitation** » comme étant une forme de cavitation gazeuse au cours de laquelle la bulle de gaz se dilate en raison de la chute de pression subie, sans diffusion dans le liquide. Enfin, SUN et al. [Sun92] proposent deux équations pour prédire les temps caractéristiques de remplissage d'un volume donné par la vapeur du liquide étudié ou par les gaz dissous dans le liquide. Ils obtiennent des temps caractéristiques très différents. Pour le

premier cas (cavitation vaporeuse), le temps caractéristique obtenu est d'environ  $t_{evap} = 0.167 \cdot 10^{-3}$  s, à comparer à celui du second cas (cavitation gazeuse)  $t_{diff} = 0.324 \cdot 10^6$  s.

Ils concluent que pour leur cas d'étude (cavitation sous chargement dynamique) la bulle de cavitation est remplie de vapeur du liquide.

Le problème complexe de la cavitation d'un liquide pur a donc été abordé dans divers domaines de la mécanique des fluides mais n'est pas totalement résolu. Celui d'un fluide usuel (lubrifiant) soumis à des sollicitations réelles de pression/cisaillement, semble donc très difficile à appréhender précisément. Cependant, diverses méthodes permettent d'apporter des éléments de compréhension sur le comportement des lubrifiants sous de telles sollicitations. Deux approches basées sur différentes hypothèses seront utilisées dans ce travail pour ajouter des éléments physiques de modélisation dans les modèles actuels de lubrification, et mettre en évidence les phénomènes caractéristiques des fluides diphasiques voire triphasiques rencontrés.

Une méthode globale pour modéliser la cavitation consisterait à considérer un fluide constitué de deux phases : le liquide et sa vapeur. Différents travaux, principalement portés sur l'étude des écoulements cavitants sur des profils d'ailes, ont permis l'implémentation de lois d'état dites « barotropes », décrivant l'évolution de la masse volumique en fonction de la pression dans la zone de mélange liquide/vapeur. On va donc s'intéresser dans ce qui suit aux différents modèles proposés dans la littérature pour décrire l'évolution de la masse volumique, dans la phase liquide dans un premier temps, puis lors d'un changement de phase.

## II.3.2 Masse volumique et équations d'état

### II.3.2.1 Variations de masse volumique dans la phase liquide

Comme introduit précédemment, les liquides sont faiblement compressibles. Cependant, compte tenu des sollicitations extrêmes rencontrées en régime EHD, il est nécessaire de prendre en compte les variations de la masse volumique du lubrifiant avec la pression et la température. Dans la théorie classique de l'EHD, la loi empirique de DOWSON-HIGGINSON [Dow66] est très fréquemment utilisée :

$$\rho(p, T) = \rho_{ref} \left( \frac{5.9 \cdot 10^8 + 1.34p}{5.9 \cdot 10^8 + p} - \beta_{DH} (T - T_{ref}) \right) \quad (2.14)$$

avec  $\rho_{ref}$  la masse volumique à la température de référence  $T_{ref}$  et à la pression atmosphérique et  $\beta_{DH}$  le coefficient de densité/température.

Ce modèle empirique offre l'avantage d'être très simple d'utilisation (ne faisant intervenir qu'un seul paramètre,  $\beta_{DH}$ ), mais se révèle imprécis pour les températures et pressions élevées [Bai07].

D'autres modèles basés sur des considérations plus physiques ont été développés dans la littérature, mais restent peu utilisés en lubrification. Deux équations d'état fournissant des résultats plus précis pour le cas des fortes pressions sont citées ici et comparées en détails dans [Mac66] :

- la loi de TAIT [Hir54] décrivant la variation relative de volume  $V$  par rapport à un volume obtenu à pression ambiante  $V_0$  :

$$\frac{V}{V_0} = 1 - \frac{1}{1 + K'_0} \ln \left[ 1 + \frac{p}{K_0} (1 + K'_0) \right] \quad (2.15)$$

avec  $K_0$  (en Pa) le module initial de compressibilité et son taux de variation avec la pression initiale  $K'_0$  (sans dimension), variant avec la température :

$$K_0 = K_{0ref} \exp(-\beta_K T) \quad (2.16)$$

$$K'_0 = K'_{0ref} \exp(\beta'_K T) \quad (2.17)$$

avec  $K_{0ref}$  et  $K'_{0ref}$  les valeurs à l'état de référence, et  $\beta_K$  et  $\beta'_K$  les coefficients de masse volumique-température de chaque grandeur (en  $K^{-1}$ ).

et l'évolution (par rapport à la température) du volume  $V_0$  à pression ambiante, par rapport au volume  $V_{ref}$  à pression ambiante et à température de référence  $T_{ref}$  :

$$\frac{V_0}{V_{ref}} = 1 + a_v (T - T_{ref}) \quad (2.18)$$

avec,  $a_v$ , un coefficient de masse volumique-température (en  $K^{-1}$ ).

- la loi de MURNAGHAN [Mur44], en remplaçant l'équation (2.15) par :

$$\frac{V}{V_0} = \left( 1 + \frac{K'_0}{K_0} p \right)^{-\frac{1}{K'_0}} \quad (2.19)$$

Pour obtenir la loi d'état de la masse volumique en fonction des grandeurs intensives (pression et température), il suffit alors de remplacer les différentes équations en ratio de volume dans l'équation suivante :

$$\rho(p, T) = \rho_{ref} \left( \frac{V_{ref}}{V} \right) = \rho_{ref} \left( \frac{V_{ref}}{V_0} \cdot \frac{V_0}{V} \right) \quad (2.20)$$

Ces modèles beaucoup plus précis, particulièrement pour les pressions et températures élevées [Bai07], nécessitent cependant une caractérisation plus complète.

### II.3.2.2 Modèles de changement de phase à masse volumique variable

Il existe de nombreux modèles de cavitation (vaporeuse) utilisés en mécanique des fluides pour décrire plus ou moins précisément ce phénomène. On souhaite dans un premier temps utiliser un modèle global permettant la résolution du problème, sans traiter l'interface réelle vapeur/liquide. Différentes méthodes ont été proposées dans la littérature et détaillées dans [Sen02]. Une approche fréquente consiste à utiliser une loi d'état pour décrire la transition liquide/vapeur, inspirée des travaux de DELANNOY [Del90].

Dans [Har08a], HARTINGER compare différents modèles en analysant les résultats très proches obtenus par chacun sur une géométrie de contact de type cylindre sur plan. Il compare des modèles dits « isobares », fixant la valeur de la pression à celle de la pression de vapeur saturante dans la zone cavité et ne permettant pas d'obtenir de pressions négatives, à des

modèles dits « isentropiques » faisant l'hypothèse que la production d'entropie lors du changement de phase est nulle et utilisant la relation suivante [Sch99] :

$$c^2 \frac{d\rho}{dt} = \frac{dp}{dt} \quad (2.21)$$

avec  $c$  la vitesse du son du mélange lubrifiant/vapeur et  $\frac{d}{dt}$  la dérivée particulaire (voir nomenclature)

Plusieurs approches ont été proposées pour calculer la vitesse du son dans le mélange [Wal69]. VAN ODYCK [VO01], définit l'équation suivante (2.22), schématisée Figure II-7 et permettant une implémentation aisée.

$$\rho = \begin{cases} \rho_l & \text{si } p > p_{sat} + \Delta p \\ \rho_v & \text{si } p < p_{sat} - \Delta p \\ \rho_v + \Delta\rho \left[ 1 + \sin\left(\frac{p - p_{sat}}{\Delta\rho c_{min}^2}\right) \right] & \text{sinon} \end{cases} \quad (2.22)$$

avec  $p_{sat}$  la pression de vapeur saturante,  $\rho_l = \rho_0$  la masse volumique du liquide,  $\rho_v$  la masse volumique de la vapeur à pression de vapeur saturante,  $\Delta\rho = \frac{1}{2}(\rho_l - \rho_v)$  et  $\Delta p = \frac{1}{2}(\pi c_{min}^2 \Delta\rho)$ .

Il fournit, pour un ratio  $\frac{\rho_l}{\rho_v} \gg 1$ , une vitesse du son minimale<sup>6</sup> :

$$c_{min} = 2c_v \frac{\rho_v}{\rho_l} \quad (2.23)$$

avec  $c_v$  la vitesse du son dans la vapeur.

La fraction de phase  $\alpha$ , représentant le taux de vapeur dans le mélange, peut alors être définie :

$$\alpha = \frac{\rho - \rho_l}{\rho_v - \rho_l} \quad (2.24)$$

Différents modèles reliant la viscosité dans cette zone de transition à la fraction de liquide ont été proposés et discutés dans [Kub92]. La relation linéaire la plus simple sera utilisée ici pour  $p_{sat} - \Delta p < p < p_{sat} + \Delta p$  :

$$\eta = \alpha \cdot \eta_v + (1 - \alpha) \cdot \eta_l \quad (2.25)$$

avec  $\eta_v$  la viscosité de la vapeur du liquide considéré.

---

<sup>6</sup> Il conviendra de vérifier que le nombre de MACH dans la phase vapeur reste bien inférieur à 1 (voir Annexe A).

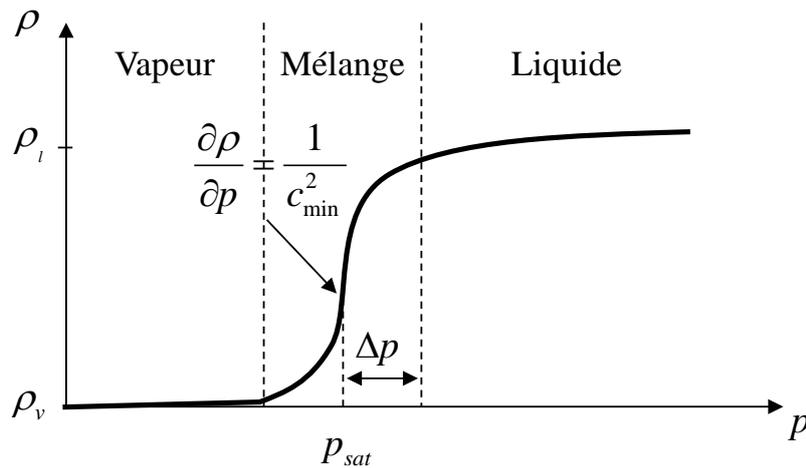


Figure II-7 - Diagramme de phase pour un mélange liquide/vapeur

Le phénomène de cavitation a donc été décrit ici pour un liquide pur ou comportant des gaz non condensés. L'initiation du phénomène et son développement restent partiellement compris mais cependant des modèles pertinents sont proposés dans la littérature. Les effets de la pression et de la température sur la masse volumique ont ensuite été étudiés. Enfin, des modèles simplifiés de cavitation ont été introduits par l'intermédiaire de lois de variation de la masse volumique.

Un second aspect, fondamental en lubrification, consiste en l'étude de l'écoulement du lubrifiant sous sollicitations normales et tangentielles, c'est-à-dire sa rhéologie.

## II.4 Rhéologie des lubrifiants

La rhéologie joue un rôle déterminant dans le comportement des lubrifiants, principalement dans la zone du contact, là où le taux de cisaillement est important. Les différents modèles et lois de comportement utilisés dans ce travail sont décrits dans cette section.

### II.4.1 Viscosité newtonienne

#### II.4.1.1 Définition newtonienne

A partir de son intuition et de ses expériences, NEWTON décrit le comportement d'un fluide en faisant intervenir une force de contact entre particules fluides, proportionnelle à la vitesse d'éloignement de celles-ci. Cette loi de comportement reste aujourd'hui valable pour de nombreux fluides et se définit de manière générale comme :

$$\begin{bmatrix} \sigma_{xx} & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \cdot & \sigma_{yy} & \tau_{yz} \\ \cdot & \cdot & \sigma_{zz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} + \bar{\lambda} \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) - p & \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) & \mu \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \\ \cdot & 2\mu \frac{\partial v}{\partial y} + \bar{\lambda} \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) - p & \mu \left( \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \\ \cdot & \cdot & 2\mu \frac{\partial w}{\partial z} + \bar{\lambda} \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) - p \end{bmatrix} \quad (2.26)$$

avec  $p$  la pression d'accompagnement,  $\mathbf{u} = [u \ v \ w]$  le champ de vitesse,  $\bar{\sigma}_f$  le tenseur symétrique des contraintes,  $\mu$  la viscosité newtonienne du fluide et  $\bar{\lambda}$  le coefficient de NAVIER.

La présence d'un terme sur la diagonale faisant intervenir le coefficient  $\bar{\lambda}$  est notée pour le cas des écoulements compressibles ( $\text{div}(\mathbf{u}) \neq 0$ ) et pouvant être relié à une viscosité dite « élongationnelle ». Celle-ci s'interprète comme l'écart entre la pression moyenne imposée à l'instant  $t$  i.e.  $\frac{1}{3} \sum_{i=1,3} \sigma_{ii} = -p + \left( \bar{\lambda} + \frac{2}{3} \mu \right) \text{div}(\mathbf{u})$  et la pression d'accompagnement  $p$  atteinte lorsque l'équilibre thermodynamique est réalisé à  $t + dt$  et est définie par  $\eta_e = \bar{\lambda} + \frac{2}{3} \mu$ .

Cette grandeur reste difficile à caractériser expérimentalement et semble avoir un rôle négligeable en lubrification pour des fluides usuels [Tan00]. Pour des fluides non newtoniens plus complexes (de type graisse), il serait cependant nécessaire de s'intéresser plus en détails à son évolution. Dans le cadre de notre travail, ses effets seront négligés en imposant  $\eta_e = 0$ , d'où  $\bar{\lambda} = -\frac{2}{3} \mu$ .

#### II.4.1.2 Variations avec la pression et la température

La viscosité de cisaillement  $\mu$  est une grandeur essentielle en lubrification et la modélisation de ses variations avec la pression et la température se doit d'être la plus précise possible. Elle constitue en effet un paramètre déterminant pour la génération de l'épaisseur de film et du frottement.

Ainsi, différents modèles ont été développés dans la littérature pour caractériser ce coefficient de résistance à l'écoulement. On peut citer dans un premier temps, un modèle très utilisé en lubrification : le modèle de ROELANDS-HOUPERT (2.27) développé par ROELANDS [Roe63] et complété par HOUPERT [Hou85] :

$$\mu(p, T) = \mu_{ref} \exp \left[ \left( \ln(\mu_{ref}) + 9.67 \right) \left( \left( -1 + \left( 1 + \frac{p}{1.98 \cdot 10^8} \right)^{z_0} \right) \left( \frac{T - 138}{T_{ref} - 138} \right) \right) - \delta^* (T - T_{ref}) \right] \quad (2.27)$$

$$\text{avec } \delta^* = \left( \ln(\mu_{ref}) + 9.67 \right) \left( 1 + \frac{p}{1.98 \cdot 10^8} \right)^{z_0} \frac{S_0}{T_{ref} - 138}, \quad z_0 = \frac{\alpha_p \cdot 1.98 \cdot 10^8}{\ln(\mu_{ref}) + 9.67},$$

$$S_0 = \frac{\beta(T_{ref} - 138)}{\ln(\mu_{ref}) + 9.67}, \text{ avec } T \text{ la température, } \alpha_p \text{ l'index de pression/viscosité, } \beta \text{ la}$$

constante de thermo-viscosité, et  $\mu_{ref}$  et  $T_{ref}$  la viscosité et la température de référence.

Cette loi empirique fournit des résultats assez précis pour des pressions et températures modérées. D'autres modèles plus complets, basés sur des notions physiques, et aboutissant à des résultats plus précis sur une plus large gamme de pression/température, ont été développés dans la littérature. Le modèle de DOOLITTLE [Doo51] est par exemple cité ici, basé sur une approche de volume libre :

$$\mu(p, T) = \mu_{ref} \exp \left[ BR_0 \left( \frac{\frac{V_\infty}{V_{\infty ref}}}{\frac{V}{V_{ref}} - \frac{V_\infty}{V_{ref}}} - \frac{1}{1 - R_0} \right) \right] \quad (2.28)$$

avec  $\frac{V}{V_{ref}}$  le ratio des volumes pouvant être estimé par les équations (2.15) et (2.18),

B et  $R_0$  des constantes caractéristiques d'un lubrifiant donné, et avec l'hypothèse que le volume occupé varie linéairement avec la température par l'intermédiaire d' $\varepsilon_0$  (en  $K^{-1}$ ) :

$$\frac{V_\infty}{V_{\infty ref}} = 1 + \varepsilon_0 (T - T_{ref}) \quad (2.29)$$

Ce modèle est fréquemment couplé avec le modèle de TAIT décrit précédemment (II.3.2.1) pour obtenir un modèle complet basé sur la théorie du volume libre. Comme dans le cas de la caractérisation de la masse volumique (section II.3.2.1), ce modèle plus abouti, nécessite évidemment en contrepartie une caractérisation plus complète du lubrifiant.

Les variations de la viscosité newtonienne en fonction des variables de pression et de température ainsi que leur modélisation ont donc été décrites. Cependant, la viscosité des lubrifiants peut également être fortement dépendante du taux de cisaillement, traduisant leur comportement non newtonien.

## II.4.2 Rhéologie non newtonienne

Selon le type de sollicitations appliquées ou la nature du fluide étudié, la réponse peut s'avérer non linéaire et engendrer des comportements d'écoulement particuliers. En lubrification EHD par exemple, compte tenu des faibles épaisseurs de film rencontrées, les taux de cisaillement résultants définis par l'équation (2.30) peuvent atteindre des valeurs de l'ordre de  $10^7 \text{ s}^{-1}$ .

$$\dot{\gamma} = \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.30)$$

La réponse des lubrifiants à ce type de sollicitations dépend alors fortement de leur composition chimique. La composition des lubrifiants faisant intervenir de plus en plus d'additifs de type « polymère », le comportement du fluide peut être visco-élastique et transitoire. La relation linéaire reliant la contrainte de cisaillement au taux de déformation (eq. (2.26) dans le cas où la viscosité newtonienne est constante) n'est alors plus vérifiée [Joh77]. De nombreux modèles décrivant différents types de relations non linéaires entre contraintes et déformations ont été proposés dans la littérature [Tan00] [Bai07].

Afin de quantifier l'influence de ces effets, le nombre de DEBORAH (voir Annexe B) qui représente le ratio entre le temps de relaxation propre au fluide  $\tau_{relax}$  et le temps « d'observation »  $\tau_{obs}$ , est utilisé :

$$De = \frac{\tau_{relax}}{\tau_{obs}} \quad (2.31)$$

Si  $De \ll 1$ , le fluide a le temps de se « réarranger » lorsque la contrainte de cisaillement varie et un comportement visqueux est obtenu. En revanche si  $De \gg 1$ , les propriétés rhéologiques évoluent à cause du changement de structure du fluide, laissant place à un comportement plus « élastique », voire à des phénomènes de thixotropie (évolution transitoire de la viscosité).

Dans les cas étudiés par la suite, les nombres de DEBORAH seront suffisamment faibles pour que ces effets élastiques soient négligeables (voir Annexe B). En effet, en régime EHD, ce sont les effets visqueux qui prédominent [Bai01].

L'effet non newtonien prépondérant des lubrifiants utilisés dans nos applications est l'effet rhéofluidifiant. Il traduit une diminution de la viscosité apparente en fonction de l'augmentation du taux de cisaillement. Il est bien décrit par des modèles dits « modèles généralisés ». Pour modéliser ce comportement, il est alors nécessaire d'introduire la notion de taux de cisaillement équivalent, quantité scalaire représentant localement l'intensité du taux de cisaillement. Pour cela, le deuxième invariant du tenseur du taux de déformation est fréquemment utilisé, soit ici en trois dimensions :

$$\dot{\gamma}_{eq} = \sqrt{2\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 + 2\left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2 + 2\left(\frac{\partial w}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x}\right)^2} \quad (2.32)$$

Il est alors nécessaire de définir une loi d'évolution de la viscosité non newtonienne en fonction de ce taux de cisaillement équivalent  $\eta = \eta(\dot{\gamma}_{eq})$ , pour écrire la contrainte de cisaillement non newtonienne :

$$\tau = \eta(\dot{\gamma}_{eq}) \cdot \dot{\gamma} \quad (2.33)$$

Différentes lois existent dans la littérature, on utilisera ici :

- Le modèle de REE-EYRING [Eyr36], reliant les déformations aux contraintes par l'intermédiaire de la loi suivante :

$$\dot{\gamma} = \frac{\tau_0}{\mu} \sinh\left(\frac{\tau}{\tau_0}\right) \quad (2.34)$$

En remplaçant l'expression de la contrainte dans (2.34), on obtient alors :

$$\eta = \frac{\tau_0}{\dot{\gamma}_{eq}} \sinh^{-1} \left( \frac{\mu \cdot \dot{\gamma}_{eq}}{\tau_0} \right) \quad (2.35)$$

avec  $\tau_0$  la contrainte de REE-EYRING et  $\mu$  la viscosité newtonienne décrite précédemment.

Ce modèle sera utilisé en première approche pour sa simplicité, mais il ne permet pas de rendre compte précisément du comportement du lubrifiant, particulièrement à forts taux de cisaillement [Bai05].

- Le modèle de CARREAU-YASUDA, qui est beaucoup plus complet et qui prend en compte l'apparition d'un second plateau newtonien aux forts taux de cisaillement. Il se définit par l'intermédiaire de la loi suivante [Bai07] :

$$\eta = \mu_2 + \frac{\mu_1 - \mu_2}{\left[ 1 + \left( \frac{\mu}{G} \dot{\gamma} \right)^a \right]^{\frac{1-n}{a}}} \quad (2.36)$$

avec  $G$  le module de cisaillement du fluide,  $a$  et  $n$ , deux paramètres constants et  $\mu_1$  et  $\mu_2$ , les viscosités limites respectivement à faible et fort taux de cisaillement.

Même si elle reste moins précise, la loi de REE-EYRING sera utilisée ici dans la majorité des cas pour le faible nombre de paramètre qu'elle comporte. Pour des comparaisons avec l'expérience, la loi de CARREAU-YASUDA sera évidemment préférée. Comme montré dans [Bai07] et illustré Figure II-8, après avoir considéré les dépendances de la viscosité aux variations de pression, température et taux de cisaillement, ces différents modèles de rhéologie peuvent être couplés pour obtenir une seule loi d'évolution de la viscosité  $\eta = \eta(p, T, \dot{\gamma})$ , en remplaçant  $\mu$  par  $\mu(p, T)$ .

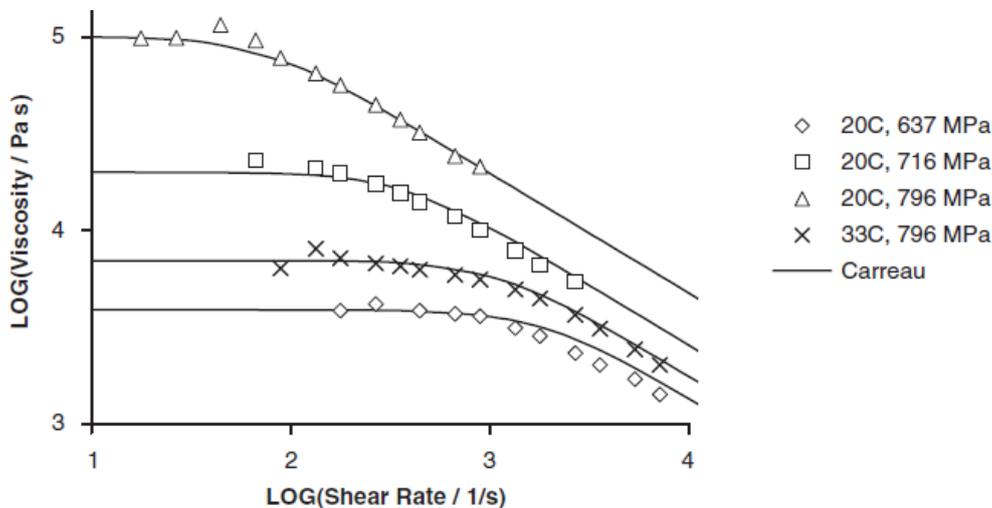


Figure II-8 - Evolution de la viscosité en fonction du taux de cisaillement et comparaison avec le modèle de CARREAU, issue de [Bai07] pour un additif de type phtalate

Les principaux phénomènes physiques gouvernant le comportement des lubrifiants ainsi que leur modélisation ont été décrits dans ce chapitre. Le phénomène de cavitation, terme abusivement usité dans la littérature pour décrire la zone de sortie, a fait l'objet d'une attention particulière. Un rappel des définitions des différents phénomènes est proposé ici :

- Cavitation vaporeuse : changement de phase du liquide en vapeur par une chute brutale de pression sous la pression de vapeur saturante du liquide considéré
- Cavitation gazeuse : expansion des gaz non condensés dans le lubrifiant due à une chute de pression proche de la pression de vapeur saturante des gaz non condensés
- Pseudo-cavitation : forme de cavitation gazeuse mais où les gaz ne se diffusent pas dans le liquide.

Classiquement, de nombreuses hypothèses accompagnent la résolution des problèmes de lubrification (voir chapitre I). Cependant, on se propose de développer ici un modèle plus général permettant d'étendre le domaine fluide, là où les hypothèses usuelles ne sont plus valables dans le but d'apporter des éléments supplémentaires de compréhension sur le comportement du fluide dans le contact et autour du contact.

La résolution des équations complètes de la mécanique des fluides permettra une prise en compte intrinsèque de la rhéologie complexe du fluide. De plus, elle facilitera l'implémentation des effets thermiques à travers l'épaisseur de film. L'écoulement diphasique (air/lubrifiant) en dehors du contact pourra également être étudié par la suite. Le chapitre suivant fait l'objet des principaux couplages inhérents aux contacts lubrifiés, et des modélisations et méthodes numériques mises en œuvre pour les résoudre.

# III. Modélisation des couplages dans les contacts lubrifiés

Après avoir décrit la physique des fluides et leur réponse sous sollicitations variées, les couplages rencontrés dans les contacts lubrifiés seront mis en place. Après une description de la géométrie des modèles, les différents outils utilisés seront détaillés ainsi que les aspects numériques associés. Enfin, la fiabilité des résultats obtenus sera montrée par diverses validations numériques et par comparaison avec des modèles existants.

## III.1 Géométries des contacts

### III.1.1 Contact linéique

Que ce soit en régime HD ou EHD, la géométrie des contacts linéiques non conformes (cylindre sur plan) étudiés par la suite sera composée de deux solides, un plan  $\Omega_1$  et un demi-cylindre  $\Omega_2$ , séparés par un domaine fluide  $\Omega_3$  (Figure III-1). Selon le régime étudié, les dimensions de ces différents domaines pourront varier fortement. En effet, comme décrit dans le chapitre I, en régime EHD, si le contact est suralimenté, une longueur  $l \approx 5b$  (avec  $b$  la demi-longueur du contact) est suffisante pour garantir la non dépendance du problème à cette condition limite. A contrario, en régime HD, le champ de pression étant beaucoup plus étalé à l'entrée du contact, la position de cette condition sera à reconsidérer.

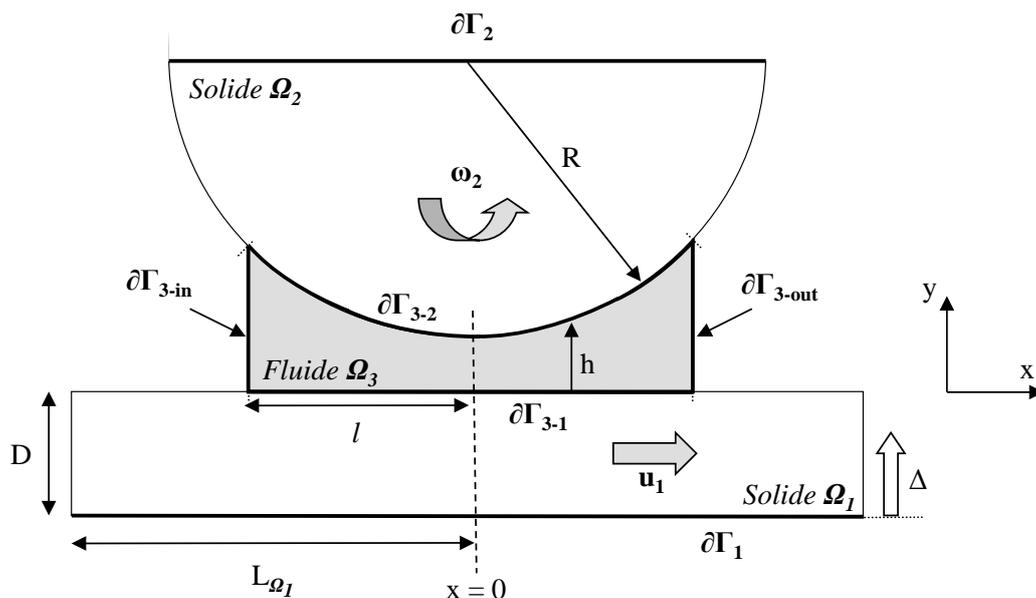


Figure III-1 - Contact linéique : géométrie et définitions

Concernant les conditions cinématiques, les deux solides sont chacun animé d'une vitesse indépendante  $u_1$ , vitesse linéaire selon  $\mathbf{x}$  et  $\omega_2$  vitesse angulaire selon  $\mathbf{z}$ . La vitesse du cylindre  $\Omega_2$  est définie en  $x = 0$ , comme  $u_2 = \omega_2 R$ . Cette vitesse tangentielle sera considérée par la suite pour définir la vitesse moyenne d'entraînement  $u_{\text{moy}} = \frac{u_1 + u_2}{2}$  et le taux de roulement glissement comme  $SRR = \frac{u_1 - u_2}{u_{\text{moy}}}$ .

---

**Remarques :**

Ce rapport  $SRR$  (« Slide-to-Roll Ratio ») entre la différence des vitesses des deux surfaces relativement à la vitesse d'entraînement moyenne sera un paramètre très important tout au long de ce travail. En effet, il est à la fois un indicateur des conditions cinématiques du contact mais fournit également une information sur l'énergie apportée à celui-ci (voir l'expression du terme source de cisaillement section III.4.1.2). Des conditions de roulement pur seront définies pour  $SRR = 0$  (vitesses égales), de glissement pur pour  $SRR = 2$  (vitesse du cylindre nulle), et quand  $SRR > 2$  les vitesses seront alors de sens opposés. Enfin, le cas particulier  $SRR = \infty$  représente la situation où les deux vitesses sont égales en norme mais de sens opposé ( $u_1 = -u_2$ ).

---

Le choix des dimensions des domaines solides  $\Omega_1$  et  $\Omega_2$  sera justifié section III.3.1.1 pour le rayon  $R$ , et section III.4.1.1 pour les longueurs  $D$  et  $L_{\Omega_1}$ . Les frontières  $\partial\Gamma_1$ ,  $\partial\Gamma_2$ ,  $\partial\Gamma_{3-in}$ , et  $\partial\Gamma_{3-out}$  seront utilisées tout au long de ce chapitre pour appliquer les conditions limites spécifiques aux différentes équations résolues. Enfin, les épaisseurs de film  $h$  et  $h_0$  ainsi que le déplacement vertical  $\Delta$  appliqué au solide  $\Omega_1$  seront définies plus en détails section III.3.3.

### III.1.2 Contact ponctuel

Le cas du contact ponctuel sera également étudié, mais uniquement en régime isotherme (voir détails en Annexe C) ne nécessitant pas, comme montré section III.3.1.1, la présence du solide  $\Omega_1$ . La géométrie (voir Figure III-2) sera donc composée cette fois-ci d'un quart de sphère  $\Omega_2$  et d'un domaine fluide  $\Omega_3$ . Les mêmes conditions cinématiques que pour le contact linéique seront appliquées, permettant l'usage de conditions de symétrie selon le plan  $\mathbf{xy}$  de normale  $\mathbf{z}$ . La dimension du domaine fluide selon  $\mathbf{z}$  sera identique à celle définie pour l'entrée et la sortie,  $l$ .

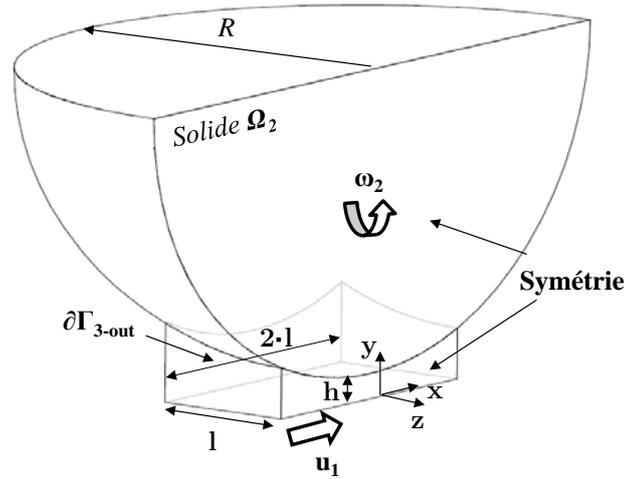


Figure III-2 - Contact ponctuel : géométrie et définitions

Après avoir décrit les deux géométries étudiées dans ce travail, les différents couplages liés aux problématiques des contacts lubrifiés sont détaillés. Les travaux présentés traitent principalement des contacts linéiques, les détails de modélisation seront donnés dans cette configuration bidimensionnelle pour plus de clarté, mais sont facilement applicables aux contacts ponctuels (voir Annexe C).

## III.2 Modélisation du domaine fluide

Dans un contact lubrifié, le lubrifiant est confiné entre les deux surfaces en mouvement dans la zone du contact. En dehors de celle-ci, il interagit avec l'air environnant. L'écoulement engendré sera alors qualifié d'écoulement à surface libre. Deux modélisations capables de fournir des informations précises sur le comportement du fluide sont développées dans ces deux situations, basées sur différentes hypothèses.

### III.2.1 Hypothèses

Avant d'exprimer les équations de la mécanique des milieux continus, il semble nécessaire de s'assurer de la validité des hypothèses sous-jacentes. En effet, la dimension caractéristique des écoulements étudiés par la suite pourra être inférieure à  $10^{-7}$  m. Or, classiquement, la notion de « particules fluides » nécessaire à la définition de l'écoulement d'un fluide [Gen07], fait intervenir une échelle caractéristique d'étude qui doit être « suffisamment grande » pour pouvoir associer des grandeurs moyennes macroscopiques à l'ensemble des molécules qui compose ces particules fluides et « suffisamment petite » pour être représentative d'un état local. Des simulations en Dynamique Moléculaire couplées à des résultats expérimentaux ont montré la validité des représentations continues pour des échelles supérieures à  $6.10^{-9}$  m [Als88] [Ber01].

Dans un second temps, le régime d'écoulement sera considéré comme laminaire (les particules fluides voisines à un instant donné, le restent à l'instant suivant). En effet, le nombre de REYNOLDS représentant l'influence des effets d'inertie non-linéaires par rapport aux effets visqueux et caractéristique du régime d'écoulement [Guy01] est ici de l'ordre de l'unité pour les écoulements rencontrés. Une analyse d'ordre de grandeur plus détaillée (voir Annexe B) dans les différentes zones d'un contact lubrifié, permet alors de mettre en évidence que les effets d'inertie peuvent être négligés dans la zone du contact, mais peuvent avoir un rôle dans les zones d'entrée ou de sortie du contact, où ils doivent être conservés.

Les équations de STOKES [Guy01], différenciées des équations de NAVIER-STOKES par l'absence des termes d'inertie pourraient donc être utilisées dans la zone du contact. Cependant, les équations résolues faisant apparaître des termes non linéaires (dépendance de la viscosité avec la pression, la température et le taux de cisaillement par exemple), l'ajout des termes d'inertie ne provoque pas d'augmentation notable du temps de calcul<sup>7</sup>. De plus, dans certaines configurations EHD où l'épaisseur de film présente des variations importantes selon la direction de l'écoulement, ces effets peuvent jouer un rôle significatif sur le comportement du liquide [Sah05].

Enfin, l'écoulement sera considéré comme faiblement compressible. En effet, comme montré précédemment, la masse volumique d'un lubrifiant peut varier de manière non négligeable sous fortes pressions. Cependant, le nombre de MACH traduisant le rapport entre vitesse caractéristique et vitesse du son dans le milieu restera très inférieur à 1 (voir Annexe B).

Les modélisations effectuées peuvent désormais être décrites pour différentes zones d'étude : dans la zone du contact où l'écoulement du lubrifiant est confiné entre les deux solides et en dehors de celle-ci, où il interagit avec l'air extérieur.

## III.2.2 Dans la zone du contact : écoulement confiné

### III.2.2.1 Equations du mouvement

Les bilans de conservation de la masse et de la quantité de mouvement sont décrits pour l'écoulement laminaire, stationnaire, faiblement compressible d'un fluide non newtonien dans une description eulérienne, par les équations de NAVIER-STOKES [Gen07] :

$$\begin{aligned} \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) &= 0 \\ \rho (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} &= -\nabla p + \nabla \cdot \left[ \left( -\frac{2}{3} \eta \nabla \cdot \mathbf{u} \right) \bar{\bar{\mathbf{I}}} + \eta (\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T) \right] + \rho \mathbf{g} \end{aligned} \quad (3.1)$$

avec  $\eta = \eta(p, T, \dot{\gamma})$ ,  $\rho = \rho(p, T)$ ,  $\mathbf{g} = -g\mathbf{y}$  le vecteur gravité et  $\bar{\bar{\mathbf{I}}}$  la matrice identité.

Selon la nature des cas traités par la suite, les différentes lois d'états portant sur la masse volumique  $\rho$ , (II.3.2), et lois de comportement portant sur la viscosité  $\eta$ , (II.4), pourront alors être utilisées.

---

<sup>7</sup> Les deux types d'approches STOKES ou NAVIER-STOKES ont été comparées dans ce travail et une différence de temps moyen de résolution inférieure à 2% a été notée.

### III.2.2.2 Conditions aux limites

Afin de résoudre les équations précédentes dans le domaine fluide ( $\Omega_3$ ), il est nécessaire de s'intéresser aux conditions limites adéquates en vitesse et en pression à utiliser. De manière générale, deux types de conditions limites sont imposées: des conditions d'adhérence ( $\partial\Gamma_{3-1}$  et  $\partial\Gamma_{3-2}$ ) et des conditions latérales ( $\partial\Gamma_{3-in}$  et  $\partial\Gamma_{3-out}$ ).

Le premier type de conditions porte sur le champ de vitesse et consiste à imposer des conditions de DIRICHLET en imposant la valeur de la vitesse de la frontière. En effet, l'hypothèse que le fluide adhère aux parois sera effectuée. Cette hypothèse usitée en mécanique des fluides a été remise en question dans divers travaux physiques et tribologiques, mais pour de très faibles échelles (étudiées) [Jos05] [Fil11]. Ces études montrent que le glissement aux parois n'est significatif que dans des conditions particulières, pour des épaisseurs de film beaucoup plus faibles que celles traitées par la suite et il ne sera donc pas pris en considération ici. Cependant, l'aspect général de l'approche développée permet son implémentation de manière très aisée.

Les conditions d'adhérence utilisées dans ce travail s'expriment donc par :

$$\begin{Bmatrix} u \\ v \end{Bmatrix}_{\partial\Gamma_{3-1}} = \begin{Bmatrix} u_1 \\ 0 \end{Bmatrix} \quad (3.2)$$

et

$$\begin{Bmatrix} u \\ v \end{Bmatrix}_{\partial\Gamma_{3-2}} \cdot \mathbf{n} = 0 \quad \text{et} \quad \begin{Bmatrix} u \\ v \end{Bmatrix}_{\partial\Gamma_{3-2}} \cdot \mathbf{t} = \Omega_2 R = u_2 \quad (3.3)$$

avec  $\mathbf{n}$  le vecteur normal à la surface et  $\mathbf{t}$  le vecteur tangent.

Pour les conditions latérales du contact ( $\partial\Gamma_{3-in}$  et  $\partial\Gamma_{3-out}$ ), une condition de DIRICHLET sur le champ de pression est imposée ainsi qu'un effort visqueux nul [Gre98]. Les positions des frontières  $\partial\Gamma_{3-in}$  et  $\partial\Gamma_{3-out}$  étant définies suffisamment loin du centre du contact, les mêmes considérations que celles développées dans la littérature (voir chapitre I) sont donc utilisées ici en imposant :

$$\{p\} = p_0 \quad \text{et} \quad \left\{ \left( \nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T \right) \cdot \mathbf{n} \right\} = \mathbf{0} \quad (3.4)$$

avec  $p_0$  la pression ambiante.

Cependant, ce type de condition limite ne constitue qu'une première approximation des phénomènes considérant que tout l'entrefer entre les deux solides est entièrement rempli de lubrifiant. Or comme décrit précédemment, hors de la zone du contact le lubrifiant interagit avec son environnement (ménisque air/lubrifiant). Afin de prendre en compte ces phénomènes et d'étudier l'écoulement du lubrifiant hors du contact, une modélisation diphasique, air-lubrifiant, décrivant précisément la position de l'interface libre, est mise en œuvre.

### III.2.3 Autour du contact : écoulement à surface libre

#### III.2.3.1 Les différents types d'approches

Depuis l'essor de la CFD, de nombreuses méthodes ont été développées dans la littérature pour traiter des écoulements diphasiques [Gro11]. Elles peuvent être classées dans un premier temps en deux catégories par leur différence d'approche de modélisations : lagrangienne ou eulérienne.

De manière générale, le point de vue lagrangien consiste à suivre un objet physique (particule fluide, interface) et à le décrire au cours du temps. Numériquement, chaque nœud du maillage doit être mobile et se déplacer de manière identique à la particule fluide qu'il représente.

Le second point de vue (eulerien) consiste à se placer en un point fixe du milieu fluide et à décrire l'évolution des propriétés du fluide menant à un formalisme des équations beaucoup moins complexe, en particulier pour la définition des lois de comportement [Gen07]. Numériquement, chaque nœud du maillage est fixe et cette approche ne peut donc par définition prendre en compte des surfaces libres ou des modifications de domaine trop importantes.

Concernant le suivi d'interface, des méthodes lagrangiennes ont dans un premier temps été développées, mais restent souvent sujettes à des problèmes numériques de distorsion de maillage. Des adaptations ont alors été développées en utilisant des méthodes de type ALE (Arbitrary Lagrangian Eulerian), pour modéliser des écoulements à surface libre en incluant les effets de tension de surface [Li05][Wal05]. Elles permettent de déterminer la position de la surface libre, à partir d'une position initiale proche de la solution (l'interface devant garder la même topologie et rester continue tout au long du calcul). Elles offrent l'avantage d'être conservatives par nature et nécessitent un nombre de degrés de liberté réduit puisque l'écoulement dans l'air n'est pas résolu. Cependant, elles souffrent de trois défauts majeurs, la nécessité de la connaissance préalable d'une position initiale proche de la solution, la gestion des points triples et enfin elles ne permettent pas une évolution vers la prise en compte des termes de changement de phase.

La deuxième classe de méthodes de gestion d'interface, la plus fréquemment utilisée, se caractérise par une approche eulérienne permettant le suivi de l'interface sur un maillage fixe. L'évolution des deux phases (air et lubrifiant par exemple dans nos applications) et de leur interface est alors modélisée. Ces approches sont pour la plupart basées sur une équation de transport d'une quantité  $\phi$ , représentant la proportion ou la concentration d'une des deux phases (comme défini section II.1.2). En effet, l'idée principale est de bâtir un système complet d'équations, valable pour un fluide composé de deux phases et d'une interface. On ne prétend pas fournir ici une revue exhaustive de toutes ces méthodes mais plutôt un aperçu des plus fréquemment rencontrées. Les méthodes dites « Volume Of Fluid » (VOF) sont les plus utilisées. Elles utilisent une fonction discontinue pour approcher l'interface, advectée par l'écoulement. Leur principal avantage est qu'elles sont conservatives par définition [Hir81]. Cependant, elles restent peu précises dans la position de l'interface-même et de sa courbure. De plus, elles sont difficiles à implémenter par une méthode éléments finis (méthode numérique utilisée par la suite) et nécessitent des algorithmes spécifiques performants pour la résolution du problème.

D'autres méthodes, plus simples d'implémentation, ont été développées dans la littérature. Elles sont connues sous le nom de « Level Set » et utilisent une approximation de l'interface lissée numériquement. Leur principal défaut est la non conservation de la masse, souvent mentionné dans la littérature [Tor00].

Enfin, une approche consistant à traiter non plus l'interface comme discrète (ou de manière purement numérique) mais comme diffuse et contrôlée par la thermodynamique a été développée depuis une vingtaine d'années. Elle fait appel à la théorie de la capillarité de VAN DER WAALS [VdW79], adaptée par CAHN ET HILLIARD [Cah57, Cah58, Cah59] aux problèmes à deux phases issues d'espèces différentes. Cette méthode dite de « champs de phase » a été principalement utilisée pour des écoulements où les phénomènes physiques prépondérants sont gouvernés par l'interface et les effets capillaires. Une revue des principales applications de cette méthode a été effectuée par ANDERSON et al. [And98]. Dans le but de développer une approche générale permettant de décrire précisément le comportement du fluide dans et autour d'un contact lubrifié sous l'action des effets capillaires, c'est cette dernière méthode qui sera utilisée par la suite.

### III.2.3.2 Théorie de CAHN-HILLIARD et équations

A partir de la théorie introduite précédemment (sections II.1 et II.2), CAHN et HILLIARD [Cah57][Cah59] développent une équation du mouvement de type convection/diffusion pour décrire l'évolution de l'interface au cours du temps. Ils font l'hypothèse que le flux de masse est proportionnel au gradient du potentiel chimique,  $G$ , et décrivent l'évolution de la proportion de phase  $\phi$  comme :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \phi &= \nabla \cdot \gamma \nabla G \\ G &= \frac{3\sigma}{2\sqrt{2}} \left( \frac{(\phi^2 - 1)\phi}{\varepsilon} - \varepsilon \nabla^2 \phi \right) \end{aligned} \quad (3.5)$$

avec  $\gamma$  le paramètre de « mobilité »,  $\varepsilon$  et  $\sigma$  comme précédemment.

L'évolution de l'interface est alors gouvernée à la fois par l'écoulement global (terme d'advection  $\frac{\partial \phi}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \phi$ ) mais également par la thermodynamique du problème (terme de diffusion du second membre  $\nabla \cdot \gamma \nabla G$ ) permettant une détermination précise de la position de l'interface. En contre partie, ce formalisme fait intervenir deux paramètres numériques que sont l'épaisseur d'interface  $\varepsilon$  et la mobilité  $\gamma$  proportionnelle au temps de relaxation de l'interface. Le premier devra, par construction, être suffisamment petit par rapport à la grandeur caractéristique du problème pour assurer la convergence de la méthode (voir [Yue04]). Le second paramètre a beaucoup été discuté dans la littérature et sera défini ici comme  $\gamma = \chi \varepsilon^2$  avec  $\chi = 1$ , en accord avec [Jac99] [Cen10]. Leur influence respective sur les résultats sera discutée section III.5.3.2.

Par le biais de l'équation (3.5), une variation d'énergie libre  $F$  est donc introduite dans le modèle. Afin de conserver l'énergie globale du système diphasique, il est nécessaire que le fluide exerce une force pour transformer cette énergie libre en énergie cinétique. C'est en fait

physiquement le rôle joué par la tension de surface. On définit donc, d'après JACQMIN [Jac99], la force de tension de surface  $\mathbf{F}_{ST}$  sous sa forme volumique de la manière suivante :

$$\mathbf{F}_{ST} = G \cdot \nabla \phi \quad (3.6)$$

Cet effort de tension de surface  $\mathbf{F}_{ST}$  réalise le couplage entre la thermodynamique de l'interface et la dynamique de l'écoulement définie pour un fluide incompressible et newtonien par :

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{u} &= 0 \\ \rho \left( \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} \right) &= -\nabla p + \nabla \cdot \left[ \eta (\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T) \right] + \rho \mathbf{g} + \mathbf{F}_{ST} \end{aligned} \quad (3.7)$$

avec  $\rho = \rho_{air} + (\rho_0 - \rho_{air}) \frac{1+\phi}{2}$  et  $\eta = \eta_{air} + (\eta_0 - \eta_{air}) \frac{1+\phi}{2}$ .

Le problème global comporte donc 5 équations (3.5) et (3.7) et 5 inconnues,  $\phi$ ,  $G$ ,  $\mathbf{u} = \{u, v\}$ ,  $p$  (en deux dimensions).

### III.2.3.3 Conditions aux limites correspondantes

Le traitement des conditions aux limites dans ce type d'approche a été discuté dans la littérature par différents auteurs comme DING et al. [Din07] et YUE et al. [Yue10]. Une condition de DIRICHLET est imposée pour la variable de champ de phase pour définir la quantité de lubrifiant à l'entrée du contact,  $\phi = 1$ .

Pour la condition limite de mouillage au contact d'une paroi (à droite, Figure II-4), une condition de NEUMANN est appliquée pour imposer l'angle de mouillage,  $\theta_s$ . Comme détaillé dans [Din07] et de manière purement géométrique, on impose donc :

$$\left\{ \mathbf{n} \cdot \nabla \phi \right\} = \left\{ \tan \left( \frac{\pi}{2} - \theta_s \right) \left| \nabla \phi - (\mathbf{n} \cdot \nabla \phi) \mathbf{n} \right| \right\} \quad (3.8)$$

Cette condition permet de s'affranchir de la singularité obtenue si l'interface était considérée comme discrète (voir [And98]). Dans le travail présenté, l'angle de mouillage  $\theta_s$ , sera considéré comme constant. Des couplages ont été effectués (hors du cadre de ce travail) pour proposer une condition non plus dépendante de cet angle, mais d'un potentiel thermodynamique issu de résultats obtenus en dynamique moléculaire [Zho10].

Enfin, des conditions de flux nuls ( $\left\{ \mathbf{n} \cdot \nabla \phi \right\} = 0$  et  $\left\{ \mathbf{n} \cdot \nabla G \right\} = 0$ ) similaires à celles utilisées dans [Yue10] sont appliquées pour les conditions latérales ( $\partial \Gamma_{3-in}$  et  $\partial \Gamma_{3-out}$ ).

Après avoir exposé la modélisation diphasique (air/lubrifiant) du fluide, nommée modèle CAHN-HILLIARD, on va maintenant s'intéresser aux autres couplages à prendre en compte pour traiter le régime de lubrification EHD : le couplage lubrifiant/solide et le couplage avec la thermique.

## III.3 Le couplage lubrifiant/solide

Un aspect fondamental du problème EHD réside dans la présence d'un couplage fluide/structure fort. En effet, comme décrit précédemment, compte tenu des fortes pressions

généralisées, les déplacements dus aux déformations des solides sont du même ordre de grandeur voire inférieures aux épaisseurs de film. Ainsi, numériquement, il s'avère nécessaire d'utiliser une méthode de couplage adéquate pour résoudre le problème. Avant de décrire l'approche choisie, la modélisation des solides est dans un premier temps présentée.

### III.3.1 Domaines solides

#### III.3.1.1 Modélisation

Le cas du contact linéique représenté par la déformation d'un demi-cylindre équivalent  $\Omega_2$  de rayon  $R = \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)^{-1}$  contre un plan indéformable (voir Figure III-1), avec ( $R_1$  et  $R_2$  les rayons des solides réels 1 et 2) sera principalement traité par la suite.

De manière générale, l'ordre de grandeur du rayon  $R$  sera environ 100 fois supérieur à celui de la demi-longueur de contact  $b$ . L'influence de cette dimension a été étudiée par HABCHI [Hab08] pour des contacts ponctuels et pour le cas d'un solide équivalent parallélépipédique, montrant qu'un ordre de grandeur environ 60 fois plus important était suffisant pour obtenir une non-dépendance du problème à cette condition. Afin de prendre en compte les effets thermiques dans ce même domaine par la suite (voir III.4.1.1), cette dimension ( $R$ ) sera conservée dans ce travail. Une validation de l'hypothèse du contact équivalent sera également effectuée par la suite (voir IV.3.1).

Enfin, l'hypothèse que les surfaces des solides sont lisses sera effectuée. Celle-ci a fortement été discutée dans la littérature [Maj81] [Ven92] [Gre94] et de manière générale, on pourra considérer qu'une surface est lisse si les rugosités comportent des longueurs d'ondes plus grandes que 100 fois la longueur d'onde fondamentale du contact définie dans [Goh01].

#### III.3.1.2 Equations et conditions aux limites

Dans les applications étudiées, le comportement des solides sera considéré comme élastique. En effet, compte tenu de la nature des matériaux généralement utilisés pour les applications de type « roulements » (aciers trempés traités) et des chargements appliqués, la limite élastique de ces aciers ne sera pas atteinte. De plus, les hypothèses de petits déplacements et petites déformations sont également applicables. Les équations linéaires de la mécanique des solides sont donc résolues dans le domaine  $\Omega_2$ , en représentation *lagrangienne* :

$$\nabla_{(X,Y)} \cdot \bar{\bar{\sigma}}_s = 0 \quad (3.9)$$

avec  $\bar{\bar{\sigma}}_s = C \bar{\bar{\varepsilon}}_s(\mathbf{U}_s)$ , le tenseur des contraintes,  $\bar{\bar{\varepsilon}}_s = \left( \nabla_{(X,Y)} \mathbf{U}_s + \left( \nabla_{(X,Y)} \mathbf{U}_s \right)^T \right)$  le tenseur des déformations,  $\mathbf{U}_s = \{U_s, V_s\}$  le champ de déplacement et  $(X, Y)$  le repère fixe (voir III.3.2).

Le tenseur  $C$ , appelé tenseur de raideur, comprend les propriétés du matériau équivalent : le

module d'YOUNG,  $E' = \frac{E_1^2 E_2 (1 + \nu_2)^2 + E_2^2 E_1 (1 + \nu_1)^2}{\left[ E_1 (1 + \nu_2) + E_2 (1 + \nu_1) \right]^2}$  et le coefficient de POISSON

$$\nu' = \frac{E_1 \nu_2 (1 + \nu_2) + E_2 \nu_1 (1 + \nu_1)}{E_1 (1 + \nu_2) + E_2 (1 + \nu_1)} \quad \text{avec } E_i \text{ et } \nu_i \text{ respectivement le module d'YOUNG et le}$$

coefficient de POISSON de chaque solide  $\Omega_i$ .

L'utilisation du concept de contact équivalent permet de s'affranchir de la résolution de ces équations dans les deux domaines solides et de minimiser ainsi le temps de calcul.

Une condition limite de DIRICHLET en déplacement est imposée sur la frontière supérieure  $\partial\Gamma_2$ ,  $U_s = V_s = 0$  et une condition de NEUMANN sur la frontière  $\partial\Gamma_{3-2}$ , en appliquant l'effort du fluide au solide :  $\{\bar{\bar{\sigma}}_s \cdot \mathbf{n}\}_{\partial\Gamma_{3-2}} = \{\bar{\bar{\sigma}}_f \cdot \mathbf{n}\}_{\partial\Gamma_{3-2}}$ . Les autres frontières seront considérées comme libres ( $\{\bar{\bar{\sigma}}_s \cdot \mathbf{n}\} = 0$ ).

On se restreint ici aux contacts usuellement rencontrés dans les roulements faisant intervenir des matériaux à haute limite élastique. Cependant, il existe de nombreux contacts lubrifiés impliquant des matériaux visco-élastiques (joint/huile, pneu/chaussée humide par exemple). L'utilisation d'une loi de comportement non-linéaire dans ce modèle général pourrait être envisagée sans développement complexe. De plus, contrairement aux approches classiques utilisant l'hypothèse de massifs semi-infinis, la modélisation proposée ici permet de résoudre des contacts avec des géométries particulières, des défauts localisés ou encore des hétérogénéités de structure dans le matériau.

La méthode des éléments finis est utilisée pour résoudre ces équations (voir section III.5.1), nécessitant l'utilisation d'un maillage pour construire des fonctions d'approximation. Or, dans la modélisation proposée des équations de la mécanique des solides en petites déformations et petits déplacements, l'hypothèse que les configurations initiales et déformées sont proches, est effectuée. L'utilisation d'une méthode spécifique pour prendre en compte la déformation du domaine fluide, dépendante des déformations des solides, est donc nécessaire.

### III.3.2 Méthode du maillage mobile

De nombreuses méthodes numériques ont été développées pour traiter la problématique des couplages fluide/structure dans la littérature [Sig11]. Elles portent principalement sur des couplages transitoires, résolus par des algorithmes de type « masse ajoutée » ou d'échanges d'informations entre représentations fluide et solide, à différents pas de temps. Cependant, on s'intéresse ici à un couplage fluide/solide fort et stationnaire. En effet, ce couplage est issu du fait que l'épaisseur de film séparant les deux surfaces est du même ordre de grandeur que les déplacements élastiques du solide déformé. Or, la modélisation du domaine fluide est effectuée de manière eulérienne, i.e. en fixant le domaine fluide et en « regardant passer les particules fluides à l'intérieur ». Il est donc évident que si ce domaine se déforme notablement, l'effet sur le comportement du fluide doit être pris en compte, au cours de la résolution.

Une méthode fréquemment rencontrée, et détaillée dans [Don04], consiste à conserver les avantages des deux approches eulérienne et lagrangienne en les combinant dans une approche dite « Arbitrary Lagrangian Eulerian » (ALE). Cette méthode dite de « maillage mobile » sera

utilisée pour obtenir une continuité du maillage entre domaines fluide et solide et résoudre ce couplage fort. En régime stationnaire, cette méthode est simplement définie par un changement de repère. Un repère fixe avec les coordonnées  $\{X, Y\}$  et un repère mobile avec les coordonnées  $\{x, y\}$  sont définis (Figure III-3). Le déplacement de chaque nœud du repère initial par rapport au repère mobile est alors décrit par  $dx = x - X$  et  $dy = y - Y$ .

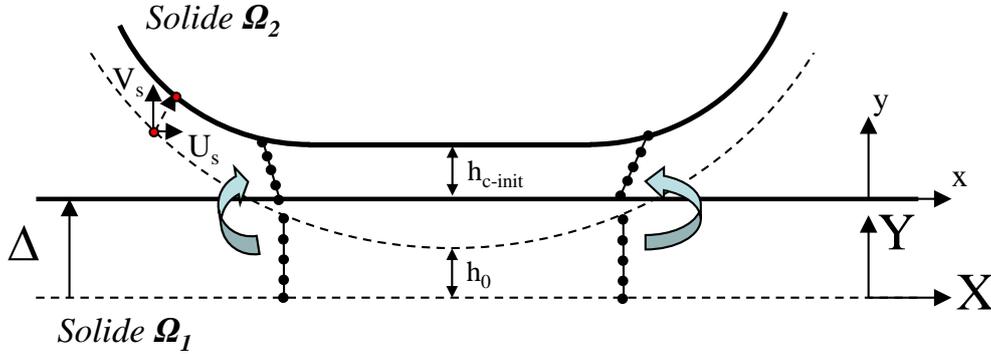


Figure III-3 - Illustration du maillage mobile : en traits pointillés la géométrie initiale  $(X, Y)$ , en traits continus la géométrie déformée  $(x, y)$

### III.3.2.1 Equations du maillage mobile

Pour le solide déformable  $\Omega_2$ , chaque nœud du maillage doit suivre les déplacements dus aux déformations élastiques, soit :

$$\begin{Bmatrix} dx \\ dy \end{Bmatrix}_{\Omega_2} = \begin{Bmatrix} U_s \\ V_s \end{Bmatrix}_{\Omega_2} \quad (3.10)$$

Concernant les déplacements du solide inférieur  $\Omega_1$ , indéformable, un déplacement global suivant la direction  $\mathbf{y}$  est appliqué pour imposer la charge (voir section III.3.3) :

$$\begin{Bmatrix} dx \\ dy \end{Bmatrix}_{\Omega_1} = \begin{Bmatrix} 0 \\ \Delta \end{Bmatrix} \quad (3.11)$$

avec  $\Delta$  le déplacement vertical imposé.

Ces relations étant triviales, aucun degré de liberté n'est ajouté pour les nœuds du maillage des domaines solides.

Pour le domaine fluide en revanche, il est nécessaire que les nœuds suivent de manière « régulière » les déplacements des frontières (voir Figure III-3). En effet, on souhaite conserver la topologie du maillage et limiter ses distorsions. Ainsi, comme proposé dans [Ben89], une méthode de lissage, consistant à résoudre une équation de LAPLACE entre les coordonnées déformées et initiales, est utilisée :

$$\begin{Bmatrix} \frac{\partial^2 x}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 x}{\partial Y^2} \\ \frac{\partial^2 y}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 y}{\partial Y^2} \end{Bmatrix}_{\Omega_3} = \begin{Bmatrix} 0 \\ 0 \end{Bmatrix} \quad (3.12)$$

Cette équation sera donc seulement résolue dans le domaine fluide, faisant intervenir deux degrés de liberté supplémentaires  $(x, y)$  pour chaque nœud du fluide.

Les équations de la mécanique des fluides étant exprimées dans le repère déformé  $(x, y)$ , les conservations de masse et de quantité de mouvement ne seront *a priori* pas affectées par ce changement de repère. Ce point sera vérifié ultérieurement (section III.6.1).

### III.3.2.2 Conditions aux limites correspondantes

L'équation résolue (3.12) étant une équation de lissage, les déplacements des nœuds du fluide sont pilotés par les conditions aux limites appliquées. Les conditions suivantes sont imposées aux interfaces fluide/solides pour assurer la continuité du maillage :

$$\begin{Bmatrix} dx \\ dy \end{Bmatrix}_{\partial_{3-2}} = \begin{Bmatrix} U_s \\ V_s \end{Bmatrix}_{\partial_{3-2}} \quad \text{et} \quad \begin{Bmatrix} dx \\ dy \end{Bmatrix}_{\partial_{3-1}} = \begin{Bmatrix} 0 \\ \Delta \end{Bmatrix} \quad (3.13)$$

Pour les frontières latérales, des déplacements linéaires sont postulés pour satisfaire les conditions imposées précédemment :

$$\begin{Bmatrix} dx \\ dy \end{Bmatrix}_{\partial_{3-in}} = \begin{Bmatrix} U_s \cdot s \\ (V_s - \Delta) \cdot s + \Delta \end{Bmatrix}_{\partial_{3-in}} \quad \text{et} \quad \begin{Bmatrix} dx \\ dy \end{Bmatrix}_{\partial_{3-out}} = \begin{Bmatrix} U_s \cdot s \\ (V_s - \Delta) \cdot s + \Delta \end{Bmatrix}_{\partial_{3-out}} \quad (3.14)$$

avec  $s$  l'abscisse curviligne des frontières latérales verticales ( $\partial\Gamma_{3-in}$  et  $\partial\Gamma_{3-out}$ ) allant de 0 à 1 et orientée positivement selon  $\mathbf{y}$ .

## III.3.3 Conservation de la charge normale

Dans les différents cas EHD traités, la charge appliquée au contact sera une donnée du problème et on cherchera à déterminer l'épaisseur de film résultante. Il est donc nécessaire de pouvoir imposer précisément cette charge dans notre modèle. Un moyen pour y parvenir consiste à « presser » les deux solides l'un contre l'autre en imposant un déplacement vertical  $\Delta$ , jusqu'à ce que l'effort du fluide sur le solide soit égal à la charge appliquée. Comme détaillé précédemment, une méthode de maillage mobile est utilisée pour assurer le couplage fluide/solide. Par ce procédé, ce phénomène peut être reproduit numériquement, en introduisant un degré de liberté supplémentaire,  $\Delta$ , lié au déplacement du maillage mobile. Ce problème revient à résoudre l'équation suivante (3.15) :

Trouver  $\Delta$  tel que

$$\int_{\partial\Gamma_{3-2}} \bar{\bar{\sigma}}_f \cdot \mathbf{n} d\Gamma - w_1 = 0 \quad (3.15)$$

avec  $w_1$  la charge appliquée au contact.

Enfin, l'entrefer entre les deux solides (i.e. l'épaisseur de film de lubrifiant) est définie dans notre approche comme :

$$h = Y \Big|_{\partial\Gamma_{3-2}} + V \Big|_{\partial\Gamma_{3-2}} + h_0 - \Delta = y \Big|_{\partial\Gamma_{3-2}} + h_0 - \Delta \quad (3.16)$$

avec  $h_0$  l'entrefer initial.

La méthode utilisée dans ce travail pour résoudre le couplage fort fluide/solide d'un problème EHD a donc été décrite. Cette approche, nommée modèle NAVIER-STOKES, permet de s'affranchir des hypothèses classiques de la lubrification en modélisant les domaines fluide et solide explicitement. Contrairement aux approches de type REYNOLDS, la prise en compte des effets non newtoniens s'effectue alors directement en modifiant la loi de comportement reliant les contraintes aux déformations (voir section II.4.2). En ce qui concerne les effets thermiques, leur prise en compte est directe, en résolvant en parallèle l'équation de conservation de l'énergie dans chaque domaine. Les variations de la masse volumique et de la viscosité seront alors naturellement prises en compte dans l'approche présentée ci-dessus.

## III.4 Le couplage thermique

Les effets thermiques dans les contacts lubrifiés peuvent jouer un rôle déterminant sur l'évolution du coefficient de frottement ainsi que sur l'épaisseur de film. En effet, ils affectent dramatiquement la viscosité, grandeur fondamentale de l'hydrodynamique. Afin de prendre en compte ces effets dans notre modèle, les équations de conservation de l'énergie sont décrites dans chaque domaine.

### III.4.1 Equations de conservation de l'énergie

#### III.4.1.1 Dans les domaines solides

Un bilan thermique est effectué sur un volume solide élémentaire, en considérant que les transferts de chaleur s'accomplissent par conduction et advection. Dans ce qui suit, les effets de rayonnement seront en effet négligés. L'équation de la chaleur est obtenue sous sa forme stationnaire, appliquée à un domaine  $\Omega_i$  et dans le repère  $(x, y)$ :

$$\rho_i C_{p_i} \left( \frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{u}_i \cdot \nabla) T \right) = \nabla \cdot (k_i \nabla T) \quad (3.17)$$

avec  $T$  la température,  $\rho_i$ ,  $C_{p_i}$  et  $k_i$  respectivement les masses volumiques, capacités calorifiques et conductivités thermiques des domaines  $\Omega_i$  avec  $i = 1, 2$ .

Cette équation de transport-diffusion sera résolue dans les deux domaines solides précédemment définis (voir Figure III-1), faisant évidemment intervenir leurs dimensions respectives. D'après les travaux de WANG et al. [Wan04] et KANETA et al. [Kan06], une épaisseur de solide  $D$  supérieure à 3.15 fois la demi-longueur de contact,  $b$  est suffisante pour assurer un gradient de température vertical nul loin du contact. On choisira ici l'épaisseur suivante :  $D = l = 6 \cdot b$ . La longueur  $L_{\Omega_1}$  du solide  $\Omega_1$  sera définie comme  $L_{\Omega_1} = \frac{R}{2}$ .

Les effets de la température sur les déformations des solides (dilatation thermique) ne seront pas pris en considération, comme postulé dans la littérature [Cam66]. Pour des informations complémentaires, une étude détaillée sur l'influence relative de ces effets a été menée par BOUYER et al. [Bou03] sur des contacts à géométrie conforme.

### III.4.1.2 Dans le domaine fluide

Concernant le milieu fluide, l'équation de l'énergie est réécrite pour faire apparaître le terme source de chaleur adapté à la loi de comportement choisie. Pour cela, l'équation de conservation de l'énergie interne  $\tilde{U}$  est tout d'abord utilisée :

$$\rho \frac{d\tilde{U}}{dt} = \bar{\sigma}_f : \bar{D} + \nabla \cdot (k \nabla T) \quad (3.18)$$

avec  $\bar{\sigma}_f : \bar{D} = -p \nabla \cdot \mathbf{u} + \eta \left( \nabla \mathbf{u} : \nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u} : \nabla \mathbf{u}^T - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{u})^2 \right)$ ,  $\bar{D}$  le tenseur taux de déformations, « : » le symbole du produit tensoriel contracté deux fois (voir nomenclature) et  $k$  la conductivité thermique du domaine.

Pour simplifier l'écriture, le terme de dissipation visqueuse sera écrit comme :

$$\bar{\tau} : \bar{D} = \eta \left( \nabla \mathbf{u} : \nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u} : \nabla \mathbf{u}^T - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{u})^2 \right) \quad (3.19)$$

La relation thermodynamique [Gen07] liant l'énergie interne  $\tilde{U}$  à l'enthalpie  $\tilde{H}$  s'écrit :

$$\tilde{U} = \tilde{H} - pV \quad (3.20)$$

d'où  $d\tilde{U} = d\tilde{H} - p dV - V dp$ , avec  $V$  le volume.

Or les grandeurs extensives  $(\tilde{U}, \tilde{H})$  exprimées ici, sont des valeurs massiques. Le volume et sa

variation s'expriment comme  $V = \frac{1}{\rho}$ , d'où  $dV = -\frac{1}{\rho^2} d\rho$ .

En remplaçant dans (3.20), on a donc :

$$d\tilde{U} = d\tilde{H} + \frac{p}{\rho^2} d\rho - \frac{1}{\rho} dp \quad (3.21)$$

En remplaçant (3.19) et (3.21) dans (3.18), et avec l'équation de conservation de la masse (3.1), la conservation de l'énergie en fonction de l'enthalpie s'écrit :

$$\rho \frac{d\tilde{H}}{dt} = \tau : D + \nabla \cdot (k \nabla T) + \frac{dp}{dt} \quad (3.22)$$

Afin d'obtenir l'équation de la chaleur dans le fluide, ce bilan est exprimé en fonction de la température. Pour cela, l'expression de l'enthalpie est développée en fonction des deux valeurs intensives de pression et de température,  $\tilde{H} = \tilde{H}(p, T)$  :

$$d\tilde{H} = \left. \frac{\partial \tilde{H}}{\partial T} \right|_p dT + \left. \frac{\partial \tilde{H}}{\partial p} \right|_T dp \quad (3.23)$$

A partir des relations thermodynamiques usuelles [Gen07], les variations d'enthalpie s'expriment alors comme :

$$\left. \frac{\partial \tilde{H}}{\partial T} \right|_p = T \left. \frac{\partial \tilde{S}}{\partial T} \right|_p = C_p \quad (3.24)$$

avec  $\tilde{S}$  l'entropie massique et  $C_p$  la chaleur spécifique à pression constante.

et

$$\left. \frac{\partial \tilde{H}}{\partial p} \right|_T = \frac{1}{\rho} \left( 1 + T \left. \frac{\partial \rho}{\partial T} \right|_p \right) \quad (3.25)$$

Pour la suite de ce travail,  $C_p$  sera considéré comme constant. En remplaçant dans (3.23), puis dans (3.22), les termes en  $\frac{dp}{dt}$  seuls s'annulent, et on obtient finalement :

$$\rho C_p \frac{dT}{dt} = \rho C_p \left( \frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) T \right) = \nabla \cdot (k \nabla T) + \bar{\bar{\tau}} : \bar{\bar{D}} - \left. \frac{T}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T} \right|_p \frac{dp}{dt} \quad (3.26)$$

L'équation de diffusion/convection classique est retrouvée, faisant apparaître deux termes sources de chaleur :

- un terme de compression  $Q_{compr} = - \left. \frac{T}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T} \right|_p \frac{dp}{dt} = - \left. \frac{T}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T} \right|_p \left( u \frac{\partial p}{\partial x} + v \frac{\partial p}{\partial y} + w \frac{\partial p}{\partial z} \right)$  représentant le travail de la pression
- un terme de cisaillement,  $Q_{shear} = \bar{\bar{\tau}} : \bar{\bar{D}}$ , prépondérant dans la plupart de nos applications, représentant la dissipation visqueuse.

Le terme source global sera noté par la suite comme :

$$Q_s = Q_{compr} + Q_{shear} \quad (3.27)$$

### III.4.2 Conditions aux limites associées

Un aspect déterminant du modèle thermique réside dans le choix des conditions aux limites. Les équations (3.17) et (3.26) faisant intervenir des termes de convection, une condition de DIRICHLET ne peut être imposée qu'en amont d'une ligne de courant. Les différentes conditions utilisées sont schématisées Figure III-4, et détaillées par la suite pour chaque frontière.

Concernant le fluide, la valeur de la température est imposée si et seulement si la vitesse du fluide est rentrante dans le domaine :

$$\begin{cases} \{T\}_{\partial\Gamma_{3-in}} = T_0 & \text{si } u > 0 \\ \{T\}_{\partial\Gamma_{3-out}} = T_0 & \text{si } u < 0 \end{cases} \quad (3.28)$$

Des conditions de température de type DIRICHLET sont également imposées « loin » du domaine fluide, sur les frontières  $\partial\Gamma_1$  et  $\partial\Gamma_2$  des solides, de la même manière :

$$\begin{cases} \{T\}_{\partial\Gamma_1} = T_0 \\ \{T\}_{\partial\Gamma_2} = T_0 \text{ si } \omega_2 x < 0 \end{cases} \quad (3.29)$$

Enfin, pour les interfaces fluide/solide, des conditions de continuité, fonction des conductivités thermiques, sont utilisées :

$$\left\{ \mathbf{n} \cdot (-k_i \nabla T) \right\}_{\partial\Gamma_{3-i}} = \left\{ \mathbf{n} \cdot (-k \nabla T) \right\}_{\partial\Gamma_{3-i}} \quad \text{pour } i = 1, 2 \quad (3.30)$$

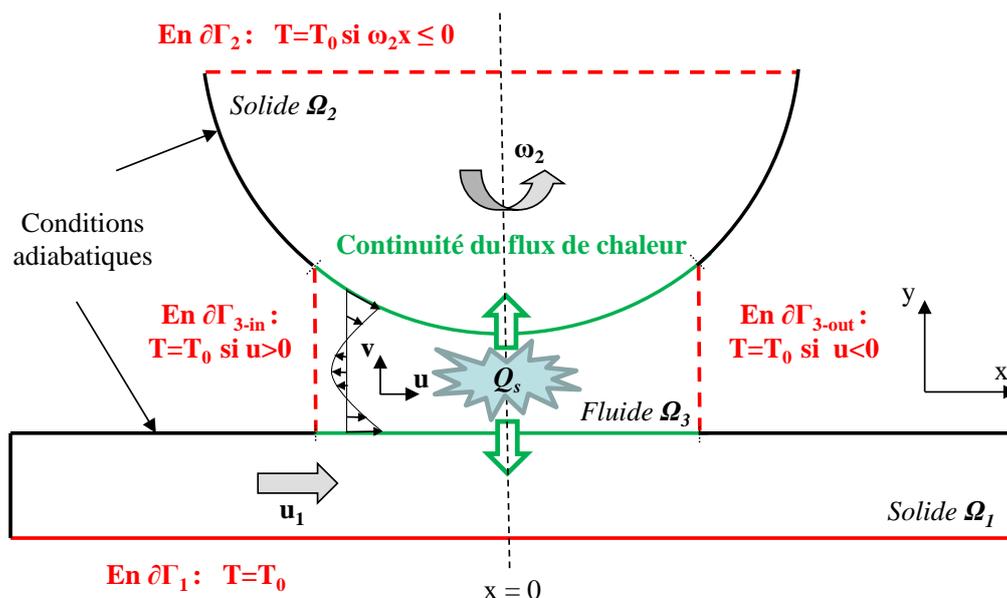


Figure III-4 - Conditions limites du modèle thermique

Pour les frontières restantes sur les bords gauche et droit, des conditions adiabatiques sont appliquées, en imposant un flux conductif nul :

$$\left\{ \mathbf{n} \cdot (-k_i \nabla T) \right\} = 0 \quad \text{pour } i = 1, 2 \quad (3.31)$$

#### Remarques :

Communément dans littérature EHD, les hypothèses de massif semi-infini sont effectuées pour traiter le problème thermique dans les solides. Par l'approche présentée et la modélisation explicite des solides, des études détaillées sur l'évolution de la température dans des solides ainsi que la prise en compte des couplages avec les différents contacts (et sources de chaleurs) présents dans un roulement, peuvent désormais être envisagées. Ces aspects ne rentrent cependant pas dans le cadre de ce travail, axé principalement sur le comportement du lubrifiant.

La problématique des contacts lubrifiés fait donc intervenir de nombreux couplages, pouvant avoir des effets particulièrement importants sur les grandeurs à quantifier (épaisseur de film, coefficient de frottement) pour des cas EHD à fort glissement. Leur résolution implique l'utilisation d'une méthode numérique adaptée à la résolution de problèmes multi-physiques.

## III.5 Discrétisation et méthodes de résolution

Cette section traite des aspects numériques utilisés pour la résolution des équations et de leurs conditions limites associées. Après une brève description des méthodes numériques employées, les algorithmes de résolution et le maillage utilisé seront présentés. Différents

éléments de validations seront alors apportés : dans un premier temps pour assurer la fiabilité du modèle numérique et dans un second temps pour comparer les résultats obtenus avec des résultats validés dans la littérature par rapport à l'expérience.

### III.5.1 Méthode de résolution par éléments finis

La méthode des éléments finis est utilisée ici pour résoudre le problème multi-physique décrit précédemment. Contrairement à d'autres approches de la littérature EHD utilisant une approche CFD [Sch00] [Har08a] pour résoudre le comportement du fluide par une méthode numérique spécifique, l'utilisation d'une méthode unique pour l'approximation de chaque variable, permet une résolution par couplage fort du problème en un nombre limité d'itérations. Le temps de calcul nécessaire à la résolution des couplages forts fluide-structure et thermique sera alors fortement diminué (voir III.6.3.2).

La méthode des éléments finis consiste en l'approximation de chacune des inconnues des équations aux dérivées partielles, par une fonction continue sur un élément discret de géométrie imposé. La méthode de GALERKIN, nécessitant l'écriture de chaque équation sous sa forme faible, sera utilisée. Pour cela, il est nécessaire d'intégrer chaque équation sur le domaine de résolution et de multiplier par une fonction d'approximation. Pour plus de détails, le lecteur pourra se référer à des ouvrages décrivant la méthode des éléments finis dans son ensemble [Gre98] [Zie00a, Zie00b].

Suivant le type d'équations résolues, les fonctions d'approximation des variables associées ne sont pas identiques. Pour la discrétisation par éléments finis des variables issues des équations de la mécanique des fluides  $\{u, v, p\}$ , il convient par exemple d'utiliser une combinaison particulière pour le couple vitesse/pression [Gre98]. Comme proposé dans la littérature [Hoo74], une approximation continue quadratique par morceaux est utilisée pour le champ de vitesse  $\{u, v\}$  et affine par morceaux pour la pression  $\{p\}$ , avec des polynômes de LAGRANGE. Les formulations faibles des équations (3.1) et (3.7) ainsi que les conditions aux limites résultantes sont détaillées dans GRESHO et al. [Gre98].

Concernant les équations d'élasticité des solides (3.9), du maillage mobile (3.12), de la conservation de la charge (3.15), de la conservation de l'énergie (3.17) et (3.26) et de CAHN-HILLIARD (3.5), les fonctions utilisées pour approximer respectivement, le champ de déplacement  $\{U, V\}$ , les coordonnées  $\{x, y\}$ , le déplacement  $\{\Delta\}$ , la température  $\{T\}$  et les variables de champs de phase  $\{\phi, G\}$  sont également des polynômes de LAGRANGE quadratiques.

---

#### Remarques :

Les équations de CAHN-HILLIARD (3.5), font initialement apparaître des dérivées d'ordre 4 pour la variable de phase,  $\phi$ . Comme proposé par YUE et al. [Yue04], un moyen d'imposer les conditions limites présentées section III.2.3.3 et d'assurer une meilleure stabilité du schéma temporel, consiste à séparer l'équation initiale en deux équations d'ordre inférieur, faisant intervenir une variable supplémentaire représentant le potentiel chimique,  $G$ .

---

### III.5.2 Méthode de stabilisation

La méthode des éléments finis est une méthode particulièrement adaptée à la résolution de problèmes elliptiques. Or, dans les équations de conservation d'énergie (3.17) et (3.26) ou de quantité de mouvement dans le fluide (3.1), des termes de transport sont présents. Il convient d'étudier leur influence par rapport aux termes de diffusion pour assurer la convergence du schéma de résolution.

Les nombres de REYNOLDS  $\left( Re = \frac{\rho U h}{\eta} \right)$  rencontrés dans ce travail étant inférieurs à 1 (voir

Annexe B), les équations de NAVIER-STOKES s'apparentent aux équations de STOKES et ne nécessitent pas de traitement numérique particulier pour leur résolution.

Pour des cas fortement chargés, des problèmes numériques ont cependant été identifiés dans la littérature montrant des oscillations sur le champ de pression [Hab08] [Har08a]. En effet, la pression augmentant, la viscosité peut varier de plusieurs ordres de grandeur dans la zone du contact, engendrant une augmentation du terme convectif trop importante pour une résolution par éléments finis [Hab08].

Des difficultés numériques similaires sont retrouvées ici pour des cas newtoniens isothermes en augmentant la charge menant à non convergence du calcul. Différentes méthodes existent dans la littérature pour s'affranchir de ces problèmes numériques [Hab08] mais n'ont pas été développées plus en détails pour cette approche. En effet, la prise en compte directe des effets non newtoniens puis thermiques, limite l'augmentation exponentielle de la viscosité et cet accroissement du terme convectif dans la zone du contact. De plus on s'intéressera par la suite principalement à des configurations de fort glissement où la viscosité est donc fortement diminuée.

L'évolution de l'épaisseur de film et du champ de pression obtenus par cette approche, est représentée Figure III-5 pour des cas isothermes, à rhéologie non newtonienne, en faisant varier la charge linéique de  $W = 0.5 \cdot 10^5 \text{ N.m}^{-1}$  à  $W = 16 \cdot 10^5 \text{ N.m}^{-1}$  et avec les conditions opératoires détaillées ci-dessous, Tableau III-1.

	$R$ [m]	$u_m$ [m.s <sup>-1</sup> ]	$SRR$ [-]	$W$ [N.m <sup>-1</sup> ]	$E'$ [Pa]	$\nu'$ [-]	$\eta_0$ [Pa.s]	$\alpha_p$ [GPa <sup>-1</sup> ]	$\rho_0$ [kg.m <sup>-3</sup> ]	$\tau_0$ [Pa]
Figure III-5	0.01	2.5	2	[5.10 <sup>4</sup> ... 1.6.10 <sup>5</sup> ]	2.2 10 <sup>11</sup>	0.3	0.01	17.8	850	5.10 <sup>6</sup>

Tableau III-1 - Valeurs des différents paramètres relatifs au cas présenté Figure III-5

La résolution de cas EHD engendrant des pressions de HERTZ supérieures à 2 GPa peut donc être envisagée par le modèle utilisé, sans apparition d'oscillations numériques particulières (Figure III-5). Cependant, une limitation de l'approche présente réside dans la nécessité d'augmenter le nombre de degrés de libertés au fur et à mesure que le ratio taille du contact sur épaisseur de film centrale augmente. En effet, afin de garantir un nombre d'éléments minimum dans la zone du contact (discuté section suivante), la résolution dimensionnelle du problème proposée s'avère plus coûteuse en temps de calcul pour ces contacts fortement chargés.

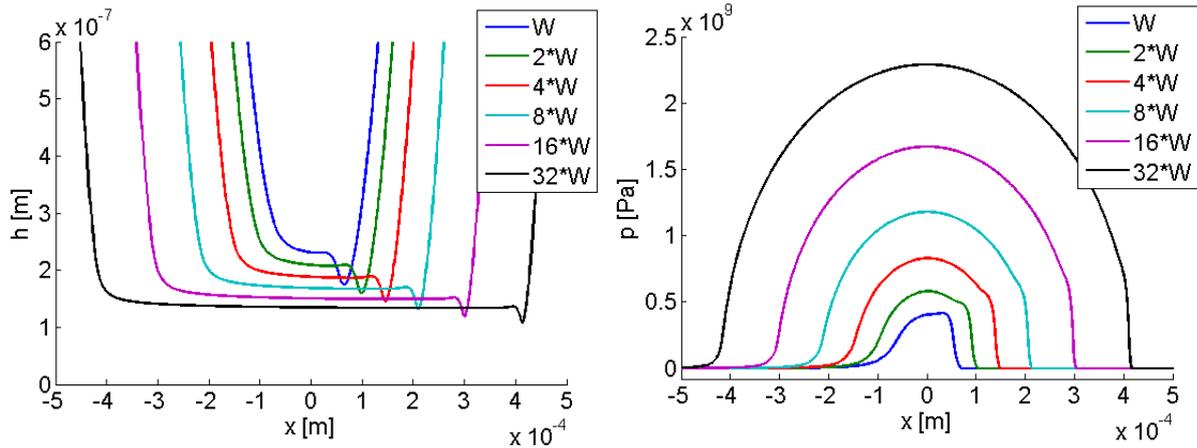


Figure III-5 - Epaisseurs de film (à gauche) et champs de pression EHD (à droite) pour différents chargements, avec  $W = 5 \cdot 10^4 \text{ N}\cdot\text{m}^{-1}$  pour des cas non newtoniens isothermes en glissement pur

A propos des équations de conservation de l'énergie, il convient d'étudier plus précisément la valeur du nombre de PECKET,  $Pe_i$ , associé à chaque domaine,  $i$ , pour quantifier les effets de convection par rapport aux effets de diffusion :

$$Pe_i = \frac{\rho_i u_i L_i C_{pi}}{k_i} \quad (3.32)$$

avec  $L_i$  la dimension caractéristique,  $i = 1, 2, 3$  (les valeurs pour  $i = 3$  étant relatives au domaine fluide  $\Omega_3$ ).

Les ordres de grandeurs pour les cas traités sont pour les solides :  $Pe_1 \approx 50u_1$  et  $Pe_2 \approx 750u_2$ . Pour des vitesses ordinairement de l'ordre de l'unité, les effets convectifs seront relativement importants, nécessitant l'utilisation de méthodes de stabilisation pour résoudre le problème compte tenu du maillage proposé. Diverses techniques ont été développées dans la littérature des éléments finis pour traiter ce genre de problème numérique [Zie00a, Zie00b]. Une méthode de type « GALERKIN Least Square (GLS) » développée plus en détails dans [Hug89], sera utilisée ici en ajoutant un terme résiduel à la formulation faible de l'équation de l'énergie. Ce terme est explicité dans [Hab08], utilisant une approche similaire pour la résolution du problème thermique.

### III.5.3 Algorithmes de résolution et convergence du maillage

Les algorithmes utilisés par la suite ainsi que le choix du maillage sont présentés, suivant les cas traités et le type d'équations résolues. En effet, on s'intéressera dans un premier temps à l'écoulement dans le contact EHD (chapitre IV) nécessitant la prise en compte du couplage fluide solide. Dans un second temps, l'écoulement diphasique (air/lubrifiant) autour du contact (chapitre V) sera principalement traité par la méthode de CAHN-HILLIARD. Les

phénomènes physiques prépondérants étant différents, les aspects numériques sont présentés ici en deux parties distinctes.

### III.5.3.1 Couplage fluide/solide

La méthode de NEWTON-RAPHSON est utilisée pour linéariser le problème. Les équations peuvent alors être regroupées dans un même système résolu de manière directe par une méthode de type « PARDISO » (basée sur un algorithme de type LU) [Nau11]. Afin d'assurer une convergence rapide du schéma, les conditions d'initialisation du problème sont choisies judicieusement.

Concernant les variables du domaine fluide, l'expression analytique de HERTZ montrée chapitre I est utilisée pour le champ de pression,  $p$  (équation (1.1)). La composante horizontale du champ de vitesse,  $u$ , est initialisée à partir d'une expression issue de [Goh01] et adaptée à la géométrie du modèle :

$$u_{init} = \frac{1}{2\eta_0} \frac{dp}{dx} \Big|_{moy} \left( (Y + h_0) \left( Y - h_0 - \left( \frac{X^2}{2R} \right) \right) - \frac{Y}{\frac{X^2}{2R} + 2h_0} (u_1 - u_2) + \frac{X^2}{2R} u_1 + \frac{h_0}{\frac{X^2}{2R} + 2h_0} (u_1 + u_2) \right) \quad (3.33)$$

$$\text{avec } \frac{dp}{dx} \Big|_{moy} = -\frac{p_h}{2b} \cdot \text{signe}(X)$$

La composante verticale du champ de vitesse,  $v$ , est supposée initialement nulle. le déplacement vertical  $\Delta$  est imposé pour obtenir, après déformation du massif,  $h_{init} = h_{\min_{DH}}$  (voir eq. (1.2)). L'algorithme de résolution du problème complet est présenté à gauche, Figure III-6. Après diverses étapes d'initialisation, le problème composé des différentes variables détaillées à droite, Figure III-6, est résolu de manière directe.

Afin de modéliser plus précisément la zone de sortie du contact dans cette approche, un modèle de cavitation vaporeuse sera utilisé (voir section II.3.2.2). Compte tenu des forts gradients de pression présents dans cette zone, la résolution du problème avec changement de phase nécessite une boucle d'itérations sur la masse volumique. Ainsi, la valeur de  $\rho_{vap}$  est remplacée par  $\rho_{vap}^*$ , initialisée par  $\rho_{vap}^* = \frac{\rho_0}{2}$ . Pour atteindre la valeur finale de  $\rho_{vap}^* = \rho_{vap}$ , une dizaine d'itérations sont alors nécessaires. La convergence globale est atteinte quand la norme euclidienne de l'erreur relative du vecteur résidu est inférieure à  $10^{-6}$ .

Par cette approche « toute couplée », résolvant par une même formulation les différents couplages, on peut s'attendre à ce que les temps de calculs soient considérablement diminués par rapport aux approches CFD initiées dans la littérature [Alm02] [Har08b]. Pour les quantifier et les comparer à des solutions existantes, il convient de s'intéresser au maillage utilisé. En effet, pour des cas isothermes newtoniens, selon les hypothèses classiquement utilisées en film mince, la pression est constante à travers l'épaisseur et le champ de vitesse résultant varie de manière quadratique dans l'épaisseur. Ainsi, pour les cas où ces hypothèses sont vérifiées, idéalement un seul élément fluide serait nécessaire dans l'épaisseur pour obtenir l'approximation de REYNOLDS. Cependant, les cas traités font intervenir les effets non

newtoniens et thermiques, modifiant la viscosité dans l'épaisseur et donc le champ de vitesse. Il sera donc nécessaire d'utiliser un nombre supérieur d'éléments discuté par la suite.

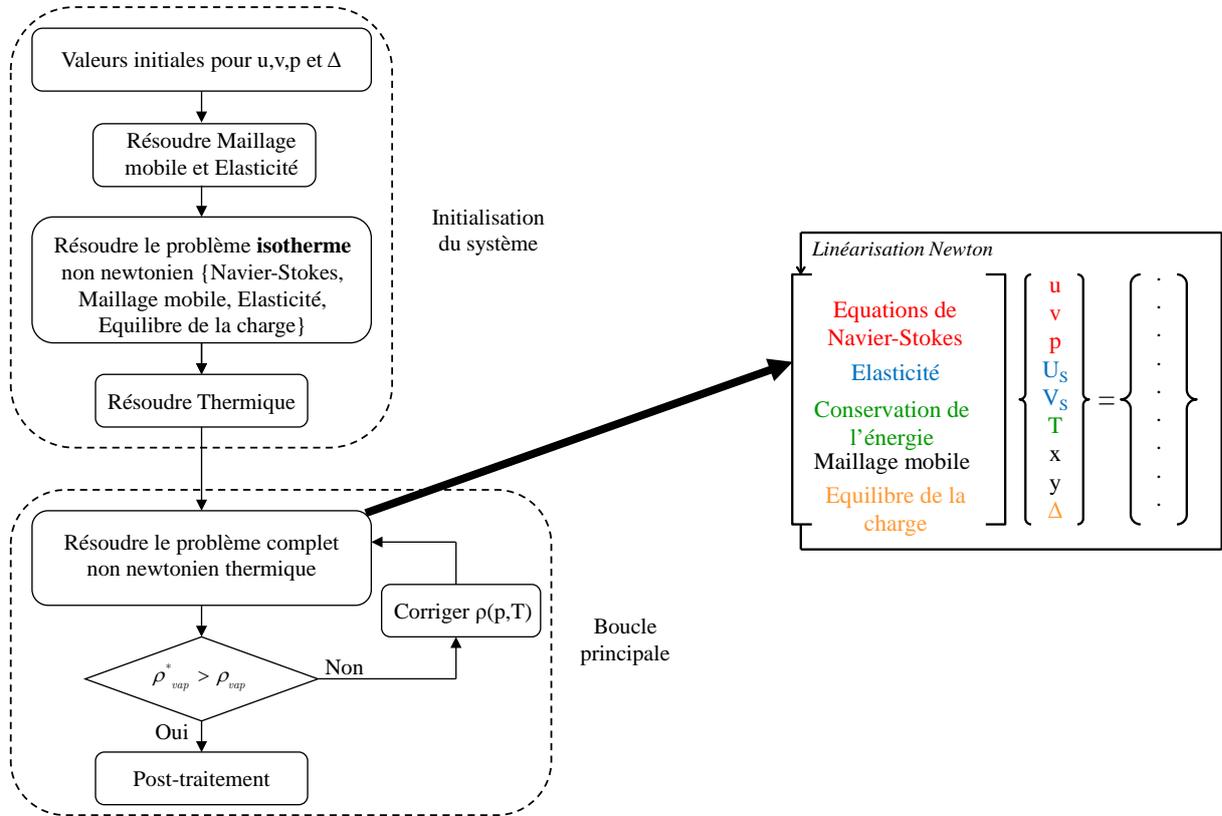


Figure III-6 - Algorithme de résolution pour les cas EHD

L'influence du maillage sur les résultats est étudiée Tableau III-2. Trois maillages différents sont comparés sur les critères d'épaisseur de film minimale et du coefficient de frottement  $C_f$  (défini par la suite, équation (4.1)) pour un cas EHD isotherme non newtonien en glissement pur, pour  $M = 9.54$  et  $L_M = 8.54$ <sup>8</sup>. Le nombre de degrés de liberté utilisé dans chaque domaine ainsi que les temps de calcul (sur un même ordinateur à deux processeurs quadri-cœurs 2.27 GHz et 32 Gb de RAM) normalisés par rapport au cas REYNOLDS généralisé, sont présentés. Seuls des éléments triangulaires seront utilisés, garantissant un meilleur comportement avec le maillage mobile.

Tout d'abord un très bon accord est remarqué entre l'approche REYNOLDS généralisée inspirée des travaux de HABCHI et al. [Hab08] et celle présentée, pour différents niveaux de raffinement de maillage (voir Tableau III-2). Les écarts obtenus entre les différents maillages sur ces quantités restent très faibles (<1.5%), mais un nombre suffisant d'éléments dans l'épaisseur (au minimum 7) sera conservé par la suite pour assurer la modélisation précise des gradients dans cette direction et la prise en compte des effets thermiques. Le maillage « fin » représenté Figure III-7, sera donc utilisé par la suite.

<sup>8</sup> Les nombres sans dimension  $M$  et  $L_M$  sont les nombres de MOES-VENNER [Moe92], définis dans la nomenclature.

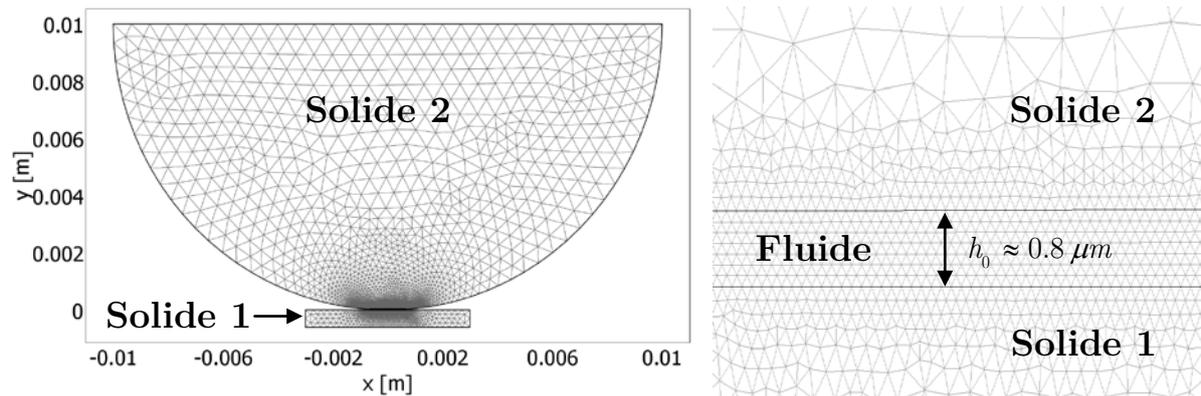


Figure III-7 - Maillage fin global (à gauche) et zoomé (à droite)

Les temps de calcul restent dans l'ensemble plus importants que ceux de l'approche de type REYNOLDS généralisée servant ici de référence. Ce sont principalement les itérations nécessaires à la prise en compte de la cavitation qui pénalisent l'approche CFD exposée ici. Néanmoins, les temps de calcul demeurent beaucoup plus « accessibles » que ceux trouvés dans la littérature utilisant des approches CFD et des couplages fluide/solide différents, de l'ordre de 4 jours par exemple pour [Har08a] (soit environ 100 fois plus long que le modèle proposé). L'approche développée dans ce mémoire, compte tenu de sa description fine de l'écoulement dans la zone du contact et de la prise en compte de la zone de sortie, reste donc très performante, bien que nécessitant un nombre de degrés de liberté plus important pour prendre en compte le couplage fluide/solide.

	REYNOLDS généralisé	Modèle présent (maillage grossier)	Modèle présent (maillage normal)	Modèle présent (maillage fin)
Degrés de liberté dans le solide 2	<b>1</b> (15889)	1.22	3.17	5.96
Degrés de liberté dans le fluide	<b>1</b> (385)	33.7	224	765
Nombre minimum d'éléments dans l'épaisseur de fluide	/	2	4	7
Epaisseur minimum, $h_{\min}$ [ $\mu\text{m}$ ]	0.17535	0.17511	0.17477	0.17475
Coefficient de frottement, $C_f^{inf}$ [-]	0.044312	0.043678	0.043710	0.043718
Temps de calcul sans cavitation	<b>1</b> (180 s)	0.250	1.07	3.48
Temps de calcul avec cavitation	<b>1</b> (210 s)	0.924	4.52	14.4

Tableau III-2 - Influence du maillage sur les résultats et comparaison du nombre de degrés de liberté et des temps de calcul normalisés par rapport au cas REYNOLDS généralisé

Après discussion des aspects numériques liés au couplage fluide solide, ceux liés à la modélisation de l'écoulement diphasique (air/lubrifiant) en dehors de la zone du contact sont traités ci-après.

### III.5.3.2 *Écoulement à surface libre*

Une initialisation particulière du problème est nécessaire pour la résolution de l'écoulement diphasique (air/lubrifiant). En effet, comme proposé dans [Yue04], il est judicieux de résoudre dans un premier temps les équations de CAHN-HILLIARD avant celles de l'écoulement. Ces équations font intervenir un paramètre temporel ( $t$ ), nécessitant la résolution d'un problème transitoire : l'interface étant à la fois gouvernée par l'écoulement et par la recherche d'un équilibre thermodynamique. On s'intéressera cependant principalement par la suite à l'équilibre stationnaire obtenu.

Cette résolution est effectuée par un algorithme implicite de type « différentiation arrière » décrit dans [Bro94]. Le pas de temps peut alors être relié aux paramètres numériques du problème par  $\Delta t = \frac{\varepsilon}{\chi\sigma}$ . Concernant le système non-linéaire obtenu à chaque pas de temps, sa

résolution spatiale s'effectue par les mêmes méthodes que celles présentées précédemment.

Deux nombres sans dimension apparaissent dans l'écriture des équations de CAHN-HILLIARD : le nombre de CAHN, représentant le ratio entre l'épaisseur de l'interface  $\varepsilon$  et la grandeur caractéristique du problème,  $L$ ,  $Ch = \frac{\varepsilon}{L}$  et un nombre de PECLET modifié  $Pe_{CH} = \frac{UL}{\varepsilon\sigma\chi}$ ,

représentant le temps de diffusion de l'interface dans l'écoulement,  $\frac{L^2}{\varepsilon\sigma\chi}$ , par rapport au temps

d'advection de celle-ci,  $\frac{L}{U}$  (voir Annexe B). Il convient avant toute interprétation des résultats,

de s'intéresser précisément à l'importance de ces deux paramètres numériques ( $\varepsilon$  et  $\chi$ ). Leur influence sur l'abscisse du ménisque de sortie stationnaire est donc étudiée pour un cas hydrodynamique en glissement pur et discutée plus en détails par la suite section V.3.3.

Comme détaillé dans [Fen05], la méthode à interface diffuse utilisée converge vers une méthode à interface discrète quand l'épaisseur d'interface  $\varepsilon$ , tend vers zéro. Néanmoins, l'intérêt majeur de cette approche, est précisément de pouvoir utiliser des épaisseurs non-nulles d'interface, reliées aux effets de surface pour modéliser l'écoulement diphasique. Différentes « lignes de conduite » ont été définies dans la littérature quant à l'utilisation de ce genre de méthodes [Jac99] [Yue06] [Cen10].

Il convient tout d'abord d'utiliser un nombre de CAHN suffisamment petit ( $O(Ch) \approx 0.05$ ) pour obtenir des résultats indépendants de l'épaisseur d'interface imposée [Zho10]. Concernant la discrétisation spatiale, le pas du maillage  $\Delta x = \Delta y$  dans chaque direction sera lié à l'épaisseur de l'interface par la relation :  $\Delta x = 2\varepsilon$ . Les variations de la position du ménisque de sortie sont étudiées en fonction de quatre valeurs de  $Ch$ , liées à quatre maillages différents (de plus en plus fins quand  $Ch$  diminue), à gauche Figure III-8.

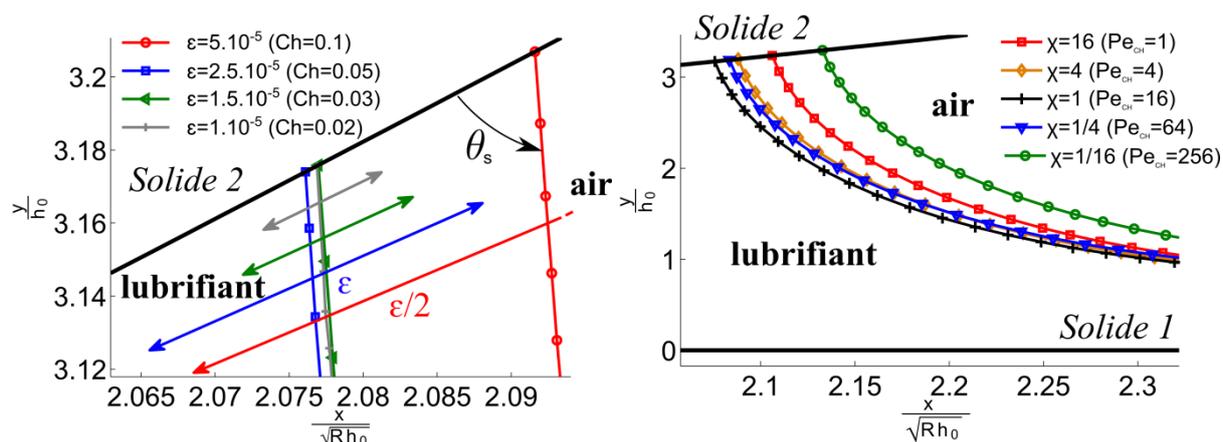


Figure III-8 - Influences sur la position du ménisque de sortie d'un contact en glissement pur des deux nombres sans dimension  $Ch = \frac{\epsilon}{L}$  (à gauche) avec  $\epsilon$  en [m] et  $Pe_{CH} = \frac{UL}{\epsilon\sigma\chi}$  (à droite) avec  $\chi$  en [m.s.kg<sup>-1</sup>]

La dimension de l'épaisseur  $\epsilon$  est représentée par une flèche, pour chaque cas. Chaque ligne de couleur différente correspond à l'iso-valeur  $\phi = 0$ , représentant la position de l'interface. On vérifie bien que plus  $\epsilon$  tend vers 0, i.e. plus  $Ch$  tend vers 0 ( $Ch = \frac{\epsilon}{L}$ ), plus l'abscisse de raccordement entre l'interface liquide/air et le solide 2 converge vers la même valeur. Un écart inférieur à 0.05% est obtenu sur cette abscisse entre les valeurs de  $Ch = 0.05$  et  $Ch = 0.02$ . Des valeurs de  $Ch$  de l'ordre de 0.05 seront donc utilisées par la suite.

Le second paramètre  $\chi$ , intervient dans la définition du nombre de PECLET modifié ( $Pe_{CH} = \frac{UL}{\epsilon\sigma\chi}$ ), jouant un rôle sur l'évolution temporelle de l'interface. YUE et al. [Yue07] proposent une valeur référence de  $\chi = 1$  m.s.kg<sup>-1</sup>. Afin d'étudier l'influence de cette grandeur sur les conditions de fonctionnement des problèmes traités, une étude paramétrique est effectuée pour une gamme de valeurs correspondant à celles usuellement rencontrées dans la littérature. Les différentes positions de l'interface (lubrifiant/air) obtenues à l'équilibre pour cinq valeurs de  $\chi$  différentes et à  $Ch = 0.05$  fixé, sont tracées à droite, Figure III-8.

De faibles variations ( $\leq 3\%$ ) sont notées concernant la position du raccord interface/solide 2 entre la valeur de référence et les valeurs extrêmes étudiées. En effet, ce paramètre gouverne la dynamique de l'interface, peu influente sur l'équilibre stationnaire obtenu. En augmentant ou diminuant ce paramètre de sa valeur de référence ( $\chi = 1$ ), l'interface est cependant toujours plus advectée en aval du centre du contact. Cette valeur limite sera donc utilisée conformément à la littérature et à l'étude effectuée pour chaque modélisation.

La résolution numérique des différentes équations couplées a été décrite ainsi que les algorithmes utilisés. Des études de convergence de maillage ont permis de justifier les différents choix des paramètres numériques. Afin de valider rigoureusement les modèles établis, il est

nécessaire de comparer les résultats obtenus sur des cas classiques à ceux issus d'autres modèles utilisés dans la littérature.

## III.6 Confrontations des modèles

Les problèmes traités étant couplés, fortement non-linéaires, et faisant intervenir un nombre important de degrés de liberté, il est nécessaire de vérifier la conservation des quantités majeures de notre système (masse, énergie), pour assurer la fiabilité des résultats discutés par la suite. Une confrontation avec des résultats de la littérature sera finalement menée.

### III.6.1 Conservation de la masse

La conservation de la masse (ou du débit) constitue un élément essentiel dans la modélisation du fluide dans un contact lubrifié. Il est donc nécessaire d'évaluer précisément les erreurs numériques effectuées sur cette quantité avec les différents modèles développés. L'évolution de cette quantité est étudiée sur deux cas différents, l'un EHD utilisant le modèle NAVIER-STOKES avec changement de phase (voir II.3.2.2), l'autre HD utilisant l'approche CAHN-HILLIARD.

Les résultats obtenus par le modèle NAVIER-STOKES avec changement de phase pour l'évolution de la masse volumique  $\rho$ , dans le domaine fluide, sont représentés Figure III-9-(a) pour le cas EHD précédent (III.5.3.1). La Figure III-9-(b) montre l'évolution relative du débit en fonction de la direction de l'écoulement, calculé pour différentes sections dans l'épaisseur du fluide, par :

$$\dot{m} = \int_0^h \rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dy \quad (3.34)$$

L'équilibre stationnaire obtenu en sortie d'un contact HD par l'approche CAHN-HILLIARD, est représenté Figure III-9-(c), montrant la répartition du liquide sur chaque surface, détaillé plus en détails section V.3.3. Le débit de lubrifiant (phase liquide) est également calculé pour différentes sections et représenté Figure III-9-(d). Pour cela, l'équation (3.34) est modifiée, pour ne prendre en compte que la partie correspondant à la phase liquide, soit :

$$\dot{m} = \int_0^h \rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} d\Gamma \cdot (\phi > 0) \quad (3.35)$$

Une très bonne conservation du débit est notée Figure III-9-(b) dans les zones d'entrée et du contact (entre  $-0.25$  et  $0.1$  mm) et une légère perte ( $\approx 4\%$ ) lors de la transition liquide/air, liée aux difficultés numériques rencontrées pour estimer précisément les forts gradients de masse volumique dans cette zone. Lors de la reformation (en  $x = 0.75$  mm), un retour à la valeur initiale en entrée de contact est obtenu. L'écart entre les différentes valeurs (Figure III-9-(d)) est inférieur à  $1\%$  et permet de valider l'approche CAHN-HILLIARD développée. Une estimation précise de la répartition du liquide sur chaque surface (voir section V.3.4) pourra donc être effectuée par la suite.

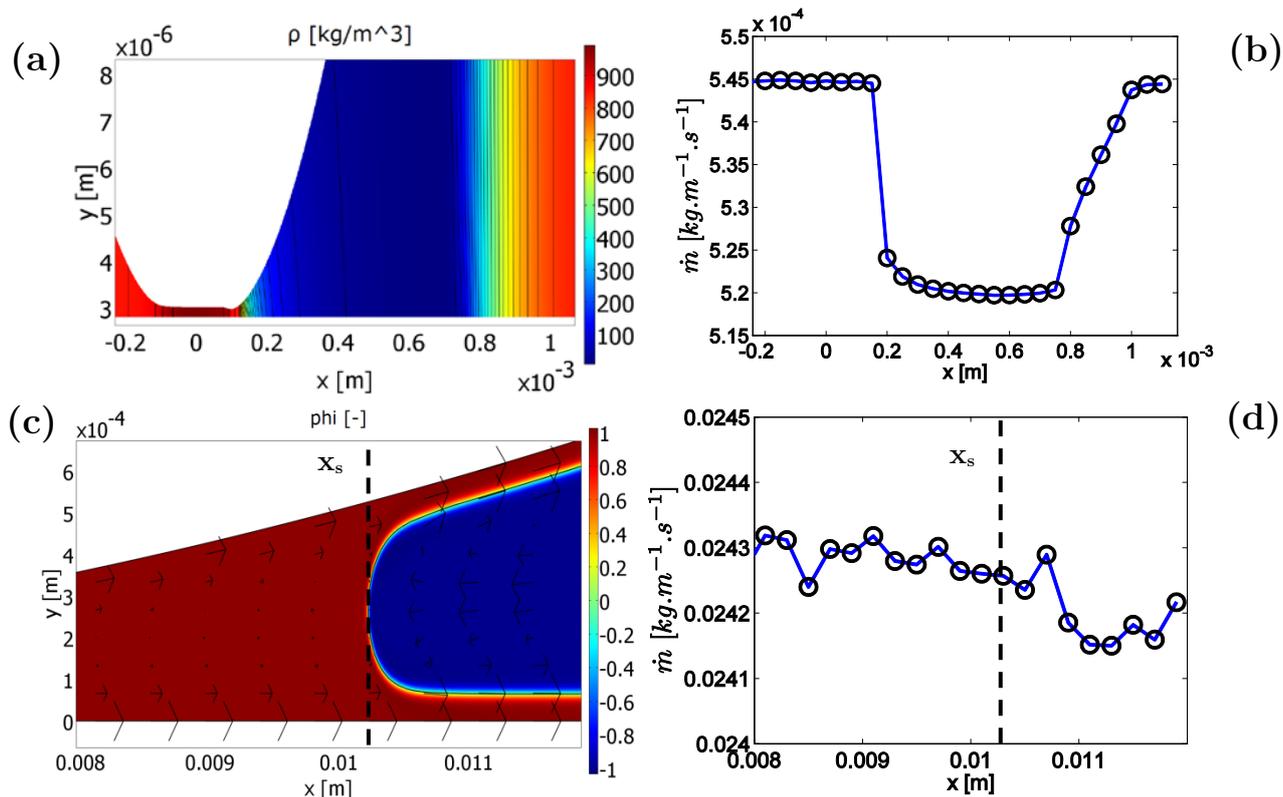


Figure III-9 - (a) Evolution de la masse volumique et (b) du débit en différentes sections pour un cas EHD - (c) Répartition des phases en sortie d'un cas HD (lubrifiant en rouge et air en bleu) et évolution du débit de fluide correspondant pour ce cas (d)

### III.6.2 Conservation de l'énergie

Un bilan thermique est effectué dans le domaine fluide. Ce bilan pourra également être utilisé par la suite pour quantifier la répartition et les transferts de chaleur entre le fluide et les solides. Le terme source de chaleur,  $Q_s$  (voir équation (3.26)), est représenté Figure III-10 à travers l'épaisseur de fluide pour le même cas EHD précédent. Une schématisation des différents flux de chaleur ( $q_1$  à  $q_4$ ) résultants est également proposée.

Les flux de chaleur sont définis aux parois d'entrée et de sortie du domaine fluide (voir Figure III-1) par  $q_3 = \int_{\partial\Gamma_{3-in}} \mathbf{n} \cdot (-k\nabla T + \rho C_p T \mathbf{u}) d\Gamma$  et  $q_4 = \int_{\partial\Gamma_{3-out}} \mathbf{n} \cdot (-k\nabla T + \rho C_p T \mathbf{u}) d\Gamma$ , avec un terme issu de la conduction et de la convection dans le fluide. Aux interfaces fluide/solide, le terme de convection étant nul, on a  $q_i = \int_{\partial\Gamma_{3-i}} \mathbf{n} \cdot (-k\nabla T) d\Gamma$  avec  $i = 1, 2$ . Par définition, les normales de chaque frontière seront choisies comme sortant du domaine fluide.

Après résolution du problème fluide/solide thermique global pour un cas de glissement pur (voir Figure III-10), la puissance thermique générée dans le contact est calculée comme l'intégrale dans le domaine fluide du terme source  $Q_s$  :

$$P_{therm} = \iint Q_s dx dy \quad (3.36)$$

Dans la configuration étudiée, une valeur de  $P_{therm} = 12.67 \text{ kW.m}^{-1}$  est obtenue.

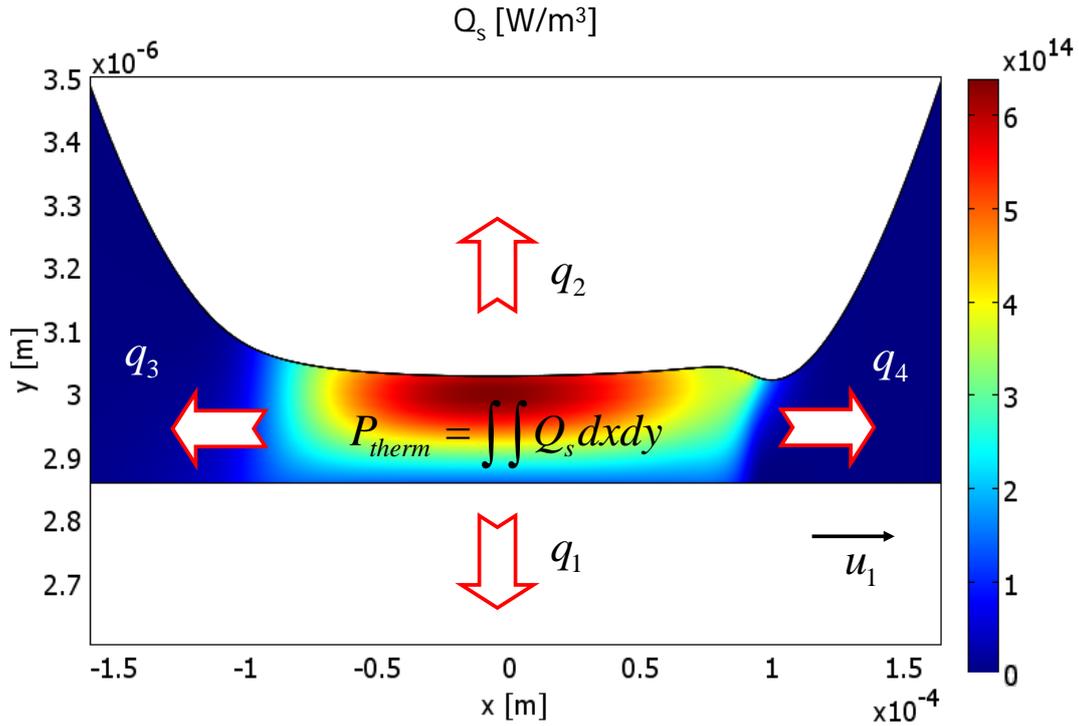


Figure III-10 - Terme source de chaleur (en couleur) et définition des flux de chaleur pour un cas EHD en glissement pur

Un bilan numérique des flux de chaleur calculés sur chaque frontière du domaine fluide (en  $x_{\partial\Gamma_{3-in}} = -6.10^{-4}$  m pour  $q_3$ ,  $x_{\partial\Gamma_{3-out}} = 12.10^{-4}$  m pour  $q_4$ , et pour chaque interface fluide-solide pour  $q_1$  et  $q_2$ ) est alors effectué :

$$q_3 = -0.245 \text{ kW.m}^{-1}, \quad q_4 = 0.587 \text{ kW.m}^{-1}, \quad q_2 = 0.932 \text{ kW.m}^{-1} \text{ et } q_1 = 11.37 \text{ kW.m}^{-1}.$$

Pour le cas de glissement pur proposé ici, le cylindre étant fixe, la chaleur est évacuée en majeure partie par le solide inférieur en mouvement ( $\approx 90\%$ ). Le reste est évacué par convection dans le fluide et par conduction dans le solide immobile.

En effectuant la somme des flux de chaleurs, comparée à la puissance thermique source, l'écart global suivant est trouvé :

$$\varepsilon_{globale} = \left| \frac{\sum_{i=1..4} q_i - P_{therm}}{P_{therm}} \right| \approx 0.08\% \quad (3.37)$$

Ce faible écart valide de manière globale la méthode de résolution utilisée puisqu'il assure que le modèle est conservatif dans son ensemble.

Enfin, dans le but de quantifier plus précisément ces échanges d'énergies thermique et mécanique, la perte de puissance dans le contact EHD est analysée. Elle est engendrée par le cisaillement du fluide, fonction de la vitesse relative entre les deux solides. Sous l'hypothèse d'un équilibre stationnaire, la perte de puissance mécanique du système,  $\Delta P_{méca}$ , s'écrit :

$$\Delta P_{méca} = P_{méca,1} - P_{méca,2} = u_1 F_{1,x} - \omega_2 C_{2,x} \quad (3.38)$$

avec  $P_{méca,1} = u_1 F_{1,x}$  la puissance mécanique du solide 1 et  $F_{1,x}$  l'effort issu du frottement du fluide sur le solide 1 et avec  $P_{méca,2} = \omega_2 C_{2,x}$  la puissance mécanique du solide 2 et  $C_{2,x}$  le couple issu du frottement du fluide sur le solide 2.

En continuant ce cas d'étude du glissement pur (cylindre fixe), le terme  $\omega_2 C_{2,x}$  étant nul, la perte de puissance est alors calculée par :

$$\Delta P_{méca} = u_1 F_{1,x} \quad (3.39)$$

avec  $F_{1,x} = \int_{\partial\Gamma_{3-1}} \tau_{xy} dx$ , l'effort tangentiel de frottement du fluide sur le solide 1.

La valeur obtenue pour ce cas est de  $\Delta P_{méca} = 12.656 \text{ kW.m}^{-1}$ , soit un écart relatif d'environ 0.1 % par rapport à la puissance thermique,  $P_{therm}$ , du même ordre de grandeur que l'écart précédemment trouvé.

La validité numérique des modèles développés a donc été illustrée par l'étude de la conservation des quantités massique et énergétique dans le fluide et du transfert d'énergies mécanique et thermique entre les domaines. Afin de finaliser cette validation, les résultats obtenus pour des cas classiques sont maintenant confrontés à ceux issus de la littérature.

### III.6.3 Comparaisons avec les modèles de la littérature

#### III.6.3.1 Zone de cavitation

Comme décrit chapitres I et II, dans la zone de sortie des contacts lubrifiés, le fluide subit une forte détente liée à la géométrie divergente. Les pressions négatives obtenues peuvent être très inférieures à la pression de vapeur saturante et différents phénomènes peuvent avoir lieu. Un premier modèle prenant en compte ces effets de manière globale consiste à utiliser une loi d'état valable dans tout le domaine, pour décrire le phénomène de changement de phase (voir section II.3.2.2).

Afin de valider cette approche, un cas test HD est modélisé, inspiré de l'étude d'HARTINGER [Har08a] comparant (à droite, Figure III-11) différents modèles de cavitation, isobares (à pression de vapeur imposée) ou isentropiques (processus de changement de phase à entropie constante). En effet, il montre sur un cas test, les faibles variations engendrées par l'utilisation de ces différentes approches sur le champ de pression et la zone de vapeur. Les paramètres utilisés sont décrits Tableau III-3 :

	$R$ [m]	$h_0$ [m]	$u_1$ [m.s <sup>-1</sup> ]	$u_2$ [m.s <sup>-1</sup> ]	$\eta$ [Pa.s]	$\eta_v$ [Pa.s]	$\rho$ [kg.m <sup>-3</sup> ]	$\rho_v$ [kg.m <sup>-3</sup> ]	$c_v$ [m.s <sup>-1</sup> ]	$p_0$ [Pa]	$p_{sat}$ [Pa]
Figure III-11	0.01	10 <sup>-7</sup>	1	0	0.01	9.10 <sup>-6</sup>	850	0.288	225	10 <sup>5</sup>	3000

Tableau III-3 - Valeurs des différents paramètres relatifs au cas test hydrodynamique comparés avec [Har08a]

Les résultats obtenus par le modèle présent sont alors comparés (à gauche, Figure III-11) avec le modèle isentropique de WALLIS [Wal69], fournissant des valeurs identiques aux différents modèles isobares issus d'HARTINGER [Har08a] pour l'évolution du champ de pression dans la zone du contact et distinct du modèle présent par une évaluation différente de la vitesse du son dans les phases liquide et vapeur.

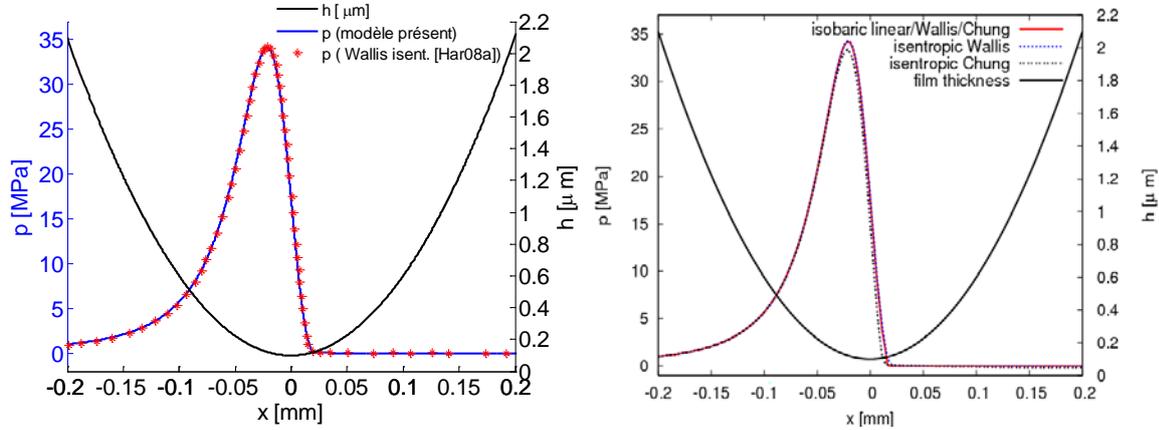


Figure III-11 - Comparaison avec le modèle présent et celui de WALLIS isentropique issu de [Har08a] (à gauche) et comparaison originale issue de [Har08a] (à droite)

Les résultats reportés Figure III-11 sont en très bon accord (écart inférieur à 1%) concernant le maximum de pression et l'abscisse de « rupture de film ». Cependant, comme discuté dans [Har08a], le minimum de pression dépend du modèle utilisé et peut fortement varier, de la valeur de pression de vapeur saturante pour les modèles isobares ( $p_{sat} = 3000$  Pa), à des valeurs négatives pour les modèles isentropiques (de  $-1.5 \cdot 10^5$  à  $-0.3 \cdot 10^5$  Pa). La valeur minimale de pression calculée par le modèle présent est de  $-0.4 \cdot 10^5$  Pa. Celle-ci reste proche des valeurs obtenues dans la littérature [Har08a] pour ce type de modèle et envisageable physiquement, compte tenu des valeurs de pressions négatives relevées expérimentalement dans cette zone par exemple par BROWN et al. [Bro78] (mesurant des pressions négatives inférieures à  $-7 \cdot 10^5$  Pa dans des contacts lubrifiés).

La zone vaporisée, représentée par la proportion de vapeur  $\alpha = \frac{\rho - \rho_l}{\rho_v - \rho_l}$ , est montrée pour ce

cas HD, Figure III-12. Elle a également été étudiée dans la littérature [Har08a], et les mêmes tendances sont observées ici. En effet, le modèle de changement de phase isentropique utilisé, implique une zone de transition (lubrifiant/vapeur) d'une largeur  $2 \cdot \Delta p$  (voir Figure II-7), traduisant une variation progressive (et non abrupte comme pour les modèles isobares) de la proportion de vapeur dans la direction de l'écoulement (à droite, Figure III-12). Aucune variation significative de cette grandeur ( $\alpha$ ) n'est observée à travers l'épaisseur (à gauche, Figure III-12). La taille de la zone cavitée est estimée à  $x \approx 0.5$  mm (soit 25% plus grande que pour les modèles de comparaison) mais reste qualitative. En effet, comme énoncé précédemment, ce modèle permet une approche globale du phénomène de cavitation vaporeuse, sans prétendre fournir une description locale précise qui nécessiterait la prise en compte des effets de tension de surface et des échanges de matière entre chaque phase.

Néanmoins, ce modèle, validé par rapport à des éléments de la littérature, sera utilisé dans la première partie de ce travail pour fournir une première modélisation de la zone de sortie des contacts EHD.

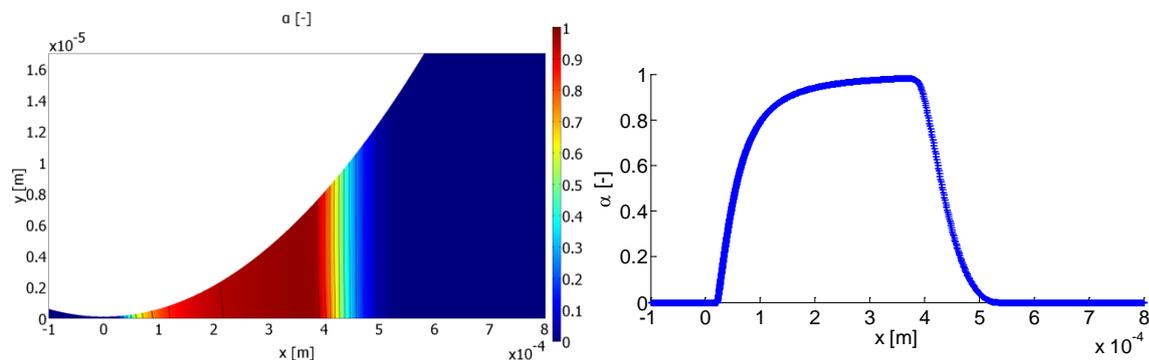


Figure III-12 - Proportion de vapeur  $\alpha$  en sortie de contact HD fortement chargé (à gauche) - Profil de cette grandeur tracé sur le plan mobile en fonction de  $x$  (à droite)

### III.6.3.2 Epaisseurs de films et champs de pression

Afin de compléter cette validation, deux cas EHD linéiques tirés de la littérature sont résolus par le modèle NAVIER-STOKES. Le premier est isotherme, newtonien, compressible et résolu à l'aide du modèle développé par HABCHI et al. [Hab08] (utilisant une approche de type REYNOLDS) pour des valeurs de  $L_M = 5.6$ ,  $M_1 = 21.9$  en roulement pur ( $SRR = 0$ ). Le second correspond à un cas EHD en roulement/glissement ( $SRR = 1$ ) avec  $L_M = 8.5$  et  $M = 9.5$  obtenu par une approche CFD avec effets thermiques et non-newtoniens développée par HARTINGER et al. dans [Har08a].

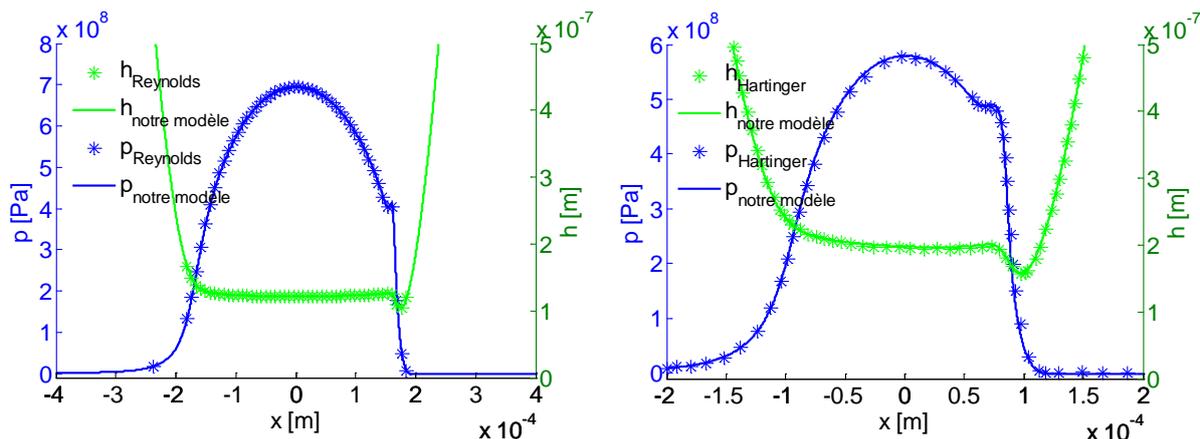


Figure III-13 - Comparaisons avec des résultats issus d'une approche REYNOLDS classique par HABCHI [Hab08] à gauche et d'une approche CFD par HARTINGER [Har08b] à droite

Les résultats (Figure III-13) montrent également un très bon accord pour ces deux comparaisons. Un écart inférieur à 1% est noté sur l'évolution des profils de pression et d'épaisseur de film validant ainsi l'approche développée.

Comme décrit précédemment, des cas de contacts ponctuels peuvent également être étudiés, par l'outil numérique mis en œuvre, en régime isotherme. Afin de finaliser cette validation, le modèle développé par HABCHI et al. [Hab08] (approche de type REYNOLDS généralisé, résolvant le problème d'élasticité par une approche éléments finis similaire à celle présentée ici) est utilisé pour résoudre un contact ponctuel isotherme non-newtonien pour  $L_M = 8.5$ ,  $M = 43.7$  et en glissement pur ( $SRR = 2$ ). Le modèle de CARREAU-YASUDA pour les effets non newtoniens et la loi de DOWSON-HIGGINSON pour la compressibilité sont utilisés. Aucun modèle de cavitation n'est utilisé pour limiter le nombre de paramètres. De plus, les dimensions des domaines de simulation sont identiques entre les deux approches dans le but d'effectuer une comparaison la plus rigoureuse possible.

Les résultats obtenus à travers l'épaisseur de film pour les variations de viscosité sont présentés à gauche, Figure III-14 dans le (plan  $xy$ ) et en  $z = 0$ . Le champ d'épaisseur de film est représenté à droite, Figure III-14. L'hypothèse de symétrie (voir Annexe C) étant utilisée dans la modélisation du problème, le champ d'épaisseur de film est ici reconstitué ( $h(z) = h(-z)$ ), arborant une forme classique en fer à cheval avec la présence des deux minima locaux.

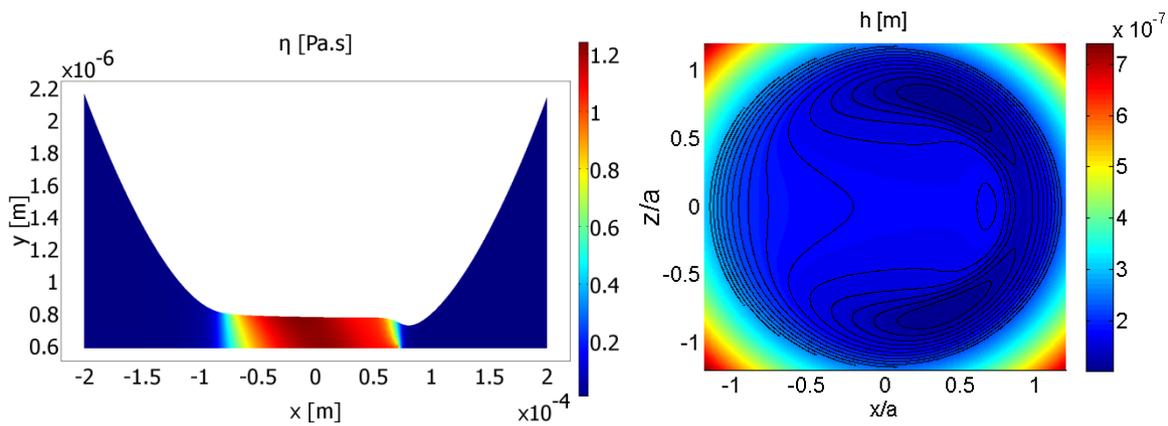


Figure III-14 - Evolution de la viscosité dans l'épaisseur en couleur (à gauche) - Champ d'épaisseur de film et isocontours (à droite)

Les profils adimensionnés d'épaisseur de film (en haut, Figure III-15) et de pression (en bas, Figure III-15) sont alors comparés suivant la direction de l'écoulement  $x$  (à gauche, Figure III-15) et celle perpendiculaire  $z$  (à droite, Figure III-15).

Une très bonne corrélation est observée entre les résultats (Figure III-15). En effet, une épaisseur centrale ( $h_c = h|_{x=0, z=0}$ ) supérieure de 0.5% et une épaisseur minimale ( $h_{\min} = \min(h)$ ) supérieure de 0.6% sont notées pour le modèle présent (NAVIER-STOKES). Concernant les profils de pression, une faible variation ( $\approx 2\%$ ) est relevée pour le pic de pression pouvant être expliquée par l'influence locale de termes non pris en compte dans les approches de type REYNOLDS généralisée. Ces aspects sont discutés plus en détails en Annexe C, proposant une étude d'un contact ponctuel isotherme à forte viscosité.

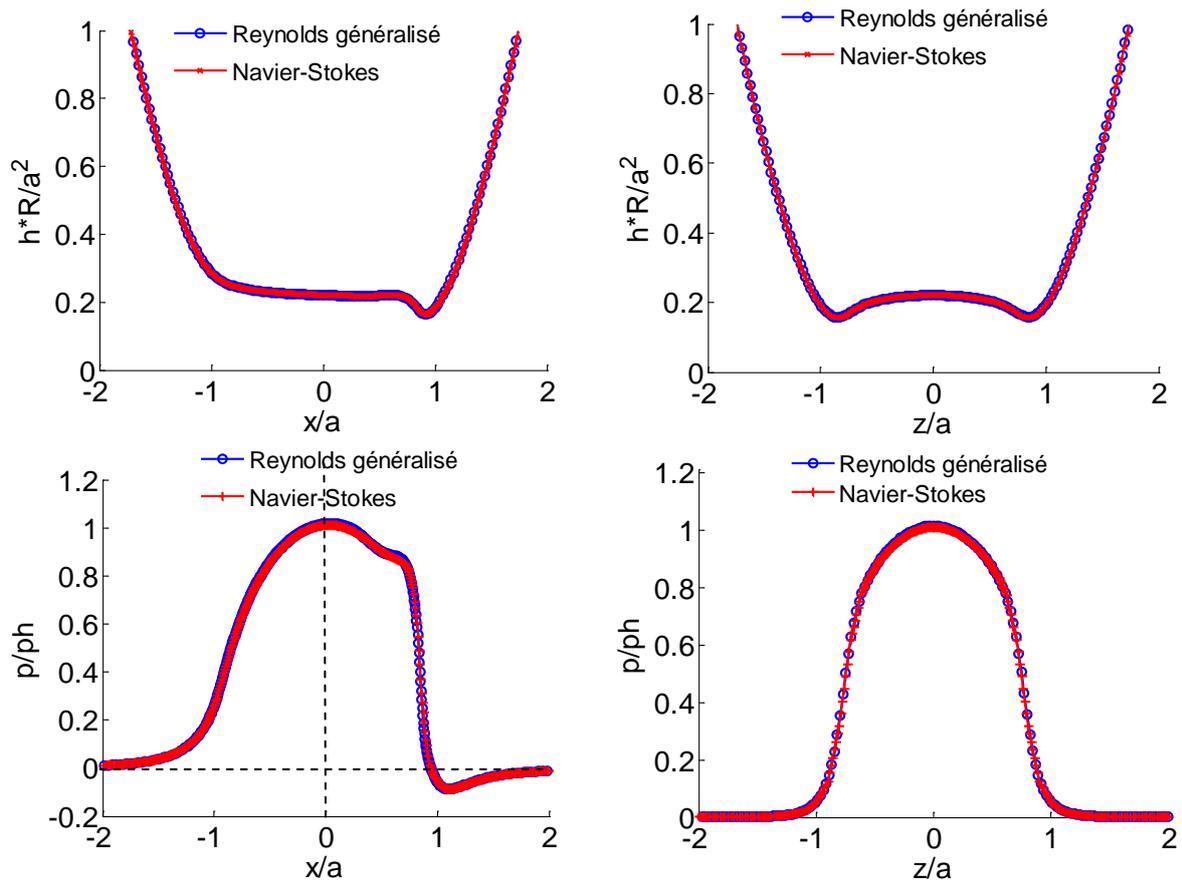


Figure III-15 - Comparaisons des profils d'épaisseur (en haut) et de pression (en bas) issus d'une approche REYNOLDS généralisée inspirée de HABCHI [Hab08] et de l'approche NAVIER-STOKES présente, pour un contact ponctuel

## III.7 Bilan des modélisations

Les nombreux couplages présents dans la problématique des contacts lubrifiés ont donc été détaillés dans ce chapitre ainsi que les modèles associés. Les méthodes numériques utilisées ont été décrites puis validées par l'étude des bilans de masse et d'énergie. Des confrontations avec des résultats issus de la littérature ont finalement été proposées, validant les modèles développés et exposant leurs performances numériques par rapport aux modèles existants.

Pour aider le lecteur, un récapitulatif de la terminologie employée par la suite est proposé :

- Modèle REYNOLDS : il est basé sur les hypothèses de REYNOLDS énoncées Annexe A (film mince, viscosité et masse volumique constantes dans l'épaisseur de film, forces d'inertie négligées...).

- Modèle REYNOLDS généralisé : il constitue une extension du modèle REYNOLDS prenant en compte les variations de viscosité et de densité dans l'épaisseur par l'intermédiaire de nombreux termes intégraux, voir [Naj89].
- Modèle NAVIER-STOKES : il est basé sur les équations complètes de la mécanique des fluides monophasiques résolues numériquement (CFD), et prend en compte les termes d'inertie, les forces volumiques et les vitesses selon l'épaisseur de film (eq. (3.1)). Il permet de résoudre le problème EHD en considérant les déformations dans les solides (eq. (3.9)) et la méthode du maillage mobile (eq. (3.12)). Lorsque les équations de conservation de l'énergie sont ajoutées (eq. (3.17) et eq. (3.26)), il permet la résolution du problème TEHD.
- Modèle de changement de phase : il traduit le phénomène de changement de phase par cavitation vapeur suspecté dans la zone de sortie, en utilisant une loi d'évolution de la masse volumique en fonction du champ de pression (eq. (2.22)). Il est couplé au modèle NAVIER-STOKES pour traiter la zone de sortie.
- Modèle CAHN-HILLIARD : il décrit l'écoulement isotherme à surface libre du lubrifiant en dehors du contact, en résolvant les équations du mouvement dans les deux phases, air et lubrifiant (eq. (3.7)), et l'évolution de l'interface par une approche à interface diffuse (eq. (3.5)). Il peut également prendre en compte les déformations du solide de la même manière que le modèle NAVIER-STOKES pour traiter des cas EHD.

Différentes modélisations ont donc été mises en œuvre dans ce travail, permettant de décrire les phénomènes physiques variés rencontrés dans la problématique des contacts lubrifiés. La résolution du problème TEHD par une approche de type « NAVIER-STOKES » par exemple, offre de nombreuses perspectives quant à la description précise de l'écoulement dans la zone pressurisée et confinée du contact. En effet, comme exposé précédemment, cette approche s'affranchit des nombreuses hypothèses et permet de quantifier rigoureusement les différents gradients dans l'épaisseur de film. Or, ceux-ci peuvent devenir d'une très grande importance dans la zone du contact, particulièrement pour le cas des contacts à fort glissement faisant l'objet du chapitre suivant.



## IV. Etude des contacts TEHD linéiques à fort glissement

Les contacts lubrifiés rencontrés dans les applications industrielles peuvent être de natures très variées. En effet, de nombreuses configurations sont engendrées selon différents paramètres : géométrie, type de conditions cinématiques, gamme d'effort appliqué... Concernant les conditions cinématiques, bien que la configuration la plus étudiée en régime EHD reste celle du roulement pur ( $SRR = 0$ ), elles peuvent être de natures très diverses, et engendrer des conditions de fort glissement ( $SRR > 2$ ) voir même de glissement extrême ( $SRR = \infty$ ). Par exemple, ces configurations sont retrouvées dans le cas de roulements sans cage [Dys69] [Jon97]. Au-delà de cette illustration, les contacts à fort glissement sont rencontrés dans différentes applications, comme le contact came/poussoir [Mes01].

Différents outils de modélisation ont été mis en place dans le chapitre précédent pour prendre en compte précisément le comportement du lubrifiant dans un contact TEHD. Leur flexibilité permet de décrire les différents mécanismes dominants dans des configurations où les hypothèses de REYNOLDS ne sont plus applicables. Le cas des contacts linéiques à fort glissement sert de support pour analyser le rôle du gradient de viscosité à travers l'épaisseur de film. Le frottement, grandeur globale résultante des couplages multi-physiques, sera dans un premier temps étudié. L'évolution des profils d'épaisseur de film sera ensuite montrée pour des cas où l'influence des effets thermiques est suspectée. Grâce à l'approche générale développée ici, une étude locale des principales grandeurs à travers l'épaisseur de film sera finalement menée pour expliquer l'origine des phénomènes observés.

### IV.1 Evolution du coefficient de frottement

Le coefficient de frottement constitue un paramètre essentiel en tribologie et dans l'étude des contacts lubrifiés. Néanmoins, il reste difficile à évaluer, nécessitant comme discuté par la suite la prise en compte des effets non newtonien et thermique dès lors que le taux de roulement/glissement devient significatif. Or ces effets sont complexes à implémenter numériquement puisqu'ils nécessitent le calcul des gradients de viscosité et de masse volumique dans l'épaisseur de film, non pris en compte dans les hypothèses classiques de REYNOLDS. Des techniques de type REYNOLDS généralisées [Naj89] peuvent alors être utilisées pour estimer ces quantités en évaluant de nombreux termes intégraux dans l'épaisseur de film.

Un intérêt de l'approche NAVIER-STOKES développée ici est qu'elle permet la prise en compte intrinsèque de ces termes à travers l'épaisseur par la résolution du champ de vitesse en chaque point du domaine fluide et une estimation directe du taux de déformation dans le fluide.

Le coefficient de frottement est défini (voir eq. (4.1)) comme le rapport entre l'effort tangentiel et l'effort normal appliqués au contact. Il dépend d'un nombre important de paramètres : pression, taux de cisaillement, température, conditions de fonctionnement du contact, etc. Pour les cas linéiques considérés, il est calculé à l'interface fluide/solide supérieure  $\partial\Gamma_{3-2}$  (voir Figure IV-1) comme :

$$C_f = \frac{\int_{-l}^l \tau_{yx} \Big|_{\partial\Gamma_{3-2}} dx}{w_1} \quad (4.1)$$

avec  $\tau_{yx} = \eta \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)$  la contrainte de cisaillement,  $w_1$  la charge linéique normale appliquée et  $-l$  et  $l$  les limites du domaine selon  $\mathbf{x}$ , la direction de l'écoulement.

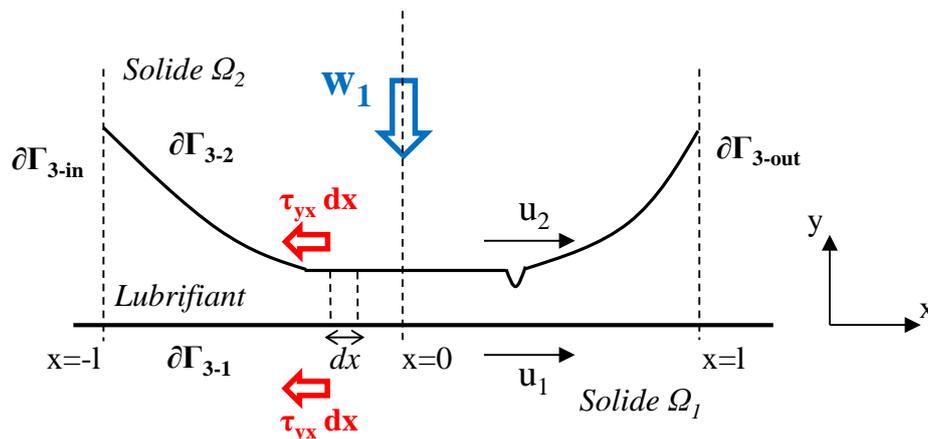


Figure IV-1 - Schématisation des efforts appliqués au contact EHD linéique

Un contact linéique soumis aux conditions opératoires détaillées Tableau IV-1, est résolu par l'approche NAVIER-STOKES présentée chapitre III. La rhéologie non newtonienne du lubrifiant est modélisée par la loi de REE-EYRING (eq. (2.35)) et pour les aspects piezovisqueux et thermiques, la loi de ROELANDS-HOUPERT (eq. (2.27)) est appliquée. Pour la masse volumique, la loi de DOWSON-HIGGINSON est utilisée (eq. (2.14)). Le modèle de cavitation à masse volumique variable (eq. (2.22)) est implémenté pour modéliser le changement de phase du lubrifiant dans la zone de sortie. Les résultats obtenus dans la zone de sortie seront traités plus en détails dans la suite de ce travail (chapitre V). Par ailleurs, l'hypothèse d'un contact « suralimenté » est effectuée.

Un paramètre essentiel dans l'évolution du coefficient de frottement est le taux de roulement/glissement,  $SRR$ , représentant le rapport entre la vitesse de glissement  $u_s = u_1 - u_2$  et la vitesse moyenne d'entraînement  $u_{moy} = \frac{u_1 + u_2}{2}$ . Sous les hypothèses de fluide newtonien et

de régime isotherme, une évolution linéaire du frottement en fonction de  $SRR$  est trouvée [Goh01]. La Figure IV-2 représente l'évolution du coefficient de frottement en fonction de  $SRR$  variant de 0 à 4, en prenant en compte ou non les effets thermiques et non newtoniens (NN) et en maintenant la vitesse moyenne  $u_{moy}$ , et la charge normale  $W$ , constantes.

Paramètres généraux	$R$ [m]	$u_{moy}$ [m.s <sup>-1</sup> ]	$w_1$ [N.m <sup>-1</sup> ]	$T_0$ [K]	$p_0$ [Pa]	$p_{sat}$ [Pa]	$\rho_v$ [kg.m <sup>-3</sup> ]	$c_v$ [m.s <sup>-1</sup> ]
Valeurs	0.01	2.5	$1.10^5$	353	$1.10^5$	$5.10^4$	0.288	225

Paramètres liquides	$\eta_0$ [Pa.s]	$\alpha_p$ [GPa <sup>-1</sup> ]	$\rho_0$ [kg.m <sup>-3</sup> ]	$C_p$ [J.(kg.K) <sup>-1</sup> ]	$k$ [W.(m.K) <sup>-1</sup> ]	$\beta$ [K <sup>-1</sup> ]	$\beta_{DH}$ [K <sup>-1</sup> ]	$\tau_0$ [Pa]
Valeurs	0.01	17.8	850	2300	0.15	0.0476	$7.10^{-4}$	$5.10^6$

Paramètres solides	$E'$ [Pa]	$\nu'$ [-]	$\rho_i$ [kg.m <sup>-3</sup> ]	$C_{p_i}$ [J.(kg.K) <sup>-1</sup> ]	$k_i$ [W.(m.K) <sup>-1</sup> ]
Valeurs	$2.19 \cdot 10^{11}$	0.3	7850	450	47

Tableau IV-1 - Valeurs des différents paramètres relatifs aux cas EHD présentés

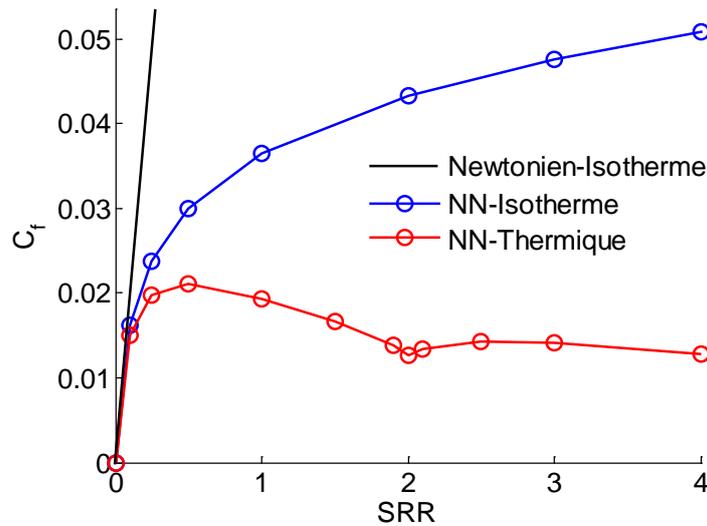


Figure IV-2 - Coefficient de frottement en fonction de  $SRR$  avec prise en compte ou non des différents effets

L'influence de la rhéologie non newtonienne limitant fortement l'augmentation du coefficient de frottement  $C_f$  est remarquée (en bleu, Figure IV-2). En effet, plus le glissement est important, plus le taux de cisaillement sera fort et plus la viscosité sera affectée, menant à une augmentation beaucoup moins importante du frottement. Enfin, l'importance des effets thermiques est montrée (en rouge, Figure IV-2) quand  $SRR$  devient supérieur à 0.2 dans ce cas. Le terme source de chaleur lié au cisaillement ( $Q_{shear}$ ) varie en effet quadratiquement avec le taux de cisaillement (voir eq. (3.19)) et devient prépondérant dès lors que le glissement augmente. La viscosité diminuant exponentiellement avec l'élévation de température (2.27), le

coefficient de frottement est fortement affecté et une diminution de celui-ci en fonction de  $SRR$  est même notée dans ce cas, pour  $0.5 < SRR < 2$ .

Au-delà de ces tendances déjà bien connues, la présence d'un minimum local pour  $SRR = 2$  est relevée pour le cas du glissement pur. Ce cas particulier est étudié plus en détails afin d'analyser le rôle des différents couplages actifs au sein du contact.

## IV.2 Autour du glissement pur ( $SRR = 2$ )

Comme illustré précédemment (Figure IV-2), le glissement pur correspond à un cas particulier de la courbe de frottement. Afin de mettre en évidence l'influence des effets thermiques et non newtoniens, le champ de pression et le profil d'épaisseur de film obtenus pour ce cas sont tracés à gauche Figure IV-3, avec prise en compte ou non de ces effets.

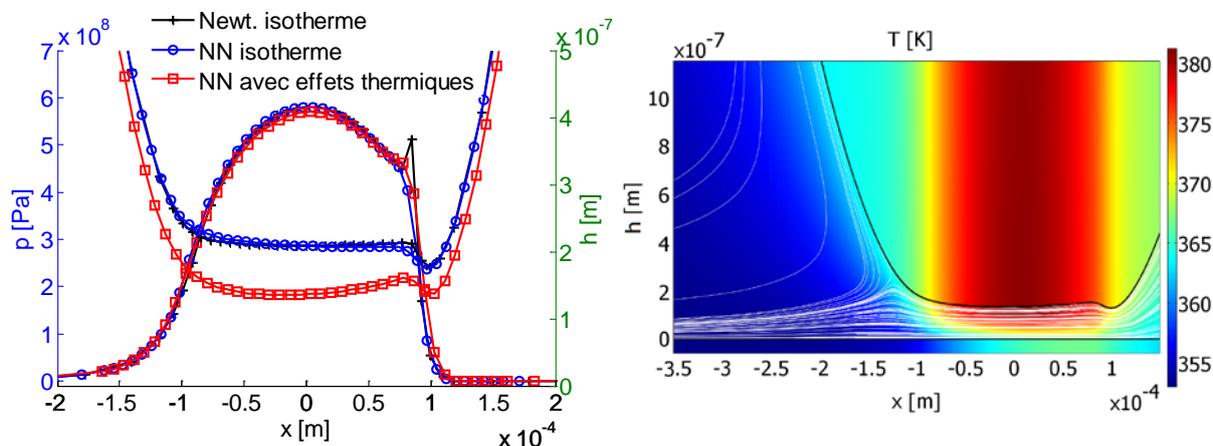


Figure IV-3 - Contact linéique en glissement pur - Influence des effets thermiques et non newtoniens (NN) sur les profils d'épaisseur de film et de pression (à gauche) - Champs de température dans le fluide (lignes de courant en blanc) et dans le solide déformé (à droite) pour un cas NN avec effets thermiques

Contrairement au coefficient de frottement, l'épaisseur de film est beaucoup moins affectée par les effets non-newtoniens (courbe bleue, à gauche Figure IV-3). Ceux-ci entraînent en effet une diminution de la viscosité dans la zone du contact où le taux de cisaillement est important et la pression élevée, mais pas dans la zone du convergent. Or, comme détaillé dans la littérature [Cam66], la génération d'épaisseur de film dépend fortement du produit viscosité x vitesse, précisément dans la zone du convergent.

Le pic de pression dans la zone de sortie est en revanche « fortement » atténué par les aspects non-newtoniens. En effet, en sortie de contact le lubrifiant est accéléré par l'action du gradient de pression (terme de POISEUILLE défini en Annexe A), combiné à l'écoulement issu de l'entraînement (terme de COUETTE défini en Annexe A). Pour satisfaire la conservation du débit, un bourrelet d'épaisseur minimale est formé, engendrant un taux de cisaillement localement plus élevé. C'est donc ici que les effets non-newtoniens jouent un rôle important, atténuant la viscosité et donc la formation du pic de pression.

En outre, en prenant en compte les effets thermiques (courbe rouge, à gauche Figure IV-3), une forte diminution du profil d'épaisseur de film est observée. Le profil de pression semble en revanche peu modifié. Afin de s'intéresser plus en détails à cette diminution drastique de l'épaisseur centrale de film ( $\approx 35\%$ ), le champ de température est tracé (à droite, Figure IV-3) dans les différents domaines fluide et solides. Grâce à l'approche NAVIER-STOKES développée ici, il est en effet possible de s'intéresser à l'évolution des grandeurs locales et à leurs effets sur les caractéristiques du contact. Les lignes de courant sont tracées (en blanc) sur cette même figure dans le domaine fluide (à droite, Figure IV-3), mettant en évidence qu'une faible quantité de lubrifiant est entraînée dans le contact, le reste étant « refoulé » à l'entrée par l'action du gradient de pression. La chaleur générée dans la zone centrale du contact, par cisaillement et compression du fluide, induit une augmentation de température conséquente (35 K) dans celui-ci et dans le solide supérieur fixe. En amont du contact, le lubrifiant situé proche du solide fixe subit alors une élévation de température par conduction de l'ordre de 10 K. Cet échauffement affecte fortement la viscosité du lubrifiant à l'entrée. Or, c'est dans cette zone d'entrée que la portance hydrodynamique est générée. Ceci explique donc la forte diminution d'épaisseur de film observée à gauche, Figure IV-3.

L'effet des transferts thermiques entre le lubrifiant et les solides a été mis en évidence sur les profils d'épaisseur de film pour un cas de glissement pur. Afin d'apporter des informations plus complètes sur le minimum de frottement observé (Figure IV-2), les champs de température calculés dans les solides pour des cas proches du glissement pur, i.e.  $SRR = 1.9$ ,  $SRR = 2.1$  (ainsi que pour  $SRR = 2$ ) sont tracés (à gauche, Figure IV-4). Les valeurs des vitesses des solides correspondantes sont indiquées Tableau IV-2.

Conditions Cinématiques	$u_1$ [m.s <sup>-1</sup> ]	$u_2$ [m.s <sup>-1</sup> ]
$SRR = 1.9$	4.875	0.125
$SRR = 2$	5	0
$SRR = 2.1$	5.125	-0.125

Tableau IV-2 - Valeurs des vitesses de chaque solide pour différents taux de glissement  $SRR$

Dès que le cylindre (solide supérieur) est en mouvement, les effets d'advection de chaleur dominant les effets de conduction et la chaleur est évacuée hors du contact par les solides en mouvement (voir Figure IV-4). Les profils de température obtenus à l'interface fluide/solide supérieure  $\partial\Gamma_{3-2}$  (définie Figure IV-1) sont également tracés à droite Figure IV-4, illustrant les écarts de température importants pour ces différentes conditions cinématiques.

Pour le cas  $SRR = 1.9$  (cas (a), Figure IV-4), la température en amont du contact est égale à la température imposée :  $T_0 = 353 K$ . En effet, conformément aux conditions limites appliquées (cf. section III.4.2), le cylindre est animé d'une vitesse  $u_2 > 0$ , le lubrifiant entraîné par adhérence entre donc dans le contact ( $u > 0$ ) et la température est imposée à sa valeur de

référence. Celle-ci augmente alors fortement dans la zone du contact où la chaleur est générée, puis diminue en sortie.

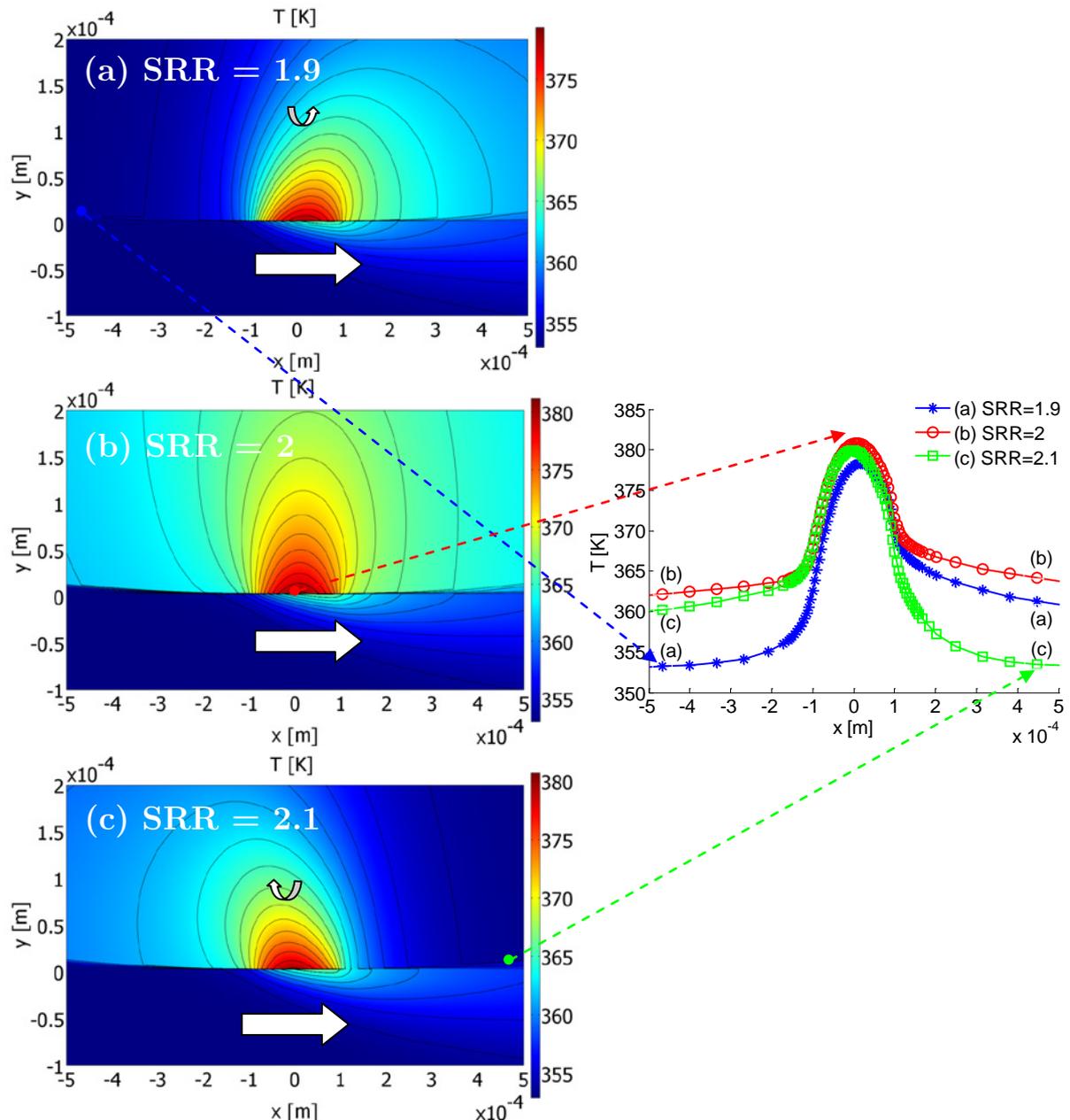


Figure IV-4 - Champs de température (à gauche) et profils de température (à droite) à l'interface fluide-solide supérieure  $\partial\Gamma_{3-2}$  (montrée Figure IV-1) pour différentes valeurs de  $SRR$  autour du glissement pur ( $SRR = 1.9, 2, 2.1$ )<sup>9</sup>

<sup>9</sup> Il est intéressant de remarquer (Figure IV-4) les faibles dimensions du domaine fluide par rapport aux domaines solides le confinant. En effet, par souci de clareté, un coefficient d'échelle ( $x/y$ ) important est souvent utilisé pour représenter l'épaisseur de film en fonction de l'abscisse du contact. Il conviendra donc d'être vigilant par la suite, dans l'étude des différentes quantités représentées dans la direction  $y$  de l'épaisseur de film.

Pour le cas  $SRR = 2$ , la vitesse du solide supérieure étant nulle, le liquide n'est plus entraîné dans le contact par cette surface. Il en résulte une température plus élevée tout au long de l'interface (cas (b), Figure IV-4), la chaleur étant simplement conduite du fluide vers le solide supérieure mais non advectée vers l'extérieur du domaine.

Pour le cas  $SRR = 2.1$ , les vitesses des deux solides sont de signe opposé. Il n'y a donc plus une zone d'entrée et une zone de sortie comme définies auparavant, mais de chaque côté, une combinaison de celles-ci : le fluide étant entraîné de la gauche vers la droite par le solide inférieur et de la droite vers la gauche par le solide supérieur. Le tracé de la température sur la surface supérieure (cas (c), Figure IV-4) présente un profil quasiment symétrique au cas  $SRR = 1.9$  par rapport au centre du contact (la température de référence se situant cette fois-ci à droite du contact). La température maximale reste néanmoins plus élevée que dans le cas  $SRR = 1.9$  à cause du cisaillement plus important. Cependant, elle reste moins importante que pour le cas du glissement pur, à cisaillement plus faible. Les effets thermiques dominent ici les effets hydrodynamiques, et l'advection de chaleur vers l'extérieur, générée par le mouvement des solides, permet une évacuation de la chaleur et un refroidissement partiel de la zone du contact, contrairement au cas du glissement pur. Ceci explique donc le minimum local obtenu sur la courbe de frottement (Figure IV-2).

La modélisation explicite de l'épaisseur de film (approche NAVIER-STOKES) a permis une étude locale directe des effets non newtonien et thermique sur les évolutions du coefficient de frottement et des profils d'épaisseur de film pour le cas particulier du glissement pur.

Compte tenu de la diversité des conditions de fonctionnement des contacts lubrifiés, les conditions cinématiques peuvent être encore plus sévères et engendrer des cas où le taux de glissement devient très supérieur à 2. Des profils très particuliers d'épaisseur de film ont alors été remarqués expérimentalement dans la littérature [Kan96]. Cependant, les études numériques correspondantes restent encore peu nombreuses et peu rigoureuses. L'atout majeur de notre modélisation étant la résolution complète des équations de la mécanique des fluides et de l'énergie, celle-ci permet maintenant de s'intéresser à ces cas de très fort glissement et de quantifier précisément l'influence des différents phénomènes.

## IV.3 Application aux cas de très fort glissement ( $SRR > 2$ )

### IV.3.1 Génération de « Dimple »

Afin de compléter notre compréhension des différents phénomènes présents dans les contacts TEHD, des cas de fort glissement ( $SRR > 2$ ) sont traités. Pour cela, l'évolution de l'épaisseur de film et du champ de pression est tracée Figure IV-5, en régime isotherme (à gauche) et avec prise en compte des effets thermiques (à droite), pour des cas où la vitesse d'entraînement et la charge imposée sont constantes et où seul le paramètre  $SRR$  varie (de 2 à 8).

En régime isotherme (à gauche, Figure IV-5), plus le taux de glissement augmente, plus l'épaisseur de film diminue. En effet, les effets rhéofluidifiants sont ici pris en compte, menant à une diminution de la viscosité jusque dans la zone d'entrée et donc à une réduction d'épaisseur

de film. Les profils de pression sont principalement affectés dans la zone d'épaisseur minimale (« pic » de pression). Pour conserver la charge, la génération de pression s'effectue en amont du contact, impliquant une forme de moins en moins « horizontale » du profil d'épaisseur de film.

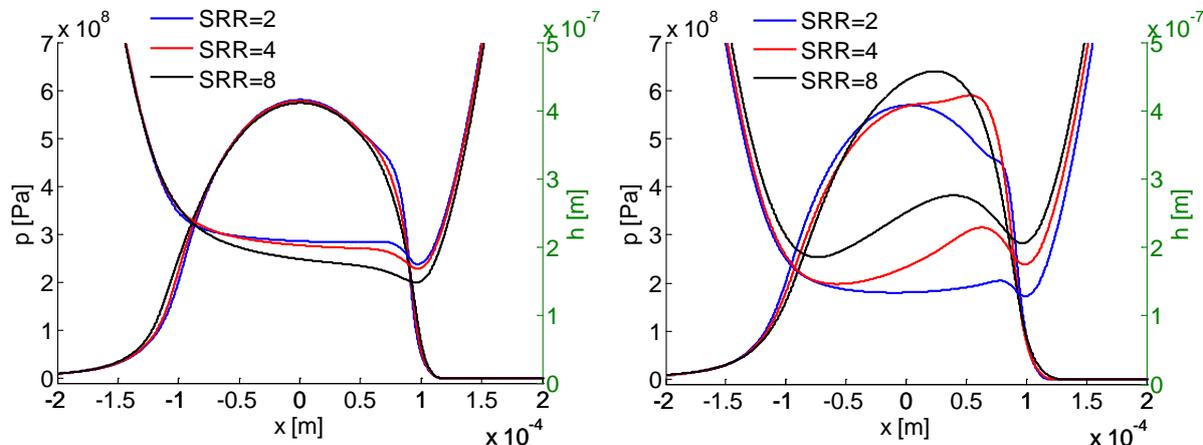


Figure IV-5 - Comparaison des profils d'épaisseurs de films et de pression, en régime isotherme à gauche et avec effets thermiques à droite ( $SRR = [2, 4, 8]$ )

En prenant en compte les effets thermiques (à droite, Figure IV-5), les profils d'épaisseur et de pression se trouvent fortement affectés. Contrairement à la description précédente du cas du glissement pur, l'épaisseur de film ne diminue pas de manière globale comme on pouvait s'y attendre *a priori*. On note en effet, quand  $SRR$  croît, une augmentation de l'épaisseur de film minimale et l'apparition locale d'une « bosse centrale » sur le profil d'épaisseur de film, nommée « dimple » par la suite en référence à la littérature [Kan96]. Les profils de pression sont également très modifiés avec une augmentation de l'intensité du pic de pression et un décalage vers le centre du contact.

Compte tenu que le profil d'épaisseur de film est fortement modifié pour ces cas, il convient avant tout de s'assurer que la formulation équivalente du problème élastique (voir section III.3.1.1) reste valable. Le champ de température obtenu pour le cas  $SRR = 4$  est montré Figure IV-6 à partir de la formulation équivalente du problème élastique (à gauche) et avec les deux solides déformables (à droite).

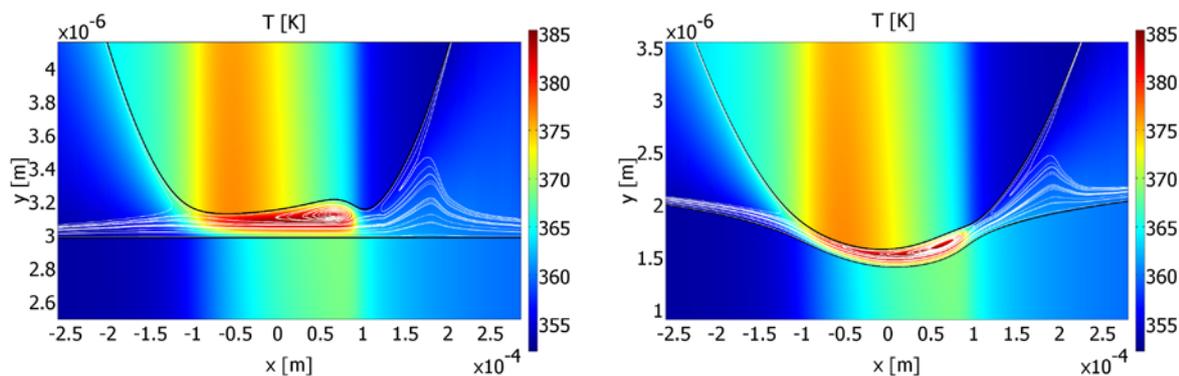


Figure IV-6 - Comparaison des champs de température avec l'hypothèse du contact équivalent (à gauche) et sans (à droite) pour un cas à fort glissement ( $SRR = 4$ )

L'écart relatif entre ces deux approches sur l'épaisseur de film reste très faible ( $< 1\%$ ) et les mêmes caractéristiques d'écoulement (champs de pression, température, viscosité...) sont trouvées. Cette formulation équivalente sera donc utilisée par la suite, même pour ces cas extrêmes faisant apparaître de forts gradients dans l'épaisseur de film.

Les résultats obtenus Figure IV-5, fortement liés aux effets thermiques, nécessitent une étude plus approfondie pour en comprendre l'origine.

### IV.3.2 Le phénomène du « viscosity wedge »

Dans son livre sur les principes de la lubrification, CAMERON [Cam66] décrit comment l'action d'un gradient de température à travers l'épaisseur de film (ici selon  $y$ ) engendre un gradient de pression dans le sens de l'écoulement (selon  $x$ ). L'exemple d'un patin est décrit Figure IV-7. La surface mobile inférieure est considérée comme « froide » en amont et « chaude » en aval ; la surface supérieure est fixe et considérée comme uniformément chaude (a) à gauche, Figure IV-7, puis uniformément froide (b) à droite, Figure IV-7.

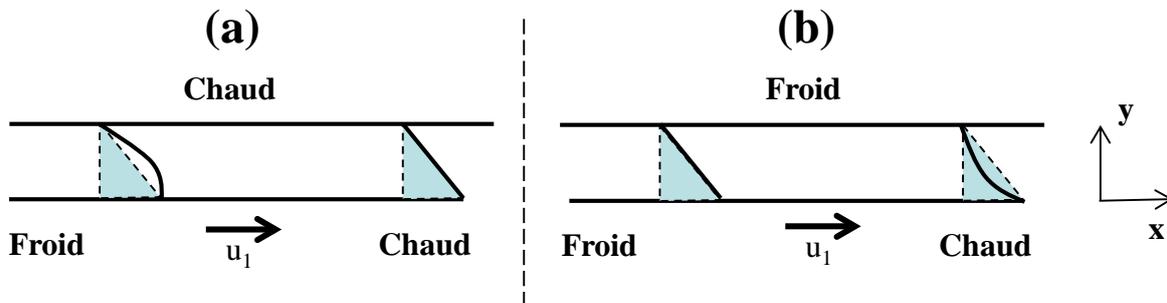


Figure IV-7 - Phénomène du « viscosity wedge » pour un patin et champs de vitesse (sans gradient de pression)

En l'absence de tout gradient de pression, les champs de vitesse sont tracés dans les deux situations. Dans le cas (a), en entrée, le lubrifiant sera plus aisément entraîné par la surface froide (viscosité plus importante), le cisaillement sera plus important proche de la surface chaude et le profil de vitesse résultant sera donc convexe. En sortie, les températures en haut et en bas étant équivalentes, le profil des vitesses sera linéaire. Un excès de débit entre l'entrée et la sortie serait donc engendré, nécessitant incontestablement la génération d'un gradient de pression selon  $x$  pour conserver la quantité de matière (de la même manière que pour une variation d'épaisseur, effet de base de la théorie de la lubrification). Pour le cas (b), le même phénomène est engendré : en sortie, le cisaillement étant plus important proche de la paroi inférieure, un profil concave serait engendré, menant également à un différentiel de débit entre l'entrée et la sortie, contrebalancé par l'action de la pression.

On montre donc ici physiquement comment l'action d'un gradient de température vertical, menant à un gradient de viscosité vertical, génère un gradient de pression horizontal. Mathématiquement, l'expression développée du gradient de pression résolu dans l'approche NAVIER-STOKES mise en œuvre dans ce travail est rappelée :

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \underbrace{-\rho \left( u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right)}_{A : \text{ Terme de pression}} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{2}{3} \eta \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \right)}_{B : \text{ Terme d'inertie}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x} \left( 2\eta \frac{\partial u}{\partial x} \right)}_{C : \text{ Terme élongationnel}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial y} \left( \eta \frac{\partial u}{\partial y} \right)}_{D : \text{ Terme visqueux normal}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial y} \left( \eta \frac{\partial v}{\partial y} \right)}_{E : \text{ Terme visqueux de cisaillement}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial y} \left( \eta \frac{\partial v}{\partial x} \right)}_{F : \text{ Terme visqueux secondaire de cisaillement}} \quad (4.2)$$

En effectuant une analyse d'ordre de grandeur dans la zone de contact d'un cas EHD, l'influence de chaque terme sur le gradient de pression est comparée. Le terme le plus significatif est, comme prévu par les hypothèses des films minces, le terme E. Les termes D et F sont au moins un ordre de grandeur inférieurs, mais deviennent significatifs proche de la zone de sortie. Les autres termes demeurent très faibles devant E.

Le terme prédominant, source du gradient de pression horizontal est donc principalement issu du terme E, soit en première approximation :

$$\frac{\partial p}{\partial x} \approx \frac{\partial}{\partial y} \left( \eta \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad (4.3)$$

avec  $\frac{\partial}{\partial y} \left( \eta \frac{\partial u}{\partial y} \right) = \eta \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial \eta}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial y}$ .

C'est ce dernier terme,  $\frac{\partial \eta}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial y}$ , qui exprime la contribution du « viscosity wedge » et qu'il sera indispensable de considérer pour les cas de fort glissement. Or, ce même terme n'est classiquement pas pris en compte dans les modèles REYNOLDS, basés sur les hypothèses d'une viscosité constante dans l'épaisseur ( $\frac{\partial \eta}{\partial y} = 0$ ).

Afin d'illustrer précisément son effet dans un contact TEHD, l'évolution de la viscosité  $\eta$ , du taux de cisaillement  $\dot{\gamma}$ , et de la température  $T$  est reproduite Figure IV-8, pour le cas  $SRR = 4$  présenté précédemment, avec prise en compte ou non des effets thermiques.

En régime isotherme (à gauche, Figure IV-8), la viscosité (de 0.01 Pa.s à l'entrée du contact) ne varie que faiblement dans l'épaisseur et une valeur maximale de 0.63 Pa.s est relevée au centre. Le taux de cisaillement est quasiment uniforme dans la zone centrale et maximal en intensité proche de la zone de constriction.

Une fois les effets thermiques implémentés, l'évolution de la température est représentée (à droite, Figure IV-8) dans le fluide et les solides. Compte tenu du fort cisaillement généré dans le contact, une augmentation de température de 32 K est relevée au milieu de l'épaisseur de film entre  $0 < x < 0.7 \cdot 10^{-4}$  m. La chaleur générée est principalement évacuée vers la droite par la surface inférieure (plus rapide) et vers la gauche par la surface supérieure. La situation décrite précédemment sur un modèle simplifié Figure IV-7 est donc retrouvée dans ce cas plus complexe. En effet, le lubrifiant froid (flèches bleues) est entraîné de la gauche vers la droite par la surface inférieure et à l'opposé, la surface supérieure entraîne le lubrifiant de la droite

vers la gauche, menant à des gradients de température importants dans l'épaisseur. L'évolution de la viscosité est donc fortement affectée.

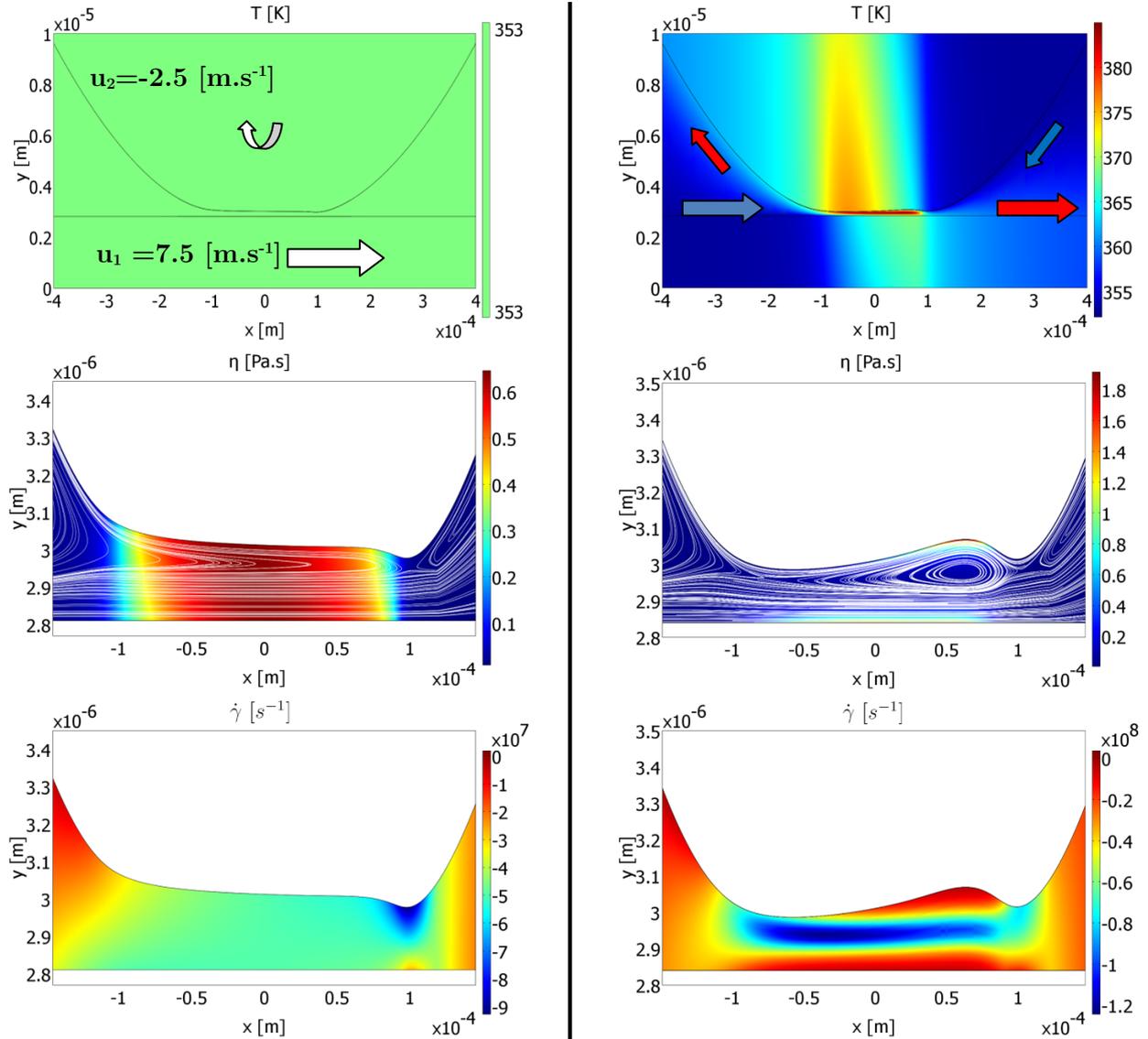


Figure IV-8 - Résultats isothermes à gauche et avec effets thermiques à droite pour un cas EHD à  $SRR = 4$ . De bas en haut : champs de température, viscosité et lignes de courant, puis taux de cisaillement dans le fluide

Pour plus de précision, les profils de viscosité sont tracés à gauche Figure IV-9, adimensionnés par la valeur initiale  $\eta_0$ , en fonction de l'épaisseur de film  $h^*$  (représentative de l'épaisseur locale variant de 0 à 1) et pour différentes abscisses  $x/b$  (où  $b = 1.08 \cdot 10^{-4}$  m est la demi-longueur de contact).

Contrairement aux résultats obtenus en régime isotherme, la viscosité varie fortement dans l'épaisseur. Elle est très élevée proche des surfaces et faible au milieu du film fluide. Par l'action du gradient de température vertical et pour une même abscisse ( $x/b = 0.5$  par exemple), la viscosité peut varier d'une valeur de 1.9 Pa.s, proche de la surface supérieure, à 0.06 Pa.s au milieu du film (à gauche, Figure IV-9), soit une diminution de 97%. En effet,

compte tenu des conditions cinématiques, le cisaillement est maximal au centre du film, menant à une forte augmentation de température et une diminution importante de la viscosité.

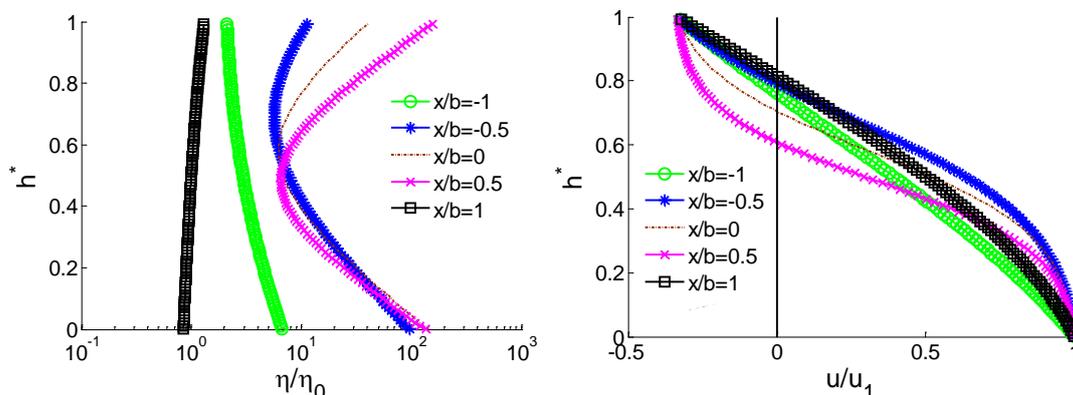


Figure IV-9 - Profils de viscosité adimensionnée  $\eta / \eta_0$  (en échelle logarithmique, à gauche) et de vitesse horizontale adimensionnée  $u / u_1$  (à droite) dans l'épaisseur locale  $h^*$  et pour différentes abscisses  $x / b = [-1, -0.5, 0, 0.5, 1]$ , avec prise en compte des effets thermiques

La composante horizontale adimensionnée du champ de vitesse,  $u / u_1$ , est étudiée localement à droite, Figure IV-9. Elle est également « fortement » affectée par ces variations de viscosité, conduisant par le phénomène du « viscosity wedge » à un gradient de pression horizontal et une élévation locale de l'épaisseur (« dimple ») en amont de la sortie principale du contact.

L'utilisation de la CFD pour la résolution du problème permet également de s'intéresser précisément à l'écoulement du lubrifiant dans la zone du contact. Par le tracé des lignes de courant (en blanc Figure IV-8), la présence d'une zone de recirculation dans laquelle le lubrifiant est piégé et où la température est maximale, est remarquée. Les échelles de représentation étant très déformées, cette zone est cependant plus étendue qu'il n'y paraît. Le terme de vorticité représentant la quantité de rotation subie localement par le fluide et défini selon  $\mathbf{z}$  par  $\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$  [Gen07], est en effet totalement dominé par le terme de cisaillement « classique »,  $\frac{\partial u}{\partial y}$ , engendrant une zone stagnante, à très faible vitesse.

L'étude de ces cas de fort glissement a permis de montrer le rôle prépondérant des effets thermiques sur le coefficient de frottement, mais aussi sur l'épaisseur de film. Les principaux mécanismes responsables des modifications locales d'épaisseur de film ont alors été identifiés. Afin de finaliser cette étude sur les effets de fort glissement dans les contacts lubrifiés, un cas de glissement extrême est traité.

## IV.4 Cas à vitesse d'entraînement nulle ( $SRR = \infty$ )

En augmentant encore la différence relative de vitesse jusqu'à ce que les deux vitesses soient égales en norme mais de sens opposé, une configuration limite est atteinte et le taux de roulement/glissement devient infini. Cette configuration se traduit par une vitesse d'entraînement nulle conduisant, selon les hypothèses de REYNOLDS, à une épaisseur de film nulle. Cependant, des profils d'épaisseurs de film ont été reportés dans la littérature expérimentale [Guo02] pour ces cas. Ce type de configuration est rencontré dans des roulements sans cage, utilisés dans des applications spatiales et présentant des durées de vie remarquables [Jon97], ou encore dans des contacts pivotants [DT12]. L'origine et la prédiction des épaisseurs de film observées restent encore discutées dans la littérature. Les phénomènes de glissement aux parois, d'anisotropie des contraintes normales et celui du « viscosity wedge » [Jon97] ont été proposés pour y répondre, mais peu d'approches numériques complètes ont été relevées dans la littérature. L'approche NAVIER-STOKES développée ici s'affranchissant des hypothèses usuelles et étant orientée sur une modélisation complète du comportement du fluide, constitue un outil adapté pour l'étude de ces cas de glissement extrême. Les résultats sont décrits, puis comparés qualitativement à des résultats expérimentaux.

### IV.4.1 Etude des profils d'épaisseurs de film

Afin de limiter le nombre de paramètres, les conditions opératoires utilisées pour les cas présentés par la suite sont identiques à celles décrites Tableau IV-1 mis à part les conditions cinématiques. En effet, les vitesses sont imposées de telle sorte que  $u^* = u_1 = -u_2$  d'où  $u_{moy} = 0$  et  $SRR = \infty$ . Différentes intensités de vitesse de glissement  $u^*$  seront étudiées par la suite. Comme décrit précédemment, le terme source de génération de chaleur dépend quadratiquement du taux de cisaillement, approché en première approximation par  $\frac{2u^*}{h}$ . Ainsi, plus la vitesse de glissement  $u^*$  sera importante, plus l'énergie apportée au contact sera élevée.

Les profils d'épaisseur de film et de champ de pression calculés sont reproduits en bas de la Figure IV-10, pour un cas à  $u^* = 5 \text{ m.s}^{-1}$ . Le champ de température est tracé (Figure IV-10, en haut) avec les lignes de courant dans le lubrifiant (en blanc) pour le cas où les deux solides sont déformables à gauche et avec l'hypothèse des déformations équivalentes à droite.

Dans un premier temps, la génération d'une épaisseur de film non nulle, de forme atypique, et symétrique (par rapport à  $x = 0$ ) est remarquée. Le profil de pression résultant est également symétrique et sa valeur maximale est une fois et demie plus importante que celle issue de la théorie de HERTZ (voir eq. (1.1)). En ce qui concerne l'écoulement du lubrifiant dans cette zone, deux couches d'épaisseur similaire sont entraînées par chaque surface et séparées par une zone de recirculation piégeant le lubrifiant dans la zone centrale du contact. La modélisation explicite du domaine fluide et du champ de vitesse non simplifié révèle qu'une partie de l'écoulement ne participe donc pas à l'écoulement hydrodynamique, mais stagne dans

la zone du contact sous forte pression. La température est maximale au centre de cette zone de recirculation et une élévation de 37 K est notée pour ces conditions de fonctionnement.

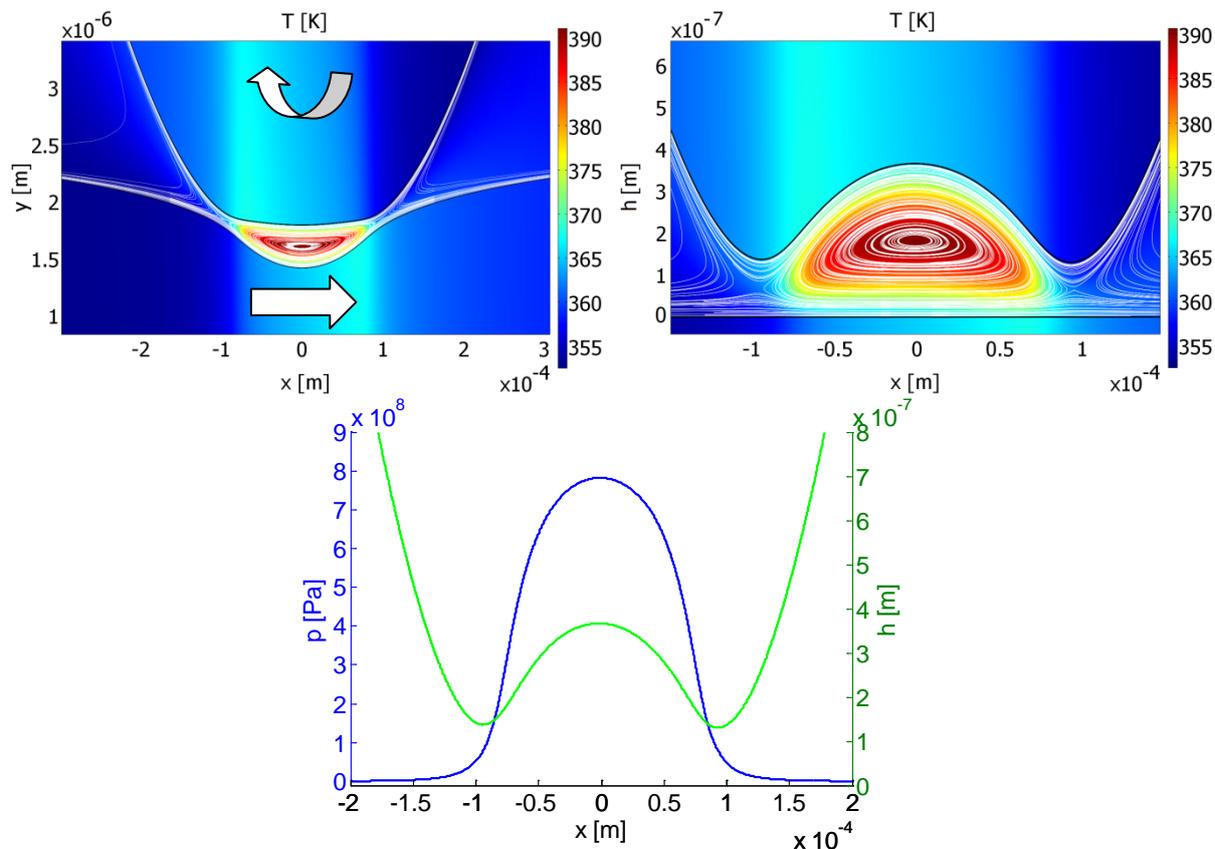


Figure IV-10 - Au dessus, à gauche : champ de température et lignes de courant avec les deux solides déformés, à droite : idem avec un solide équivalent, pour  $SRR = \infty$  et  $u^* = 5$  m.s<sup>-1</sup> - en dessous : profil de pression (en bleu) et épaisseur de film (en vert)

Le phénomène du « viscosity wedge » exposé précédemment est donc bien le paramètre « générateur d'épaisseur de film » dans ce type de configuration. En effet, comme étudié précédemment pour les cas de fort glissement (à droite Figure IV-5), plus le taux de glissement/roulement augmente, plus le « dimple » généré devient important et plus il se déplace vers le centre du contact. Dans cette configuration extrême où le  $SRR$  est maximal, les effets thermiques sont donc responsables de cette génération d'épaisseur de film, par l'intermédiaire du « dimple » situé au centre du contact. Afin de comprendre plus en détails ce cas extrême de lubrification, différentes études sont menées, puis confrontées à des résultats expérimentaux.

#### IV.4.2 Validations qualitatives par l'expérience

Une comparaison qualitative avec des résultats expérimentaux de YAGI et al. [Yag05] est proposée. Les cas comparés étant obtenus expérimentalement sur des contacts ponctuels et toutes les caractéristiques du contact n'étant pas connues, la comparaison se veut donc qualitative. Néanmoins, comme dans les études de contacts ponctuels fonctionnant sous

conditions cinématiques habituelles, une symétrie du contact est observée expérimentalement [Yag05] par rapport à l'abscisse centrale  $z = 0$ , pour ces cas à glissement extrême.

Une comparaison qualitative avec des résultats déterminés numériquement pour un contact linéique peut donc être envisagée. L'influence de deux paramètres, la charge  $w_1$  et la vitesse de glissement  $u^*$ , est étudiée afin de confronter les tendances observées entre résultats numériques et expérimentaux.

#### IV.4.2.1 Effets des variations de la charge

Les profils d'épaisseurs obtenus numériquement pour différentes charges linéiques  $w_1$  de  $0.35 \cdot 10^5 \text{ N.m}^{-1}$  à  $1.45 \cdot 10^5 \text{ N.m}^{-1}$  sont tracés à gauche, Figure IV-11. Les résultats expérimentaux de YAGI et al. [Yag05] sont reportés à droite, Figure IV-11, pour le profil d'épaisseur de film en  $z = 0$ .

Les caractéristiques du contact étant fondamentalement différentes, une comparaison quantitative n'est pas envisageable. En effet, les aires de contacts étant par exemple modifiées de manière non linéaire par la charge appliquée, une charge deux fois plus élevée n'aura évidemment pas la même influence quantitative pour un contact linéique que pour un contact ponctuel. Néanmoins, les tendances générales concernant l'évolution de l'épaisseur de film en fonction de la charge sont comparées et retrouvées (Figure IV-11) :

- plus la charge est élevée, plus la longueur du contact s'accroît et plus l'épaisseur centrale augmente.
- les épaisseurs minimales restent du même ordre de grandeur et ne sont que peu affectées par l'augmentation de la charge.

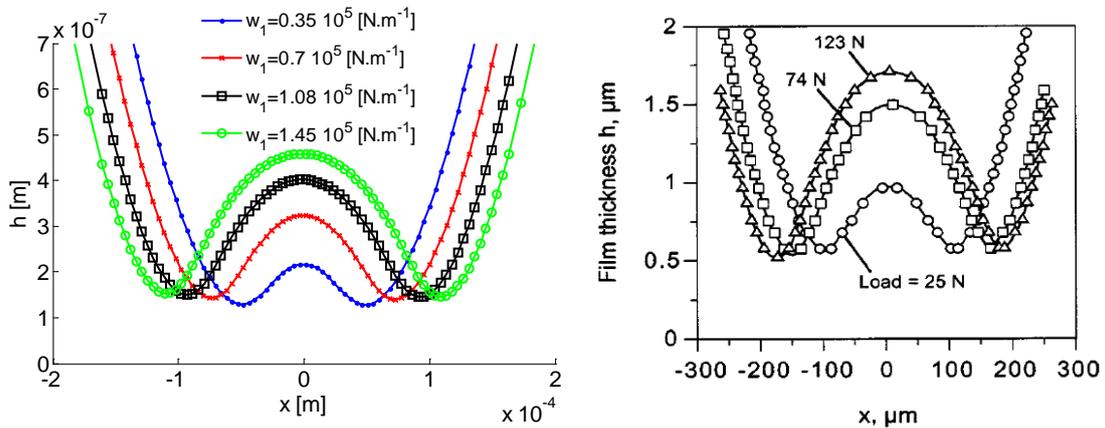


Figure IV-11 - Comparaison qualitative des épaisseurs de film obtenues numériquement à gauche sur un contact linéique et expérimentalement à droite sur un contact sphère/plan par [Yag05], en faisant varier la charge

Afin de comprendre l'origine de ces variations, la différence de température entre l'interface lubrifiant/solide inférieure ( $\partial\Gamma_{3-1}$ ) et supérieure ( $\partial\Gamma_{3-2}$ ) est reportée (à gauche, Figure IV-12) ainsi que le gradient de pression horizontal (à droite, Figure IV-12). Les résultats

étant anti-symétriques par rapport à l'abscisse  $x = 0$ , seules les abscisses négatives sont reportées pour plus de clarté.

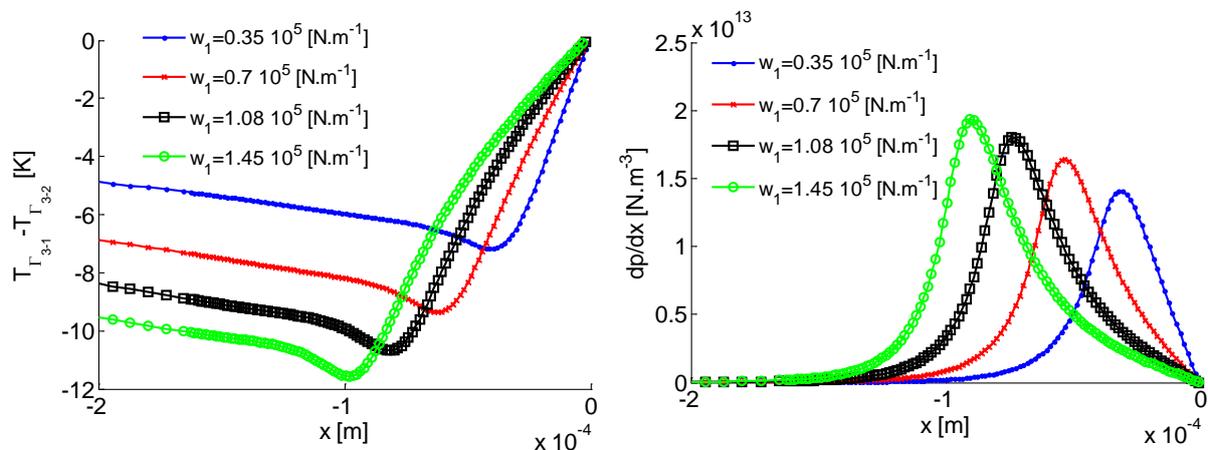


Figure IV-12 - A gauche : différence verticale de température  $T_{\Gamma_{3-2}} - T_{\Gamma_{3-1}}$  en [K] - A droite : gradient de pression horizontal  $dp/dx$  en [N.m<sup>-3</sup>] - Résultats anti-symétriques par rapport à  $x = 0$  et pour différentes charges linéiques  $w_1$

La différence de température entre l'interface fluide/solide inférieure et supérieure est responsable du gradient vertical de viscosité, engendrant une génération d'épaisseur de film. Plus la charge est importante, plus les effets thermiques sont amplifiés (à gauche, Figure IV-12) et plus le gradient de pression engendré par le terme du « viscosity wedge » est important (à droite, Figure IV-12). Le maximum du gradient de pression se situe là où la valeur absolue de la différence de température est maximale. En augmentant la charge, la profondeur du « dimple » s'intensifie, impliquant une épaisseur centrale de plus en plus grande. Les épaisseurs minimales dominées par le débit de lubrifiant ne sont en revanche que très peu affectées.

Après avoir étudié les effets de la charge sur ces épaisseurs de film atypiques, l'influence de la vitesse de glissement  $u^*$  est étudiée.

#### IV.4.2.2 Effets des variations de la vitesse de glissement

En augmentant la vitesse de glissement  $u^*$  à charge fixée, les mêmes tendances expérimentales exposées par YAGI [Yag05] sont également retrouvées (Figure IV-13) :

- plus la vitesse de glissement est élevée, plus le débit augmente et plus l'épaisseur minimale croît.
- l'épaisseur centrale augmente jusqu'à une certaine valeur critique (entre  $2 < u^* < 3$  m.s<sup>-1</sup> dans notre cas et entre  $2 < u^* < 6$  m.s<sup>-1</sup> dans l'étude de YAGI), puis diminue.

Ce phénomène résulte du fort couplage entre les effets non newtoniens et thermiques. En effet, plus la vitesse  $u^*$  est élevée plus l'énergie apportée au contact est importante et plus la température au centre du film est élevée, 390 K pour  $u^* = 5$  m.s<sup>-1</sup> voir Figure IV-10 et 376 K pour  $u^* = 1$  m.s<sup>-1</sup>.

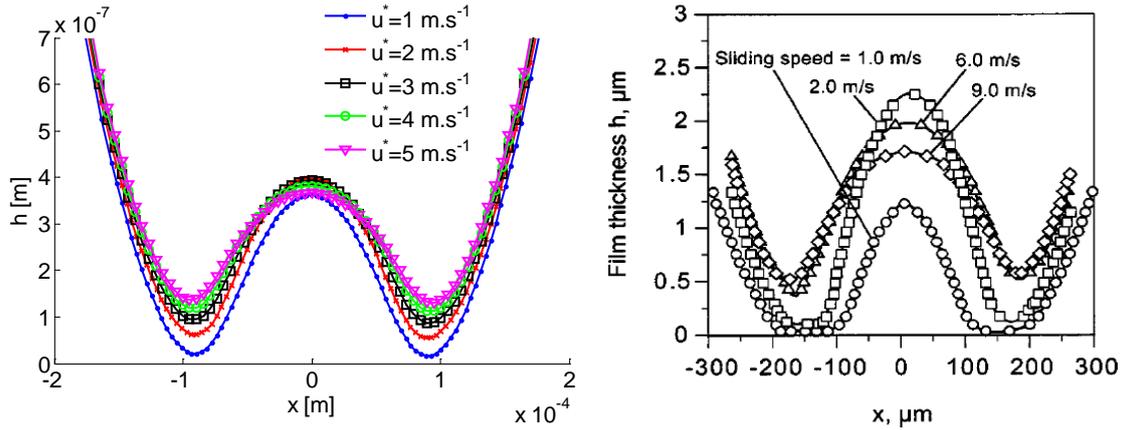


Figure IV-13 - Comparaison qualitative des épaisseurs de film obtenues numériquement sur un contact linéique à gauche et expérimentalement sur un contact sphère/plan par [Yag05] à droite, en faisant varier l'intensité de la vitesse  $u^*$

De la même manière que Figure IV-12, la différence de température entre l'interface lubrifiant/solide inférieure ( $\partial\Gamma_{3-1}$ ) et supérieure ( $\partial\Gamma_{3-2}$ ) est reportée (à gauche, Figure IV-14) ainsi que le gradient de pression horizontal (à droite, Figure IV-14).

Plus la vitesse de glissement est importante, plus le terme source de chaleur s'accroît et plus la valeur absolue de la différence de température à l'entrée du contact est élevée (à gauche, Figure IV-14). Des variations importantes de cette grandeur sont observées en amont du contact pour les cas à faibles vitesses. De plus, contrairement à l'étude précédente (en fonction de la charge), la relation entre l'évolution du gradient de pression et la vitesse de glissement n'est pas directe (à droite, Figure IV-14). Or, le gradient de pression est directement lié à la génération d'épaisseur de film et les mêmes tendances sont observées entre ces deux grandeurs : une valeur maximale est atteinte entre  $2 < u^* < 3$  m.s<sup>-1</sup> puis une diminution de celle-ci est notée, pour des valeurs supérieures de  $u^*$ .

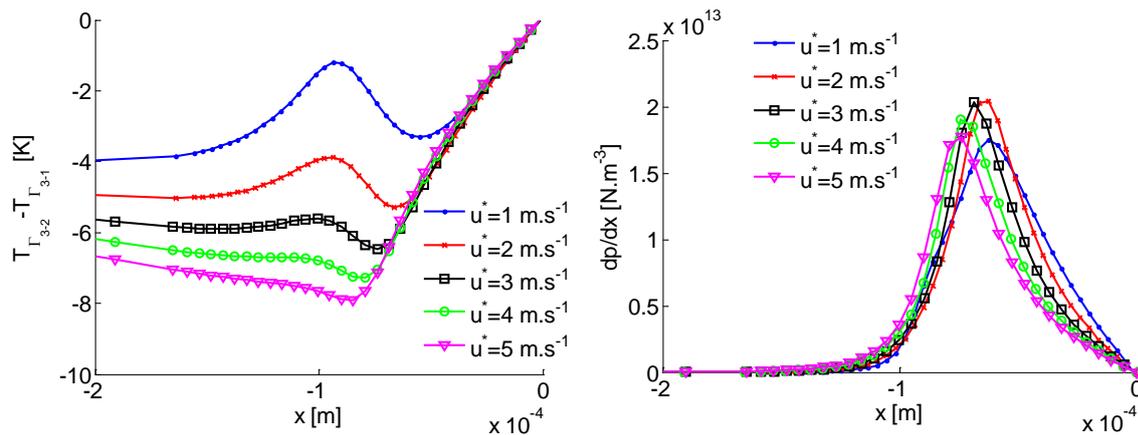


Figure IV-14 - A gauche : différence verticale de température  $T_{\Gamma_{3-2}} - T_{\Gamma_{3-1}}$  en [K] - A droite : gradient de pression horizontal  $dp/dx$  en [N.m<sup>-3</sup>] - Résultats anti-symétriques par rapport à  $x = 0$  et pour différentes vitesses de glissement  $u^*$

Afin de comprendre les couplages complexes pouvant apparaître dans ce genre de contacts, le terme de « viscosity wedge »  $\frac{\partial \eta}{\partial y} \cdot \frac{\partial u}{\partial y}$  est représenté à gauche Figure IV-15, ainsi que le taux de cisaillement, à droite Figure IV-15.

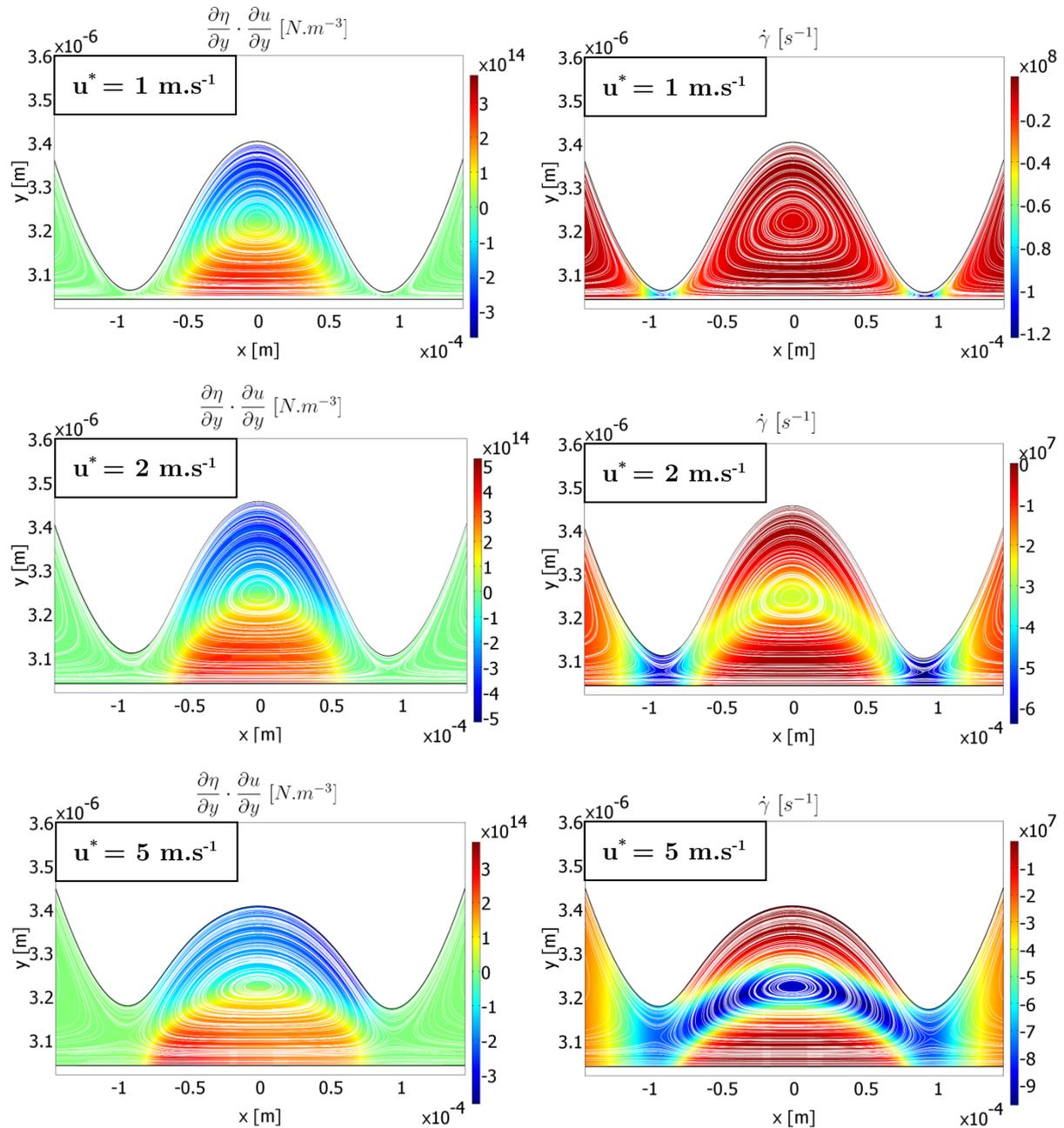


Figure IV-15 - Termes de « viscosity wedge »  $\frac{\partial \eta}{\partial y} \cdot \frac{\partial u}{\partial y}$  à gauche et taux de cisaillement  $\dot{\gamma}$  à droite, pour trois vitesses de glissement  $u^*$  différentes et à  $SRR = \infty$

Pour les configurations à faibles vitesses, l'épaisseur minimale gouvernée par le débit de lubrifiant est très faible, laissant place à une zone où le taux de cisaillement  $\frac{\partial u}{\partial y}$  devient

important (maximum local en intensité pour  $u^* = 1 \text{ m.s}^{-1}$  et  $u^* = 2 \text{ m.s}^{-1}$  pour  $x \approx \pm 0.1 \text{ mm}$ ). En augmentant la vitesse, les épaisseurs minimales augmentent et le maximum d'intensité du taux de cisaillement diminue localement puis augmente à nouveau (à droite, Figure IV-15). Ainsi, l'intensité maximale du « viscosity wedge » est quasiment identique ( $3.5 \cdot 10^{13} \text{ N.m}^{-3}$ ) pour les deux cas à vitesses de glissement très différentes ( $u^* = 1 \text{ m.s}^{-1}$  et  $u^* = 5 \text{ m.s}^{-1}$ , à gauche Figure IV-15) menant à un maximum de gradient de pression horizontal et une épaisseur de film centrale quasi-similaires. Il n'y a donc pas de lien direct entre le maximum de différence de température et le maximum du gradient de pression, car celui-ci est proportionnel non pas à la variation de température mais à la variation de température divisée par l'épaisseur locale. L'épaisseur minimale variant avec la vitesse  $u^*$ , des couplages apparaissent donc selon les caractéristiques du lubrifiant et des solides.

## IV.5 Conclusions

Les contacts TEHD linéiques à fort glissement ont été étudiés dans cette partie, illustrant l'influence primordiale des effets thermiques sur l'évolution du coefficient de frottement et du profil d'épaisseur de film.

- L'approche NAVIER-STOKES développée a permis de s'intéresser en détails aux différents gradients actifs dans l'épaisseur de film et jouant un rôle prépondérant. L'effet du taux de glissement sur l'évolution du frottement a été montré ainsi que la prise en compte nécessaire des effets thermiques et non newtoniens.
- Les échanges thermiques entre solide et liquide ont ensuite été illustrés sur un cas de glissement pur, entraînant des modifications importantes des profils d'épaisseur de film et l'apparition d'un minimum de frottement.
- Le phénomène du « viscosity wedge » issu des forts gradients de température à travers l'épaisseur a été identifié comme responsable des modifications locales des profils d'épaisseur de film pour les cas de fort glissement. Avec la résolution du champ de vitesse dans l'épaisseur, la présence de zones de recirculation a été remarquée, permettant une compréhension plus précise de l'écoulement complexe du lubrifiant.
- Des cas de contacts à vitesse d'entraînement nulle ont été résolus (taux de glissement infini). L'origine de la génération d'épaisseur de film obtenue a été associée aux phénomènes précédemment décrits pour les cas de fort glissement (forts gradients de température dans l'épaisseur, « viscosity wedge »). La présence d'une zone de recirculation, cette fois-ci dans toute la zone de contact, a également été mise en évidence. Une comparaison qualitative avec des résultats expérimentaux a finalement été menée, dévoilant des tendances similaires et fournissant, par l'étude des grandeurs locales à travers l'épaisseur, une explication physique des phénomènes.

L'importance de la prise en compte du gradient de viscosité dans l'épaisseur a donc été mise en évidence dans diverses configurations par l'utilisation d'une modélisation s'affranchissant des hypothèses classiques de REYNOLDS. Certaines ont cependant été conservées comme les conditions limites hors du contact :

- la zone d'entrée a été traitée comme remplie entièrement de lubrifiant
- la zone de sortie a été approchée par un modèle de changement de phase permettant une première approche des phénomènes dans cette zone, détaillée dans le chapitre V.

Après avoir étudié localement l'écoulement dans la zone du contact, les modélisations développées chapitre III permettent d'envisager une description de l'écoulement là où les hypothèses de film mince ne sont plus vérifiées. Les résultats dans ces zones et particulièrement dans la zone de sortie, font l'objet du chapitre suivant.

## V. Cavitation et effets capillaires dans la zone de sortie des contacts lubrifiés

De manière générale dans la littérature, la modélisation des contacts lubrifiés EHD repose sur des hypothèses de contact sur-alimenté et la zone de sortie est traitée par une annulation des pressions négatives. L'abscisse où le film de lubrifiant est rompu et la répartition du lubrifiant sur chaque surface des éléments solides constituant le contact restent encore inconnues. En effet, comme détaillé chapitre I, l'écoulement à surface libre hors de la zone pressurisée n'a été que très peu étudié. Il s'avère assurément beaucoup plus complexe que dans la zone du contact, les hypothèses de film mince n'étant plus valables, les effets capillaires et d'inertie pouvant dès lors jouer un rôle important [Tip68]. Ainsi, afin de maîtriser les quantités de lubrifiant à apporter au contact pour son bon fonctionnement et dans le but de comprendre les mécanismes de séparation et de formation du film lubrifiant, il sera nécessaire de s'intéresser plus précisément à cet écoulement diphasique (air/lubrifiant) engendré hors du contact.

En préambule, une approche expérimentale sera menée pour apporter des éléments supplémentaires à la compréhension de l'écoulement hors du contact. Selon les conditions opératoires, différents phénomènes physiques seront observés. Des modélisations spécifiques, principalement axées sur la zone de sortie, seront alors développées pour tenter de déterminer les mécanismes de rupture de film.

En lien avec le chapitre précédent, la modélisation NAVIER-STOKES sera utilisée en implémentant le modèle de changement de phase pour traiter la zone de sortie et le phénomène de cavitation vaporeuse. Les résultats seront décrits pour des contacts EHD linéiques et ponctuels puis comparés à des éléments de la littérature.

Dans un second temps, le modèle CAHN-HILLIARD (voir chapitre III) sera utilisé pour étudier l'écoulement à surface libre observé hors du contact. L'écoulement diphasique (air/lubrifiant) sera considéré et les résultats numériques seront confrontés à des résultats expérimentaux pour des contacts linéiques HD de grandes dimensions où les pressions restent relativement faibles et toujours supérieures à la pression de vapeur saturante. Le rôle des effets capillaires sur l'écoulement du lubrifiant dans la zone de sortie sera ensuite analysé pour différentes conditions cinématiques, ainsi que la répartition du lubrifiant sur chaque surface. Le modèle CAHN-HILLIARD sera également employé pour simuler la zone de sortie des contacts linéiques EHD. Les résultats dans cette zone seront finalement comparés à ceux obtenus par l'approche à changement de phase.

Enfin, afin de finaliser ce chapitre, les résultats d'une étude tridimensionnelle de l'écoulement diphasique (air/lubrifiant) autour du contact seront exposés.

## V.1 Problématique et approche expérimentale

Comme détaillé dans le chapitre I, la zone de sortie des contacts EHD a très peu été étudiée dans la littérature. Sa composition physique reste encore mal connue et, numériquement elle est très souvent réduite à une condition limite du champ de pression. Expérimentalement, une zone nommée zone de « cavitation » est observée [Goh01] pour des contacts ponctuels (sphère/plan) en diminuant l'entrefer entre les deux solides.

Afin de mettre en évidence cette zone, une étude expérimentale qualitative est menée ici sur un contact de type sphère/plan en roulement pur ( $SRR = 0$ ) et pour deux vitesses d'entraînement  $u_{moy}$  différentes. Les conditions opératoires et le banc d'essai utilisé (schématisé Figure V-1) sont décrits plus en détails en Annexe D. Cette approche se veut qualitative, compte tenu du fait que la distance entre les deux solides (entrefer) ne peut pas être imposée précisément sur l'appareil utilisé. Elle est en effet contrôlée manuellement et la charge normale sera une grandeur résultante mesurée.

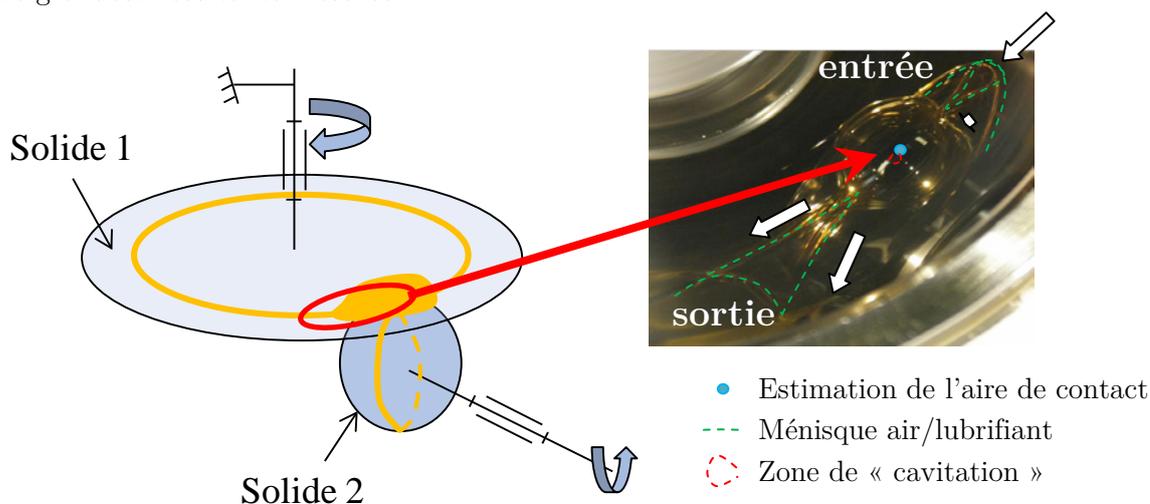


Figure V-1 - Schématisation du montage (à gauche) et visualisation macroscopique (à droite) des ménisques air/lubrifiant (en vert) et de la zone de « cavitation » (en rouge) - Représentation schématique de l'aire de contact par un disque bleu (à gauche)

Comme décrit chapitre I, les effets capillaires peuvent jouer un rôle important dans les zones d'entrée et de sortie du contact (voir étude des nombres sans dimension, Annexe B). Le

nombre capillaire  $Ca = \frac{\eta_0 u_{moy}}{\sigma}$  représentant l'importance des effets visqueux ( $\eta_0 u_{moy}$ ) par rapport aux effets capillaires ( $\sigma$ ) sera continuellement utilisé dans cette étude pour décrire l'écoulement dans ces zones.

L'allure générale des ménisques air/lubrifiant (à droite, Figure V-1) est illustrée en entrée et en sortie de contact. Le ménisque d'entrée semble fortement dépendant des conditions d'alimentation, et prend une forme complexe, comme modélisé et discuté en Annexe E. En sortie, le ménisque est beaucoup plus stable (pointillés verts).

La forme du ménisque de sortie est exposée en fonction de la charge appliquée pour un contact en roulement pur, dans une vue de dessus zoomée, pour  $u_{moy} = 0.4 \text{ m.s}^{-1}$  (soit  $Ca \approx 0.2$  avec  $\sigma \approx 0.032 \text{ N.m}^{-1}$  et  $\eta_0 = 0.015 \text{ Pa.s}$ ), Figure V-2, et  $u_{moy} = 2.2 \text{ m.s}^{-1}$  (soit  $Ca \approx 1$ ), Figure V-3. Une estimation grossière de la taille de la zone de contact EHD pour le cas à  $t = 30 \text{ s}$  (variant avec les conditions de fonctionnement) est reportée sur chaque cliché, par un disque bleu pour fournir un point de repère des dimensions macroscopiques du ménisque peu souvent étudiées. Les différentes tâches lumineuses blanches correspondent à des reflets du système d'éclairage nécessaire à la prise de vue (à ne pas prendre en compte).

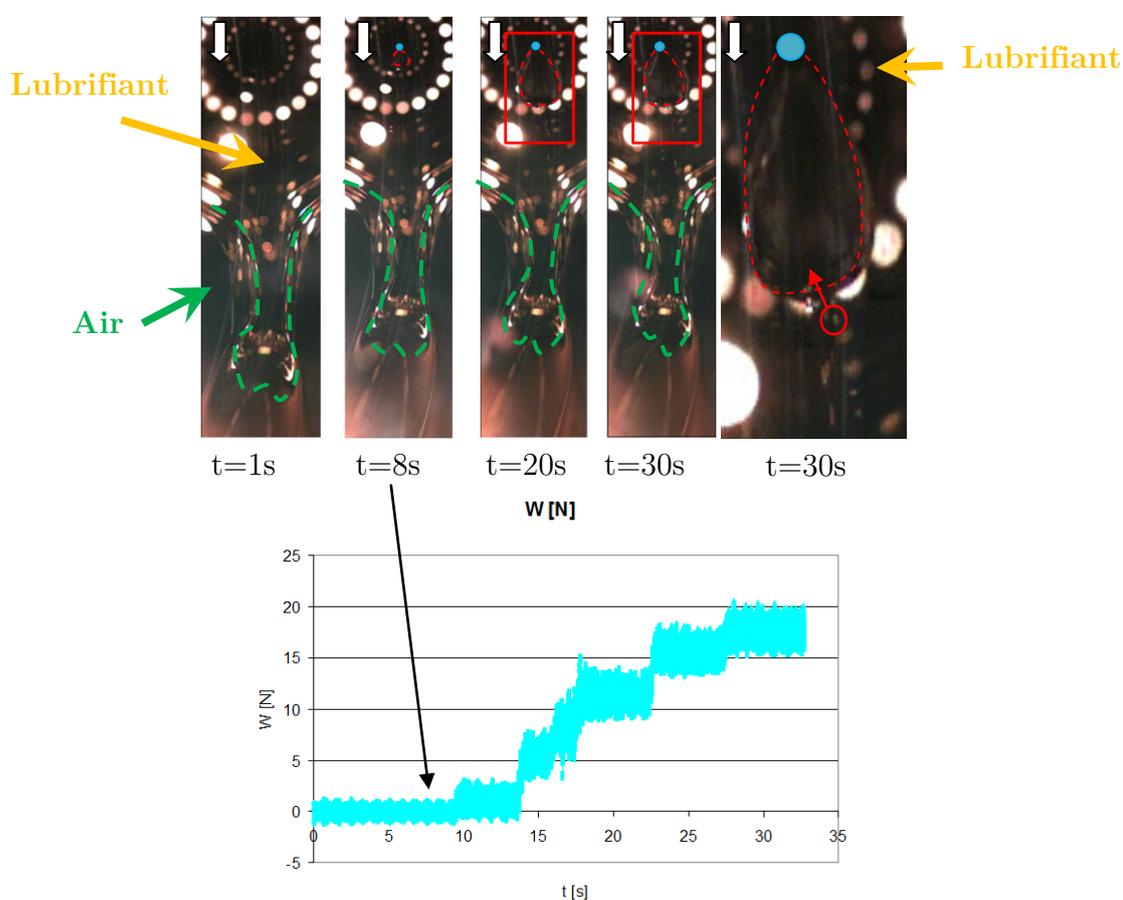


Figure V-2 - Au dessus : évolution du ménisque air/lubrifiant (en vert) en sortie d'un contact sphère/plan à  $SRR = 0$  et  $Ca \approx 0.2$ . Apparition de la « zone de cavitation » (en rouge), zoomée à  $t = 30 \text{ s}$  - En dessous : Charge normale mesurée,  $W$  en [N]

La première configuration, Figure V-2, représente l'écoulement du lubrifiant pour un nombre capillaire faible devant l'unité (où les effets capillaires prédominent sur les effets visqueux). Le ménisque air/lubrifiant en sortie est stable et semble faiblement dépendant de la charge normale appliquée. En effet, en réduisant l'entrefer estimé d'environ  $20 \mu\text{m}$  à  $0.5 \mu\text{m}$  (voir Annexe D), la géométrie macroscopique du contact n'étant que faiblement modifiée,

l'allure du ménisque est peu affectée. A  $t = 8$  s, la formation d'une bulle de « gaz » est observée très localement (encadrée en rouge Figure V-2). Celle-ci est contenue bien en amont du ménisque de sortie. Elle est située juste après la zone centrale du contact et aucune interaction entre le ménisque air/lubrifiant environnant et cette zone n'est observée. La portance hydrodynamique relevée étant bruitée, il est difficile de corréler précisément l'apparition de cette zone avec une valeur de l'effort obtenu pour ce cas. En diminuant toujours plus l'entrefer, cette zone s'étend. Pour une charge donnée, cette zone reste quasiment de même taille (4 plateaux où l'entrefer est fixé ont été effectués, voir Figure V-2, en dessous). Néanmoins, lorsqu'une bulle contenue dans le lubrifiant s'approche de cette zone, celle-ci est « aspirée » à l'intérieur et augmente la taille de cette zone à faible pression. Pour ce cas à  $Ca \approx 0.2$ , le ménisque air/lubrifiant extérieur n'est donc pas affecté par cette zone de « cavitation » durant toute la durée de l'essai, laissant place à deux problèmes découplés.

Dans la seconde configuration (Figure V-3), à vitesse plus élevée (et donc à nombre capillaire plus grand), les tendances observées sont différentes.

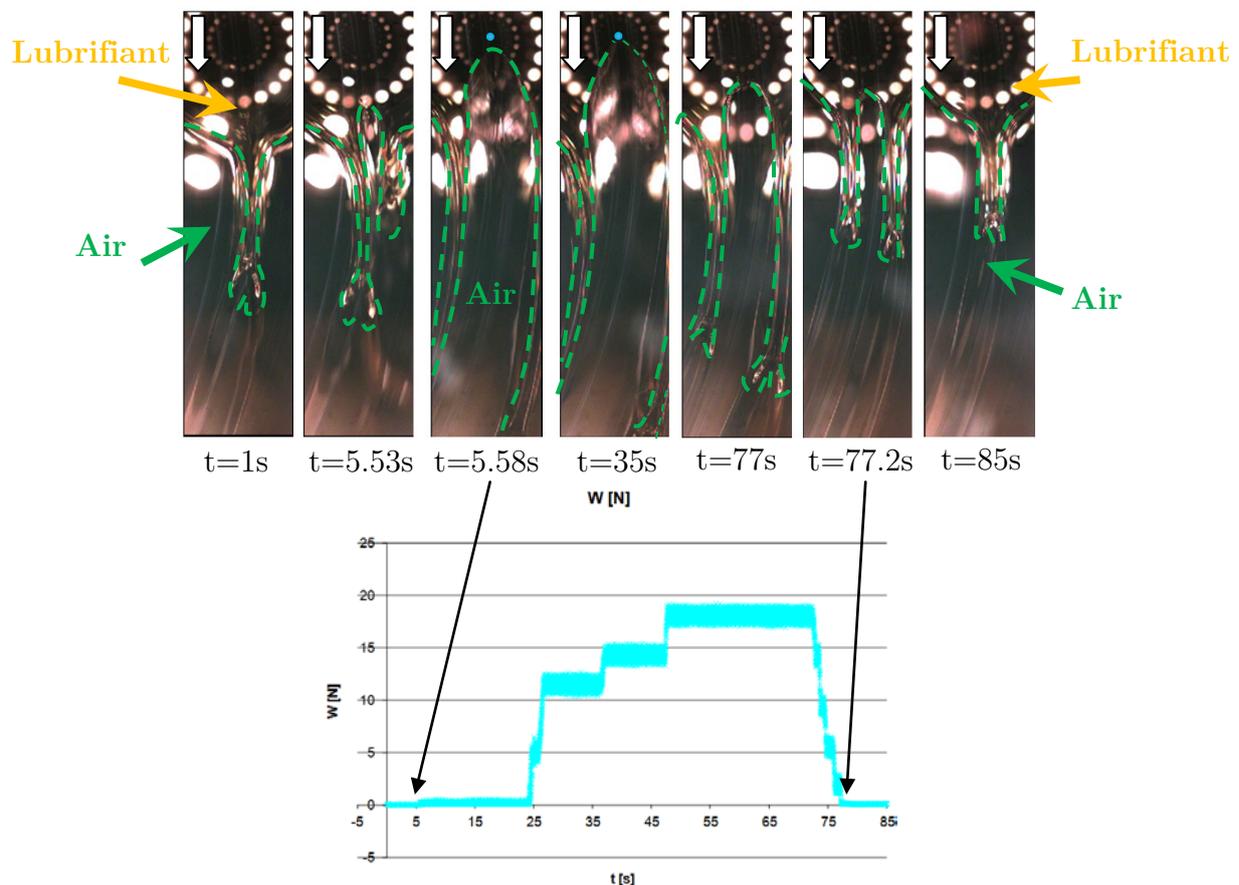


Figure V-3 - Au dessus : Evolution du ménisque air/lubrifiant (en vert) en sortie d'un contact sphère/plan en roulement pur et  $Ca \approx 1.1$  en diminuant l'entrefer jusqu'à  $t = 72$  s puis en augmentant jusqu'à  $t = 85$  s - En dessous : Charge normale mesurée,  $W$  en [N]

En effet, en approchant les deux surfaces, le ménisque air/lubrifiant se sépare en deux zones distinctes à la sortie du contact (voir pointillés verts à  $t = 5.53$  s, Figure V-3), jusqu'à jouxter le centre du contact (voir  $t = 5.58$  s, Figure V-3). En rapprochant toujours plus les surfaces

(voir  $t = 35$  s, Figure V-3), la charge augmente et le ménisque air/lubrifiant, résultant de la compétition entre effets visqueux et capillaires, n'est que très peu modifié. L'abscisse de sortie se rapproche alors du centre du contact et deux « bandes » de liquide distinctes sont observées en aval. En augmentant l'entrefer, le ménisque de sortie se reforme, reprenant une forme quasi-similaire à la configuration initiale. La zone de « cavitation » fermée (i.e. la bulle de gaz) observée précédemment n'est donc pas retrouvée dans ce cas, mais une zone où l'air environnant vient se mélanger au gaz formé en sortie de contact est observée.

Plus localement, pour des cas EHD, les différentes configurations identifiées précédemment sont obtenues par interférométrie (voir Annexe D), à charge constante, pour trois vitesses d'entraînement. Sur la Figure V-4 (inspirée de [Sta08]), les interférogrammes traduisent la zone hertzienne du contact ainsi que la zone de « cavitation » locale. En périphérie du contact, les ménisques air/lubrifiant sont également schématisés :

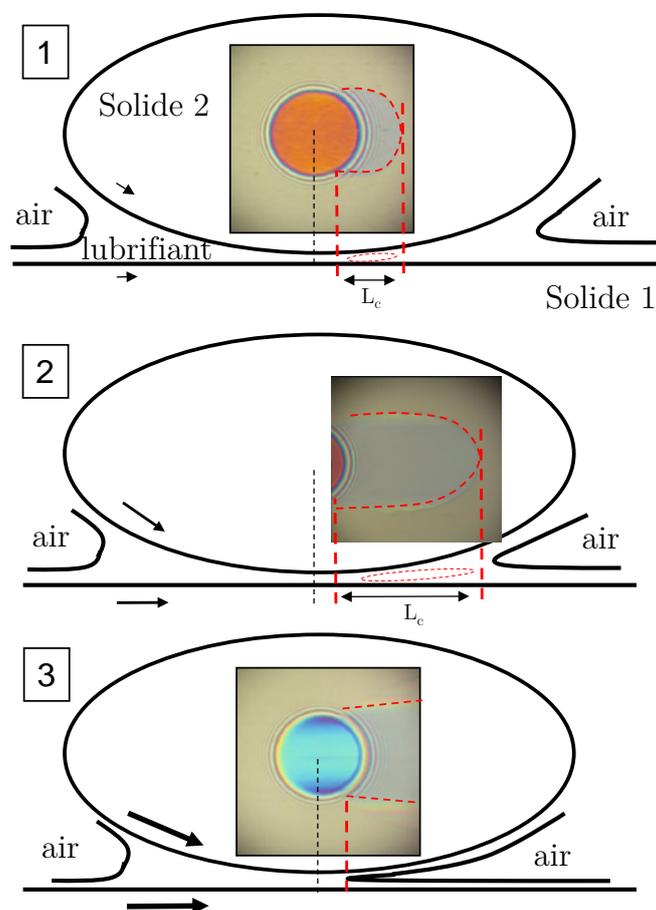


Figure V-4 - Représentations schématiques de la zone de sortie des contacts EHD illustrées par trois champs d'épaisseur de film pour les cas 1 et 2 où la zone de « cavitation » est fermée et, 3, où elle interagit avec le ménisque air/lubrifiant extérieur

- A très faibles vitesses d'entraînement (i.e. les forces capillaires sont grandes devant les forces visqueuses), la situation 1 Figure V-4, est observée. Le ménisque air/lubrifiant se situe loin de la zone de contact et une zone plus locale, nommée zone de « cavitation », contenue derrière le ménisque, n'interagit pas avec celui-ci. La taille de cette zone est

définie par la longueur  $L_c$ . La pression à l'intérieur de cette zone est inférieure à la pression ambiante [Sta08]. En effet, par l'action de la pression capillaire, le liquide et le gaz sont retenus derrière le ménisque air/lubrifiant.

- En augmentant la vitesse, situation 2, cette zone s'agrandit. L'interface entre la zone « cavité » et le lubrifiant devient de plus en plus instable (ondulation de l'interface).
- Lorsque la vitesse devient encore plus importante situation 3, la taille de la zone « cavité » augmente et celle-ci n'est alors plus fermée mais en interaction avec l'air environnant. La pression à l'intérieur de la zone « cavité » est supposée proche de la pression ambiante.

Concernant les aspects numériques, quelques travaux se sont intéressés plus en détails à cette zone de « cavitation », comme les approches par changement de phase de VAN ODYCK [VO01] ou d'HARTINGER et al. [Har08a], qui proposent des méthodes pour modéliser l'évolution du lubrifiant et de sa vapeur à travers l'épaisseur. En parallèle, par une approche utilisant l'équation de REYNOLDS et l'algorithme d'ELROD [Elr81], une estimation de la longueur de cette zone a été proposée pour des contacts ponctuels par STADLER et al [Sta08], montrant son évolution en fonction de différents paramètres (viscosité, géométrie, pression de vapeur saturante, etc.) à très faibles vitesses. Cependant, ces méthodes ne permettent pas de définir la quantité de lubrifiant sur chaque surface en sortie ni de modéliser l'interaction avec l'air environnant.

Une description qualitative de l'écoulement multi-phasique (lubrifiant/vapeur de lubrifiant/air) macroscopique, mettant en évidence l'apparition d'une zone de « cavitation » et son couplage potentiel avec le ménisque air/lubrifiant extérieur a été effectuée ici pour différents régimes de lubrification (du régime HD faiblement chargé jusqu'au régime EHD). La configuration pour laquelle le rôle de l'air environnant et les effets capillaires ne sont pas pris en compte et où la zone de « cavitation » est fermée (Figure V-4, situation 1 ou 2) est tout d'abord étudiée. En faisant également l'hypothèse que cette zone est issue du phénomène de « cavitation vaporeuse » (voir section II.1.1), le modèle de changement de phase est utilisé pour traiter le phénomène de changement de phase du liquide en vapeur.

## V.2 Cavitation vaporeuse

Après avoir été fortement comprimé et cisailé dans la zone du contact (voir chapitre IV), le lubrifiant est soumis à une brusque détente dans la zone de sortie des contacts EHD, due à la géométrie divergente. Afin de modéliser ce phénomène, l'hypothèse que le lubrifiant change d'état de manière isotherme (cavitation vaporeuse) lorsque la pression devient inférieure à la pression de vapeur saturante est effectuée. Les effets capillaires (i.e. le milieu extérieur) n'étant pas pris en compte, les comportements du liquide et de sa vapeur peuvent alors être approchés par un modèle à masse volumique variable (eq. (2.22)). Les résultats dans cette zone sont décrits ici pour deux géométries de contact différentes : linéique et ponctuel.

## V.2.1 Contacts linéiques

Le modèle à changement de phase a précédemment été validé pour des contacts hydrodynamiques avec d'autres modèles de la littérature (section III.6.3.1). Il a été utilisé chapitre IV pour traiter la zone de sortie des contacts TEHD. Les résultats dans cette zone sont étudiés ici. Les conditions de fonctionnement du contact sont identiques à celles utilisées chapitre IV et rappelées pour un cas isotherme Tableau V-1 :

Paramètres généraux	$R$ [m]	$u_{moy}$ [m.s <sup>-1</sup> ]	$w_1$ [N.m <sup>-1</sup> ]	$p_0$ [Pa]	$E'$ [Pa]	$\nu'$ [-]
Valeurs	0.01	2.5	1.10 <sup>5</sup>	1.10 <sup>5</sup>	2.19 10 <sup>11</sup>	0.3

Paramètres fluides	$\eta_0$ [Pa.s]	$\alpha_p$ [GPa <sup>-1</sup> ]	$\rho_0$ [kg.m <sup>-3</sup> ]	$\tau_0$ [Pa]	$\rho_v$ [kg.m <sup>-3</sup> ]	$c_v$ [m.s <sup>-1</sup> ]	$\eta_v$ [Pa.s]	$p_{sat}$ [Pa]
Valeurs	0.01	17.8	850	5.10 <sup>6</sup>	0.288	225	9.10 <sup>-6</sup>	5.10 <sup>4</sup>

**Tableau V-1 - Valeurs des différents paramètres relatifs aux cas EHD linéiques en régime isotherme présentés par la suite**

Les paramètres spécifiques au modèle de changement de phase sont : la masse volumique de la vapeur  $\rho_v$ , la vitesse du son dans ce milieu  $c_v$ , et enfin la pression de vapeur saturante  $p_{sat}$ , inférieure à la pression ambiante ( $p_0 = 1.10^5$  Pa). Les deux premiers paramètres ( $\rho_v$  et  $a_v$ ) sont issus de mesures de la littérature [Bai07]. L'influence de la pression de vapeur saturante sera étudiée par la suite compte tenu des éléments détaillés dans le chapitre II sur les propriétés des liquides sous tension.

En ce qui concerne le domaine numérique, la position de la condition limite latérale de sortie ( $\partial\Gamma_{3-out}$  voir Figure IV-1) se situe en  $x = 1.6 \cdot 10^{-3}$  m, soit environ  $16b$  (avec  $b$  la demi-longueur du contact), comme proposé dans [Sta08] pour s'assurer que les résultats sont indépendants de cette condition.

La proportion de vapeur  $\alpha = \frac{\rho - \rho_l}{\rho_v - \rho_l}$  résultante est représentée Figure V-5, en sortie d'un

contact EHD ( $M_1 = 9.5$  et  $L = 8.5$ ) en roulement pur ( $SRR = 0$ , première ligne) et en glissement pur ( $SRR = 2$ , seconde ligne). Une zone de vapeur est remarquée en sortie de contact, étendue sur une longueur d'environ 7 fois la demi-longueur de contact  $b = 0.1$  mm (délimitée pour  $\alpha < 0.9$ ). La longueur de cette zone cavité est sensiblement identique pour ces deux cas (plus grande de 2% pour le cas du roulement pur), indiquant une faible influence du taux de roulement/glissement. Cependant, ses dimensions ne peuvent être déterminées précisément par ce modèle de changement de phase compte tenu du fait que la zone de mélange, transition entre liquide et vapeur, s'étend sur une distance d'environ 0.15 mm. L'influence du maillage utilisé (Figure V-6 à gauche) a été étudiée mais aucune différence significative n'est notée en diminuant la taille de maille. Cette zone de mélange provient en effet de la description même du modèle utilisé et dépend des propriétés du liquide et de sa vapeur. En aval de cette zone de transition, la pression ambiante étant supérieure à la pression

de vapeur saturante, le lubrifiant est sous forme liquide et remplit entièrement l'entrefer ( $\alpha = 0$ ). Les valeurs du champ de pression résultant (exposé en pression absolue), inférieures à la pression de vapeur saturante  $p_{sat} = 5 \cdot 10^4$  Pa, sont représentées à droite Figure V-6.

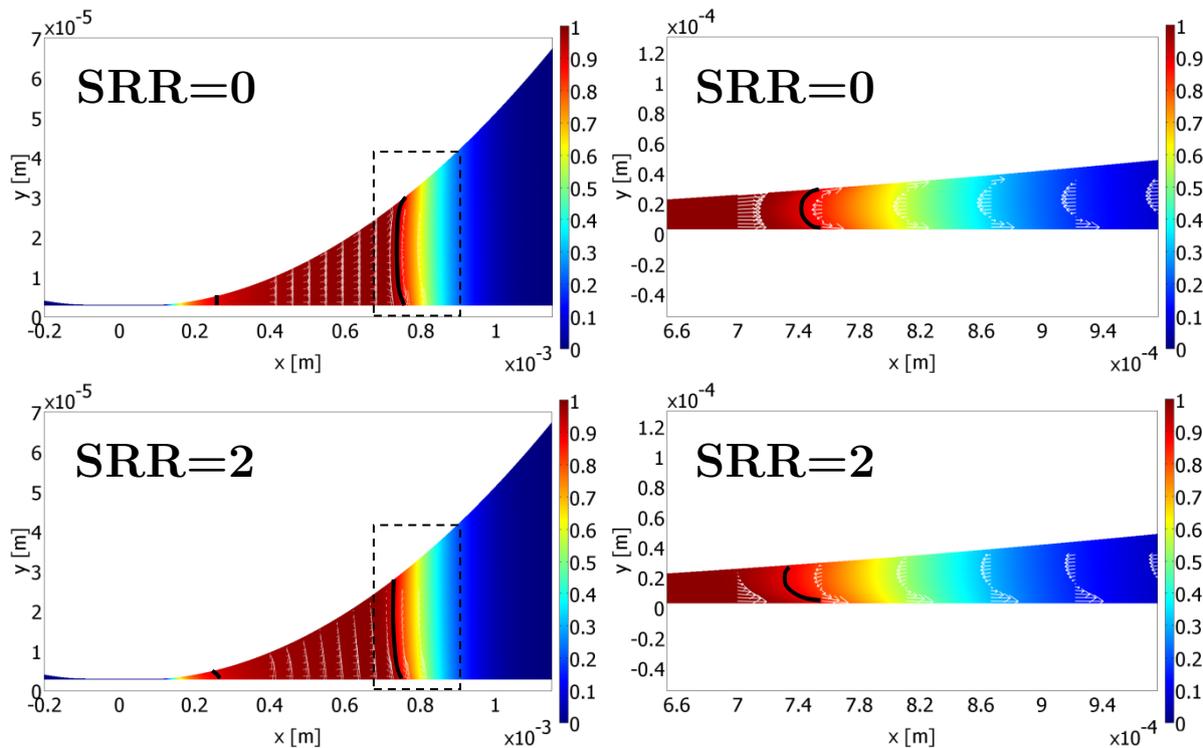


Figure V-5 - Proportion de vapeur  $\alpha$  en sortie d'un contact linéique isotherme EHD en roulement pur et en glissement pur - Champs de vitesse (flèches) - Isovaleur  $\alpha = 0.9$  (ligne noire) - A droite, représentation zoomée non déformée

Aucune variation significative de pression n'est remarquée à travers l'épaisseur de film et le minimum de pression reste ici strictement positif ( $1 \cdot 10^4$  Pa).

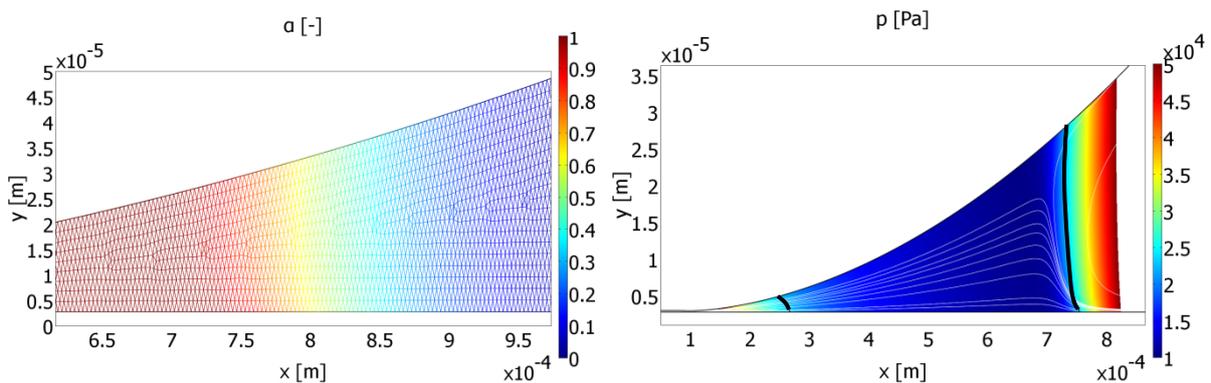


Figure V-6 - Maillage et représentation locale de la zone de transition liquide/vapeur,  $\alpha$  en couleur (à gauche) en glissement pur - Champ de pression ( $p < 5 \cdot 10^4$  Pa) et lignes de courant, traits noirs pour isovaleur de  $\alpha = 90\%$  (à droite)

En analysant les vecteurs vitesses en amont et en aval de la zone de transition Figure V-5, on remarque que le champ de vitesse est principalement de type COUETTE (voir définition Annexe A) dans la zone cavitée et un terme de POISEUILLE (voir définition Annexe A) prépondérant est généré en aval de cette zone pour respecter la conservation du débit (détaillée section III.6.1). En effet, dans la zone cavitée, la composante horizontale de vitesse  $u$  reste strictement positive et aucun débit inverse n'est donc observé. En aval de cette zone, pour respecter la conservation du débit dans le liquide, un terme de débit inverse ( $u < 0$ ) est engendré.

Comme discuté dans le chapitre II, des pressions absolues négatives et inférieures à la valeur de pression de vapeur saturante ont été relevées expérimentalement dans la zone cavitée par différentes études [Bro78]. L'influence de la pression de vapeur saturante sur la taille de cette zone cavitée est donc étudiée ici. La proportion de vapeur  $\alpha$  ainsi que le profil de pression sur la surface inférieure dans la zone de sortie sont représentés Figure V-7 en fonction de l'abscisse adimensionnée  $x/b$ , pour différentes valeurs de pression de vapeur saturante  $p_{sat}$ . Des valeurs de  $p_{sat} < 0$ , pouvant correspondre à une résistance du liquide à la traction sont également numériquement traitées pour étudier ce phénomène.

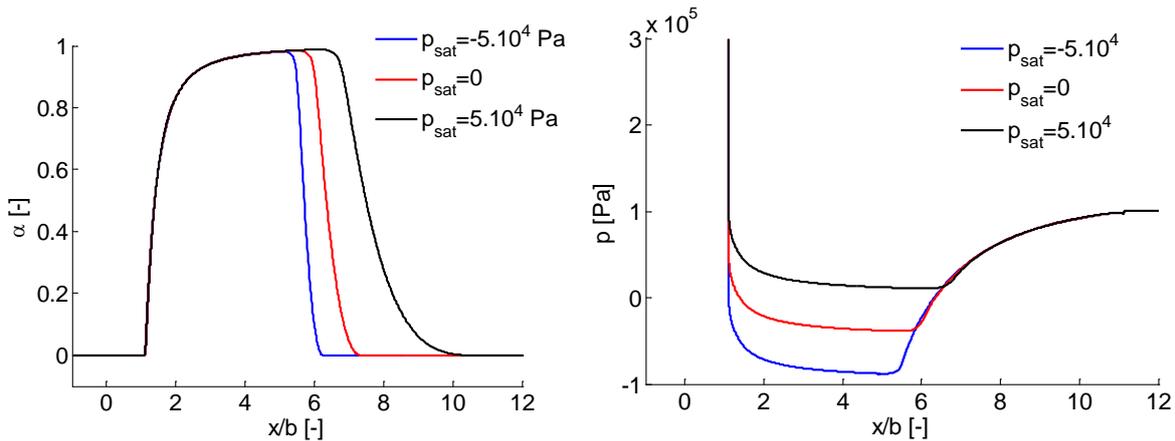


Figure V-7 - Evolution de la proportion de vapeur  $\alpha$  (à gauche) et de la pression (à droite) pour différentes valeurs de  $p_{sat}$  en [Pa]

Plus la pression de vapeur saturante diminue, plus la zone cavitée se réduit (à gauche, Figure V-7). En faisant varier la pression de vapeur saturante de  $5.10^4$  à 0 Pa, la longueur de la zone de cavitation est diminuée de 20% environ. En revanche compte tenu du fort gradient de pression dans la zone de constriction, l'abscisse à partir de laquelle le changement de phase se produit ( $x/b = 1.11$ ), n'est pas affectée. La modification de ce paramètre ( $p_{sat}$ ) engendre en effet un décalage de la pression minimum ( $p_{sat} - \Delta p$ ) sans influencer le gradient de pression horizontal (à droite, Figure V-7).

La pression de vapeur saturante nécessite donc une caractérisation précise pour étudier la taille de cette zone par cette méthode, mais n'influe que peu sur la prédiction de l'abscisse de rupture et sur l'allure du champ de pression en amont de celle-ci.

La modélisation à changement de phase permet donc de traiter la zone de sortie des contacts EHD de manière globale dans le cas d'un faible nombre capillaire, en utilisant une approche de type NAVIER-STOKES pour décrire le comportement du lubrifiant. Les résultats montrent la présence d'une zone de vapeur localisée à proximité du contact. En aval de cette zone, le liquide se reforme à travers toute l'épaisseur. Les minima de pression relevés restent alors proches de la pression de vapeur saturante.

Après avoir étudié cette zone pour des contacts linéiques, les résultats obtenus pour le cas du contact ponctuel sont discutés.

## V.2.2 Contacts ponctuels

Le modèle NAVIER-STOKES mise en œuvre chapitre III permet la résolution de contacts ponctuels isotherme, validée précédemment par comparaison des champs de pression et d'épaisseur de film calculés avec d'autres approches de la littérature utilisant des formulations de type REYNOLDS généralisées (III.6.3.2). Le comportement du liquide est résolu par l'approche NAVIER-STOKES à rhéologie non newtonienne (section III.2.2.1) et le couplage fluide/solide est assuré par la méthode du maillage mobile (section III.3).

Afin de simuler la zone de sortie, le domaine est étendu en positionnant la frontière en aval ( $\partial\Gamma_{3-out}$ ) à 10 fois la longueur du contact pour réduire le temps de calcul. La frontière latérale selon l'axe  $z$  est positionnée à 5 fois la longueur du contact. Le modèle de changement de phase (eq. (2.22)) est utilisé avec des paramètres identiques à ceux décrits pour le cas du contact linéique, Tableau V-1. Les résultats pour la proportion de vapeur sont représentés pour des cas de glissement pur Figure V-8, pour deux valeurs différentes de pression de vapeur saturante.

Comme pour les cas linéiques, une zone de vapeur localisée en sortie du contact est obtenue. Cette zone est « fermée » et forme une « poche » de vapeur en sortie du contact pour ces cas où la pression de vapeur saturante est inférieure à la pression ambiante. Aucune variation significative de la proportion de vapeur  $\alpha$  n'est observée à travers l'épaisseur de film.

De faibles oscillations d'origine numérique sur la masse volumique sont observées. En effet, la résolution de ces cas tridimensionnels ne permet pas d'imposer un maillage suffisamment fin dans la zone de sortie (taille de maille environ  $0.05/a$  selon  $\mathbf{x}$  et  $\mathbf{z}$  et de deux à trois éléments dans l'épaisseur, selon  $\mathbf{y}$ ). Or comme décrit section III.5.3.1 et compte tenu des forts gradients de masse volumique en sortie, des itérations sont nécessaires pour atteindre la valeur de la masse volumique de la vapeur de lubrifiant  $\rho_{vap}$ , issue de la loi d'état utilisée. Contrairement aux cas linéiques, un nombre important d'itérations (environ 20) est requis ici pour obtenir la convergence de l'algorithme. Ces oscillations numériques, qui se manifestent proches de la zone d'épaisseur minimale et dans la zone de sortie, sont observées pour la masse volumique (à droite, Figure V-8) mais aucun effet n'est cependant noté sur les champs d'épaisseur de film et de pression.

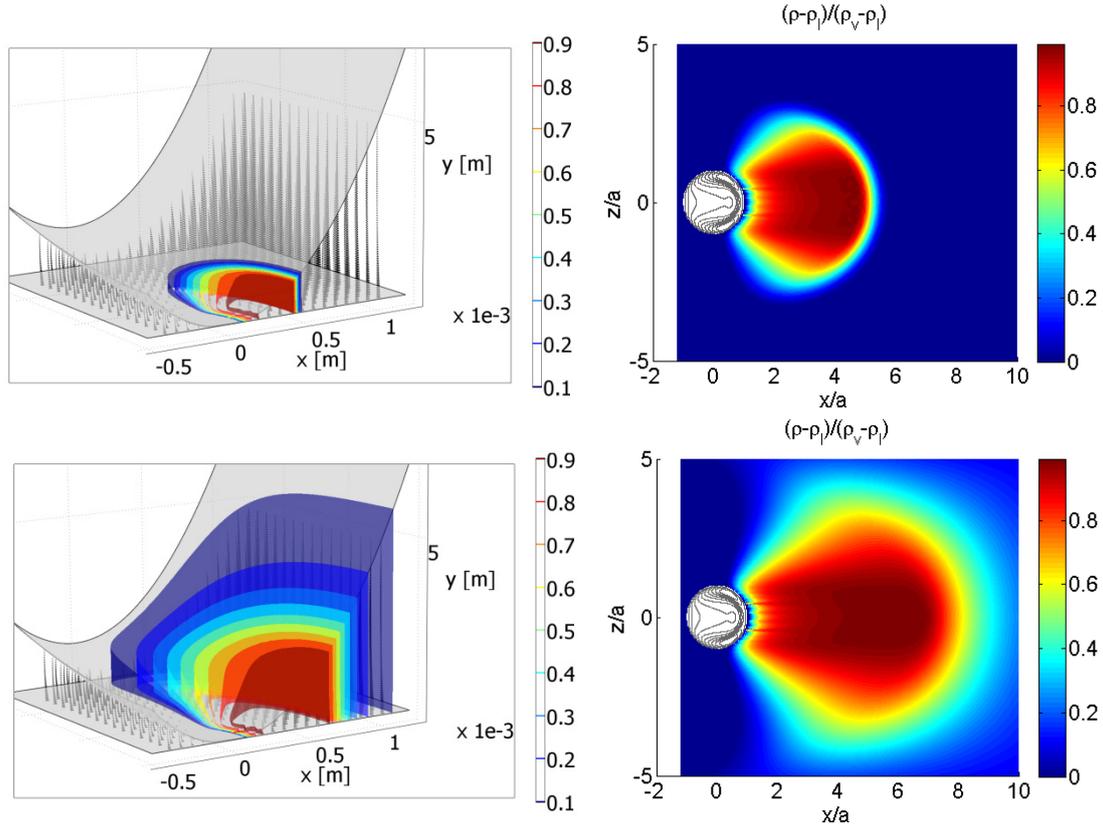


Figure V-8 - Proportions de vapeur  $\alpha = \frac{\rho - \rho_l}{\rho_v - \rho_l}$  en sortie d'un contact ponctuel EHD à travers l'épaisseur (isovaleurs) à gauche et vue de dessus, à droite, avec  $\alpha$  en couleur et isocontours d'épaisseur de film en gris pour deux valeurs de pressions de vapeur saturante,  $p_{sat} = -2.10^5$  Pa (en haut) et  $p_{sat} = 5.10^4$  Pa (en bas)

Les résultats obtenus par cette approche NAVIER-STOKES avec changement de phase sont alors comparés à ceux de STADLER et al. [Sta08] utilisant l'algorithme d'ELROD pour estimer la longueur de cette zone pour des cas à roulement pur et à faibles vitesses. Ils obtiennent une prédiction de la longueur  $L_c$  de cette zone (voir Figure V-4) en corrélant leurs résultats avec une approche expérimentale, en fonction des paramètres du contact EHD ( $M$ ,  $L_M$ ) et de la valeur de la pression de vapeur saturante  $p_{sat}$  :

$$\tilde{L}_c = \frac{L_c}{a} = 9.2 \cdot M^{-0.27} \cdot L_M^{0.3} \cdot \left( \frac{p_{ref}}{p_{sat}} \right)^{0.32} \quad (5.1)$$

avec  $p_{ref} = 1.10^5$  Pa, la pression de référence.

Les résultats sont comparés pour les cas exposés (Figure V-8) avec  $M = 43.7$  et  $L_M = 8.5$  et les deux valeurs de pression de vapeur saturante utilisées. L'équation (5.1) donne pour  $p_{sat} = 5 \cdot 10^4$  Pa :  $\tilde{L}_c = 7.8$  et pour  $p_{sat} = -2 \cdot 10^5$  Pa :  $\tilde{L}_c = 5.1$ . Avec la définition proposée précédemment pour la mesure de la longueur cavité dans notre approche, les valeurs mesurées numériquement sont  $\tilde{L}_c = 7.2$  et  $\tilde{L}_c = 4.9$  soit un écart de 8% entre les deux approches. Les mêmes résultats sont donc retrouvés pour les deux cas comparés à propos des dimensions de

cette zone de vapeur. Cependant, comme illustré en bas Figure V-8, pour modéliser rigoureusement ce phénomène, le domaine numérique nécessiterait d'être étendu. Or, comme présenté expérimentalement section V.1, l'environnement de l'écoulement peut jouer un rôle très important sur la position des ménisques, dépendant des conditions d'alimentation et des effets capillaires. Que ce soit pour le cas du contact linéique ou ponctuel, le modèle de changement de phase utilisé permet donc d'approcher la taille de la zone cavitée quand celle-ci est localisée proche de la zone de contact, en amont du ménisque air/lubrifiant de sortie (situation 1 ou 2 Figure V-4), c'est-à-dire quand les effets capillaires dominent. Il fournit une condition de sortie adéquate pour les approches de type NAVIER-STOKES, basée sur l'hypothèse d'une « cavitation vaporeuse » du lubrifiant. Les résultats obtenus sont en bon accord avec les modélisations de type REYNOLDS utilisant l'algorithme d'ELROD [Sta08], puisque l'approche par changement de phase est ici liée à l'évolution de la masse volumique en fonction de la pression, qui ne varie que très peu dans l'épaisseur de film.

Néanmoins, cette configuration où la zone de cavitation est fermée et contenue derrière le ménisque air/lubrifiant se retrouve dans des cas particuliers de contact à faible vitesse d'entraînement. Pour les cas à vitesse plus élevée, c'est-à-dire où les forces visqueuses prennent le pas sur les forces capillaires, le lubrifiant évolue dans un contact « ouvert » en sortie, où l'air environnant peut jouer un rôle important. Afin d'apporter des éléments de réponse supplémentaires dans la compréhension de cette zone et la prédiction de la quantité de lubrifiant restant sur chaque surface, il semble nécessaire de s'intéresser non pas seulement à l'état local du lubrifiant, mais à l'écoulement global dans et autour du contact. Pour ce faire, une étude de l'écoulement diphasique (air/lubrifiant) utilisant l'approche CAHN-HILLIARD mise en œuvre chapitre III, est accomplie.

### V.3 Ecoulement à surface libre hors de la zone de contact : cas du contact HD linéique

Dans le but de comprendre les phénomènes principaux rencontrés dans l'écoulement du lubrifiant dans la zone de rupture de film, différentes analyses sont menées pour des contacts HD linéiques. Ce type de contacts se rencontre dans des roulements de grande dimension, faiblement chargés [Dal80]. Les échelles caractéristiques étant importantes ( $O(h) \approx 10 - 100 \mu\text{m}$ ) et le cisaillement très faible, les effets thermiques (tout comme la déformation des solides) ne seront pas pris en compte ici. De plus, comme présenté précédemment Figure V-2, la position du ménisque air/lubrifiant extérieur est peu affectée par la variation de la charge.

Un modèle analytique simplifié sera tout d'abord développé, servant de référence par la suite, puis l'approche numérique CAHN-HILLIARD sera appliquée. Les résultats seront confrontés à des résultats expérimentaux de la littérature. La zone d'entrée sera simplement considérée ici comme suffisamment remplie de lubrifiant (condition de sur-alimentation) et ne sera pas étudiée. Une étude préliminaire portant sur la compréhension des mécanismes d'alimentation et d'éjection du lubrifiant dans cette zone d'entrée est cependant proposée en Annexe E.

### V.3.1 Etude analytique

Dans le but d'étudier la validité des différentes hypothèses simplificatrices usuellement utilisées en lubrification, un modèle analytique basé sur l'équation de REYNOLDS (voir détails en Annexe A). Le contact est composé d'un plan (Solide 1) animé d'une vitesse linéaire  $u_1$  et d'un cylindre (Solide 2) animé d'une vitesse angulaire  $\omega_2$  (soit  $u_2 = \omega_2 R$  en  $x = 0$ ), séparés par un domaine fluide d'épaisseur centrale  $h = h_0$  (Figure V-9). Les déformations des solides ne sont pas prises en compte ici.

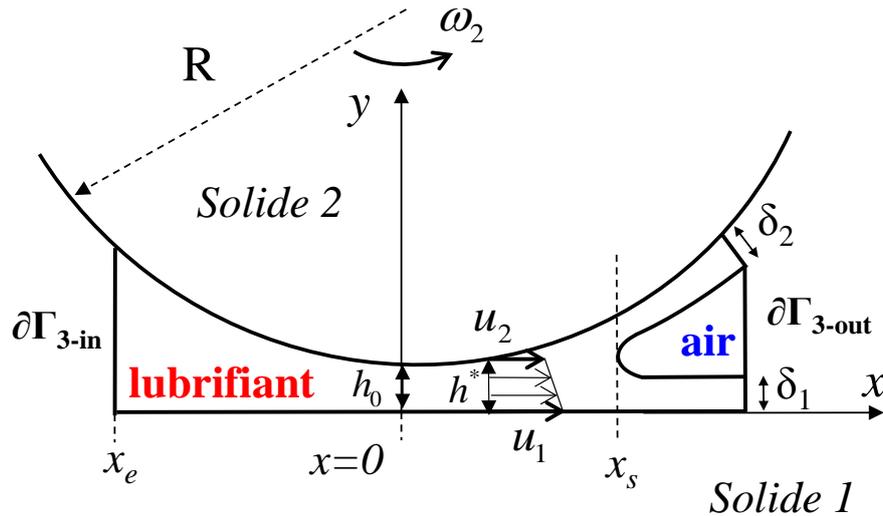


Figure V-9 - Géométrie du contact HD et définitions

En approximant la géométrie du contact par une parabole et sous diverses hypothèses (hypothèses de REYNOLDS détaillées en Annexe A), une équation différentielle décrivant le champ de pression en fonction de l'épaisseur de film est obtenue. Deux conditions limites sont nécessaires pour sa résolution : une en entrée ( $x = x_e$ ) définissant à partir de quelle abscisse la pression est générée et une en sortie correspondant à l'abscisse de séparation du film ( $x = x_s$ ). La zone d'entrée n'étant pas traitée ici, l'hypothèse que l'écoulement est sur-alimenté et que la condition limite se situe à l'infini en amont du contact, est adoptée.

Pour la condition de sortie (voir Figure V-10), la condition de HOPKINS et PRANDTL [Hop57] est utilisée, imposant la position de l'abscisse de sortie  $x_s$  là où il se manifeste un point de coordonnées  $(x_s, \bar{y})$  où la vitesse horizontale et sa dérivée verticale sont nulles  $\left( u = \frac{du}{dy} = 0 \right)$ .

L'épaisseur  $h^*$  (Figure V-9) correspond à l'épaisseur pour laquelle le gradient de pression est nul et le profil de vitesse est linéaire. Le débit de lubrifiant passant dans le contact  $Q$ , peut donc être directement relié à cette grandeur par  $Q = \frac{u_1 + u_2}{2} h^*$ .

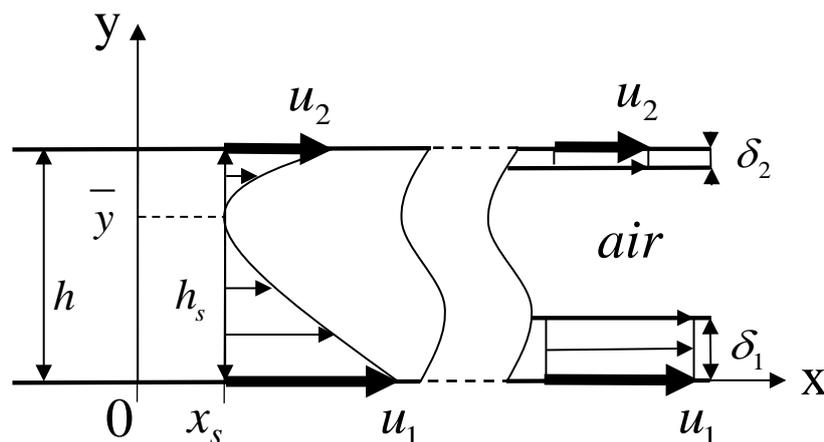


Figure V-10 - Condition limite de sortie en  $x = x_s$  pour  $\left(u = \frac{du}{dy} = 0\right)$  et répartition du lubrifiant après séparation du film

Après quelques développements (voir Annexe A), et pour  $u_m \neq 0$ ,  $\eta \neq 0$  et  $-2 \leq SRR \leq 2$ , la relation (5.2) est trouvée, reliant l'épaisseur de séparation  $h_s$  (en  $x = x_s$ ) à l'épaisseur  $h^*$  en fonction d'un seul paramètre, le taux de roulement glissement  $SRR$  :

$$\frac{h_s}{h^*} = \frac{3}{2 - \sqrt{1 - \left(\frac{SRR}{2}\right)^2}} \quad (5.2)$$

De manière purement cinématique (eq. (5.2)) et pour un débit identique, la zone de sortie d'un contact en roulement pur ( $SRR = 0$ ,  $\frac{h_s}{h^*} = 3$ ) sera donc deux fois plus étendue que celle d'un contact en glissement pur ( $SRR = 2$ ,  $\frac{h_s}{h^*} = \frac{3}{2}$ ) pour les hypothèses admises.

Afin de déterminer la répartition du lubrifiant en sortie en fonction de  $SRR$ , une hypothèse supplémentaire est nécessaire. En effet, le développement précédent est valide sous les hypothèses de REYNOLDS, impliquant l'hypothèse d'un fluide continu, et ne peut donc être utilisé en aval de la zone de sortie. Dans le but d'estimer la quantité de lubrifiant sur chaque surface après rupture du film, on fait l'hypothèse arbitraire que le lubrifiant se répartit sur chaque surface par conservation du débit (sans effet de tension de surface) de la manière suivante : on considère que pour  $h = h_s$ , la quantité de lubrifiant située au-dessus de l'ordonnée  $\bar{y}$  (voir Figure V-10) est entraînée par la surface supérieure et celle en-dessous de  $\bar{y}$  par la surface inférieure (voir Figure V-10). La répartition de lubrifiant en sortie de contact  $\Delta$  peut alors être obtenue en fonction de  $SRR$  seulement :

$$\Delta = \frac{\delta_1}{\delta_1 + \delta_2} = \frac{1}{2} + \frac{SRR \left( 1 + \sqrt{1 - \left( \frac{SRR}{2} \right)^2} \right)}{-SRR^2 + 8 \left( 1 + \sqrt{1 - \left( \frac{SRR}{2} \right)^2} \right)} \quad (5.3)$$

avec  $\delta_1$  et  $\delta_2$  les épaisseurs des couches de lubrifiant sur la surface inférieure et supérieure respectivement.

Cette expression permet donc de prédire la répartition relative du lubrifiant en fonction du taux de roulement/glisement seul. Cependant, afin de valider ou réfuter les nombreuses hypothèses utilisées dans ce modèle analytique (film mince, effet négligeable de la tension de surface, position du ménisque de sortie en un point arbitraire, répartition arbitraire du lubrifiant...), une modélisation plus complète serait nécessaire. En effet, le rôle des effets capillaires a par exemple été fortement suspecté dans la littérature et la position de l'abscisse de sortie arbitrairement choisie analytiquement, n'a pas d'origine physique. Ainsi, le modèle CAHN-HILLIARD est employé pour apporter des éléments supplémentaires à la compréhension des phénomènes présents dans la zone de sortie.

### V.3.2 Etude numérique et validation expérimentale

Dans la zone de sortie des contacts HD, le film de lubrifiant se sépare en formant un ménisque air/lubrifiant. En effet, à cause de la géométrie divergente, le liquide est « étiré » entre les surfaces mobiles et sa pression chute fortement. L'air environnant tend à être aspiré dans le contact et un ménisque air/lubrifiant est observé.

Comme détaillé dans la littérature [Coy70], les dimensions caractéristiques horizontales et verticales de ce ménisque sont du même ordre de grandeur. Ainsi, en effectuant une analyse des nombres sans dimensions (voir Annexe B), on remarque que les hypothèses des films minces ne sont pas applicables dans cette zone. Les effets capillaires par exemple peuvent jouer un rôle important sur l'écoulement, ainsi que les effets d'inertie.

Un second aspect, non-pris en compte dans ce travail et propre à la géométrie cylindre/plan, est le phénomène de digitation observé par différents auteurs et détaillé par DALMAZ dans [Dal79]. Il consiste en l'existence d'une instabilité spatiale dans la direction perpendiculaire à l'écoulement (la direction  $\mathbf{z}$  dans notre étude), issue d'une compétition entre effets visqueux et effets capillaires [Guy01]. La modélisation proposée étant bidimensionnelle ( $\mathbf{x}, \mathbf{y}$ ), cet effet (selon  $\mathbf{z}$ ) ne pourra pas être pris en compte. Cependant, cette instabilité étant périodique spatialement [Dal79], une valeur moyenne sera utilisée par la suite pour comparer les résultats expérimentaux et numériques.

Afin de comparer les résultats, deux cas HD faiblement chargés sont résolus. Les conditions opératoires sont détaillées Tableau V-2 et issues de FLOBERG [Flo65], Figure V-11-(a), et DALMAZ [Dal80], Figure V-11-(b).

	$R$ [m]	$h_0$ [m]	$u_1$ [m.s <sup>-1</sup> ]	$u_2$ [m.s <sup>-1</sup> ]	$\eta_{air}$ [Pa.s]	$\eta_0$ [Pa.s]	$\rho_{air}$ [kg.m <sup>-3</sup> ]	$\rho_0$ [kg.m <sup>-3</sup> ]	$\sigma$ [N.m <sup>-1</sup> ]	$\theta_s$ [rad]
Figure V-11 (a)	0.05	4e-4	0.131	0	1e-5	0.114	1	850	0.032	$\frac{\pi}{3}$
Figure V-11 (b)	0.1214	2e-5	0.27	0	1e-5	0.47	1	850	0.032	$\frac{\pi}{3}$
Figure V-12 (a)	0.1214	9.5e-5	[0.02 ... 1]	[0.02 ... 1]	1e-5	0.0324	1	850	0.032	/
Figure V-12 (b)	0.1214	9.5e-5	[0.02 ... 1]	0	1e-5	0.0324	1	850	0.032	$\frac{\pi}{3}$

Tableau V-2 - Valeurs des différents paramètres relatifs aux résultats montrés Figure V-11 et Figure V-12

Les propriétés de mouillabilité (la tension de surface  $\sigma = 0.032$  N.m<sup>-1</sup> et l'angle de mouillage  $\theta_s = \frac{\pi}{3}$  rad) sont fournies dans [Dal80] et seront également utilisées pour la comparaison avec [Flo65]. Les propriétés de l'air (masse volumique  $\rho_{air}$  et viscosité  $\eta_{air}$ ) sont choisies en utilisant des valeurs courantes (voir Tableau V-2). Enfin, les conditions limites de pression ambiante (relative) sont fixées à  $p_0 = 0$ .

Les champs de pression adimensionnés issus de l'approche CAHN-HILLIARD sont tracés sur la frontière lubrifiant/solide supérieure en fonction de l'abscisse de contact adimensionnée (Figure V-11).

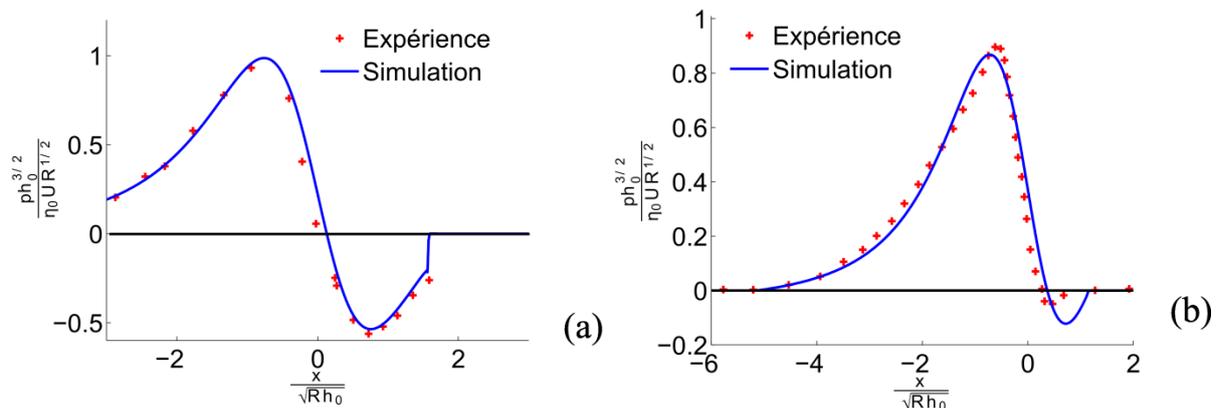


Figure V-11 - Confrontation expérimentale/numérique des profils de pression obtenus expérimentalement pour deux cas HD par FLOBERG [Flo65] (a) et DALMAZ [Dal80] (b)

Les Figure V-11-(a) et Figure V-11-(b) montrent un bon accord entre les résultats expérimentaux et les présents résultats. Pour le cas (a), l'entrefer  $h_0$  est fixé dans l'expérience. Le profil de pression résultant et la position de l'abscisse de sortie semblent en très bon accord avec les mesures. Pour le cas (b), c'est la charge qui est fixée dans l'expérience [Dal80]. Une information sur l'épaisseur de film centrale est fournie ( $h_0 \approx 20 \mu\text{m}$ ) et utilisée pour la

comparaison numérique. Un léger écart entre le maximum de pression et la position de l'abscisse de sortie est remarqué, pouvant être expliqué par un manque de précision sur ce cas. En effet, la charge numérique résultante est environ 5% inférieure à la charge fixée expérimentalement.

Les abscisses de sortie  $x_s$  (voir définition Figure V-9) ont également été relevées expérimentalement pour différents cas (détailés Tableau V-2) par DALMAZ [Dal79] en fonction du nombre capillaire  $Ca = \frac{\eta_0 u_{moy}}{\sigma}$  (voir Annexe B). Il montre la dépendance de l'abscisse de sortie à ce nombre sans dimension, représentant l'importance des effets visqueux par rapport aux effets capillaires, et jouant un rôle prépondérant sur l'écoulement dans cette zone. Ses résultats sont alors comparés Figure V-12 aux résultats obtenus numériquement par le modèle CAHN-HILLIARD et analytiquement par l'approche développée section V.3.1. Deux cas sont traités, l'un en roulement pur ((a),  $SRR = 0$ ) l'autre en glissement pur ((b),  $SRR = 2$ ).

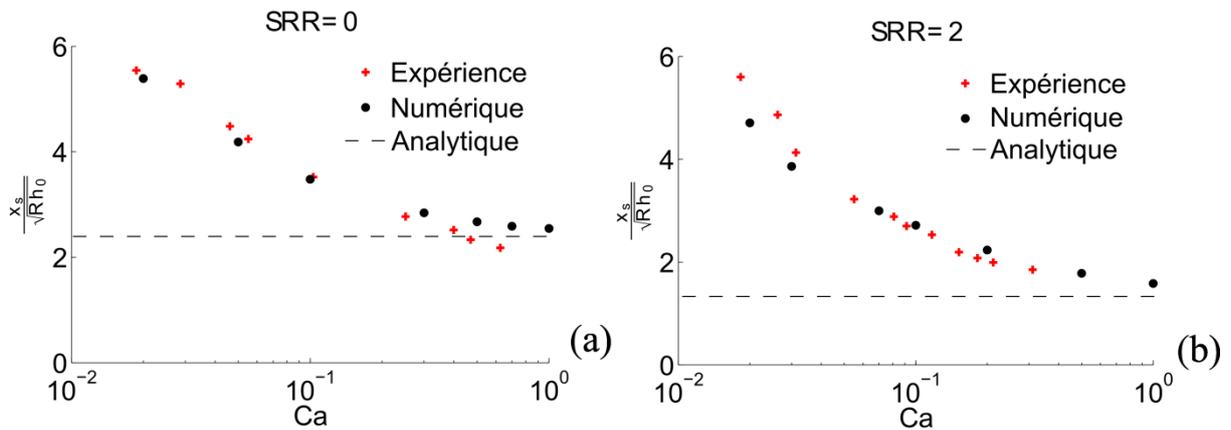


Figure V-12 - Evolution des abscisses du ménisque de sortie en fonction du nombre capillaire, obtenues expérimentalement [Dal79], numériquement et analytiquement pour un cas de roulement pur (a) et un cas de glissement pur (b)

Les résultats numériques et expérimentaux [Dal79] sont en bon accord (Figure V-12) tant sur les tendances que quantitativement. Concernant le modèle analytique, celui-ci ne prend pas en compte les effets capillaires affectant fortement la position de l'abscisse de sortie pour des nombres capillaires inférieurs à 1 et ne peut donc pas être utilisé pour prédire l'abscisse de sortie dans ces cas. Par ailleurs, on retrouve qu'à nombre capillaire égal, l'abscisse de sortie se situe toujours plus loin du centre du contact pour les cas de roulement pur. La pression derrière le ménisque est donc toujours plus « négative » en roulement pur qu'en glissement pur, amplifiant le phénomène « d'étirement » du lubrifiant pour  $SRR = 0$ .

D'autres approches, beaucoup plus abouties que le modèle analytique présenté, ont été développées dans la littérature pour prendre en compte les effets capillaires. Inspirés par les travaux de TAYLOR [Tay63], COYNE et ELROD [Coy70, Coy71] proposent par exemple une condition de sortie fonction du nombre capillaire, pour le cas du glissement pur. Compte tenu des hypothèses effectuées, cette approche de la littérature ne peut cependant prédire l'écoulement dans tout le contact et est difficilement adaptable à d'autres conditions

cinématiques. Pour d'autres applications (étude du procédé d'enduction par rouleaux), GASKELL et al. [Gas01] développent un modèle permettant une première étude de l'écoulement complet mais pour de faibles nombres capillaires ( $Ca < 0.04$ ). Les résultats de notre modélisation CAHN-HILLIARD sont comparés (Figure V-13) avec ceux obtenus par COYNE-ELROD [Coy71, Coy70] (pour un cas de glissement pur), sur un critère représentant la quantité de lubrifiant sur la surface inférieure  $\delta_1$ , adimensionnée par l'épaisseur de film de sortie  $h_s$ .

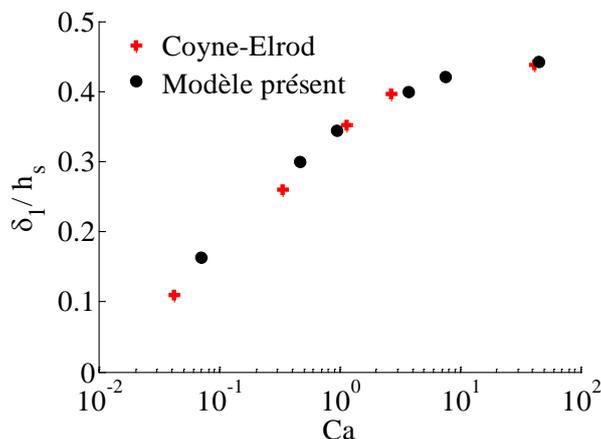


Figure V-13 - Comparaisons avec le modèle de COYNE-ELROD [Coy70] en glissement pur ( $SRR = 2$ )

Nos résultats présentés Figure V-13 sont également en très bon accord avec le modèle de COYNE-ELROD prédisant la quantité de lubrifiant en fonction de l'épaisseur de sortie pour un cas de glissement pur.

Une fois l'approche validée par des résultats expérimentaux, le modèle CAHN-HILLIARD permet désormais d'étudier précisément l'écoulement à surface libre du lubrifiant dans des cas de contact à roulement/glissement combinés et sous l'action des forces capillaires.

### V.3.3 Effets capillaires dans la zone de sortie

Comme décrit précédemment, le nombre capillaire  $Ca$  se révèle être un paramètre déterminant sur la position de l'abscisse de séparation du film de lubrifiant. L'écoulement diphasique (air/lubrifiant) est étudié en sortie de contact pour des cas de glissement pur et de roulement pur, à géométrie imposée, et pour différentes valeurs de tension de surface (i.e. du nombre capillaire). La distribution des phases liquide et gazeuse est représentée Figure V-14 et Figure V-16 à l'équilibre thermodynamique, pour différentes valeurs de  $Ca$  et pour deux valeurs de  $SRR$  caractéristiques : 0 (roulement pur) et 2 (glissement pur). Les caractéristiques du contact sont identiques à celles utilisées pour la Figure V-12 (b) et détaillées dans le Tableau V-2.

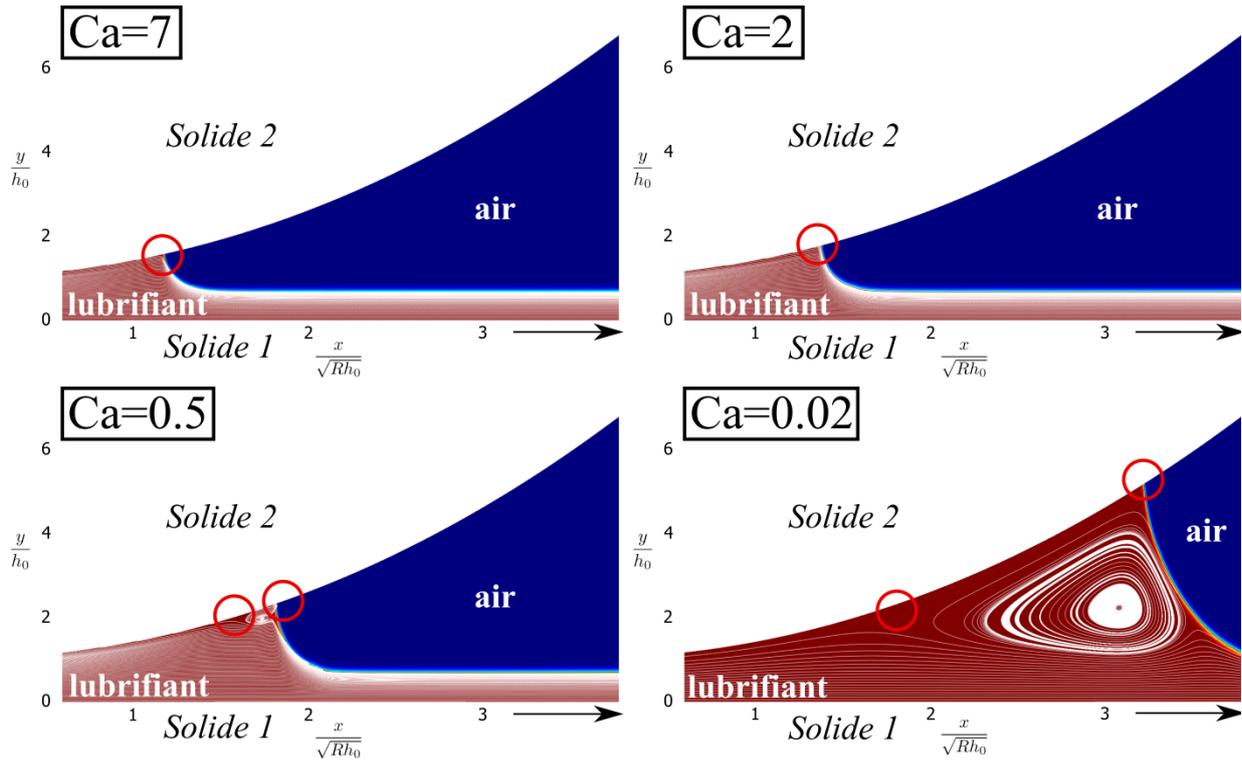


Figure V-14 - Distributions des phases en sortie pour  $SRR = 2$  et différentes valeurs du nombre capillaire,  $Ca$  - Lignes de courant dans le liquide en blanc - Points d'arrêt en rouge

Pour le cas du glissement pur (Figure V-14), une couche de lubrifiant d'épaisseur constante borde la paroi inférieure mobile. La présence d'une zone de recirculation en amont de l'interface lubrifiant/air est remarquée (lignes de courant en blanc) lorsque le nombre capillaire devient inférieur à l'unité. En effet, plus ce nombre est faible, plus la pression capillaire (négative) est importante derrière le ménisque et plus la quantité de liquide retenu est conséquente. Ainsi, une zone de recirculation est générée entre le point d'arrêt situé où  $u = v = 0$  et le point triple de raccordement interface/solide (voir cercles rouges Figure V-14). Plus les effets capillaires sont importants, plus cette zone de recirculation (où les vitesses du liquide sont très faibles) est étendue. Quand l'action de la tension de surface devient négligeable, l'abscisse tend a contrario à se rapprocher de plus en plus du centre du contact.

Pour ces conditions cinématiques spécifiques (glissement pur), l'influence de l'angle de mouillage sur l'abscisse de sortie est également étudiée pour deux valeurs du nombre capillaire,  $Ca = 0.25$  et  $Ca = 4$  (Figure V-15). En effet, la nature de la surface (par l'intermédiaire de la valeur de l'angle de mouillage) peut être un paramètre important sur la position du ménisque. On remarque tout d'abord, comme on pouvait s'y attendre, que plus la surface est mouillante (valeur de  $\theta_s$  faible), plus l'abscisse de sortie se situe en aval du contact. Par ailleurs, plus les effets capillaires sont prépondérants ( $Ca = 0.25$ ), plus l'influence de ce paramètre est importante. En effet, lorsque les effets capillaires prennent le pas sur les effets visqueux, des zones de recirculation sont générées en amont du ménisque, fortement influencées par la valeur de l'angle de raccord entre la surface et l'interface (voir Figure V-15). Pour des cas où la surface est très peu mouillante, ces zones ne sont pas retrouvées.

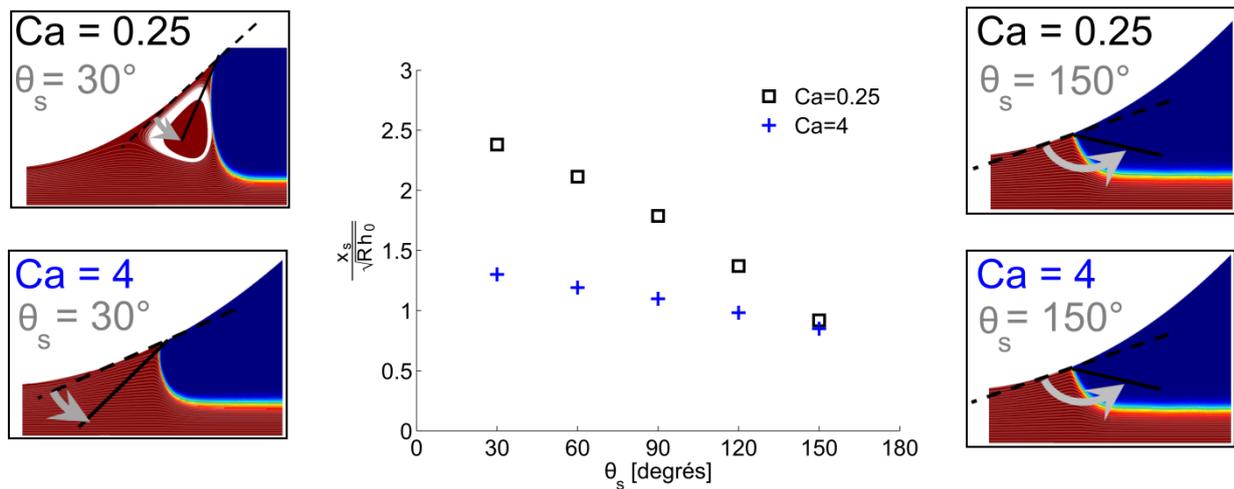


Figure V-15 - Influence de l'angle de mouillage  $\theta_s$  sur l'abscisse de sortie pour deux nombres capillaires différents, en glissement pur

Pour le cas du roulement pur (Figure V-16), une couche uniforme de lubrifiant longeant chaque surface mobile est observée en aval du ménisque. Comme pour le cas du glissement pur, plus le nombre capillaire est faible, plus l'abscisse de sortie se situe loin du centre du contact. Les mêmes effets sont retrouvés mais deux zones de recirculation bien distinctes sont cette fois-ci observées. Aucun échange de matière n'est relevé entre la zone supérieure et inférieure : les deux zones de recirculation sont indépendantes et n'interagissent pas l'une avec l'autre.

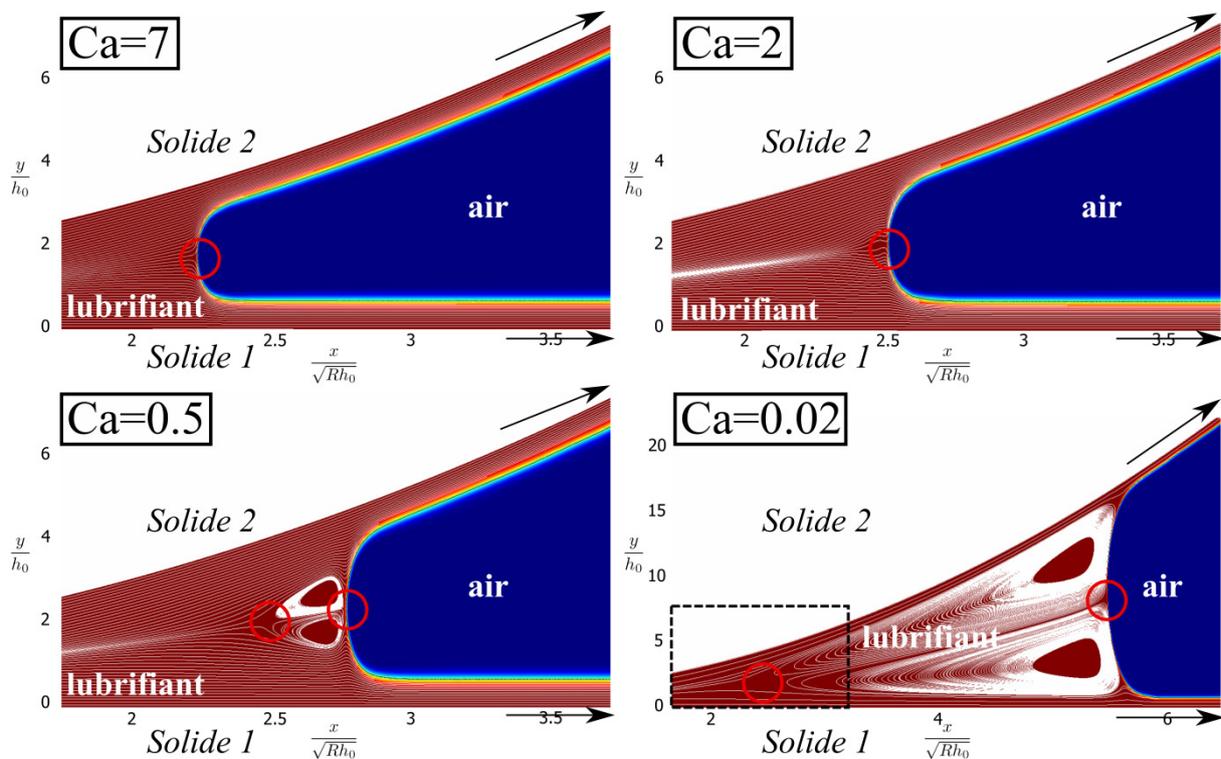


Figure V-16 - Distributions des phases en sortie pour  $SRR = 0$  et différentes valeurs du nombre capillaire,  $Ca$  - Lignes de courant dans le liquide en blanc - Points d'arrêt en rouge  
- Pour  $Ca = 0.02$ , les pointillés indiquent la fenêtre de visualisation des autres valeurs

Par ailleurs, conformément aux tendances observées expérimentalement, plus la tension de surface est faible (ou plus le nombre capillaire est élevé), moins la zone de faible pression est étendue et moins le phénomène de cavitation vaporeuse décrit précédemment aura d'influence a priori. Une comparaison entre les différents phénomènes physiques et leur modélisation sera proposée section V.4.2 pour des contacts EHD, plus chargés.

Le modèle CAHN-HILLIARD a donc permis de mettre en évidence l'influence importante de la tension de surface dans la zone de sortie, dans des conditions cinématiques particulières (roulement pur et glissement pur). Or, comme montré en première approche par le modèle analytique (section V.3.1), l'abscisse de sortie et la répartition du lubrifiant sur chaque surface sont fonction du taux de roulement/glissement. Afin d'étudier l'influence du paramètre  $SRR$  sur la répartition du lubrifiant, des cas intermédiaires entre le roulement pur et le glissement pur sont traités.

### V.3.4 Cas avec roulement/glissement et loi de répartition

Une étude sur le paramètre de roulement/glissement ( $-2 < SRR < 2$ ) est effectuée pour un cas où les effets capillaires sont importants ( $Ca = 0.2$ ). En effet, lorsque le nombre capillaire est inférieur à l'unité, des zones de recirculation sont générées en amont du ménisque. Or celles-ci ne sont pas prises en compte par l'approche analytique compte tenu des hypothèses restrictives admises. L'influence de ces zones sur la répartition du liquide est donc étudiée ici. Pour cela, la distribution des phases obtenue à l'équilibre thermodynamique, est tracée Figure V-17. Les mêmes propriétés décrites précédemment (3<sup>ème</sup> ligne, Tableau V-2) mais avec  $\theta_s = \frac{\pi}{2}$ , sont utilisées ici.

Il est intéressant de noter dans un premier temps que la courbure n'influe que très peu sur la position du point triple pour les cas de glissement pur. En effet, les configurations de glissement pur  $SRR = -2$  et  $SRR = 2$  fournissent des résultats très similaires sur la position du ménisque et la taille de la zone de recirculation.

Les dimensions des différentes zones de recirculation sont fonction du paramètre  $SRR$  et sont plus étendues proche de la surface la plus rapide (voir les cas  $SRR = -1$  et  $SRR = 0.5$ ). La répartition du lubrifiant sur chaque surface s'effectue de manière inégale. Plus la vitesse de la paroi est grande, plus les effets d'entraînement (visqueux) du fluide sont importants, et plus la couche de lubrifiant sur chaque surface est épaisse.

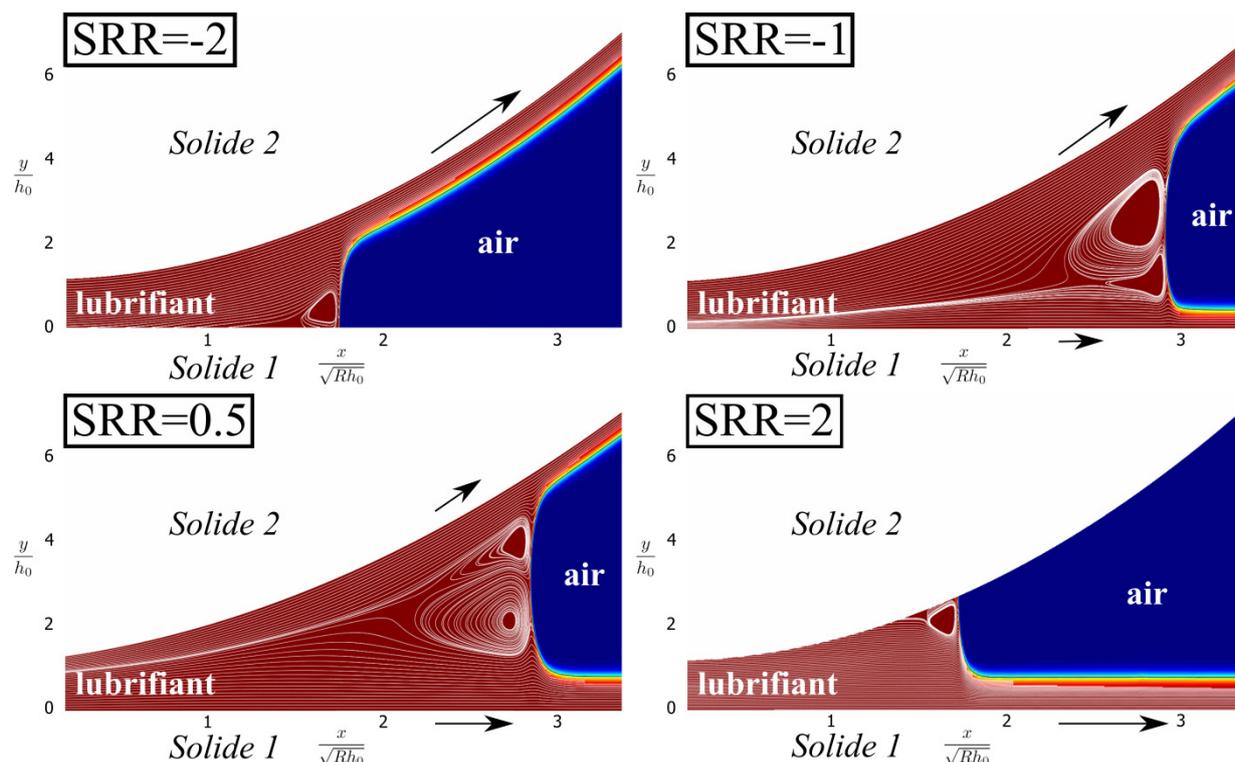


Figure V-17 - Distributions de phases pour différentes valeurs du SRR et avec effets capillaires importants,  $Ca = 0.2$

Avant de s'intéresser à la distribution précise du lubrifiant, les résultats sur le champ de pression en amont du ménisque sont tracés Figure V-18, ainsi que les profils de vitesse horizontale pour un cas à  $SRR = 1$  et  $Ca = 0.25$ . La pression observée en amont du ménisque est négative dans le liquide. En effet, la pression capillaire, fonction de la courbure du ménisque, permet une retenue du liquide.

Comme décrit précédemment, quand le nombre capillaire est inférieur à l'unité, l'abscisse de sortie est décalée vers l'aval, laissant place à des zones de recirculation. En traçant le profil de vitesse horizontale en amont du ménisque (en  $x = 0.9x_s$  à droite, Figure V-18), une partie négative (débit inverse) du profil de vitesse est vérifiée dans le lubrifiant, en rouge. En s'intéressant à l'écoulement diphasique en aval du ménisque (en  $x = 1.1x_s$  à droite, Figure V-18), la continuité du champ de vitesse entre les deux phases (air et lubrifiant) est montrée. L'air est majoritairement aspiré dans le contact et une faible quantité est entraînée par adhérence en dehors de celui-ci.

L'interface air/lubrifiant est représentée par des traits noirs à droite Figure V-18, pour une valeur de  $\phi = 0$ . C'est cette valeur qui sera utilisée par la suite pour calculer la quantité de lubrifiant sur chaque surface,  $\delta_1$  et  $\delta_2$ .

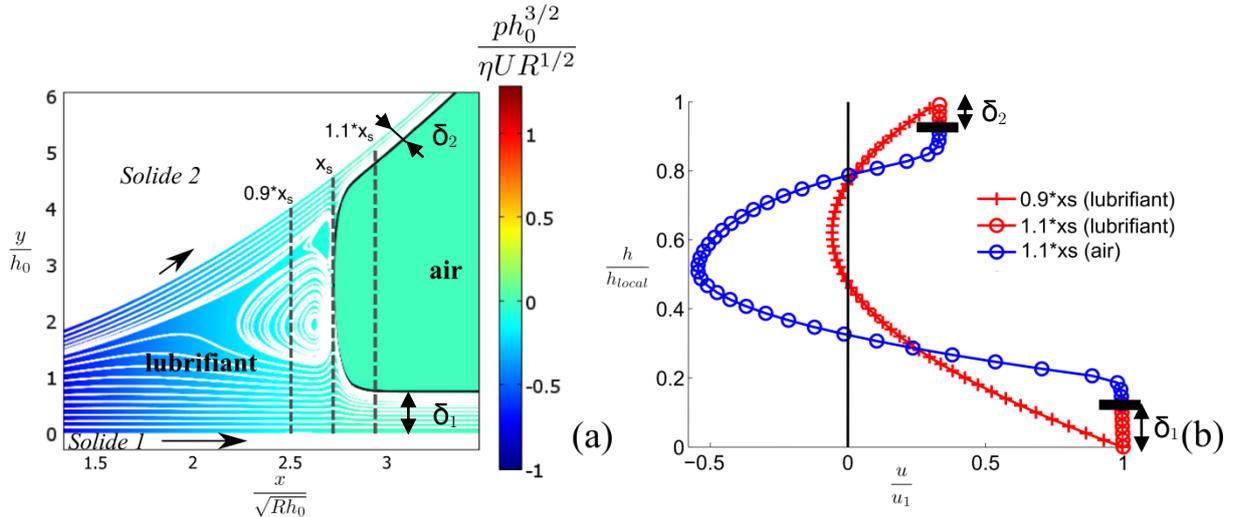


Figure V-18 - Champ de pression en sortie (à gauche) pour  $SRR = 1$  et  $Ca = 0.25$  et profils de vitesse horizontale en amont ( $x = 0.9x_s$ ) et en aval ( $x = 1.1x_s$ ) du ménisque situé en  $x = x_s$

L'évolution du paramètre  $\Delta$  représentant la distribution de lubrifiant sur chaque surface ( $\Delta = \frac{\delta_1}{\delta_1 + \delta_2}$ ), est alors tracée Figure V-19 en fonction de  $SRR$  pour deux valeurs du nombre capillaire,  $Ca = 0.25$  et  $Ca = 4$ , en comparant les résultats du modèle numérique avec ceux du modèle analytique (section V.3.1 et Annexe A).

Les résultats du modèle numérique CAHN-HILLIARD sont très proches (Figure V-19) pour les deux valeurs de tension de surfaces différentes. La tension de surface ne joue donc pas de rôle sur la répartition du lubrifiant sur chaque surface. Dans un second temps, un très bon accord quantitatif entre les prévisions analytiques et les résultats numériques est obtenu. La répartition du liquide n'étant pas affectée par les effets capillaires, c'est bien le taux de roulement/glisement qui gouverne cette quantité. Plus la vitesse est élevée, plus la quantité de lubrifiant sera importante sur la surface, suivant la loi de répartition présentée précédemment (eq. (5.3)).

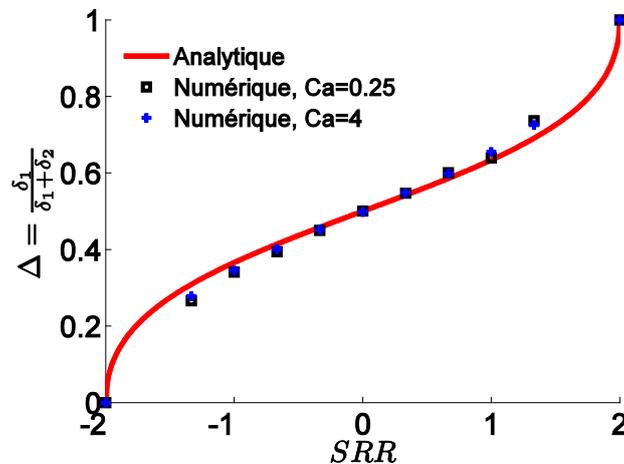


Figure V-19 - Répartition du lubrifiant sur chaque surface en fonction de  $SRR$  pour  $Ca = 0.25$  et  $Ca = 4$

Pour les valeurs (absolues) de chaque quantité  $\delta_1$  ou  $\delta_2$ , elles sont évidemment fonction du débit passant dans le contact, dépendant des caractéristiques du contact et des effets capillaires. Le modèle CAHN-HILLIARD développé permet de les approcher précisément pour des cas où  $0 < |SRR| < 1.5$ .

En effet, aucun point n'a été tracé Figure V-19, entre  $1.5 < |SRR| < 2$ . Ces configurations nécessitent des développements supplémentaires pour être traitées par ce modèle numérique, compte tenu de la condition limite utilisée à la paroi (voir III.2.3.3). En effet, une condition cinématique est imposée au fluide diphasique pour traduire le non glissement du liquide à la paroi. Une condition géométrique est aussi imposée à l'interface, correspondant à l'angle de mouillage statique. Or, si la vitesse d'une des deux surfaces est très faible, la quantité de lubrifiant entraînée le sera également (voir Figure V-19). Une redéfinition du maillage serait nécessaire pour étudier l'influence de l'épaisseur d'interface  $\varepsilon$  et du paramètre de mobilité  $\chi$  pour ces configurations particulières. De plus, la problématique de la ligne triple évoquée section II.2.2 serait à prendre en compte, en définissant plus précisément la condition limite à la paroi utilisée faisant intervenir un angle dynamique fonction du nombre capillaire [Cox86]. Ces cas n'ont pas été étudiés plus en détails dans ce travail et font encore l'objet de recherches dans la littérature. Une approche prometteuse et adaptable au formalisme utilisé ici a toutefois été proposée par QIAN et al. [Qia06] pour traiter ces problèmes, utilisant le couplage d'un modèle à interface diffuse (CAHN-HILLIARD) avec des modélisations de type « Dynamique Moléculaire » pour la définition de cette condition limite dans ces cas.

La zone de sortie des contacts HD faiblement chargés a donc été étudiée en détails dans cette partie. L'originalité de l'approche diphasique développée a permis de mettre en évidence l'importance du nombre capillaire sur la position du ménisque de sortie et sur l'écoulement. Une relation analytique basée sur la conservation du débit, a été exprimée pour prédire sa répartition : elle se révèle en très bon accord avec le modèle numérique.

Cependant, le problème traité ici correspond à un cas faiblement chargé, ne prenant pas en compte les déformations des surfaces. La pression reste toujours supérieure à la pression de vapeur saturante et aucun phénomène de cavitation vaporeuse n'est donc suspecté. Afin d'étudier le rôle de l'air environnant dans des configurations plus sévères, l'étude de la zone de sortie des contacts linéiques est poursuivie en appliquant le modèle CAHN-HILLIARD à l'écoulement en sortie d'un contact EHD, sans prise en compte du changement d'état.

## V.4 Etude numérique de la zone de sortie des contacts EHD linéiques

Le modèle CAHN-HILLIARD a été utilisé pour étudier l'écoulement d'un fluide diphasique (air/lubrifiant) hors du contact pour des cas faiblement chargés HD. Il est maintenant appliqué à l'étude de la zone de sortie des contacts EHD, afin de décrire localement l'influence des effets capillaires et la répartition du lubrifiant sur chaque surface. Une confrontation avec le phénomène de cavitation vaporeuse sera ensuite présentée.

### V.4.1 Effets capillaires dans la zone de sortie EHD

Afin de résoudre ce problème fortement couplé, une initialisation spécifique est nécessaire, en résolvant dans un premier temps la géométrie déformée sans prise en compte de la zone de sortie par le modèle NAVIER-STOKES. La taille du domaine fluide en sortie est diminuée à cause de la nouvelle géométrie déformée et la frontière de sortie ( $\partial\Gamma_{3-out}$ ) est placée beaucoup plus proche du centre du contact que précédemment, en  $x = 2.5 \cdot b$  avec  $b$  la demi-longueur du contact.

Par simplicité, l'écoulement sera considéré comme incompressible et isotherme. L'épaisseur de l'interface est de  $\varepsilon = 1.4 \cdot 10^{-8}$  m et le temps de calcul nécessaire pour résoudre l'ensemble du problème (dépendant de la position initiale de l'interface) est d'environ 20 heures (sur un ordinateur à deux processeurs quadri-cœurs 2.27 GHz et 32 Gb de RAM) pour un problème comportant dans son ensemble environ un million et demi de degrés de liberté.

Les résultats pour le champ de pression et la répartition des deux phases en régime EHD ( $M_1 = 9.5$ ,  $L_M = 8.5$ ) sont montrés Figure V-20 pour trois valeurs du nombre capillaire, en glissement pur ( $SRR = 2$ ) et en roulement/glissement ( $SRR = 1$ ). La valeur de la tension de surface de référence est de  $\sigma = 0.032$  N.m<sup>-1</sup> conduisant à un nombre capillaire de référence de  $Ca = 0.8$ . Elle sera ensuite modifiée pour obtenir des valeurs de  $Ca = 0.5$  et  $Ca = 2$ . L'angle de mouillage utilisé pour les cas en glissement pur représentés Figure V-20 est fixé à  $\theta_s = \frac{\pi}{2}$  dans un premier temps. L'interface ( $\phi = 0$ ) entre les deux phases (air et lubrifiant) est représentée par un trait noir dans chaque sous-figure. Les lignes de courant dans le lubrifiant sont représentées en blanc.

Les mêmes tendances d'écoulement diphasique que pour les cas HD décrits section V.3.3 sont trouvées. Dans chaque configuration, un ménisque air/lubrifiant est observé à l'équilibre thermodynamique. De la même manière que précédemment, lorsqu'il y a présence de roulement, l'abscisse de sortie se situe plus loin du centre du contact que pour le cas de glissement pur, pour des raisons cinématiques. La zone de faible pression est ainsi beaucoup moins étendue en condition de glissement pur qu'avec présence de roulement. Aussi, plus le nombre capillaire est important, plus l'abscisse de sortie se rapproche du centre du contact, compte tenu de la diminution de la pression capillaire. Des zones de recirculation, de plus faible étendue que pour les cas HD, sont également observées dans le lubrifiant, localisées derrière le ménisque pour les cas où la tension de surface est non négligeable (nombre capillaire inférieur à l'unité). L'air est fortement aspiré dans le contact et l'abscisse de sortie se situe très proche de la zone hertzienne de contact.

Pour le cas où le nombre capillaire est supérieur à l'unité, la condition de HOPKINS et PRANDTL [Hop57] postulant que le ménisque se situe là où  $u = \frac{du}{dy} = 0$  (i.e. sans débit inverse) est retrouvée (voir  $Ca = 2$ , Figure V-20). En effet, aucune zone stagnante de recirculation, retenue par la tension de surface, n'est notée en amont du ménisque.

Compte tenu du fait que le changement de phase du lubrifiant n'est pas pris en compte dans ce modèle CAHN-HILLIARD, les pressions obtenues dans le lubrifiant et dans la zone de sortie restent fortement négatives pour les cas avec roulement/glissement ( $SRR = 1$ , Figure V-20). Des valeurs minimales de pression absolue de  $-31$  MPa pour  $Ca = 0.5$  à  $-22$  MPa pour  $Ca = 2$  sont relevées. Pour les cas de glissement pur, l'abscisse de sortie est plus proche du centre du contact et l'intensité des minima de pression est moins élevée : de l'ordre de  $-15$  MPa pour  $Ca = 0.5$  à  $-8$  MPa pour  $Ca = 2$  (voir détails Figure V-22).

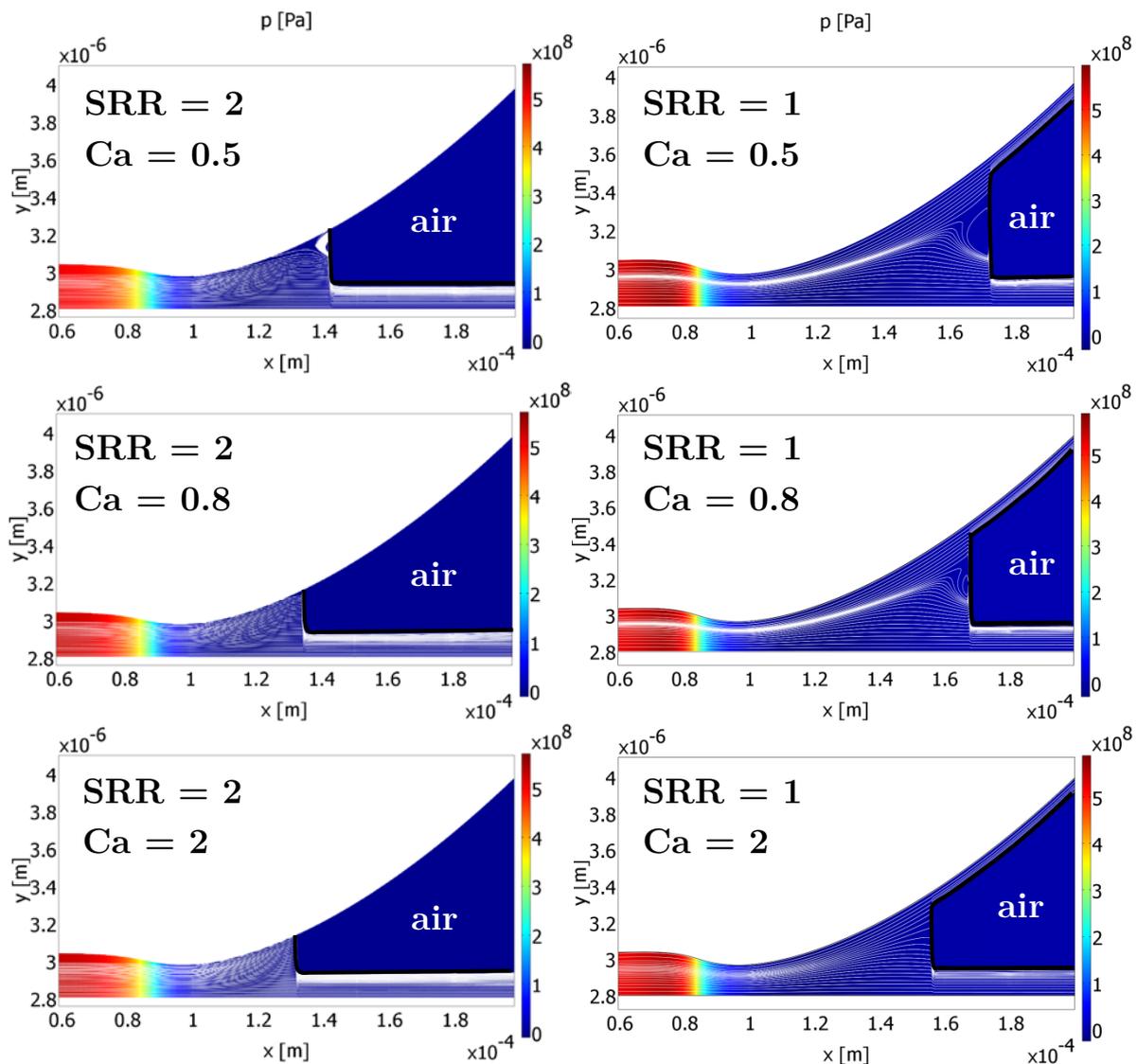


Figure V-20 - Champs de pression et répartition des deux phases (lubrifiant et air) en sortie d'un contact EHD en glissement pur  $SRR = 2$  et  $\theta_s = \frac{\pi}{2}$ , à gauche, et en roulement/glissement  $SRR = 1$ , à droite pour différents nombres capillaires  $Ca$

En sortie, le lubrifiant est réparti en couche, jouxtant chaque surface mobile selon les conditions cinématiques du contact. La répartition du lubrifiant pour les cas EHD suit la même évolution que pour les cas HD précédents (voir V.3.4) quelle que soit la valeur du nombre

capillaire (voir Figure V-21). En effet, de la même manière que pour les cas HD, plus la vitesse de la surface est importante, plus l'épaisseur de film longeant cette surface est grande.

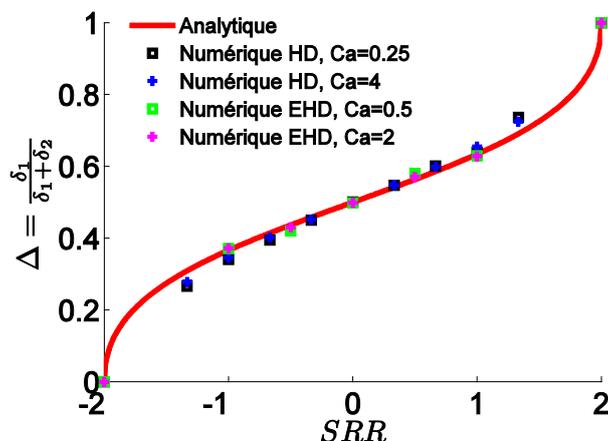


Figure V-21 - Répartition du lubrifiant sur chaque surface en fonction de  $SRR$  pour différentes valeurs de  $Ca$ , en régime HD et EHD

Le modèle CAHN-HILLIARD permet également d'obtenir les variations de l'épaisseur de film et du champ de pression dans le liquide en fonction du nombre capillaire (Figure V-22) et de l'angle de contact. En faisant varier la tension de surface (Figure V-22), seuls l'épaisseur de film minimale et le champ de pression proche de la zone de sortie sont légèrement affectés. Plus le nombre capillaire est élevé, moins la pression est négative en sortie de contact et plus l'épaisseur de film minimale est grande (voir au dessus, Figure V-22). En effet, la zone de constriction observée en sortie des contacts EHD est gouvernée par le gradient de pression horizontal générant pour le profil de vitesse, un terme de POISEUILLE (défini en Annexe A) vers l'extérieur du contact dans la même direction que le débit de COUETTE (défini en Annexe A). Il en résulte une accélération du liquide, nécessitant une diminution de section pour conserver le débit (sans tenir compte des effets de compressibilité).

En conséquence, plus la pression est faible en aval du contact, plus le gradient horizontal est important et plus l'épaisseur minimale est diminuée. Une variation de l'épaisseur de film minimale d'environ 5% est notée (Figure V-22) quand la tension de surface est multipliée par 4 dans le cas étudié (de  $Ca = 2$  à  $Ca = 0.5$ ). Contrairement au cas HD, l'épaisseur centrale et donc le débit de lubrifiant ( $Q \approx u_{moy} \cdot h_c$ ), ne sont en revanche pas modifiés par ces variations, celles-ci étant gouvernées par les phénomènes agissant dans la zone d'entrée.

Compte tenu des échelles spatiales, l'influence de l'angle de mouillage pour le cas du glissement pur est également étudiée. Comme pour les cas HD, plus le fluide est mouillant sur la surface (plus l'angle de mouillage est faible), plus l'abscisse de sortie se situe en aval du contact et plus l'épaisseur minimale diminue (voir en dessous, Figure V-22). Les écarts observés sont de l'ordre de 5% sur le minimum d'épaisseur pour les angles étudiés.

A la fois la tension de surface et la nature des surfaces (mouillabilité) peuvent donc jouer un rôle non-négligeable sur la détermination précise du minimum d'épaisseur de film. Cependant, l'influence de ces effets reste d'un ordre inférieur par rapport aux effets thermiques développés dans le chapitre IV, dès lors que le taux de roulement/glissement est important.

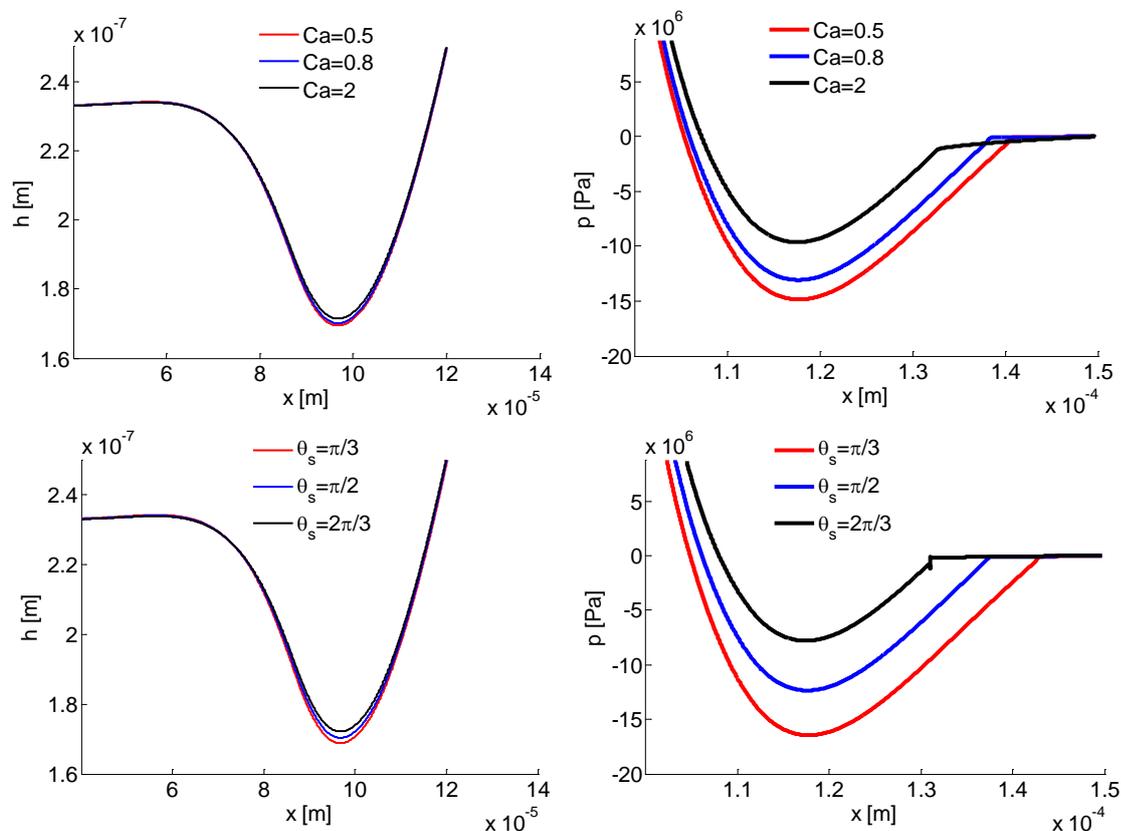


Figure V-22 - Profils d'épaisseur au niveau du minimum (à gauche) et de pression (à droite) pour trois tensions de surface différentes (en haut) et avec  $\theta_s = \frac{\pi}{2}$  et trois angles de mouillage différents (en bas) à  $SRR = 2$  et  $Ca = 0.8$

Afin de finaliser cette étude de la zone de sortie des contacts linéiques, une discussion et une comparaison des résultats avec la méthode de changement de phase développée précédemment (section V.2) sont proposées. En effet, contrairement aux approches de la littérature, la présence de l'air environnant a été discutée ici, ainsi que le rôle des effets capillaires sur la position du ménisque. Des pressions dans le liquide fortement inférieures à la pression de vapeur saturante ont été relevées numériquement, laissant envisager la possibilité d'un changement d'état du lubrifiant, particulièrement dans les configurations de liquide à forte tension de surface.

## V.4.2 Discussion sur les différents phénomènes modélisés

Dans la littérature, la zone de sortie des contacts EHD n'est que très peu traitée physiquement. La complexité de cette zone réside dans le fait qu'elle fait intervenir de

nombreux phénomènes physiques. Le rôle des effets capillaires, suspecté depuis les premiers modèles d'étude de l'alimentation des contacts développés par CHIU et al [Chi74] a pu être étudié localement par le modèle CAHN-HILLIARD développé. De plus, cette modélisation a permis de quantifier la répartition du lubrifiant sur chaque surface, grandeur d'entrée des modèles de sous-alimentation proposés dans la littérature [Che96][Dam03].

Afin de comparer les résultats obtenus, les champs de pression et d'épaisseur de film EHD sont tracés à charge équivalente pour un même cas Figure V-23 :

- (A) sans traiter la zone de sortie (modèle monophasique NAVIER-STOKES),
- (B) avec l'approche à changement de phase (couplée au modèle NAVIER-STOKES),
- (C) avec le modèle CAHN-HILLIARD (couplé pour prendre en compte les déformations du solide).

Les conditions opératoires complètes sont identiques à celles décrites Tableau V-1, en régime isotherme. Pour le modèle CAHN-HILLIARD, les valeurs les plus souvent rencontrées dans la littérature sont utilisées pour la tension de surface  $\sigma = 0.032 \text{ N.m}^{-1}$  (soit  $Ca = 0.8$ ) et l'angle de mouillage  $\theta_s = \frac{\pi}{3}$ .

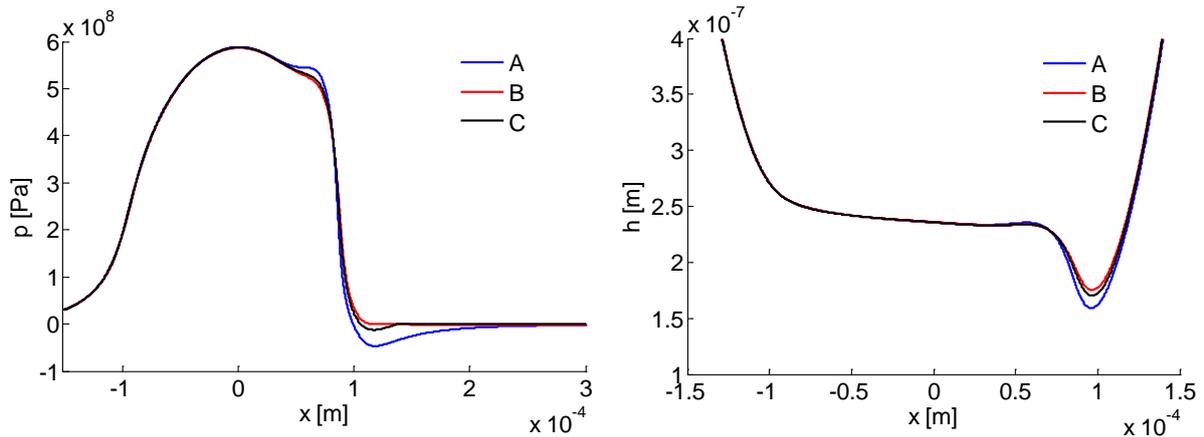


Figure V-23 - Comparaison des champs de pression (à gauche) et d'épaisseur de film (à droite) pour trois approches différentes en glissement pur - A : modèle NAVIER-STOKES sans prise en compte de la zone de sortie, B : avec le modèle de changement de phase, C :

avec le modèle CAHN-HILLIARD ( $Ca = 0.8, \theta_s = \frac{\pi}{3}$ )

Comme montré précédemment et pour les grandeurs classiques d'intérêt (champ de pression et épaisseur de film), les différentes méthodes utilisées pour modéliser cette zone, affectent principalement l'épaisseur de film minimale (Figure V-23), le pic de pression, ainsi que le champ de pression dans la zone de sortie (de faible intensité par rapport à celui dans le contact).

En considérant le phénomène de changement de phase par la méthode (B), la forte détente causée par la géométrie divergente de la zone de sortie laisse place à des pressions proches de la pression de vapeur saturante (voir section V.2.1). Compte tenu de l'ordre de grandeur du champ de pression dans la zone du contact, l'allure du profil calculé cas (B), Figure V-23, est

alors proche de la condition de continuité du gradient de pression fréquemment utilisée pour assurer la conservation du débit [Cam66]. Pour des configurations où la vitesse d'entraînement est importante et où le ménisque d'air/lubrifiant extérieur doit être considéré, les phénomènes physiques prépondérants ne sont pas quantifiables par le modèle de changement de phase. De plus, l'épaisseur de lubrifiant résultante sur chaque surface ne peut pas non plus être déterminée.

A partir du modèle CAHN-HILLIARD (C), basé sur l'hypothèse d'un écoulement à deux phases distinctes (air et lubrifiant), des résultats proches du cas (B) sont observés pour les profils de pression et d'épaisseur de film (voir Figure V-23) dans cette configuration. Cette méthode (C) décrit l'évolution du lubrifiant à travers l'épaisseur et la position du ménisque air/lubrifiant en fonction des effets capillaires. Elle permet de déterminer la quantité de lubrifiant sur chaque surface pour les contacts linéiques EHD isotherme en fonction du taux de roulement/glisement et ouvre de nombreuses perspectives quant à une modélisation étendue des contacts ponctuels. Les rayons de courbure du ménisque (à gauche, Figure V-24) sont de l'ordre du dixième de micromètre impliquant une pression capillaire de l'ordre du MegaPASCAL pour des cas où la tension de surface est de  $\sigma = 0.032 \text{ N.m}^{-1}$ . Bien que le phénomène d'aspiration de l'air vers le contact, illustré Figure V-24 par l'allure du champ de vitesse horizontale  $u$  dans les deux phases, ait été pris en compte, des pressions négatives sont relevées dans le lubrifiant en amont du ménisque, de l'ordre de  $-7 \text{ MPa}$  pour le cas comparé Figure V-24 par exemple.

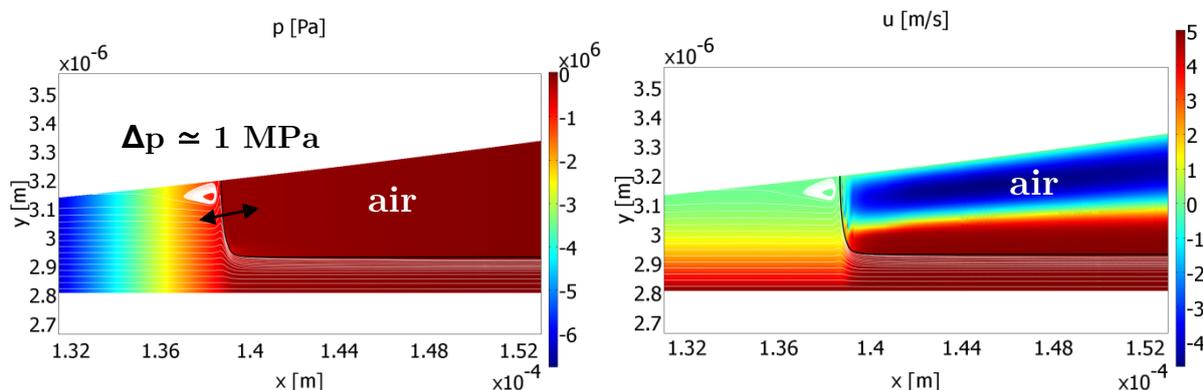


Figure V-24 - Champs de pression  $p$  (à gauche) et de vitesse horizontale  $u$  (à droite) en

sortie d'un cas EHD à glissement pur, avec  $Ca = 0.8$  et  $\theta_s = \frac{\pi}{3}$

Deux scénarios peuvent alors être envisagés : soit le lubrifiant résiste à ces contraintes de traction (voir chapitre II), soit il change d'état et le problème devient alors triphasique (air, lubrifiant, vapeur de lubrifiant). Pour aller plus loin dans la compréhension de ces phénomènes, une discussion basée sur la comparaison des temps caractéristiques de cavitation inspirée de SUN et al [Sun92] est proposée.

En effet, l'ordre de grandeur du temps caractéristique pendant lequel le lubrifiant est sous

tension est ici de l'ordre de  $t_{caract} = \frac{L_{caract}}{u_1} \approx 5 \mu\text{s}$  avec  $u_1 = 5 \text{ m.s}^{-1}$  la vitesse de la surface inférieure et  $L_{caract} \approx 25 \mu\text{m}$  la dimension de cette zone de pression négative. Les calculs des

temps caractéristiques d'évaporation et de diffusion proposés dans [Sun92] font intervenir une dimension caractéristique de la « bulle de cavitation », restant difficile à estimer dans notre cas. En utilisant une taille de zone cavité similaire à celle atteinte pour les cas précédents ( $L_c = 0.8 \text{ mm}$ ), un temps d'évaporation  $t_{evap} \approx 15 \mu\text{s}$  est obtenu avec [Sun92], ne permettant pas de conclure sur la présence potentielle de vapeur ou non dans cette zone. De plus comme montré chapitre II, la présence de gaz dissous est à considérer. L'ordre de grandeur de la cavitation dite « gazeuse » tel que calculé dans [Sun92], reste ici très supérieur au temps d'évaporation ( $t_{diff} \approx 2000 \text{ s}$ ). En ce qui concerne les valeurs de pressions négatives issues de la méthode CAHN-HILLIARD (de -6 MPa à -31 MPa, suivant les conditions cinématiques), elles restent élevées par rapport à celles relevées dans la littérature (de l'ordre de -0.8 MPa [Bro78]), favorisant l'hypothèse du scénario selon lequel une proportion de liquide non quantifiable par cette approche doit subir un changement d'état de type cavitation vaporeuse.

La prochaine étape de modélisation consisterait donc à développer un modèle capable de prendre en compte à la fois l'interaction du lubrifiant avec son environnement mais également le changement de phase possible et les transferts de masse entre chaque phase. Les bases des différentes modélisations à envisager ont été décrites ici, mais leur couplage ne sera pas traité dans ce travail. Des développements supplémentaires seraient en effet nécessaires pour résoudre l'écoulement compressible, à deux phases (air/lubrifiant). Des méthodes envisagées pour y parvenir seront proposées plus précisément dans le chapitre traitant des perspectives de ce mémoire.

Par ailleurs, le modèle CAHN-HILLIARD permet également d'envisager l'étude de l'écoulement à surface libre du lubrifiant autour d'un contact ponctuel. En effet, comme illustré section V.1, l'environnement extérieur peut jouer un rôle essentiel sur la reformation du film dans ce type de contact. Une partie infime de lubrifiant est entraînée dans le contact, le reste contourne l'élément roulant. Ce mécanisme de contournement représente un objet d'étude important pour la compréhension des phénomènes se déroulant en sortie de contact (voir Chapitre I). Les premières bases d'une approche tridimensionnelle sont développées ci-après présentant une étude qualitative de l'écoulement du lubrifiant en fonction du nombre capillaire.

## V.5 Ecoulement à surface libre autour d'un contact HD ponctuel

Le modèle CAHN-HILLIARD a permis de décrire précisément le comportement du lubrifiant en sortie d'un contact linéique. Dans la zone d'entrée, le problème est beaucoup plus complexe (voir Annexe E) puisque pour les contacts linéiques, un équilibre n'est atteint que pour une valeur très précise du débit d'alimentation. La quantité de lubrifiant pouvant passer dans le contact étant limitée, si le débit d'alimentation est trop important, une partie de celui-ci est « refoulée » en amont et éjectée hors du contact.

Ainsi, dans le but de s'intéresser à la position du lubrifiant en dehors du contact et aux phénomènes qui gouvernent l'écoulement autour de celui-ci, une étude d'un contact ponctuel

est proposée ici. Après une description des modifications apportées au modèle pour prendre en compte une dimension supplémentaire, une étude numérique qualitative est décrite.

### V.5.1 Modélisation tridimensionnelle du contact HD

L'écoulement diphasique air/lubrifiant autour d'un contact ponctuel de type sphère/plan est étudié ici, nécessitant des éléments de précisions supplémentaires sur sa modélisation. Une description du domaine de simulation est fournie Figure V-25. Une sphère et un plan, séparés d'une distance  $h_0$ , sont animés de deux vitesses indépendantes : une vitesse linéaire  $u_1 \cdot \mathbf{x}$  pour le plan et  $\varpi_2 \cdot \mathbf{z}$  pour la sphère.

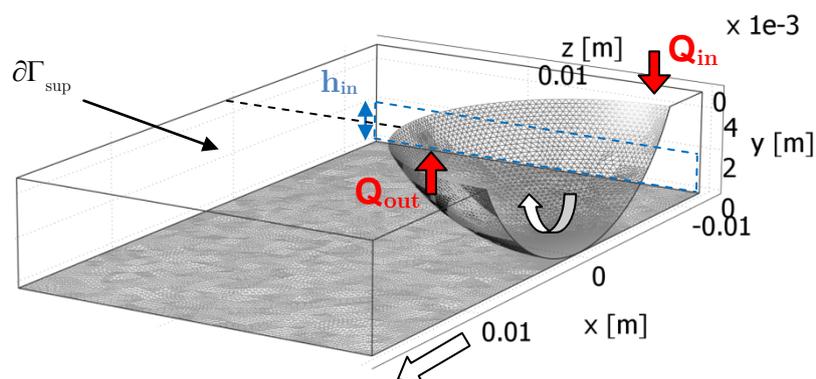


Figure V-25 - Domaine numérique d'étude d'un contact ponctuel

Seule la moitié de la sphère est modélisée. Une condition de symétrie est donc imposée au plan  $xy$  en  $z = 0$ , par une condition de DIRICHLET sur le champ de vitesse et les conditions de flux nuls suivantes pour l'interface :

$$\mathbf{u} \cdot \mathbf{n} = 0 \quad \text{et} \quad \mathbf{n} \cdot \nabla \phi = 0, \quad \mathbf{n} \cdot \nabla G = 0 \quad (5.4)$$

avec  $\mathbf{n}$  la normale du plan de symétrie selon  $\mathbf{z}$ .

Pour les conditions aux parois mobiles, des conditions d'adhérence sont appliquées pour le fluide diphasique :

$$\mathbf{u} = \begin{Bmatrix} u_1 \\ 0 \\ 0 \end{Bmatrix} \quad \text{et} \quad \mathbf{u} = \begin{Bmatrix} \varpi_2 \cdot (R + h_0 - y) \\ \varpi_2 \cdot x \\ 0 \end{Bmatrix} \quad (5.5)$$

Une quantité contrôlée de lubrifiant est imposée en entrée en fixant la valeur de la variable  $\phi$  sur une épaisseur  $h_{in}$  et avec une condition de flux nul pour le potentiel chimique [Yue04] :

$$\phi = 1 \quad \text{et} \quad \mathbf{n} \cdot \nabla G = 0 \quad (5.6)$$

Pour la sphère, l'hypothèse que l'épaisseur de liquide « sortante » ( $Q_{out}$ , Figure V-25) est égale à celle « entrante » ( $Q_{in}$ , Figure V-25) en amont du contact est effectuée (sauf pour le

cas du glissement pur, où la sphère est fixe). Des conditions périodiques sont donc imposées de la manière suivante sur la surface supérieure  $h_{in}$  considérée (flèches rouges, Figure V-25) :

$$\phi \cdot (\phi > 0) \cdot (x > 0) \Big|_{\partial\Gamma_{sup}} = \phi \cdot (\phi > 0) \cdot (x < 0) \Big|_{\partial\Gamma_{sup}} \quad (5.7)$$

Le maillage est constitué d'éléments tétraédriques possédant une taille de maille maximale de 0.5 mm. Le modèle comporte environ 600 000 degrés de liberté et un temps CPU de résolution d'environ 15 heures (sur un ordinateur à deux processeurs quadri-cœurs 2.27 GHz et 32 Gb de RAM) est nécessaire pour atteindre l'équilibre stationnaire recherché.

## V.5.2 Etude numérique de l'écoulement autour du contact HD

Deux cas HD à géométrie imposée sont résolus avec une épaisseur de liquide  $h_{in}$  entrante fixée. Les conditions opératoires sont décrites Tableau V-3 pour les différents cas traités.

Cas	$R$ [m]	$h_0$ [m]	$h_{in}$ [m]	$u_1$ [m.s <sup>-1</sup> ]	$u_2$ [m.s <sup>-1</sup> ]	$\eta_{air}$ [Pa.s]	$\eta_0$ [Pa.s]	$\rho_{air}$ [kg.m <sup>-3</sup> ]	$\rho_0$ [kg.m <sup>-3</sup> ]	$\sigma$ [N.m <sup>-1</sup> ]	$\theta_s$ [rad]
(1) Figure V-26	0.01	4e-4	1e-3	0.16	0.16	1e-5	0.4	1	850	0.032	$\frac{\pi}{3}$
(2) Figure V-27	0.01	2e-5	5e-4	0.16	0	1e-5	0.2	1	850	0.032* [0.5, 1, 2]	$\frac{\pi}{3}$

Tableau V-3 - Valeurs des différents paramètres relatifs aux résultats présentés Figure V-26 et Figure V-27

Dans un premier temps (cas (1)), l'équilibre stationnaire obtenu pour un cas à roulement pur est montré Figure V-26, pour un nombre capillaire  $Ca = 2$ . La surface libre du lubrifiant est représentée en noire. Les flèches rouges indiquent le champ de vitesse global et les lignes de courant sont tracées dans le lubrifiant, colorées par le champ de pression adimensionné (à gauche) et par le champ de vitesse horizontale adimensionné (à droite).

Comme pour le contact linéique, la génération d'une couche de lubrifiant, répartie de manière équivalente sur chacune des surfaces, est observée en entrée et en sortie de contact (à droite, Figure V-26). Les ménisques d'entrée et de sortie se situent là où  $u = \frac{du}{dy} = 0$  et aucun débit

inverse n'est noté, la vitesse horizontale  $u$  étant strictement positive dans la phase liquide. Le lubrifiant pouvant contourner aisément le contact, aucun débit d'éjection n'est observé (en comparaison à l'Annexe E pour les cas linéiques).

Dans la direction  $\mathbf{z}$ , normale au plan de symétrie, la sphère n'est pas mouillée uniformément par le liquide et des lignes triples (air/lubrifiant/solide) sont observées. La partie mouillée par le lubrifiant entraîne en effet une certaine quantité de liquide, dépendant d'un nombre important de paramètres (géométrie, vitesse, viscosité, tension de surface...).

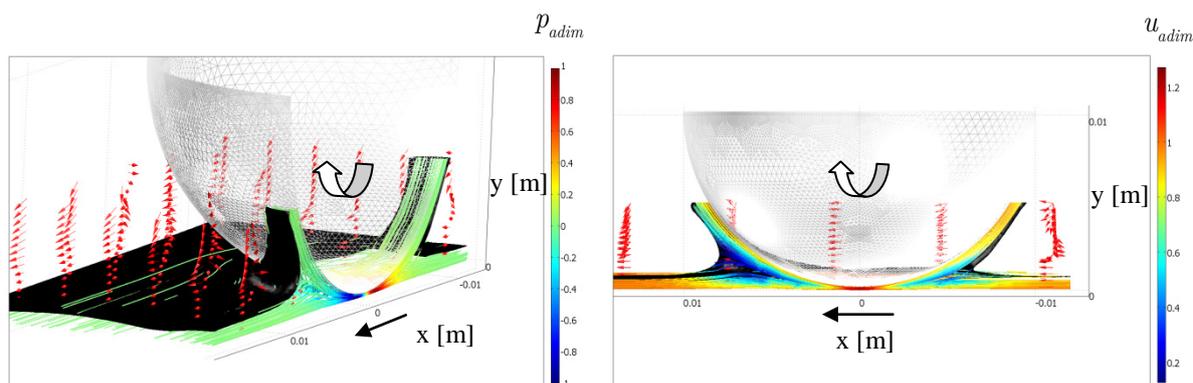


Figure V-26 - A gauche, surface libre en noir, lignes de courant dans le lubrifiant colorées par le champ de pression normalisé et champs de vitesse en flèches rouge - A droite, (vue latérale  $xy$ ), lignes de courant dans le liquide, colorées en fonction de l'intensité du champ de vitesse normalisée par  $u_1$ , pour  $Ca = 2$  et  $SRR = 0$ .

Pour le cas (2), à partir des mêmes conditions initiales mais en glissement pur, trois écoulements diphasiques (air/lubrifiant) sont calculés pour trois valeurs de tension de surface différentes. L'allure de la surface libre est représentée Figure V-27 à l'état stationnaire pour ces cas de glissement pur.

Les mêmes tendances que pour les cas linéiques traités section V.3.3 sont retrouvées. En effet, plus le nombre capillaire est important, plus l'abscisse de sortie se rapproche du contact et moins la sphère est mouillée dans la zone de sortie. A propos du ménisque d'entrée, une forme de raccordement concave est obtenue pour le cas  $Ca = 0.25$ , tendant à se rapprocher du centre du contact quand le nombre capillaire augmente, jusqu'à engendrer une forme en « s » pour le cas où  $Ca = 4$  (pointillés noirs, Figure V-27).

Pour la zone de sortie, de  $Ca = 0.25$  à  $Ca = 4$ , l'action de la tension de surface s'affaiblissant, l'abscisse de sortie se rapproche du centre du contact. Le lubrifiant entraîné par les effets visqueux dans la direction principale de l'écoulement ( $\mathbf{x}$ ), est de moins en moins capable de contourner la sphère (Figure V-27). L'air aspiré dans cette zone semble même prendre la place du lubrifiant et une zone non remplie est observée. Le phénomène de démoillage est obtenu numériquement en aval de la sphère pour un cas à nombre capillaire élevé. Pour des raisons numériques (temps de calcul trop important), le domaine n'a cependant pas pu être plus étendu plus en aval du contact pour étudier la reformation éventuelle du film lubrifiant.

Néanmoins, ce phénomène de démoillage semble en accord avec les observations expérimentales relevées Figure V-3. En effet, la position (et la forme) du ménisque air/lubrifiant étant régie par la compétition entre effets capillaires et effets visqueux, plus la tension de surface est forte, plus l'effort capillaire engendré tend à guider le lubrifiant autour de la sphère ( $Ca = 0.25$ ). Inversement plus l'effort visqueux issu de l'écoulement global sera prépondérant ( $Ca = 4$ ), plus celui-ci aura tendance à séparer le ménisque et laisser entrer l'air dans le contact.

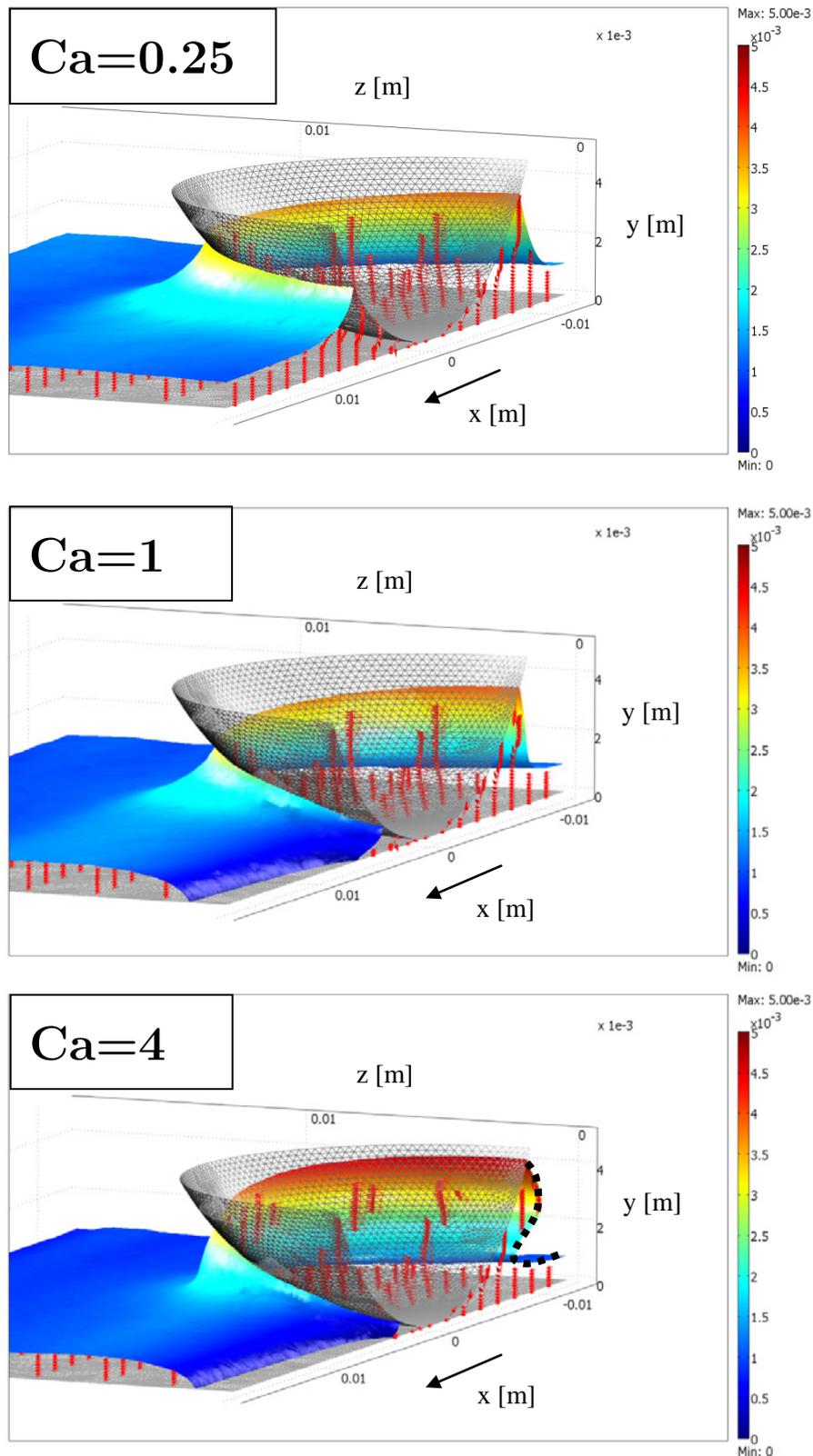


Figure V-27 - Surfaces libres colorées en fonction de la hauteur  $y$  et champs de vitesse dans le liquide en flèches rouges pour un cas de glissement pur avec  $\theta_s = \frac{\pi}{3}$  et différentes valeurs de  $Ca$

De nombreuses hypothèses ont été effectuées dans cette simulation tridimensionnelle (angle de mouillage statique, épaisseur d'interface grossière) ne permettant pas une comparaison quantitative avec les résultats expérimentaux. Cependant, cette première approche fournit des résultats qualitatifs sur l'écoulement tridimensionnel du lubrifiant autour du contact et montre l'influence importante des effets capillaires à ces échelles. En effet, la présence d'une zone où l'air prend la place du lubrifiant en aval du contact est montrée numériquement. Ce même phénomène a également été observé expérimentalement pour des cas où les effets visqueux prédominent. Dans le cas du contact ponctuel, la prise en compte de l'interaction entre l'écoulement et son environnement constitue donc un élément majeur pour déterminer les conditions de reformation du film après le passage d'un élément roulant.

## V.6 Conclusions

L'écoulement du lubrifiant en dehors de la zone du contact a donc été étudié dans ce chapitre sous différentes conditions opératoires, dans le but de répondre à la problématique de répartition du lubrifiant en sortie de contact. Les principales conclusions sont détaillées ci-après :

- Une première approche expérimentale a été menée pour cerner les phénomènes physiques importants à considérer. L'apparition d'une zone de « cavitation » a été montrée ainsi que le rôle important du ménisque extérieur air/lubrifiant.
- La zone de sortie des contacts EHD linéiques et ponctuels a alors été simulée par une approche à changement de phase. L'apparition d'une zone de cavitation vaporeuse a été retrouvée et sa taille comparée à des éléments de la littérature. Néanmoins, ce phénomène de changement d'état ne représente qu'un aspect partiel du problème de la zone de sortie, nécessitant une description de l'écoulement du lubrifiant autour du contact pour prédire sa répartition sur chaque surface.
- Afin d'apporter des informations complémentaires sur l'écoulement diphasique (air/lubrifiant) en dehors de la zone du contact, le modèle CAHN-HILLIARD a été utilisé. Une étude a alors été menée sur la zone de sortie des contacts linéiques HD. L'évolution de l'abscisse du ménisque de sortie par rapport au nombre capillaire calculée numériquement a été validée par des résultats expérimentaux. Plus la tension de surface est faible, plus l'abscisse de sortie se situe proche du contact. L'effet de l'angle de mouillage pour le cas du glissement pur a été analysé, mettant en évidence son rôle majeur quand les effets capillaires sont prépondérants. Des zones de recirculation ont alors été révélées numériquement pour des nombres capillaires inférieurs à l'unité (c'est-à-dire une tension de surface très grande), n'influant pas sur la répartition du lubrifiant sur chaque surface. Un modèle analytique a alors été développé et validé par l'étude numérique, permettant la prédiction de la quantité de

lubrifiant sur chaque surface, par une loi exclusivement dépendante du taux de roulement/glissement.

- La zone de sortie des cas EHD linéiques a alors été traitée par le modèle CAHN-HILLIARD. L'influence relative des effets capillaires sur le minimum d'épaisseur de film a été exposée : plus la tension de surface est faible, plus l'abscisse de sortie se situe proche de la zone de constriction et plus l'épaisseur de film minimale est grande. Pour le cas du glissement pur, l'influence de la mouillabilité des surfaces a également été étudiée, indiquant une légère augmentation du minimum d'épaisseur de film lorsque la surface est faiblement mouillante. La répartition du lubrifiant sur chaque surface a également été analysée, arborant des résultats similaires aux contacts HD. Néanmoins, des pressions négatives ont été relevées dans le lubrifiant, d'intensité importante pour les cas avec roulement. Une discussion basée sur les résultats obtenus dans cette zone sous diverses hypothèses (changement de phase ou effet de la présence de l'air) a alors été menée. Les limites de chaque modélisation et la nécessité d'établir un couplage par la suite ont été montrées.
  
- Enfin, pour finaliser l'étude initiée expérimentalement sur des contacts ponctuels, l'écoulement tridimensionnel à surface libre autour du contact a été simulé. Cette première approche a permis de mettre en évidence la lutte entre effets visqueux et effets capillaires sur la position du lubrifiant en périphérie du contact. Lorsque les effets capillaires sont faibles devant les effets visqueux, une zone où l'air prend la place du lubrifiant et s'introduit très proche de la zone du contact a été remarquée. Ce mécanisme de rupture de film est en accord avec les observations réalisées expérimentalement et apporte un élément de compréhension supplémentaire au rôle des effets capillaires dans l'écoulement du lubrifiant autour d'un contact ponctuel.



# Conclusions Générales

De nombreuses hypothèses (film mince, viscosité et masse volumique constantes dans l'épaisseur, film continu, etc.) sont classiquement effectuées pour modéliser le comportement du fluide dans les contacts lubrifiés. Elles ont permis de résoudre nombre de problématiques rencontrées dans le domaine de la lubrification (détermination du champ de pression dans la zone du contact, prédiction d'épaisseur de film en régime EHD etc.). Cependant, certaines de ces hypothèses s'avèrent erronées dès lors que l'on s'intéresse aux contacts soumis à de forts taux de glissement ou à la répartition du lubrifiant en dehors de la zone du contact. Ces deux thématiques constituent les problématiques majeures de ce travail.

Après avoir décrit le rôle des différentes zones composant un contact lubrifié, un bref état de l'art des approches répertoriées dans la littérature a été réalisé (chapitre I). Compte tenu de l'évolution des méthodes numériques et de l'augmentation de la puissance de calcul, des modélisations multi-physiques alternatives axées sur la description du lubrifiant et de son environnement ont alors été exposées, dans et en périphérie du contact, pour résoudre les problématiques identifiées.

Un rappel des différents concepts nécessaires pour simuler la réponse du fluide a ensuite été effectué (chapitre II). La notion d'interface et les phénomènes physiques apparentés ont alors été abordés (mouillage, effets capillaires). Le phénomène complexe de la cavitation a ensuite été décrit ainsi que le modèle retenu pour le traiter numériquement. Compte tenu de l'attention particulière portée à l'état liquide dans ce mémoire, les lois d'état et de comportement régissant l'évolution d'un fluide sous sollicitations aussi extrêmes et variées que celles rencontrées dans les contacts lubrifiés ont finalement été exposées.

Les différents modèles numériques mis en place pour prendre en compte les nombreux couplages relatifs aux problématiques de la lubrification ont été décrits dans le chapitre III. Une approche générale basée sur les équations de NAVIER-STOKES a été développée pour s'affranchir des hypothèses usuelles de la lubrification. La résolution du champ de vitesse en chaque point du domaine fluide a alors permis une prise en compte intrinsèque de la rhéologie non newtonienne, puis des variations de viscosité avec la température. De plus, la méthode de résolution par éléments finis et les méthodes de couplage utilisées ont permis une résolution raisonnablement rapide du problème. Une validation du modèle numérique a finalement été accomplie, mettant en valeur la fiabilité des approches utilisées.

L'influence du gradient de viscosité dans l'épaisseur de lubrifiant des contacts Thermo-EHD a alors été étudiée (chapitre IV). L'évolution du frottement dans des contacts à fort taux

de glissement a été détaillée, indiquant la nécessité de la prise en compte des effets thermiques dès lors que le taux de glissement augmente. La présence d'un minimum du frottement pour le cas du glissement pur a alors été identifiée et expliquée par l'analyse des transferts thermiques entre le lubrifiant et les solides. Les variations locales des profils d'épaisseur de film ont été analysées pour des cas de fort glissement en étudiant le champ de vitesse du lubrifiant dans l'épaisseur. Des zones de recirculation ont été révélées pour ces cas. Ces mêmes zones ont été retrouvées dans le cas de contact à vitesse d'entraînement nulle, affinant notre compréhension de l'écoulement du fluide sous de telles sollicitations. Enfin, une comparaison qualitative avec des données expérimentales a permis d'expliquer l'évolution des profils d'épaisseur de film particuliers (« dimple ») observés pour ces cas, en fonction de la vitesse de glissement et de la charge.

L'écoulement du lubrifiant hors de la zone du contact a ensuite été examiné (chapitre V). Le premier modèle proposé, incluant le changement de phase du lubrifiant, a mis en évidence la présence d'une zone de vapeur en aval du contact (cavitation vaporeuse). Cependant, l'air environnant n'étant pas pris en compte, ce type d'approche ne permet pas de déterminer la répartition du lubrifiant sur l'une ou l'autre des deux surfaces en sortie de contact, ni l'influence des effets capillaires suspectés dans cette zone.

Une approche originale issue du formalisme de CAHN-HILLIARD a donc été mise en œuvre et validée sur des cas HD linéiques par rapport à des résultats expérimentaux. Le rôle des effets capillaires sur l'abscisse de sortie a été révélé ainsi que la présence de zones de recirculation en amont du ménisque air/lubrifiant pour des nombres capillaires inférieurs à l'unité. Une loi analytique décrivant la répartition du lubrifiant en fonction du taux de roulement/glissement, indépendante des effets capillaires, a alors pu être déterminée et validée par l'approche numérique. Cette méthode à surface libre (CAHN-HILLIARD) a ensuite permis une première approche de la simulation de l'écoulement du lubrifiant dans la zone de sortie des contacts EHD, sans prise en compte du phénomène de cavitation vaporeuse. Les mêmes tendances que pour les cas HD ont été retrouvées en ce qui concerne la répartition du lubrifiant. Les variations d'épaisseur de film minimale ont été analysées en fonction des propriétés d'interfaces (angle de mouillage et tension de surface) indiquant leur rôle secondaire par rapport à la prise en compte des effets thermiques. Une discussion sur les phénomènes modélisés a mis en évidence la nécessité d'établir un couplage entre les deux approches (cavitation vaporeuse et écoulement à surface libre). Le modèle CAHN-HILLIARD a finalement été étendu au contact sphère/plan en régime HD, où la position du lubrifiant autour du contact a pu être étudiée qualitativement. Pour finaliser cette étude, les résultats ont été comparés qualitativement aux résultats expérimentaux dévoilant des tendances similaires concernant le démouillage du lubrifiant en sortie de contact et le rôle des effets capillaires.

En conclusion, la modélisation multi-phasique du comportement du lubrifiant dans et en dehors du contact a permis d'apporter des éléments de réponse originaux et précis aux problématiques multi-physiques étudiées. En élargissant le champ d'étude, elle ouvre également des perspectives sur la compréhension encore plus complète de la physique, très riche, des contacts lubrifiés.

# Perspectives

De nombreux aspects relatifs à l'étude du comportement du fluide ont été abordés dans la zone du contact et en dehors, en régimes HD et EHD. Les études réalisées ont engendré des perspectives de recherche dont les principales sont exposées ci-après.

## Approche triphasique dans la zone de sortie

Une méthode de type CAHN-HILLIARD à deux phases (air/lubrifiant) représentant l'évolution du lubrifiant à surface libre a été mise en place dans ce travail pour étudier le comportement du liquide et son interaction avec l'air extérieur. Or, le lubrifiant est soumis dans la zone de sortie à une forte détente impliquant différents phénomènes physiques comme le changement de phase du lubrifiant liquide en vapeur et l'aspiration de l'air extérieur.

Un intérêt majeur du formalisme utilisé est qu'il permet d'être étendu à des problèmes triphasiques (air/lubrifiant/vapeur de lubrifiant) en modifiant la forme du potentiel d'énergie libre et les relations relatives à la concentration  $\phi$ . Des études récentes permettent de mettre en œuvre ce genre d'approche triphasique [Boy10]. Elles nécessitent également la prise en compte du transfert de masse entre les phases. De tels modèles ont été développés dans la littérature [Sin02] pour des méthodes de gestion d'interface de type VOF en ajoutant des termes sources (dépendant de la pression de vapeur saturante) à la relation décrivant l'évolution de la concentration  $\phi$ . Un exemple de ce genre d'approche utilisant le formalisme de CAHN-HILLIARD peut être trouvé dans [Int10]. Dans le but de réaliser de telles simulations, il est évident que des données expérimentales précises seront également nécessaires pour calibrer ou valider ces approches complexes.

Enfin, afin d'obtenir un gain important en temps de calcul, nécessaire à la résolution de problèmes tridimensionnels, des techniques de raffinement de maillage (voir [Cen10]) pourraient également être utilisées pour fournir des informations plus précises sur la position de l'interface.

## Génération et reformation du film lubrifiant

De manière qualitative, l'approche à surface libre (CAHN-HILLIARD) permet de décrire le comportement du lubrifiant autour du contact sphère/plan. Les premiers résultats exposés ici ouvrent des perspectives majeures sur l'étude de la reformation du film lubrifiant après le passage d'un élément roulant/glissant ainsi que sur son alimentation. En effet, la résolution tridimensionnelle de l'écoulement permet de limiter les effets complexes obtenus dans la zone

d'entrée d'un contact linéique (voir Annexe E), le fluide pouvant contourner l'obstacle. Le rôle des effets capillaires (mouillabilité, tension de surface) peut s'avérer primordial pour l'étude de la durée de vie des roulements par exemple [Chi74], et pourrait être étudié plus en détails par cette approche. Afin de s'intéresser à des épaisseurs d'alimentation plus faibles, un maillage plus fin devra être considéré. Dans le but de réduire le temps de calcul et de décrire l'écoulement autour d'un contact EHD, un couplage avec une approche de type REYNOLDS généralisé (là où les hypothèses adéquates s'appliquent) pourrait également permettre de traiter la problématique de la sous-alimentation plus en détails. De plus, l'approche CAHN-HILLIARD est particulièrement pertinente aux endroits où les hypothèses de REYNOLDS ne sont pas vérifiées et pourrait donc permettre de fournir des conditions d'alimentation beaucoup plus précises.

## **Rhéologie des lubrifiants**

Les lubrifiants utilisés dans les applications industrielles comportent de plus en plus d'additifs, constitués par des molécules de tailles très diverses et affectant considérablement la rhéologie. Celle-ci occupe un domaine de recherche toujours très actif qui propose des modèles de comportement complexes. De nombreuses applications utilisent des lubrifiants de type « suspension » composés d'une phase liquide et d'une phase solide, comme les graisses qui lubrifient environ 75% des roulements. Leur comportement reste difficile à caractériser et fait intervenir des modèles rhéologiques plus complexes que ceux proposés ici. L'outil développé dans ce mémoire, basé sur les équations de la mécanique des fluides générale, pourrait permettre d'utiliser de telles lois rhéologiques pour la modélisation des contacts lubrifiés.



## Annexes

Annexe A - Approche analytique du contact cylindre/plan .....	137
Annexe B - Nombres sans dimension.....	143
Annexe C - Etude d'un contact ponctuel isotherme à forte viscosité.....	149
Annexe D - Description des bancs d'essai.....	153
Annexe E - Etude préliminaire de la zone d'entrée des contacts HD linéiques .....	157

# Annexe A - Approche analytique du contact cylindre/plan

Un modèle analytique est développé ici dans le but de comparer la prédiction analytique de la répartition du liquide en sortie de contact avec celle issue de l'approche diphasique complète (CAHN-HILLIARD) développée dans le manuscrit. Seule la zone de sortie d'un contact hydrodynamique faiblement chargé est traitée en utilisant les approximations de la lubrification [Cam66] :

- le film lubrifiant est continu
- l'épaisseur de film est très fine devant les autres dimensions du contact
- le lubrifiant est newtonien
- l'écoulement est laminaire et incompressible
- les frontières fluide/solide sont parallèles, ou inclinées très faiblement l'une par rapport à l'autre
- les forces d'inertie et de volume sont négligées
- la viscosité et la masse volumique sont constantes à travers l'épaisseur de film

Pour le cas du contact cylindre/plan, l'équation de REYNOLDS simplifiée suivante est obtenue :

$$\frac{dp}{dx} = \frac{6\eta_0(u_1 + u_2)(h - h^*)}{h^3} \quad (\text{A.1})$$

avec  $p$  la pression du fluide,  $h = h_0 + \frac{x^2}{2R}$  l'épaisseur de film,  $x$  l'abscisse du contact,

$R$  le rayon du contact,  $h_0$  l'épaisseur centrale,  $h^*$  l'épaisseur de film où  $\frac{dp}{dx} = 0$ ,  $\eta_0$  la viscosité du fluide,  $u_1$  et  $u_2$ , respectivement les vitesses du solide inférieur et supérieur.

L'équation (A.1) nécessite pour sa résolution complète, deux conditions limites, en entrée et en sortie de contact. Cependant, ce modèle analytique est établi dans le but de déterminer : la répartition du lubrifiant en sortie de contact (voir Figure A-1) et l'évolution de l'abscisse de sortie  $x_s$  en fonction du débit de lubrifiant  $Q$ , sans nécessité de résoudre le champ de pression complet. La zone d'entrée ne sera donc pas prise en compte et une condition de sortie dite de « zero-reverse flow » définie par HOPKINS et PRANDTL dans [Hop57], faisant l'hypothèse arbitraire que l'abscisse de rupture ( $x = x_s$  et  $h = h_s$ ) se situe là où  $u = \frac{du}{dy} = 0$  (voir Figure A-1), est utilisée.

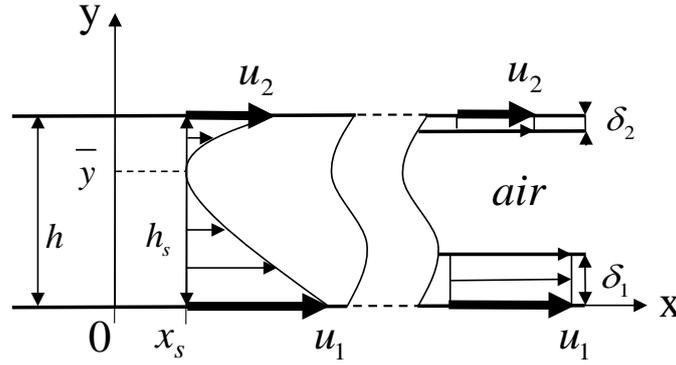


Figure A-1 - Condition limite de sortie en  $x = x_s$  pour  $\left(u = \frac{du}{dy} = 0\right)$  et répartition du lubrifiant après rupture de film

Afin d'effectuer une étude paramétrique en fonction du paramètre de roulement/glisement  $SRR$  par la suite, les vitesses de chaque surface sont exprimées en fonction de celui-ci et de la vitesse d'entraînement moyenne,  $u_m$  par :

$$u_1 = u_m \left(1 + \frac{SRR}{2}\right) \quad \text{et} \quad u_2 = u_m \left(1 - \frac{SRR}{2}\right) \quad (\text{A.2})$$

$$\text{avec } u_m = \frac{u_1 + u_2}{2} \quad \text{et} \quad SRR = \frac{u_1 - u_2}{u_m}$$

En utilisant la forme usuelle de l'expression de la composante horizontale  $u$  du champ de vitesse correspondant à l'équation (A.1) et obtenue dans [Cam66], on a en  $h = h_s$  :

$$u_s = \underbrace{\frac{1}{2\eta_0} \frac{dp}{dx} \Big|_s (y^2 - yh_s)}_{\text{Terme de POISEUILLE}} + \underbrace{\left(\frac{-u_m SRR}{h_s}\right) y + u_m \left(1 + \frac{SRR}{2}\right)}_{\text{Terme de COUETTE}} \quad (\text{A.3})$$

avec  $y$  l'ordonnée selon l'épaisseur de film.

Deux types de profils de vitesse sont classiquement définis (eq. (A.3)) : le terme quadratique de POISEUILLE correspondant à l'action du gradient de pression et le terme linéaire de COUETTE lié à l'entraînement du fluide par les solides.

Le gradient vertical de la vitesse horizontale utilisé par la suite pour satisfaire la condition de sortie est également exprimé :

$$\frac{\partial u_s}{\partial y} = \frac{1}{2\eta_0} \frac{dp}{dx} \Big|_s (2y - h_s) + \left(\frac{-u_m SRR}{h_s}\right) \quad (\text{A.4})$$

Afin de déterminer l'abscisse  $x_s$  et l'ordonnée  $\bar{y}$  pour laquelle la condition de « zero-reverse flow » est satisfaite (i.e.  $u_s = \frac{du_s}{dy} = 0$ ), la variable  $y$  est exprimée en fonction de  $\frac{dp}{dx} \Big|_s$  dans

l'équation (A.4). En remplaçant dans l'équation (A.3) (avec  $u_s = 0$ ), deux valeurs du gradient de pression de sortie peuvent être déterminées, chacune liée à deux valeurs de  $y$ , et différenciées par un signe  $\pm$ . En notant par un exposant (1) la valeur avec le signe + et (2) la valeur avec le signe -, il vient :

$$\left. \frac{dp}{dx} \right|_s^{(1)} = \frac{4\eta_0 u_m \left( 1 \pm \sqrt{1 - \left( \frac{SRR}{2} \right)^2} \right)}{h_s^2} \quad (\text{A.5})$$

$$\text{et } y^{(1)} = \frac{h_s}{2} \left( 1 + \frac{SRR}{2 \left( 1 \pm \sqrt{1 - \left( \frac{SRR}{2} \right)^2} \right)} \right) \quad (\text{A.6})$$

L'une des combinaisons est valide dans notre modèle, l'autre non. En effet, la valeur de  $y$  pour laquelle  $u = \frac{du}{dy} = 0$ ,  $\bar{y}$ , doit évidemment être inférieure à  $h_s$  (voir Figure A-1).

Dans l'hypothèse où  $-2 \leq SRR \leq 2$ , les deux valeurs de  $y$  obtenues dans (A.6) sont étudiées.

Pour la première valeur, on a  $0 \leq \frac{y^{(1)}}{h_s} \leq 1$  pour  $-2 \leq SRR \leq 2$ , et pour la seconde,  $\frac{y^{(2)}}{h_s} \leq 0$

pour  $-2 \leq SRR < 0$  et  $\frac{y^{(2)}}{h_s} \geq 1$  pour  $0 < SRR \leq 2$ .

Par conséquent la seule solution correcte et utilisée pour la suite sera :

$$\left. \frac{dp}{dx} \right|_s = \frac{4\eta_0 u_m \left( 1 + \sqrt{1 - \left( \frac{SRR}{2} \right)^2} \right)}{h_s^2} \quad (\text{A.7})$$

$$\text{et } \bar{y} = \frac{h_s}{2} \left( 1 + \frac{SRR}{2 \left( 1 + \sqrt{1 - \left( \frac{SRR}{2} \right)^2} \right)} \right) \quad (\text{A.8})$$

Afin de déterminer l'épaisseur de film de rupture  $h_s$  en fonction de  $h^*$  (valeur pour laquelle le gradient de pression est nul), l'équation (A.7) est remplacée dans l'équation (A.1) pour  $h = h_s$  :

$$\frac{4\eta_0 u_m \left( 1 + \sqrt{1 - \left( \frac{SRR}{2} \right)^2} \right)}{h_s^2} = \frac{12\eta_0 u_m (h_s - h^*)}{h_s^3} \quad (\text{A.9})$$

Pour  $u_m \neq 0$  et  $\eta \neq 0$ , on a alors :

$$\frac{h_s}{h^*} = \frac{3}{2 - \sqrt{1 - \left(\frac{SRR}{2}\right)^2}} \quad (\text{A.10})$$

Ce ratio  $\left(\frac{h_s}{h^*}\right)$  est donc simplement exprimé ici comme une fonction des conditions cinématiques du contact ( $SRR$ ) et fournit des informations sur la taille de la zone de sortie.

En effet, pour les valeurs caractéristiques de roulement pur ( $SRR = 0$  soit  $\frac{h_s}{h^*} = 3$ ) et de

glissement pur ( $SRR = 2$ , soit  $\frac{h_s}{h^*} = \frac{3}{2}$ ) et à vitesse d'entraînement constante (soit  $h^*$  constant), l'épaisseur de sortie se situe donc deux fois plus loin du centre du contact en roulement pur qu'en glissement pur. Les conditions de roulement pur seront donc les conditions les plus extrêmes pour le lubrifiant et où celui-ci devra supporter les tensions les plus importantes.

Afin de déterminer la répartition du fluide en fonction de  $SRR$ , une hypothèse supplémentaire est nécessaire. Là où le fluide se sépare, en  $h = h_s$ , la quantité de liquide supérieure à l'ordonnée  $\bar{y}$  est supposée suivre la frontière supérieure et de la même manière pour la partie inférieure, (voir Figure A-1). En considérant que le profil des vitesses de chaque quantité de lubrifiant entraîné par chaque surface est uniforme loin du contact, le débit de lubrifiant est défini comme :

$$Q = Q_1 + Q_2 = u_1 \delta_1 + u_2 \delta_2 \quad (\text{A.11})$$

avec  $Q$  le débit total,  $Q_1 = u_1 \delta_1$  et  $Q_2 = u_2 \delta_2$ , les débits respectivement au-dessous et en dessus de  $\bar{y}$ ,  $\delta_1$  et  $\delta_2$  les épaisseurs de liquide entraînées par les surfaces inférieures et supérieures.

En utilisant l'expression de la vitesse  $u_s$  obtenue en (A.3) et avec (A.7), les intégrales suivantes sont définies pour calculer chaque débit :

$$\int_0^{\bar{y}} u_s dy = Q_1 = u_m \left(1 + \frac{SRR}{2}\right) \delta_1 \quad (\text{A.12})$$

$$\int_y^{h_s} u_s dy = Q_2 = u_m \left(1 - \frac{SRR}{2}\right) \delta_2 \quad (\text{A.13})$$

avec  $\bar{y}$  défini en (A.8).

En intégrant, l'expression de chaque débit s'écrit alors :

$$Q_{1,2} = \frac{u_m h^*}{2} \left(1 \pm \frac{SRR}{K} \left(-SRR^2 + 12 \left(1 + \sqrt{1 - \left(\frac{SRR}{2}\right)^2}\right)\right)\right) \quad (\text{A.14})$$

$$\text{avec } K = 16 \left( 1 + \left( 1 + \frac{SRR^2}{8} \right) \sqrt{1 - \left( \frac{SRR}{2} \right)^2} \right).$$

Afin de s'assurer que la conservation du débit est satisfaite dans notre modèle analytique, une vérification est effectuée. En  $h = h^*$ , le gradient de pression étant nul, le profil de vitesse est donc simplement de type COUETTE et la valeur du débit est triviale :  $Q = u_m h^*$ . La somme des débits obtenus calculés par (A.14) vérifie bien également  $Q_1 + Q_2 = u_m h^*$ .

Dans le but d'établir un critère représentant la répartition du lubrifiant sur chaque surface, le rapport  $\Delta = \frac{\delta_1}{\delta_1 + \delta_2}$  est défini. Avec (A.12) et (A.13), et en remplaçant dans (A.14), le ratio  $\Delta$  est obtenu après simplifications comme fonction de  $SRR$  seulement :

$$\Delta = \frac{\delta_1}{\delta_1 + \delta_2} = \frac{1}{2} + \frac{SRR \left( 1 + \sqrt{1 - \left( \frac{SRR}{2} \right)^2} \right)}{-SRR^2 + 8 \left( 1 + \sqrt{1 - \left( \frac{SRR}{2} \right)^2} \right)} \quad (\text{A.15})$$

L'équi-répartition du lubrifiant pour  $SRR = 0$  ( $\Delta = 1/2$ ), et les valeurs caractéristiques pour  $SRR = 2$  et  $SRR = -2$  ( $\Delta = 1$  et  $\Delta = 0$  respectivement) sont retrouvées.

Ce modèle analytique a donc permis, par une simple étude cinématique du fluide et avec de nombreuses hypothèses simplificatrices, de déterminer un critère de répartition du lubrifiant en sortie de contact, uniquement fonction du taux de roulement/glisement.



## Annexe B - Nombres sans dimension

Compte tenu de l'aspect multi-physique de cette étude et afin de mettre en évidence les phénomènes prépondérants dans chaque zone, il est judicieux de s'intéresser avant toute modélisation, aux nombres sans dimensions engendrés par l'écriture des équations adimensionnées. Les principaux nombres utilisés tout au long de ce manuscrit sont répertoriés ici ainsi que leur importance dans les différentes zones des contacts lubrifiés.

– Nombre de REYNOLDS

$$\text{Re} = \frac{\rho UL}{\eta} \quad (\text{B.1})$$

avec  $\rho$  la masse volumique et  $\eta$  la viscosité du fluide (air ou lubrifiant),  $U$  une vitesse et  $L$  une longueur caractéristiques.

Ce nombre est incontournable dans tout problème de mécanique des fluides. Il caractérise le flux convectif de quantité de mouvement par rapport à son flux diffusif. En d'autres termes, il représente l'influence des effets d'inertie (non-linéaires) par rapport aux effets visqueux (linéaires). De plus, il intervient dans la caractérisation même de l'écoulement. En effet, pour des valeurs élevées de ce nombre ( $\text{Re} \approx 2000$ ), les écoulements deviennent turbulents à cause de l'importance des effets non-linéaires et apparaissent comme la superposition aléatoire de tourbillons de taille très variable [Guy01].

Compte tenu de la faible longueur caractéristique  $L$  dans les problématiques traitées ici, le nombre de REYNOLDS reste de l'ordre de l'unité voir de la dizaine (voir Tableau B-2) et l'écoulement sera donc supposé laminaire. En effectuant un adimensionnement adéquat (voir [Cam66]), un rapport d'échelle, utilisé dans les approximations de la lubrification, est mis en

évidence et un nombre de REYNOLDS modifié est alors défini :  $\text{Re}_{ub} = \frac{\rho U h}{\eta} \cdot \frac{h}{l}$ . Cependant, il

convient d'être rigoureux dans l'application de ce ratio d'échelles caractéristiques, puisqu'il n'est valable que dans les zones I, III et V du contact (voir Figure B-1). Les nombres relevés dans les zones II et IV (où le ratio d'échelle est proche de l'unité), montrent que les effets d'inertie doivent être pris en compte (voir Tableau B-2). Pour l'étude de l'écoulement dans les zones I, III et V, ils sont en revanche négligeables.

– Nombre de PECLET

$$\text{Pe} = \frac{\rho C_p UL}{k} \quad (\text{B.2})$$

avec  $C_p$  la chaleur spécifique à pression constante masse volumique et  $k$  la diffusivité thermique du milieu.

Un autre nombre incontournable représentant le rapport entre aspects convectifs ( $UL$ ) et diffusifs ( $\frac{k}{\rho C_p}$ ), de la chaleur cette fois-ci, est le nombre de PECLET. Il est fréquemment utilisé dans la résolution de l'équation de la chaleur, et justifie l'utilisation ou non de méthodes numériques adaptées pour sa résolution. En effet, quand celui-ci devient important, l'équation perd sa forme elliptique nécessitant l'utilisation de techniques de stabilisation pour sa résolution.

– Nombre de FROUDE

$$Fr = \frac{U}{\sqrt{gL}} \quad (\text{B.3})$$

avec  $g$  la gravité.

Ce nombre traduit l'importance des effets de vitesse par rapport aux effets de gravité. Il est fréquemment utilisé en mécanique des fluides dans l'étude des écoulements à surface libre pour définir les régimes d'écoulement et la présence de « ressaut » (transition brutale entre ces régimes) [Guy01]. En sortie de contact et dans la zone où le film se reforme, de fortes variations d'épaisseur de film sont relevées, similaires à celle obtenue lors d'un ressaut hydraulique. Cependant, les effets de gravité sont ici beaucoup moins importants que les effets de tension de surface dans nos applications (voir nombre de BOND) et ne seront donc pas étudiés (voir Tableau B-2).

– Nombre de MACH

$$Ma = \frac{U}{c} \quad (\text{B.4})$$

avec  $c$  la vitesse du son dans le milieu.

Ce nombre représente le rapport entre la vitesse caractéristique de l'écoulement et la vitesse du son dans le milieu, cette dernière étant fonction de sa nature et de sa température. Il est couramment utilisé en mécanique des fluides pour définir la limite à laquelle un fluide peut être considéré comme compressible ou incompressible. Au-dessus d'une certaine valeur critique (classiquement  $Ma > 0.3$  pour l'air), les équations de NAVIER-STOKES changent de nature, devenant hyperboliques, et nécessitent des méthodes de résolution particulières. Dans les cas traités ce nombre reste très faible et les effets notables de compressibilité pris en compte sont engendrés par une contrainte normale très importante, ne modifiant pas la nature des équations de conservation de la quantité de mouvement.

– Nombre de BOND

$$Bo = \frac{\rho g L^2}{\sigma} \quad (\text{B.5})$$

avec  $\sigma$  la tension de surface.

Il représente l'influence des effets de la gravité par rapport aux effets de tension de surface. Compte tenu de sa dépendance quadratique avec la longueur caractéristique souvent très faible dans les applications étudiées, les effets de la gravité seront toujours négligeables devant ceux de la tension de surface (voir Tableau B-2).

– Nombre capillaire

$$Ca = \frac{\eta U}{\sigma} \quad (\text{B.6})$$

Ce nombre représente l'influence des effets visqueux par rapport aux effets de tension de surface. Il est prépondérant dans toutes les zones autour du contact, où le lubrifiant interagit avec son environnement. Les échelles caractéristiques des contacts lubrifiés étant de l'ordre du micromètre, les rayons de courbure des interfaces sont très faibles, conduisant à un rôle non négligeable des effets capillaires sur la forme et la position du ménisque (voir Tableau B-2).

– Nombre de WEBER

$$We = \frac{\rho U^2 L}{\sigma} \quad (\text{B.7})$$

Le nombre de WEBER mesure l'importance des effets d'inertie par rapport aux effets capillaires. CROWE [Cro06] a étudié des écoulements dans des conduites de faibles diamètres (compris entre 3 mm et 200  $\mu\text{m}$ ) et mis en évidence que l'écoulement est dominé par les effets d'inertie quand  $We > 11$ . La valeur des nombres de WEBER en régimes HD et EHD montre que les effets d'inertie peuvent être du même ordre que les effets capillaires dans les zones des ménisques d'entrée et de sortie (voir Tableau B-2) et sont à considérer.

– Nombre de DEBORAH

$$De = \frac{\tau_{relax}}{\tau_{obs}} \quad (\text{B.8})$$

avec  $\tau_{relax}$  le temps de relaxation caractéristique du fluide et  $\tau_{obs}$  le temps d'observation de l'expérience.

Le nombre de DEBORAH permet de caractériser la fluidité du milieu, et de déterminer si le comportement du fluide est plutôt de type « élastique » ou « visqueux ». Si  $De \gg 1$  la réponse sous sollicitations sera plutôt élastique et si  $De \ll 1$ , plutôt visqueuse.

Les temps de relaxation des lubrifiants sont propres à chaque fluide et des ordres de grandeurs pour les fluides usuels sont donnés dans [Bai07] par  $\tau_{relax} = \eta / G$  avec  $G$  le module de cisaillement. Ce nombre sera utilisé pour des cas où le taux de cisaillement est important (i.e. cas EHD) et se définit alors par :

$$De = \frac{\eta U}{Gb} \quad (\text{B.9})$$

avec  $b$  la demi-longueur de contact.

Enfin deux nombres sans dimension faisant intervenir non plus simplement des quantités physiques mais numériques, sont utilisés dans ce mémoire.

– Nombre de CAHN

$$Ch = \frac{\varepsilon}{L} \quad (\text{B.10})$$

avec  $\varepsilon$  l'épaisseur numérique de l'interface.

– Nombre de PECLET modifié

$$Pe_{CH} = \frac{UL}{\varepsilon\sigma\chi} \quad (\text{B.11})$$

avec  $\chi$  le paramètre numérique de mobilité.

Tous ces nombres permettent de déterminer l'influence *a priori* de certains effets, physique ou numérique. Afin de quantifier le rôle de chacun dans la problématique de l'écoulement diphasique (air/lubrifiant) d'un fluide dans et en dehors d'un contact lubrifié, la Figure B-1 rappelle les différentes zones et quantités à considérer.

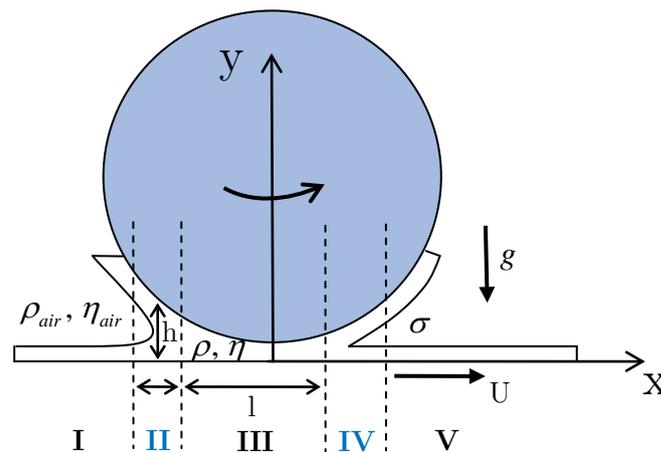


Figure B-1 - Rappel des zones d'études et grandeurs principales

Les données physiques caractéristiques des écoulements lubrifiés et obtenues à température et pression de référence sont reproduites Tableau B-1. Ces valeurs peuvent évidemment varier, dans la zone du contact par exemple, mais cette étude étant préliminaire et qualitative, ces variations ne seront pas prises en compte et seuls les ordres de grandeurs seront comparés. La longueur caractéristique est choisie comme étant l'épaisseur de film dans chaque zone. Les valeurs de viscosité  $\eta$  et masse volumique  $\rho$  correspondent aux valeurs de chaque fluide à un état de référence.

Paramètres physiques	$\eta_0$ [Pa.s]	$\eta_{air}$ [Pa.s]	$\rho_0$ [kg.m <sup>-3</sup> ]	$\rho_{air}$ [kg.m <sup>-3</sup> ]	$\sigma$ [N.m <sup>-1</sup> ]	$c$ [m.s <sup>-1</sup> ]	$c_{air}$ [m.s <sup>-1</sup> ]
Valeurs	0.01	1.10 <sup>-5</sup>	850	1	0.032	1300	330

Autres Paramètres	$U$ [m.s <sup>-1</sup> ]	$L$ [m]	$h$ [m]	$g$ [m.s <sup>-2</sup> ]
Valeurs	1	1.10 <sup>-3</sup>	1.10 <sup>-6</sup>	10

Tableau B-1 - Valeurs « classiques » des paramètres d'étude

Un tableau récapitulatif (Tableau B-2) de la valeur de ces nombres dans les différentes zones d'un contact lubrifié est proposé ici pour deux cas HD et EHD représentatifs de ceux étudiés dans ce mémoire. Pour le régime HD, la longueur caractéristique est définie par  $L \approx h \approx 1.10^{-6}$  m et  $l \approx 1.10^{-3}$  m dans les zones I, III et V (où le rapport d'échelle est utilisé pour le calcul du nombre de REYNOLDS) et  $L \approx h \approx 5.10^{-4}$  dans les zones II et IV. Pour le régime EHD, la longueur caractéristique est définie par  $L \approx h \approx 5.10^{-7}$  m et  $l \approx 1.10^{-4}$  m dans les zones I, III et V et  $L \approx h \approx 1.10^{-5}$  dans les zones II et IV.

Régimes Nombres	Type de fluide	HD		EHD	
		I,III,V	II, IV	I,III,V	II, IV
Zones	/	I,III,V	II, IV	I,III,V	II, IV
$L \approx h$ [m]	/	$5.10^{-7}$	$5.10^{-4}$	$5.10^{-7}$	$1.10^{-5}$
$Re \sim \frac{\text{inertie}}{\text{visqueux}}$	lubrifiant	$1.10^{-4}$	50	$5.10^{-4}$	1
	air	$1.10^{-4}$	50	$5.10^{-4}$	1
$Bo \sim \frac{\text{gravité}}{\text{capillaire}}$	lubrifiant	$5.10^{-7}$	$5.10^{-2}$	$5.10^{-7}$	$10^{-5}$
	air	$10^{-10}$	$10^{-4}$	$10^{-10}$	$5.10^{-8}$
$Ca \sim \frac{\text{visqueux}}{\text{capillaire}}$	lubrifiant	0.5	0.5	0.5	0.5
	air	$5.10^{-4}$	$5.10^{-4}$	$5.10^{-4}$	$5.10^{-4}$
$We \sim \frac{\text{inertie}}{\text{capillaire}}$	lubrifiant	$10^{-2}$	10	$10^{-2}$	0.5
	air	$10^{-5}$	$10^{-2}$	$10^{-5}$	$5.10^{-4}$
$Ma$	lubrifiant	$10^{-3}$	$10^{-3}$	$10^{-3}$	$10^{-3}$
	air	$5.10^{-3}$	$5.10^{-3}$	$5.10^{-3}$	$5.10^{-3}$
$Fr$	/	500	10	100	100

Tableau B-2 - Ordres de grandeur des nombres sans dimension



## Annexe C - Etude d'un contact ponctuel isotherme à forte viscosité

Les différents gradients dans l'épaisseur de film des contacts linéiques fortement glissants ont été analysés chapitre IV pour des contacts linéiques. L'étude d'un contact ponctuel non newtonien isotherme est ici développée. Comme décrit chapitre III, l'approche générale développée permet en effet de résoudre ce genre de configuration sans effectuer les simplifications de la lubrification. Les résultats obtenus sur des cas habituels ont été validés précédemment par rapport à une approche de type REYNOLDS généralisée (voir III.6.3.2). Cependant, il existe différentes configurations où les hypothèses menant aux équations de REYNOLDS généralisées peuvent être discutées. Trois exemples sont cités ici :

- Dans les cas de la prise en compte des rugosités de surfaces, le gradient horizontal d'épaisseur de film peut être important et entraîner une influence du gradient de pression vertical  $\left(\frac{\partial p}{\partial y}\right)$  classiquement négligé. Les effets de l'inertie ont également été montrés par SAHLIN et al. [Sah05] dans le cas de contacts HD rugueux ou indentés.
- Dans le cas où la rhéologie du lubrifiant est plus complexe que celle utilisée dans ce travail, certains termes usuellement négligés (termes de viscosité élongationnelle) peuvent également modifier l'écoulement [Tan00].
- Enfin dans le cas de l'utilisation de lubrifiant à forte viscosité, l'influence de certains termes non pris en compte dans les approches de type « REYNOLDS généralisée » a été montrée sur des contacts linéiques par HARTINGER [Har08a].

Afin de mettre en évidence ces effets pour des contacts ponctuels, on étudie ici un contact en roulement pur, lubrifié par un fluide de forte viscosité ( $\eta_0 = 0.5$  Pa.s) avec  $M = 5.5$  et  $L_M = 27$  ( $R = 0.01$  m et  $a = 1.39 \cdot 10^{-4}$  m). Pour les lois de comportement, un modèle d'EYRING est utilisé pour la rhéologie non newtonienne du fluide (avec  $\tau_0 = 5 \cdot 10^6$  Pa) ainsi que les lois de ROELANDS pour la piezoviscosité et de DOWSON-HIGGINSON pour la compressibilité. Le modèle de cavitation n'est pas utilisé ici afin de limiter le nombre de paramètres. On représentera cependant seulement les pressions positives par la suite. Numériquement, le problème comporte un million et demi de degrés de liberté et est résolu en 4 heures environ. Les résultats obtenus sont représentés par différents plans de coupe Figure C-1 concernant l'invariant du taux de cisaillement  $\dot{\gamma}_{eq}$  (à gauche) et la contrainte de cisaillement équivalente associée  $\tau_{eq} = \eta \cdot \dot{\gamma}_{eq}$  (à droite) dans le liquide. Le taux de cisaillement est maximum dans la zone de constriction et dans la direction  $y$ , proche des parois. Compte tenu des fortes

viscosités dans cette zone, la contrainte résultante est importante (45MPa) et conduit à un coefficient de frottement beaucoup plus élevé que les valeurs proches de zéro usuelles pour des cas de roulement pur (voir Tableau C-1).

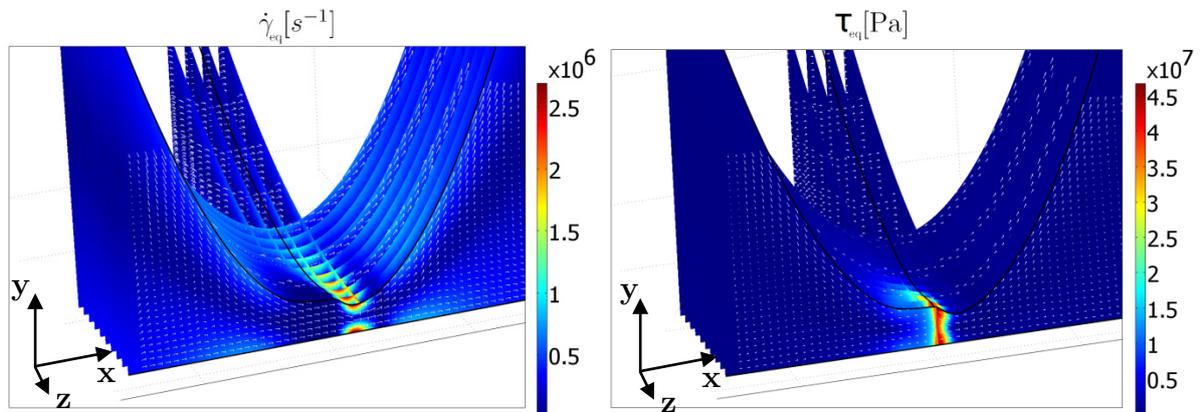


Figure C-1 - Intensité du taux de cisaillement  $\dot{\gamma}_{eq}$  et de la contrainte de cisaillement  $\tau_{eq}$  dans un contact ponctuel à forte viscosité en roulement pur

Les profils d'épaisseur et de pression sont comparés Figure C-2 avec la même approche de type REYNOLDS généralisée que celle utilisée section III.6.3.2.

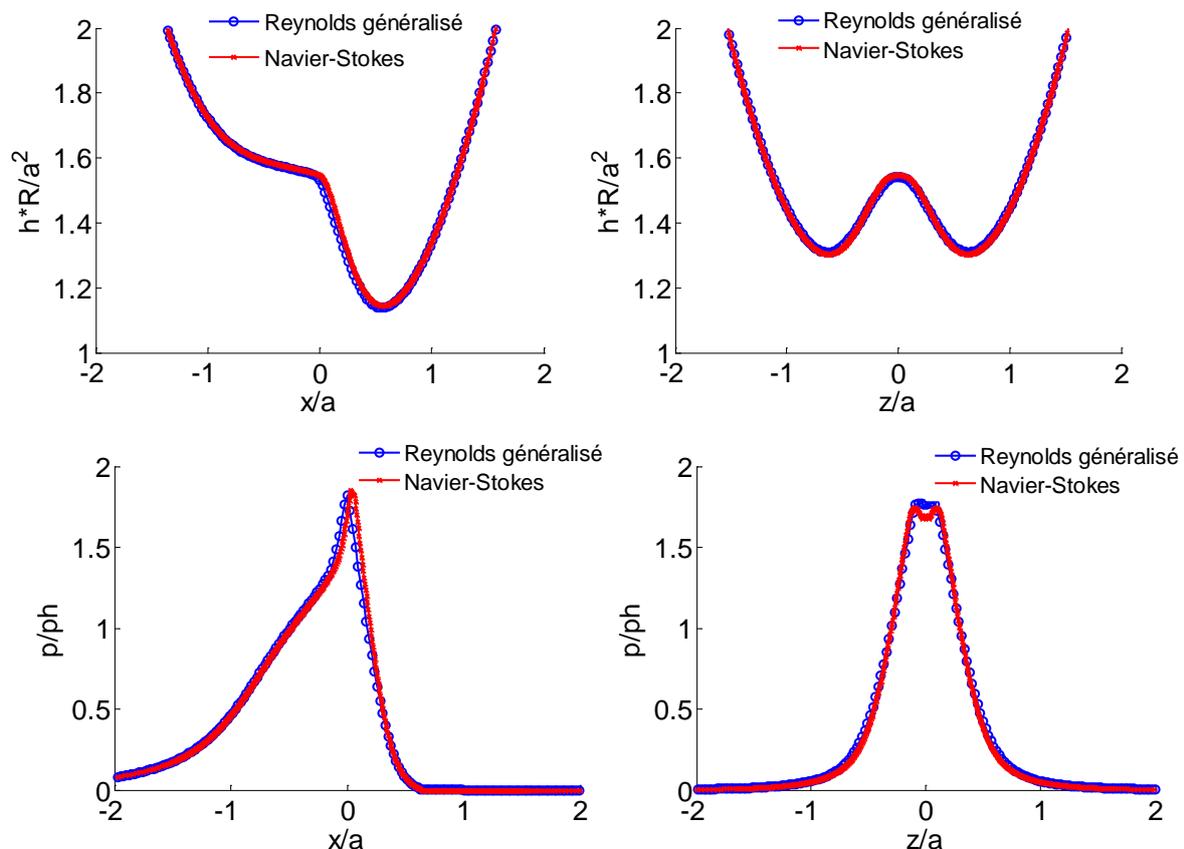


Figure C-2 - Comparaisons avec des résultats issus d'une approche REYNOLDS généralisé inspirée de HABCHI [Hab08] et de l'approche NAVIER-STOKES développée pour les profils d'épaisseur (en haut) et de pression (en bas) d'un contact ponctuel

Les résultats illustrés Figure C-2 sont en bon accord de manière générale mais montrent cependant localement quelques différences spécifiques, pouvant être issues des différences de formulation des équations du mouvement du fluide entre les deux approches. En effet, un décalage du maximum de pression et de l'épaisseur de film (dans la direction  $\mathbf{x}$ ) vers la sortie du contact est noté. Ces mêmes tendances ont été mises en évidence par HARTINGER et al. [Har08b] sur un cas linéique. Pour le profil de pression suivant  $\mathbf{z}$ , tracé en  $x = 0$ , il est plus faible pour l'approche NAVIER-STOKES (en bas à droite, Figure C-2) à cause du décalage vers l'aval du pic de pression. De faibles variations ( $< 1\%$ ), non significatives, sont obtenues pour l'épaisseur de film dans cette direction.

En effectuant une analyse d'ordre de grandeur des différents termes composant les équations du mouvement, on remarque que le gradient de pression  $\frac{\partial p}{\partial y}$  classiquement négligé, est du même ordre de grandeur dans la zone de constriction que les gradients de pression dans les deux autres directions. Le taux de cisaillement représenté Figure C-1 pour l'approche NAVIER-STOKES est également affecté, modifiant la valeur résultante de la viscosité. Afin de quantifier l'effet de ces termes, les différences entre les deux approches pour le coefficient de frottement sont comparées (Tableau C-1).

Le coefficient est calculé sur les surfaces supérieures ( $Cf_{sup}$ ) et inférieures ( $Cf_{inf}$ ), avec l'équation (4.1) étendue au cas tridimensionnel (C.1) :

$$Cf_{inf} = \frac{2 \int_{-l}^l \int_0^l \tau_e \Big|_{\partial\Gamma_{3-1}} dx dz}{W} \quad \text{et} \quad Cf_{sup} = \frac{2 \int_{-l}^l \int_0^l \tau_e \Big|_{\partial\Gamma_{3-2}} dx dz}{W} \quad (C.1)$$

avec  $\tau_e = \sqrt{\tau_{yx}^2 + \tau_{yz}^2}$ .

L'écart entre les deux approches est calculé en prenant comme valeurs de référence celles issues de l'approche de REYNOLDS généralisé.

	REYNOLDS généralisé		NAVIER-STOKES		Ecart (%)	
	$Cf_{inf}$	$Cf_{sup}$	$Cf_{inf}$	$Cf_{sup}$	$Cf_{inf}$	$Cf_{sup}$
Cas $M = 43.7, L_M = 8.5$ ( $SRR = 1$ )	0.038009	0.037228	0.03793	0.037097	<b>-0.21</b>	<b>-0.35</b>
Cas $M = 5.5, L_M = 27$ ( $SRR = 0$ )	0.041203	0.041205	0.038654	0.038692	<b>-6.18</b>	<b>-6.10</b>
Cas $M = 5.5, L_M = 27$ ( $SRR = 2$ )	0.07987	0.06618	0.0782	0.06487	<b>-2.09</b>	<b>-1.98</b>

Tableau C-1 - Comparaisons des valeurs du coefficient de frottement pour un cas « classique » (1<sup>ère</sup> ligne) et pour des cas à plus forte viscosité (2<sup>ème</sup> et 3<sup>ème</sup> lignes)

Le coefficient de frottement obtenu pour chaque cas, est toujours inférieur pour l'approche NAVIER-STOKES. Pour le premier cas ( $M = 43.7$ ,  $L_M = 8.5$ ), les résultats entre les deux approches sont très proches menant à des prédictions du frottement très similaires ( $<0.35\%$ ).

Pour les cas à forte viscosité ( $M = 5.5$ ,  $L_M = 27$ ), les écarts sont plus importants (6%) compte tenu de l'influence des termes évoqués précédemment, réduisant localement la viscosité et la contrainte de cisaillement.

Enfin, on remarque que cet écart diminue lorsque le glissement augmente. Les termes habituels de cisaillement  $\frac{\partial}{\partial y} \left( \eta \frac{\partial u}{\partial y} \right)$  et  $\frac{\partial}{\partial y} \left( \eta \frac{\partial w}{\partial y} \right)$  deviennent en effet de plus en plus influents sur l'évolution des gradients de pression, réduisant ainsi l'écart entre les deux approches (REYNOLDS généralisée et NAVIER-STOKES).

## Annexe D - Description des bancs d'essai

Le banc d'essai utilisé dans ce travail (Figure D-1) nommé « Jerotrib » a été développé par MOLIMARD et AL. [Mol99]. Il s'agit d'un tribomètre de type bille/plan capable de mesurer les épaisseurs de film de contacts EHD ainsi que les efforts et couples de frottement dans les trois directions de l'espace.

Une brève présentation du fonctionnement du dispositif est réalisée ici (Figure D-1) :

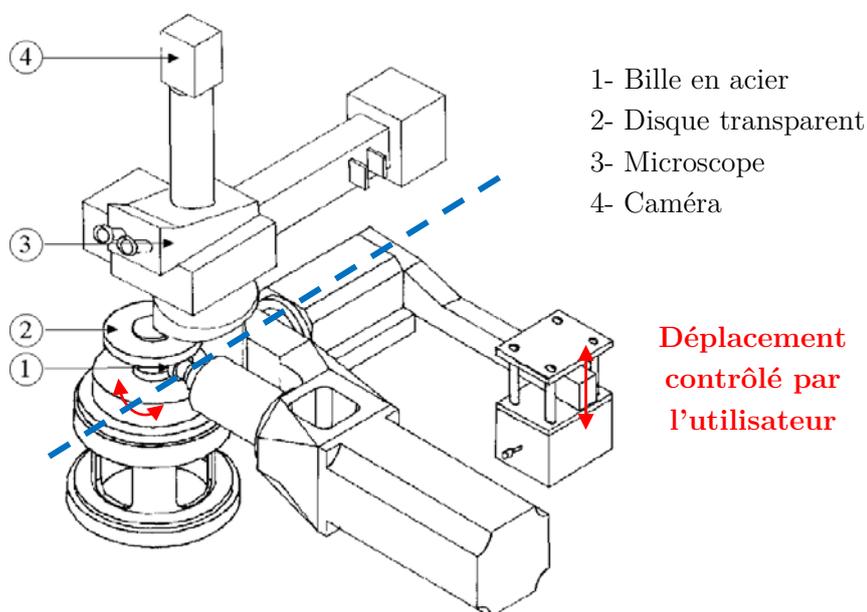


Figure D-1 - Schéma du banc d'essai utilisé issu de [Mol99]

L'appareil est constitué de trois parties principales :

- La première partie constitue le pilotage de la bille (1). Celle-ci est entraînée en rotation par un moteur relié à un bras en forme de « U » pouvant pivoter (flèche rouge circulaire) autour d'un axe représenté en traits pointillés bleus Figure D-1. Par l'intermédiaire d'un déplacement vertical (flèche rouge verticale), l'utilisateur agit sur l'entrefer entre la bille et le disque et impose la charge souhaitée au contact.
- La deuxième partie de l'appareil concerne le disque (2). Ce dernier est entraîné en rotation par un moteur indépendant du premier. Ainsi, toutes les conditions cinématiques de roulement/glisserment peuvent être réalisées.

- Enfin, la troisième partie constitue l'appareil d'acquisition et de mesure. Le schéma représente le dispositif nécessaire à la mesure d'épaisseur de film par interférométrie. Un appareil photographique (Canon EOS 500d) ou/et une caméra rapide (Vision Research MIRO EX4) ont également été utilisés, remplaçant le dispositif caméra/microscope représenté Figure D-1 dans le but d'obtenir des informations beaucoup plus macroscopiques sur le comportement du lubrifiant.

En ce qui concerne les conditions de fonctionnement et d'alimentation, une partie de la bille (1) est immergée dans un réservoir contenant le lubrifiant, non représenté Figure D-1. Par effets visqueux, la bille entraîne ce dernier dans le contact. Le débit d'alimentation ne peut donc pas être imposé précisément par cet appareil mais est suffisant pour considérer le régime d'alimentation comme « sur-alimenté ».

Le type de lubrifiant utilisé ici est une huile minérale sans additif dont la viscosité à température d'essai  $T_0 = 20\text{ }^\circ\text{C}$  est de  $\eta_0 = 0.015\text{ Pa}\cdot\text{s}$ . La valeur de la tension de surface entre le lubrifiant et l'air n'a pas été mesurée mais est estimée à  $\sigma = 0.032\text{ N}\cdot\text{m}^{-1}$  par rapport à des huiles similaires [Dal79].

La température de l'huile dans le réservoir est maintenue à  $20\text{ }^\circ\text{C}$  par un bain thermostaté. Les conditions cinématiques de roulement pur et de glissement pur ont été traitées pour des cas où l'entrefer est important ( $h_0 > 20\text{ }\mu\text{m}$ ). Pour les cas EHD, seules les conditions de roulement pur ont été opérées à des vitesses d'entraînement variant de  $u_{moy} = 0.4$  à  $u_{moy} = 2.2\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ .

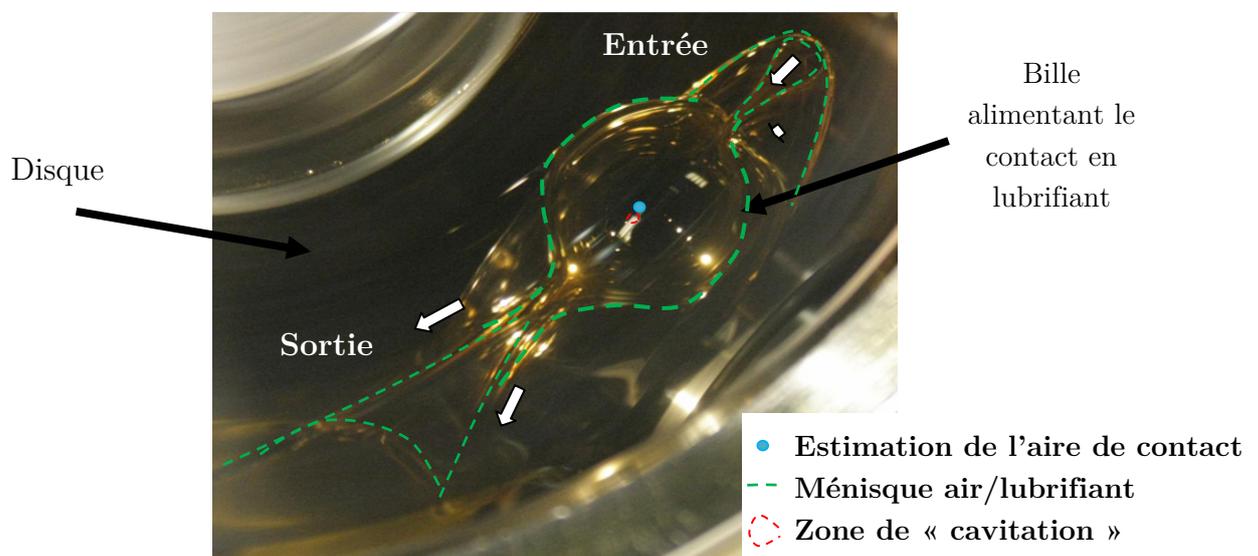


Figure D-2 - Ménisque air/lubrifiant en vue de dessus sur banc d'essai

Ce type de dispositif expérimental est généralement utilisé pour mesurer quantitativement des épaisseurs de film au sein de contacts EHD ainsi que les efforts de frottement. Dans ce travail, on cherche à décrire qualitativement l'écoulement macroscopique autour du contact, en entrée et en sortie. L'entrefer entre les deux éprouvettes ne pouvant pas être imposé précisément sur ce dispositif, une relation approchée, prenant en compte la géométrie du dispositif, est utilisée. Les photographies exposées à  $t = 1\text{ s}$  sur les Figure V-2 et Figure V-3 ont été effectuées pour un entrefer estimé à  $h_0 \approx 20\text{ }\mu\text{m}$ .

L'effort normal au contact (charge) est mesuré par un capteur d'effort. A partir de la valeur mesurée de l'effort, de la géométrie de la bille, des caractéristiques des matériaux en contact (verre/acier) et des propriétés du lubrifiant, l'aire de contact et l'épaisseur de film peuvent être estimées par des formules analytiques ou empiriques de la littérature [Goh01]. Les conditions de contacts utilisées dans ce travail sont décrites Tableau D-1 :

Paramètre	$R$ [m]	$E_{acier}$ [GPa]	$E_{verre}$ [GPa]	$\alpha_p$ [GPa <sup>-1</sup> ]	$\eta_0$ [Pa.s]	$u_{moy}$ [m.s <sup>-1</sup> ]
Valeur	0.01	210	69	22.5	0.015	2.2

**Tableau D-1 - Valeurs des différents paramètres nécessaires à l'estimation des propriétés des contacts étudiés**

On peut alors estimer pour ce cas d'étude, les épaisseurs centrales de film  $h_c$  et rayon de contact Hertzien  $a$ , pour deux valeurs de charge différentes, Tableau D-2 :

Charge [N] \ Grandeurs	$a$ [mm]	$h_c$ [µm]
$W = 5 \text{ N}$	0.11	0.31
$W = 18 \text{ N}$	0.17	0.27

**Tableau D-2 - Valeurs des rayons de contact Hertzien  $a$  et des épaisseurs centrales de film  $h_c$  estimés pour deux charges différentes**

Des mesures d'épaisseur de film peuvent également être effectuées par interférométrie (technique décrite en détails dans [Mol99]) avec ce type d'appareil. Cependant, les interférogrammes montrés Figure I-5 n'ont pas été acquis sur cet appareil. Ils ont été relevés lors de mon séjour au centre de recherche de SKF à Nieuwegein (Pays-Bas), sur un autre appareil de type bille/disque nommé « WAM5 ». Cet autre tribomètre diffère de « Jerotrib » par sa géométrie : la bille se situe au-dessus du disque et le lubrifiant est déposé sur le disque pour lubrifier le contact. Les interférogrammes présentés Figure I-5 et Figure V-4 ont été réalisés sur l'appareil de mesure « WAM5 », à charge constante  $W = 20 \text{ N}$ , avec le même lubrifiant et les mêmes matériaux et rayon de contact que ceux décrits Tableau D-1. Seule la vitesse d'entraînement  $u_{moy}$  a été modifiée de  $u_{moy} = 0.002$  à  $u_{moy} = 0.5 \text{ m.s}^{-1}$ . Ces mesures ont été réalisées dans le but d'estimer la zone de cavitation en aval du contact et non dans le but d'être post-traitées pour obtenir les épaisseurs de film.



# Annexe E - Etude préliminaire de la zone d'entrée des contacts HD linéiques

Une première étude de la zone d'entrée des contacts HD linéiques non conformes est développée dans cette annexe en appliquant la méthode CAHN-HILLIARD mise en œuvre pour la zone de sortie section V.3. Une brève description des approches analytiques et expérimentales existantes est décrite en préambule.

## Approches analytiques et expérimentales

La zone d'entrée constitue une zone primordiale dans le bon fonctionnement d'un contact lubrifié puisque c'est ici que l'alimentation du contact s'effectue. Or, ces notions, mêmes si fondamentales pour la prédiction de la durée de vie des mécanismes lubrifiés, restent encore mal définies. Afin de simplifier cette étude, seuls les contacts linéiques HD sont ici traités. En effectuant une analyse d'ordre de grandeur des différents phénomènes physiques présents dans la zone d'entrée (voir Annexe B) et compte tenu des dimensions caractéristiques, il est important de noter que les effets visqueux, capillaires, et d'inertie sont du même ordre de grandeur. Avant de mettre en œuvre les modélisations originales développées chapitre III, l'écoulement obtenu par des approches analytiques de la littérature est décrit brièvement.

OTERI [Ote72] montre Figure E-1, les lignes de courant dans la zone d'entrée pour un contact en roulement pur, représentées par les isovalues de la fonction de courant  $\Psi$  [Gen07]. TIPEI [Tip68] décrit la présence de deux zones de recirculation en amont du contact, quand la quantité de lubrifiant est supérieure à celle pouvant entrer dans le contact. Quand le débit d'alimentation diminue, la condition de HOPKINS et PRANDTL [Hop57], postulant que le ménisque se situe là où  $u = \frac{du}{dy} = 0$  (i.e. sans débit inverse) est utilisée.

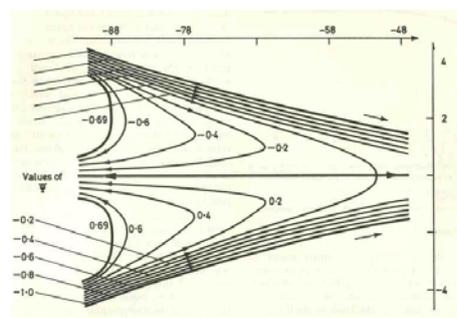


Figure E-1 - Lignes de courant pour un contact en roulement pur obtenues par OTERI [Ote72] avec  $\Psi$  la fonction de courant

Une approche expérimentale effectuée par DALMAZ [Dal79], a montré la complexité de l'écoulement dans cette zone d'entrée. Quelques résultats expérimentaux [Dal79] sont représentés Figure E-2, décrivant l'écoulement du lubrifiant dans la zone d'entrée de contacts HD non conformes, en roulement pur. Il observe l'aspect tridimensionnel de l'écoulement et la forte interaction de l'air environnant dans cette zone d'entrée. L'excès de lubrifiant semble éjecté sous forme de gouttes laissant place à un ménisque air/lubrifiant pouvant être fortement perturbé et dépendant du nombre capillaire. Il décrit alors que l'alimentation du contact n'est réalisée que par le film mince de liquide entraîné par chacune des surfaces. D'autres auteurs, comme DOWSON [Dow74], ont également montré la présence de ces mêmes gouttes de lubrifiant à l'entrée de contacts EHD sous-alimentés.

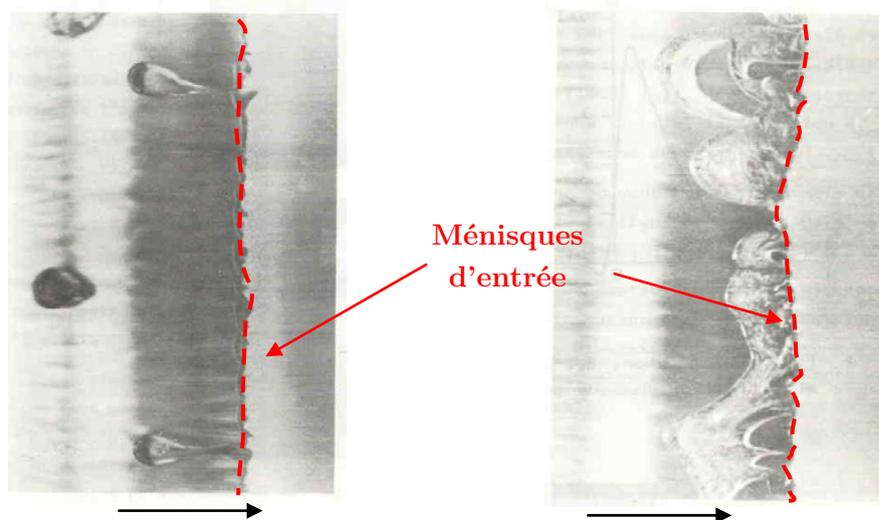


Figure E-2 - Ménisques (en rouge) et gouttes éjectées à l'entrée d'un contact lubrifié non conforme HD obtenu par DALMAZ dans [Dal79] pour différentes vitesses en roulement pur

Très peu de travaux ont été recensés dans la littérature comme s'intéressant aux phénomènes spécifiques à la zone d'entrée. En effet, la non validité des hypothèses de films minces et la présence d'un écoulement à surface libre mènent à un problème complexe nécessitant des techniques numériques spécifiques de résolution. L'approche diphasique (air/lubrifiant) mise en œuvre dans ce travail offre une première base de modélisation pour apporter des éléments de réponse à la compréhension des mécanismes d'alimentation des contacts lubrifiés.

## Etude numérique et limites de l'approche 2D

Afin de modéliser le comportement du lubrifiant dans cette zone du contact, l'approche CAHN-HILLIARD est appliquée à un contact linéique. Le lubrifiant est supposé iso-visqueux, newtonien et en régime isotherme.

La difficulté majeure réside dans la condition limite à imposer en entrée pour la variable de champ de phase,  $\phi$ . En effet, afin de modéliser l'écoulement du fluide, il est nécessaire d'imposer une certaine quantité de lubrifiant à l'entrée, entraînée par la (ou les) surface(s)

mobile(s). En sortie de contact, l'épaisseur de lubrifiant n'est pas imposée car elle est un résultat du problème. Une condition de flux nul sera donc utilisée pour la frontière  $\partial\Gamma_{3-out}$  (voir section III.2.3.3). Une différence fondamentale entre ces deux zones est donc mise en évidence : l'une (zone d'entrée) étant fortement contrôlée par les conditions limites d'alimentation imposées, l'autre (zone de sortie) étant un résultat du problème, et les deux étant intimement liées à cause de la conservation du débit.

La géométrie étant fixée dans les études menées par la suite, différentes situations sont schématisées Figure E-3 pour un contact linéique. Si le débit imposé (entrant) est trop faible, la zone d'entrée « se vide » et le cylindre n'est plus mouillé (cas (a), Figure E-3). A contrario, si l'épaisseur imposée en amont est trop importante, le domaine d'entrée « se remplit », jusqu'à sortir du domaine d'étude. En effet, l'approche étant bidimensionnelle, le lubrifiant ne peut contourner le contact et est « refoulé » en amont jusqu'à occuper tout le domaine numérique (cas (b), Figure E-3).

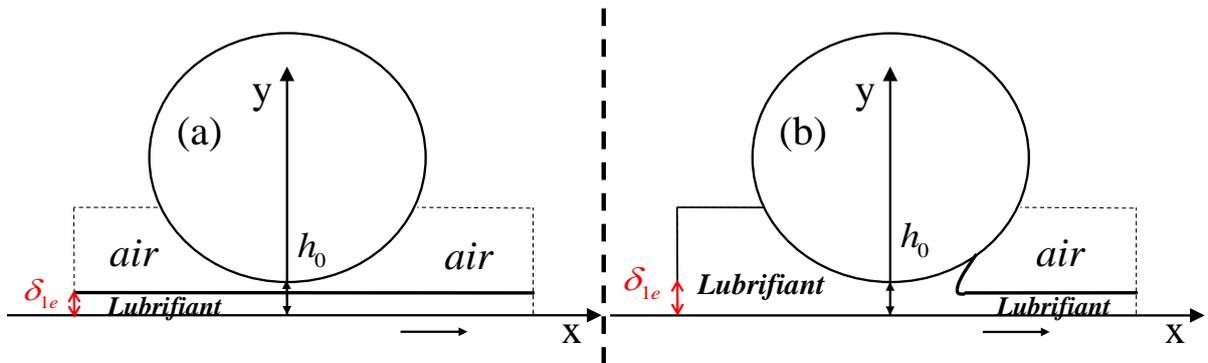


Figure E-3 - Géométrie et conditions limites - cas (a) : épaisseur initiale trop faible - cas (b) : épaisseur initiale trop importante (cas de glissement pur)

Afin de modéliser des conditions de fonctionnement se rapprochant de celles rencontrées dans les problématiques étudiées, un couplage entre zones de sortie et d'entrée est effectué. En effet, en faisant l'hypothèse qu'un état stationnaire est obtenu en sortie du contact « n », l'écoulement résultant sera celui qui alimente la zone d'entrée du contact « n+1 ».

Numériquement, des conditions dites « périodiques » sont donc utilisées en imposant la condition limite suivante à la frontière d'entrée :

$$\phi|_{\partial\Gamma_{3-in}} = \phi|_{\partial\Gamma_{3-out}} \cdot (u > 0) \quad (\text{E.1})$$

La quantité de liquide imposée en amont ( $\phi|_{\partial\Gamma_{3-in}}$ ) est donc égale à celle obtenue en aval ( $\phi|_{\partial\Gamma_{3-out}}$ ) si la vitesse horizontale du liquide  $u$  est positive. Ainsi, une quantité de liquide excédentaire éjectée en amont ( $u < 0$ ) peut être « évacuée » du modèle numérique. De manière simplifiée, cette condition sera donc utilisée, impliquant une dépendance importante entre zones d'entrée et de sortie.

Le calcul est initialisé par une condition arbitraire (voir Figure E-4,  $t = 0$  s), en imposant une quantité de liquide sur chaque surface et une position des abscisses d'entrée et de sortie. Les conditions opératoires et numériques sont décrites Tableau E-1.

	$R$ [m]	$h_0$ [m]	$u_1$ [m.s <sup>-1</sup> ]	$u_2$ [m.s <sup>-1</sup> ]	$\eta_{air}$ [Pa.s]	$\eta_0$ [Pa.s]	$\rho_{air}$ [kg.m <sup>-3</sup> ]	$\rho_0$ [kg.m <sup>-3</sup> ]	$\sigma$ [N.m <sup>-1</sup> ]	$Ca$ [-]
Figure E-4	0.1214	1e-4	0.5	0.5	1e-5	0.032	1	850	0.008	2
Figure E-6	0.1214	1e-4	0.5	0.5	1e-5	0.032	1	850	0.032	0.5

**Tableau E-1 - Valeurs des différents paramètres relatifs aux résultats présentés Figure E-4 et Figure E-6**

Deux configurations de contacts HD sont traitées en faisant varier la valeur de la tension de surface  $\sigma$  : l'un à  $Ca = 2$  (soit  $\sigma = 0.008$  N.m<sup>-1</sup>) où les effets visqueux dominent, l'autre à  $Ca = 0.5$  (soit  $\sigma = 0.032$  N.m<sup>-1</sup>) où les effets capillaires sont prépondérants.

#### - Effets visqueux dominants : $Ca = 2$

Les résultats obtenus pour le cas  $Ca = 2$  sont montrés Figure E-4, pour différents pas de temps jusqu'à l'obtention d'un état quasi-stationnaire. Le lubrifiant est représenté en rouge ( $\phi = 1$ ) et l'air environnant en bleu ( $\phi = -1$ ). Les lignes de courant dans la phase liquide sont représentées en blanc.

Il apparaît dans un premier temps que le liquide est entraîné par chaque surface jusqu'à ce qu'un ménisque stabilisé soit généré. Dans la zone du divergent, deux couches de lubrifiant se forment, jouxtant chaque surface mobile et alimentant le contact en entrée.

Une fois l'équilibre atteint, la zone de sortie devient indépendante de la zone d'entrée. L'épaisseur centrale régulant le débit de lubrifiant. La répartition du liquide et les phénomènes propres à la zone de sortie sont traités en détails dans le corps du mémoire section V.3.

Concernant la zone d'entrée, l'écoulement est beaucoup moins stable. L'excès de liquide présent initialement dans cette zone est « refoulé » du contact puis éjecté du domaine numérique (de  $t = 0.01$  s à  $t = 0.07$  s). Un « filet » de fluide est généré, se rompant par l'action des effets capillaires, pour former des « gouttes <sup>10</sup> » circulaires ( $t = 0.09$  s). Ce mécanisme d'éjection du liquide est représenté plus localement sur une échelle non déformée en entrée à gauche Figure E-5. L'excès de lubrifiant est alors éliminé du domaine numérique et un ménisque résiduel est formé ( $t = 0.03$  s). Afin d'étudier la position du ménisque dans l'écoulement diphasique, la composante horizontale du champ de vitesse dans le fluide diphasique  $u$ , est tracée à droite, Figure E-5. La position de l'interface résultante est repérée par la ligne noire (pour  $\phi = 0$ ) et les flèches indiquent le champ de vitesse ( $\mathbf{u}$ ) dans le fluide. En amont de l'interface ( $x < -0.0076$  m), l'air est principalement éjecté du contact. Dans la phase liquide, en aval de

<sup>10</sup> Il convient d'être prudent dans l'analyse de ces résultats puisque l'étude présentée est ici seulement bidimensionnelle. Cette hypothèse forte ne permet pas d'effectuer de comparaisons quantitatives avec l'expérience, mais fournit une compréhension qualitative des phénomènes.

l'interface, aucune zone de recirculation n'est observée et l'abscisse se situe là où  $u = \frac{du}{dy} = 0$ , comme observé par HOPKINS et PRANDTL [Hop57].

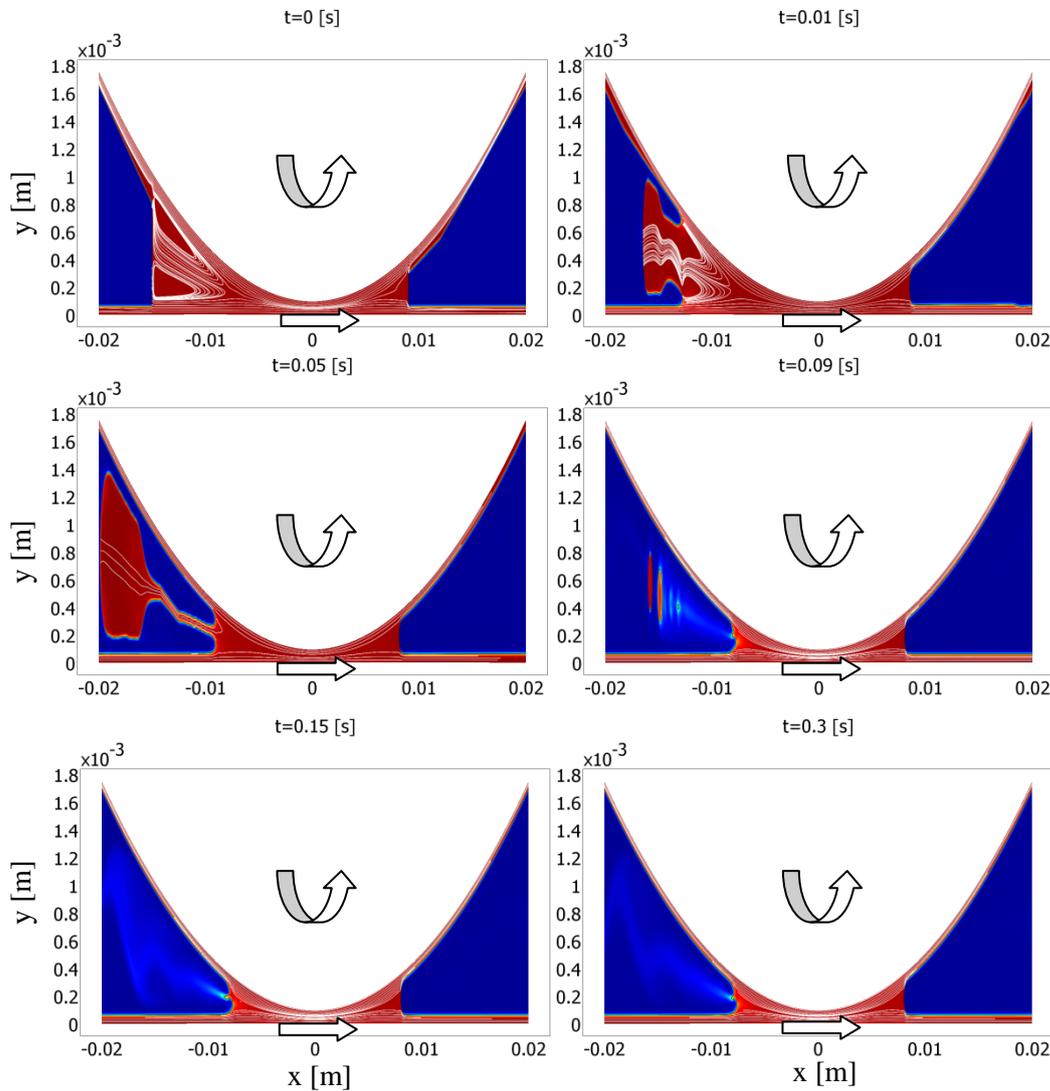


Figure E-4 - Evolution temporelle de l'écoulement diphasique, lubrifiant (en rouge) et air (en bleu), pour un cas de roulement pur avec conditions périodiques et  $Ca = 2$

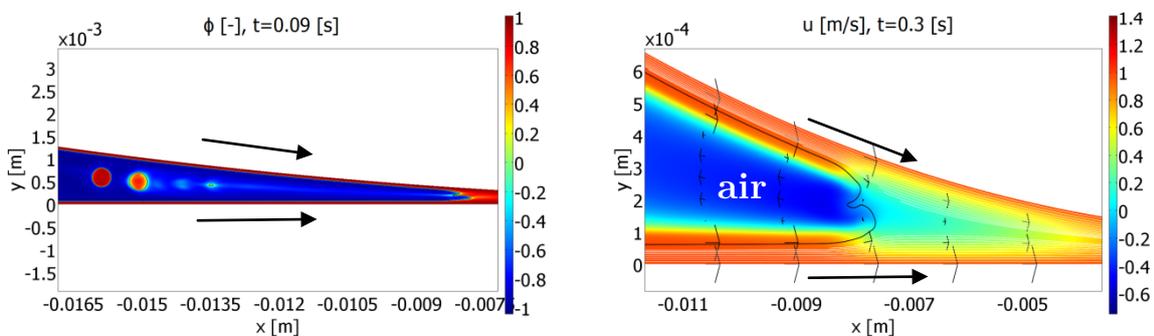


Figure E-5 - A gauche : représentation non déformée de la répartition des phases  $\phi$  en entrée à  $t = 0.09$  s - A droite : champ de vitesse horizontale  $u$  en couleur, interface (ligne noire,  $\phi = 0$ ), champs de vitesse  $u$  (flèches) et lignes de courant (en blanc) à  $t = 0.3$  s

- Effets capillaires dominants :  $Ca = 0.5$ 

La répartition des phases obtenue à partir de la même condition initiale que pour le cas précédent est représentée Figure E-6, jusqu'à l'équilibre quasi-stationnaire pour un nombre capillaire  $Ca = 0.5$ . Contrairement au cas précédent, la quantité excédentaire de liquide est cette fois-ci « retenue » derrière un ménisque air-lubrifiant beaucoup plus stable. L'influence des effets capillaires engendre alors un décalage du ménisque vers l'amont du contact jusqu'à ce que l'alimentation en lubrifiant se stabilise, menant à un équilibre des débits et à une solution stationnaire. Deux zones de recirculation sont observées dans le liquide, en entrée de contact. De la même manière que pour la zone de sortie (voir section V.3), la position de l'interface est fonction du nombre capillaire et ne peut être estimée par la condition de HOPKINS et PRANDTL lorsque les effets capillaires prédominent [Hop57].

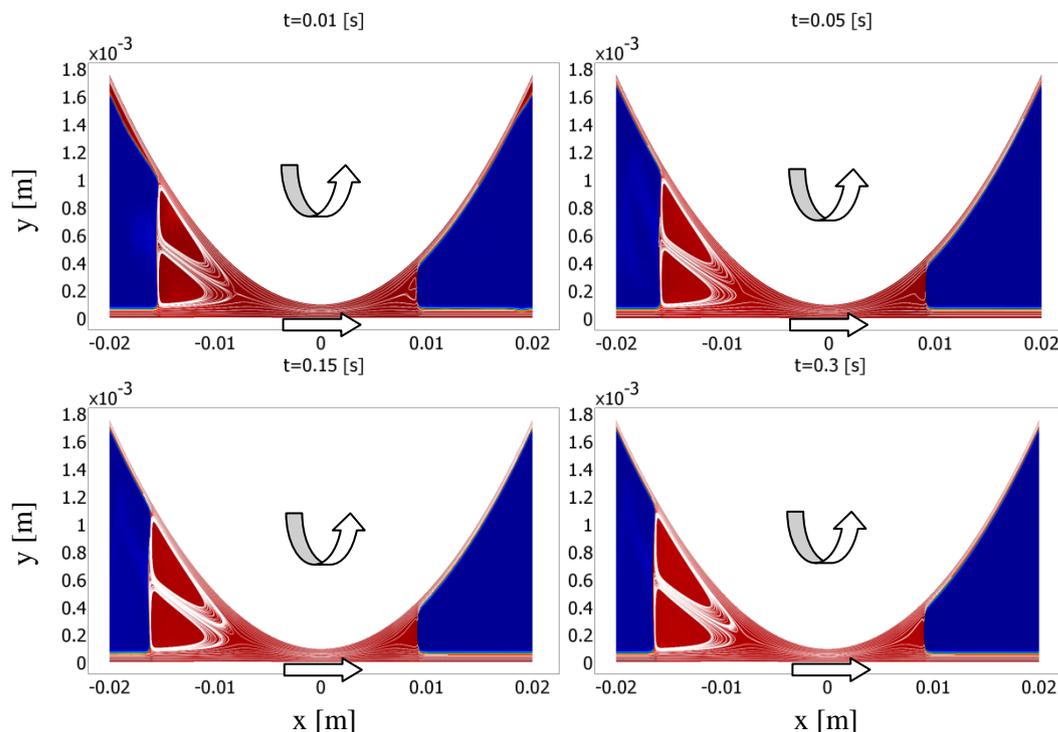


Figure E-6 - Evolution temporelle de l'écoulement diphasique, lubrifiant (en rouge) et air (en bleu), pour un cas de roulement pur avec conditions périodiques et  $Ca = 0.5$

Numériquement et dans les deux configurations ( $Ca = 2$  et  $Ca = 0.5$ ), une diffusion de l'interface est observée lors de l'éjection du liquide (à partir de  $t = 0.09$  s, Figure E-4) ou proche du ménisque d'entrée quasiment stabilisé (à partir de  $t = 0.01$  s, Figure E-6). En effet, comme montré à gauche Figure E-5, la proportion de phase  $\phi$  n'est pas strictement égale à 1 ou -1 dans toute l'épaisseur mais une zone de mélange est observée. Cette diffusion de l'interface est contrôlée par le paramètre de mobilité défini section III.2.3.2 liant la diffusion à la dynamique de l'écoulement. Ces problèmes numériques n'étant pas observés pour la zone de sortie, la même valeur du coefficient de mobilité ( $\chi = 1 \text{ m.s.kg}^{-1}$ ) est utilisée ici. Une étude plus détaillée serait nécessaire pour valider ce paramètre numérique dans cette zone.

Pour quantifier ces effets, l'évolution de la masse  $m$  du lubrifiant (adimensionnée par sa valeur initiale) est tracée à gauche, Figure E-7, au cours du temps et pour les deux cas d'étude. Elle est calculée dans tout le domaine fluide  $\Omega_3$  par :

$$m = \iint \rho \cdot (\phi > 0) d\Omega_3 \quad (\text{E.2})$$

Pour le cas  $Ca = 0.5$  où aucun processus d'éjection du lubrifiant n'est observé, l'écart de débit relatif entre la frontière de sortie  $\partial\Gamma_{3-out}$  et celle d'entrée  $\partial\Gamma_{3-in}$  est également tracé (à droite, Figure E-7) :

$$\frac{\int_{\partial\Gamma_{3-out}} \rho u dy - \int_{\partial\Gamma_{3-in}} \rho u dy}{\int_{\partial\Gamma_{3-in}} \rho u dy} \cdot 100 \quad (\text{E.3})$$

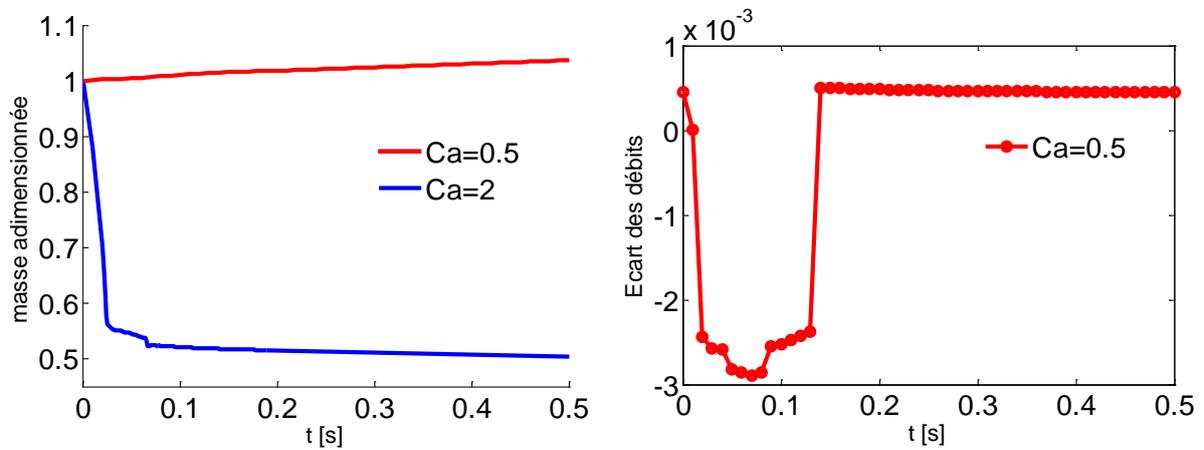


Figure E-7 - Evolution de la masse adimensionnée de liquide dans le domaine et écart des débit entrant et sortant (en %) pour le cas  $Ca = 0.5$

Contrairement à la configuration présentée dans le mémoire (section V.3) où seule la zone de sortie est étudiée, une faible variation de masse (environ 5% jusqu'à l'état stationnaire) est observée au cours du temps. Pour le cas où une partie du liquide est éjectée ( $Ca = 2$ ), une chute globale de masse dans le domaine est constatée, correspondant à l'évacuation du liquide « en surplus », suivie d'une diminution lente ( $\approx 2\%$  jusqu'à  $t = 0.3$  s). Pour le cas où le liquide n'est pas éjecté, une légère augmentation ( $\approx 3\%$  jusqu'à  $t = 0.3$  s) de la masse du liquide tout au long de la résolution est notée. Pour la différence de débit entrant/sortant (à droite, Figure E-7) un écart très faible est noté ( $< 0.003\%$ ), validant l'utilisation de la condition limite (eq. (E.1)).

Dans cette zone d'entrée, l'écoulement est donc fortement dépendant du volume global de liquide, du débit d'alimentation et des forces capillaires. Numériquement, la position du ménisque d'entrée est fortement dépendante de la conservativité du modèle. Dans le cas où l'interface subit de forts gradients et des discontinuités, une légère diminution de la masse est observée. Dans le cas où la quantité de lubrifiant n'est pas évacuée par l'éjection de celui-ci ( $Ca = 0.5$ ), une légère augmentation est notée.

Dans le but de prédire précisément la position du ménisque d'entrée, le paramètre de mobilité décrit précédemment (III.5.3.2) pourrait être utilisé pour évaluer la diffusion de l'interface par rapport aux effets de convection de l'écoulement. Cependant, cela nécessiterait une caractérisation beaucoup plus précise de ce paramètre, non envisagée dans ce travail, principalement axé sur l'étude de la zone de sortie.

La modélisation de la zone d'entrée par l'approche diphasique CAHN-HILLIARD présentée ici a donc permis de mettre en évidence la complexité de l'écoulement et la dépendance du ménisque d'entrée aux conditions d'alimentation et aux forces capillaires. Elle fournit une première modélisation de l'écoulement dans cette zone et des mécanismes d'éjection du lubrifiant à l'entrée du contact. Cependant, cette approche bidimensionnelle atteint ses limites car dans le cas du contact le plus souvent étudié (sphère/plan) par exemple, le fluide contourne le contact et l'écoulement est alors fortement modifié.

# Bibliographie

- [Alm02] T. ALMQVIST ET R. LARSSON, The Navier-Stokes approach for thermal EHL line contact solutions, *Tribology International*, vol. 35, no. 3, pp. 163 – 170, 2002.
- [Alm04] T. ALMQVIST, A. ALMQVIST ET R. LARSSON, A comparison between computational fluid dynamic and Reynolds approaches for simulating transient EHL line contacts, *Tribology International*, vol. 37, 2004.
- [Als88] J. V. ALSTEN ET S. GRANICK, Molecular Tribometry of Ultrathin Liquid Films, *Physical Review Letters*, vol. 61, no. 22, pp. 2570–2573, 1988.
- [And98] D. ANDERSON, G. MCFADDEN ET A. WHEELER, Diffuse Interface methods in fluid dynamics, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, vol. 30, pp. 139–165, 1998.
- [Arg03] M. ARGHIR, N. ROUCOU, M. HELENE ET AL., Theoretical Analysis of the Incompressible Laminar Flow in a Macro-Roughness Cell, *Journal of Tribology*, vol. 125, no. 2, pp. 309–318, 2003.
- [Bai01] S. BAIR, J. JARZYNSKI ET W. O. WINER, The temperature, pressure and time dependence of lubricant viscosity, *Tribology International*, vol. 34, no. 7, pp. 461 – 468, 2001.
- [Bai05] S. BAIR, P. VERGNE ET M. QUERRY, A unified shear-thinning treatment of both film thickness and traction in EHD, *Tribology Letters*, vol. 18, no. 2, pp. 145–152, 2005.
- [Bai07] S. BAIR, *High-Pressure Rheology for Quantitative Elastohydrodynamics*, Elsevier, 2007.
- [Bar93] C. BARUS, Isothermal, Isopiestic and Isometrics Relative to Viscosity, *Am. J. Sci.*, vol. 45, pp. 87–96, 1893.
- [Bar03] J. BARRAT ET J. HANSEN, *Basic concepts for simple and complex liquids*, Cambridge University Press, 2003.
- [Bay83] G. BAYADA, Variational formulation and associated algorithm for the starved finite journal bearing, *Journal of lubrication technology*, vol. 105 (3), pp. 453–457, 1983.
- [Bay90] G. BAYADA, M. CHAMBAT ET M. EL ALAOU, Variational formulation and finite elements algorithm for cavitation problems, *Journal of Tribology*, vol. 112, pp. 398–403, 1990.
- [Ben89] D. J. BENSON, An efficient, accurate, simple ale method for nonlinear finite element programs, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, vol. 72, no. 3, pp. 305 – 350, 1989.
- [Ber50] M. BERTHELOT, Sur quelques phénomènes de dilatation forcée des liquides, *Ann. Chim. Phys.*, vol. 30, pp. 232–235, 1850.
- [Ber01] A. D. BERMAN ET J. N. ISRAELACHVILI, *Modern Tribology Handbook*, Chapter 16: Microtribology and Microrheology or Molecularly Thin Liquid Films, vol. 1, CRC Press LLC, 2001.
- [Bla06] T. D. BLAKE, The physics of moving wetting lines, *Journal of Colloid and Interface Science*, vol. 299, no. 1, pp. 1 – 13, 2006.

- [BM05] P. BRAJDIC-MITIDIERI, A. D. GOSMAN, E. IOANNIDES ET AL., CFD Analysis of a Low Friction Pocketed Pad Bearing, *Journal of Tribology*, vol. 127, no. 4, pp. 803–812, 2005.
- [Bon83] D. BONNEAU ET J. FRENE, Film Formation and Flow Characteristics at the inlet of a starved contact - Theoretical Study, *Journal of Lubrication Technology*, vol. 105, pp. 178–186, 1983.
- [Bou03] J. BOUYER, Etude des performances thermoélastohydrodynamiques de paliers soumis à des conditions sévères, Thèse, Université de Poitiers, 2003.
- [Boy10] F. BOYER, C. LAPUERTA, S. MINJEAUD ET AL., Cahn–Hilliard/Navier–Stokes Model for the Simulation of Three-Phase Flows, *Transport in Porous Media*, vol. 82, pp. 463–483, 2010, 10.1007/s11242-009-9408-z.
- [Bra10] M. BRAUN ET W. HANNON, Cavitation formation and modelling for fluid film bearings: a review, *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part J: Journal of Engineering Tribology*, vol. 224 - 9, pp. 839–863, 2010.
- [Bre95] C. BRENNEN, Cavitation and bubble dynamics, The Oxford engineering science series, 1995.
- [Bri50] L. J. BRIGGS, Limiting Negative Pressure of Water, *J. Appl. Phys.*, vol. 21, p. 721, 1950.
- [Bro78] S. R. BROWN ET G. HAMILTON, Negative pressures under a lubricated piston ring, *Journal Mechanical Engineering Science, I MechE*, vol. 20, pp. 49–57, 1978.
- [Bro94] P. N. BROWN, A. C. HINDMARSH ET L. R. PETZOLD, Using Krylov methods in the solution of large-scale differential-algebraic systems, *SIAM J. Sci. Comput.*, vol. 15, pp. 1467–1488, 1994.
- [Cah57] J. CAHN ET J. HILLIARD, Free Energy of a Nonuniform System. I. Interfacial Free Energy, *The Journal of chemical physics*, vol. 28, pp. 258–267, 1957.
- [Cah58] J. CAHN ET J. HILLIARD, Free Energy of a Nonuniform System. II. Thermodynamic Basis, *The Journal of chemical physics*, vol. 30, pp. 1121–1124, 1958.
- [Cah59] J. CAHN ET J. HILLIARD, Free Energy of a Nonuniform System. III. Nucleation in a Two-Component Incompressible Fluid, *The Journal of chemical physics*, vol. 31, pp. 688–699, 1959.
- [Cam66] A. CAMERON, *The principles of lubrication*, William Clowes and Sons, 1966.
- [Can96] P. M. CANN, H. A. SPIKES ET J. HUTCHINSON, The Development of a Spacer Layer Imaging Method (SLIM) for Mapping Elastohydrodynamic Contacts, *Tribology Transactions*, vol. 39, no. 4, pp. 915–921, 1996.
- [Can97] P. CANN, F. CHEVALIER ET A. LUBRECHT, Track Depletion and Replenishment in a Grease Lubricated Point Contact: A Quantitative Analysis, *Tribology Series*, vol. 32, pp. 405 – 413, 1997.
- [Cen10] H. D. CENICEROS, R. L. NÓS ET A. M. ROMA, Three-dimensional, fully adaptive simulations of phase-field fluid models, *Journal of Computational Physics*, vol. 229, no. 17, pp. 6135 – 6155, 2010.
- [Che65a] H. S. CHENG, A Refined Solution to the Thermal-Elastohydrodynamic Lubrication of Rolling and Sliding Cylinders, *ASLE Trans.*, vol. 8, pp. 397–410, 1965.
- [Che65b] H. S. CHENG ET B. STERNLICHT, A Numerical Solution for the Pressure, Temperature, and Film Thickness Between Two Infinitely Long, Lubricated

- Rolling and Sliding Cylinders, Under Heavy Loads, *Journal of Basic Engineering*, vol. 87, no. 3, pp. 695–704, 1965.
- [Che72] H. S. CHENG, Isothermal elastohydrodynamic theory for the full range of pressure-viscosity coefficient, 1972.
- [Che96] F. CHEVALIER, Modélisation des conditions d'alimentation dans les contacts élastohydrodynamiques ponctuels, Thèse, Insa de Lyon, 1996.
- [Che98] P. Y. P. CHEN ET E. J. HAHN, Use of computational fluid dynamics in hydrodynamic lubrication, *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part J: Journal of Engineering Tribology*, vol. 212, no. 6, pp. 427–436, 1998.
- [Chi74] Y. P. CHIU, An Analysis and Prediction of Lubricant Film Starvation in Rolling Contact Systems, *ASLE Transactions*, vol. 17, no. 1, pp. 22–35, 1974.
- [Chi85] R. J. CHITTENDEN, D. DOWSON, J. F. DUNN ET AL., A Theoretical Analysis of the Isothermal Elastohydrodynamic Lubrication of Concentrated Contacts. I. Direction of Lubricant Entrainment Coincident with the Major Axis of the Hertzian Contact Ellipse, *Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences*, vol. 397, no. 1813, pp. 245–269, 1985.
- [Chr41] D. G. CHRISTOPHERSON, A New Mathematical Method for the Resolution of Oil Film Lubrications Problems, *Proc. Inter. Mech. Eng.*, vol. 146, pp. 126–135, 1941.
- [Con77] V. CONSTANTINESCU, On some starvation phenomena in fluid films, *Trans. ASME, J. Lubric. Technol.*, vol. 99, pp. 441–448, 1977.
- [Cox86] R. COX, The dynamics of the spreading of liquids on a solid surface. Part I. Viscous flow., *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 168, p. 169, 1986.
- [Coy70] J. C. COYNE ET H. G. ELROD, Conditions for the rupture of a lubricating film. Part I: theoretical model., *Trans. ASME, J. Lubric. Technol.*, vol. 92, pp. 451–456, 1970.
- [Coy71] J. C. COYNE ET H. G. ELROD, Conditions for the rupture of a lubricating film - Part II: new boundary conditions for Reynolds' equation, *Trans. ASME, J. Lubric. Technol.*, vol. 93, pp. 156–166, 1971.
- [Cro06] C. T. CROWE, *Multiphase Flow Handbook*, Taylor and Francis, 2006.
- [Cry71] C. CRYER, The Method of Christopherson for Solving Free Boundary Problems for Infinite Journal Bearing, *Mathematic of Computing*, vol. 25, pp. 435–444, 1971.
- [Dal79] G. DALMAZ, Le film mince visqueux dans les contacts hertziens en régimes hydrodynamique et elastohydrodynamique, Thèse, INSA de Lyon, 1979.
- [Dal80] G. DALMAZ, Formation and Separation of Thin Viscous Film in Hertzian Line Contacts, *Journal of Lubrication Technology - Transactions of the ASME*, vol. 102 - 4, pp. 466–477, 1980.
- [Dam03] B. DAMIENS, Modélisation de la lubrification sous -alimentée dans les contacts élastohydrodynamiques elliptiques, Thèse, Insa de Lyon, 2003.
- [Del90] Y. DELANNOY ET J. KUENY, Two phase flow approach in unsteady cavitation modeling, *Cavitation and Multiphase Flow Forum, ASME-FED*, pp. 153–158, 1990.
- [Din07] H. DING ET P. D. M. SPELT, Wetting condition in diffuse interface simulations of contact line motion., *Physical Review E - Statistical, Nonlinear and Soft Matter Physics*, vol. 75, no. 4 Pt 2, p. 046708, 2007.
- [Don04] J. DONEA, A. HUERTA, J.-P. PONTHOT ET AL., Arbitrary Lagrangian-Eulerian methods, *Encyclopedia of Computational Mechanics.*, vol. 1-14, 2004.

- [Doo51] A. K. DOOLITTLE, Studies in Newtonian Flow. II. The Dependence of the Viscosity of Liquids on Free-Space, *Journal of Applied Physics*, vol. 22, pp. 1471–1475, 1951.
- [Dow62] D. DOWSON, A generalized Reynolds equation for fluid-film lubrication, *International Journal of Mechanical Sciences*, vol. 4, no. 2, pp. 159 – 170, 1962.
- [Dow66] D. DOWSON ET G. HIGGINSON, *Elastohydrodynamic Lubrication, The Fundamentals of Roller and Gear Lubrication*, Pergamon Press, 1966.
- [Dow74] D. DOWSON, M. GODET ET C. M. TAYLOR, Cavitation and related phenomena in lubrication, In *Proceedings of the 1st Leeds–Lyon Symposium on Tribology* (Eds D. Dowson, M. Godet, and C. M. Taylor) (Mechanical Engineering Publications Ltd, London, UK), vol. 1, p. 1–238, 1974.
- [Dow98] D. DOWSON, *History of Tribology*, Professional Engineering Publishing - 2nd Edition, 1998.
- [DT12] T. DOKI-THONON, Thermal effects in elastohydrodynamic spinning circular contacts, Thèse, Insa de Lyon, 2012.
- [Dys69] A. DYSON ET A. R. WILSON, Film Thickness in Elastohydrodynamic Lubrication at High Slide/Roll Ratios, *Proc. Inst. Mech. Eng.*, vol. 183 (3P), pp. 81–97, 1968-1969.
- [Ehr98] P. EHRET, D. DOWSON ET C. M. TAYLOR, On Lubricant Transport Conditions in Elastohydrodynamic Conjunctions, *Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 454 (1971), pp. 763–787, 1998.
- [Elr75] H. ELROD ET M. ADAMS, Cavitation and related phenomena in lubrication, *Proceedings - Mech. Eng. Publ. ltd*, pp. 37–42, 1975.
- [Elr81] H. G. ELROD, A cavitation algorithm, *J. Lubr. Technol.*, vol. 103(3), p. 350–354, 1981.
- [Ert39] A. ERTEL, Hydrodynamic lubrication based on new principles, *Akad. SSR Prikadnaya Matematika i Mekhanika*, vol. 2, pp. 41–52, 1939.
- [Eva00] H. P. EVANS ET T. G. HUGHES, Evaluation of deflection in semi-infinite bodies by a differential method, *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part C: Journal of Mechanical Engineering Science*, vol. 214, no. 4, pp. 563–584, 2000.
- [Eyr36] H. EYRING, Viscosity, Plasticity and Diffusion as Examples of Absolute Reaction Rates, *J. Chem. Phys.*, vol. 4, pp. 283–291, 1936.
- [Fen05] J. J. FENG, C. LIU, J. SHEN ET AL., An energetic variational formulation with phase field methods for interfacial dynamics of complex fluids: advantages and challenges, in *Terentjev (Eds.)*, *Modeling of Soft Matter*, vol. IMA 141, Springer, 2005, pp. 1–26.
- [Fil11] N. FILLOT, H. BERRO ET P. VERGNE, From Continuous to Molecular Scale in Modelling Elastohydrodynamic Lubrication: Nanoscale Surface Slip Effects on Film Thickness and Friction, *Tribology Letters*, vol. 43, pp. 257–266, 2011.
- [Fis48] J. C. FISHER, The fracture of liquids, *J. Appl. Phys.*, vol. 19 (11), pp. 1062–1067, 1948.
- [Flo65] L. FLOBERG, On hydrodynamic lubrication with special reference to sub-cavity pressures and number of streamers in cavitation regions, *Acta. Poly. Scan*, vol. M.E.19, pp. 3–35, 1965.
- [Flo73] L. FLOBERG, On journal bearing lubrication considering the tensile strength of the liquid lubricant, *Transactions of the Machine Elements Division*, pp. 1–26, 1973.

- [Foo68] C. A. FOORD, W. C. HAMMANN ET A. CAMERON, Evaluation of Lubricants Using Optical Elastohydrodynamics, *A S L E Transactions*, vol. 11, no. 1, pp. 31–43, 1968.
- [Fre55] J. FRENKEL, *Kinetic theory of liquids*, Dover Publications, New York, 1955.
- [Fre90] J. FRENE, D. NICOLAS, B. DEGUEURCE ET AL., *Lubrification hydrodynamique : Paliers et butées*, 1990.
- [Gas01] P. H. GASKELL, N. KAPUR ET M. D. SAVAGE, Bead-break instability, *Physics of Fluids*, vol. 13, no. 5, pp. 1243–1253, 2001.
- [Gen07] J. GENCE, *Les écoulements de fluides newtoniens - Principaux mécanismes associés aux mouvements des fluides*, Ellipses, 2007.
- [Ger08] L. GERSHUNI, G. M. LARSON ET P. M. LUGT, Lubricant Replenishment in Rolling Bearing Contacts, *Tribology Transactions*, vol. 51, no. 5, pp. 643–651, 2008.
- [Güm14] L. GÜMBEL, Das Problem der Lagerreibung, *Mon. Berl. Bezirksverein., V.D.I.*, vol. 5, p. 87–104 et 109–120, 1914.
- [Güm16] L. GÜMBEL, *Über Geschmierte Arbeitsräder (On the Lubrication of Gears)*, *Zeitschrift für das Gesamte Turbinenwesen*, vol. 13, p. 357, 1916.
- [Goh67] R. GOHAR ET A. CAMERON, The Mapping of Elastohydrodynamic Contacts, *A S L E Transactions*, vol. 10, no. 3, pp. 215–225, 1967.
- [Goh01] R. GOHAR, *Elastohydrodynamics*, Imperial College Press, 2001.
- [Gre94] J. A. GREENWOOD ET G. E. MORALES-ESPEJEL, The Behaviour of Transverse Roughness in EHL Contacts, *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part J: Journal of Engineering Tribology*, vol. 208, no. 2, pp. 121–132, 1994.
- [Gre98] P. GRESHO ET R. SANI, *Incompressible flow and the finite element method*, 1998.
- [Gro11] S. GROSS ET A. REUSKEN, *Numerical methods for two-phase incompressible flows*, Springer, 2011.
- [Gru49] A. GRUBIN, *Fundamentals of the Hydrodynamic Theory of Lubrication of Heavily Loaded Cylindrical Surfaces*, 1949.
- [Gua92] G. GUANGTENG, P. CANN ET H. SPIKES, A study of parched lubrication, *Wear*, vol. 153, no. 1, pp. 91 – 105, 1992.
- [Guo01] F. GUO, P. YANG ET S. QU, On the Theory of Thermal Elastohydrodynamic Lubrication at High Slide-Roll Ratios—Circular Glass-Steel Contact Solution at Opposite Sliding, *Journal of Tribology*, vol. 123, no. 4, pp. 816–821, 2001.
- [Guo02] F. GUO, P. WONG, P. YANG ET AL., Film Formation in EHL Point Contacts under Zero Entraining Velocity Conditions, *Tribology Transactions*, vol. 45, 4, pp. 521–530, 2002.
- [Guy01] E. GUYON, J.-P. HULIN ET L. PETIT, *Hydrodynamique physique*, EDP Sciences, 2001.
- [Hab08] W. HABCHI, A full system finite element approach to elastohydrodynamic lubrication problems: application to ultra-low-viscosity fluids, *Thèse*, INSA de Lyon, 2008.
- [Ham76] B. J. HAMROCK ET D. DOWSON, Isothermal Elastohydrodynamic lubrication of point contacts, Part I, Theoretical Formulation, *Journal of Tribology*, vol. 98, pp. 223–229, 1976.

- [Ham77] B. J. HAMROCK ET D. DOWSON, Isothermal Elastohydrodynamic Lubrication of Point Contacts, Part IV, Starvation Results, *Journal of Tribology*, vol. 99, pp. 15–23, 1977.
- [Har01] M. HARTL, I. KRUPKA, R. POLISCUK ET AL., Thin film colorimetric interferometry, *Tribology Transactions*, vol. 44, pp. 270–276, 2001.
- [Har08a] M. HARTINGER, CFD Modeling of a Thermal and Shear-Thinning Elastohydrodynamic Line Contact, Thèse, Imperial College London, 2008.
- [Har08b] M. HARTINGER, M.-L. DUMONT, S. IOANNIDES ET AL., CFD Modeling of a Thermal and Shear-Thinning Elastohydrodynamic Line Contact, *Journal of Tribology*, vol. 130, no. 4, 041503, 2008.
- [Hen83] R. C. HENDRICKS, R. MULLEN ET M. BRAUN, Analogy between cavitation and fracture mechanics, *NASA Lewis Rc*, vol. TM 83071, p. 26, 1983.
- [Her81] H. HERTZ, *Über die Berührung fester elastischer Körper*, vol. 93, 1881.
- [Hir54] J. HIRSCHFELDER, C. CURTISS ET R. BIRD, *Molecular theory of gases and liquids*, Wiley (New York), 1954.
- [Hir81] C. W. HIRT ET B. D. NICHOLS, Volume of Fluid (VOF) methods for the dynamics of free boundaries, *J. Comp. Phys.*, vol. 39, pp. 201–255, 1981.
- [Hoo74] P. HOOD ET G. TAYLOR, Navier-Stokes equations using mixed interpolation, *Proceedings of the International Symposium*, Swansea, Wales, pp. 121–132, 1974.
- [Hop57] M. HOPKINS, Viscous flow between rotating cylinders and a sheet moving between them, *Brit. Jour. Appl. Phys.*, vol. 8, pp. 442–444, 1957.
- [Hou85] L. HOUPERT, New Results of Traction Force Calculations in EHD Contacts, *Journal of Tribology*, vol. 107, pp. 241–248, 1985.
- [Hug89] T. J. R. HUGHES, L. P. FRANCA ET G. M. HULBERT, A new finite element formulation for computational fluid dynamics: VIII. The galerkin/least-squares method for advective-diffusive equations, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, vol. 73, no. 2, pp. 173 – 189, 1989.
- [Hug99] T. G. HUGHES, C. D. ELCOATE ET H. P. EVANS, A novel method for integrating first- and second-order differential equations in elastohydrodynamic lubrication for the solution of smooth isothermal, line contact problems, *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, vol. 44, no. 8, pp. 1099–1113, 1999.
- [Int10] C. INTROÏNI, Interaction entre un fluide à haute température et un béton : contribution à la modélisation des échanges de masse et de chaleur, Thèse, INP Toulouse, 2010.
- [Jac57] F. L. JACOBSON, B., The Finite Journal Bearing Considering Vaporisation, *Chalmers Teknista Hoegskolas Hnndlingar*, vol. 190, pp. 1–116, 1957.
- [Jac99] D. JACQMIN, Calculation of Two-Phase Navier-Stokes Flows Using Phase-Field Modeling, *Journal of Computational Physics*, vol. 155, pp. 96–127, 1999.
- [Jam01] D. JAMET, O. LEBAGUE, N. COUTRIS ET AL., The Second Gradient Method for the Direct Numerical Simulation of Liquid–Vapor Flows with Phase Change, *Journal of Computational Physics*, vol. 169, no. 2, pp. 624 – 651, 2001.
- [Jan07] J. JANG, M. KHONSARI ET S. BAIR, On the elastohydrodynamic analysis of shear-thinning fluids, *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Science*, vol. 463, no. 2088, pp. 3271–3290, 2007.

- [Joh77] K. L. JOHNSON ET J. L. TEVAARWERK, Shear Behaviour of Elastohydrodynamic Oil Films, Proc. R. Soc. Lond. A, vol. 356, pp. 215–236, 1977.
- [Jon97] B. JONES, W.R. ANS SHOGRIN ET E. KINGSBURY, Long term performance of a retainerless bearing cartridge with an oozing flows lubricator for spacecraft applications, Rap. tech., NASA, 1997.
- [Jon99] S. JONES, G. EVANS ET K. GALVIN, Bubble nucleation from gas cavities - a review, Advances in Colloid and Interface Science, vol. 80, no. 1, pp. 27 – 50, 1999.
- [Jos98] D. D. JOSEPH, Cavitation and the state of stress in a flowing liquid, Journal of Fluid Mechanics, vol. 366, no. -1, pp. 367–378, 1998.
- [Jos05] P. JOSEPH, Etude expérimentale du glissement sur surfaces lisses et texturées, Thèse, Université de Paris 6, 2005.
- [Kan96] M. KANETA, H. NISHIKAWA, T. KANADA ET AL., Abnormal Phenomena Appearing in EHL Contacts, Journal of Tribology, vol. 118, no. 4, pp. 886–892, 1996.
- [Kan06] M. KANETA, T. SHIGETA ET P. YANG, Film pressure distributions in point contacts predicted by thermal EHL analyses, Tribology International, vol. 39, no. 8, pp. 812 – 819, 2006, 4th AIMETA International Tribology Conference.
- [Keo97] P. S. KEOGH, R. GOMICIAGA ET M. M. KHONSARI, CFD Based Design Techniques for Thermal Prediction in a Generic Two-Axial Groove Hydrodynamic Journal Bearing, Journal of Tribology, vol. 119, no. 3, pp. 428–435, 1997.
- [Kin73] E. KINGSBURY, Cross flow in a starved EHD contact, Transactions of the ASLE, vol. 16-4, pp. 276–280, 1973.
- [Kin85] E. KINGSBURY, Parched Elastohydrodynamic Lubrication, Transactions of the ASME: Journal of Tribology, vol. 107, pp. 229–233, 1985.
- [Kot04] P. A. KOTTKE, Rheological Implications of tension in liquid, Thèse, Georgia Institute of Technology, 2004.
- [Kub92] A. KUBOTA, H. KATO ET H. YAMAGUCHI, A new modelling of cavitating flows: a numerical study of unsteady cavitation on a hydrofoil section, Journal of Fluid Mechanics, vol. 240, pp. 59–96, 1992.
- [Kum91] A. KUMAR ET J. F. BOOKER, A Finite Element Cavitation Algorithm, Journal of Tribology, vol. 113, no. 2, pp. 276–284, 1991.
- [Li05] J. LI, M. HESSE, J. ZIEGLER ET AL., An arbitrary Lagrangian Eulerian method for moving-boundary problems and its application to jumping over water, Journal of Computational Physics, vol. 208, no. 1, pp. 289–314, 2005.
- [Liu05] X. LIU, M. JIANG, P. YANG ET AL., Non-Newtonian Thermal Analyses of Point EHL Contacts Using the Eyring Model, Journal of Tribology, vol. 127, no. 1, pp. 70–81, 2005.
- [Lu06] H. LU, M. BERZINS, C. E. GOODYER ET AL., Adaptive high-order finite element solution of transient elastohydrodynamic lubrication problems, Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part J: Journal of Engineering Tribology, vol. 220, no. 3, pp. 215–225, 2006.
- [Mac66] J. R. MACDONALD, Some Simple Isothermal Equations of State, Rev. Mod. Phys., vol. 38, pp. 669–679, 1966.
- [Maj81] B. C. MAJUMDAR ET B. J. HAMROCK, Effect of surface roughness on elastohydrodynamic line contact, 1981.
- [Mal10] MALTCHIK, <http://bokeh.fr/expo-photo/quadrillage/dp/37/>, 2010.

- [Mar16] H. M. MARTIN, Lubrication of Gear Teeth, Engineering, vol. 102, pp. 119–121, 1916.
- [Mes01] S. MESSE, Analyse transitoire de la lubrification et du frottement dans un système de distribution automobile, Thèse, INSA de Lyon, 2001.
- [Moe92] H. MOES, Optimum Similarity Analysis with Applications to Elastohydrodynamic Lubrication, Wear, vol. 159, pp. 57–66, 1992.
- [Mol99] J. MOLIMARD, Etude Expérimentale du régime de lubrification en film mince, Thèse, INSA de Lyon, 1999.
- [Mur44] F. MURNAGHAN, The compressibility of media under extreme pressures, Proceedings of the National Academy of Sciences, vol. 30, pp. 244–7, 1944.
- [Naj89] B. NAJJI, B. BOU-SAÏD ET D. BERTHE, New Formulation for Lubrication With Non-Newtonian Fluids, Journal of Tribology, vol. 111, no. 1, pp. 29–34, 1989.
- [Nau11] U. NAUMANN, Combinatorial Scientific Computing, Chapman and Hall/CRC, 2011.
- [Ols74] K. OLSSON, On Hydrodynamic Lubrification with Special Reference to Nonstationary Cavitation, Chalmers University of Technology, Goteborg, 1974.
- [Ote72] B. OTERI, A study of the inlet boundary condition and the effect of surface quality in certain lubrication problems, Thèse, The University of Leeds, 1972.
- [Pet51] A. I. PETRUSEVICH, In Russian (Fundamental Conclusions from the Hydrodynamic Contact Theory of Lubrication), Izv. Akad. Nauk. SSSR (OTN), vol. 2, p. 209, 1951.
- [Ple77] M. S. PLESSET ET A. PROSPERETTI, Bubble Dynamics and Cavitation, Annual Review of Fluid Mechanics, vol. 9, no. 1, pp. 145–185, 1977.
- [Qia06] T. QIAN, X.-P. WANG ET P. SHENG, A variational approach to moving contact line hydrodynamics, Journal of Fluid Mechanics, vol. 564, pp. 333–360, 2006.
- [Rey86] O. REYNOLDS, On the theory of lubrication and its application to Mr. Beauchamp Tower's experiments including an experimental determination of the viscosity of olive oil, Philos. Trans. R. Soc. A, vol. 177, p. 157, 1886.
- [Rey82] O. REYNOLDS, On the internal cohesion of liquids and the suspension of a column of mercury to a height more than double that of the barometer, Manchester Literary and Phil.Soc. Proc (and Manchester Literary and Phil.Soc. Memoirs), vol. 17 (and 7), pp. 159–175 (and 1–19), 1878 (and 1982).
- [Roe63] C. ROELANDS, J. VLUGER ET H. WATERMAN, Correlational Aspects of the Viscosity-Temperature-Pressure Relationship of Lubricating Oils and in Correlation with Chemical Constitution, Trans. ASME., J.Basic Eng., vol. 11, pp. 601–619, 1963.
- [Sah05] F. SAHLIN, S. B. GLAVATSKIH, T. ALMQVIST ET AL., Two-Dimensional CFD-Analysis of Micro-Patterned Surfaces in Hydrodynamic Lubrication, Journal of Tribology, vol. 127, no. 1, pp. 96–102, 2005.
- [Sch99] D. P. SCHMIDT, C. RUTLAND ET M. L. CORRADINI, A fully compressible, two-dimensional model of small, high-speed, cavitating nozzles, Atomization and sprays, vol. 9-3, pp. 255–276, 1999.
- [Sch00] C. SCHÄFER, P. GIESE, W. ROWE ET AL., Elastohydrodynamically lubricated line contact based on the navier-stokes equations, Tribology and Interface Engineering Series, vol. 38, pp. 57 – 69, 2000.

- [Sen02] I. SENOCAK ET W. SHYY, Evaluations of Cavitation Models for Navier-Stokes Computations, ASME Conference Proceedings, vol. 2002, no. 36150, pp. 395–401, 2002.
- [Sig11] J.-F. SIGRIST, Interaction fluide-structure, Ellipses, 2011.
- [Sin02] A. K. SINGHAL, M. M. ATHAVALE, H. LI ET AL., Mathematical Basis and Validation of the Full Cavitation Model, Journal of Fluids Engineering, vol. 124, no. 3, pp. 617–624, 2002.
- [Som04] A. SOMMERFELD, Zur hydrodynamische theorie der schmiermittelreibung, Zeit Math. Phys., vol. 50, pp. 97–155, 1904.
- [Sta08] K. STADLER, N. IZUMI, T. MORITA ET AL., Estimation of Cavity Length in EHL Rolling Point Contact, Journal of Tribology, vol. 130, no. 3, 031502, 2008.
- [Sti33] W. STIEBER, Das schwimmlager: Hydrodynamische Theorie des Gleitlagers, V.D.I. Verlag GMBH, Berlin, 1933.
- [Sun92] D. SUN ET D. E. BREWE, Two Reference Time Scales for Studying the Dynamic Cavitation of Liquid Films, Journal of Tribology, vol. 114 (3), pp. 612–615, 1992.
- [Swi32] H. W. SWIFT, The stability of lubricating films in journal bearings, Proc. Inst. Civil Engrns (Lond.), vol. 233, p. 267–288, 1932.
- [Tan00] R. TANNER, Engineering rheology, New York : Oxford University Press, 2000.
- [Tay63] G. TAYLOR, Cavitation of a viscous fluid in narrow passages, Journal of Fluid Mechanics, vol. 16 - 4, pp. 595–619, 1963.
- [Tem78] H. TEMPERLEY ET D. TREVENA, Liquids and their properties, a molecular and macroscopic treatise with application, Ellis Horwood Limited, 1978.
- [Tip68] N. TIPEI, Boundary conditions of a Viscous Flow Between Surfaces with Rolling and Sliding Motion, ASME Journal of Lubrication Technology, vol. 90, pp. 254–261, 1968.
- [Tor00] A.-K. TORNBERG ET B. ENGQUIST, A finite element based level-set method for multiphase flow applications, Computing and Visualization in Science, vol. 3, pp. 93–101, 2000.
- [Tow83] B. TOWER, First Report on Friction Experiments (Friction of Lubricated Bearings), Proc. Instn. Mech.Engrs, pp. 632–659, 1883.
- [Tuc96] P. G. TUCKER ET P. S. KEOGH, On the Dynamic Thermal State in a Hydrodynamic Bearing With a Whirling Journal Using CFD Techniques, Journal of Tribology, vol. 118, no. 2, pp. 356–363, 1996.
- [VdW79] J. D. VAN DER WAALS, The thermodynamic theory of capillarity under the hypothesis of a continuous variation of density, Journal of Statistical Physics, vol. 20, pp. 200–244, 1979, 10.1007/BF01011514.
- [Ven92] C. VENNER ET W. TEN NAPEL, Surface roughness effects in an EHL line contact, Trans. ASME Journal of Tribology, vol. 114, pp. 616–622, 1992.
- [Ven00] C. VENNER ET A. LUBRECHT, Multilevel Methods in Lubrication, Tribology series, 37, 2000.
- [Vij89] D. VIJAYARAGHAVAN ET T. G. KEITH JR, Development and evaluation of a cavitation algorithm, Tribol. Trans., vol. 32(2), p. 225–233, 1989.
- [Vij90] D. VIJAYARAGHAVAN ET T. G. KEITH JR, An efficient, robust, and time accurate numerical scheme applied to a cavitation algorithm, Journal of Tribology, vol. 112(1), p. 44–51, 1990.

- [VO01] D. VAN ODYCK, Stokes flow in thin films, Thèse, University of Twente, 2001.
- [VZ09] M. VAN ZOELÉN, Thin layer flow in rolling element bearings, Thèse, University of Twente, 2009.
- [Wal69] G. WALLIS, One-Dimensional two-phase flow, McGraw-Hill, 1969.
- [Wal05] M. A. WALKLEY, P. H. GASKELL, P. K. JIMACK ET AL., Finite Element Simulation of Three-Dimensional Free-Surface Flow Problems, *J. Sci. Comput.*, vol. 24, no. 2, pp. 147–162, 2005.
- [Wan04] Y. WANG, H. LI, J. TONG ET AL., Transient Thermoelastohydrodynamic Lubrication Analysis of an Involute Spur Gear, *Tribology International*, vol. 37, pp. 773–782, 2004.
- [Wed71] L. WEDEVEN, D. EVANS ET A. CAMERON, Optical analysis of ball bearing starvation, *Trans. ASME, J. Lubric. Technol.*, vol. 93, pp. 349–363, 1971.
- [Wol70] P. E. WOLVERIDGE, K. P. BAGLIN ET J. F. ARCHARD, The starved lubrication of cylinders in line contact, *ARCHIVE: Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers 1847-1982 (vols 1-196)*, vol. 185, pp. 1159–1170, 1970.
- [Yag05] K. YAGI, K. KYOGOKU ET T. NAKAHARA, Relationship Between Temperature Distribution in EHL Film and Dimple Formation, *Journal of Tribology*, vol. 127, no. 3, pp. 658–665, 2005.
- [Yip02] H. YIPING, C. DARONG, K. XIANMEI ET AL., Model of fluid-structure interaction and its application to elastohydrodynamic lubrication, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, vol. 191, no. 37-38, pp. 4231 – 4240, 2002.
- [Yue04] P. YUE, J. FENG, C. LIU ET AL., A diffuse interface method for simulating two-phase flows of complex fluids, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 515, pp. 293–317, 2004.
- [Yue06] P. YUE, C. ZHOU, J. J. FENG ET AL., Phase-field simulations of interfacial dynamics in viscoelastic fluids using finite elements with adaptive meshing, *J. Comput. Phys.*, vol. 219, pp. 47–67, 2006.
- [Yue07] P. YUE, C. ZHOU ET J. J. FENG, Short note: Spontaneous shrinkage of drops and mass conservation in phase-field simulations, *J. Comput. Phys.*, vol. 223, pp. 1–9, 2007.
- [Yue10] P. YUE, J. ZHOU ET J. FENG, Sharp-interface limit of the Cahn–Hilliard model for moving contact lines, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 645, pp. 279–294, 2010.
- [Zhe91] Q. ZHENG, D. J. DURBEN, G. H. WOLF ET AL., Liquids at Large Negative Pressures: Water at the Homogeneous Nucleation Limit, *Science*, vol. 254, pp. 829–832, 1991.
- [Zho10] C. ZHOU, P. YUE, J. J. FENG ET AL., 3D phase-field simulations of interfacial dynamics in Newtonian and viscoelastic fluids, *J. Comput. Phys.*, vol. 229, pp. 498–511, 2010.
- [Zie00a] O. C. ZIENKIEWICZ ET R. L. TAYLOR, *The Finite Element Method. Volume 1: The Basis*, 5th Edition, Butterworth and Heinemann, 2000.
- [Zie00b] O. C. ZIENKIEWICZ ET R. L. TAYLOR, *The Finite Element Method. Volume 3, Fluid Dynamics*, 5th Edition, Butterworth and Heinemann, 2000.

# Publications

V. BRUYERE, N.FILLOT, G.E.MORALES-ESPEJEL and P. VERGNE, Computational fluid dynamics and full elasticity model for sliding line thermal elastohydrodynamic contacts, Tribology International, vol. 46, pp. 3 – 13, 2012.

<http://dx.doi.org/10.1016/j.triboint.2011.04.013>

V. BRUYERE, N.FILLOT, G.E.MORALES-ESPEJEL and P. VERGNE, A Two-Phase Flow Approach for the Outlet of Lubricated Line Contacts, Journal of Tribology, vol. 134, no. 4, 10p, 2012.

<http://dx.doi.org/10.1115/1.4006277>

V. BRUYERE, N.FILLOT, G.E.MORALES-ESPEJEL and P. VERGNE, A Full Fluid Structure Interaction model of the Thermal-EHD problem, 37th Leeds-Lyon Symposium on Tribology “Tribology for Sustainability” - Leeds 2010 - Royaume-Uni

V. BRUYERE, N.FILLOT, G.E.MORALES-ESPEJEL and P. VERGNE, Modélisation fluide-structure d'un contact Elasto-HydroDynamique, 10e colloque national en calcul des structures - Giens 2011 - France

V. BRUYERE, N.FILLOT, G.E.MORALES-ESPEJEL and P. VERGNE, A two phase flow model for the study of hydrodynamic contact exit, Proceedings: International Tribology Conference Hiroshima 2011 - Japon

V. BRUYERE, N.FILLOT, G.E.MORALES-ESPEJEL and P. VERGNE, The outlet of elastohydrodynamic lubricated line contacts, 39th Leeds-Lyon Symposium on Tribology “Great Challenges in Tribology” - Leeds 2012 - Royaume-Uni

P. VERGNE, N.FILLOT, W. HABCHI, V. BRUYERE, T. DOKI-THONON, Heat and mass transfer in confined lubricated films, Proceedings: International Conference on Fluid Dynamics - Sendai 2012 - Japon

## FOLIO ADMINISTRATIF

### THESE SOUTENUE DEVANT L'INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUEES DE LYON

NOM : BRUYERE

DATE de SOUTENANCE : 19 novembre 2012

Prénom : Vincent

TITRE : Une modélisation multi-physique et multi-phasique du contact lubrifié

NATURE : Doctorat

Numéro d'ordre : 2012ISAL0110

Ecole doctorale : MEGA

Spécialité : Mécanique

RESUME :

De nombreuses hypothèses sont classiquement réalisées pour décrire le comportement du fluide dans un contact lubrifié : film continu, viscosité constante dans l'épaisseur, film mince, fluide newtonien... Or, certaines s'avèrent erronées dès lors que l'on s'intéresse aux contacts Elasto-HydroDynamiques fortement glissants ou à la répartition du lubrifiant en sortie de contact.

Une approche numérique originale, basée sur un retour aux équations de la mécanique des fluides générale et prenant en compte le couplage fluide/solide et les effets thermiques est proposée ici dans le but d'apporter des éléments physiques supplémentaires aux modélisations usuelles.

Dans un premier temps, l'influence des effets thermiques sur l'évolution du frottement dans les contacts Thermo-EHD est alors mise en évidence. La présence d'un minimum de frottement pour le cas du glissement pur est expliquée par l'analyse des transferts thermiques entre le lubrifiant et les solides. L'origine des modifications locales d'épaisseur de film et la présence même d'une épaisseur de film lubrifiant pour les cas de vitesse d'entraînement nulle sont alors reliées à la présence d'un fort gradient de viscosité dans l'épaisseur de film. Une comparaison qualitative avec des éléments expérimentaux de la littérature est réalisée, validant les tendances obtenues.

Dans un second temps, l'écoulement à surface libre du lubrifiant en périphérie du contact est étudié expérimentalement puis numériquement par une méthode à interface diffuse. Le rôle des effets capillaires est analysé et les résultats numériques confrontés à des résultats issus de la littérature. Un bon accord est obtenu tant qualitativement que quantitativement. Validé par l'étude numérique diphasique (air/lubrifiant), un modèle analytique simplifié est alors développé, prédisant une loi de répartition du lubrifiant en sortie de contact. La zone de sortie des contacts EHD est ensuite traitée par un modèle de cavitation vaporeuse et la prise en compte nécessaire de l'air environnant est discutée. Enfin, une première modélisation tridimensionnelle de l'écoulement à surface libre du lubrifiant autour d'un contact ponctuel est réalisée mettant en avant l'influence des effets capillaires sur la position de l'interface.

MOTS-CLES : Modélisation, Mécanique des fluides, Thermique, Couplage fluide/structure, Lubrification, Hydrodynamique, Elasto-hydrodynamique, Rhéologie, Cavitation, Ecoulement diphasique, Frottement

Laboratoire (s) de recherche : Laboratoire de Mécanique des Contacts et des Structures (LaMCoS)

Directeur de thèse : P. Vergne et G.E. Morales-Espejel

Président de jury : G. Bayada

Composition du jury : G. Bayada, M. Fillon, M. Prat, N. Fillot, G.E. Morales-Espejel et P. Vergne