

THÈSE

Présentée devant

L'Ecole Centrale de Lyon

pour l'obtention du titre de

DOCTEUR

Spécialité : **Mécanique**

par

Florian BRÉMOND

**LUBRIFICATION DES CONTACTS SOUS-ALIMENTÉS :
APPORT DE LA MICRO-TEXTURATION DE SURFACE**

Soutenue le 24 juillet 2012, devant la commission d'examen composée de :

J. CAYER-BARRIOZ	Chargée de Recherche CNRS, HDR	Directrice de thèse
M. FILLON	Directeur de Recherche CNRS	Rapporteur
A.A. LUBRECHT	Professeur	Examineur
D. MAZUYER	Professeur	Directeur de thèse
G. MONTEIL	Professeur	Rapporteur
P. MAURIN-PERRIER	Docteur	Membre invité
F. GARRELIE	Professeur	Présidente du jury

Avant Propos

Expérience à la fois personnelle et collective, les 3 années de la thèse ont été pour moi un parcours initiatique à la recherche magnifique, semé de rencontres humaines et scientifiques extraordinaires. Ce travail, issu d'une collaboration entre le LTDS, chaudron bouillonnant de la tribologie, et la société HEF, a été possible grâce à des rencontres, des discussions, des conseils de personnes animées par la passion de la recherche. Aussi, je tiens à remercier toutes celles et ceux qui ont participé de près ou de loin à cette thèse.

En premier lieu, merci, Juliette et Denis, d'avoir été mes directeurs de thèse. Je ne pouvais pas rêver mieux pour m'accompagner dans mon apprentissage de la recherche. Pour un doctorant, votre tandem fonctionne à merveille : les idées géniales pleuvent, les discussions s'emballent, les théories fleurissent... bref, on sent tout de suite que ces 3 années vont être riches, et que la thèse va avancer !

Juliette, la directrice de thèse idéale. Tu m'as guidé vers la passion de la recherche. Cette passion, tu la communique tous les jours. Ta générosité débordante, tant scientifique que sur le plan personnel, ta culture du « toujours aller plus loin » et ton altruisme rayonnent tout autour de toi, font du bien aux gens qui t'entourent. Nous avons vécu tellement de choses pendant ces trois années ! Le sport bien sûr, avec le semi marathon et la Saintélyon, les discussions philoso-scientifiques jusqu'au bout de la nuit, l'école de Cargèse, le Japon... Je suis fier d'avoir partagé bien plus qu'une thèse avec toi, et d'avoir pu capter quelques bribes de ton immense culture scientifique.

Denis, bien que ton cœur de footballeur supporte la banlieue de Saint-Etienne, je tiens à te remercier pour tous les moments que nous avons passés ensemble. Tes idées géniales associées à ton humilité permettent de repousser toujours plus loin les limites de la compréhension. Bien que satellisé par tes fonctions, tu laisses ta porte toujours ouverte pour discuter science, sport, politique, ou pour rassurer un thésard sur le travail qu'il conduit, les questions qu'il se pose, les manips qu'il réalise.

Je tiens à remercier la société HEF, à travers Philippe Maurin-Perrier et Louis Mourier, pour m'avoir confié un sujet de recherche passionnant et ambitieux. Louis, nous avons débuté presque au fond d'un garage et aujourd'hui la micro-texturation est un axe de développement fort du groupe HEF, tu y as grandement contribué. Nos discussions scientifiques m'ont beaucoup apporté et ont permis d'apercevoir les applications directes de mes travaux de recherche. Philippe, je vous suis reconnaissant d'avoir financé cette thèse, et de me permettre aujourd'hui de continuer à m'investir dans la tribologie, la micro-texturation et les problématiques de surfaces et au sein d'HEF. Je n'oublie pas le service micro-texturation,

en particulier Steve, redoutable meneur de laser, tribologue à tes heures, encyclopédie du sport... c'est un plaisir que d'avoir passé un si grand nombre d'heures en ta compagnie autour d'un laser! Merci également à toutes les personnes d'HEF qui m'ont aidé pendant la thèse.

Je tiens à exprimer plus largement ma gratitude au LTDS, à travers tout le personnel technique, administratif et scientifique, pour l'accueil que vous m'avez réservé à Ecully, dans un univers de recherche de premier ordre. Cette grande famille, si fragile et en même temps si vivante, est une force au service de la Science, préservez-là! Un merci particulier à Suzanne Moro (la reine des descentes boueuses entre Sainte Catherine et Soucieu), Thomas Mathia (pour qui la tribologie du ski n'a plus de secrets!), Didier Roux, Emmanuel Rigaud, Gaëtan Bouvard (qui m'a accueilli dans le « bureau international »).

Je remercie Florence Garrélie d'avoir présidé mon jury de thèse, ainsi que Michel Fillon et Guy Monteil d'avoir accepté d'être les rapporteurs, et Ton Lubrecht pour l'examen de ce travail.

Que serait une thèse sans cette ruche de doctorants, post docs, stagiaires et autres apprentis scientifiques, des compagnons de travail qui deviennent souvent des amis! Des parties de ping-pong font naître d'excentriques essais de frottements et des observations d'aires de contact entre une surface de raquette et une balle! Je n'oublierai jamais le défi d'une quinzaine de LTDSiens, la dream team « Einstein et les gambettes », de courir le semi marathon d'Annecy à l'occasion des 40 ans du LTDS! Une aventure extraordinaire et un sacré challenge relevé avec brio! Que dire du week-end ski dans la plus belle station des Hautes-Alpes, avec soleil et neige au rendez-vous, d'un essai cinématographique tentant de répondre à l'éternelle question « c'est quoi la Recherche? », des parties de barbecue/pétanque/bière... Pour tous ces moments, je remercie chaleureusement mes amis Romain Charp' de la « Pin Tower » (2h45 heures au semi, beaucoup moins au second mais du coup c'est moins intéressant, merci Romain pour les nombreux et excellents moments que nous avons partagés), Julian le breton pongiste (forfait pour le semi à cause d'une mystérieuse opération du doigt), Ludo le Rochelais prince de la rue des Castors, Gaylord le coureur du tunnel sous Fourvière, Alex roi du piano, Vaness' reine du Snow, Olga, Matthieu Boucaud, Hung, Hélène, Fipi, Keny, Mohamadou, Younès, Mickaël, Anton, André, Maha, Imène, Cédric, et tous ceux que j'ai pu involontairement oublier.

Mon implication dans le laboratoire m'a fait comprendre que les thésards pouvaient participer activement à la vie du LTDS. Futurs doctorants, faites vivre votre laboratoire! L'association des doctorants Eclat a également été une expérience très enrichissante, avec une équipe de haute volée : merci à Alice, la trésorière surdouée du foot, Delphine la co-prez' pas en reste pour défendre la cage, et Samuel, avec qui j'ai passé d'excellents moments à Cargèse.

Je remercie également Vincent, qui a effectué un stage ingénieur à mes côtés, pour sa rigueur expérimentale, son accent du sud, et Serge, mon co-bureau, toujours prêt à tout laisser tomber pour aider un thésard en friction avec l'électronique. Je suis également très

reconnaissant envers toutes les personnes qui m'ont aidé à construire mon parcours, mes amis d'enfance, mes profs du collège et lycée, les enseignants à l'ENISE.

Je n'oublie pas de remercier mes parents, qui ont fait beaucoup de sacrifices pour donner à leurs enfants la possibilité de s'épanouir dans le sport, la musique, les études. Joris, tes nombreux conseils informatiques ont permis entre autres d'augmenter la cadence du laser ou de virtualiser des systèmes non compatibles avec l'environnement Mac! Marie-Line, ma chère et tendre, tu as compris très tôt l'implication que représentait une thèse, tu en as accepté sans réserve les contraintes, tu m'as encouragé, lu et relu les chapitres, tapé une partie de la nomenclature... Merci pour ta patience, ton écoute, merci pour tout.



Table des matières

Avant Propos	i
Liste des symboles	ix
Introduction	xiii
1 Alimentation des contacts en lubrifiant	1
1.1 La maîtrise de l'interface	2
1.1.1 Le troisième corps au service du tribologue	2
1.1.2 Maîtriser la sous-alimentation	2
1.2 Principes de la lubrification suralimentée	3
1.2.1 Les régimes de lubrification	3
1.2.2 Le régime élastohydrodynamique suralimenté - cas d'un contact ponctuel	5
1.3 La sous-alimentation en lubrifiant : état de l'art	9
1.3.1 Sous-alimentation partielle	9
1.3.2 Sous-alimentation sévère en film mince	13
1.3.3 Bilan de la sous-alimentation en surfaces lisses	20
1.4 Alimentation hétérogène de contacts sous-alimentés	21
1.4.1 Régimes mixte/limite	21
1.4.2 Régimes de lubrification en film complet	23
1.5 Rôle de la rugosité sur le mouillage d'une surface	27
1.5.1 Mouillage d'une surface lisse : généralités	27
1.5.2 Mouillage d'une surface texturée, une imprégnation 2D	28
1.5.3 Rugosité du film lubrifiant	30
1.6 Conclusions	32

2	Génération de texturation de surface par laser femtoseconde	33
2.1	Aspect multi-échelle du contact tribologique	34
2.2	Mécanismes de formation d'ondes de surface nanométriques	36
2.2.1	Echelles de temps des interactions laser-matière	36
2.2.2	Critères d'apparition des ripples en régime femtoseconde	38
2.3	Génération de surfaces nano-texturées	40
2.3.1	Système laser femtoseconde	41
2.3.2	Conditions d'apparition des ripples de type 1	44
2.3.3	Influence de la direction de polarisation du laser	49
2.3.4	Création de ripples sur surfaces sphériques et caractérisation	49
2.4	Génération de texturations micrométriques	56
2.4.1	Micro-ondulations de période 20 μm	56
2.4.2	Texturation de réseaux de micro-cavités	57
2.5	Conclusions	60
3	Apport de la texturation de surface à la sous-alimentation	61
3.1	Introduction	62
3.1.1	Démarche scientifique	62
3.1.2	Le tribomètre IRIS	63
3.1.3	Comportement d'un contact nano-texturé suralimenté	65
3.2	Mécanismes de sous-alimentation lors d'un mouvement oscillant	68
3.2.1	Protocole expérimental du mouvement alternatif	68
3.2.2	Réponse transitoire d'un contact lisse sur un cycle d'oscillation	69
3.2.3	Evolution aux temps longs de la sous-alimentation dans un contact alternatif	74
3.2.4	Apport de la texturation sur l'alimentation d'un contact alternatif	76
3.3	Conditions d'apparition et évolution de la sous-alimentation	79
3.3.1	Une question de volume initial de lubrifiant	79
3.3.2	Equivalence volume/viscosité	80
3.3.3	Relation volume piégé - épaisseur de film lubrifiant	82
3.3.4	Effet de la nano-texturation	84
3.3.5	Effet du temps sur la sous-alimentation	87
3.3.6	Bilan	88
3.4	Réalimentation de surfaces texturées périodiques	89
3.4.1	Réalimentation uniforme d'un contact nano-texturé	89

3.4.2	Réalimentation asymétrique d'un contact nano-texturé	90
3.4.3	Surfaces texturées anisotropes de période $20 \mu m$	97
3.5	Frottement d'interfaces texturées en régime sous-alimenté	102
3.5.1	Courbe de Stribeck	103
3.5.2	Courbe de traction	104
3.6	Conclusions	106
4	Cinétiques d'imprégnation d'un contact ponctuel	109
4.1	Introduction	110
4.2	Imbibition d'un contact statique sphère/plan	111
4.2.1	Protocole expérimental	111
4.2.2	Piégeage/dépiégeage d'une ligne triple	112
4.2.3	Modélisation théorique de la dynamique de mouillage au voisinage d'un contact statique	117
4.2.4	Analyse du champ de vitesse du fluide dans l'interface	121
4.2.5	Imprégnation intérieure d'un contact texturé	123
4.2.6	Conclusions sur l'imbibition statique	127
4.3	Imbibition d'un contact sous-alimenté après arrêt d'un roulement pur . . .	128
4.3.1	Protocole expérimental	128
4.3.2	Ré-imprégnation d'un contact lisse	129
4.3.3	Influence de la rugosité de surface - bille N2	132
4.4	Conclusions sur le mouillage d'un contact ponctuel	134
	Conclusion générale	137
	Annexe	141
	Bibliographie	143
	Résumé	151

Liste des symboles

A	Constante de Hamaker	$A = 24\pi D_0^2 \gamma_{LV}$	$[J]$
a	Rayon de contact Hertzien (2D)	$a = \sqrt[3]{(3wR_x)/(2E')}$	$[m]$
a, b, c	Paramètres de maille du réseau de micro cavités)		$[m]$
α	Coefficient de piézoviscosité		$[Pa^{-1}]$
b	Demi-largeur de contact	$b = \sqrt{(8w_1R')/(\pi E')}$	$[m]$
β	Rayon de courbure d'une aspérité		$[m]$
$C(x, y)$	Courbure locale du liquide		$[m^{-1}]$
C_0	Constante numérique (Ch. 1)		$[-]$
CVS	Critère Volumique de Sous-alimentation		$[-]$
d	Distance entre 2 impulsions laser selon X_{Laser}	$d = \phi_R/N_p$	$[m]$
D_0	Distance moyenne d'équilibre entre atomes		$[m]$
DLC	Diamond Like Carbon		$[-]$
dr	Réalimentation entre 2 passages successifs du corps roulant (Ch.1)		$[-]$
E_1, E_2	Module d'élasticité des solides 1 et 2		$[Pa]$
E'	Module d'élasticité réduit	$2/E' = (1 - \nu_1^2)/E_1 + (1 - \nu_2^2)/E_2$	$[Pa]$
EHD	Elastohydrodynamique		$[-]$
ER	Efficacité de redistribution (Ch. 1)		$[-]$
η	Viscosité dynamique		$[Pa.s]$
η_0	Viscosité à pression atmosphérique		$[Pa.s]$
\mathcal{F}	Fonction décrivant la variation de flux latéral de lubrifiant (Ch. 1)		$[-]$
F	Fluence laser par impulsion	$F = P_{moy}/k\Sigma$	$[J/m^2]$
f	Force normale par spot de contact	$f = w/N$	$[N]$
f'	Distance de focalisation de la lentille du système laser		$[m]$
G	Paramètre matériaux adimensionné	$G = \alpha E'$	$[-]$
γ_{LV}	Tension de surface liquide/vapeur		$[J/m^2]$
γ_{SL}	Tension de surface solide/liquide		$[J/m^2]$

γ_{SV}	Tension de surface solide/vapeur		$[J/m^2]$
γ, γ_c	Paramètre adimensionné de réduction d'épaisseur de film (Ch. 1)		$[-]$
h	Épaisseur de film lubrifiant		$[m]$
h_0	Approche mutuelle entre corps rigides		$[m]$
\bar{h}	Épaisseur moyenne de film lubrifiant (Ch. 1)		$[m]$
h_{eff}	Épaisseur centrale de film en suralimentation (Ch. 1 et 3)		$[m]$
\tilde{h}_{cr}	Épaisseur critique de la couche de lubrifiant avant endommagement des surfaces (Ch.1)		$[m]$
h_∞	Épaisseur de film hors de la piste		$[m]$
$\tilde{h}_{\infty,0}$	Épaisseur initiale de la couche de lubrifiant (Ch.1)		$[m]$
H_c	Épaisseur centrale de film adimensionnée		$[-]$
h_c	Épaisseur centrale de film lubrifiant		$[m]$
HD	Hydrodynamique		$[-]$
h_{min}	Épaisseur minimale de film lubrifiant		$[m]$
H_{oil}	Épaisseur de la couche d'alimentation adimensionnée (Ch. 1)		$[-]$
h_{oil}	Épaisseur de la couche d'alimentation (Ch. 1)		$[m]$
$h_{oil\infty}$	Hauteur de lubrifiant à proximité de la trace (Ch. 1)		$[m]$
H_s	Nombre de Hersey	$H = \eta u_e / p$	$[m]$
k	Rapport d'ellipticité (Ch. 1)	$k = 1,034(R_y/R_x)^{0,636}$	$[-]$
k	Taux de répétition maximal de la source Laser (Ch. 2)		$[Hz]$
Λ	Périodicité des ripples		$[m]$
λ	Longueur d'onde du laser (Ch. 2)		$[m]$
λ	Période des rugosités d'un solide		$[m]$
λ_n	Période des ripples de type 1		$[m]$
λ_μ	Période des ondulations micrométriques		$[m]$
L_M	Distance ménisque/centre du contact		$[m]$
μ	Coefficient de frottement		$[-]$
N	Nombre de spots du contact		$[-]$
n	Nombre de passages d'un contact		$[-]$
N_p	Nombre d'impulsions Laser		$[-]$
ν_1, ν_2	Coefficient de Poisson, solides 1 et 2		$[-]$
p	Pression moyenne dans le contact		$[Pa]$
P_0	Pression au point d'injection		$[Pa]$

P_{atm}	Pression atmosphérique		$[Pa]$
P_c	Pression capillaire		$[Pa]$
Φ_{1n}	Flux dans la zone peu sous-alimentée lors du passage n (Ch. 1)		$[-]$
Φ_{2n}	Flux dans la zone sévèrement sous-alimentée lors du passage n (Ch. 1)		$[-]$
ϕ_{cav}	Diamètre d'une cavité		$[m]$
ϕ_R	Diamètre de la zone avec ripples		$[m]$
Φ_s	Rapport de l'interface solide/liquide sur la surface totale (Ch. 1)		$[-]$
P_L	Pression de Laplace		$[Pa]$
P_{moy}	Puissance moyenne du faisceau		$[W]$
q	Débit de lubrifiant		$[m^3.s^{-1}]$
r	Rapport de la surface réelle sur la surface projetée (Ch. 1)		$[-]$
R_{1x}, R_{2x}	Rayon selon x des solides 1 et 2		$[m]$
R_{1y}, R_{2y}	Rayon selon y des solides 1 et 2		$[m]$
r_c	Épaisseur d'alimentation adimensionnée (Ch. 1)		$[-]$
\mathcal{R}_c	Réduction de l'épaisseur centrale de film (Ch. 1)		$[-]$
R_c	Rayon de courbure équivalent		$[m]$
r_c	Rayon capillaire équivalent		$[m]$
R_d	Rayon de goutte autour du contact		$[m]$
ρ	Masse volumique		$[kg.m^{-3}]$
ρ_0	Densité du lubrifiant à pression atmosphérique (Ch.1)		$[kg.m^{-3}]$
$\bar{\rho}_c$	Densité adimensionnée du lubrifiant, au centre d'un contact (Ch.1)		$[-]$
R'	Rayon de courbure réduit	$R' = (1/R_x + 1/R_y)^{-1}$	$[m]$
R_{res}	Rayon de réservoir équivalent		$[m]$
R_x	Rayon de courbure réduit selon x	$R_x = (1/R_{1x} + 1/R_{2x})^{-1}$	$[m]$
R_y	Rayon de courbure réduit selon y	$R_y = (1/R_{1y} + 1/R_{2y})^{-1}$	$[m]$
S	Distance du ménisque d'entrée	$S = L_M - a$	$[m]$
s	Espacement entre 2 éléments de roulement (Ch. 1)		$[m]$
S_{cav}	Surface apparente d'une cavité	$\pi\phi_{cav}^2/4$	$[m^2]$
SD	Starvation Degree	$SD = (\eta_0 u_e a)/(h_{oil\infty} \gamma_{LV})$	$[-]$
S_f	Distance du ménisque d'entrée pour atteindre la suralimentation (Ch. 1)		$[m]$
Σ	Aire de la zone irradiée		$[m^2]$
σ	Ecart-type des hauteurs de rugosités		$[m]$
SRR	Taux de roulement/glisement	$SRR = (u_b - u_d)/u_e$	$[-]$

t	Temps		[s]
t_{cr}	Temps critique où l'épaisseur de fluide atteint \tilde{h}_{cr} (Ch.1)		[s]
T_L	Taux de répétition du Laser	$N_p V_L / \phi_R$	[Hz]
T_p	Taux de portance	$1 - (\pi \phi_{cav}^2 / 4ab)$	[%]
T_r	Taux de recouvrement Laser		[%]
τ	diminution de l'épaisseur de lubrifiant (Ch. 1)		[m]
θ	Angle de contact à l'équilibre		[°]
θ^*	Angle effectif de contact		[°]
U	Paramètre de vitesse adimensionné	$U = (\eta_0 u_e) / (R_x E')$	[-]
u_b	Vitesse bille		[m.s ⁻¹]
u_d	Vitesse disque		[m.s ⁻¹]
u_e	Vitesse d'entraînement moyenne	$(u_e = u_b + u_d) / 2$	[m/s]
V	Volume de rétention d'une cavité		[m ³]
V_L	Vitesse de déplacement du Laser selon X_{Laser}		[m/s]
V_c	Vitesse critique de sous-alimentation		[m.s ⁻¹]
V_{ini}	Volume initial de lubrifiant		[m ³]
Vol	Volume de lubrifiant autour du contact de Hertz (Ch. 4)		[m ³]
W	Travail		[J]
w	Charge (2D)		[N]
w_1	Charge par unité de longueur (1D)		[N.m ⁻¹]
W_2	Paramètre de charge adimensionné	$W_2 = w / (E' R_x^2)$	[-]
$W(h)$	Potentiel d'interaction (Ch. 1)		[J/m ²]
x	Direction parallèle au glissement		[-]
X, Y	Coordonnées adimensionnées	$X = x/a, Y = y/a$	[-]
x_0	Position du point d'injection		[m]
x_m	Position du ménisque d'huile (Ch.1)		[m]
x_e, x_s	Abscisses des frontières d'entrée et de sortie du domaine de calcul Ω (Ch.1)		[m]
ξ	Longueur caractérisant la rugosité d'un fluide, à comparer à λ (Ch. 1)		[m]
ξ	Réduction de hauteur de fluide		[m]
y	Direction perpendiculaire au glissement		

Introduction

En France, l'industrie du transport est la première consommatrice de produits pétroliers et le premier émetteur de CO_2 , avec près de 35% des émissions totales en 2005¹. Face à des normes environnementales de plus en plus contraignantes et à l'augmentation du coût de l'énergie fossile, les enjeux écologiques et économiques sont des moteurs formidables d'innovation technologique. Depuis plus de dix ans, de nombreux projets de recherche se concentrent sur l'optimisation de la performance des moteurs à combustion afin de limiter les pertes mécaniques par frottement. Avec les progrès des procédés de finition de surface, l'optimisation de la topographie de surface des contacts mécaniques permet un rendement plus élevé et conduit, dans le cas de l'ensemble piston/segment/chemise, à une réduction de frottement de l'ordre de 20%.

Les sports mécaniques tels que la formule 1, le Nascar, la moto GP, contribuent à l'amélioration continue de la performance et de la fiabilité des moteurs à combustion. Les industriels impliqués, de par leur investissement financier et les prises de risques techniques, favorisent l'éclosion de nouvelles technologies. La recherche de performance des motoristes ainsi que les conditions de fonctionnement des moteurs de compétition font que ces marchés de niche, extrêmement demandeurs de procédés d'optimisation du frottement, sont un excellent laboratoire pour la recherche et le développement de traitements de surface. Ce domaine permet de valider la maturité et le potentiel des innovations technologiques dans des sollicitations très sévères, et conduit souvent au transfert à moyen terme de l'innovation en grande série.

Dans ce contexte, les travaux de thèse de Louis Mourier ont montré le potentiel d'une texturation de surface sur sa capacité à réduire le frottement et allonger la durée de vie des contacts elastohydrodynamiques. Cette étude a mis en évidence un effet d'augmentation de portance du film lubrifiant, obtenu lorsque le contact est abondamment alimenté en huile.

S'inscrivant dans la continuité de ces travaux, l'objectif de cette thèse est la mise en oeuvre d'une nouvelle stratégie de texturation de surface par laser permettant une maîtrise de la sous-alimentation des contacts lubrifiés. Fortement pluridisciplinaire, notre démarche s'inscrit dans le cadre d'une collaboration entre une entreprise industrielle et un laboratoire de recherche :

1. Source : Agence de l'environnement et de la maîtrise de l'énergie, www2.ademe.fr

- la société **Hydromécanique Et Frottement (HEF R&D)**, leader européen en ingénierie des surfaces, qui développe notamment les dépôts de lubrifiant solides à hautes caractéristiques mécaniques et la micro-texturation de surface par laser, pour des applications dans le domaine de la compétition automobile ;
- le **Laboratoire de Tribologie et Dynamique des Systèmes (LTDS)**, UMR CNRS 5513, ECL/ENISE, notamment spécialisé dans la compréhension des phénomènes de contact.

Plus particulièrement, ce travail vise à comprendre les mécanismes à l'origine de la création et du développement de la sous-alimentation d'une interface lubrifiée en régime élastohydrodynamique, et à identifier les paramètres permettant d'assurer une alimentation juste nécessaire au bon fonctionnement d'un contact tribologique. En parallèle, le rôle de la texturation de surface sur ces mécanismes sera analysé.

Après avoir situé l'intérêt du sujet vis-à-vis des enjeux industriels et scientifiques, le **chapitre 1** dresse un état de l'art de l'alimentation en lubrifiant d'une interface sous haute pression. La synthèse des phénomènes mis en jeu lors de la sous-alimentation permet d'identifier les verrous scientifiques et techniques à lever.

En se focalisant sur la modification de la topographie de surface en vue de contrôler le processus d'alimentation d'un contact, un système laser est utilisé au cours de ces travaux afin de générer des morphologies de surface adaptées. A travers la compréhension des mécanismes d'interaction laser/matière, des texturations multi-échelles sont générées de façon contrôlée par une source laser à impulsions ultra-brèves puis caractérisées dans le **chapitre 2**.

Le **chapitre 3** présente une analyse expérimentale de la sous-alimentation et identifie ses critères d'apparition et d'évolution, à partir de la connaissance simultanée de la cinématique de contact, des épaisseurs de film lubrifiant et des forces de frottement. L'introduction d'une texturation de surface conduit à un mécanisme de réalimentation du contact. Ceci nous amène à discuter l'équilibre entre les débits de fuite et d'alimentation au voisinage d'un contact. Enfin, l'apport de la texturation de surface sur les propriétés de frottement et de tenue à l'endommagement des contacts lubrifiés en régime sous-alimenté est mis en évidence.

Dans le **chapitre 4**, les effets de surface sont isolés de la sollicitation de fonctionnement dynamique d'une interface. En s'attardant sur la dynamique de mouillage d'un contact lisse ou texturé par un fluide, nous identifions et analysons les contributions de la viscosité, des conditions de chargement et de la topographie de surface sur la cinétique d'imprégnation d'une interface par un lubrifiant.

Chapitre 1

Alimentation des contacts en lubrifiant

Sommaire

1.1	La maîtrise de l'interface	2
1.1.1	Le troisième corps au service du tribologue	2
1.1.2	Maîtriser la sous-alimentation	2
1.2	Principes de la lubrification suralimentée	3
1.2.1	Les régimes de lubrification	3
1.2.2	Le régime élastohydrodynamique suralimenté - cas d'un contact ponctuel	5
1.3	La sous-alimentation en lubrifiant : état de l'art	9
1.3.1	Sous-alimentation partielle	9
1.3.2	Sous-alimentation sévère en film mince	13
1.3.3	Bilan de la sous-alimentation en surfaces lisses	20
1.4	Alimentation hétérogène de contacts sous-alimentés	21
1.4.1	Régimes mixte/limite	21
1.4.2	Régimes de lubrification en film complet	23
1.5	Rôle de la rugosité sur le mouillage d'une surface	27
1.5.1	Mouillage d'une surface lisse : généralités	27
1.5.2	Mouillage d'une surface texturée, une imprégnation 2D	28
1.5.3	Rugosité du film lubrifiant	30
1.6	Conclusions	32

1.1 La maîtrise de l'interface

1.1.1 Le troisième corps au service du tribologue

Dans tout mécanisme, la transmission de mouvement, des efforts d'un corps à un autre nécessite de s'intéresser à l'interface formée par ces corps en contact, afin d'optimiser leur fonction. Par exemple, l'adhérence maximale est recherchée lors d'un contact entre les pneus d'un véhicule et la chaussée sèche ou mouillée, tout en minimisant les pertes de gomme pneumatique pour limiter l'usure et en veillant à ce que l'adhérence n'augmente pas la consommation en carburant du véhicule. Dans ce cas, l'eau, considérée comme un troisième corps liquide, doit être éjectée du contact, au risque de faire chuter drastiquement le coefficient de frottement et réduire l'adhérence. A contrario, dans certains mécanismes comme les accouplements hydrauliques des boîtes de vitesse automatiques, le cisaillement du fluide permet de transmettre le mouvement sans contact direct d'un solide à un autre, et ne provoque pas d'usure. Un troisième exemple peut être celui du contact segment-chemise dans un moteur à combustion. Cette fois-ci, l'introduction d'un film lubrifiant entre les surfaces minimise la dissipation par frottement de l'énergie issue de l'explosion. Le cisaillement du fluide accommode les vitesses de glissement très importantes, pouvant aller jusqu'à 15 m/s [67], et protège les éléments de l'attelage mobile.

Ces quelques exemples montrent que la compréhension des mécanismes gouvernant les mouvements entre solides est incontournable pour le concepteur. Ce dernier devra alors identifier les paramètres ayant une incidence au premier ordre sur le tribo-système qu'il doit dimensionner, afin de dégager des solutions économiquement et écologiquement viables.

Cette thèse s'intéresse plus particulièrement aux systèmes lubrifiés à l'huile pour lesquels le frottement et l'usure doivent être les plus faibles possibles. D'un point de vue énergétique, il s'agira de réduire les puissances dissipées pour augmenter le rendement mécanique d'un système.

Du frottement sec à la lubrification en film complet, un contact mécanique peut rencontrer différents régimes de lubrification. Parmi eux, le régime de sous-alimentation représente des conditions extrêmes de lubrification d'une interface. Désirée ou non, la sous-alimentation peut être provoquée, par exemple, par des vitesses importantes aux interfaces, une viscosité élevée du fluide, ou une quantité réduite de lubrifiant disponible. Elle peut être responsable d'une dégradation rapide d'une interface mécanique par la dérive possible du coefficient de frottement ou l'apparition d'usure. Il est donc indispensable de maîtriser la sous-alimentation d'un contact mécanique et de contrôler les paramètres qui la gouverne.

1.1.2 Maîtriser la sous-alimentation

Dans le cas de contacts mécaniques lubrifiés dimensionnés pour fonctionner en présence d'un film séparateur, une quantité minimale de lubrifiant doit être disponible pour maintenir ce film entre les solides. Une alimentation insuffisante en lubrifiant entraîne une

réduction de l'épaisseur de film séparateur qui peut induire un endommagement irréversible des surfaces, synonyme de baisse de rendement et de diminution de la durée de vie du contact.

De nombreux mécanismes industriels peuvent être sujets à la sous-alimentation, comme les roulements à billes ou à rouleaux, les moules pour le travail des métaux, les contacts oscillants et plus généralement les systèmes lubrifiés à la graisse ou les émulsions. Un état de l'art de la lubrification des contacts dans un véhicule montre que les contacts piston/segment/chemise [31, 81], came/linguet en cas de sollicitations sévères – moteur de formule 1 par exemple – ou encore axe de piston/pied de bielle sont des mécanismes fonctionnant en régime sous-alimenté [90].

Si elle est maîtrisée, la sous-alimentation peut être avantageuse en permettant d'apporter au tribo-système la quantité de lubrifiant strictement nécessaire pour assurer son bon fonctionnement. A l'heure actuelle, le concepteur cherche à réduire les quantités de lubrifiants utilisées. Ce principe de lubrification minimaliste répond à un enjeu industriel fondamental en apportant une économie substantielle en lubrifiant, une diminution des coûts de maintenance, tout en assurant la transmission de puissances élevées avec une dissipation énergétique minimisée et en améliorant la durée de vie des mécanismes. Suite à cette démarche, une majorité de systèmes lubrifiés d'un moteur à combustion ou d'une boîte de vitesses seront à l'avenir exposés à des phénomènes de sous-alimentation.

Ce travail vise à fournir au concepteur une innovation scientifique et technologique lui permettant de contrôler la sous-alimentation en régime élastohydrodynamique. Plus particulièrement, à travers la connaissance et la compréhension des mécanismes qui pilotent l'alimentation d'un contact, il s'agira de maîtriser la lubrification d'une interface, par l'intermédiaire d'une modification contrôlée de la morphologie de surface.

La suite de ce chapitre sera consacrée à un état de l'art des mécanismes responsables de l'apparition et de l'évolution de la sous-alimentation. Un rappel des principes fondamentaux de la lubrification élastohydrodynamique permettra d'établir une comparaison avec les situations de sous-alimentation analysées dans la littérature.

1.2 Principes de la lubrification suralimentée

1.2.1 Les régimes de lubrification

La lubrification des contacts mécaniques se traduit par l'introduction entre deux surfaces frottantes d'un film lubrifiant qui peut être solide, liquide, colloïdal ou gazeux. Généralement, le niveau des sollicitations tribologiques ou l'environnement du contact déterminent la phase du lubrifiant adaptée à l'interface. Ainsi, la lubrification gazeuse est privilégiée lors de contacts faiblement chargés. La lubrification par film solide est utilisée pour la protection des surfaces dans des conditions de sollicitations très sévères, ou lorsque le système fonctionne sous vide. Elle peut être couplée à l'utilisation d'un film fluide.

La lubrification par film liquide est employée dans la grande majorité des contacts mécaniques. La fonction première du lubrifiant liquide est de limiter au maximum le contact direct entre les deux surfaces antagonistes, grâce au maintien d'une épaisseur de film qui

empêche l'usure des solides et limite la valeur du frottement. Le fluide permet également d'évacuer la chaleur dégagée par le glissement entre les surfaces.

Un contact lubrifié est un système complexe : son comportement et son évolution sont influencés par la macro-géométrie et la micro-géométrie des solides antagonistes, les conditions de fonctionnement, la rhéologie du lubrifiant. C'est aussi un réacteur chimique pouvant provoquer la réaction d'additifs avec les surfaces, la formation de tribofilms [35, 36] ou l'adsorption de couches de surface [33]. La zone d'entrée conditionne l'écoulement du lubrifiant, elle contrôle la génération et le maintien de l'épaisseur de lubrifiant dans la zone de haute pression. La contrainte tangentielle et l'usure sont quant à elles pilotées par la rhéologie du lubrifiant sous-pression dans la zone de contact et par les interactions lubrifiant/surface [62].

En première approche, il est possible de représenter sur une seule courbe les différents régimes de lubrification dont un système lubrifié peut être le siège – cf. figure 1.1. Cette représentation émane des premiers travaux portant sur la compréhension des mécanismes de lubrification de paliers et roulements à la fin du 19^e siècle. Uniquement valable dans des conditions d'alimentation abondante en lubrifiant et pour un couple lubrifiant/surface donné, la courbe dite de Stribeck [86] exprime la variation du coefficient de frottement en fonction de grandeurs globales telles que la pression moyenne de contact, la vitesse d'entraînement moyenne et la viscosité du lubrifiant. Ces dernières peuvent être regroupées en un paramètre appelé nombre de Hersey. L'allure de la courbe peut également être retrouvée en exprimant la variation du coefficient de frottement en fonction du ratio entre l'épaisseur de film centrale h_c dans le contact et l'écart-type des hauteurs de rugosité σ .

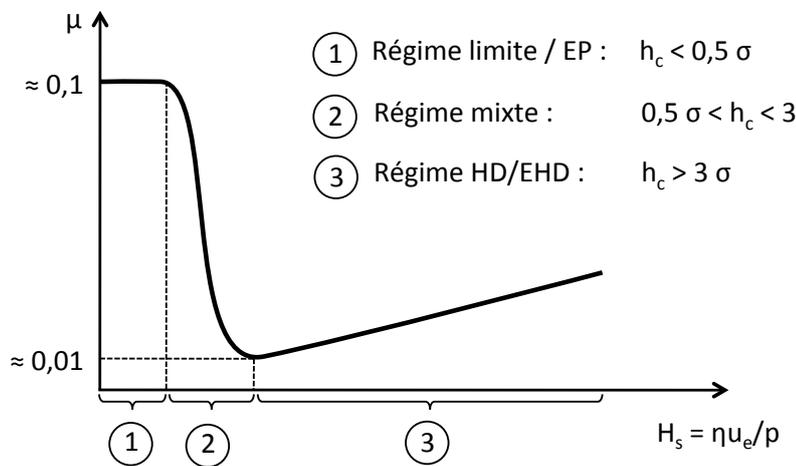


FIGURE 1.1 – Allure d'une courbe de Stribeck [86] - évolution du coefficient de frottement en fonction du paramètre de Hersey H_s qui permet l'identification de trois régimes de lubrification

- Un système mécanique fonctionne en régime de lubrification en film complet lorsque les surfaces sont complètement séparées par un film lubrifiant (zone 3). La charge appliquée sur le contact est entièrement supportée par le film ($h > 3\sigma$) qui par une génération de pression – conséquente à la conservation du débit de lubrifiant – crée une force de portance égale et opposée. Le coefficient de frottement, relativement faible, dépend uniquement des propriétés visqueuses du lubrifiant dans la zone de

contact. Si les solides ne se déforment pas et que la pression au sein du contact reste faible, le régime est dit hydrodynamique. Si les surfaces des solides sont déformées élastiquement, on parle de régime élastohydrodynamique – développé dans le paragraphe 1.2.2.

- Lorsque l'épaisseur de film devient inférieure à 3σ en raison de la sévèrisation des sollicitations tribologiques, la probabilité de contact entre les deux surfaces solides devient plus importante et la charge appliquée est supportée à la fois par le film lubrifiant et par les aspérités en contact. Des phénomènes locaux de portance hydrodynamique subsistent mais ils ne suffisent plus à équilibrer à eux seuls le chargement. De très faibles variations de conditions tribologiques induisent une évolution importante du coefficient de frottement. Le caractère évolutif d'un tel régime est évident car l'endommagement des solides entraîne la modification de la rugosité au cours du temps.
- En cas d'extrême pression au sein de l'interface ou de vitesse d'entraînement très faible, l'épaisseur de film peut être inférieure à $0,5\sigma$, la portance hydrodynamique n'existe plus et l'effort appliqué est par conséquent entièrement supporté par les solides. Le coefficient de frottement est alors contrôlé par les propriétés de surface des corps en contact. L'utilisation dans les lubrifiants d'additifs « extrême pression » peut ainsi assurer la création de films protecteurs en surface. Leurs cinétiques de formation et de consommation font l'objet de nombreuses études et dépendent principalement des pressions de contact, des contraintes de cisaillement, de la température et des interactions chimiques entre le lubrifiant et les surfaces [62].

Le concepteur de systèmes lubrifiés cherche dans la majorité des cas à s'approcher du point de fonctionnement minimisant le niveau de frottement, qui se situe entre une lubrification en film complet et le régime mixte. De même, les stratégies actuelles d'optimisation visent, à iso valeurs de vitesse, pression et viscosité, à décaler le régime de fonctionnement vers un régime purement visqueux, si possible dans la zone de rendement maximal.

Généralement, avant l'apparition de la sous-alimentation, le contact est lubrifié en quantité suffisante et obéit aux lois du régime EHD suralimenté. Un rappel des principes régissant le régime élastohydrodynamique en condition de suralimentation est proposé : il nous aidera à mettre en évidence les hypothèses remises en cause lors de l'apparition et du maintien de la sous-alimentation, ainsi que les mécanismes la gouvernant.

1.2.2 Le régime élastohydrodynamique suralimenté - cas d'un contact ponctuel

La lubrification EHD est un régime en film complet dans lequel les déformations élastiques des solides ainsi que la dépendance de la viscosité à la pression ne peuvent pas être négligées [85]. Ce régime fut constaté dès le début du 20^e siècle dans des mécanismes non conformes tels que les contacts entre dents d'engrenage, les systèmes came-poussoirs, ou des interfaces conformes fortement chargées comme les paliers ou les roulements. En effet, les taux d'usure observés, bien inférieurs à ceux attendus, ne pouvaient s'expliquer par les seuls principes de l'hydrodynamique classique.

Cependant, ce n'est qu'à partir des années 1950 que les conditions nécessaires à l'établissement de ce régime dont l'épaisseur de lubrifiant est inférieure à $2 \mu m$ sont identifiées :

- le contact doit être le siège d'un écoulement hydrodynamique ;
- les déformations élastiques des solides sont très grandes devant l'épaisseur de film lubrifiant ;
- la pression doit être suffisamment élevée – de l'ordre de $100 MPa$ à $2 GPa$ – pour modifier de façon significative la viscosité du lubrifiant piézo-visqueux ;
- le lubrifiant est généralement considéré comme homogène et continu ;
- l'alimentation en lubrifiant doit être suffisante.

L'analyse conventionnelle de la lubrification EHD prédit une épaisseur de film avec l'hypothèse que sa mise en pression à l'avant du contact commence à une distance infinie de celui-ci [16]. Cela impose que le convergent soit complètement rempli de lubrifiant très en amont du contact. Lorsque cette hypothèse n'est pas respectée, on parle de sous-alimentation du contact.

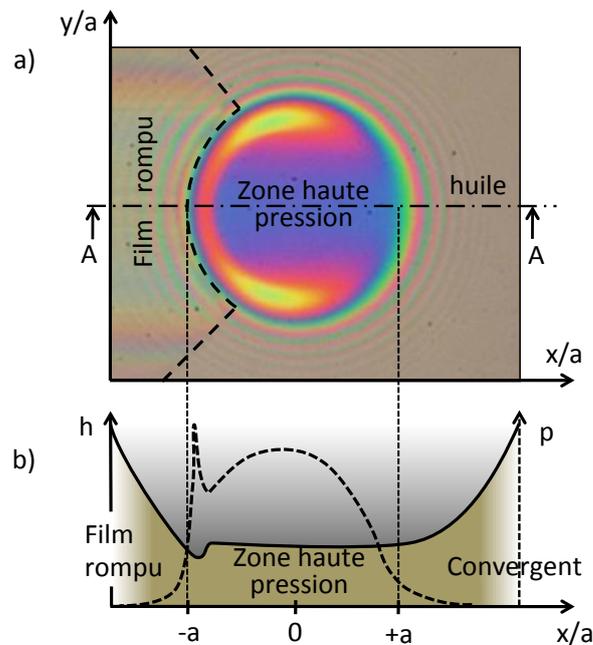


FIGURE 1.2 – Interférogramme (a) et schématisation (b) du champ d'épaisseur (—) et de pression (---) caractéristiques d'un contact sphère/plan en régime EHD suralimenté

L'interférogramme d'un contact EHD suralimenté tel que celui de la figure 1.2 peut être divisé en trois zones – le lubrifiant s'écoule de la droite vers la gauche :

- à l'amont du contact ($x > a$), la zone d'entrée, appelée aussi convergent, est remplie de liquide. La pression au sein du lubrifiant augmente progressivement au fur et à mesure que ce dernier se rapproche du bord amont du contact (en $x = a$).
- la zone de haute pression ($-a < x < a$) dans laquelle les surfaces antagonistes sont considérées comme parallèles. La viscosité du lubrifiant est très élevée du fait d'une pression de plusieurs centaines de MPa. Vue de dessus, la forme « en fer à cheval », caractéristique d'un contact EHD, coïncide avec une réduction d'épaisseur

de film. Le pic de surpression associé à l'arrière du contact se décale vers la sortie du contact lorsque la charge augmente ou la vitesse d'entraînement diminue – le profil de pression tend alors vers celui d'un contact de Hertz statique. De même, cette zone de constriction grandit avec l'augmentation de la vitesse d'entraînement.

- la zone de sortie du contact est le siège d'un fort gradient de pression : le fluide tend à retourner à pression atmosphérique mais sa détente est telle qu'il atteint sa pression de vapeur saturante. Ne pouvant pas être à pression négative, de l'air s'introduit dans le lubrifiant et le mélange résultant forme la zone de film rompu, aisément reconnaissable par la digitation qui constitue sa frontière avec les réservoirs de lubrifiant latéraux.

L'existence d'un gradient de pression dans les directions x et y montre que les écoulements de Poiseuille ont lieu dans la direction de glissement du contact mais également dans la direction transverse. Une partie du lubrifiant présent dans le convergent est donc expulsée du contact et ne participe pas à sa lubrification. Dans le cas d'un contact abondamment alimenté, les débits de fuite sont cependant suffisamment faibles pour ne pas altérer le bon fonctionnement de l'interface EHD.

Modélisation du régime EHD

Trois équations décrivent le comportement d'une interface évoluant en régime EHD – équations 1.1, 1.2 et 1.3. L'équation de Reynolds [77], qui exprime le champ de pression à partir de la géométrie déformée des solides et des vitesses des surfaces, découle d'une simplification des équations de Navier-Stokes. Elle est basée sur la conservation du débit massique entre deux surfaces séparées par un film très mince. Le profil de vitesse dans le contact résulte de la contribution de deux écoulements : l'écoulement de Couette, dû à la différence de vitesse entre les solides, et l'écoulement de Poiseuille lié à la présence du gradient de pression. Ce dernier peut d'ailleurs provenir de la géométrie des solides déformés mais également d'une pression capillaire issue de la loi de Laplace.

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\rho h^3}{12\eta} \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\rho h^3}{12\eta} \frac{\partial p}{\partial y} \right) = u_e \frac{\partial(\rho h)}{\partial x} + \rho h \frac{\partial(u_e)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho h)}{\partial t} \quad (1.1)$$

Les hypothèses nécessaires à la validité de l'équation de Reynolds sont les suivantes :

- le milieu est continu ;
- l'écoulement est laminaire ;
- les forces massiques extérieures sont négligeables ;
- les termes d'inertie sont négligeables devant les termes de viscosité ;
- l'épaisseur de film est très petite devant les autres dimensions du contact ;
- le fluide est newtonien et adhère aux surfaces.

L'équation géométrique du film lubrifiant dépend des déformations élastiques des solides et d'une distance h_0 :

$$h(x, y, t) = h_0(t) + \frac{x^2}{2R_x} + \frac{y^2}{2R_y} + \frac{2}{\pi E'} \iint_{-\infty}^{+\infty} \frac{p(x', y', t) dx' dy'}{\sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2}} \quad (1.2)$$

Enfin, l'équation de la conservation des efforts établit l'équilibre entre la charge appliquée sur le contact et la portance générée par l'écoulement fluide :

$$w(t) = \iint_{-\infty}^{+\infty} p(x', y', t) dx' dy' \quad (1.3)$$

S'ajoute à ces trois équations constitutives des relations qui décrivent la dépendance de la viscosité du fluide à la pression – les plus usitées sont la loi de Barus [3] et la loi de Roelands [79] – ainsi qu'une équation de compressibilité du lubrifiant, proposée par Dowson et Higginson [26].

La complexité de la modélisation du régime EHD réside dans le fait que le champ de pression, qui ne peut être obtenu que par la résolution de l'équation de Reynolds, influence au premier ordre la géométrie du contact ainsi que le champ de viscosité. Les premières modélisations réalistes firent leurs apparitions dans les années 1940, avec une relation permettant de prédire l'épaisseur de film, proposée par Ertel et Grubin [39], dans le cas d'un contact cylindre/plan :

$$\frac{\bar{h}}{R'} = 2,696 \left(\frac{\eta_0 \alpha u_e}{R'} \right)^{3/4} \left(\frac{w_1}{E' R'} \right)^{-1/8} \quad (1.4)$$

Hamrock et Dowson [44] proposent une relation fournissant l'épaisseur moyenne adimensionnée de lubrifiant dans le cas d'un contact elliptique :

$$H_c = 2,69U^{0,67}G^{0,53}W_2^{(-0,067)} \left(1 - 0,61e^{-0,73k} \right) \quad (1.5)$$

Lorsque les solides sont en mouvement stationnaire, l'épaisseur de lubrifiant au sein d'un contact EHD suralimenté est indépendante de la quantité de lubrifiant disponible. De plus en roulement pur, h_c varie avec $u_e^{2/3}$, comme prédit précisément par le modèle de Hamrock et Dowson et illustré sur la figure 1.3.

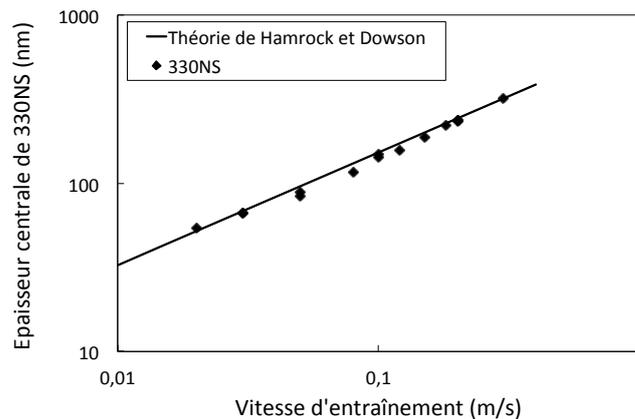


FIGURE 1.3 – Épaisseur centrale de film lubrifiant expérimentale (◆) et théorique (–) (selon Hamrock et Dowson, eq. 1.5), pour une huile de base 330NS de viscosité égale à 0,14 mPa.s, et un coefficient de piézo-viscosité égal à 22 GPa^{-1} – Contact sphère/plan en régime EHD suralimenté, en condition de roulement pur

1.3 La sous-alimentation en lubrifiant : état de l'art

L'objectif de ce chapitre est de proposer un état de l'art des mécanismes de sous-alimentation et de réalimentation d'un contact EHD.

1.3.1 Sous-alimentation partielle

Dès le commencement de l'âge d'or de la lubrification élastohydrodynamique, vers les années 1940, la sous-alimentation a été mise en évidence expérimentalement lors d'études portant sur la lubrification de contacts linéiques ou des roulements à billes.

Réduction de la zone de mise en pression du fluide

Wedeven [97], en 1970, effectue une étude expérimentale d'un contact sphère/plan sous-alimenté en roulement pur, en utilisant des huiles de base paraffiniques et naphthéniques. Grâce à une technique interférométrique lui permettant d'observer le contact et ses environs, il montre qu'un appauvrissement en lubrifiant entraîne la progression d'une langue d'air vers le contact, dont la position influence directement l'épaisseur centrale de lubrifiant.

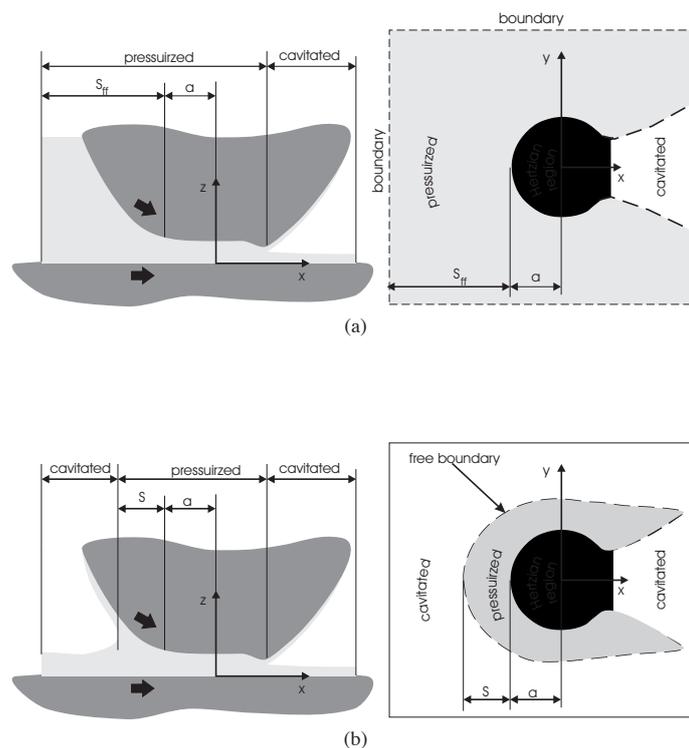


FIGURE 1.4 – Schématisation d'un contact EHD suralimenté (a) et sous-alimenté (b) - d'après [73]

En amont du contact, l'extrémité du ménisque d'air délimite la partie complètement remplie d'huile du convergent de la zone dans laquelle seule une couche mince de lubrifiant adhère à chacun des solides. En raison de la discontinuité du film lubrifiant à l'avant

du convergent, l'hypothèse selon laquelle la mise en pression du lubrifiant commence infiniment loin avant la zone de contact devient invalide – cf. figure 1.4. La frontière du ménisque d'entrée se situe alors à l'endroit où les deux couches de lubrifiant adhérentes aux solides se rejoignent, et où par conséquent la pression hydrodynamique commence à augmenter. Wedeven propose ainsi une équation semi-empirique, basée sur des observations d'épaisseurs de film supérieures à $2 \mu m$ et reliant la position du ménisque d'air à l'épaisseur centrale d'huile.

$$\frac{h_c}{R_x} = 1,73 \left[\frac{S}{S_f} \left(2 - \frac{S}{S_f} \right) \right]^{1/2} \left(\frac{\alpha \eta_0 u_e}{R_x} \right)^{5/7} \left(\frac{w}{E' R_x^2} \right)^{-1/21} \quad (1.6)$$

Quelques années auparavant, Floberg [34], en étudiant les contacts linéiques cylindre / cylindre sous-alimentés, considère déjà que la mise en pression du lubrifiant se produit à une distance finie du centre de la zone de Hertz. Wolveridge, Baglin et Archard étendent le modèle de Grubin [39] aux contacts linéiques sous-alimentés [99].

En 1972, pour des contacts cylindre/plan, Catle et Dowson [10, 25] résolvent numériquement l'équation de Reynolds et confirment les résultats de Wedeven : lorsque la position du ménisque se rapproche de la zone de Hertz, l'épaisseur de lubrifiant diminue. Le profil de pression tend alors asymptotiquement vers celui d'un contact statique, en raison de la disparition progressive de la constriction à l'arrière de la zone haute pression et du pic de pression associé. Le calcul des contraintes de cisaillement montre qu'une sous-alimentation partielle entraîne une faible diminution de l'épaisseur de lubrifiant et peut sensiblement réduire le frottement de contacts roulants, dû aux effets thermiques provoqués par le cisaillement visqueux du fluide dans le convergent. Cette tendance est confirmée par Goksem [37, 69].

Influence du couple vitesse-viscosité et de la tension de surface

En 1974, Chiu [16] réalise une étude expérimentale et théorique originale d'un contact sphère/plan en roulement/glissement sous-alimenté. Il remarque que la constriction en fer à cheval devient plus étroite au fur et à mesure que la vitesse d'entraînement augmente et que la sous-alimentation se renforce. En mesurant la variation d'épaisseur centrale en fonction de la vitesse d'entraînement, il constate tout d'abord qu'elle augmente, mais dans un rapport plus faible que celui prédit par la théorie de l'EHD dans le cas suralimenté. Le produit ηu_e influence fortement la position du ménisque délimitant l'interface air/lubrifiant par rapport à l'entrée du contact. Pour des valeurs élevées de ηu_e , l'épaisseur atteint un seuil maximal puis diminue fortement, comme l'illustre la figure 1.5.

A partir de ces observations expérimentales, Chiu construit un modèle se basant sur les deux mécanismes suivants :

- en amont du contact, deux couches de lubrifiant séparées par de l'air adhérent et recouvrent la surface de chacun des solides en roulement. Ces films minces apportent un débit fini de lubrifiant qui résulte d'un équilibre entre le flux de lubrifiant passant à travers le contact et un débit de fuite qui expulse le fluide sur les bords.
- l'épaisseur des couches lubrifiantes adhérentes aux parois des solides est contrôlée par le retour du fluide sur la piste de roulement : la dépression dans la couche de

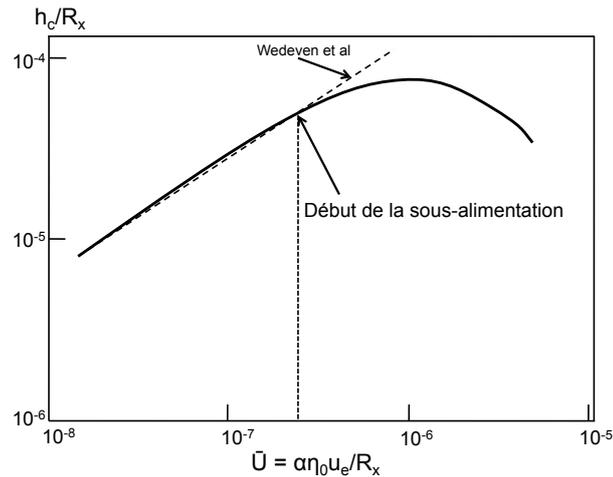


FIGURE 1.5 – Contact sphère/plan - variation expérimentale (–) et théorique suralimentée (Wedeven) de l'épaisseur de film en fonction de $\eta\alpha u_e/R_x$ - identification du passage en sous-alimentation partielle lorsque la courbe expérimentale dévie de la prédiction théorique de l'épaisseur centrale de film en régime suralimenté - d'après [16]

fluide, créée par le passage de la bille, engendre une force motrice de recouvrement de la piste par ses bords, grâce à la présence d'un gradient de tension de surface. Chiu postule que le taux de retour du lubrifiant sur la piste dépend de la tension de surface liquide/air, du temps entre chaque passage d'un contact, et de la viscosité.

Ces deux mécanismes sont liés : l'épaisseur de la couche de lubrifiant adhérente à chaque solide est contrôlée par la capacité de recouvrement du fluide, et détermine, dans un même temps, la localisation du ménisque.

En observant attentivement la zone de sortie du contact, Chiu constate que celui-ci laisse un sillage de largeur égale au diamètre de Hertz et d'épaisseur réduite. Lorsque le produit ηu_e est assez élevé, le sillage s'étend et rejoint le ménisque avant du contact suivant, créant la sous-alimentation. La pression du fluide en sortie du contact est inférieure à la pression atmosphérique, et dépend à la fois des rayons de courbure locaux et de la tension de surface (loi de Young-Laplace). En conséquence, l'épaisseur de film sur la piste a tendance à augmenter par le drainage du lubrifiant provenant des bords de la piste pour converger vers une épaisseur h_∞ constante sur toute la largeur de la piste. La réalimentation s'effectue durant tout le temps entre chaque passage d'un contact.

Le modèle développé par Chiu néglige les effets dus à la cavitation, de même que les forces d'inertie, et fait l'hypothèse que seules les forces capillaires permettent le retour du fluide sur la piste, après passage du contact. Il calcule l'évolution de l'épaisseur de film de lubrifiant en fonction du temps – cf. figure 1.6 – dans la direction perpendiculaire à celle de l'écoulement du fluide.

Chiu observe que l'épaisseur au centre de la piste reste très faible, relativement à l'épaisseur de lubrifiant en bordure de piste de roulement (représentée par $a/h_\infty = 0,5$ sur la figure 1.6). Il obtient finalement une relation entre l'épaisseur de film dans le contact sous-alimenté en fonction de la hauteur des couches de fluide présentes sur les deux solides à l'entrée du contact. Il conclut que le degré de sous-alimentation dépend sensiblement de l'épaisseur des réservoirs latéraux.

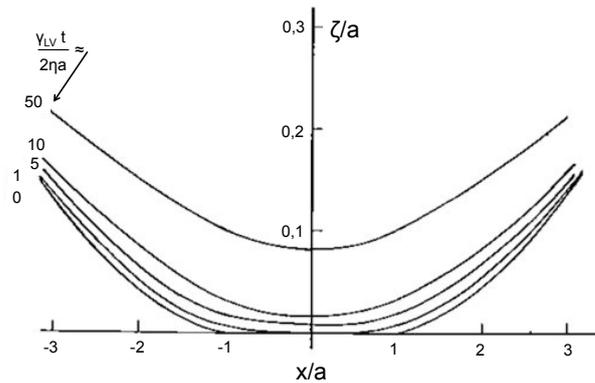


FIGURE 1.6 – Evolution temporelle de l'épaisseur adimensionnée ζ/a de la couche de fluide après passage du contact, perpendiculairement à la direction de roulement du contact - d'après [16]

$$\frac{h}{R_x} = \frac{h_{oil}}{R_x} - \frac{C_0 s \gamma_{LV} a}{2R_x \eta_0 \alpha u_e} \quad (1.7)$$

Cette expression permet de s'affranchir de la position du ménisque d'air à l'entrée dans le convergent, qui n'est pas mesurable en cas de sous-alimentation sévère (son extrémité rejoint la zone de contact). Le modèle est valable pour des réservoirs très épais au bord de la piste de roulement – de l'ordre de quelques centaines de micromètres de hauteur.

Coyne, Elrod [21, 20], ainsi que Dalmaz [22] synthétisent les différentes hypothèses connues régissant la sous-alimentation d'une interface, et définissent un paramètre de rupture de film $\eta_0 u_e / \gamma_{LV}$ pour étudier les effets de l'inertie et des tensions de surface sur un écoulement newtonien. Ils affirment que ceux-ci jouent un rôle limité sur la capacité de portance d'un contact, excepté lorsque les charges appliquées sont très faibles ou que les tensions de surfaces sont importantes par rapport au produit $\eta_0 u_e$ ($\eta_0 u_e / \gamma_{LV} \ll 1$).

Elrod [29] focalise ses recherches sur la zone de film rompu, qui dans le cas des paliers hydrodynamiques empêche l'alimentation complète du contact. Il développe un algorithme qui modélise la transition entre la zone où l'équation de Reynolds s'applique – film complet et pour une pression supérieure à la pression de cavitation – et la zone de film rompu à la sortie du contact. L'algorithme se base sur le principe de conservation de la masse. En l'absence d'un gradient de pression dans la zone de film rompu, les « phases » composées d'un mélange gaz/huile possèdent une vitesse dont le profil suit l'écoulement de Couette. La prédiction de la forme de la zone de cavitation est fidèle aux résultats expérimentaux et s'intègre aisément dans un code de calcul par différences finies.

Notion de débits de fuite et d'alimentation

Les travaux de Pemberton [70] apportent de réelles avancées sur la compréhension des mécanismes régissant la sous-alimentation, notamment par l'analyse des trajectoires de particules fluides aux alentours d'un contact, schématisées sur la figure 1.7. Des bulles d'air microscopiques sont introduites dans les huiles et leurs trajectoires sont étudiées,

de l'amont vers l'aval du contact. La notion de débit de lubrifiant, proposée par Chiu, est reprise par Pemberton : il relie la position de la frontière du ménisque d'entrée à un équilibre entre le débit d'huile perdu sur les côtés du contact et le débit avec lequel cette huile est entraînée à partir des bords. Dans le convergent, la compression des réservoirs latéraux apporte un débit d'alimentation supplémentaire : une partie du lubrifiant présent sur les bords revient sur la piste de roulement, l'autre partie contourne la zone de Hertz et ne participe pas à la réalimentation du contact. Pemberton observe que la distance entre deux contacts successifs n'affecte pas la position et la forme du ménisque d'entrée, à condition que les réservoirs latéraux soient suffisamment remplis de lubrifiant.

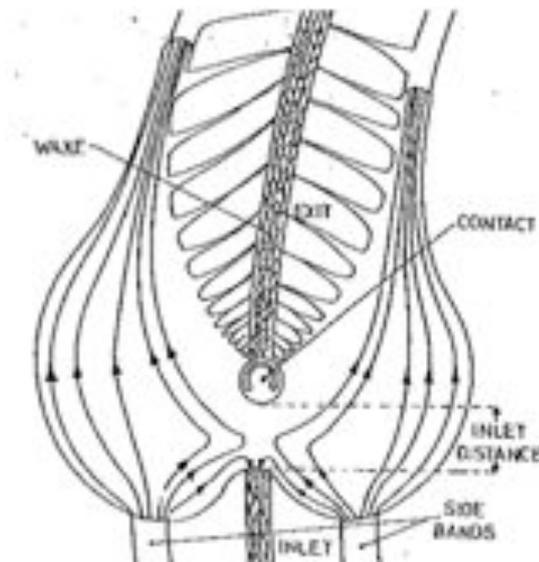


FIGURE 1.7 – Identification des flux de lubrifiant au voisinage d'un contact EHD grâce au suivi de trajectoires de bulles d'air injectées dans le lubrifiant - d'après [70]

1.3.2 Sous-alimentation sévère en film mince

La quantité de lubrifiant présente sur les bords latéraux d'un contact a un effet non négligeable sur sa réalimentation, en particulier lors de sous-alimentation sévère pour laquelle les épaisseurs de films sont nanométriques.

Kingsbury [51], en 1985, démontre l'influence des réservoirs latéraux et distingue deux régimes de sous-alimentation. En contrôlant la quantité initiale de lubrifiant introduite dans le contact, il dépose des épaisseurs de films inférieures à la centaine de nanomètres et identifie un régime intermédiaire entre la sous-alimentation partielle – figure 1.8(a) et le régime mixte : la sous-alimentation sévère – « parched lubrication », figure 1.8(b). Dans ce dernier cas, les relations faisant intervenir la position du ménisque ne sont plus exploitables. Kingsbury décrit ce régime comme étant transitoire : au cours du temps, l'épaisseur de lubrifiant décroît progressivement et peut entraîner une rupture du film d'huile protecteur.

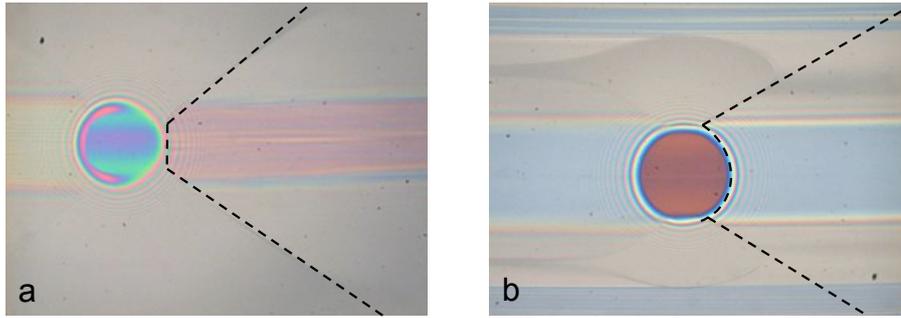


FIGURE 1.8 – Comparaison entre un contact EHD sphère/plan en sous-alimentation partielle (a) et en sous-alimentation sévère (b) - le fluide s'écoule de la droite vers la gauche, la position du ménisque air/huile est indiquée en lignes discontinues

Contrôle du volume de lubrifiant

Dans les années 1990, les tribologues bénéficient des progrès des méthodes d'analyse par interférométrie optique et spectroscopie. Guangteng [40] étudie alors la sous-alimentation sévère en contrôlant le volume initial de lubrifiant – huile PAO sans additifs – déposé par micropipette avec éventuellement un essuyage de la piste pour assécher le contact, ou en diluant le lubrifiant dans l'hexane, un solvant très volatil. Il est le premier à mesurer des épaisseurs de films très faibles au sein du contact, de l'ordre de quelques nanomètres.

En observant l'effet de la vitesse d'entraînement et du temps sur l'épaisseur de film, il étend la description de Chiu – figure 1.5 – vers les valeurs d'épaisseur de lubrifiant inférieures à 100 nm grâce à la résolution optique des mesures. Il retrouve la courbe « en cloche » montrant l'évolution de l'épaisseur de lubrifiant en fonction de la vitesse d'entraînement et détermine, pour plusieurs volumes initiaux de lubrifiant, la vitesse à partir de laquelle l'épaisseur centrale de lubrifiant diminue lorsque u_e augmente, comme le montre la figure 1.9. Cette vitesse de transition dépend à la fois de la viscosité du lubrifiant et de l'épaisseur de film présente sur les surfaces à l'extérieur de la piste de contact. Il prouve par l'expérience que l'épaisseur de lubrifiant ne dépend pas de l'historique des vitesses d'entraînement par lesquelles le contact est passé : que les vitesses soient croissantes ou décroissantes, une vitesse d'entraînement correspond à une seule épaisseur de film mesurée. Enfin, Guangteng remarque qu'à haute vitesse d'entraînement et au-delà de la transition, l'épaisseur de film décroît et se stabilise aux alentours de 10 à 30 nm, sans diminuer jusqu'à zéro. Il montre par cette observation, également partagée par Kingsbury, qu'un mince film lubrifiant présent sur les surfaces en roulement peut survivre plusieurs heures.

A partir du raisonnement de Chiu, un mécanisme de réalimentation est proposé, lié à la contribution de la force centrifuge sur une épaisseur h de lubrifiant. Ceci se traduit par la création d'un débit q égal à

$$q = \frac{2u_e^2 \rho (h_\infty^3 - h_{min}^3)}{3\eta_0} \quad (1.8)$$

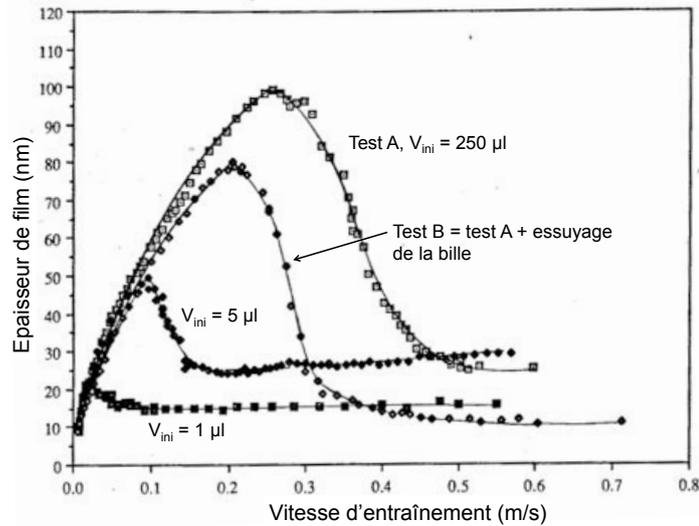


FIGURE 1.9 – Influence de la vitesse de roulement sur l'épaisseur de film pour différents volumes initiaux de lubrifiant - d'après [40]

Apport de la simulation numérique à la sous-alimentation

L'essor des méthodes de résolutions numériques, au milieu des années 1990, donne lieu à de nombreuses contributions au sujet de la sous-alimentation. Les méthodes multi-grilles et multi-intégrations sont notamment développées et appliquées à la lubrification EHD par Venner et Lubrecht [92].

Chevalier [14, 15], pour des contacts circulaires en roulement pur, puis Damiens [23], pour des contacts elliptiques, raisonnent sur un équilibre des débits dans le convergent, la zone de Hertz et le divergent. Ils négligent les forces de volume et de surface.

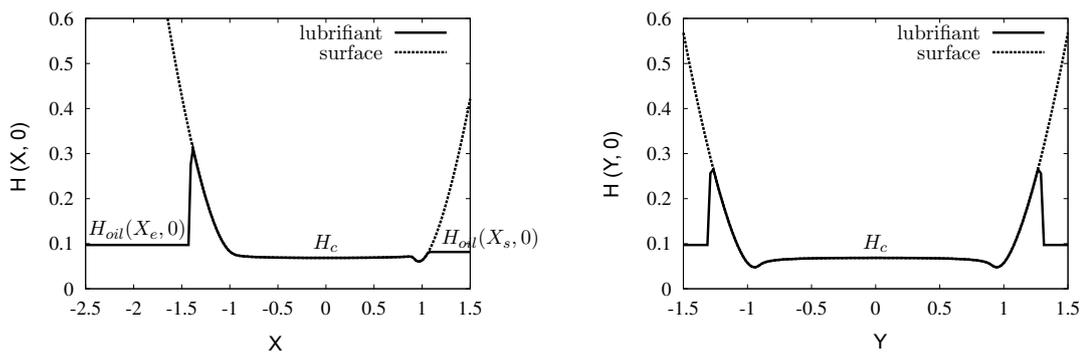


FIGURE 1.10 – Simulation numérique : distribution de lubrifiant et géométrie des surfaces – coupe longitudinale (à gauche) et transversale (à droite) d'un contact sphère/plan en roulement pur - d'après [23]

Ils établissent ainsi un bilan des débits de fuite et déterminent les contributions respectives de l'écoulement de Poiseuille et de Couette. Un exemple de distribution des épaisseurs de film dans et autour du contact est présenté sur la figure 1.10 [23].

– en amont de la zone de Hertz, le lubrifiant est refoulé dans le sens opposé à l'écou-

lement, à cause du gradient de pression $\frac{\partial p}{\partial x}$ qu'il rencontre à l'approche de la zone de haute pression. Ce fluide est cependant de nouveau entraîné dans le contact par les surfaces mobiles. La compétition entre le débit d'éjection (Poiseuille) et le débit d'entraînement (Couette) induit la formation d'un volume de lubrifiant qui s'accumule en amont de la frontière de Hertz.

- Le gradient de pression $\frac{\partial p}{\partial y}$ est également responsable d'un débit de fuite de lubrifiant sur les côtés. Les vitesses de déplacement des solides étant nulles dans la direction perpendiculaire à l'écoulement, le terme de Poiseuille contrôle seul le débit de fuite de lubrifiant selon Y. Les auteurs considèrent que ce volume de lubrifiant éjecté suivant la direction perpendiculaire au roulement est définitivement perdu.
- En appliquant le même raisonnement en aval du contact, le fluide est éjecté dans le sens de l'écoulement par la composante de Poiseuille $\frac{\partial p}{\partial x}$, puis est entraîné par les surfaces mobiles.

Ce bilan des débits montre qu'à la sortie du contact, l'épaisseur de lubrifiant sur la piste de roulement est plus faible que celle à l'entrée. Chevalier obtient une courbe maîtresse pilotée par deux paramètres adimensionnés : r_c , qui représente l'épaisseur d'alimentation relative et \mathcal{R}_c la réduction de l'épaisseur centrale de film par rapport à la situation suralimentée – cf. figure 1.11.

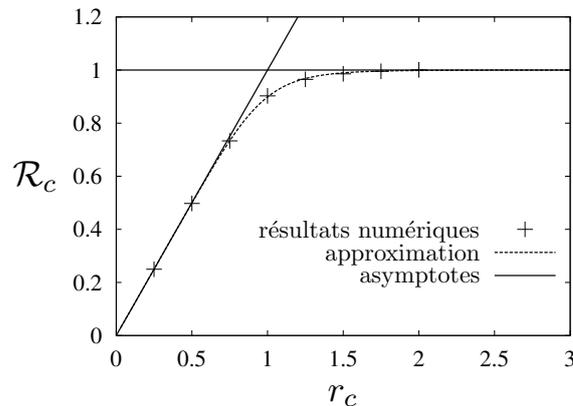


FIGURE 1.11 – Evolution de l'épaisseur de film centrale adimensionnée \mathcal{R}_c en fonction de l'épaisseur d'alimentation adimensionnée r_c , contact sphère/plan ($D=1$, $M=100$, $L=10$) - d'après [14]

Pour un contact fonctionnant loin de la transition entre les deux régimes, une variation du volume de lubrifiant à l'entrée du contact n'influence pas l'épaisseur centrale, ce qui est conforme à la théorie de la lubrification EHD suralimentée. L'asymptote du régime sous-alimenté, c'est-à-dire lorsque $\mathcal{R}_c \ll 1$, marque la proportionnalité entre l'épaisseur de film lubrifiant et la quantité de lubrifiant dans le convergent.

La transition entre la sous-alimentation et la suralimentation varie en fonction d'un paramètre γ_c qui dépend de la viscosité, du gradient de pression suivant la direction transversale, de l'épaisseur de film, et de la distance que le lubrifiant doit parcourir pour être éjecté en dehors de la piste de roulement. La description totale de l'alimentation d'un contact suit alors l'équation 1.9 :

$$\mathcal{R}_c = \frac{r_c}{\sqrt[\gamma_c]{1 + r_c^{\gamma_c}}} \quad (1.9)$$

Chevalier conclut que lorsque le paramètre γ_c est fini, la non conservation du débit massique dans la direction de l'écoulement implique nécessairement un débit de fuite non nul suivant la direction transversale. En revanche, si γ_c est infini, le lubrifiant ne contourne pas la zone de Hertz et $r_c = \mathcal{R}_c$. Le bilan complet des débits de fuite et d'alimentation conduit à la relation suivante :

$$\bar{\rho}_c h_c = h_{oil}(x_e, 0) - \frac{dq_1}{\rho_0 u_e dy} \quad (1.10)$$

L'approche développée ci-dessus ne tient cependant pas compte des phénomènes de réalimentation possibles entre deux passages de contact. En effet, dans une première approche lorsque les débits de réalimentation sont extrêmement faibles, Chevalier considère que l'épaisseur de lubrifiant à la sortie d'un contact au n -ième passage est égale à l'épaisseur dans le convergent du contact au passage $(n + 1)$. Damiens en propose une formulation simplifiée permettant de connaître le comportement asymptotique de l'épaisseur centrale de lubrifiant en fonction du nombre de passages du contact :

$$h_c(n) \propto n^{-1/\gamma_c} \quad (1.11)$$

Lorsque cette réalimentation du contact devient non négligeable, avec l'introduction d'un paramètre de réalimentation moyen dr , l'épaisseur de film suit la loi de récurrence ci-dessous :

$$R(n + 1) = r(n) + dr \quad (1.12)$$

L'évolution de l'épaisseur centrale de film au cours du temps est alors différente, comme l'illustre le graphe de la figure 1.12, issu de calculs numériques.

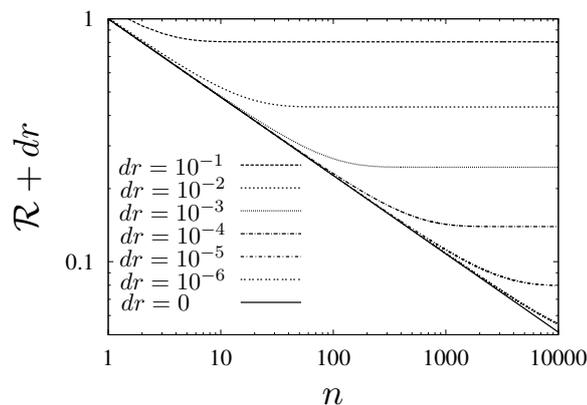


FIGURE 1.12 – Épaisseur de film centrale adimensionnée en fonction du nombre de cycles n , pour différents niveaux de réalimentation dr - d'après [23]

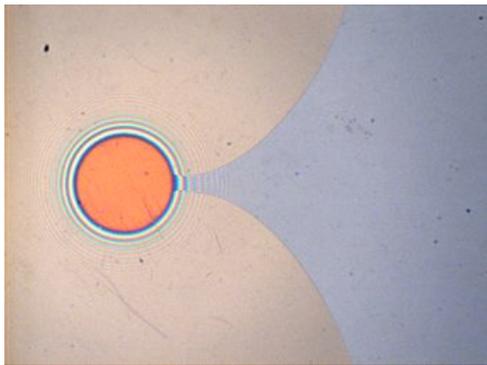
En 1999, Jacod [47] étudie les phénomènes de sous-alimentation, en considérant à la fois les débits de lubrifiant à proximité du contact et ceux présents entre deux passages de

solides. Pour cela, le débit de lubrifiant retournant sur la piste entre deux passages du contact s'exprime comme la somme d'une contribution de la tension de surface et de la pression de disjonction. L'équation de Reynolds est ré-écrite sous la forme suivante :

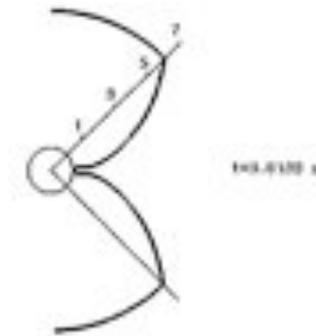
$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{h^3}{3\eta} \frac{\partial}{\partial x} \left(-\frac{\sigma d^2 h}{dx^2} - \frac{A}{6\pi h^3} \right) \right] = \frac{\partial h}{\partial t} \quad (1.13)$$

D'après ce modèle, la réalimentation due à la tension de surface et à la pression de disjonction, durant l'intervalle de temps entre deux passages, est très faible. Alors que l'épaisseur au centre de la trace ne varie quasiment pas, un surplus de lubrifiant est observé au niveau des réservoirs latéraux, plus particulièrement à $|X| = 1$ et $|X| = 2$.

Pour identifier les mécanismes de réalimentation au voisinage du contact, Jacod met en oeuvre un protocole expérimental consistant à stopper très rapidement un contact initialement en condition de roulement pur sous-alimentée. Le retour du lubrifiant, qui migre des réservoirs latéraux vers la région du convergent après l'arrêt de la sollicitation, est caractérisé. Jacod en déduit une évolution empirique de la position du ménisque x_m en fonction du temps, qui varie selon une loi de type $x_m = ct^\beta$, et compare son modèle à une expérience.



(a) Position expérimentale du ménisque à $t \simeq 2 \text{ s}$



(b) Position calculée du ménisque à $t \simeq 0,6 \text{ s}$

FIGURE 1.13 – Caractérisation du retour de lubrifiant dans un contact initialement en condition de roulement pur, puis arrêté brusquement - le diamètre de la zone de Hertz vaut $250 \mu\text{m}$ - d'après [47]

Si le modèle théorique décrit assez finement la forme du ménisque retournant dans le convergent, comme le montre la figure 1.13, le temps de remplissage de la périphérie du contact est beaucoup trop rapide – de l'ordre de 0,65 seconde – par rapport à celui de l'expérience – environ 2 secondes. Jacod étend ce modèle à un contact en mouvement. Connaissant le débit de lubrifiant $\frac{dV}{dt}$ qui ré-alimente le contact et en utilisant le modèle de Chevalier, il détermine le taux de réalimentation dr ainsi que la variation de h en fonction de la vitesse d'entraînement. Cependant, la décroissance de h , par rapport à u_e en sous-alimentation issue du calcul, est beaucoup plus faible que celle mesurée expérimentalement. Cet écart provient du fait que le modèle prédit une réalimentation trop rapide du contact statique.

Plus récemment, Yin [103] a utilisé dans un code numérique multi-grilles le modèle de Che-

valier et les conditions de formation de cavitation d'Elrod, afin d'étudier le comportement tribologique d'un contact elliptique en régime EHD sous-alimenté. A partir de l'analyse de la transition entre le régime sur-alimenté et sous-alimenté, il montre que la quantité de lubrifiant qui alimente le contact à la transition diffère selon le rapport d'ellipticité du contact, et devient maximale dans le cas d'un contact circulaire.

Critères de prédiction de la sous-alimentation

Dans les années 2000, Cann, Lubrecht et Mazuyer [58] analysent les mécanismes de sous-alimentation pour des contacts lubrifiés à la graisse. Cann [8] s'intéresse aux mécanismes de réalimentation locale au sein du contact plutôt qu'à ceux intervenant durant l'intervalle entre deux passages. Partant de l'hypothèse que le mouvement du fluide est piloté par les forces liées à la tension de surface au voisinage du contact, elle s'appuie sur les travaux de Chevalier et Damiens. Elle affirme que le flux de réalimentation est proportionnel à γ_{LV} et $h_{oil\infty}$, et dépend également de η , a , et u_e [23]. Elle établit un critère de sous-alimentation sous la forme du paramètre adimensionné SD :

$$SD = \frac{\eta_0 u_e a}{h_{oil\infty} \gamma_{LV}} \quad (1.14)$$

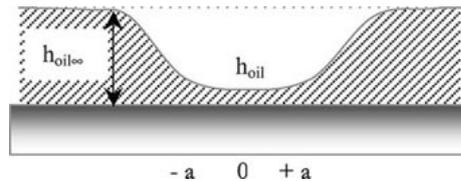


FIGURE 1.14 – Schématisation de la distribution de lubrifiant transversalement à la piste de roulement - d'après [8]

Le critère SD permet alors de définir la transition entre le régime suralimenté et sous-alimenté :

- lorsque $SD < 1,5$, $\frac{h_c}{h_{c_{ff}}} = 1$: le contact est suralimenté ;
- lorsque $SD > 1,5$, $\frac{h_c}{h_{c_{ff}}} = \left(\frac{1,5}{SD}\right)^{1,67}$: le contact est sous-alimenté.

A noter que ce critère a tendance à créer une dispersion des points expérimentaux aux grandes valeurs de SD , probablement en raison d'une variation de la température qui peut modifier la valeur de tension de surface.

L'influence de chaque paramètre, excepté γ_{LV} , sur l'épaisseur de film lubrifiant est caractérisée expérimentalement, dans un contact sphère/plan en roulement pur. Cann remarque, tout comme Chevalier, que lorsque la sous-alimentation devient très sévère, l'épaisseur au centre du contact h_c tend vers l'épaisseur dans le convergent h_{oil} , qui devient inversement proportionnel à u_e . A très haute vitesse, le film décroît lentement sans véritablement se stabiliser. L'influence de la charge normale à travers notamment la variation du rayon de contact est plus prononcée qu'en condition de suralimentation : l'épaisseur varie proportionnellement à $w^{-1/3}$. Enfin, le volume initial de lubrifiant semble influencer h_c par l'intermédiaire de la modification du paramètre h_{oil} , qui lui-même dépend de $h_{oil\infty}$.

Venner [94] remarque que les images interférométriques, issues d'expériences de roulement pur sous-alimentées d'un contact bille/plan, ne sont pas symétriques par rapport à l'axe central de la piste, en raison sans doute de l'effet de la force centrifuge sur les réservoirs latéraux de lubrifiant. Il développe un modèle analytique de prédiction du changement d'épaisseur de film lubrifiant au cours du temps dans un roulement à rouleaux, en intégrant la contribution de la force centrifuge. Ce modèle, recalé par un calcul numérique, permet de déterminer dans le cas le plus défavorable l'évolution de h lorsqu'il n'y a plus de réalimentation, et met en évidence un temps critique t_{cr} au bout duquel l'épaisseur de lubrifiant sur la piste de roulement atteint une valeur critique \tilde{h}_{cr} (correspondant certainement à l'épaisseur du film stationnaire en sous-alimentation aux temps longs ou aux grandes vitesses d'entraînement) :

$$t_{cr}(\tilde{h}_{cr}, \tilde{h}_{\infty,0}) = \frac{3}{2\mathcal{F}(0)} \left(\frac{1}{\tilde{h}_{cr}^2} - \frac{1}{\tilde{h}_{\infty,0}^2} \right) \quad (1.15)$$

où \mathcal{F} est une fonction décrivant la variation du flux latéral de lubrifiant.

Relation épaisseur de fluide/frottement en sous-alimentation

Querlioz [74] montre l'existence d'une corrélation directe entre la sous-alimentation et le coefficient de frottement. Elle effectue des essais à faible vitesse de glissement – SRR inférieur à 5% pour une vitesse d'entraînement maximale de 100 mm/s – avec une huile très visqueuse (PAO100) et observe que la sous-alimentation modifie le coefficient de frottement au cours du temps. Pour des conditions de fonctionnement données, l'établissement d'un régime stabilisé où les débits de fuite et de réalimentation s'équilibrent n'est pas immédiat, et nécessite un nombre suffisant de cycles de roulement. Querlioz tente de déterminer les épaisseurs de film d'un contact sous-alimenté à partir des mesures de coefficient de frottement. Pour cela, elle mesure le coefficient de frottement d'une expérience en sous-alimentation. Pour les mêmes conditions de fonctionnement, une expérience en régime suralimenté est réalisée en faisant varier la vitesse d'entraînement, jusqu'à ce que le coefficient de frottement soit identique à celui obtenu en sous-alimentation. L'épaisseur de film correspondante est alors calculée par les relations classiques de la lubrification EHD, et correspond aussi à l'épaisseur de film du contact sous-alimenté. Cependant, si la cinétique de décroissance théorique de l'épaisseur de film est similaire à celle issue de l'expérience, les valeurs calculées diffèrent, probablement à cause de la non prise en compte de la dissipation thermique, du rodage et de l'usure des surfaces.

1.3.3 Bilan de la sous-alimentation en surfaces lisses

L'analyse de la littérature permet d'identifier les principaux mécanismes et conditions de fonctionnement responsables de la sous-alimentation, dans le cas de contacts « lisses ». Le passage en régime sous-alimenté est piloté essentiellement par les paramètres viscosité, vitesse et quantité de lubrifiant disponible. Il est en général identifié en mesurant la position de l'interface air/huile en amont du contact ou l'évolution de l'épaisseur centrale de lubrifiant. Le caractère transitoire de la sous-alimentation a été caractérisé à travers

l'analyse numérique des débits de fuite et de réalimentation, responsables de l'évolution temporelle de l'épaisseur de film dans le contact. Enfin, quelques mécanismes de réalimentation ont été proposés mais aucun ne permet, à conditions de fonctionnement fixées, d'atteindre la suralimentation de l'interface à partir d'un régime sous-alimenté.

S'appuyant sur ces descriptions expérimentales et les modélisations analytiques ou numériques de contacts « lisses », des auteurs se sont intéressés à l'influence d'une modification de la topographie de surface sur la sous-alimentation. Quelques-uns de ces travaux sont détaillés dans le paragraphe suivant.

1.4 Alimentation hétérogène de contacts sous-alimentés

L'alimentation en lubrifiant d'un contact peut être perturbée par l'introduction à la surface d'un des solides d'une texturation, ou par la présence dans le convergent d'une quantité de lubrifiant spatialement et/ou temporellement hétérogène. Cette partie s'attache donc à synthétiser les travaux portant dans un premier temps sur l'apport d'une micro-texturation de surface sur un contact sous-alimenté – en régime mixte/limite et en film complet – et dans un deuxième temps sur les conséquences d'un film lubrifiant hétérogène sur le champ d'épaisseur de lubrifiant dans un contact HD et EHD.

On appelle texturation de surface toute modification contrôlée d'une topographie de surface. Son rôle sur le comportement tribologique des contacts lubrifiés a fait l'objet de nombreuses études ces dix dernières années. Dans le régime élastohydrodynamique, les travaux de Etsion [32], Mourier [66], Ninove [67], Krupka [56, 54] sont quelques références dans le domaine. De manière générale, la micro-texturation contribue à diminuer le frottement et l'usure, principalement lorsque le taux de cisaillement est suffisant pour extraire le lubrifiant des micro-motifs, le propager dans le contact et créer une surépaisseur locale. L'optimisation de la forme des micro-motifs, de leur profondeur, de leur largeur et de leur densité, bien que peu triviale, permet des gains sensibles en frottement et en durée de vie.

Cependant, l'apport de la micro-texturation de surface pour limiter la sous-alimentation a été peu étudié en temps que tel. Il est surtout évalué de manière indirecte sur une interface appauvrie en lubrifiant, en particulier pour des études réalisées sur le contact segment/chemise.

1.4.1 Régimes mixte/limite

Dans le régime limite, Pettersson [71, 72] caractérise expérimentalement l'influence de micro-motifs – rainures, motifs carrés – sur le comportement d'un contact bille en acier/wafer de silicium revêtu d'une couche de DLC. Elle effectue des essais en glissement et se place en sous-alimentation, en appliquant sur la bille une couche de 10 μm de PAO. Les résultats montrent que des texturations optimisées diminuent le coefficient de frottement et augmentent la résistance à l'usure, par rapport à des surfaces non-texturées. Pour cela, la densité des motifs dans la zone de contact doit être élevée, et les texturations orientées

perpendiculairement à la direction de glissement. Le classement des différents micro-motifs caractérisés est résumé sur la figure 1.15, en fonction de leurs performances tribologiques.

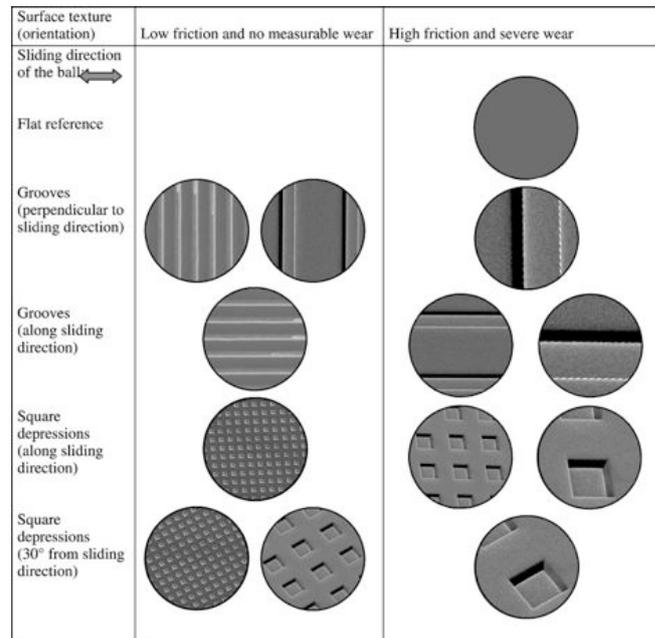


FIGURE 1.15 – Classement des performances de surfaces texturées en condition de glissement en régime limite sous-alimenté - contact bille/disque - rayon de contact = $120 \mu\text{m}$ - force normale = 5N - 3 profondeurs : 5, 20 et $50 \mu\text{m}$ - d'après [72]

Vrbka [95] étudie également l'influence de réseaux de micro-cavités en régime mixte sous-alimenté et en roulement/glisement non conforme. Il fait varier la profondeur, la densité, le diamètre des cavités et l'arrangement du réseau. Il observe, comme d'autres auteurs [49, 64], que le lubrifiant extrait de la cavité forme un film d'épaisseur plus faible dans une zone qui précède la région où l'épaisseur locale est augmentée – cf. figure 1.16. La chute d'épaisseur augmente avec la profondeur de la cavité, et l'extension spatiale de la zone de sur-épaisseur dans la direction de glissement est aussi influencée par le diamètre du motif. Partant de ce constat, il fait l'hypothèse que cette sous-alimentation locale du contact peut être une source d'endommagement des surfaces : une texturation mal dimensionnée peut ainsi aggraver localement le phénomène de sous-alimentation locale. Si l'arrangement des micro-cavités n'influence pas le comportement tribologique, la densité du réseau joue un rôle important sur la durée de vie d'une interface, en permettant de réduire les possibilités de contacts entre aspérités. Le nombre de cycles sans endommagement sévère du contact est maximal pour un réseau de densité égale à 18%, des cavités de petit diamètre ($35 \mu\text{m}$) et une profondeur faible (600nm). Ces valeurs sont à considérer avec prudence car les essais présentés sont conduits sous forte charge, ce qui entraîne une disparition assez rapide des micro-cavités en raison de l'usure des surfaces.

En contact pion/disque sous-alimenté, Mishra [63] analyse l'influence d'une surface texturée non polie sur le coefficient de frottement et le taux d'usure, pour des applications industrielles dans des compresseurs de réfrigération ou des climatiseurs. En déposant une quantité de lubrifiant contrôlée, il remarque que la texturation a un effet bénéfique sur l'usure. Le taux d'usure mesuré est équivalent à celui obtenu avec des surfaces revêtues de couches minces. De plus, une texturation préalablement rodée et ayant une densité de

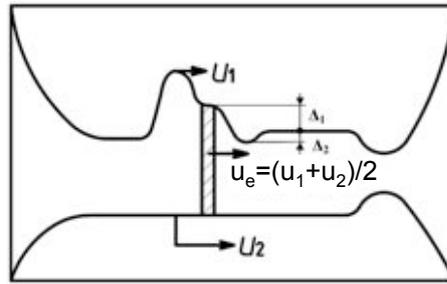


FIGURE 1.16 – Schématisation de la propagation de l'onde d'épaisseur issue d'une cavité dans un contact en glissement – création d'une sous-épaisseur en amont de la surépaisseur - d'après [95]

5% entraîne un coefficient de frottement plus faible que pour une texturation de densité égale à 22%. Lorsque les conditions sont sévères par l'augmentation de la vitesse de rotation, la surface texturée donne de meilleurs résultats que la surface dépourvue de micro-motifs. On retrouve sans doute ici l'emploi de la texturation comme piège à débris d'usure, permettant de ralentir la dégradation de l'interface.

L'emploi de texturations de surface en régime mixte/limite et en condition de sous-alimentation peut donc diminuer l'usure d'un contact, principalement grâce à un piégeage des débris. La texturation peut également avoir un effet bénéfique sur le coefficient de frottement, mais les paramètres optimaux en termes de densité de texturation, profondeur des motifs, orientation par rapport à la direction de glissement, sont assez différents selon la nature du contact et des conditions de chargement/cinématique imposées. De même, peu de mécanismes sont proposés pour expliquer ces résultats.

1.4.2 Régimes de lubrification en film complet

La littérature fait état de quelques contributions expérimentales à l'étude de la sous-alimentation en lubrification par film complet, et davantage de travaux en simulation numérique. En effet, en l'absence de contacts entre aspérités des solides antagonistes, l'équation de Reynolds peut être résolue.

Alimentation en lubrifiant, en présence de texturation

Krupka [53] montre expérimentalement que la texturation a une influence en roulement pur sur l'épaisseur de lubrifiant dans le contact : il observe optiquement la formation de poches de lubrifiant dans la zone de contact, entre les micro-cavités – cf. figure 1.17. Après un certain temps, le contact est parsemé de plots de lubrifiant dont le nombre est plus important que celui attendu, en supposant que chaque cavité se vide dans le contact. Les spots de lubrifiant déposés à un n -ième passage du contact restent sur la bille et repassent dans les contacts suivants. Grâce à cet effet d'histoire, une augmentation locale de l'épaisseur de film entre les solides est produite, protégeant transitoirement les surfaces de l'endommagement pouvant résulter de la sous-alimentation.

Krupka étudie également l'apport de la micro-texturation de surface pour un contact EHD

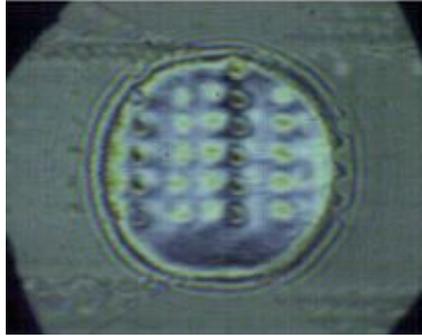


FIGURE 1.17 – Visualisation de plots de lubrifiant entre le réseau de micro-cavités, en condition de roulement pur - la taille du rayon de contact est d'environ $175 \mu\text{m}$ - d'après [55]

sous-alimenté en roulement/glisement. Comme dans le cas d'un contact suralimenté, une surépaisseur locale de lubrifiant issue des micro-cavités vient augmenter la distance de séparation entre les surfaces en glissement. L'effet de la texturation sur le frottement n'est en revanche pas étudié.

En modélisant l'effet de cavités remplies de lubrifiant dans un contact EHD sous-alimenté, Dumont [28] affirme que les micro-motifs apportent une part de lubrifiant supplémentaire dans la zone de convergent, lorsque ces derniers entrent dans la zone de contact. Une partie de ce lubrifiant sert à éloigner le ménisque air/huile de l'entrée du contact. Le reste du lubrifiant est entraîné dans le contact et provoque une surépaisseur de lubrifiant sur le bord (de fuite) arrière des micro-cavités. Avec le temps, le surplus de lubrifiant dans la zone de convergent retourne dans le contact et le ménisque revient progressivement à sa position d'équilibre. L'effet de recul du ménisque à l'entrée, décrit par Dumont, est donc également possible en condition de roulement pur. Cette observation montre qu'à l'opposé du régime suralimenté pour lequel la micro-texturation en roulement pur n'apporte pas de bénéfices significatifs sur le comportement tribologique des contacts, l'introduction de micro-géométries semble avoir une influence non négligeable en régime sous-alimenté. Cette conclusion est également validée par les observations expérimentales réalisées par Krupka.

En 2002, Ryk [81] étudie expérimentalement un contact plan/plan oscillant en régime hydrodynamique. Il se base sur les travaux de Ronen [80] qui, en résolvant simultanément l'équation de Reynolds et celle du mouvement pour un système piston/chemise simplifié, propose une texturation optimale pour laquelle le ratio profondeur/diamètre de cavité est égal à 0,1. Ryk texture un plan par laser dont les cavités ont un diamètre fixé égal à $100 \mu\text{m}$, pour une densité de réseau égale à 13 % et des profondeurs variant de $9 \mu\text{m}$ à $20 \mu\text{m}$. Il caractérise l'influence de la micro-texturation sur le coefficient de frottement en fonction du débit d'alimentation en lubrifiant – cf. figure 1.18.

Ainsi, pour un lubrifiant complètement formulé SAE 40 testé à deux températures, la diminution du débit de lubrifiant injecté dans le contact provoque l'augmentation du coefficient de frottement, avec une transition probable vers le régime mixte. Les texturations ayant une profondeur de l'ordre de $10 \mu\text{m}$ semblent être les meilleures candidates pour

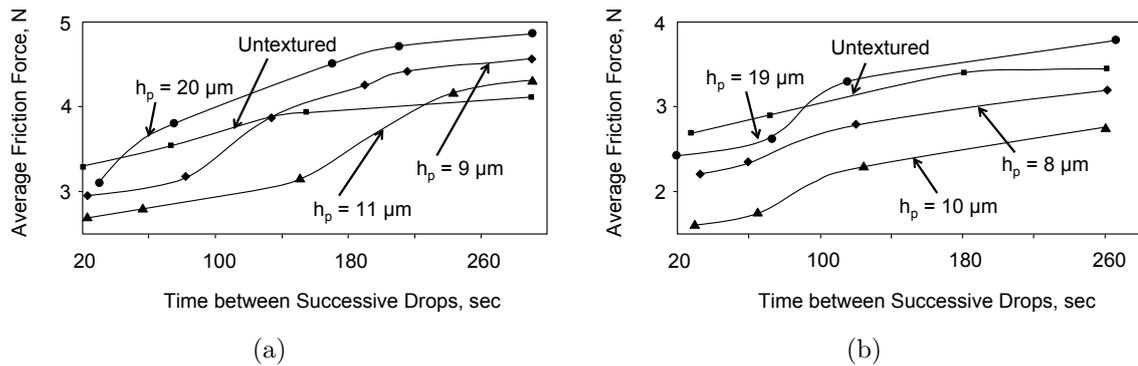


FIGURE 1.18 – Evolution du coefficient de frottement de surfaces lisse et texturées en fonction du débit d'alimentation en lubrifiant, pour une huile formulée de viscosité élevée (a) (température $\simeq 42^\circ\text{C}$, viscosité $\simeq 100 \text{ mPa}\cdot\text{s}$) et une huile formulée de faible viscosité (b) (température $\simeq 67^\circ\text{C}$, viscosité $\simeq 10 \text{ mPa}\cdot\text{s}$) - d'après [81]

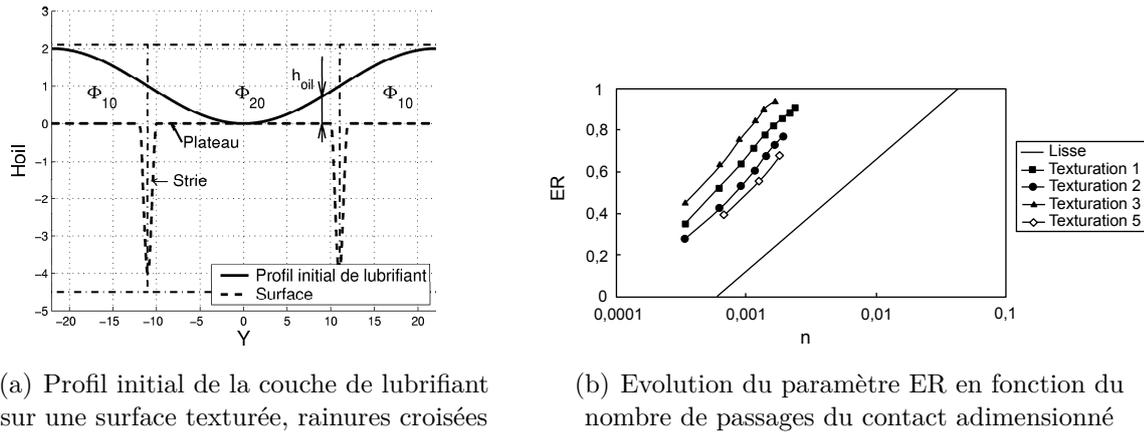
l'optimisation du coefficient de frottement et ce, quels que soient les débits. Le comportement de la surface texturée ayant les cavités les plus profondes est intéressant. Dans un contact bien alimenté, le coefficient de frottement obtenu avec cette surface est en effet plus faible que dans le cas d'une surface lisse. En revanche, lorsque la sous-alimentation devient plus sévère, la texturation la plus profonde devient moins efficace du point de vue de la réduction du coefficient de frottement par rapport à la surface lisse. La capacité de rétention de la texturation influence donc grandement le volume nécessaire à la bonne lubrification de l'interface.

Alimentation en lubrifiant par un film hétérogène

Organisciak [68] réalise une simulation numérique pour comprendre le fonctionnement d'un contact segment/chemise en régime hydrodynamique sous-alimenté. L'originalité des travaux réside dans l'introduction dans le convergent d'une couche d'épaisseur non homogène de profil sinusoïdal – cf. figure 1.19(a). En effet, la quantité de lubrifiant disponible n'est pas répartie de façon uniforme sur toute la circonférence de la chemise, et peut entraîner un endommagement local des solides. En conditions stationnaires, le reflux latéral de lubrifiant de la zone la moins sous-alimentée ϕ_1 vers la zone la plus sévèrement sous-alimentée ϕ_2 est caractérisé par le paramètre ER . L'influence des passages successifs du contact sur ER est également analysée, dans le cas de surfaces lisses et texturées par rainures, en fonction des conditions de fonctionnement.

La figure 1.19(b) montre l'effet bénéfique de la texturation considérée pour créer un débit d'une zone plus riche en lubrifiant vers une zone moins bien alimentée. Le nombre critique de passages conduisant à la réalimentation du contact est divisé par 10 grâce à l'utilisation de micro-rainures. Cependant, le volume de lubrifiant initialement « déposé » sur les surfaces diffère, car les micro-rainures sont toujours entièrement remplies de lubrifiant.

La simulation de contacts EHD avec une alimentation non uniforme en lubrifiant des contacts a été étudié par Venner [93], en considérant qu'une couche de lubrifiant de profil périodique est assimilable à une forme de texturation de l'interface. Les influences res-



(a) Profil initial de la couche de lubrifiant sur une surface texturée, rainures croisées

(b) Evolution du paramètre ER en fonction du nombre de passages du contact adimensionné

FIGURE 1.19 – Simulation numérique du contact segment/chemise en régime hydrodynamique sous-alimenté - d'après [68]

pectives de la charge normale, du degré de sous-alimentation, de la longueur d'onde de la couche de lubrifiant ainsi que son amplitude, sur le champ d'épaisseur de lubrifiant dans le contact sont caractérisées. Un exemple de variation de l'épaisseur et de la pression en fonction de l'amplitude relative de la couche de lubrifiant est illustré sur la figure 1.20, pour des paramètres de fonctionnement et un degré de sous-alimentation fixés. Un paramètre adimensionné ∇_s permet de prédire la réduction d'amplitude de film dans un contact sous-alimenté par rapport à une couche de fluide d'amplitude périodique dans le convergent, en fonction du degré de sous-alimentation, des paramètres de charge et des conditions de fonctionnement.

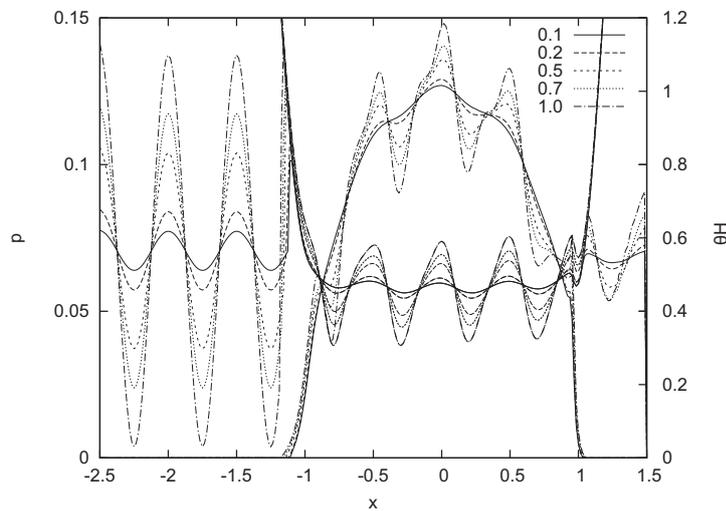


FIGURE 1.20 – Evolution de la distribution de l'épaisseur de film et de la pression dans un contact EHD en fonction de la variation d'amplitude de la couche de lubrifiant dans le convergent - d'après [93]

Chong [17] compare plusieurs modèles numériques décrivant le contact entre un segment et une chemise. Le calcul du coefficient de frottement, de l'épaisseur de lubrifiant et de la distribution de pression permet une description fine des phénomènes tribologiques se produisant aux points morts haut et bas du contact. Avant que la vitesse ne s'annule puis

change de sens, une zone de film rompu est présente à l'arrière du contact, formée d'un mélange air-huile. Lors de l'inversion de la vitesse d'entraînement, le temps d'annulation de la vitesse n'est pas suffisant pour permettre au lubrifiant d'envahir la zone de cavitation, qui se retrouve donc dans le convergent. Cela provoque une sous-alimentation locale et brève de l'interface qui diminue l'épaisseur de film lubrifiant, pouvant ainsi causer un endommagement des solides. Par ailleurs, tout au long d'un temps moteur, si le segment de tête rencontre un volume suffisant de lubrifiant, son passage modifie le profil d'épaisseur et les segments suivants fonctionnent la plupart du temps en régime sous-alimenté.

1.5 Rôle de la rugosité sur le mouillage d'une surface

La littérature portant sur la sous-alimentation souligne le rôle des phénomènes locaux pilotant la réalimentation, qui sont reliés à la forme et parfois à la rugosité locale d'un film ou d'un solide. Aussi, le paragraphe suivant évoque les grands principes de la mouillabilité, sans toutefois s'attarder sur les mécanismes d'hydrophobie ou de super-hydrophobie qui font l'objet de nombreuses études scientifiques. En effet, les surfaces et lubrifiants utilisés dans cette thèse n'auront pas pour but de diminuer la mouillabilité des interfaces étudiées mais au contraire de favoriser le retour du lubrifiant dans la zone de contact.

1.5.1 Mouillage d'une surface lisse : généralités

En lubrification, la capacité d'un lubrifiant à « recouvrir » la surface sur laquelle il est déposé est fondamentale. Elle résulte d'une propriété essentielle des matériaux, qu'ils soient solides ou liquides : leur énergie de surface. Une molécule à la surface d'un liquide est dans un état énergétique défavorable : elle perd la moitié des interactions attractives, de type van der Waals pour la plupart des huiles. Le liquide cherche alors à minimiser sa surface pour abaisser son énergie. Ainsi, d'un point de vue énergétique, la forme sphérique d'une goutte d'eau est la moins coûteuse car sa surface en contact avec l'environnement est minimale. Le raisonnement est similaire dans le cas d'un solide. Un acier par exemple, matériau dit de haute énergie, capte toute molécule pour réduire son énergie, ce qui explique son nettoyage difficile. Pour créer une surface dA , il faut donc apporter une énergie qui vaut

$$\delta W = \gamma dA \quad (1.16)$$

où γ est l'énergie de surface exprimée en J/m^2 ou N/m , appelée aussi tension superficielle pour les liquides.

En statique, le comportement d'une interface liquide/solide, homogène chimiquement et topographiquement, obéit à la loi de Young. Une goutte de liquide est déposée sur un substrat solide – cf. figure 1.21 – et l'équilibre d'un point de la ligne triple solide/liquide/vapeur est régi par l'équation suivante :

$$\cos \theta = \frac{\gamma_{SV} - \gamma_{SL}}{\gamma_{LV}} \quad (1.17)$$

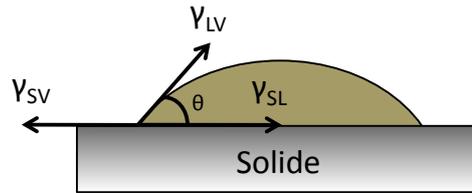


FIGURE 1.21 – Equilibre d'une goutte sur une surface : définition de l'angle de Young

Si la taille de la goutte est inférieure à la longueur capillaire, cet équilibre ne dépend pas des forces de gravité. Deux cas de figure peuvent être distingués lorsque l'on projette les forces suivant la direction horizontale :

- si $\gamma_{SV} - \gamma_{SL} > \gamma_{LV}$, la goutte s'étale complètement sur le solide : le mouillage est dit total ;
- si $\gamma_{SL} - \gamma_{SV} > \gamma_{LV}$, la goutte ne s'étale pas sur le solide et forme un angle θ avec la surface supposée plane et horizontale : le mouillage est dit partiel.

L'énergie de surface d'un acier γ_{SV} est de l'ordre de 500 mJ/m^2 minimum, celle d'une huile Neutral Solvent, γ_{LV} , d'environ 32 mJ/m^2 . En cas de sous-alimentation, et particulièrement si le lubrifiant a complètement démouillé le solide, les forces capillaires associées aux énergies de surface favorisent donc le recouvrement de la surface asséchée, situation plus favorable énergétiquement. La projection suivant l'axe vertical met en évidence l'existence d'une force créée par la tension de surface liquide/vapeur qui « tire le solide », lequel résiste par son élasticité. La tension superficielle est également à l'origine d'un autre phénomène : la surpression dans les gouttes. La traversée d'une surface courbe engendre un gradient de pression, gouverné par la loi de Laplace :

$$p_2 - p_1 = \gamma \cdot C(x, y) \quad (1.18)$$

où $C(x, y)$ est la courbure locale du liquide. La pression est plus élevée à l'intérieur de la concavité. Ce gradient de pression est ainsi responsable de la montée d'un fluide dans un tube capillaire. Dans le cas du passage d'une sphère sur un plan lubrifié, la coupe transversale du film lubrifiant laissé sur la piste après le passage du contact comporte un rayon de courbure proche de celui de la bille, ce qui favorise le développement d'une force capillaire de réalimentation – cf. schéma sur la figure 1.22.

1.5.2 Mouillage d'une surface texturée, une imprégnation 2D

En présence de surfaces « réelles », c'est-à-dire ni homogènes chimiquement ni parfaitement lisses, l'angle de contact à l'équilibre peut prendre une variété de valeurs comprises entre deux limites, désignées sous les noms d'angle d'avancée et d'angle de retrait. L'hystérésis de mouillage, qui résulte de cette non-unicité de l'angle de contact, a notamment été observée par Johnson et Dettre [48]. Ces derniers ont mesuré expérimentalement l'évolution des angles de contact d'une goutte d'eau en fonction de la rugosité d'un substrat en cire chimiquement homogène. Les résultats sont présentés sur le graphe de la figure 1.23.

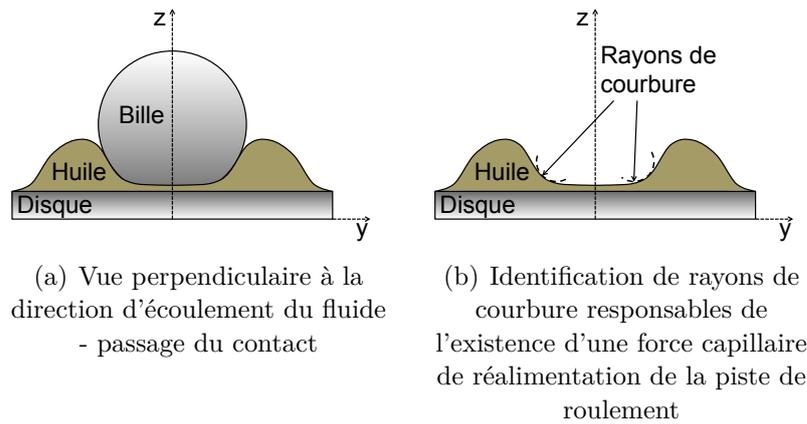


FIGURE 1.22 – Rayons de courbure de la couche de lubrifiant à la surface du disque, dus au passage du contact

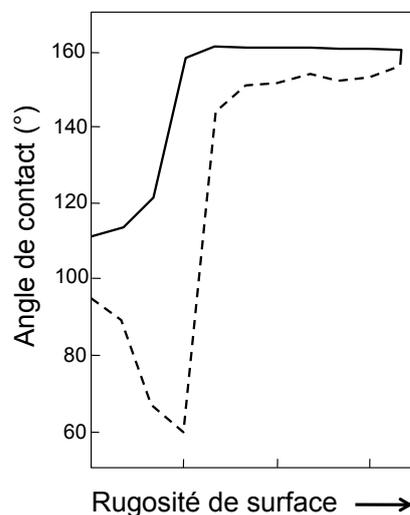


FIGURE 1.23 – Evolution des angles d'avancée (-) et de retrait (- -) d'une goutte d'eau sur un substrat en cire, en fonction de la rugosité - d'après [48]

Les auteurs montrent notamment que l'introduction de défauts géométriques tels que des rugosités induit des fluctuations de l'angle de contact – $\Delta\theta$ varie – et que la valeur effective de l'angle de Young peut également être modifiée. Dans le régime hydrophobe ($\theta > 90^\circ$), d'autres travaux ont démontré que la chimie d'un matériau seule ne peut induire un angle de contact supérieur à 125° , mais qu'une micro-texturation adaptée peut renforcer l'hydrophobie et faire augmenter la valeur de l'angle jusqu'à 160° environ [104, 100, 88]. Deux principaux modèles tentent d'expliquer ces comportements superhydrophobes des interfaces : les modèles de Wenzel [98] et de Cassie et Baxter [9], qui sont abordés succinctement ci-après.

Le modèle de Wenzel suppose que la goutte de liquide épouse parfaitement la surface du solide rugueux. L'angle de contact apparent θ^* est relié à l'angle de Young à l'équilibre θ par le paramètre de rugosité r , rapport de la surface réelle du matériau sur la surface projetée :

$$\cos(\theta^*) = r \cos(\theta) \quad (1.19)$$

Le modèle de Cassie fait l'hypothèse que la goutte de liquide repose sur une surface hétérogène, composée de deux domaines Φ_s et $1 - \Phi_s$. Sur une surface constituée de plots, Φ_s définit le rapport entre la surface du haut des plots et la surface réelle totale. L'angle de contact apparent suit alors la relation suivante :

$$\cos(\theta^*) = (1 - \Phi_s) + \Phi_s \cos(\theta) \quad (1.20)$$

Les domaines de validité de chacun des modèles sont représentés par les graphes de la figure 1.24.

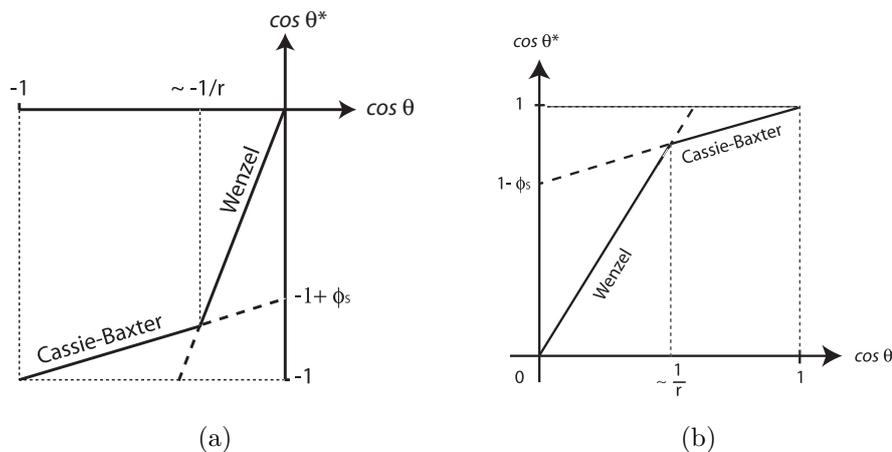


FIGURE 1.24 – Evolution de l'angle de contact apparent θ^* en fonction de l'angle de contact de Young θ , selon les modèles de Wenzel et de Cassie et Baxter, dans le domaine hydrophobe (a) et hydrophile (b) - d'après [78]

Dans le domaine hydrophobe, un solide de faible rugosité privilégie une interface solide/liquide et répond au modèle de Wenzel : les interstices du solide se remplissent de liquide. L'hystérésis de l'angle de contact est généralement élevée. Pour un substrat très rugueux, le liquide ne se conforme pas au solide pour lequel il n'a pas d'affinités. Le fluide repose à la fois sur les sommets des aspérités et sur de l'air, qui occupe les interstices du solide : c'est l'effet fakir. Dans ce cas, l'hystérésis de l'angle de contact est très faible.

Les expériences de Johnson et Dettre [48], Shibuichi [83] et Callies Reyssat [78] mettent en évidence que l'introduction d'une micro-texturation renforce le caractère hydrophile/hydrophobe d'une surface. Le graphe 1.25 montre que dans le domaine hydrophile, qui nous intéresse particulièrement, une rugosité peut améliorer le mouillage d'une interface déjà mouillante – cas où $\cos \theta > 0$.

1.5.3 Rugosité du film lubrifiant

Lors du mouillage d'une surface rugueuse par un film lubrifiant mince (de l'ordre d'une centaine de nanomètres d'épaisseur) totalement mouillant, le fluide adopte un comporte-

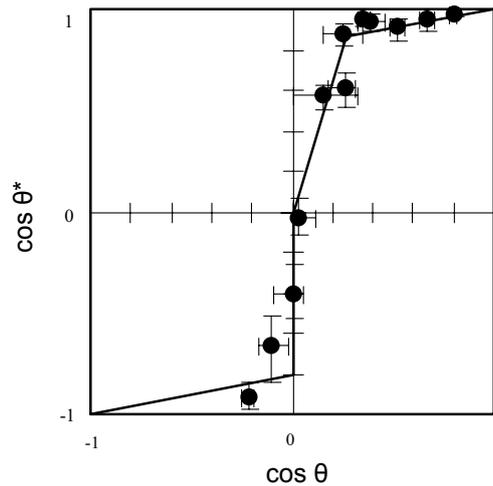


FIGURE 1.25 – Variation de l'angle de contact effectif θ^* d'une surface rugueuse en fonction de l'angle de Young θ – mesure de l'angle de différents liquides sur une même surface plane

ment contradictoire selon l'échelle d'observation. En effet, on comprend aisément qu'un film d'épaisseur moléculaire épouse la forme d'une rugosité d'amplitude micrométrique – cf. figure 1.26. En revanche, lorsque h devient plus important, le film suit-il toujours le profil de la rugosité du solide ou peut-il se « lisser » ?

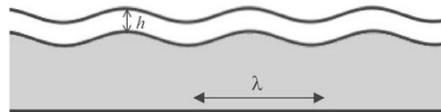


FIGURE 1.26 – Evolution de la rugosité d'un film lubrifiant en fonction de la topographie du substrat solide

Les forces de van der Waals favorisent jusqu'à une certaine limite – 100 nm – le développement d'un film liquide. Elles conduisent à une pression de disjonction, mécanisme pour maintenir le film à une épaisseur fixe, qui s'exprime de la manière suivante :

$$W(h) = -\frac{A}{12\pi h^2} \quad (1.21)$$

où A est la constante de Hamaker, positive dans notre cas (interactions de van der Waals antagonistes). A l'opposé, les tensions de surface tentent d'imposer une surface de film minimale la plus favorable énergétiquement. La longueur ξ permet de savoir si le fluide suit la rugosité d'un solide dont la période des rugosités vaut λ .

$$\xi = \frac{h^2}{(A/2\pi\gamma)^{1/2}} \quad (1.22)$$

- si $\lambda > \xi$, le film fluide suit la rugosité du solide ;
- si $\lambda < \xi$, la surface libre du liquide est lisse.

En sous-alimentation, les films lubrifiants étudiés sont extrêmement faibles, de l'ordre de la dizaine de nanomètres. En cas d'introduction d'une surface texturée, le rapport

λ/ξ permet de connaître la « rugosité » du film fluide, et de déterminer si le contact est alimenté par un débit continu ou non de lubrifiant.

1.6 Conclusions

Le régime de sous-alimentation en lubrifiant se différencie du régime suralimenté principalement par la réduction de l'épaisseur de film dans le contact, la modification du champ de pression – qui se rapproche de la distribution de Hertz – et la déformation élastique des surfaces. Le contrôle de la sous-alimentation nécessite donc la compréhension et la maîtrise des débits de fuite et de réalimentation au voisinage du contact lubrifié.

L'étude bibliographique révèle l'intérêt de contrôler la quantité de lubrifiant suffisante pour la lubrification : il s'agit, pour un mécanisme initialement lubrifié en film complet, d'optimiser son point de fonctionnement situé pour le frottement à la transition entre le régime hydrodynamique/EHD et le régime mixte. Le concepteur de lubrifiant et/ou de mécanismes lubrifiés, qui recherche l'augmentation de l'épaisseur de film séparant les surfaces, est confronté à un dilemme : il doit augmenter le produit ηU si le mécanisme est sur-alimenté, alors qu'il doit le réduire pour éviter une sous-alimentation trop sévère en cas de volume de lubrifiant disponible insuffisant.

L'introduction d'une texturation de surface peut avoir un effet bénéfique sur la sous-alimentation. En régime mixte/limite, elle piège les débris, diminue la probabilité de contact entre aspérités et sert de réservoir de lubrifiant. En régime de film complet, elle peut localement créer une surépaisseur de lubrifiant dans le contact. En cas d'hétérogénéités du film lubrifiant disponible, la texturation permet également de piloter un flux de liquide des zones les mieux alimentées vers les zones les moins alimentées. En revanche, elle peut aussi avoir un effet négatif si elle est mal dimensionnée : lorsque le volume total de lubrifiant devient faible, une rétention trop importante des texturations augmente davantage le degré de sous-alimentation.

Les rayons de courbures locaux du fluide, liés à la géométrie du contact mais également à la forme de la trace après son passage, semblent être des paramètres qui influencent au premier ordre le débit de réalimentation. En effet, la différence de pression, inversement proportionnelle au rayon de courbure de la surface libre du lubrifiant peut être importante et provoquer une réalimentation d'origine capillaire avec un débit significatif.

Cette thèse, par l'introduction de texturations multi-échelles et par l'étude expérimentale d'un contact sphère/plan EHD sous-alimenté avec mesure du coefficient de frottement instantané et de la distribution des épaisseurs de film, essaie de quantifier l'effet du mouillage dynamique et du volume de lubrifiant disponible sur le contrôle de la sous-alimentation.

- Une texturation nanométrique, anisotrope et périodique sera introduite pour analyser l'importance des effets capillaires sur le retour du lubrifiant vers la zone de contact.
- Une texturation sous forme de réseau de micro-cavités sera étudiée pour évaluer l'influence sur la sous-alimentation du volume piégé et des sur-épaisseurs locales engendrées.

Chapitre 2

Génération de texturation de surface par laser femtoseconde

Sommaire

2.1	Aspect multi-échelle du contact tribologique	34
2.2	Mécanismes de formation d'ondes de surface nanométriques	36
2.2.1	Echelles de temps des interactions laser-matière	36
2.2.2	Critères d'apparition des ripples en régime femtoseconde	38
2.3	Génération de surfaces nano-texturées	40
2.3.1	Système laser femtoseconde	41
2.3.2	Conditions d'apparition des ripples de type 1	44
2.3.3	Influence de la direction de polarisation du laser	49
2.3.4	Création de ripples sur surfaces sphériques et caractérisation	49
2.4	Génération de texturations micrométriques	56
2.4.1	Micro-ondulations de période $20 \mu m$	56
2.4.2	Texturation de réseaux de micro-cavités	57
2.5	Conclusions	60

2.1 Aspect multi-échelle du contact tribologique

Les conditions de pression et les vitesses rencontrées dans les mécanismes évoluant en régime EHD imposent aux solides de très fortes sollicitations. L'absence d'une quantité suffisante de lubrifiant ajoute un degré de sévèrisation supplémentaire dans le fonctionnement d'un tel contact.

Les valeurs nanométriques d'épaisseur de fluide nécessaires à la lubrification d'un contact et au support de la charge ont poussé les tribologues à maîtriser la rugosité des surfaces à l'échelle du nanomètre. La tribologie des surfaces nano-texturées peut être contrôlée, en jouant aussi bien avec le dépôt de films d'épaisseur moléculaire qu'avec les motifs nanométriques inspirés des animaux à pattes poilues qui nous entourent, illustrés à la figure 2.1, ou des plantes aux vertus auto-nettoyantes [52].

L'apparition progressive de technologies générant des motifs de surface micrométriques ou sub-micrométriques a ouvert de grandes perspectives dans la maîtrise toujours plus poussée de la lubrification des interfaces mécaniques. Les procédés les plus connus et utilisés industriellement sont la texturation par faisceaux d'énergie, lithographie, revêtements, ou la texturation mécanique par enlèvement de matière ou impacts – voir [43].

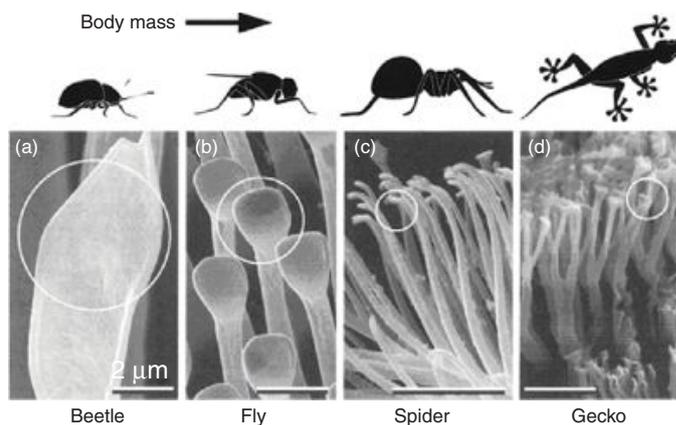


FIGURE 2.1 – Texturation nanométrique – le nombre de terminaisons augmente avec la masse de l'animal pour lui procurer une adhésion optimale au substrat – d'après [2]

A partir des années 2000 et l'apparition des lasers à impulsions ultra-brèves dans le domaine de la tribologie, la micro-texturation s'est fortement développée autour de cette technologie. Un des nombreux avantages à l'utilisation d'un faisceau optique est la très grande liberté de forme des texturations qu'il est possible de créer – cavités, rainures, etc.

Parmi les lasers impulsionnels, la famille des femtosecondes est idéale pour réaliser des texturations à des fins tribologiques [27, 102, 65, 50, 67]. Outre la grande précision des motifs géométriques créés par ce type de laser, ce procédé permet de préserver l'intégrité des propriétés physiques du matériau traité, notamment en générant une zone thermiquement affectée de très faible volume. Les modifications de surface présentées dans cette thèse sont réalisées avec une source laser femtoseconde.

Dans le cadre du contrôle de la lubrification EHD, cette technologie a été utilisée jusqu'à présent pour réaliser des motifs micrométriques, les plus connus et les plus employés étant des réseaux de micro-cavités circulaires. Une des particularités du laser femtoseconde

est de pouvoir réaliser simultanément des motifs micrométriques et des nano-géométries anisotropes et périodiques, comme on peut l'observer sur la figure 2.2.

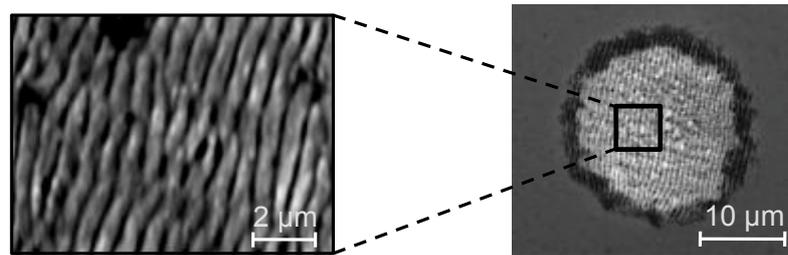


FIGURE 2.2 – Observation MEB d'une micro-cavité de diamètre $23 \mu m$ formée par laser femtoseconde – les nano-rugosités anisotropes et périodiques sont visibles à l'intérieur, au fond de la cavité

Ainsi, d'un point de vue de la fonction de lubrification des surfaces texturées, trois échelles topographiques doivent aujourd'hui être considérées.

- **L'échelle millimétrique.** La théorie classique de l'élasto-hydrodynamique en surfaces lisses indique que c'est exclusivement le coin d'huile, autrement dit l'écoulement du lubrifiant dans le convergent à l'entrée d'un contact, qui pilote l'épaisseur centrale de fluide. Cette dernière dépend donc de la géométrie macroscopique des solides – ici le rayon de la sphère – et de leurs déformations élastiques.
- **L'échelle micrométrique.** L'introduction de surface micro-texturée perturbe ce raisonnement : comme le montre la figure 2.3, la formation du film lubrifiant dans la zone haute pression est régie par le convergent mais également par les micro-géométries [65]. Les cavités jouent le rôle de micro-patins à marche et participent à l'optimisation de la portance. De même, lorsque les vitesses des deux solides diffèrent, l'extraction du lubrifiant piégé dans les micro-cavités crée une onde d'épaisseur qui se propage dans le contact, pouvant induire une séparation locale plus importante des surfaces antagonistes.

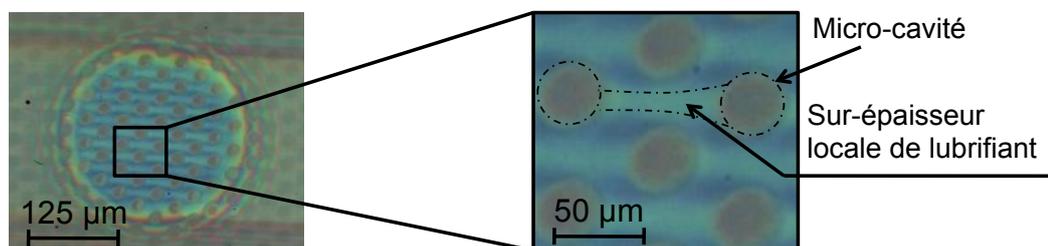


FIGURE 2.3 – Contact EHD texturé par réseau de micro-cavités en régime sous-alimenté – le cisaillement de l'interface permet la propagation d'une onde d'épaisseur de lubrifiant dans la zone haute pression à l'échelle micrométrique

- **L'échelle nanométrique.** Les nano-rugosités font l'objet de nombreuses études scientifiques, surtout dans le domaine du mouillage et la recherche de la superhydrophobicité [100]. L'influence de leur présence en fond de cavité – cf. figure 2.2 – n'a pas encore été étudiée en lubrification EHD. Cependant, de manière intuitive,

on peut penser que leur amplitude, leur périodicité et leur orientation jouent un rôle sur l'écoulement du fluide. Influencent-elles la viscosité sous pression, le champ de vitesse des particules fluides ou encore le gradient de pression ?

Afin de considérer dans son ensemble le problème de la lubrification EHD en présence de surfaces texturées, le caractère multi-échelle d'une interface lubrifiée ne peut être négligé dans sa contribution à l'écoulement du fluide, depuis sa mise en pression jusqu'à sa sortie du contact et le passage du contact suivant.

Ainsi, une part du travail de thèse s'attachera à étudier plus spécifiquement les rugosités présentes en fond de cavités, créées par une irradiation femtoseconde, et ce, en vue de contrôler les propriétés tribologiques, en particulier en condition de sous-alimentation en lubrifiant. Il s'agira de s'affranchir de la micro-rugosité induite par un réseau de cavités, afin d'isoler les effets tribologiques consécutifs à la présence de nano-rugosités anisotropes et périodiques dans une interface lubrifiée sous-alimentée.

D'autre part, le couple micro-cavités/nano-texturations sera également caractérisé du point de vue de la sous-alimentation. Des surfaces comportant des réseaux de micro-cavités de différentes profondeurs, densités et volumes de rétention seront créées en utilisant une source laser à impulsions ultra-brèves.

La maîtrise fine des caractéristiques géométriques sub-micrométriques nécessite la compréhension des mécanismes d'interaction laser-matière, dont un bref exposé est fait dans le paragraphe suivant, en abordant les échelles de temps mises en jeu par rapport aux temps d'équilibre thermodynamique d'un matériau.

2.2 Mécanismes de formation d'ondes de surface nanométriques

Afin d'appréhender les mécanismes de formation des structures nanométriques inhérentes à l'interaction laser-matière, un tour d'horizon succinct et donc non-exhaustif est nécessaire, en se concentrant en particulier sur les échelles de temps associées aux phénomènes d'irradiation de métaux par un faisceau électromagnétique¹. Dans un second temps, les paramètres et modèles permettant de comprendre la formation des ripples en régime femtoseconde sont abordés.

2.2.1 Echelles de temps des interactions laser-matière

Depuis les années 1990, de nombreuses études s'intéressent aux mécanismes physiques qui régissent l'interaction laser-matière dans le cas d'irradiations par impulsions ultra-brèves, afin de maîtriser l'ablation ou la transformation de la matière.

Un solide peut être considéré comme l'assemblage d'un réseau d'ions quasi-immobiles – qui lui confère sa structure cristalline dans le cas d'un matériau métallique – entouré

1. Pour une description plus complète des phénomènes temporels associés à l'interaction laser-matière dans le cas d'irradiations ultra-brèves, le lecteur est invité à consulter les thèses de M. Guillermin [41] et N. Sanner [82] qui ont inspiré la courte synthèse présentée dans cette section.

d'un nuage d'électrons assez mobiles, plus ou moins lié au réseau d'ions selon la nature conductrice ou isolante du solide. La durée extrêmement courte d'une irradiation par un champ électromagnétique ultra-bref impose cette décomposition : l'absorption et le transfert d'énergie issue de la source optique diffèrent pour les électrons et le réseau d'ions.

En premier lieu, l'absorption du champ électromagnétique est réalisé par le nuage d'électrons, dans des temps inférieurs à la nanoseconde : la thermalisation électronique s'effectue par collision électrons-électrons pendant une durée de 10 à 100 femtosecondes. Ensuite intervient la transmission de l'énergie entre les électrons et le réseau d'ions, sur une période beaucoup plus longue, variant de 1 à 10 picosecondes.

L'intérêt d'utiliser un laser femtoseconde est ici nettement compréhensible : ce dernier est capable à travers une impulsion de quelques centaines de femtosecondes de transmettre de l'énergie avant même que le solide – électrons + ions – soit thermalisé. La figure 2.4 illustre ce fait et met en évidence les différents temps de thermalisation des électrons et du réseau d'ions.

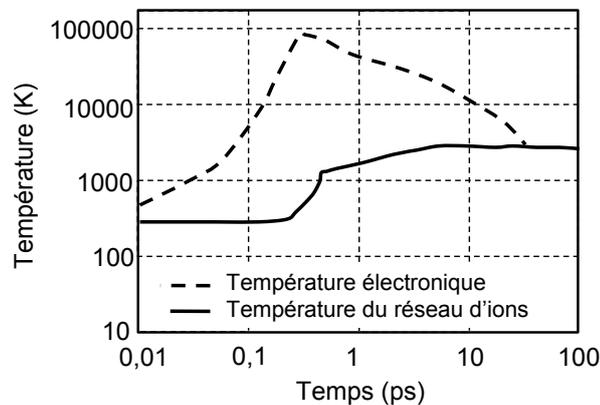


FIGURE 2.4 – Evolution temporelle de la température électronique et du réseau d'ions d'un substrat en cuivre irradié par impulsion ultra-brève (~ 150 fs) – d'après [18]

Le temps extrêmement court de transmission de l'énergie du faisceau incident aux électrons a pour conséquence d'engendrer un état thermodynamique hors-équilibre, avec un nuage électronique très chaud – plusieurs milliers de kelvins – voisin d'un réseau d'ions encore froids et immobiles. Il est alors impossible de définir une température pour l'ensemble du matériau. Des phénomènes de modification structurelle dits non-thermiques peuvent se produire, tels qu'une fusion ultra-brève [89] ou une éjection de matière due à un changement de phase solide-plasma ultra-bref, si l'intensité du faisceau électromagnétique est supérieure au seuil d'ablation du matériau. Des modèles conduisent à l'écriture d'une équation de propagation de la chaleur pour chaque sous-système [1], les électrons et le réseau d'ions.

Ainsi, les électrons chauds transfèrent peu à peu, sur des temps plus longs, leur énergie au réseau d'ions sous forme de phonons. Cette vitesse de transfert dépend du couplage électron-phonon, caractéristique de chaque matériau, et de la fluence laser – densité d'énergie reçue à chaque impulsion électromagnétique. Au bout de quelques picosecondes, le réseau est thermalisé et se situe dans un état thermodynamique stable. Cet équilibre est propice à des processus dits thermiques incluant des changements d'état : fusion, vapo-

risation, resolidification, etc. Enfin, le temps de diffusion thermique du solide métallique dans sa globalité – refroidissement – est d'environ 10 nanosecondes.

L'ablation de la matière intervient entre la fin de la thermalisation du solide et le début des effets thermiques, mais son classement dans les processus non-thermiques ou thermiques n'est pas encore tranché. Dans le cas d'une impulsion laser nanoseconde, l'ablation est un phénomène thermique. En présence d'une impulsion femtoseconde, elle débute après quelques picosecondes alors que l'état thermodynamique du matériau n'est pas encore à l'équilibre [57]. L'ablation ne se produit en aucun cas pendant la durée de l'impulsion femtoseconde. En terme de niveau énergétique, elle n'est possible que si la fluence laser est supérieure à une valeur critique caractéristique de chaque matériau, appelée seuil d'ablation. Dans le cas de l'acier, cette valeur seuil est proche de $0,16 \text{ J/cm}^2$ [60]. La chronologie à ces très faibles échelles de temps depuis l'irradiation par le faisceau laser jusqu'au refroidissement du solide est résumée sur le graphe 2.5.

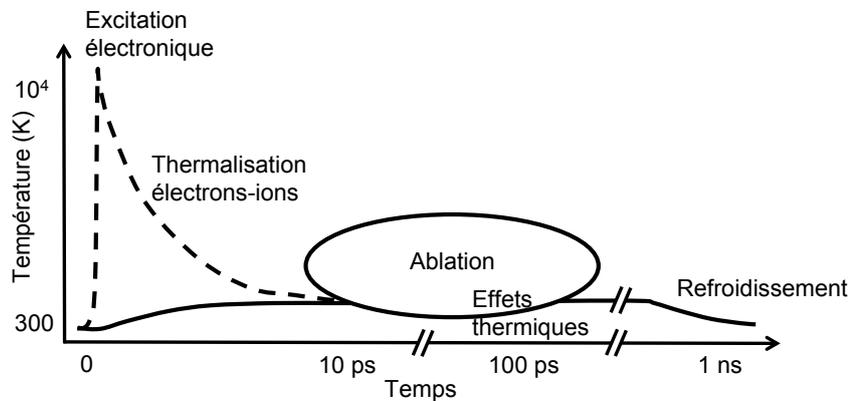


FIGURE 2.5 – Chronologie type, issue d'un modèle à deux températures, des phénomènes physiques induits par une impulsion ultra-brève sur un substrat en cuivre - d'après [91]

2.2.2 Critères d'apparition des ripples en régime femtoseconde

En 1965, Birnbaum [4] met en évidence, pour la première fois, la formation de structures périodiques. Visibles en périphérie ou en fond de nombreux motifs micrométriques réalisés par ablation en régime femtoseconde, ces structures particulières qui apparaissent également lorsque la fluence du faisceau laser est modérée – de l'ordre du seuil d'ablation du matériau irradié – intéressent beaucoup la communauté scientifique. Ces structures sont observables sur des métaux, des semi-conducteurs ou des diélectriques, pour des longueurs d'onde variant de $0,193$ à $10,6 \mu\text{m}$, et du régime microseconde au femtoseconde [38], voire en régime d'irradiation continue.

De nombreux auteurs ont étudié la formation de ces structures, et constatent que leurs géométries sont fortement reliées aux propriétés du faisceau laser : polarisation du faisceau, fluence, longueur d'onde et nombre d'impulsions superposées. Plusieurs propositions de mécanismes sont alors avancées, comme l'auto-organisation [19, 75], un phénomène d'interférence entre le laser incident et une onde de surface [101], la génération d'une seconde harmonique [6] ou une explosion de Coulomb [24]. Néanmoins, aucun des mécanismes proposés ne permet de décrire complètement la formation de ces nano-structures et leurs

caractéristiques physiques.

L'abondante littérature sur ce sujet distingue les motifs créés par des sources nanosecondes ou de durée d'impulsions plus longues, de ceux générés par des impulsions femtoseconde. Concernant ces premières sources, un consensus se dégage quant à l'attribution de leur structure périodique à une modulation périodique spatiale du dépôt d'énergie électromagnétique. Plusieurs modèles ont été proposés pour expliquer cette modulation, parmi lesquels on peut citer le « Surface Scattered Wave » – SSW – [30] ou encore le « General Scattering Wave » – GSW [84]. Le modèle SSW décrit assez fidèlement les phénomènes visibles pour des durées d'impulsions nanosecondes ou supérieures mais ne tient pas compte des excitations de surface, ce qui limite sa validité, notamment dans le régime femtoseconde. D'autre part, l'effet de la polarisation du champ électromagnétique incident n'est pas considéré. Le modèle GSW s'appuie sur la modulation périodique de l'énergie électromagnétique, mais n'intègre pas l'influence de la structuration des ripples à la fluence ainsi qu'à la valeur du couple électron-phonon, phénomènes mis en évidence par Guillermin [41].

Les ripples formés par laser femtoseconde possèdent des caractéristiques particulières, propres au régime ultra-bref, qui dépendent de la quantité d'énergie reçue. Pour les matériaux métalliques, Guillermin [41] a établi une cartographie de formation des ripples sur du cuivre pur en régime femtoseconde. Il étudie notamment le rôle de la fluence, du nombre d'impulsions, de l'orientation de la polarisation du laser ainsi que de la longueur d'onde λ du faisceau sur la formation des motifs périodiques et leur période Λ . Il distingue trois types de morphologies possibles :

- **des ripples de type 1**, où $\lambda/2 < \Lambda < \lambda$, perpendiculaires à la direction de polarisation du faisceau laser – λ représente la longueur d'onde du faisceau incident et Λ la périodicité des motifs topographiques générés par le laser ;
- **des ripples de type 2**, où $\Lambda \approx 1$ à $3 \mu m$ environ, parallèles à la direction de polarisation du laser ;
- **des ripples de type 3**, plus rares, pour lesquels la structure comporte de nombreuses bifurcations de longueur micrométrique (leur direction privilégiée est moins évidente que pour les ripples de type 1 ou 2).

Guillermin évoque également l'existence d'un type supplémentaire de ripples qu'il n'a pas observé, de périodicité très faible devant la longueur d'onde du faisceau – $\Lambda \sim \lambda/10$.

La formation des ripples de type 1 dépend de la fluence et du nombre d'impulsions. Elle est caractérisée par un seuil énergétique, en dessous duquel les motifs périodiques ne sont pas créés. Les conditions laser pour obtenir ces ripples sont multiples, comme le montre le schéma 2.6 : ils peuvent être formés avec une fluence inférieure au seuil d'ablation mais un grand nombre d'impulsions, ou une fluence du même ordre que le seuil d'ablation du matériau couplée à un nombre réduit d'impulsions. Globalement, la périodicité des ripples de type 1 varie selon la nature métallique ou semi-conductrice du substrat. Suivant le type de polarisation rectiligne, la périodicité dépend également de l'angle d'incidence du faisceau laser.

De manière synthétique, la formation des ripples à la surface d'un matériau irradié par impulsion femtoseconde comporte des similitudes avec ceux obtenus par impulsions plus

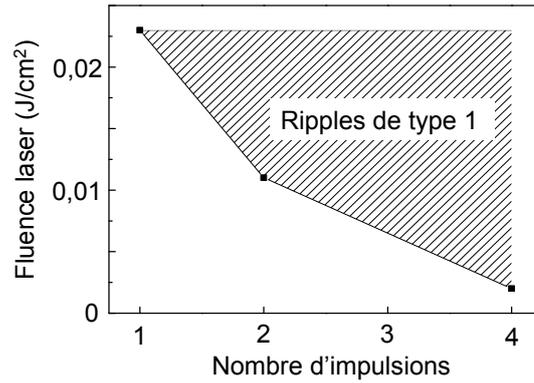


FIGURE 2.6 – Cartographie de formation de ripples de type 1 en fonction du nombre d'impulsions et de la fluence laser - d'après [41] - le seuil d'ablation du cuivre est de $0,018 J/cm^2$ pour les basses fluences laser ($0,018-0,2 J/cm^2$) [45]

longues : leur orientation est liée à la direction de polarisation du laser, leur période dépend de l'angle d'inclinaison du faisceau optique, et les défauts de surfaces peuvent perturber l'orientation des motifs. Néanmoins, les géométries obtenues en régime femtoseconde ont quelques particularités : leur périodicité, notamment pour les motifs de type 1, est nettement inférieure à la longueur d'onde du faisceau. Il existe une dépendance en fluence et en nombre d'impulsions à faible énergie ainsi qu'une influence du couplage électron-phonon sur l'amplitude des ripples. Guillermin souligne également la possibilité de générer des ripples avec une seule impulsion en régime ultra-bref.

Aux vues des spécificités des nano-motifs créés en irradiation femtoseconde, les modèles élaborés pour des impulsions plus longues sont remis en cause et un phénomène d'auto-organisation est avancé pour expliquer la formation des ripples dans ce régime. Elle résulte d'une compétition entre un mécanisme d'érosion, générateur de surface, et un mécanisme de diffusion lié à la tension superficielle limitant la création de surface [41, 13]. Cependant, à l'heure actuelle, le phénomène global responsable de la formation de ripples ne reste que partiellement appréhendé.

2.3 Génération de surfaces nano-texturées

Comme il a été remarqué dans le paragraphe 2.1, l'influence d'un point de vue tribologique des nano-rugosités induites lors de la fabrication des micro-cavités par laser n'a pas encore été étudié. Un des objectifs de ce travail est donc de tenter de générer les ripples tout en s'affranchissant de la présence d'un réseau de cavités. Il sera alors possible d'observer et de caractériser directement leur apport en terme de lubrification et de contrôle de la sous-alimentation.

Les paragraphes suivants décrivent le processus d'obtention de ripples de type 1, c'est-à-dire ceux observés généralement en fond de cavité, d'une amplitude d'une centaine de nanomètres et d'orientation variable. L'élaboration de ripples d'amplitude plus grande ne paraît pas être un choix judicieux, compte-tenu des épaisseurs de film lubrifiant mises en jeu dans un contact EHD sous-alimenté, qui sont de l'ordre de la centaine de nanomètres. Dans un premier temps, le système femtoseconde utilisé est présenté, puis le procédé de

fabrication des surfaces ripples est détaillé, avant leur caractérisation.

2.3.1 Système laser femtoseconde

Une source femtoseconde repose généralement sur trois organes principaux : l'oscillateur, le laser de pompe et l'amplificateur, dont les principes de fonctionnement sont détaillés ci-après². Le schéma 2.7 propose une représentation simplifiée d'une source laser semblable à celle utilisée dans ce travail.

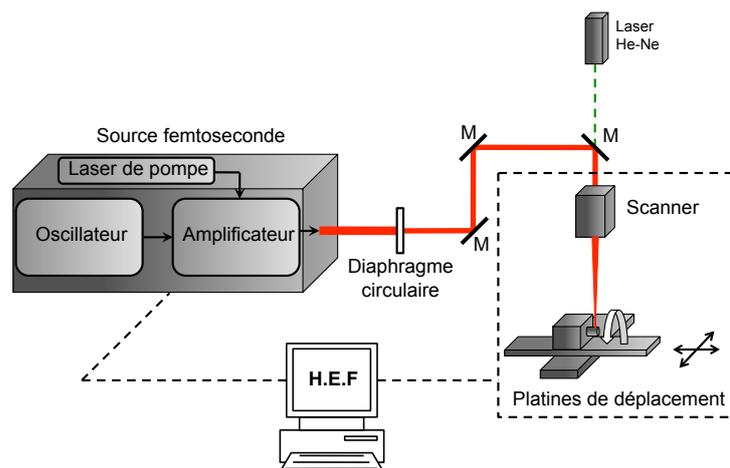


FIGURE 2.7 – Représentation schématique du système laser utilisé – identification de la source laser femtoseconde, d'un diaphragme circulaire permettant de moduler le diamètre du faisceau non focalisé, d'un scanner intégrant une lentille de convergence et d'un système d'axes motorisés. Le laser He-Ne coaxial au faisceau femtoseconde aide à la localisation de la zone texturée.

- **L'oscillateur femtoseconde.** Il permet de générer un train d'impulsions ultra-courtes. Il est constitué entre autres d'un milieu actif – cristal de titane-saphir, d'une cavité optique et d'un laser de pompe continu $Nd : YVO_4$. Ce dernier excite grâce à la génération de sa seconde harmonique le cristal $Ti : saphir$ à sa longueur d'onde optimale d'excitation égale à 532 nm.

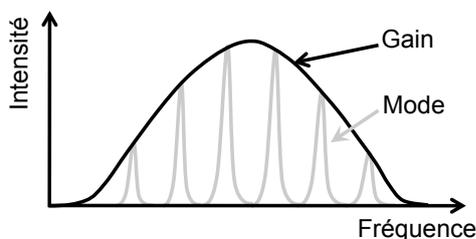


FIGURE 2.8 – Courbe type de gain et de modes générés par un oscillateur femtoseconde

2. Cette description succincte du fonctionnement d'une source femtoseconde se base sur les cours de M. Joffre³ et E. Audouard, ainsi que sur les travaux de thèse de M. Guillermin [41] et L. Mourier [64].

3. Source : www.enseignement.polytechnique.fr/profs/physique/Manuel.Joffre/onl/sujets.pdf

La cavité optique associée au milieu actif définit les modes résonnants dans la cavité. L'obtention d'un régime impulsionnel aux temps femtosecondes est rendue possible grâce à la capacité du milieu actif à présenter une courbe de gain à large bande spectrale et à engendrer de nombreux modes dans la cavité – cf. figure 2.8 – ainsi qu'à un phénomène de blocage de modes. Une des méthodes de blocage de mode est associée à l'effet Kerr optique intervenant dans le saphir. La non-linéarité de l'indice de réfraction du cristal par rapport à l'intensité du faisceau lumineux qui le traverse provoque l'auto-focalisation de la partie énergétique la plus intense du faisceau. Temporellement, cet effet permet également de réduire la durée d'impulsion. En plaçant un diaphragme dans la cavité à une distance appropriée du cristal, le faisceau focalisé grâce à la lentille de Kerr est transmis plus efficacement et subit moins de pertes, comme le montre le schéma 2.9.

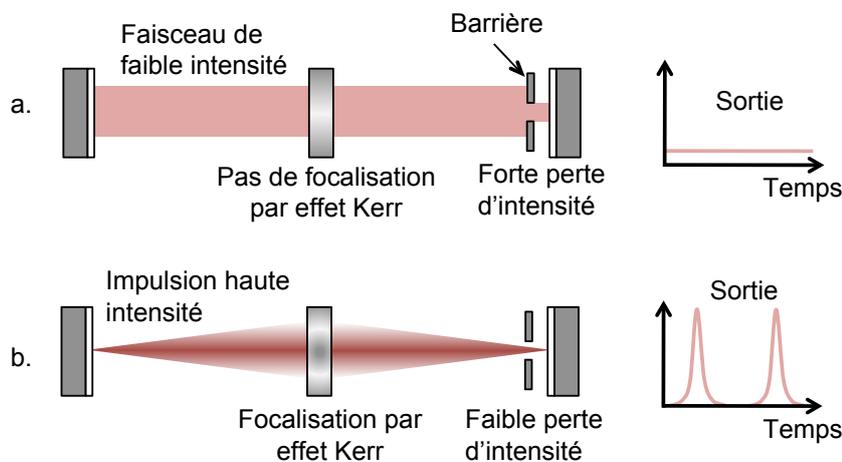


FIGURE 2.9 – Effet Kerr optique – le milieu actif est le siège de l'effet Kerr optique, qui entraîne la convergence d'un faisceau de haute intensité - (a) si l'intensité du faisceau est insuffisante, la convergence n'a pas lieu et la barrière munie d'une petite ouverture empêche la partie continue d'augmenter en intensité et de produire l'effet Kerr - (b) Le milieu actif focalise une impulsion de haute intensité, qui peut sortir de la cavité optique grâce au placement judicieux de la barrière – source : <http://www.univ-st-etienne.fr/tsi/slaser/PFfemto/complements/pourlascience/illus5.htm>

A la sortie de l'oscillateur, l'échelle de temps femtoseconde est atteinte mais l'énergie par impulsion – de l'ordre de quelques nJ – reste insuffisante pour de nombreuses applications car inférieure au seuil d'ablation d'un matériau.

- **L'amplificateur et le laser de pompe.** Cet accouplement est utilisé afin d'augmenter l'intensité énergétique des impulsions sorties de l'oscillateur. Une élévation directe de l'énergie du faisceau n'est pas compatible avec les composants des milieux amplificateurs, car des impulsions de quelques centaines de femtosecondes à plusieurs mJ les endommageraient. La méthode utilisée est l'amplification à dérive de fréquence [87] qui consiste à étirer temporellement les impulsions sur plusieurs ordres de grandeur. La même énergie répartie sur une échelle de temps plus longue réduit la puissance crête afin de ne plus détériorer les composants optiques. Grâce au laser de pompe qui produit l'énergie nécessaire à l'inversion de population, l'inten-

sité des impulsions est alors accrue sans risque, par la traversée d'un amplificateur régénératif et d'un amplificateur à deux passages. Leur recompression temporelle grâce à un système de grilles de diffraction dans le vide est réalisée pour délivrer finalement des impulsions d'une durée d'environ 150 fs et d'énergie proche du mJ.

Les principales caractéristiques du laser femtoseconde utilisé dans ce travail sont récapitulées dans le tableau 2.1.

Longueur d'onde	800 nm
Energie par impulsion	0,5 mJ
Durée d'impulsion	150 fs
Taux de répétition	5 kHz
Puissance moyenne	2,5 W

TABLE 2.1 – Principales caractéristiques de la source laser femtoseconde utilisée pour générer des surfaces texturées

En sortie du laser, des miroirs, un diaphragme circulaire et un dispositif de focalisation « HurryScan » composé de deux miroirs orientables et d'une lentille de convergence de focale f' permettent de diriger le faisceau et de le focaliser vers un système de quatre axes motorisés – trois axes linéaires et un axe de rotation. Muni également de miroirs motorisés du scanner HurryScan, le système laser dans son ensemble autorise le traitement d'un large éventail de géométries de surface, en particulier des pièces cylindriques et sphériques. La photo 2.10 illustre un exemple de texturation de ripples sur une sphère.

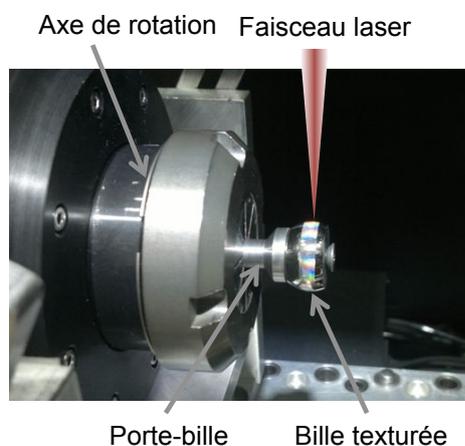


FIGURE 2.10 – Visualisation d'un sphère nano-texturée sur l'axe de rotation – identification de la zone texturée de largeur 4 mm grâce aux interférences lumineuses induites par la périodicité des ripples de type 1

Paramètres influençant la nano-texturation de surface

Plusieurs paramètres d'ajustement permettent d'adapter les propriétés du faisceau optique, afin d'obtenir la topographie de surface désirée. Ils varient en fonction du matériau à irradier, et dépendent du couple électron-phonon. Les surfaces nano-texturées détaillées dans le paragraphe 2.3.4 nécessitent d'optimiser les paramètres ci-dessous :

- **La distance de travail.** La distance entre la lentille de focalisation et l'échantillon fixe la taille de la surface irradiée. Le diamètre de spot minimal est associé à la distance focale f' de la lentille de focalisation – 250 mm dans notre cas. En pratique, les ripples de type 1 se forment de façon plus homogène si la distance de travail est légèrement inférieure à f' .
- **Le diaphragme circulaire.** Il permet de filtrer l'énergie du faisceau – la puissance moyenne – en ajustant son diamètre. Plus spécifiquement lors de la réalisation de nano-texturations, il conditionne l'homogénéité de la densité d'énergie reçue par la surface irradiée. Un diamètre faible – 2 mm – est ainsi choisi afin d'obtenir une densité d'énergie électromagnétique variant le moins possible sur le rayon du faisceau.
- **L'énergie totale reçue par un point de la surface.** Elle dépend de la puissance moyenne du faisceau mesurée en mode « continu », de la distance d entre chaque impulsion suivant la direction X_{laser} et de la valeur du décalage suivant Y_{laser} lors d'un déplacement du laser pendant la texturation d'une grande surface. La distance d est naturellement reliée au taux de répétition du laser et à la vitesse de laser suivant la direction X_{laser} – se reporter à la figure 2.14. La mesure de la puissance moyenne permet de connaître la fluence F par impulsion grâce à la relation 2.1, qui peut être comparée au seuil d'ablation caractéristique de chaque matériau.

$$F = \frac{P_{moy}}{k\Sigma} \quad (2.1)$$

- **La direction de polarisation du faisceau.** Pour obtenir une orientation préférentielle des ripples, la polarisation du faisceau doit être rectiligne. La direction des ripples souhaitée est modifiée par la direction de polarisation – cf. exemple sur la figure 2.17.

2.3.2 Conditions d'apparition des ripples de type 1

Pour parvenir à créer sur une sphère des ripples de type 1 – dont la périodicité sera spécifiquement désignée par λ_n – trois étapes d'ajustement des paramètres décrits dans le paragraphe 2.3.1 sont nécessaires. Dans les expérimentations présentées, le faisceau laser est toujours perpendiculaire à la surface d'un plan, ou à la tangente du point lasé pour une sphère. Comme précisé plus haut, le diaphragme de diamètre 2 mm est utilisé afin que la densité d'énergie du faisceau soit la plus homogène possible.

Impact de la puissance moyenne et du nombre d'impulsions sur la formation des ripples

La première étape consiste à identifier les paramètres optimaux pour former des ripples à la géométrie désirée sur un plan métallique, le faisceau laser n'étant animé d'aucun mouvement. La distance entre la lentille de focalisation et l'échantillon, la puissance moyenne du faisceau et le nombre d'impulsions sont déterminés. La puissance moyenne du faisceau

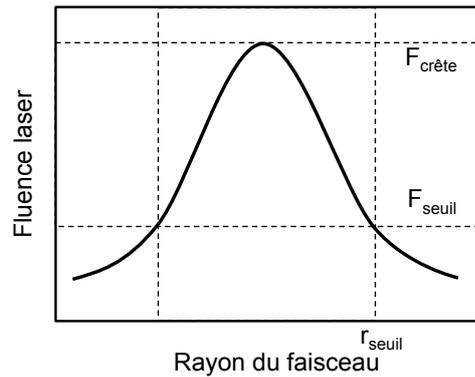


FIGURE 2.11 – Forme gaussienne de la variation spatiale d'énergie du faisceau laser – identification d'un rayon critique r_{seuil} au-delà duquel le matériau n'est plus ablaté – d'après [61]

laser est ajustée de manière à ce que la fluence résultante soit proche du seuil d'ablation du matériau, ceci pour éviter le plus possible l'enlèvement de matière.

On peut observer sur la figure 2.12 l'influence de la puissance moyenne et du nombre d'impulsions sur la formation des nanorugosités. A nombre d'impulsions identique, la puissance moyenne la plus élevée, par exemple l'image MEB 2.12(l), donne un diamètre d'impact mesuré plus grand par rapport à l'image 2.12(i). Cela provient de l'évolution de la densité d'énergie du faisceau : une élévation de la puissance moyenne augmente le rayon critique r_{seuil} à l'intérieur duquel la densité d'énergie est plus importante que le seuil d'ablation du matériau – cf. schéma figure 2.11.

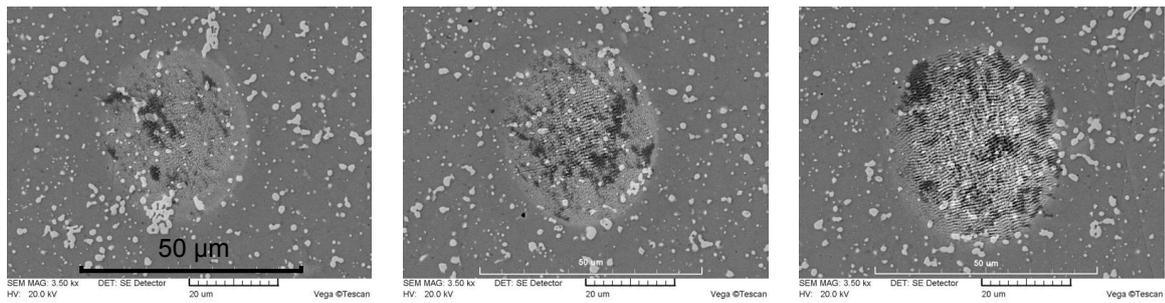
Les images MEB montrent également que les ripples ne sont pas formés de façon homogène sur le plan, conséquence de la forme gaussienne du faisceau d'énergie. Pour un nombre d'impulsions faible, les ripples de type 1 se forment tout d'abord au centre de la zone irradiée – cf. image 2.12(b). Plus le nombre d'impulsions augmente, plus les ripples tendent à couvrir une surface égale au diamètre du spot laser focalisé. Lorsque la densité d'énergie totale reçue par le matériau est importante, les ripples de type 1 se détériorent au centre du contact et laissent place à la formation de ripples de type 2, orientés parallèlement à la direction de polarisation du faisceau - cf. image 2.12(k).

A partir des images MEB de la figure 2.12, une cartographie d'apparition des ripples peut être réalisée – cf. figure 2.13. Dans notre cas, une plage de paramètres laser permettant de former uniquement des ripples de type 1, homogènes sur la plus grande surface possible, est recherchée.

La calibration, réalisée avec un faisceau immobile, fixe ainsi la puissance moyenne du faisceau, la distance de travail entre la lentille et le plan, et le nombre d'impulsions pour obtenir uniquement des ripples de type 1. Cette expérimentation permet également de connaître par la mesure le diamètre de la zone irradiée où les ripples sont présents.

Génération de ripples sur une grande surface

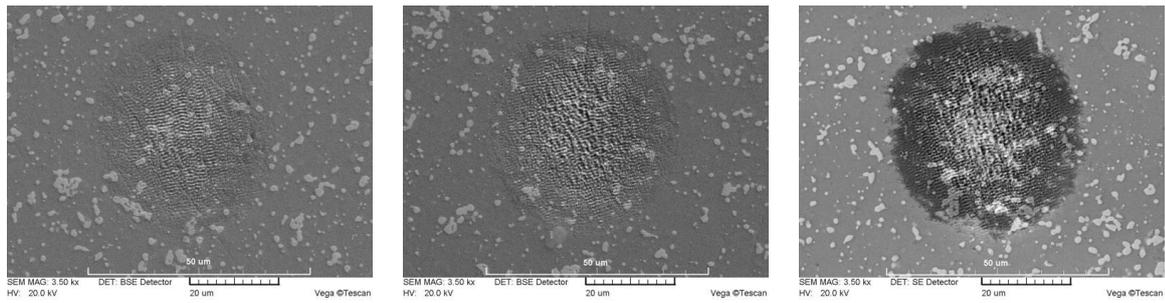
La seconde étape consiste à animer d'un mouvement rectiligne continu, à vitesse V_L , le faisceau laser dans une direction X_{laser} , pour former des ripples sur une bande de largeur



(a) 45 mW - 2 pulses

(b) 45 mW - 5 pulses

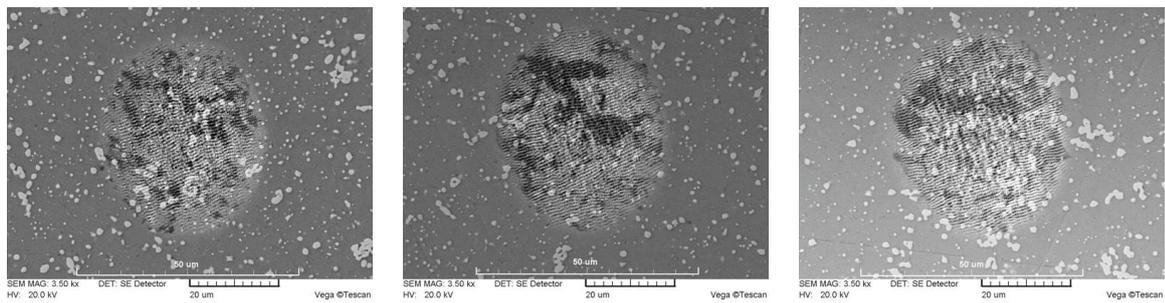
(c) 45 mW - 7 pulses



(d) 90 mW - 2 pulses

(e) 90 mW - 5 pulses

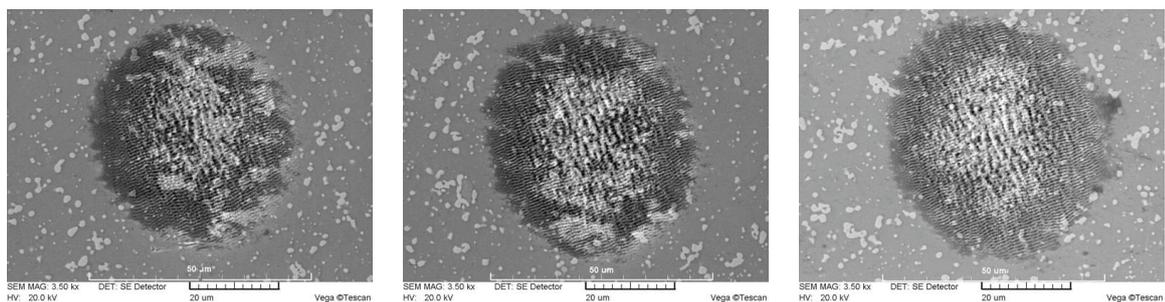
(f) 90 mW - 7 pulses



(g) 45 mW - 10 pulses

(h) 45 mW - 15 pulses

(i) 45 mW - 20 pulses

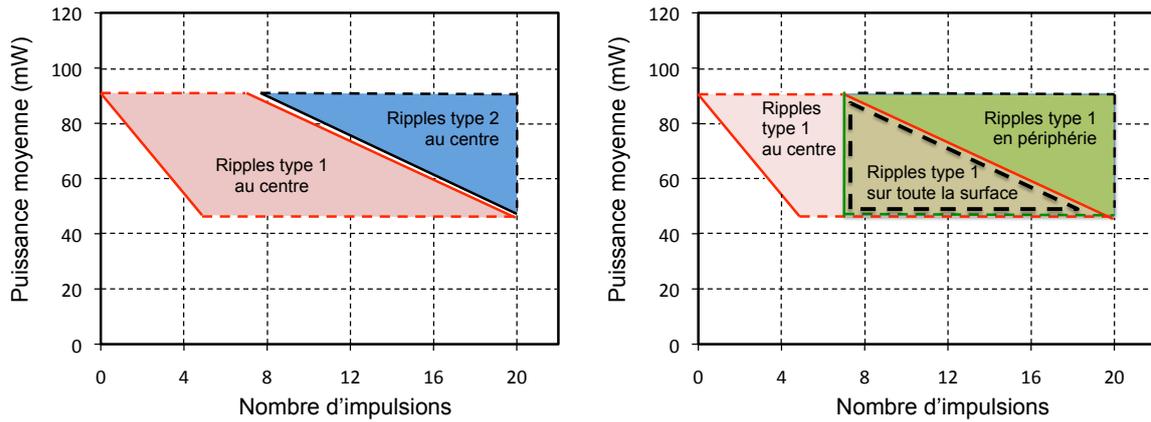


(j) 90 mW - 10 pulses

(k) 90 mW - 15 pulses

(l) 90 mW - 20 pulses

FIGURE 2.12 – Observations MEB de l'évolution de la morphologie de la zone irradiée en fonction de la puissance moyenne et du nombre d'impulsions – lentille convergente de focale 100 mm – diaphragme de diamètre 2 mm



(a) Conditions d'apparition au centre de la zone irradiée des ripples de type 1 et 2 (b) Conditions d'apparition des ripples de type 1 suivant leur localisation dans la zone irradiée

FIGURE 2.13 – Cartographie de formation des ripples de type 1 et 2 en fonction de la puissance moyenne et du nombre d'impulsions - lentille convergente de focale 100 mm

proche du diamètre du faisceau. Le taux de répétition et la vitesse du faisceau sont ajustés pour créer une texturation sans discontinuité. La trajectoire du faisceau est schématisée sur la figure 2.14.

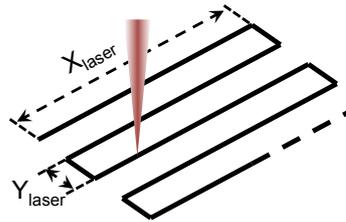


FIGURE 2.14 – Trajectoire du faisceau laser lors de la génération de surfaces nano-texturées

Chaque point de la surface doit recevoir la même quantité d'énergie que lorsque le faisceau est statique. Dans le cas idéal où la densité énergétique du faisceau est constante sur tout son rayon, connaissant le diamètre d'impact ϕ_R pour lequel il y a création de ripples et le nombre d'impulsions N_p , la distance entre chaque impulsion s'écrit donc :

$$d = \frac{\phi_R}{N_p} \quad (2.2)$$

Le taux de répétition du laser T_L – en nombre d'impulsions par seconde – est relié à la vitesse de déplacement du laser V_L par la relation 2.3 :

$$T_L = \frac{N_p V_L}{\phi_R} \quad (2.3)$$

Les illustrations MEB montrent que le contraste, lié à l'amplitude des rugosités, entre les ripples de type 1 au centre du spot et à la périphérie n'est pas tout à fait le même, du fait d'une densité énergétique de forme gaussienne du faisceau : le centre de l'impact reçoit une énergie supérieure à sa périphérie. Cette observation qualitative est confirmée par

les mesures AFM en plusieurs localisations d'un impact, synthétisées sur la figure 2.15 : l'amplitude des ripples est plus importante au centre que sur le bord de la zone irradiée. L'emploi du diaphragme de faible diamètre réduit certes ce gradient mais ne suffit pas à obtenir un faisceau idéal d'énergie spatiale constante.

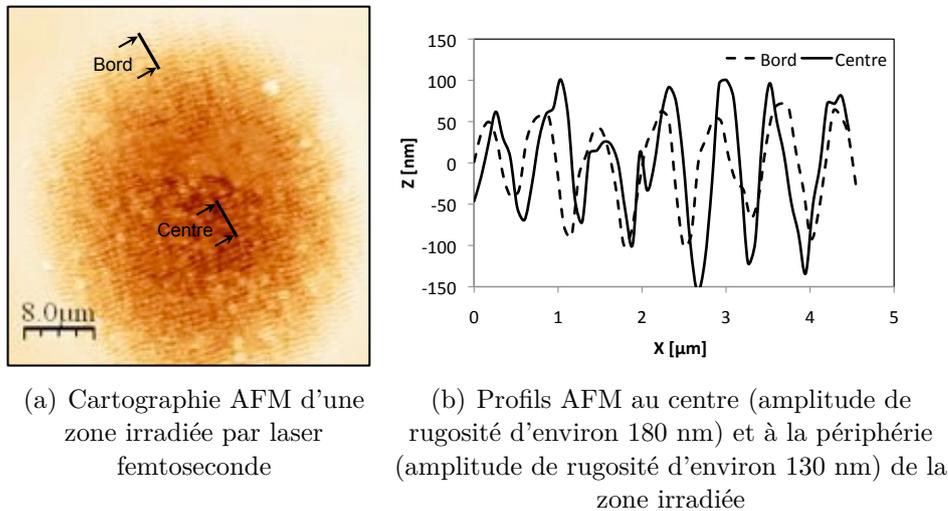


FIGURE 2.15 – Exemple de variation d'amplitude des ripples de type 1 en fonction de leur localisation dans la zone irradiée – lentille convergente de focale 100 mm - $P_{moy} = 45$ mW - 20 impulsions

En pratique, la relation simple permettant de passer des paramètres faisceau statique aux paramètres lorsque le spot laser est en mouvement doit être adaptée afin de créer des ripples d'amplitude sensiblement égale sur toute la surface irradiée. Le schéma 2.16 illustre cette nécessité d'ajustement. En traçant de manière schématique les profils spatiaux énergétiques du faisceau optique, il est aisément compréhensible que la quantité d'énergie reçue par un point se situant à la puissance crête du faisceau statique n'est pas la même que celle reçue lorsque le laser est en mouvement. La vitesse de translation du faisceau ainsi que le taux de répétition doivent donc être ajustés pour qu'un point irradié par le laser statique ou en mouvement reçoive la même quantité d'énergie totale.

La troisième étape a pour objectif de réaliser les ripples sur une bande de largeur plus importante que le diamètre du faisceau, grâce au décalage du laser dans la direction Y_{laser} à chaque fin de bande irradiée. Ce décalage doit être ajusté pour obtenir une continuité des ripples dans cette direction, et plus globalement pour créer une surface nanotexturée la plus homogène possible dans toutes les directions. En présence d'une distribution énergétique de type gaussienne, le décalage est légèrement inférieur au diamètre du spot ϕ_R mesuré en statique, afin d'obtenir des ripples d'amplitude identique sur toute la surface texturée.

Le décalage suivant Y_{laser} du faisceau fait apparaître en topographie AFM une échelle de rugosité périodique – ondulation – superposée aux ripples de type 1. On peut apercevoir cette ondulation de période micrométrique et égale au pas de déplacement du laser Y_{laser} sur les photos des surfaces obtenues en microscopie optique présentées à la figure 2.17. Durant le processus de création de ripples, il est probable qu'une légère ablation de matière ait lieu, mais elle reste faible en raison de la proximité de la fluence employée avec le

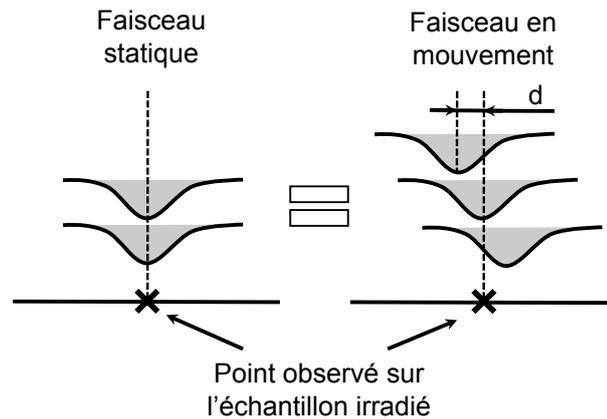


FIGURE 2.16 – Relation d'équivalence entre la quantité d'énergie reçue par un point du substrat irradié lorsque le faisceau laser est statique et la même quantité lorsque le faisceau se déplace d'une distance d

seuil d'ablation du matériau. Les multiples ajustements de paramètres laser n'ont pas pu exclure la présence de cette micro-rugosité, et toutes les surfaces nano-texturées sont composées de deux rugosités de périodes différentes. Néanmoins, l'ondulation micrométrique est orientable dans n'importe quelle direction en modifiant la trajectoire de balayage du faisceau. Elle peut être perpendiculaire ou parallèle à la direction des ripples.

Enfin, les paramètres pour réaliser des ripples sur une surface importante étant connus, ils sont ensuite adaptés pour générer la texturation sur une sphère.

2.3.3 Influence de la direction de polarisation du laser

Guillermin [42] a confirmé expérimentalement que la direction des ripples de type 1 est perpendiculaire à la direction de polarisation du laser. En modifiant cette polarisation, il est alors possible d'orienter les ripples dans la direction souhaitée. Les photos présentées à la figure 2.17 montrent deux surfaces pour lesquelles les directions de polarisation diffèrent de 90° , ce qui entraîne la rotation des ripples de la même valeur d'angle. La direction des ondulations micrométriques reste inchangée.

Pour la caractérisation tribologique, deux orientations de ripples sont envisagées : parallèlement ou perpendiculairement à la direction d'écoulement du lubrifiant dans le contact. De même, l'ondulation micrométrique peut être parallèle ou perpendiculaire à la direction des ripples. Le paragraphe suivant détaille les texturations créées sur les sphères en acier, avec différents couplages d'orientations entre ripples et ondulations micrométriques.

2.3.4 Création de ripples sur surfaces sphériques et caractérisation

La figure 2.18 montre une bille nano-texturée sur une largeur de 4 mm. Les surfaces nano-texturées sont réalisées sur une sphère en acier AISI 52100 de rayon 9,525 mm, les ripples

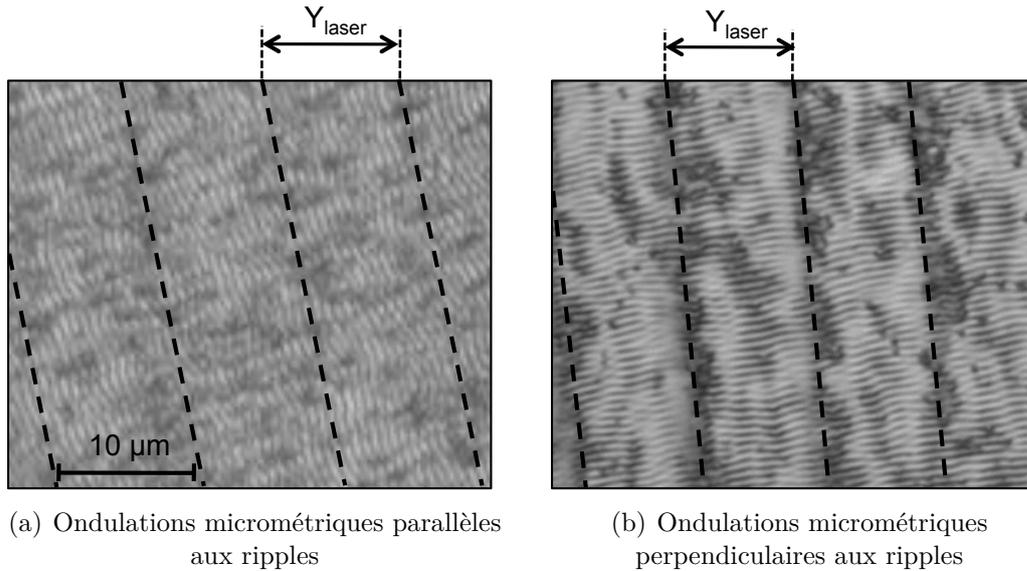


FIGURE 2.17 – Surfaces nano-texturées avec deux directions de polarisation rectiligne orthogonales

doivent être présents sur tout le périmètre de la bille – environ 60 mm – et sur une largeur de 4 mm.

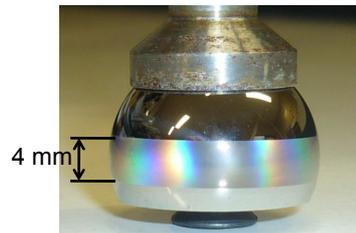


FIGURE 2.18 – Sphère nano-texturée par laser femtoseconde – largeur de texturation égale à 4 mm

La superposition des ripples de type 1 et de l'ondulation micrométrique est visible sur l'exemple de surface texturée de la figure 2.19, grâce au profil AFM 2.19(b) issu de la cartographie 2.19(a) ainsi qu'à la densité spectrale de puissance 2.19(c). La topographie ne contient pas de ripples de type 2, ce qui valide a posteriori le choix des paramètres laser utilisés.

On distingue sur le profil 2.19(b) la période du motif micrométrique, égale à $10 \mu m$. Cette longueur d'onde de l'oscillation est en parfaite corrélation avec le pas de déplacement du faisceau suivant Y_{laser} , fixé ici à $10 \mu m$. L'amplitude maximale de cette ondulation est estimée à environ 100 nm. On peut remarquer également sur le profil de rugosité que les ripples sont orientés parallèlement à l'ondulation. La densité spectrale de puissance 2.19(c) fait apparaître les deux fréquences, correspondant respectivement à la période des ripples de type 1 – 650 nm – et à celle de l'ondulation micrométrique de $10 \mu m$.

Un phénomène original est mis en évidence à travers l'observation de la topographie AFM de la figure 2.20(a) et plus globalement sur toutes les surfaces ripples générées dans ce chapitre. Le balayage au laser de la surface par des successions d'impulsions suivant l'axe

X_{laser} et d'incrémentations suivant Y_{laser} n'engendre aucune discontinuité des motifs nanométriques. Des auteurs ont souligné la dépendance des ripples aux défauts de surfaces tels que des rayures : les rugosités périodiques s'orientent de préférence parallèlement aux défauts [46]. Dans notre cas, les ripples générés par les impulsions précédentes constituent des défauts de surface et contribuent à l'orientation des nanomotifs en cours de création. Cette continuité est également visible sur la figure 2.17(b) où on peut observer des ripples dont la géométrie s'étend sur plusieurs bandes d'ondulations micrométriques.

On retrouve la présence des ondulations micrométriques et des ripples sur les trois types de billes nano-texturées et caractérisées ci-dessous. La première, nommée N1 dont on peut observer une cartographie AFM sur la figure 2.20(a), possède les ripples orientés perpendiculairement à la direction d'écoulement du fluide pour une expérimentation en contact lubrifié. L'orientation des ondulations micrométriques est quant à elle perpendiculaire à celle des ripples. Les billes N2 et N3 – respectivement figure 2.20(b) et 2.20(c) – ont les motifs anisotropes nanométriques et micrométriques orientés quasi parallèlement entre eux – un angle de 15° est mesurable entre les directions des deux échelles de rugosités. Les motifs de la bille N2 sont orientés perpendiculairement à la direction d'écoulement du lubrifiant tandis que celles de la bille N3 ont une direction parallèle à l'écoulement du fluide. Les paramètres laser déterminés expérimentalement pour les texturations des billes N1, N2 et N3 sont récapitulés dans le tableau 2.2. Le taux de recouvrement suivant la direction i est défini par la relation 2.4.

$$T_r(i_{laser}) = \frac{\phi_R - i_{laser}}{\phi_R} \quad (2.4)$$

Paramètres laser	Bille N1	Bille N2	Bille N3
Diamètre du diaphragme (mm)	2		
Puissance moyenne (mW)	12	20	
Focale lentille (mm)	50	250	
Taux de répétition du laser (Hz)	333	278	
Diamètre de zone irradiée (statique) (μm)	20	25	
Vitesse laser suivant X_{laser} (mm/s)	1		
Taux de recouvrement suivant X_{laser} (%)	85		
Pas de déplacement suivant Y_{laser} (μm)	10		
Taux de recouvrement suivant Y_{laser} (%)	50	60	
Orientation ripples / écou. lubrifiant	\perp		\parallel
Orientation ondulations / écou. lubrifiant	$\approx \parallel (15^\circ)$	\perp	$\approx \parallel (15^\circ)$

TABLE 2.2 – Paramètres laser utilisés pour la génération des sphères nano-texturées N1, N2 et N3

Les images topographiques issues des mesures AFM montrent bien le caractère fortement anisotrope des surfaces texturées : les ripples ont une direction privilégiée aisément identifiable. Les cartographies AFM sur des surfaces plus petites – $25 \mu m^2$ – permettent de caractériser finement les ripples et mettent en évidence la régularité de leur période et leurs amplitudes, à des échelles de l'ordre d'une centaine de nanomètres – cf. figures 2.21(b), 2.21(d) et 2.21(f).

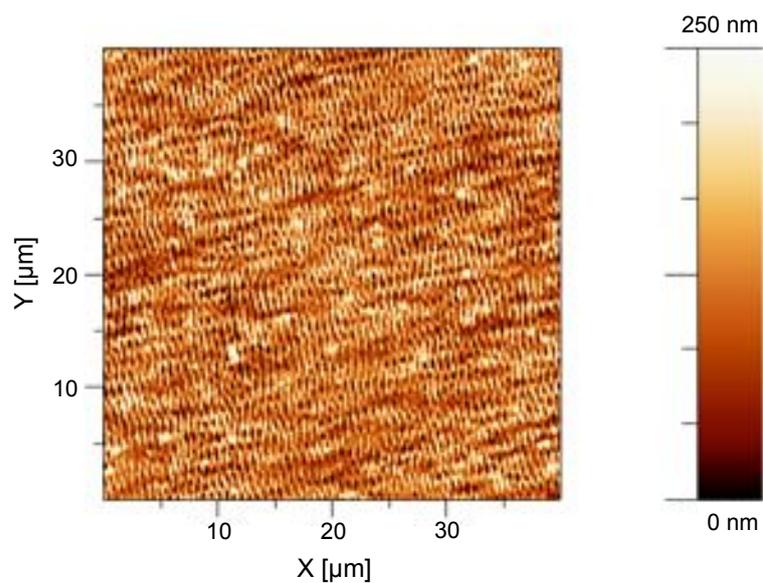
Pour chaque surface texturée, les paramètres morphologiques issus de profils des cartographies AFM figure 2.20 ainsi que la surface spécifique – ratio aire réelle / aire projetée – sont calculés et récapitulés dans le tableau 2.3.

	λ_n (nm)	R_a (nm)	R_q (nm)	R_{vm} (nm)	R_{pm} (nm)	R_{sk}	R_{ku}	Surf. spéc.
N1	650	14	17	39	29	-0,2	2,6	1,02
N2	650	42	52	95	91	-0,2	2,6	1,15
N3	650	36	44	99	91	0	2,5	1,10

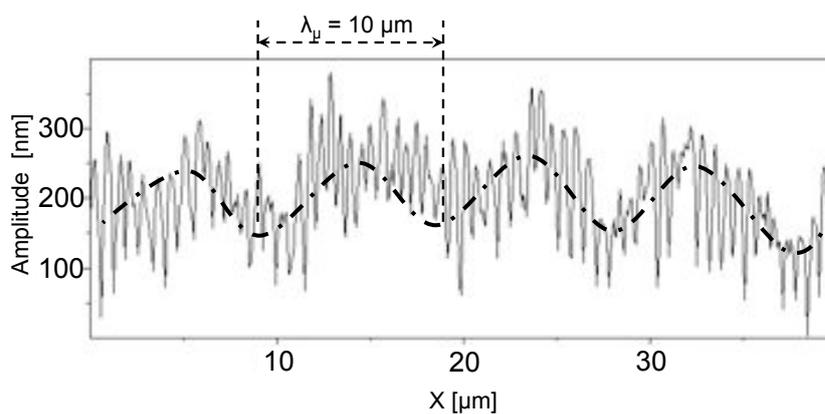
TABLE 2.3 – Paramètres de rugosités caractéristiques des surfaces texturées N1, N2 et N3 - la surface spécifique est calculée à l'aide du logiciel WsXM

Les différents relevés topographiques révèlent que les billes N2 et N3, texturées avec des paramètres identiques à l'exception de la direction de polarisation du laser et de la direction de déplacement continu du faisceau, sont similaires du point de vue de l'amplitude moyenne des rugosités – environ égale 200 nm – ainsi que de leurs périodes. Leur surface spécifique est plus élevée que celle de la surface N1, qui a une amplitude moyenne de rugosité sensiblement plus faible – 68 nm. L'emploi d'une lentille de focale plus courte pour la génération de la surface N1 a nécessité des paramètres laser différents et entraîné la modification de la nature des ripples formés à la surface de la bille. Les valeurs de R_{sk} montrent que les texturations générées sont assez symétriques par rapport à la ligne moyenne. Le paramètre R_{ku} , inférieur à 3 pour toutes les surfaces nano-texturées, indique que les pics et saillies se rapprochent de rugosités en forme de plateaux, pour lesquelles les valeurs d'amplitudes sont assez éloignées de la ligne moyenne.

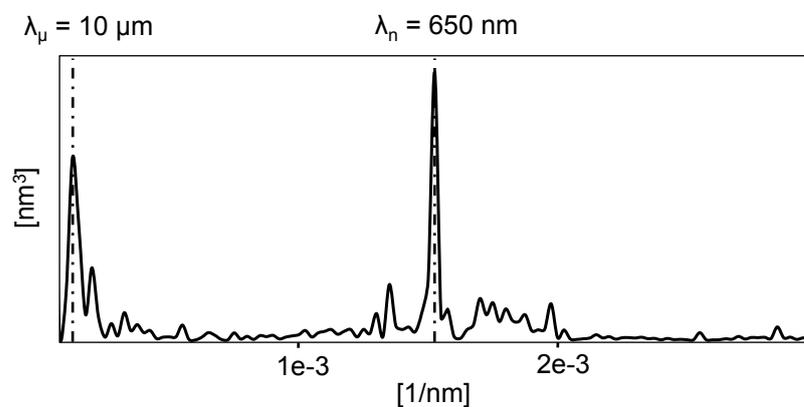
En complément des surfaces sphériques N1, N2 et N3, un plan en acier AISI 52100 poli miroir est texturé sur deux faces avec des paramètres laser identiques à ceux utilisés pour la sphère N2, dans le but de caractériser la nano-texturation lors d'une expérience de mouillage. L'incidence d'une modification de surface par laser à l'échelle nanométrique et micrométrique sur sa mouillabilité par un fluide a fait l'objet de nombreux travaux, principalement axés sur la recherche de l'hydrophobicité [5].



(a) Cartographie AFM d'une surface nano-texturée

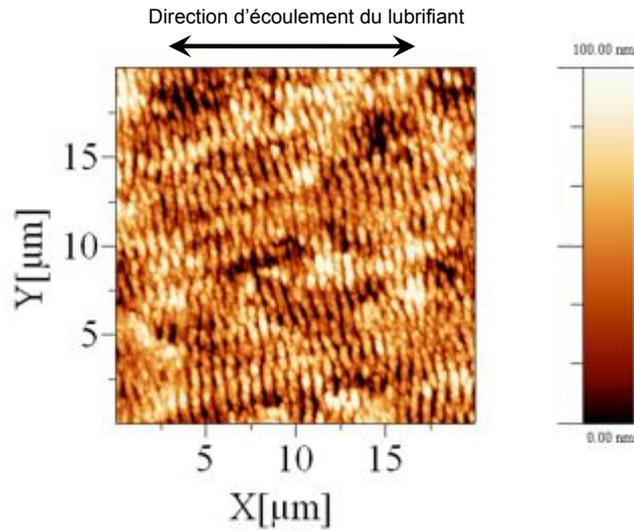


(b) Profil AFM issu de la cartographie

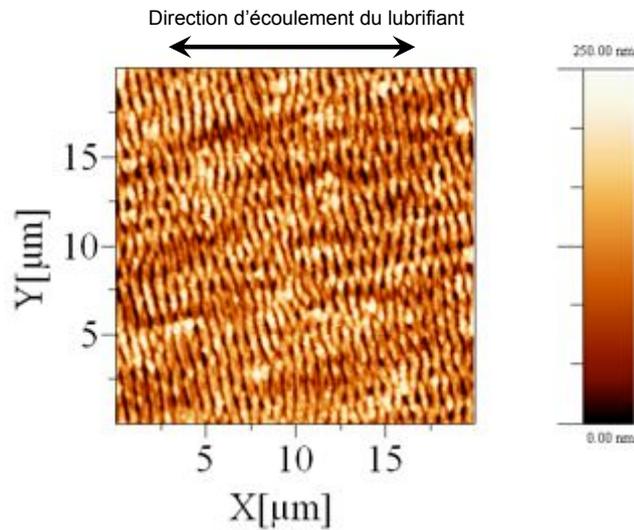


(c) Densité spectrale de puissance permettant d'identifier les longueurs d'ondes caractéristiques de la topographie

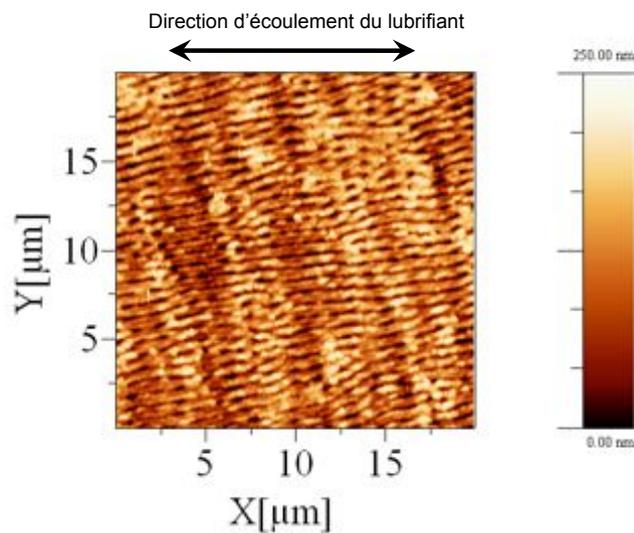
FIGURE 2.19 – Bille nano-texturée N2 – les ripples de type 1 sont orientés parallèlement aux ondulations micrométriques de période $10 \mu\text{m}$



(a) Bille N1, cartographie AFM

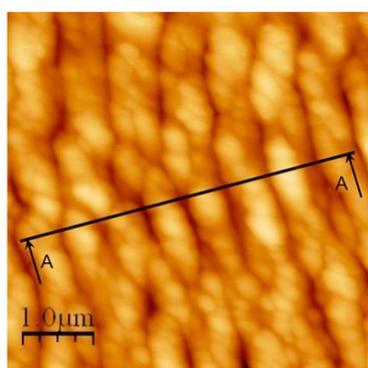


(b) Bille N2, cartographie AFM

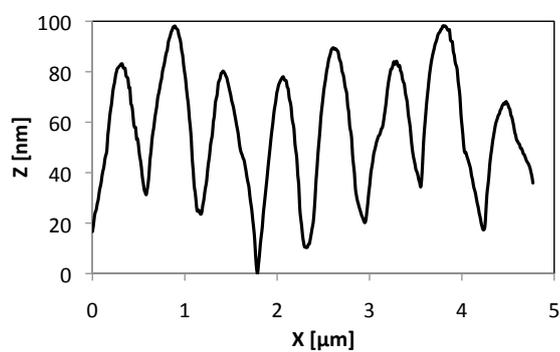


(c) Bille N3, cartographie AFM

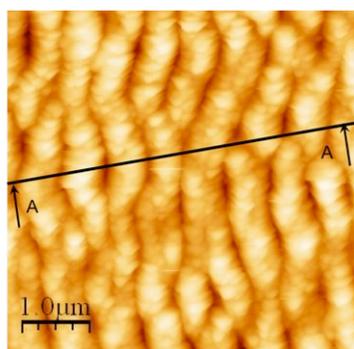
FIGURE 2.20 – Cartographies AFM des sphères texturées par laser femtoseconde N1, N2 et N3 – identification de l'orientation des ripples de type 1



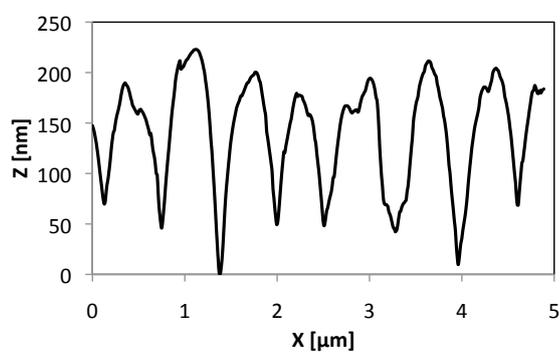
(a) Bille N1, cartographie AFM



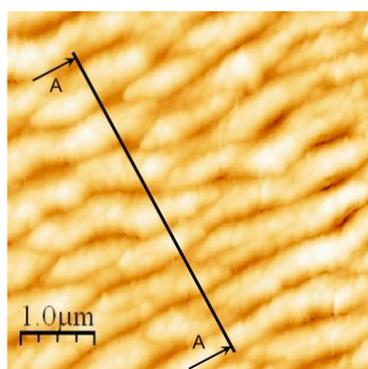
(b) Bille N1, profil de rugosité selon coupe A-A



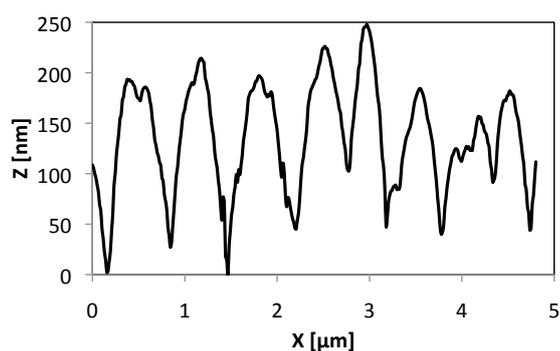
(c) Bille N2, cartographie AFM



(d) Bille N2, profil de rugosité selon coupe A-A



(e) Bille N3, cartographie AFM



(f) Bille N3, profil de rugosité selon coupe A-A

FIGURE 2.21 – Cartographies AFM et profils de rugosités associés pour l'observation précise de la morphologie des ripples de type 1 générés sur les échantillons N1, N2 et N3

2.4 Génération de texturations micrométriques

D'autres surfaces texturées sont réalisées dans le cadre de ce travail, et sont en particulier étudiées du point de vue de leur influence vis-à-vis des mécanismes de sous-alimentation dans le chapitre 3.

2.4.1 Micro-ondulations de période $20 \mu m$

L'ondulation micrométrique de toutes les surfaces texturées décrites jusqu'à présent est fixée à $10 \mu m$, en raison des paramètres laser choisis pour assurer la continuité des ripples sur l'échantillon ainsi que l'homogénéité de leur amplitude.

Trois sphères complémentaires sont texturées avec une période de l'ondulation micrométrique s'élevant à $20 \mu m$, sur une largeur de 4 mm, parallèlement (billes N4 et N400) et perpendiculairement (bille N401) à la direction d'écoulement du fluide lors d'une expérimentation sur le tribomètre IRIS. Les paramètres laser utilisés pour la réalisation de ces texturations sont indiqués dans le tableau 2.4.

Paramètres laser	Bille N400	Bille N401	Bille N4
Diamètre du diaphragme (mm)	2		
Puissance moyenne (mW)	20		
Focale lentille (mm)	250		
Taux de répétition du laser (Hz)	278		833
Vitesse laser suivant X_{laser} (mm/s)	1		
Diamètre de spot mesuré (statique) (μm)	25		
Pas de déplacement suivant Y_{laser} (μm)	20		
Taux de recouvrement suivant X_{laser} (%)	95		85
Taux de recouvrement suivant Y_{laser} (%)	20		
Orientation ondulations / écoulement lubrifiant		⊥	

TABLE 2.4 – Paramètres laser utilisés pour la génération des sphères texturées N400, N401 et N4

Du fait d'une période d'ondulation plus importante et d'un taux de répétition plus faible par rapport aux paramètres laser des billes N1, N2 et N3, les ripples formés à la surfaces des sphères N400 et N401 ont une amplitude très réduite voire sont inexistantes. La photo au microscope optique 2.22(a) permet de visualiser la période de l'ondulation. La bille N4 possède également des ondulations de période $20 \mu m$ parallèles à la direction d'écoulement du fluide, mais le sommet de la bille n'est pas texturé sur toute sa périphérie et sur une largeur de $350 \mu m$ – cf. figure 2.22(b).

L'amplitude des ondulations des billes N400 et N401 est légèrement inférieure à 100 nm, comme le montre le profil à la figure 2.23(a), et se rapproche de l'amplitude de l'ondulation de période $10 \mu m$ caractéristiques des sphères N1, N2 et N3. Le profil de rugosité 2.23(b) permet lui de caractériser l'amplitude des ondulations micrométriques de la sphère N4, qui se situe autour de 20 nm.

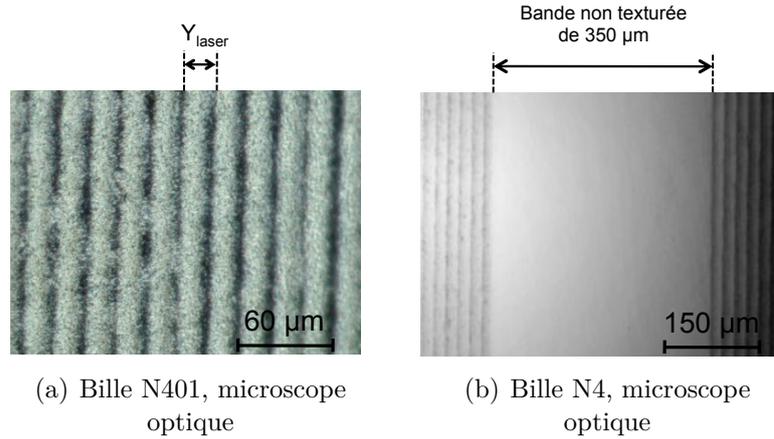


FIGURE 2.22 – Identification par observation au microscope optique de la période des ondulations sur les billes N401 et N4 - visualisation pour la bille N4 de la zone polie miroir entourée d'ondulations de période $20 \mu m$

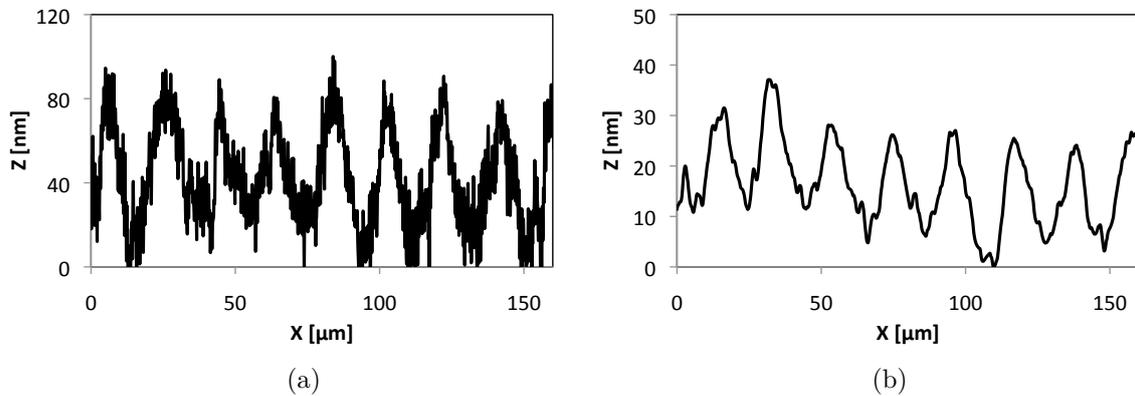


FIGURE 2.23 – Profils de rugosité des billes N401 (a) et N4 (b) - rugosimètre tactile - mesure de la période des micro-ondulations égale à $20 \mu m$

2.4.2 Texturation de réseaux de micro-cavités

L'étude de la sous-alimentation en lubrifiant d'un contact EHD est également abordée du point de vue de la capacité d'une surface à piéger un volume de lubrifiant. En ce sens, des réseaux de micro-cavités de densités et profondeurs variables sont générés par laser femtoseconde sur des sphères.

Quatre familles de billes micro-texturées sont présentées dans ce travail. Les sphères N70 et N80 ont un taux de portance de 65% tandis que pour les billes N90 et N100, il est de 91%. Le diamètre de cavité est fixé à environ $23 \mu m$. Le taux de portance est calculé à partir de la relation 2.5 et du schéma de dimension d'un réseau de micro-cavités 2.24.

$$T_p = 1 - \frac{2S_{cav}}{2ab} = 1 - \frac{\pi\phi_{cav}^2}{4ab} \quad (2.5)$$

Les profondeurs de cavités formées couvrent plus d'une décade d'amplitude. Certains échantillons ont une profondeur de cavités égale, comme les billes N80 et N90. D'autres

échantillons, comme les billes N70 et N90, ont été dimensionnés pour avoir la même capacité de rétention de lubrifiant dans un contact EHD. Le calcul des volumes piégés sera présenté dans le chapitre 3. Les caractéristiques des billes munies de micro-cavités sont récapitulées dans le tableau 2.5.

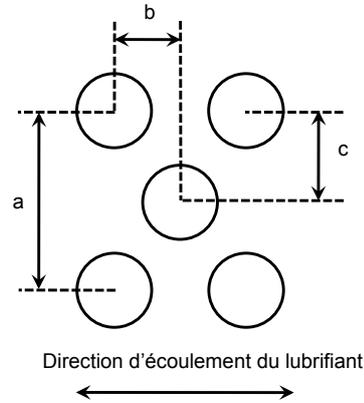
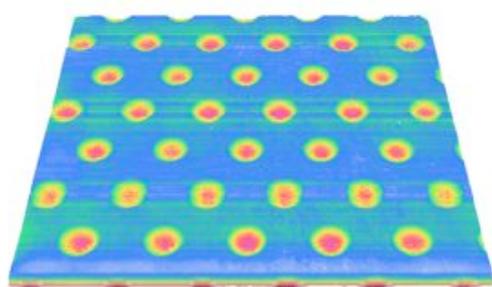


FIGURE 2.24 – Identification des dimensions caractéristiques d'un réseau de micro-cavités

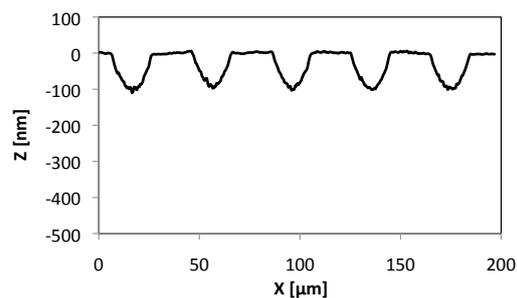
Paramètres réseaux cavités	Bille N70	Bille N80	Bille N90	Bille N100
a (μm)	40		80	
b (μm)	30		60	
c (μm)	20		40	
Profondeur cavités (nm)	100	500		1000
Diamètre cavités (μm)	23			
Taux de portance (%)	65		91	

TABLE 2.5 – Paramètres topographiques des billes texturées par réseaux de micro-cavités au laser femtoseconde

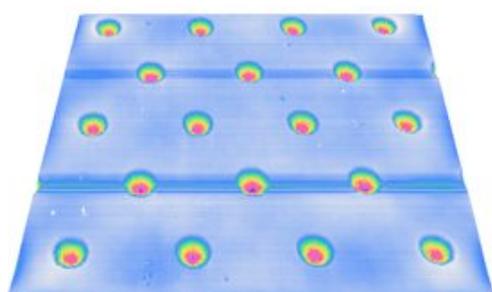
Les topographies de surface ainsi que des profils caractérisant la profondeur des motifs sont présentés sur la figure 2.25. Un grand soin est apporté lors de la fabrication des micro-cavités, en veillant à éviter au maximum des surépaisseurs parfois présentes au niveau des bords de cavités, qui peuvent entraîner un endommagement des surfaces.



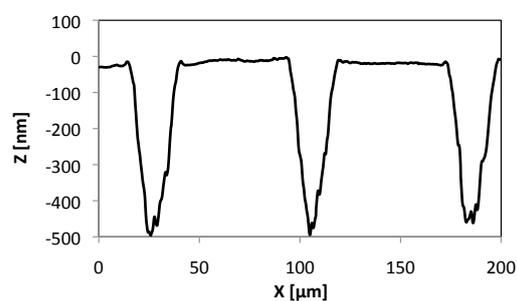
(a) Bille N70, cartographie 3D



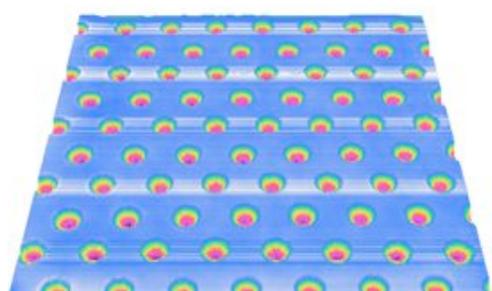
(b) Bille N70, profil de rugosité



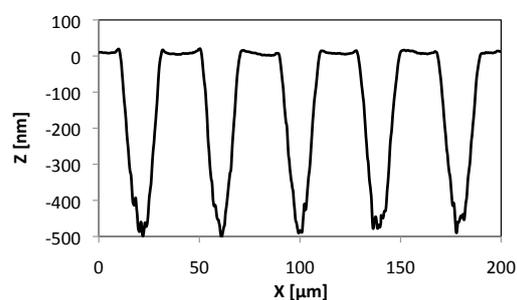
(c) Bille N90, cartographie 3D



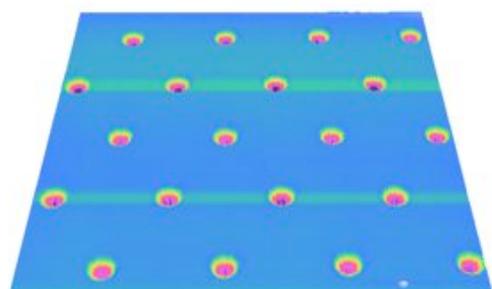
(d) Bille N90, profil de rugosité



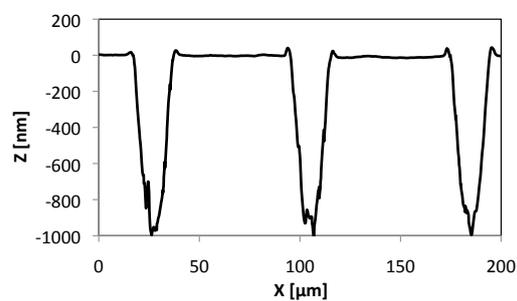
(e) Bille N80, cartographie 3D



(f) Bille N80, profil de rugosité



(g) Bille N100, cartographie 3D



(h) Bille N100, profil de rugosité

FIGURE 2.25 – Cartographie 3D et profils des billes texturées N70, N80, N90 et N100 – rugosimètre tactile

2.5 Conclusions

La maîtrise de l'échelle nanométrique devient incontournable dans le contrôle du comportement tribologique des mécanismes lubrifiés fonctionnant en régime EHD. Les progrès des technologies de finition de surface permettent d'obtenir à l'heure actuelle des surfaces nanométriquement lisses ou contrôlées, à l'échelle industrielle.

A travers ce chapitre, nous avons montré qu'il est possible de générer de manière contrôlée et reproductible des surfaces nano-texturées, anisotropes et périodiques, grâce à une source laser femtoseconde. Pour cela, l'optimisation des paramètres laser tels que le nombre d'impulsions, la puissance moyenne ou la direction de polarisation du faisceau a permis de fabriquer des ripples de type 1 sur une large surface fonctionnelle.

La variation de l'amplitude des nano-texturations, de leur période ainsi que de leur orientation sera étudiée : ces surfaces seront tout d'abord mises à l'épreuve d'un environnement sous-alimenté en lubrifiant dans le régime EHD, puis seront caractérisées en contact statique pour évaluer leur contribution à la mouillabilité et l'imprégnation.

En complément, des surfaces comportant des réseaux de micro-cavités formées par laser ont également été fabriquées. Leur capacité à contrôler l'alimentation d'un contact en présence d'un volume insuffisant de fluide a très peu été abordée par les tribologues. La densité du réseau, la profondeur des cavités et la capacité de rétention de lubrifiant de la micro-texturation sont autant de paramètres dont l'influence sera étudiée dans le régime EHD sous-alimenté.

Chapitre 3

Apport de la texturation de surface à la sous-alimentation

Sommaire

3.1	Introduction	62
3.1.1	Démarche scientifique	62
3.1.2	Le tribomètre IRIS	63
3.1.3	Comportement d'un contact nano-texturé suralimenté	65
3.2	Mécanismes de sous-alimentation lors d'un mouvement oscillant	68
3.2.1	Protocole expérimental du mouvement alternatif	68
3.2.2	Réponse transitoire d'un contact lisse sur un cycle d'oscillation	69
3.2.3	Evolution aux temps longs de la sous-alimentation dans un contact alternatif	74
3.2.4	Apport de la texturation sur l'alimentation d'un contact alternatif	76
3.3	Conditions d'apparition et évolution de la sous-alimentation	79
3.3.1	Une question de volume initial de lubrifiant	79
3.3.2	Equivalence volume/viscosité	80
3.3.3	Relation volume piégé - épaisseur de film lubrifiant	82
3.3.4	Effet de la nano-texturation	84
3.3.5	Effet du temps sur la sous-alimentation	87
3.3.6	Bilan	88
3.4	Réalimentation de surfaces texturées périodiques	89
3.4.1	Réalimentation uniforme d'un contact nano-texturé	89
3.4.2	Réalimentation asymétrique d'un contact nano-texturé	90
3.4.3	Surfaces texturées anisotropes de période $20 \mu m$	97
3.5	Frottement d'interfaces texturées en régime sous-alimenté	102
3.5.1	Courbe de Stribeck	103
3.5.2	Courbe de traction	104
3.6	Conclusions	106

3.1 Introduction

Bien que la possibilité pour un système frottant d'évoluer en régime sous-alimenté soit connue depuis longtemps, l'apparition de ce phénomène dans un mécanisme réel avant endommagement irréversible est très difficile à identifier car la sous-alimentation se détecte principalement par visualisation du contact. Aussi, comme l'illustre la revue bibliographique du chapitre 1, de nombreuses études expérimentales font intervenir des solides géométriquement simples, comme une bille et un plan par exemple, afin de pouvoir caractériser optiquement une interface lubrifiée. Si, sur ces systèmes modèles, les conditions de chargement – pressions et vitesses – peuvent être assez éloignées des conditions réelles rencontrées industriellement, elles permettent néanmoins la détermination des mécanismes régissant l'apparition et la progression de la sous-alimentation d'un contact lubrifié.

Ainsi, les vitesses de glissement d'un contact segment/chemise, de l'ordre de plusieurs dizaines de m/s ne pourront être atteintes sur la majorité des tribomètres avec visualisation. Cependant, le produit ηu_e , qui gouverne en partie l'apparition de la sous-alimentation, pourra être identique lors d'un essai sur tribomètre grâce à l'augmentation de la viscosité du lubrifiant employé.

3.1.1 Démarche scientifique

La volonté toujours grandissante d'augmentation des performances et de réduction des coûts liés à l'écologie et à la maintenance – diminution des quantités de lubrifiant embarquées – nécessite une innovation permanente, en particulier en fonctionnalisant de manière optimale les surfaces impliquées dans des sollicitations critiques. Dans ce contexte, ce chapitre vise à identifier, à partir d'observations expérimentales, les mécanismes à l'origine de la sous-alimentation et à proposer si possible des solutions permettant de la contrôler, de la retarder, voire de l'annihiler.

Pour cela, des texturations de surfaces originales et multi-échelles sont réalisées sur des substrats sphériques en acier. Le procédé de fabrication et la caractérisation topographique des surfaces générées sont récapitulés dans le chapitre 2. Les simulations expérimentales sont effectuées dans le domaine élastohydrodynamique sur le tribomètre IRIS, dont les caractéristiques sont détaillées dans le paragraphe 3.1.2, pour plusieurs conditions d'alimentation en lubrifiant, diverses viscosités, en régimes stationnaire ou transitoire.

Après avoir caractérisé dans un premier temps le comportement des texturations de surfaces anisotropes dans le domaine EHD suralimenté, une simulation expérimentale en mouvement alternatif en contact lisse puis texturé permettra d'identifier les phénomènes transitoires et les effets du temps lorsque l'interface est sous-alimentée. Ces phénomènes seront ensuite étudiés séparément en régime établi, et des mécanismes de réalimentation de contacts sous-alimentés seront mis en évidence pour des texturations de surfaces particulières. Enfin, des courbes de Stribeck et des expériences de traction seront réalisées en condition de sous-alimentation afin d'analyser l'impact de la texturation sur la réponse en frottement.

3.1.2 Le tribomètre IRIS

Le tribomètre IRIS est un dispositif expérimental dont le principe a été décrit dans la littérature [64, 67]. Utilisé en configuration sphère/plan, il réalise un contact entre une bille en acier AISI 52100 polie miroir ou texturée et un disque rendu semi-réfléchissant (coefficient de transmission égal à 0,3 dans le visible) par l'empilement d'un substrat en quartz (ep. 10 mm), d'une couche de chrome (semi-réfléchissante, ep. 15 nm) et d'une cale optique en dioxyde de silicium (ep. 200 nm).

La cavité optique formée par l'interface bille/disque crée sous incidence de lumière blanche des franges interférométriques observables via un ensemble microscope optique - caméra. Cela permet une mesure précise de la distribution spatiale des épaisseurs de film lubrifiant dans l'interface – résolution inférieure à 5 nm – pour une gamme allant de quelques nanomètres à environ 1 μm . L'image résultante, appelée interférogramme, peut être capturée par deux types de dispositifs : une caméra numérique CCD à temps d'exposition court – quelques μs avec une résolution spatiale inférieure au μm – ou une caméra rapide – jusqu'à 160 000 images/s avec une résolution spatiale de 2 μm . Le traitement des interférogrammes, et notamment la calibration permettant d'associer le système de coordonnées HSI – Hue-Saturation-Intensity, caractérisant la couleur des pixels – à une épaisseur de fluide comprise entre deux solides, est détaillé dans la littérature [7]. La bille, de rayon 9,525 mm a un module élastique de 210 GPa et un coefficient de poisson de 0,3. Le module d'élasticité du disque a été mesuré à 70 GPa, pour un coefficient de poisson égal à 0,17. Les rugosités moyennes d'une bille dite lisse et du disque semi-réfléchissant sont inférieures respectivement à 10 nm – figure 3.1 – et 5 nm.

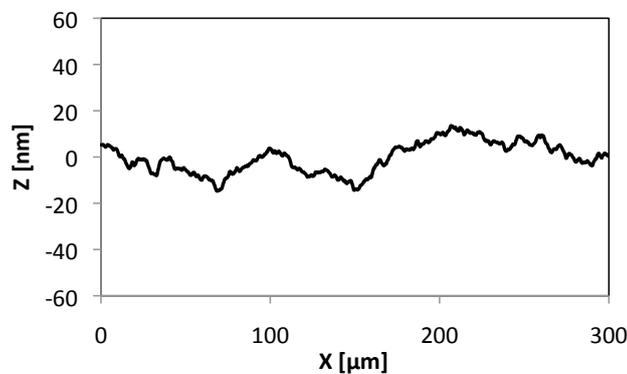


FIGURE 3.1 – Profil de rugosité d'une bille lisse utilisée sur le tribomètre IRIS – $R_a = 8,8$ nm

Les mouvements rotatifs des deux solides sont contrôlés de manière indépendante et simultanée par deux moteurs brushless. Leurs vitesses respectives sont mesurées grâce à deux codeurs à 100 000 points par tour. La gamme de vitesses linéaires de chacun des solides s'étend de 0,5 mm/s à 2 m/s. Les cinématiques imposées à l'interface sont ainsi multiples : elles peuvent aller du roulement pur (vitesses des deux solides égales) au glissement pur, en passant par des mouvements alternatifs ou continus. Des rampes de vitesses peuvent également être imposées pour générer des effets transitoires.

La force normale appliquée au point de contact est mesurée en continu par un capteur de force uniaxial. Elle est de 15N pour les expériences présentées dans ce chapitre et corres-

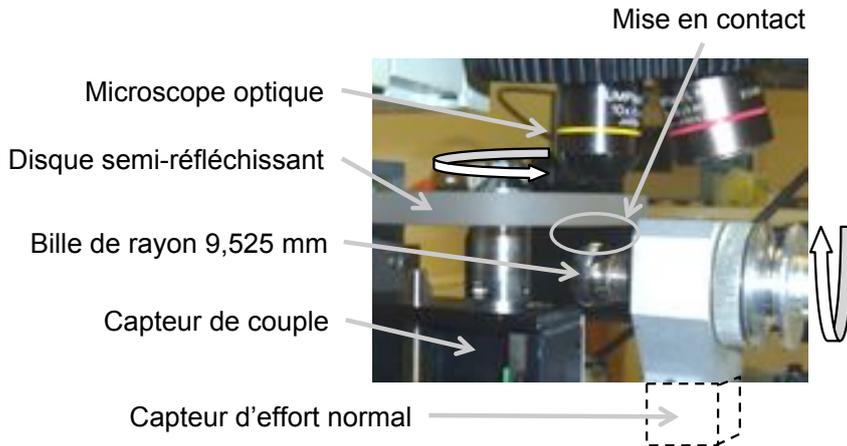


FIGURE 3.2 – Tribomètre IRIS en configuration sphère/plan - visualisation d'une bille nano-texturée, du disque semi-réfléchissant et du système de visualisation

pond à une pression moyenne au sein du contact de 306 MPa. Un capteur de couple placé entre le disque et son système d'entraînement permet de mesurer l'effort en cisaillement de l'interface avec une résolution de 2.10^{-4} N.m.

L'acquisition simultanée des interférogrammes, des mesures d'efforts et de la cinématique des moteurs est entièrement réalisée par ordinateur et permet une synchronisation de tous les signaux.

Trois huiles de base Neutral-Solvent et une huile PolyAlphaOléphine utilisées durant cette étude permettent de couvrir deux décades de viscosités. Leurs propriétés rhéologiques sont détaillées dans le tableau 3.1. Les angles de mouillage de ces lubrifiants ont été mesurés à l'aide d'une balance tensiométrique sur des plans AISI 52100 polis miroir et nano-texturés (texturation similaire à celle de la bille N2). Les interfaces considérées dans ce chapitre sont parfaitement mouillantes, les angles de contact à l'avancée et au retrait sont regroupés dans le tableau 3.2. Les angles de mouillages ont à nouveau été mesurés sur le plan nano-texturé environ 1 an après sa fabrication, en fonction de l'orientation de la nano-texturation. Les résultats, surprenants, sont illustrés en annexe du manuscrit. Pour ce chapitre, la température durant les essais se situe entre 21°C et 25°C.

Lubrifiant	Viscosité à 22°C [Pa.s]	Tension de surface γ [J/m^2]
150NS	0,06	0,031
330NS	0,14	0,031
600NS	0,33	0,031
PAO100	3,4	0,032

TABLE 3.1 – Propriétés rhéologiques et tensions superficielles des lubrifiants utilisés

	Plan lisse	Plan texturé N2
θ avancée [°]	15	15
θ retrait [°]	0	0

TABLE 3.2 – Angle de contact à l'avancée et au retrait du lubrifiant 330NS sur un plan poli-miroir ou nano-texturé

Dans le cas d'expériences en sous-alimentation, le lubrifiant est déposé sur la bille animée d'un mouvement continu à l'aide d'une pipette microlitre ou d'un pousse-seringue motorisé lorsque les volumes initiaux de lubrifiant sont inférieurs à $100 \mu l$. Un soin particulier est apporté au dépôt de lubrifiant, qui doit être homogène sur toute la circonférence des solides et localisé au plus près de la piste de roulement de l'interface. Une période d'homogénéisation du lubrifiant d'environ 300 secondes en roulement pur à $u_e = 50 \text{ mm/s}$ est réalisée avant toute expérience de sous-alimentation.

3.1.3 Comportement d'un contact nano-texturé suralimenté

A notre connaissance, les nano-rugosités périodiques décrites au paragraphe 2.3.4 du chapitre 2, appelées communément ripples et induites généralement par un laser femtoseconde, n'ont jamais été caractérisées du point de vue de la lubrification. Aussi, ce paragraphe vise dans un premier temps à observer optiquement les contacts statiques lisse et texturés sur le tribomètre IRIS, puis à détailler leur comportement dans une configuration de référence en régime élastohydrodynamique : une expérience de roulement pur en régime suralimenté. Le but de cette démarche est de mettre en évidence les mécanismes de formation de film lubrifiant par le biais de la mesure de l'évolution de l'épaisseur lubrifiée au centre du contact nano-texturé en fonction de la vitesse d'entraînement u_e . Les différences éventuelles, par rapport aux modèles issus de la résolution de l'équation de Reynolds, notamment celui de Hamrock et Dowson, seront discutées.

Contact statique, lisse et texturé

Les interférogrammes de la figure 3.3 illustrent un contact statique sphère/plan pour trois billes de rugosités différentes : une bille lisse, et deux billes nano-texturées – N1 et N2. Les contacts statiques servent notamment à la calibration du système interférométrique qui permet d'associer un triplet HSI à une distance sphère/plan ou à une épaisseur de film en présence de lubrifiant entre les solides.

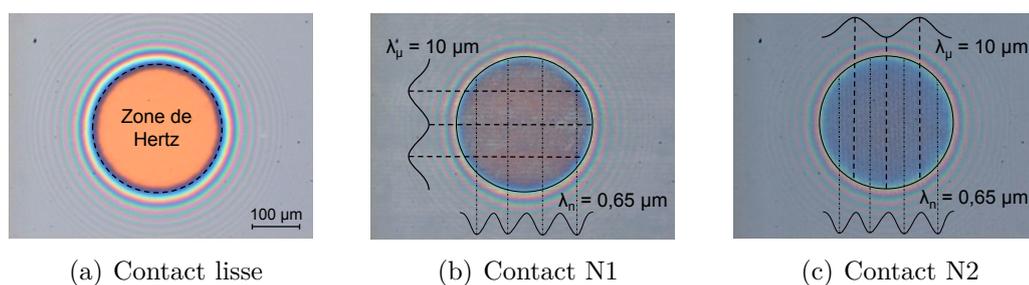


FIGURE 3.3 – Interférogrammes de contacts statiques lisse et nano-texturés – charge normale = 15 N, rayon de contact de Hertz = $124 \mu m$ – grossissement identique pour les trois interférogrammes - Les orientations et les longueurs d'onde des rugosités sont indiquées sur les contacts texturés, λ_n représente la période des ripples de type 1, λ_μ représente la période des ondulations micrométriques - pour les expériences de lubrification futures, la direction d'écoulement sera horizontale

Dans des conditions de visualisation identique – notamment l'intensité de la lumière

blanche, le temps d'exposition et l'amplification de la caméra – les interférogrammes des contacts texturés apparaissent plus sombres et bruités par rapport au contact lisse. Ceci est la conséquence probable de la diminution du coefficient de réflexion de l'interface et de la modification des angles d'incidence des rayons réfléchis due aux nano-motifs à la surface de la bille. Cette dégradation de la qualité optique rend moins résolue la calibration optique de ce type de contact et donc la mesure des épaisseurs de films lubrifiants.

La zone de Hertz, observable pour une interface lisse ou texturée, présente également des différences notables. La disparition de la couleur orange – synonyme d'épaisseur nulle – au profit d'un rouge sombre – bille N1 – ou du bleu – bille N2 – montre que l'épaisseur moyenne délivrée par le système optique est supérieure à zéro pour les contacts nano-texturés. La calibration réalisée dans le cas de la bille lisse permet de mesurer la hauteur moyenne des contacts rugueux : elle est comprise entre 30 et 50 nm pour la bille N1 et s'élève à près de 75 nm pour la bille N2.

Formation de film lubrifiant en roulement pur, contact lisse et texturé

La figure 3.4 représente l'épaisseur centrale de film lubrifiant mesurée dans le cas des billes lisse et N1 lors d'une expérience de roulement pur à vitesse d'entraînement variable, pour un contact suralimenté en lubrifiant 600NS. La courbe continue représente l'évolution théorique de l'épaisseur de film lubrifiant en fonction de la vitesse d'entraînement, prédite par la relation de Hamrock et Dowson [44]. La bille lisse suit très fidèlement cette courbe théorique, dont la pente est égale à $2/3$ – les valeurs de viscosité et piézo-viscosité utilisées pour le calcul de la loi d'Hamrock et Dowson sont respectivement de $350 \text{ mPa}\cdot\text{s}$ et $2,2 \cdot 10^{-8} \text{ Pa}^{-1}$, cohérentes avec celles mesurées pour le lubrifiant 600NS. L'épaisseur centrale obtenue avec la bille texturée N1 évolue également suivant $u_e^{2/3}$ mais présente une surépaisseur d'environ 50 nm par rapport à la bille lisse. Cet écart de hauteur de lubrifiant provient du décalage d'origine identifié sur le contact statique – cf. figure 3.3(b) – et lié à la présence de nano-rugosités. Les interférogrammes présentés à la figure 3.5 illustrent cette observation.

D'après le modèle de Lubrecht [59] qui prédit la déformation d'une rugosité périodique dans un contact en régime EHD, les nano-rugosités de période 650 nm ne se déforment pas – sur la plage de vitesses d'entraînement testées, le rapport entre l'amplitude de la rugosité déformée et l'amplitude initiale est d'environ 98%. Les ondulations conservent quant à elles au minimum 75% de leur amplitude initiale. Les valeurs mesurées d'épaisseurs centrale de film lubrifiant pour le contact texturé sont donc en cohérence avec le non-écrasement des rugosités pour les deux longueurs d'ondes considérées. Le profil d'épaisseur parallèle à la direction de l'écoulement, issu de la coupe A-A – cf. figure 3.5(c) et 3.5(d) – souligne également l'écart plus important mesuré entre l'épaisseur au centre et l'épaisseur minimale correspondant à la zone de constriction pour la bille N1. Le profil transversal à la direction d'écoulement visible sur la figure 3.6 montre en revanche que l'écart d'épaisseur se réduit à environ 25 nm en dehors de la zone centrale du contact, lorsque $|y| > 50 \mu\text{m}$.

L'expérience de roulement pur en régime élastohydrodynamique suralimenté montre que le comportement d'une bille texturée obéit à la théorie de Hamrock et Dowson [44]. Par rapport à un contact lisse, des écarts d'épaisseur de film sont identifiés et proviennent principalement de l'épaisseur non nulle mesurée au centre d'un contact statique texturé.

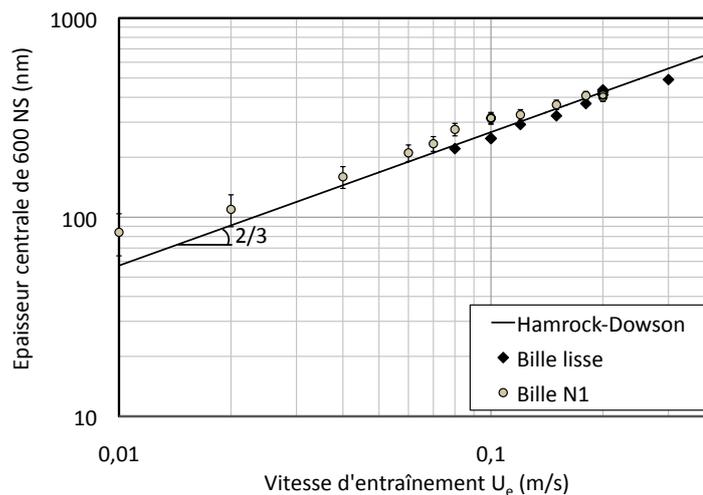
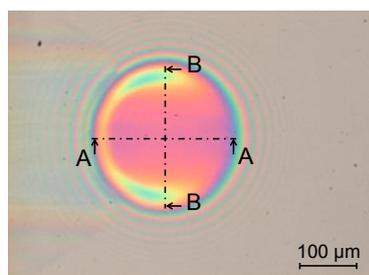
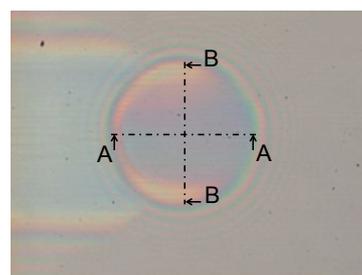


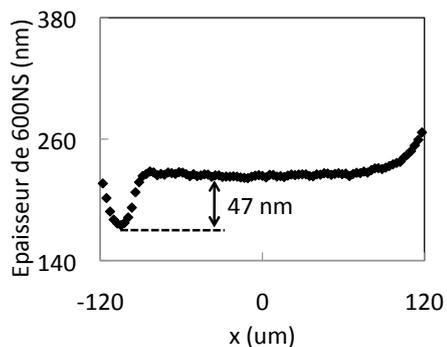
FIGURE 3.4 – Evolution de l'épaisseur centrale de lubrifiant en fonction de la vitesse d'entraînement u_e - billes lisse (◆) et N1 (●) - charge normale = 15 N - lubrifiant 600NS - la courbe en trait continu représente la courbe théorique obtenue selon le modèle d'Hamrock et Dowson



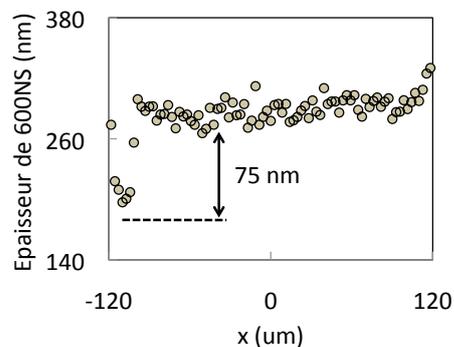
(a) Interférogramme bille lisse



(b) Interférogramme bille N1



(c) Profil central, bille lisse, issu de la coupe A-A



(d) Profil central, bille N1, issu de la coupe A-A

FIGURE 3.5 – Profils d'épaisseurs de lubrifiant suivant la direction d'écoulement du lubrifiant - billes lisse et N1 - $u_e = 80 \text{ mm/s}$ - lubrifiant 600NS - l'écoulement du lubrifiant va de la droite vers la gauche des interférogrammes

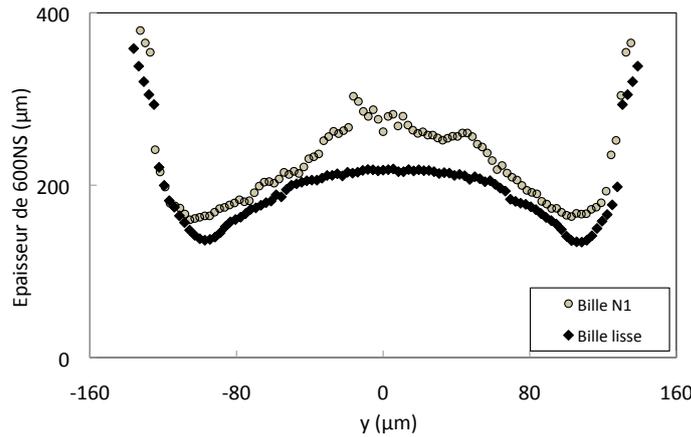


FIGURE 3.6 – Profils d'épaisseurs de film lubrifiant suivant la direction transversale à l'écoulement, issus des coupes B-B – billes lisse et N1 - $u_e = 80 \text{ mm/s}$ - lubrifiant 600NS

3.2 Mécanismes de sous-alimentation lors d'un mouvement oscillant

Afin d'étudier les mécanismes de sous-alimentation, des expériences ont été réalisées en mouvement oscillant. Cette configuration complexe permet de s'approcher des conditions de fonctionnement cinématique représentatives de systèmes mécaniques réels, comme celles du contact segment/chemise ou came/poussoir. De plus, une cinématique oscillante imposée aux solides permet de s'affranchir du contrôle de la quantité initiale d'huile déposée sur les surfaces pour provoquer la sous-alimentation : il s'agit d'utiliser la zone de film rompu formée à l'aval d'un n -ième passage comme seul système d'alimentation à l'entrée d'un contact à son $(n+1)$ ième passage. La zone de film rompu étant constituée d'un mélange air-lubrifiant, dont la taille dépend des conditions tribologiques (pression, vitesse, tension de surface), le volume de lubrifiant dans le convergent est alors contrôlé par la cinématique du contact.

Il s'agira donc d'étudier pour un contact lisse puis texturé les mécanismes d'alimentation, en contrôlant le degré de sous-alimentation par une cinématique oscillante, caractérisée par des variations de taux de roulement/glissement et des changements de sens d'écoulement du lubrifiant dans le contact. Les mesures simultanées d'avancée de front de lubrifiant, d'épaisseur de film lubrifiant, de vitesses et de coefficient de frottement permettront une analyse fine des phénomènes, pour deux échelles temporelles : sur un cycle alternatif – temps courts, environ 1 seconde – et sur plusieurs centaines d'oscillations – temps longs, environ 300 secondes.

3.2.1 Protocole expérimental du mouvement alternatif

Préalablement au mouvement oscillant, 0,5 ml de lubrifiant PAO100 sont déposés par micro-pipette sur la bille en rotation continue. Une séquence de roulement pur à $u_e = 100 \text{ mm/s}$ est réalisée afin d'homogénéiser l'épaisseur de lubrifiant sur toute la piste de roulement de la bille et du disque. La bille est ensuite stoppée et bloquée, alors que le

disque est animé d'un mouvement périodique. Le signal de vitesse est de forme trapézoïdale, avec des phases d'accélération très brèves – environ 4 m/s^2 – et une vitesse maximale imposée de 120 mm/s – cf. figure 3.7.

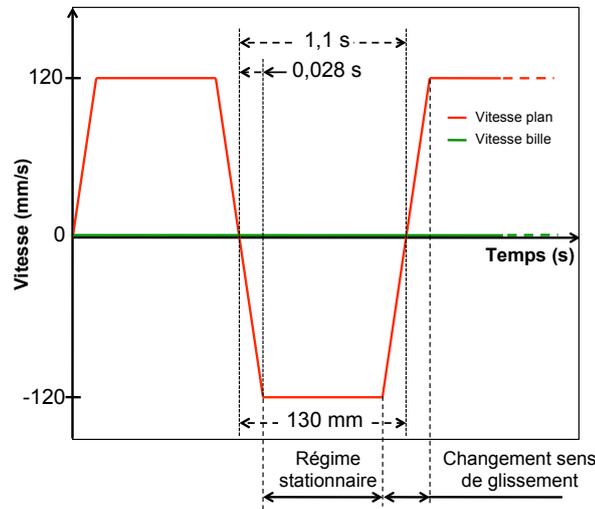


FIGURE 3.7 – Schématisation de la cinématique en mouvement alternatif imposée au disque

3.2.2 Réponse transitoire d'un contact lisse sur un cycle d'oscillation

L'analyse d'un cycle d'oscillation est divisée en deux parties. En premier lieu, la réponse du contact à un changement de sens de l'écoulement du lubrifiant est caractérisée. Puis les phénomènes tribologiques en régime de glissement en vitesse stationnaire sont décrits.

Changement de sens de la vitesse de glissement

Les interférogrammes de la figure 3.8 illustrent l'évolution du contact sphère/plan en glissement pur, lors de l'inversion du sens de l'écoulement du fluide. Les temps de changement de vitesses du disque sont très courts – inférieur à 30 ms, cf. figure 3.7 – par rapport à la durée du plateau à vitesse constante qui est d'environ 1 seconde.

A la fin du régime stationnaire d'un cycle n à $u_d = 120 \text{ mm/s}$ – cf. interférogramme 3.8(a) – le contact est suralimenté, et la zone de film rompu à la sortie du contact est nettement identifiable. Le disque subit ensuite une décélération – cf. interférogramme 3.8(b). Le passage à vitesse nulle est représenté par l'interférogramme 3.8(c) pour lequel il est possible d'observer au centre du contact une zone de surépaisseur appelée « dimple », circonscrite par un anneau où l'épaisseur de lubrifiant est plus faible. Le cycle $(n + 1)$ démarre, et la photo 3.8(d) montre que la vitesse du plan s'est inversée : la zone de cavitation établie lors du n -ième passage se trouve maintenant à l'entrée du contact qu'elle va alimenter. Sur l'interférogramme 3.8(e), le mélange air/huile résultant de l'évolution de la zone de cavitation induite par le passage précédent, à présent dans le convergent, entraîne une sous-alimentation du contact.

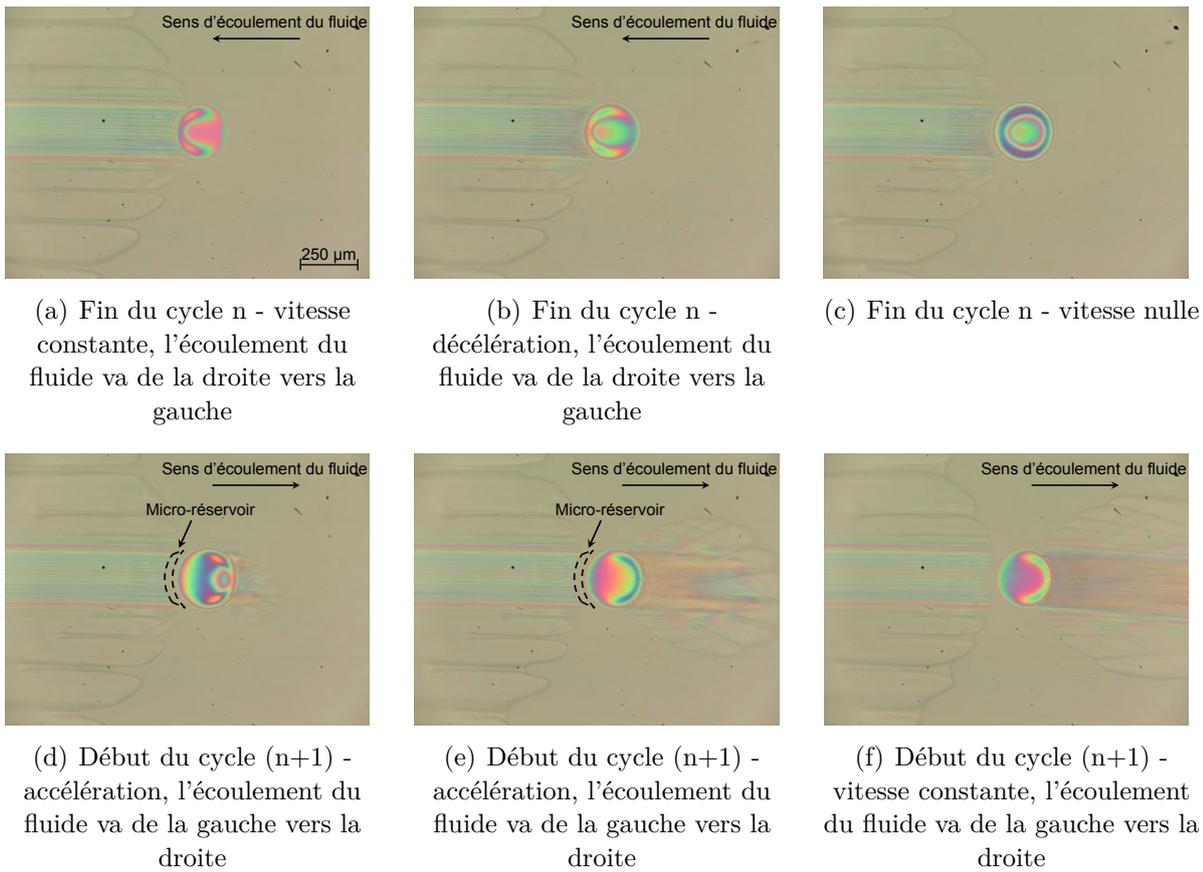


FIGURE 3.8 – Interférogrammes illustrant les différentes phases observées lors du rebroussement du contact au cours du mouvement oscillant décrit figure 3.7 - contact lisse - lubrifiant PAO100

Alors que la vitesse du plan n 'a pas encore atteint le plateau égal à 120 mm/s, le processus d'alimentation observé sur les trois derniers interférogrammes – 3.8(d), 3.8(e) et 3.8(f) – est particulier : le ménisque d'air – à gauche du contact – ne rentre pas dans la zone haute pression et la sous-alimentation n'est en fait que partielle. L'espace qui sépare l'extrémité du ménisque et la périphérie de la zone haute pression est constitué d'un micro-réservoir de lubrifiant, empêchant la sous-alimentation sévère. Le graphe de la figure 3.9 montre que ce micro-réservoir commence à se former dès que la vitesse du plan commence à diminuer, puis son extension s'accélère lors du passage du plan à vitesse nulle. L'extension spatiale maximale du micro-réservoir est d'environ $75 \mu m$ pour un rayon de contact de $124 \mu m$, et peut être visuellement identifiée sur l'interférogramme 3.8(c).

Sur la figure 3.9, L_M représente la distance entre l'extrémité de l'interface air/huile dans le convergent et le centre de la zone de haute pression. Les travaux de [23] soulignent l'existence de ce réservoir en amont de la zone de haute pression pour un contact sous-alimenté. Il résulte de l'équilibre entre un débit d'éjection et d'entraînement. Lorsque la vitesse d'entraînement diminue puis change de sens – cf. figure 3.9 – la diminution puis l'annulation de la contribution de Couette permet la création progressive de ce micro-réservoir grâce à l'éjection du fluide dû à l'écoulement de Poiseuille. Ce micro-réservoir, long de plusieurs dizaines de μm , subsiste dans les premiers instants d'un cycle alternatif

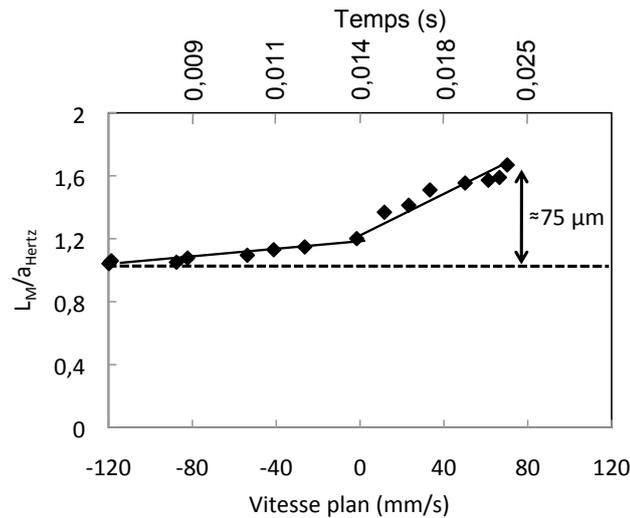


FIGURE 3.9 – Cinétique de création du micro-réservoir - contact lisse - lubrifiant PAO100

– environ 0,4 seconde pour la PAO100 – et évite une réduction drastique de l'épaisseur de film lubrifiant.

Evolution du contact en régime établi (vitesse de glissement = 120 mm/s)

Alors que le plan a atteint sa vitesse stationnaire et que le cycle se déroule, le micro-réservoir est consommé pour maintenir une alimentation minimale dans le contact et le ménisque se rapproche progressivement de la zone de haute pression – cf interférogramme (a) de la figure 3.10.

Lorsque ce réservoir disparaît, le ménisque d'air entre dans la zone haute pression et la sous-alimentation sévère apparaît, comme le montre l'interférogramme (b) de la figure 3.10. Ceci se traduit par une épaisseur de film faible. L'augmentation du taux de cisaillement qui en résulte – de $2.10^5 s^{-1}$ à $12.10^5 s^{-1}$ environ – conduit naturellement à une hausse du coefficient de frottement jusqu'à $t = 0,5$ secondes pour cet exemple. Le contact reste sous-alimenté jusqu'à ce que le ménisque d'entrée s'écarte progressivement des bords du contact, à cause d'une réalimentation locale de l'interface. Celle-ci est probablement due à l'étalement combiné des bords latéraux de lubrifiant, ainsi que du fluide stocké en bout de la piste de glissement du disque. A l'issue de ce processus de réalimentation, le contact devient complètement suralimenté.

Le graphe de la figure 3.10 établit sur un cycle le lien entre le coefficient de frottement instantané et l'épaisseur centrale de film adimensionnée par l'épaisseur qu'aurait le lubrifiant pour un contact suralimenté. Les deux mesures sont parfaitement corrélées : en début de cycle, le coefficient de frottement correspond à la sous-alimentation partielle, une épaisseur de lubrifiant inférieure à celle d'une interface suralimentée est mesurée. Lorsque le micro-réservoir de lubrifiant dans le convergent est progressivement consommé, l'interface air/huile se rapproche de la zone de haute pression et l'épaisseur centrale de lubrifiant dans le contact diminue, accompagnée d'une augmentation du coefficient de frottement. La valeur la plus élevée du coefficient de frottement est atteinte lorsque le lubrifiant est en quantité minimale dans le contact. En fin de cycle, l'épaisseur de film tend à rejoindre

sa valeur maximale, ayant pour conséquence de diminuer le cisaillement interfacial.

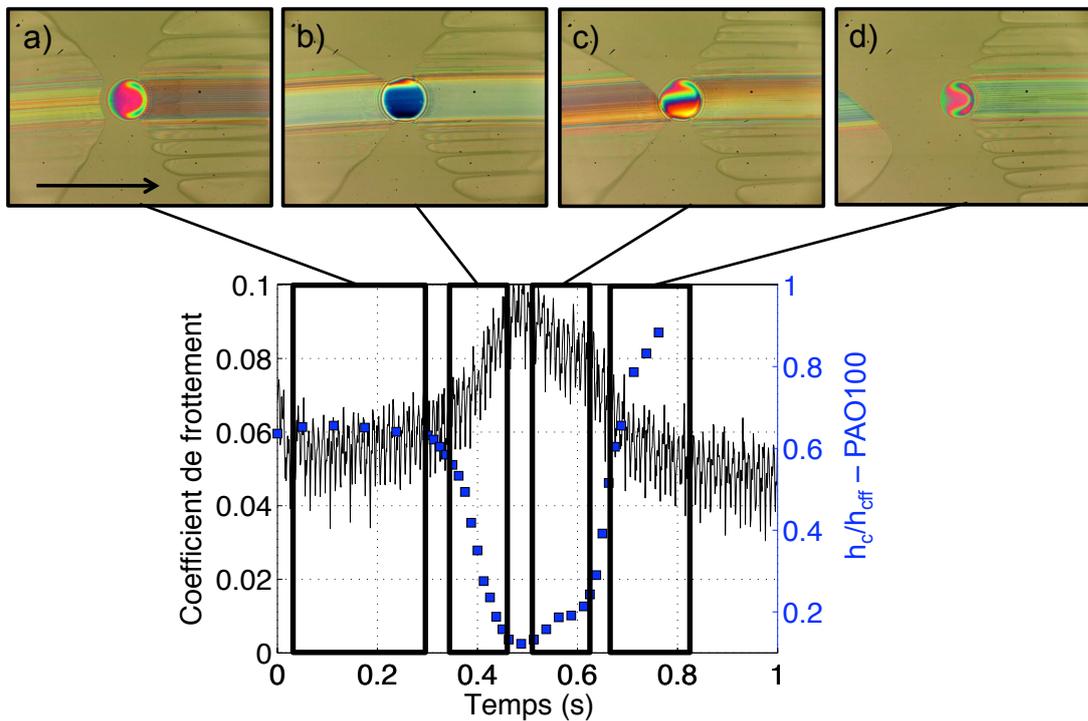


FIGURE 3.10 – Corrélation entre l'épaisseur de film lubrifiant et le coefficient de frottement mesuré à l'interface, lors de la sous-alimentation partielle, totale puis au moment de la réalimentation - contact lisse - lubrifiant PAO100 - le lubrifiant s'écoule de la gauche vers la droite des interférogrammes

L'épaisseur centrale adimensionnée de film lubrifiant ainsi que l'évolution de la position de l'interface air/huile dans le convergent L_M (associée à la taille du micro-réservoir) pour un cycle aller-retour, sont portées sur la figure 3.11 en fonction du temps. L'instant zéro correspond au moment pour lequel la vitesse du plan est nulle, pour chaque cycle.

Les premiers temps d'un cycle correspondent à la phase de création et de maintien du micro-réservoir. Puis ce dernier est progressivement consommé, et son volume diminue linéairement avec le temps. Aux alentours de $t = 0,45$ s, le réservoir a complètement disparu et la distance mesurée L_M est égale au rayon du contact sphère/plan. Lorsque qu'un débit d'alimentation réapparaît vers $t = 0,6$ s, la distance ménisque/centre du contact ré-augmente jusqu'à une valeur pour laquelle l'interface est suralimentée. La cinétique d'évolution de la position du ménisque d'air est identique entre le cycle aller et le cycle retour, ce qui sous-entend que le mécanisme de formation et de disparition du micro-réservoir ainsi que la réalimentation en fin de cycle ne dépendent pas de la position du disque. Cette observation permet d'associer des phénomènes de sous-alimentation et réalimentation à des temps caractéristiques et non à une hétérogénéité de la quantité de lubrifiant au voisinage de la piste de glissement.

La corrélation temporelle entre l'évolution de l'épaisseur de film et la distance L_M est évidente, et peut être reliée également à l'évolution du coefficient de frottement instantané. Un schéma simplifié 3.12 récapitule la variation de l'épaisseur de film durant le régime de vitesse stationnaire.

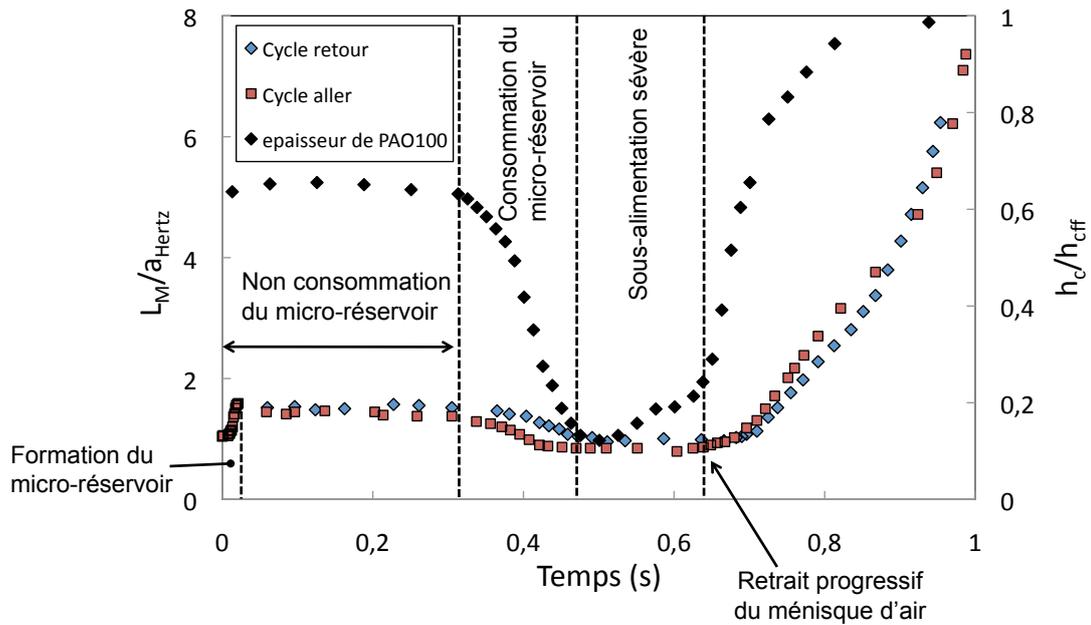


FIGURE 3.11 – Distance L_M adimensionnée entre la position de l'interface air/huile et le centre de la zone haute pression - comparaison avec l'épaisseur centrale adimensionnée de lubrifiant associée - contact lisse - lubrifiant PAO100 - on constate que la position du ménisque est quasiment identique à l'aller et au retour d'un cycle alternatif

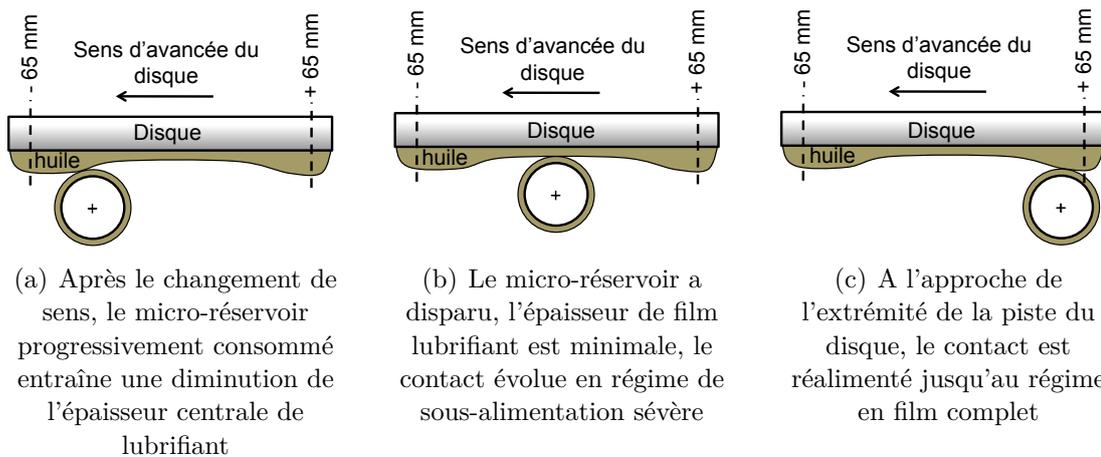


FIGURE 3.12 – Représentation schématique en deux dimensions d'un demi cycle alternatif - la bille est fixe, le disque est mobile

On peut remarquer sur la figure 3.13 que la variation de l'épaisseur centrale de lubrifiant n'est pas linéairement reliée à la position de l'interface air/huile. Ainsi, l'épaisseur centrale de lubrifiant atteint 90% de la valeur de l'épaisseur qu'aurait le contact en régime suralimenté lorsque le ménisque est situé à environ deux rayons de contact en amont de la zone de haute pression.

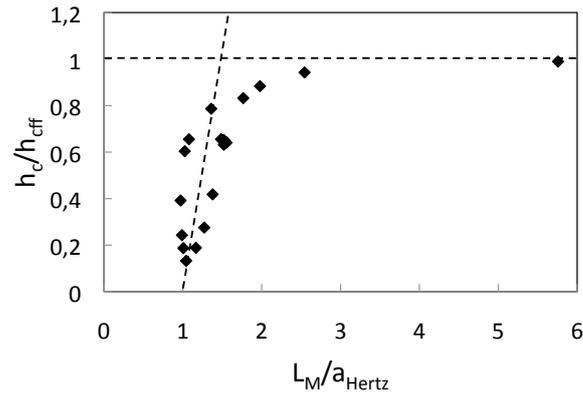


FIGURE 3.13 – Variation de l'épaisseur centrale de lubrifiant (adimensionnée par l'épaisseur en régime suralimenté) en fonction de la position de l'interface air/huile (adimensionnée par le rayon de contact de Hertz) - contact lisse - lubrifiant PAO100

Comment évolue aux temps longs ce phénomène transitoire d'alimentation ? La formation du micro-réservoir de lubrifiant retardant l'apparition de la sous-alimentation sévère est-elle périodique dans le temps ? L'introduction d'une texturation de surface influence-t-elle le comportement de l'interface sous-lubrifiée ? Le paragraphe suivant s'attache à caractériser sur environ 300 cycles d'oscillations l'évolution de l'alimentation d'un contact lisse puis micro-texturé en mouvement alternatif.

3.2.3 Evolution aux temps longs de la sous-alimentation dans un contact alternatif

La figure 3.14 est une cartographie représentant l'évolution du coefficient de frottement local en fonction du nombre de cycles, lors d'une expérience de sous-alimentation en mouvement oscillant.

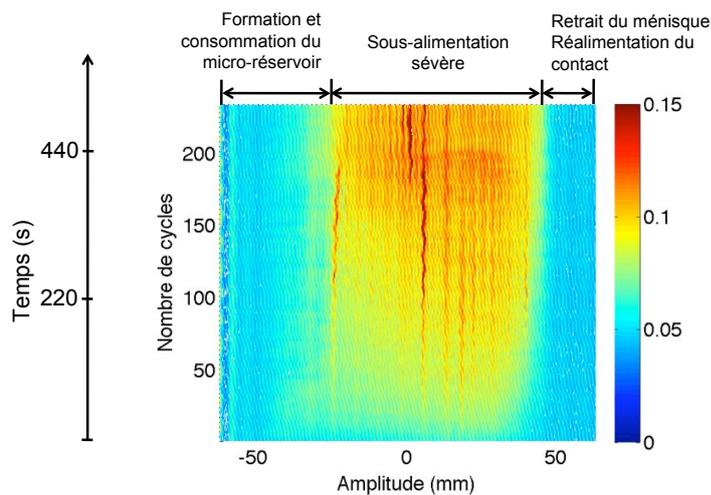


FIGURE 3.14 – Cartographie du coefficient de frottement en fonction de la position du contact sur le disque et du nombre de cycles - contact lisse - lubrifiant PAO100

L'image de la figure 3.14 ne représente que l'évolution des cycles impairs. 250 cycles sont

représentés, soit un temps d'expérience d'environ 550 secondes. Le contact se déplace depuis les abscisses négatives vers les abscisses positives. Les observations réalisées sur quelques cycles (cf. figure 3.15) et plus largement décrites dans le paragraphe 3.2.2 sont cohérentes avec les mesures de frottement présentées sous forme de cartographie : le contact, après changement de sens de glissement, est tout d'abord le siège d'une sous-alimentation partielle contrôlée par l'existence d'un micro-réservoir – de l'abscisse -50 à -30 mm environ – puis la sous-alimentation sévère apparaît conduisant à l'augmentation du coefficient de frottement, pour laisser place en fin de cycle à une réalimentation totale de l'interface liée à un retrait de l'interface air/huile de la zone du convergent, impliquant une réduction du coefficient de frottement.

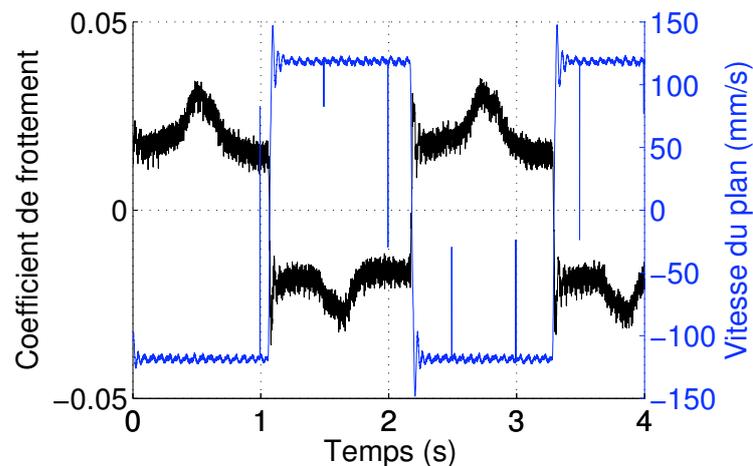


FIGURE 3.15 – Evolution type de la cinématique et du coefficient de frottement au cours du temps - cycle alternatif - contact lisse - lubrifiant PAO100

La mesure du coefficient de frottement instantané – directement relié à la variation d'épaisseur dans le contact lorsque la vitesse de glissement est constante, cf. figure 3.10 – sur plusieurs centaines de cycles permet d'affirmer que le processus complexe d'alimentation de ce contact alternatif évolue au cours du temps. Durant les dix premiers cycles, la variation du coefficient de frottement sur un cycle reste faible et atteint des valeurs maximales de 0,07. Puis l'épaisseur au centre du contact sévèrement sous-alimenté diminue peu à peu et le coefficient de frottement augmente jusqu'à environ 0,15. On peut observer l'évolution aux temps longs de l'épaisseur de film lubrifiant dans la zone sévèrement sous-alimentée sur les interférogrammes de la figure 3.16. Sur la cartographie 3.14, les stries rouge à haut coefficient de frottement correspondent à une usure du disque, aisément repérable sur l'interférogramme 3.16(c).

Des expériences similaires ont été renouvelées et font apparaître que la cinématique ne permet pas de s'affranchir totalement de la maîtrise du volume initial déposé sur les surfaces. En effet, même en contrôlant un volume de lubrifiant initial de 0,5 ml, la manière dont est répartie le lubrifiant au voisinage de la zone de glissement et la transition entre la séquence d'étalement en roulement pur et la cinématique oscillante sont autant de paramètres qui engendrent une modification des cartographies en frottement, malgré les conditions opératoires strictement identiques.

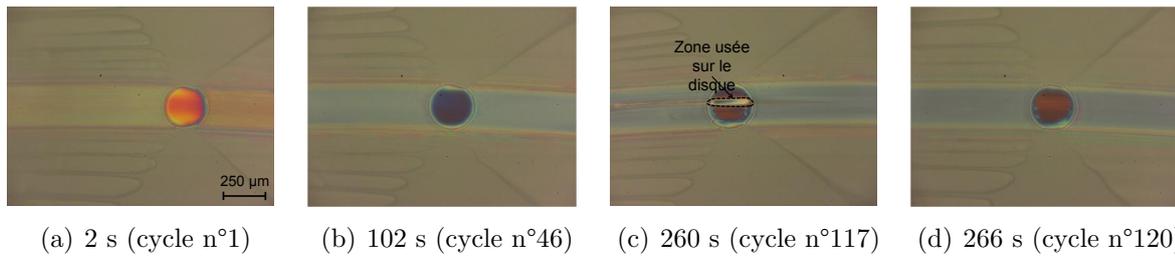


FIGURE 3.16 – Evolution sur des temps longs (266 secondes) des distributions d'épaisseur de film en sous-alimentation sévère, mouvement alternatif - contact lisse - lubrifiant PAO100 - identification d'une zone usée du disque sur l'interférogramme 3.16(c)

L'analyse d'expériences réalisées avec le même protocole en présence de surfaces texturées est abordée dans le paragraphe suivant, afin de caractériser l'apport d'une modification de surface contrôlée sur l'évolution temporelle de la sous-alimentation.

3.2.4 Apport de la texturation sur l'alimentation d'un contact alternatif

Deux types de texturations sont caractérisées vis-à-vis de leur comportement en sous-alimentation selon une cinématique en mouvement alternatif : une surface nano-texturée, anisotrope et périodique avec la bille N3, ainsi qu'une surface munie de micro-cavités avec la bille N70.

Dans les deux cas, l'analyse simultanée des interférogrammes, des signaux de vitesse, des coefficients de frottement et des épaisseurs de film démontre à nouveau l'existence et la persistance au début de chaque cycle d'un micro-réservoir, qui préserve le contact d'une sous-alimentation plus sévère. La figure 3.17 confirme la corrélation entre le niveau de frottement et l'épaisseur centrale adimensionnée de film lubrifiant. La diminution de cette dernière résulte de la consommation du micro-réservoir. L'allure des signaux de coefficient de frottement sur la figure 3.17 n'est pas représentative d'une différence de comportement due à l'introduction d'une texturation de surface. Elle dépend principalement de la répartition du lubrifiant sur les bords de la piste de glissement.

La présence de texturations n'empêche pas la sous-alimentation sévère d'apparaître suite à la consommation du micro-réservoir, comme on peut le constater par exemple pour la bille N70 sur les interférogrammes de la figure 3.18. Néanmoins, l'observation des interférogrammes de contacts réalisés avec la bille texturée N70 tels que celui de la figure 3.19 montre que le réseau de cavités permet localement d'augmenter l'épaisseur de film : le cisaillement de l'interface offre la possibilité au lubrifiant emprisonné dans les cavités de se propager hors de celles-ci, en créant une surépaisseur capable de séparer davantage les surfaces antagonistes. Ce résultat est également observé en régime suralimenté – cf. [64, 67].

Les cartographies de frottement pour les deux types de contact texturés – N3 et N70 – sont proposées sur la figure 3.20. L'évolution temporelle de la sous-alimentation en fonction du nombre de cycles, déjà observée dans le cas d'un contact lisse, est mise en évidence pour

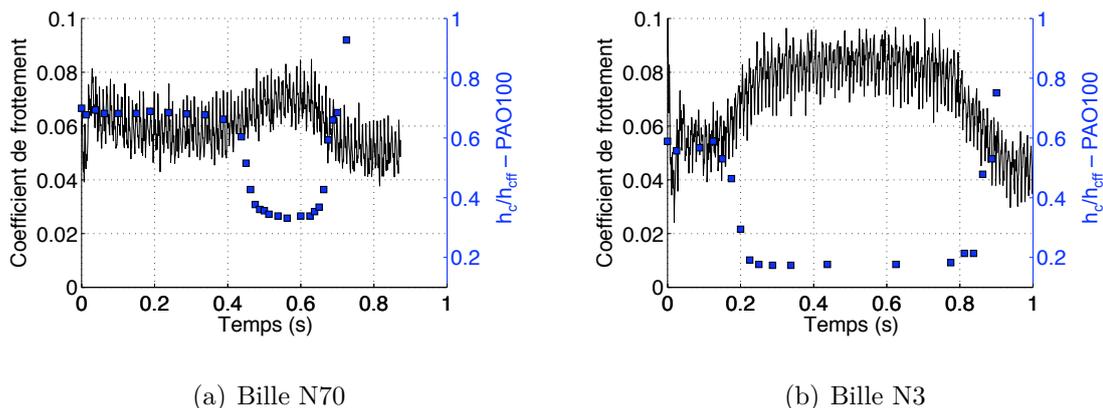


FIGURE 3.17 – Mesures simultanées de l’épaisseur centrale de lubrifiant et du coefficient de frottement sur un cycle alternatif aller - contacts N70 et N3 - lubrifiant PAO100

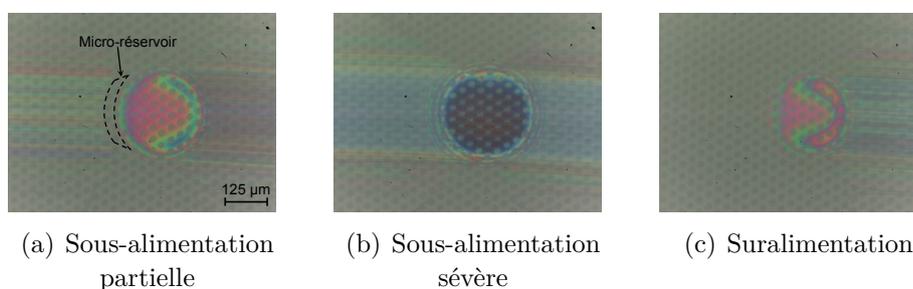


FIGURE 3.18 – Interférogrammes représentant sur un cycle la sous-alimentation partielle (a), sévère (b) et la réalimentation (c) du contact N70 - lubrifiant PAO100

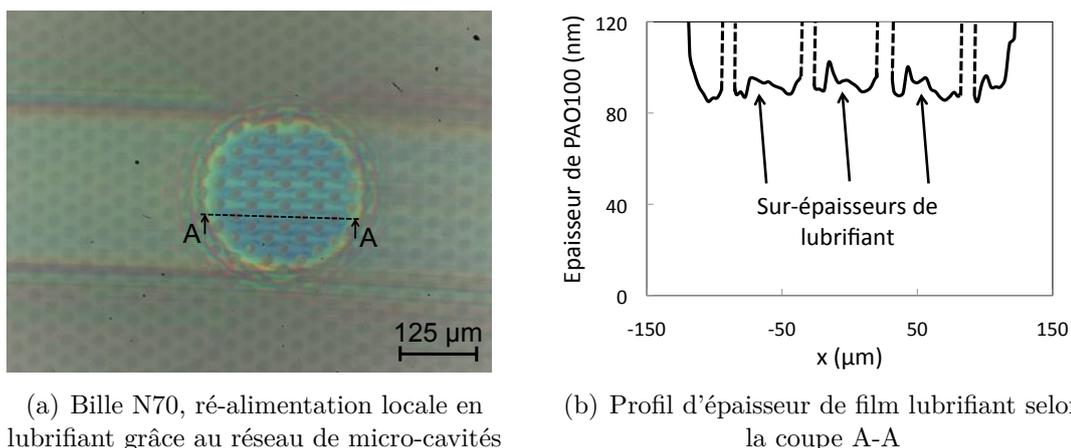


FIGURE 3.19 – Réalimentation locale dans la zone de haute pression par les micro-cavités d’un contact sévèrement sous-alimenté - bille N70 - lubrifiant PAO100

les deux texturations. L’amplitude plus grande de la zone sous-alimentée concernant le contact N3 est probablement la conséquence de réservoirs de lubrifiants plus faibles aux abords du contact.

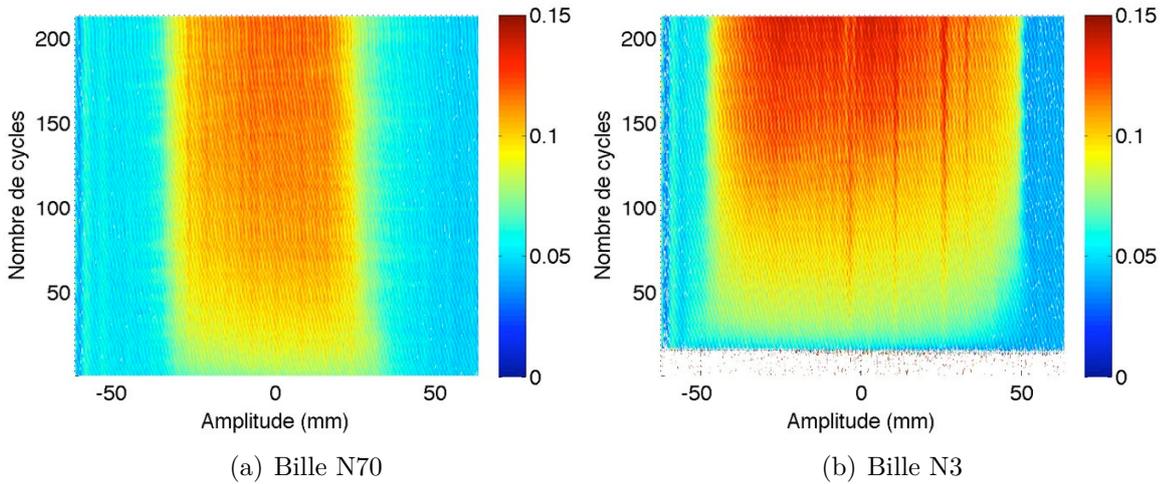


FIGURE 3.20 – Cartographie du coefficient de frottement en fonction de la position du contact sur le disque et du nombre de cycles - contacts N70 et N3 - lubrifiant PAO100

Des trois cartographies présentées, seul le contact texturé par un réseau de micro-cavités est épargné par les phénomènes d'usure. Le contact lisse – comme observé précédemment – ainsi que le contact N2 sont endommagés au cours de l'expérience. L'annihilation ou du moins le recul des phénomènes d'usure en présence d'une surface munie de micro-cavités peut provenir de surépaisseurs locales telles que celles visualisées sur le profil 3.19(b) issu de l'interférogramme 3.19(a). Le lubrifiant présent dans les cavités suffit à former une surépaisseur protectrice et permet de réduire sensiblement l'usure, en particulier en cas de sous-alimentation sévère, dans la zone correspondant au point d'annulation de vitesse ainsi qu'aux périodes d'accélération et de décélération du contact.

En conclusion, l'étude d'une interface en mouvement alternatif permet d'observer le phénomène de sous-alimentation dans une configuration proche de celles rencontrées dans des systèmes mécaniques réels. En raison du faible volume initial de lubrifiant disponible et des conditions cinématiques imposées, ces expérimentations placent l'interface en sous-alimentation transitoire, analysée au cours d'un cycle puis sur un grand nombre de passages. Si la cinématique ne permet pas à elle seule de contrôler précisément le degré de sous-alimentation, elle est responsable d'un appauvrissement en lubrifiant de la zone de convergent.

Les expériences ont démontré que l'observation de la position de l'interface air/huile en amont du contact, la mesure de l'épaisseur de lubrifiant ainsi que l'évolution du coefficient de frottement instantané sont des moyens pertinents d'analyser la sous-alimentation. Ces mesures simultanées et synchronisées à celles des vitesses des solides permettent de comprendre le processus d'alimentation transitoire d'un contact en mouvement alternatif : la création d'un micro-réservoir au changement de sens du solide oscillant, sa consommation progressive qui retarde la sous-alimentation sévère, sa disparition corrélée à une augmentation des forces de cisaillement, puis la ré-alimentation du contact en fin de cycle. Le grand nombre de passages effectués illustre également l'évolution sur les temps longs de l'interface sous-alimentée : les mécanismes de sous-alimentation perdurent dans le temps

mais la diminution progressive des épaisseurs de film lubrifiant conduisent à un endommagement des surfaces.

Enfin, l'introduction d'une texturation par réseau de micro-cavités protègent les solides antagonistes d'un endommagement précoce : le lubrifiant piégé à l'intérieur des micro-motifs est libéré dans la zone de haute pression sous l'action du cisaillement, ce qui entraîne la formation de surépaisseurs d'huile et retarde sensiblement la dégradation de l'interface.

3.3 Conditions d'apparition et évolution de la sous-alimentation

L'étude des mécanismes d'alimentation d'un contact alternatif a mis en évidence la nécessité de contrôler le volume initial de lubrifiant déposé sur les surfaces, volume qui pilote au premier ordre le degré de sous-alimentation de l'interface. Nous nous attacherons donc à caractériser l'influence de la quantité de lubrifiant, et plus généralement le rôle du triplet volume-vitesse-viscosité sur l'apparition de la sous-alimentation. L'apport de surfaces texturées sur la transition suralimentation/sous-alimentation sera également étudié. Enfin, l'effet du temps sur l'épaisseur de film d'un contact sous-alimenté, en condition cinématique stationnaire, sera observé.

3.3.1 Une question de volume initial de lubrifiant

En maîtrisant le volume initial déposé sur les surfaces grâce à l'emploi d'un pousse-seringue motorisé précis au microlitre, l'évolution de l'épaisseur centrale de film en fonction de la vitesse d'entraînement est mesurée et illustrée sur la figure 3.21, pour deux volumes de lubrifiant PAO100 de $50 \mu\text{l}$ et $100 \mu\text{l}$, déposés sur la bille lisse. La variation de l'épaisseur de fluide peut se décomposer en quatre parties :

1. pour les vitesses d'entraînement faibles – inférieures à 30 mm/s , l'épaisseur de film suit la théorie d'Hamrock-Dowson : la quantité de lubrifiant disponible est suffisante pour que le contact soit considéré comme suralimenté ;
2. lorsque u_e augmente, l'épaisseur de film lubrifiant continue de croître mais sa valeur est inférieure à celle prédite par la théorie en suralimentation. L'interface air/huile présente dans le convergent se rapproche du bord de la zone haute pression ;
3. l'épaisseur de lubrifiant atteint une valeur maximum pour une vitesse d'entraînement critique V_c dépendante du volume initial. L'interférogramme montre qu'à cet instant le ménisque « touche » l'avant de la zone haute pression ;
4. lorsque u_e continue à augmenter, l'épaisseur de film chute et se stabilise autour de 100 nm environ pour des vitesses élevées. La valeur de cette épaisseur stabilisée ne dépend pas de la quantité de lubrifiant initialement déposée. En revanche, elle est atteinte à des vitesses d'entraînement d'autant plus basses que les volumes de lubrifiant initiaux sont faibles. L'interférogramme associé montre que le ménisque a pénétré dans le contact.

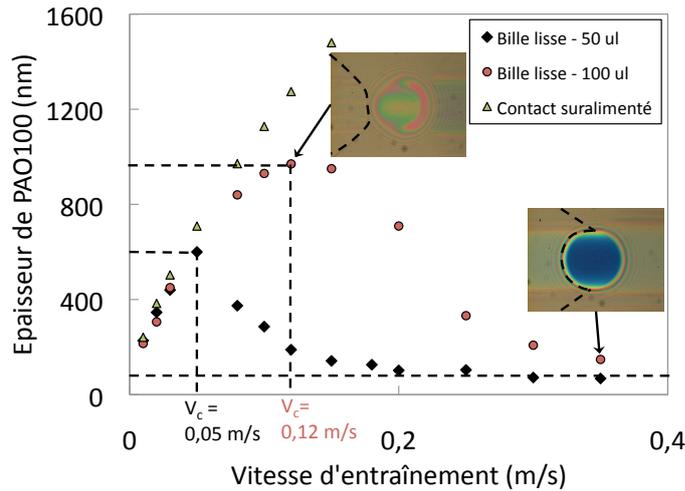


FIGURE 3.21 – Evolution de l'épaisseur centrale de PAO100 en fonction de u_e , pour deux volumes initiaux de lubrifiant - bille lisse - charge normale = 15 N

Les résultats obtenus et présentés à la figure 3.21 sont conformes à ceux de la littérature et notamment aux travaux de Cann [8]. Pour un volume initial de 100 μl , la transition suralimentation/sous-alimentation se produit à une vitesse V_c de 120 mm/s pour une épaisseur centrale de 970 nm, alors qu'une quantité initiale de 50 μl engendre une vitesse de transition légèrement supérieure à $u_e = 50$ mm/s pour une épaisseur de lubrifiant de 600 nm. La figure 3.21 montre donc qu'une diminution de moitié de la quantité initiale de lubrifiant provoque un passage en régime sous-alimenté à une vitesse environ deux fois plus faible.

3.3.2 Equivalence volume/viscosité

Le même protocole expérimental est utilisé en remplaçant la PAO100 par une huile 330NS, plus compatible avec le système interférométrique utilisé pour la mesure des épaisseurs de films lubrifiants en raison de sa plus faible viscosité. Les solides en contact sont identiques à l'expérience précédente, le volume de lubrifiant initialement déposé est de 10 μl .

La courbe de la figure 3.22 présente la même forme que celles obtenues dans le cas du lubrifiant PAO100. Une huile moins visqueuse et un volume de lubrifiant fortement réduit entraînent néanmoins une vitesse de transition V_c entre la suralimentation et la sous-alimentation plus élevée, environ égale à 250 mm/s. L'épaisseur de lubrifiant maximale est de 262 nm, et diminue pour les fortes vitesses d'entraînement jusqu'à une valeur à nouveau proche de 100 nm.

A partir du critère SD – pour Starvation Degree – développé par Cann [8] et de la connaissance précise des volumes initiaux de lubrifiant qui contrôlent $h_{oil\infty}$, un paramètre adimensionné CVS – Critère Volumique de Sous-alimentation – est proposé et calculé pour les trois expériences présentées. Il s'appuie sur l'hypothèse d'une réalimentation locale au voisinage du contact. Les tensions de surfaces γ_{LV} des lubrifiants PAO100 et 330NS sont sensiblement identiques – cf. table 3.1.

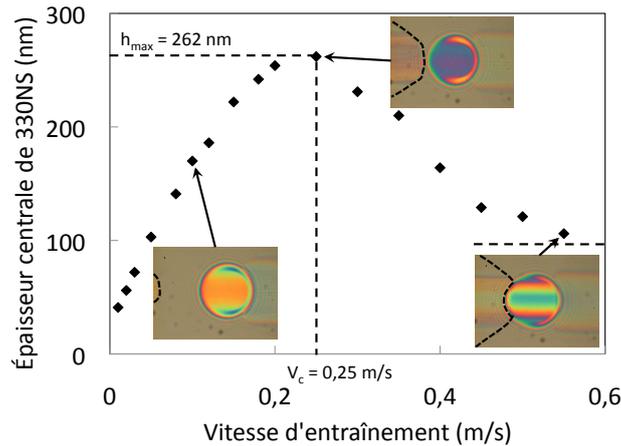


FIGURE 3.22 – Evolution de l'épaisseur centrale de 330NS en fonction de u_e - bille lisse - charge normale = 15 N - volume initial de 330NS = 10 μl

$$CVS = \frac{\eta_0 u_e a R_{disque} R_{bille}}{V_{ini} \gamma_{LV}} \quad (3.1)$$

Ainsi, si on calcule la valeur de CVS pour chaque vitesse critique de sous-alimentation, l'expérience avec 100 μl de PAO100 – V_c égale à 120 mm/s – correspond à une valeur de CVS égale à 2,80. 50 μl de PAO100 et une vitesse de transition d'environ 60 mm/s donnent un critère CVS identique. 10 μl d'huile 330NS entraîne une vitesse de transition égale à 250 mm/s et une valeur de CVS de 2,76 – les valeurs de CVS sont récapitulées dans le tableau 3.3, le rayon de la piste de roulement sur la bille est de 20 mm. L'évolution

	PAO100 - 100 μl	PAO100 - 50 μl	330NS - 10 μl
η_0 [Pa.s]	3	3	0,14
V_c [m/s]	0,12	0,06	0,25
V_{ini} [μl]	100	50	10
CVS	2,83	2,83	2,76

TABLE 3.3 – Calcul des valeurs de CVS pour la vitesse de transition V_c - bille lisse

de l'épaisseur de film adimensionnée en fonction du critère CVS conduit alors à la création d'une courbe maîtresse, représentée à la figure 3.23.

Le critère CVS prédit donc l'apparition de la sous-alimentation, en fonction des paramètres géométriques, cinématiques, du volume initial de lubrifiant et de la viscosité du fluide. Il met de plus en évidence la relation directe entre la viscosité et le volume de lubrifiant disponible, vis-à-vis de la sous-alimentation. Lorsque la valeur de CVS est supérieure à 2,8, le contact évolue en sous-alimentation sévère.

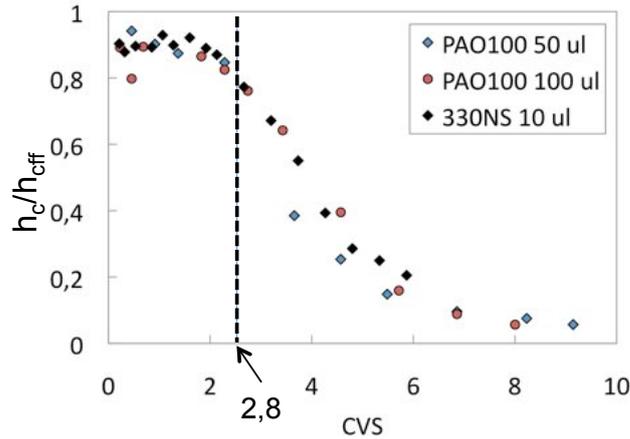


FIGURE 3.23 – Evolution de l'épaisseur centrale de film adimensionnée en fonction du critère CVS, pour différentes viscosités et volumes initiaux de lubrifiant - bille lisse - charge normale = 15 N

3.3.3 Relation volume piégé - épaisseur de film lubrifiant

En suivant le même protocole expérimental avec un volume initial de 330NS égal à $10 \mu\text{l}$, l'évolution de l'épaisseur de film en fonction de la vitesse d'entraînement en roulement pur a été mesurée, pour des surfaces texturées par réseaux de micro-cavités.

Les micro-cavités définies dans le chapitre 2 possèdent toutes le même diamètre, égal à $23 \mu\text{m}$. Deux densités de réseaux ont été réalisées, à des profondeurs de cavités différentes afin d'observer :

- d'une part, l'influence de la densité du réseau à iso-capacité de rétention en lubrifiant de la texturation ;
- d'autre part, à iso-densité, l'influence de la profondeur des cavités.

Les interférogrammes permettant de visualiser la densité des texturations et les valeurs des profondeurs des cavités sont rappelés sur la figure 3.24. Le graphe de la figure 3.25 illustre l'influence de la densité du réseau ainsi que de la profondeur des cavités sur les conditions d'apparition de la sous-alimentation. La forme globale des courbes d'évolution de l'épaisseur centrale de film en fonction de u_e est semblable pour toutes les surfaces testées.

Une première analyse montre que la vitesse critique d'entraînement V_c , pour laquelle l'épaisseur de film est maximale, est légèrement affectée par la topographie. Les billes lisse et N70 ont une vitesse critique de sous-alimentation égale à 250 mm/s alors que les billes N80 et N90, qui possèdent les cavités les plus profondes, semblent avoir une vitesse de transition légèrement plus faible, égale à 200 mm/s .

En revanche, la valeur de l'épaisseur maximale à laquelle la transition entre suralimentation et sous-alimentation s'opère est très sensible à la texturation de surface : la bille lisse possède l'épaisseur maximale de lubrifiant, s'élevant à 262 nm . Les billes N70 et N90 ont sensiblement la même épaisseur de film maximale, tandis que celle concernant la bille N80 est plus faible, aux alentours de 170 nm , soit près de 35% en deça de celle observée avec un contact lisse.

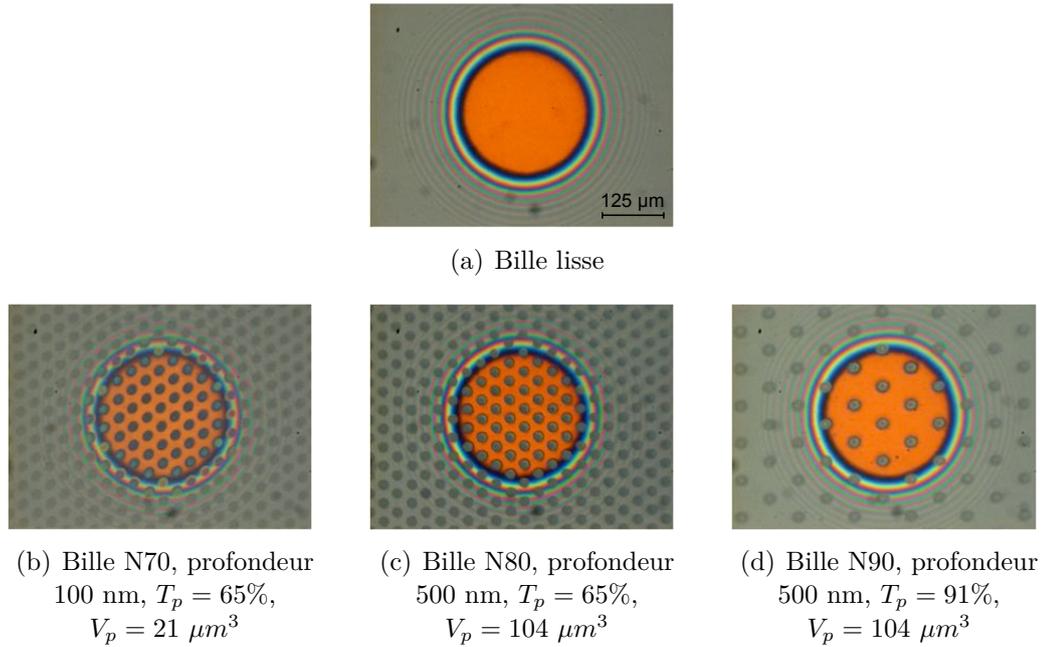


FIGURE 3.24 – Visualisation des surfaces micro-texturées avec réseaux de cavités - charge normale = 15N - contacts statiques sans lubrifiant à l'interface - le taux de portance T_p est défini par la relation 2.5 du chapitre 2, la capacité de rétention V_p d'une cavité est calculée à partir de la relation 3.2

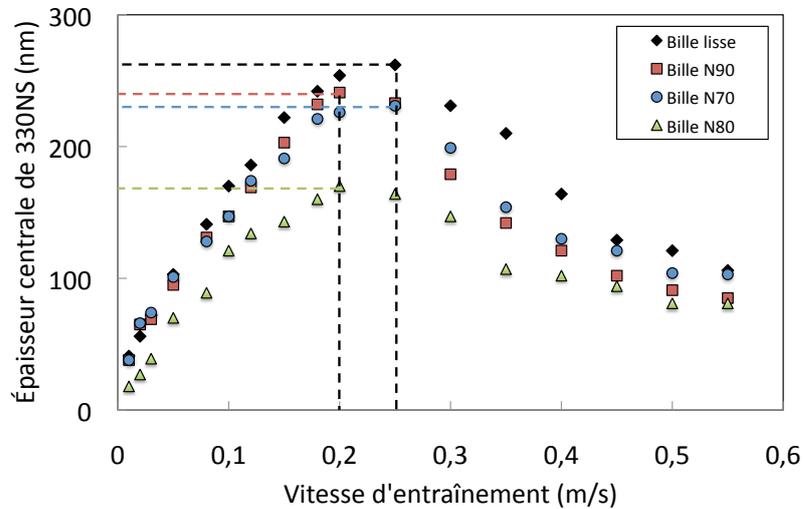


FIGURE 3.25 – Evolution de l'épaisseur centrale de lubrifiant en fonction de u_e pour différents réseaux de micro-cavités - charge normale = 15N - volume initial de 330NS = $10 \mu l$

Il est possible de calculer le volume total de lubrifiant piégé dans un contact texturé. Si l'on considère les cavités comme des calottes sphériques, leur volume unitaire peut être défini comme

$$V = \frac{\pi}{6} h \left(\frac{3}{4} s^2 + h^2 \right) \quad (3.2)$$

où h est la hauteur de la calotte et s le diamètre de sa base. Pour chaque bille texturée présentée dans ce paragraphe, le volume de lubrifiant piégé dans les cavités d'un contact est récapitulé dans le tableau 3.4.

Bille	Prof. de cavité (nm)	Vol. unitaire par cavité (μm^3)	Nb cavités dans contact	Vol. moyen (μm^3)	Epaisseur à V_c (nm)
N70	100	21	49, fig.3.24(b)	1029	231
N90	500	104	12, fig.3.24(d)	1248	241
N80	500	104	44, fig.3.24(c)	4576	170

TABLE 3.4 – Capacités de rétention d'une surface texturée dans un contact de rayon égal à $124 \mu m$ - charge normale = 15 N

Dans le cas de la surface lisse, le volume total de lubrifiant dans le contact à la vitesse V_c est assimilé à un cylindre de hauteur égale à l'épaisseur moyenne de film lubrifiant et de diamètre égal à la taille du contact de Hertz. Il s'écrit donc :

$$V_{lisse} = \pi a^2 h_{lisse} = \pi \cdot 124^2 \cdot 0,262 = 12656 \mu m^3 \quad (3.3)$$

Pour les contacts texturés, le volume total de lubrifiant contenu dans le contact à la vitesse de transition est donc la somme du volume piégé dans les cavités et de celui associé à l'épaisseur de film mesurée, si l'on considère que le lubrifiant pénètre dans les cavités non déformées :

$$V_{N90} = \pi \cdot 124^2 \cdot 0,241 + 1248 = 12890 \mu m^3 \simeq 12,9 \cdot 10^{-6} \mu l \quad (3.4)$$

$$V_{N70} = \pi \cdot 124^2 \cdot 0,231 + 1029 = 12187 \mu m^3 \simeq 12,2 \cdot 10^{-6} \mu l \quad (3.5)$$

$$V_{N80} = \pi \cdot 124^2 \cdot 0,170 + 4576 = 12788 \mu m^3 \simeq 12,8 \cdot 10^{-6} \mu l \quad (3.6)$$

Au moment de la transition vers le régime sous-alimenté et en tenant compte du volume piégé dans les cavités, nous montrons que les volumes totaux de lubrifiant dans le contact sont identiques et semblables à celui mesuré dans le cas du contact lisse. Cette expérience démontre ainsi que les cavités sont remplies d'huile en roulement pur. Ce volume de lubrifiant ne participe alors pas à la séparation des surfaces antagonistes, ce qui influence directement l'épaisseur maximale de film.

3.3.4 Effet de la nano-texturation

Historiquement, le degré de sous-alimentation en lubrifiant d'un contact mécanique fut caractérisé par la position du ménisque d'huile en amont du contact [97]. Devant la difficulté à mesurer les épaisseurs centrales de lubrifiant pour des contacts nano-texturés, l'expérience présentée ci-dessous compare l'évolution de la position du ménisque dans le convergent entre un contact lisse et une interface nano-texturée faisant intervenir la bille N1.

L'interface fonctionne en roulement pur, lubrifiée par l'huile 600NS. Des vitesses d'entraînement croissantes sont imposées aux solides, allant de 200 mm/s à 1000 mm/s par paliers

successifs de 50 mm/s pendant 60 secondes. A $u_e = 200 \text{ mm/s}$, le contact est suralimenté en 600NS. Pour cette vitesse, la quantité de lubrifiant déposée par pipette est d'environ 1 ml, ajustée de telle sorte que la position des ménisques d'entrée soit identique pour la bille lisse et la bille texturée N1.

Les interférogammes de la figure 3.26 montrent le comportement des contacts lisse et nano-texturé N1 pour les vitesses d'entraînement les plus élevées de l'expérience. On

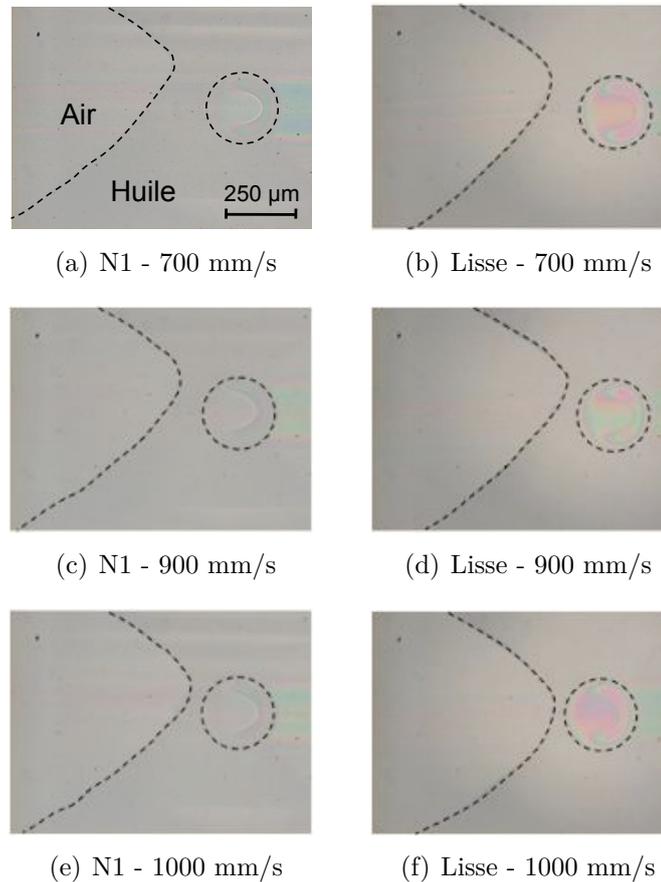
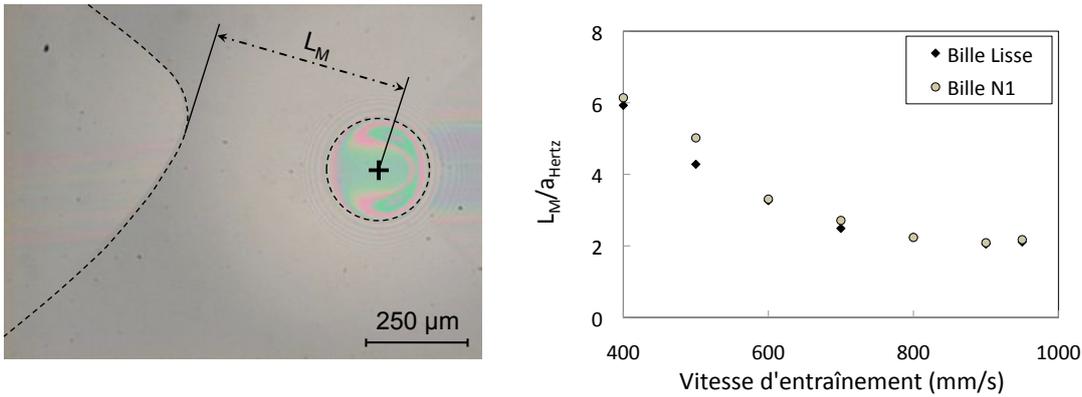


FIGURE 3.26 – Visualisation de la progression du ménisque dans le convergent - billes lisse et N1 - charge normale = 15 N - lubrifiant 600NS, volume initial = 1 ml

remarquera que le rapprochement de l'interface air/huile vers le contact provoque une évolution des couleurs dans la zone de haute pression, qui traduit ici une diminution de l'épaisseur centrale de lubrifiant. Il existe donc un lien direct entre la position de l'interface air/huile en amont du contact et le degré de sous-alimentation de l'interface. Une augmentation de la vitesse d'entraînement engendre une réduction de la distance entre l'extrémité de l'interface huile/air et l'entrée de la zone haute pression. Le décalage vers le haut des images de la pointe du ménisque est dû à l'action de la force centrifuge sur le lubrifiant, le centre de rotation du disque étant situé perpendiculairement à la direction d'écoulement, au bas de chaque interférogamme. On constate que l'introduction d'une rugosité par l'intermédiaire de la bille N1 n'a pas d'influence significative sur la position du ménisque et donc sur l'alimentation en lubrifiant d'un contact. Cette observation est validée par le graphe de la figure 3.27(b) où la mesure de la distance entre l'extrémité du ménisque et le centre du contact est réalisée en fonction de la vitesse d'entraînement. La

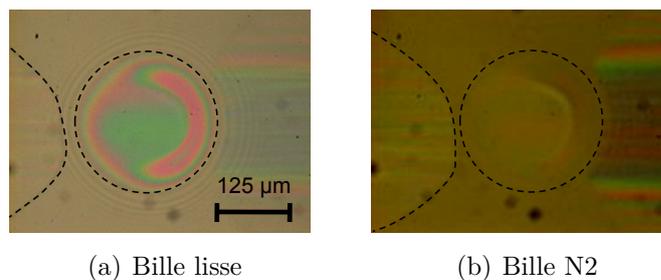
cinétique de propagation du ménisque air/huile n'est donc pas modifiée par la présence de nano-texturation de surface.



(a) Définition de la position du ménisque d'air par rapport au centre du contact (b) Position de l'extrémité du ménisque par rapport au centre du contact

FIGURE 3.27 – Evolution de la position du ménisque d'air dans le convergent en fonction de u_e - billes lisse et N1 - charge normale = 15 N - lubrifiant 600NS

En présence de la bille N2, dont la direction des ondulations micrométriques est perpendiculaire à la direction d'écoulement du fluide, en condition de roulement pur et pour une quantité initiale de lubrifiant de 100 μl , la texturation n'influence également pas la position du ménisque d'air – cf. interférogrammes de la figure 3.28. Par rapport à l'expérience réalisée avec la bille N1 – cf. figure 3.26 et pour une même vitesse d'entraînement, la diminution de la quantité initiale de lubrifiant – 100 μl au lieu de 1 ml – réduit la distance entre l'extrémité de l'interface air-huile et la zone de haute pression.



(a) Bille lisse (b) Bille N2

FIGURE 3.28 – Interférogrammes de contacts sous-alimentés permettant de visualiser la position du ménisque d'air - vitesse d'entraînement $u_e = 120 \text{ mm/s}$ - billes lisse et N2 - charge normale = 15 N - lubrifiant 600NS - volume initial = 100 μl

En résumé, il existe une relation entre la vitesse d'entraînement, la position de l'interface air-huile en amont de la zone haute pression, et l'épaisseur de lubrifiant (ici de manière qualitative) dans le contact. La présence de nano-texturations anisotropes et périodiques, dans un contact appauvri en lubrifiant et en condition de roulement pur, ne modifie pas la position relative entre l'interface air/huile dans le convergent et la zone de haute pression. Ainsi, ces rugosités particulières ne modifient pas la mouillabilité dynamique de l'interface et n'affectent pas le degré de sous-alimentation du contact.

3.3.5 Effet du temps sur la sous-alimentation

Dans ce paragraphe, l'effet du temps sur l'évolution d'un contact lisse sous-alimenté en huile 330NS par assèchement de la piste de roulement est étudié. Le contact est soumis à une cinématique stationnaire de roulement pur à $u_e = 200$ mm/s, non transitoire par rapport à l'expérience en mouvement oscillant. L'essuyage est stoppé lorsque le ménisque d'air en amont du contact pénètre dans la zone haute pression. Dès lors que la quantité de lubrifiant disponible est insuffisante, l'état de lubrification de l'interface évolue au cours du temps – cf. interférogrammes de la figure 3.29.

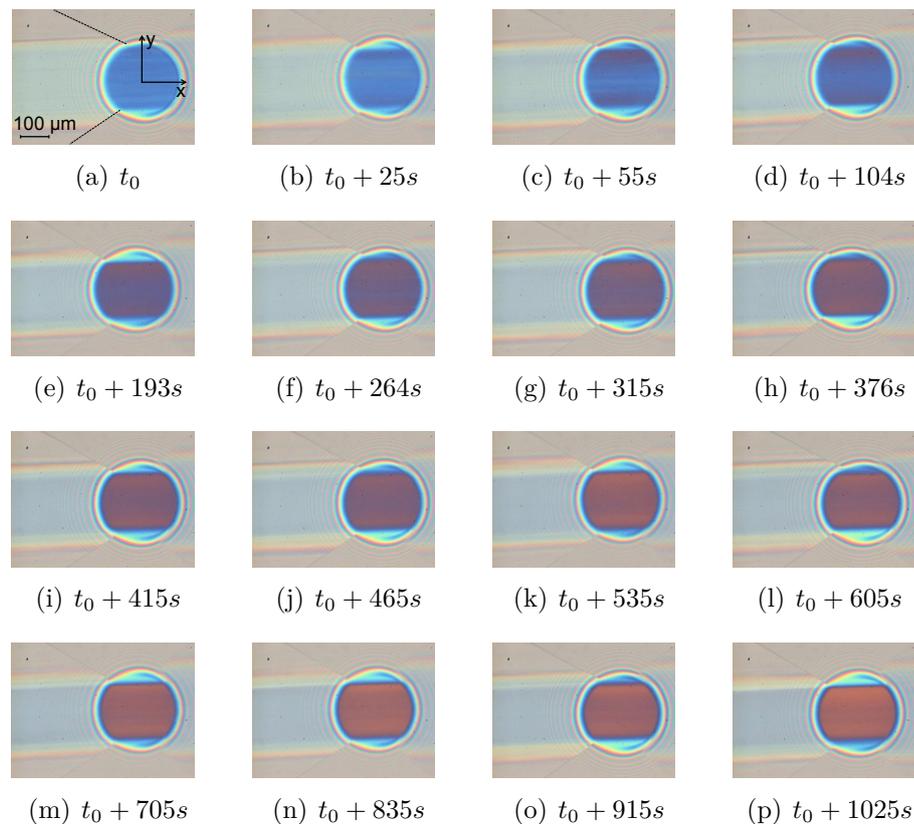


FIGURE 3.29 – Visualisation de l'évolution temporelle de l'épaisseur de film - contact lisse - lubrifiant 330NS - $u_e = 200$ mm/s - l'écoulement du fluide va de la gauche vers la droite

Le contact est composé d'une large zone centrale sous-alimentée dont l'épaisseur décroît avec le temps. Le profil transversal du contact à la figure 3.30, issu de l'interférogramme 3.29(i), montre que l'épaisseur centrale est plus faible que celle des lobes latéraux, ce qui diffère d'un contact fonctionnant en régime suralimenté. Issu des interférogrammes 3.29, le graphe de la figure 3.31 montre la chute d'épaisseur centrale de lubrifiant au cours du temps. Celle-ci se stabilise à une valeur de 20 nm, aux temps longs. La distance de séparation des solides étant très faible, le moindre défaut géométrique à l'interface dégradera de manière irréversible les surfaces en contact.

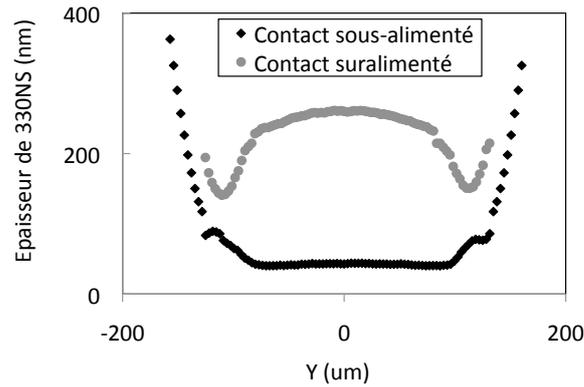


FIGURE 3.30 – Profils d'épaisseurs transversales d'un contact sous-alimenté (issu de l'interférogramme 3.29(i)) et suralimenté - bille lisse - charge normale = 15 N - lubrifiant 330NS

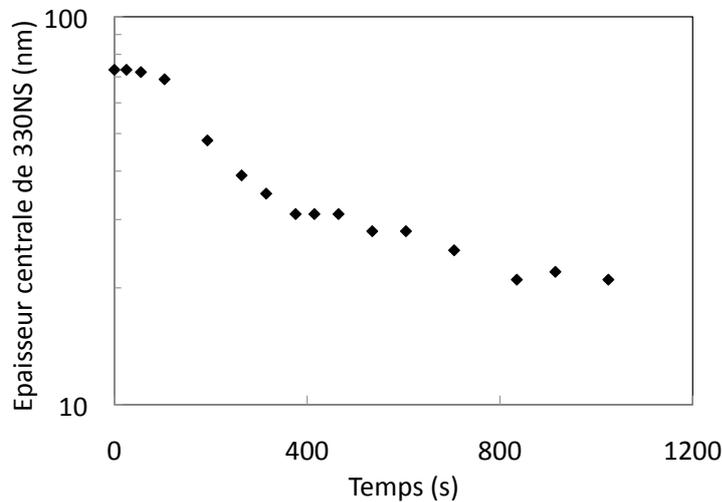


FIGURE 3.31 – Evolution temporelle de l'épaisseur centrale de lubrifiant d'un contact lisse sous-alimenté - $u_e = 200 \text{ mm/s}$ - lubrifiant 330NS

3.3.6 Bilan

A travers l'ensemble des expériences du paragraphe 3.3, les principaux paramètres qui contrôlent l'apparition de la sous-alimentation ont été identifiés, en cohérence avec ce que décrit la littérature.

L'augmentation de la viscosité ou de la vitesse d'entraînement ainsi qu'une diminution du volume d'huile initial favorisent la sous-alimentation en rapprochant l'interface air/huile vers le contact, ce qui provoque une chute de l'épaisseur de lubrifiant au centre du contact. Cette dernière tend à se stabiliser à des valeurs nanométriques pour des vitesses plus élevées.

L'introduction d'un réseau de micro-cavités à la surface d'un des solides en contact piège du lubrifiant dans la texturation, et ce volume de fluide ne participe alors plus à la séparation des solides en contact. L'augmentation de la capacité de rétention de la micro-texturation entraîne une diminution de l'épaisseur de film lubrifiant et abaisse la vitesse

critique de transition V_c . Nous avons introduit un critère permettant de prédire l'apparition de la sous-alimentation en fonction des différents paramètres expérimentaux.

Enfin, la sous-alimentation est un phénomène transitoire qui évolue au cours du temps, avec dans le cas d'un contact lisse une chute progressive de l'épaisseur de film protectrice en fonction du temps.

Comment réalimenter un contact préalablement en situation sous-alimentée ? Si la modification de la topographie de surface à l'échelle nanométrique ne semble pas induire de modification dans les mécanismes d'apparition de la sous-alimentation (cf. paragraphe 3.3.4), est-elle susceptible de créer un débit de réalimentation suffisant ?

3.4 Réalimentation de surfaces texturées périodiques

3.4.1 Réalimentation uniforme d'un contact nano-texturé

Quel est l'effet de la présence de texturation périodique sur l'évolution temporelle de la sous-alimentation ? Un protocole expérimental identique à celui du paragraphe 3.3.5 est mis en place en remplaçant la bille lisse par la sphère texturée N1. Rappelons que la bille N1 est la superposition d'une nano-rugosité perpendiculaire à la direction d'écoulement et d'une ondulation micrométrique parallèle. Deux vitesses d'entraînement sont caractérisées : 200 mm/s et 400 mm/s.

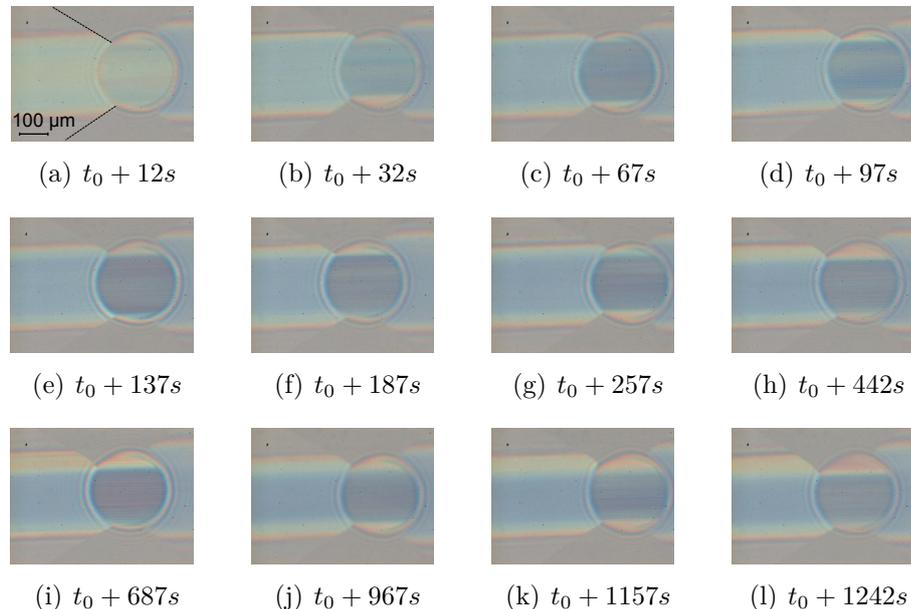


FIGURE 3.32 – Visualisation de l'évolution temporelle de l'épaisseur de film - contact nano-texturé N1 - lubrifiant 330NS - $u_e = 200 \text{ mm/s}$ - le fluide s'écoule de la gauche vers la droite

Comme le montrent les interférogrammes 3.32, les couleurs initialement bleu pâle laissent place progressivement au rouge puis retournent légèrement vers le bleu. D'autre part, les lobes latéraux d'épaisseur plus importante que la zone centrale s'élargissent au cours de

l'expérience. Ces observations qualitatives sont confirmées par l'évolution temporelle de l'épaisseur centrale de lubrifiant, illustrée par la figure 3.33 : la décroissance de l'épaisseur centrale de film est nettement identifiable sur les premiers instants, avant qu'elle ne se stabilise.

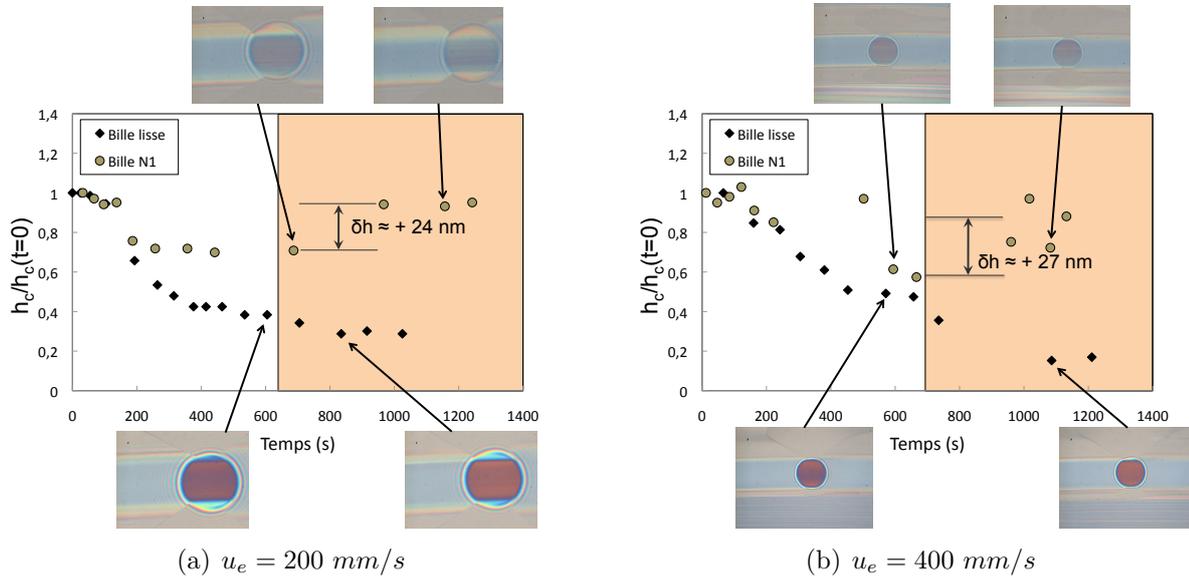


FIGURE 3.33 – Evolution temporelle de l'épaisseur centrale de lubrifiant pour deux vitesses d'entraînement - billes lisse et N1 - lubrifiant 330NS – Après une période de décroissance, l'épaisseur centrale de film lubrifiant dans le contact N1 se stabilise puis augmente de façon modérée, de 25 nm environ

Alors que la distance séparant les solides ne cesse de décroître en fonction du temps dans le cas d'un contact lisse, l'interface nano-texturée connaît une période de réduction de l'épaisseur centrale de film suivie d'une période de stabilisation et croissance modérée. Cette observation est validée pour les deux vitesses d'entraînement testées, 200 mm/s et 400 mm/s. Cette surépaisseur se manifeste 700 secondes après l'apparition de la sous-alimentation. Ainsi, l'introduction d'une rugosité particulière – périodique, anisotrope, multi-échelle – dans un contact sous-alimenté permet de générer une réalimentation capable de créer une surépaisseur de lubrifiant.

3.4.2 Réalimentation asymétrique d'un contact nano-texturé

Cas de la bille N1

Afin de caractériser un processus de réalimentation mis en évidence dans le cas de surfaces texturées pour deux vitesses d'entraînement, nous réalisons des expériences à u_e croissant par paliers successifs d'une durée de 60 secondes, en roulement pur, de 50 mm/s à 700 mm/s, avec l'huile PAO100 dont la viscosité a été choisie pour provoquer la sous-alimentation aux alentours de 200 mm/s. Le degré de sous-alimentation est le même pour chaque tribosystème : la visualisation de l'extrémité de l'interface air/huile se situe pour les deux surfaces à l'entrée de la zone haute pression du contact pour $u_e = 200 \text{ mm/s}$, comme l'indiquent les deux interférogrammes de la figure 3.34.

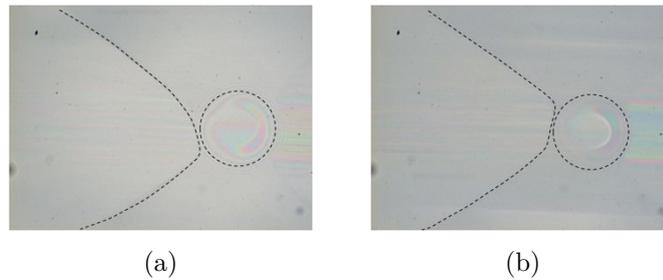


FIGURE 3.34 – Visualisation de la position du ménisque d’air dans le convergent pour le contrôle du degré de sous-alimentation - billes lisse (a) et N1 (b) - $u_e = 200$ mm/s - lubrifiant PAO100

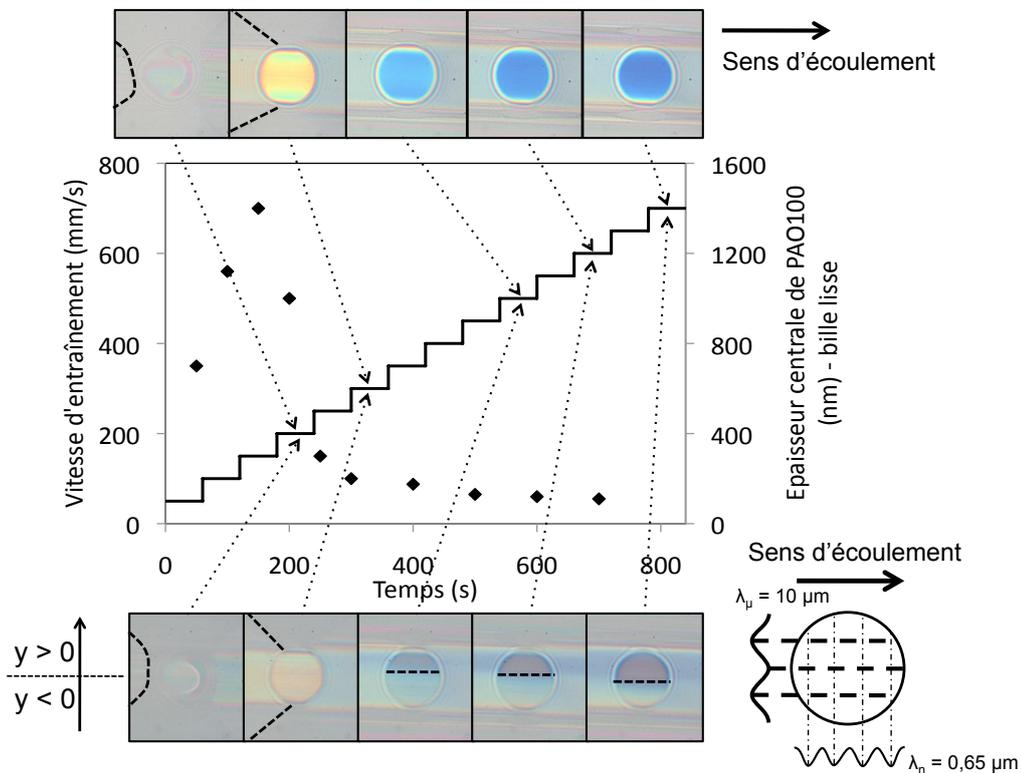


FIGURE 3.35 – Evolution en fonction de la vitesse d’entraînement (–) des champs d’épaisseurs de contacts lisse (◆, interférogrammes du haut) et N1 sous-alimentés (interférogrammes du bas) en fonction de u_e - lubrifiant PAO100

La figure 3.35 détaille les champs d’épaisseur du contact lisse et texturé N1 pour différentes vitesses d’entraînement. Les interférogrammes en haut du graphe sont obtenus avec l’interface lisse : une large bande centrale est nettement visible, d’épaisseur indépendante du temps et décroissante avec l’augmentation de u_e . Plus globalement, l’épaisseur centrale de fluide suit la même évolution « en cloche » décrite dans le paragraphe 3.3.2.

Le comportement du contact texturé N1, représenté par les interférogrammes en bas de la courbe de cinématique, est sensiblement différent : le champ d’épaisseur dans le contact, d’abord homogène jusqu’à $u_e = 300$ mm/s, se divise en deux parties pour des vitesses plus importantes :

- la moitié supérieure du contact, la plus éloignée de l'axe de rotation du disque, voit son épaisseur diminuer lorsque u_e augmente. L'évolution des couleurs, caractéristiques de l'épaisseur locale de lubrifiant, est semblable à celle observée sur la figure 3.32.
- la partie la plus proche du centre de rotation du disque – située en bas des interférogrammes – a une épaisseur moyenne de lubrifiant quasi indépendante de la vitesse d'entraînement, et plus importante que celle de la partie supérieure du contact. Son extension latérale dans la direction y , plus large qu'un rayon de contact aux faibles vitesses, diminue et se stabilise aux alentours d'une demie-largeur de contact aux vitesses élevées. On remarque également sur les interférogrammes que la piste de roulement ne présente pas une épaisseur homogène de lubrifiant, perpendiculairement à la direction d'écoulement, aussi bien en amont qu'en aval du contact.

Les épaisseurs de lubrifiant respectivement du contact lisse, de la partie réalimentée et sous-alimentée du contact N1 sont mesurées et reportées sur le graphe 3.36 pour les vitesses supérieures à 200 mm/s. Ce dernier met en évidence la décroissance de l'épaisseur de film

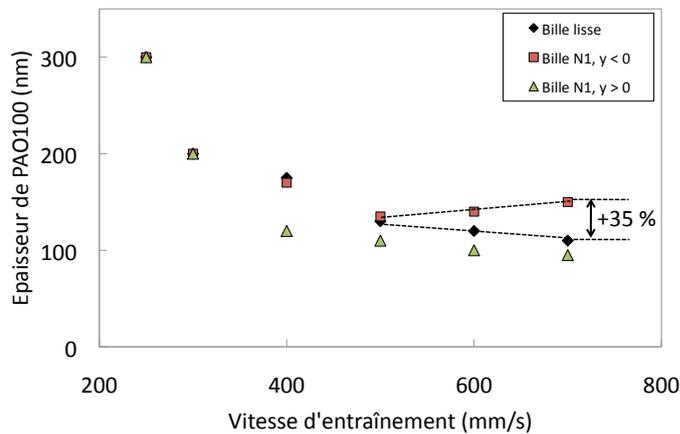


FIGURE 3.36 – Evolution asymétrique de l'épaisseur de film en fonction de la vitesse d'entraînement - bille lisse : champ d'épaisseur homogène - bille N1 : champ d'épaisseur asymétrique - lubrifiant PAO100

du contact lisse et du contact texturé lorsque u_e augmente jusqu'à 500 mm/s. Pour les vitesses plus importantes, l'épaisseur de lubrifiant du contact lisse diminue et tend à se stabiliser, tandis que celle de la partie haute du contact texturé diminue légèrement. La moitié du contact texturé la plus proche de l'axe de rotation du disque est quant à elle le siège d'une réalimentation, caractérisée par une épaisseur jusqu'à environ 35% supérieure à celle du contact lisse, à iso-vitesse d'entraînement. L'épaisseur centrale du contact lisse est comprise entre l'épaisseur de la zone la plus sous-alimentée du contact N1 et la zone réalimentée de ce contact. Le gradient d'épaisseur suivant la direction transversale du contact texturé est illustré sur la figure 3.37 pour trois vitesses d'entraînement. Le champ d'épaisseur est asymétrique, et la diminution de la largeur de la partie réalimentée jusqu'à une valeur d'un rayon de contact est vérifiée.

Quels paramètres de texturation sont responsables de la réalimentation observée ? Une texturation anisotrope différente peut-elle modifier cette cinétique de réalimentation ? Quels sont les mécanismes mis en jeu ?

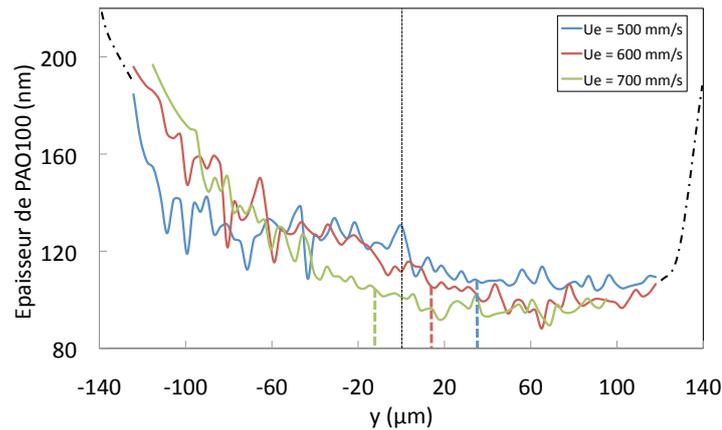


FIGURE 3.37 – Bille N1 - évolution du profil d'épaisseur transversal en fonction de u_e

Cas des billes N2 et N3

Les contacts présentés à la figure 3.39 sont réalisés avec les billes N2 et N3 qui ont respectivement les directions de leurs motifs périodiques perpendiculaires et parallèles à la direction d'écoulement principale du fluide. Leurs amplitudes de rugosités, égales à 180 nm environ, sont plus élevées que celles présentes sur la bille N1 – cf tableau 2.3 du chapitre 2. Le protocole expérimental est similaire et inclut à l'issue de la période de roulement pur à $u_e = 350 \text{ mm/s}$ une séquence de glissement faible entre les solides afin d'exploiter le signal de frottement. La cinématique imposée est visible sur le graphe de la figure 3.38. Le volume initial de PAO100 est de $100 \mu\text{l}$, ce qui induit un passage en régime sous-alimenté à $u_e = 150 \text{ mm/s}$.

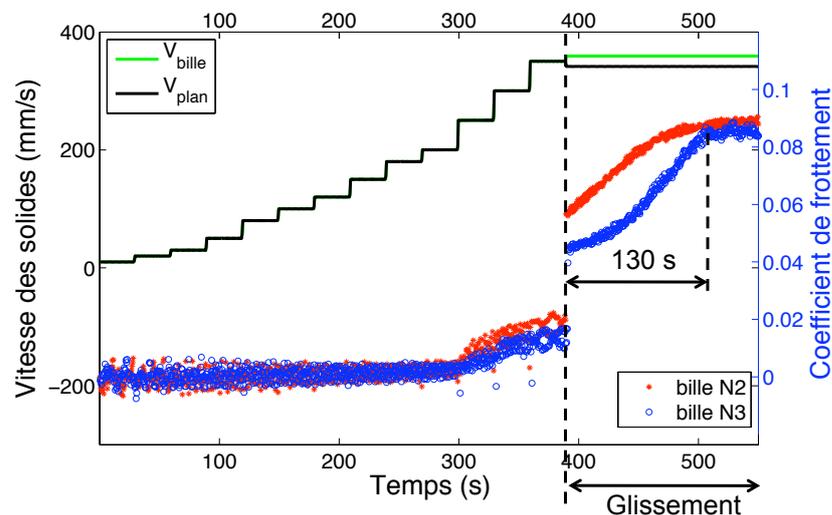


FIGURE 3.38 – Evolution temporelle du coefficient de frottement pour deux contacts texturés sous-alimentés - billes N2 et N3 - $100 \mu\text{l}$ de lubrifiant PAO100 - réalimentation partielle de la bille N3

Durant la période de roulement pur, pour laquelle la vitesse maximale u_e est de 350 mm/s, les champs d'épaisseurs au sein des contacts N2 et N3 sont identiques, homogènes et n'évoluent pas pour une vitesse d'entraînement donnée. Ceci est cohérent avec l'expérience

précédente réalisée avec la bille N1 : l'asymétrie observée est apparue pour des vitesses d'entraînement supérieures à 350 mm/s. La période de glissement dissocie en revanche le comportement des deux contacts texturés N2 et N3.

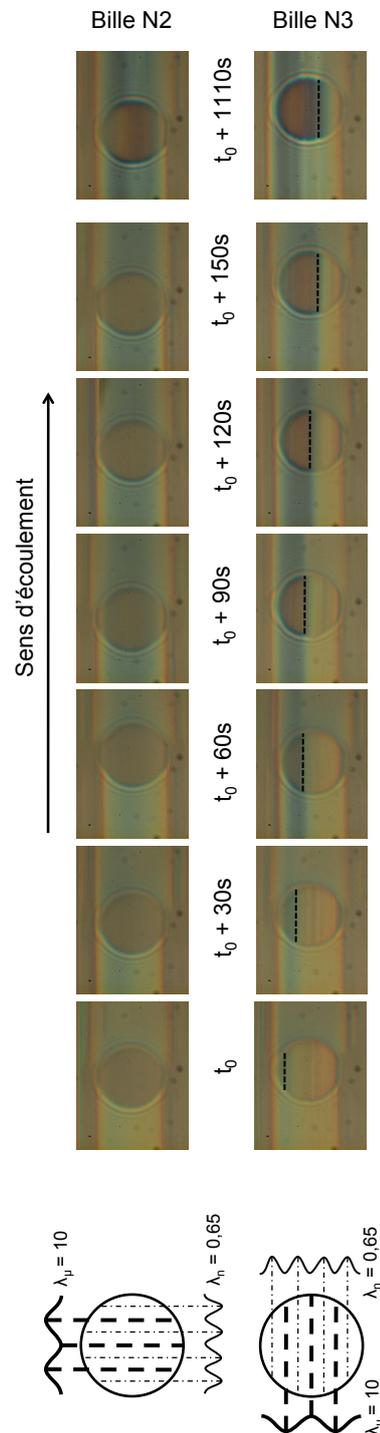


FIGURE 3.39 – Observation ou non d'une réalimentation asymétrique pour une nano-texturation anisotrope - billes N2 et N3 - $u_e = 350 \text{ mm/s}$ - $100 \mu\text{l}$ de lubrifiant PAO100 - le temps t_0 correspond au début de la séquence de glissement

En effet, suite à l'introduction du glissement, le champ d'épaisseur de film dans le contact N2 est homogène et diminue au cours du temps – cf. interférogammes de la figure 3.39.

A contrario avec l'interface N3, une asymétrie dans les épaisseurs de film apparaît progressivement. Au cours du temps, dans la partie la plus éloignée du centre de rotation du disque, la séparation entre les solides décroît, tandis qu'elle reste constante dans sa partie complémentaire. Sur la piste de roulement, en amont et en aval de la zone de haute pression, on remarque également la disymétrie des épaisseurs de film. Le champ d'épaisseur de lubrifiant dans le convergent est donc hétérogène : par rapport à la piste du contact lisse, l'huile se trouve en plus grande quantité dans la partie basse des interférogrammes, et en plus faible quantité dans la partie haute. Ce résultat est qualitativement similaire à celui obtenu avec la bille N1. La figure 3.40 présente l'évolution temporelle de la position marquée par la ligne continue sur les interférogrammes 3.39 : on observe que l'extension spatiale de la zone réalimentée se propage perpendiculairement au sens de l'écoulement et converge vers une valeur égale à $2/3$ d'un rayon de contact au bout de 150 secondes environ, à une vitesse de $0,8 \mu\text{m}/\text{s}$.

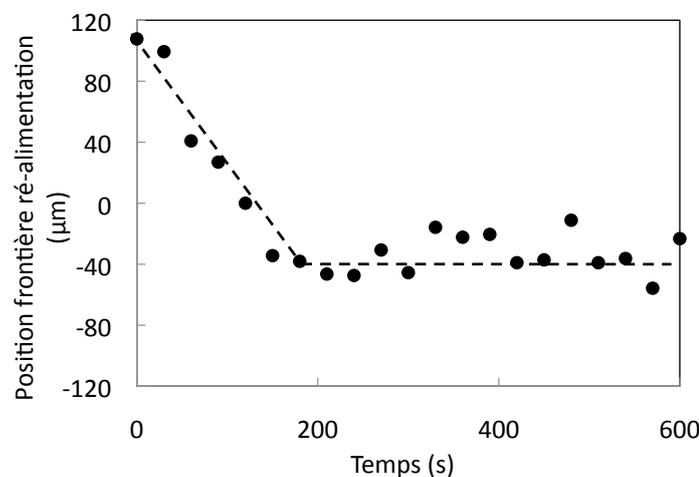


FIGURE 3.40 – Bille N3 - mesure de la position de la frontière entre la zone ré-alimentée et la zone sous-alimentée en fonction du temps - l'ordonnée zéro est l'axe de symétrie du contact - l'origine des temps correspond au début de la séquence de glissement - $100 \mu\text{l}$ de lubrifiant PAO100

L'analyse des mesures de coefficient de frottement de la figure 3.38, pour la séquence à faible taux de glissement, montre bien l'influence de la réalimentation sur le frottement. A vitesse de glissement égale, le taux de cisaillement moyen du contact N3 est plus faible que celui du contact N2 en raison d'une épaisseur moyenne de fluide plus importante, ce qui conduit à un coefficient de frottement plus faible pour la bille N3. L'écart entre les deux signaux se réduit environ 130 secondes après le début de la séquence à $\text{SRR} = 5\%$, mais une interprétation du point de vue rhéologique est rendue difficile par l'apparition d'usure sur les surfaces. Cette dégradation intervient d'ailleurs sur tout le contact N2 et seulement sur la partie supérieure du contact N3, correspondant à la zone sous-alimentée.

La visualisation de la piste de roulement 60 secondes après arrêt de l'expérience conforte les observations précédemment exposées. Sur la figure 3.41, les trois interférogrammes (a), (b) et (c) représentent respectivement la piste sur le disque pour les contacts lisse, N2 et N3 après essai. Les interférogrammes 3.41(a) et 3.41(b) montrent pour les contacts lisse et N2 que les épaisseurs de lubrifiant sur la largeur des pistes sont symétriques. Pour le contact N3, l'étendue de la couleur bleue vers le centre de la zone de roulement de

l'image 3.41(c) ainsi que le profil d'épaisseur associé mettent en évidence une surépaisseur de lubrifiant de la partie basse de la piste, et confirment le phénomène de réalimentation locale observé. De même, l'interférogramme 3.41(d) de la piste de roulement sur la bille N3 montre une asymétrie similaire dans le profil transversal d'épaisseur de fluide.

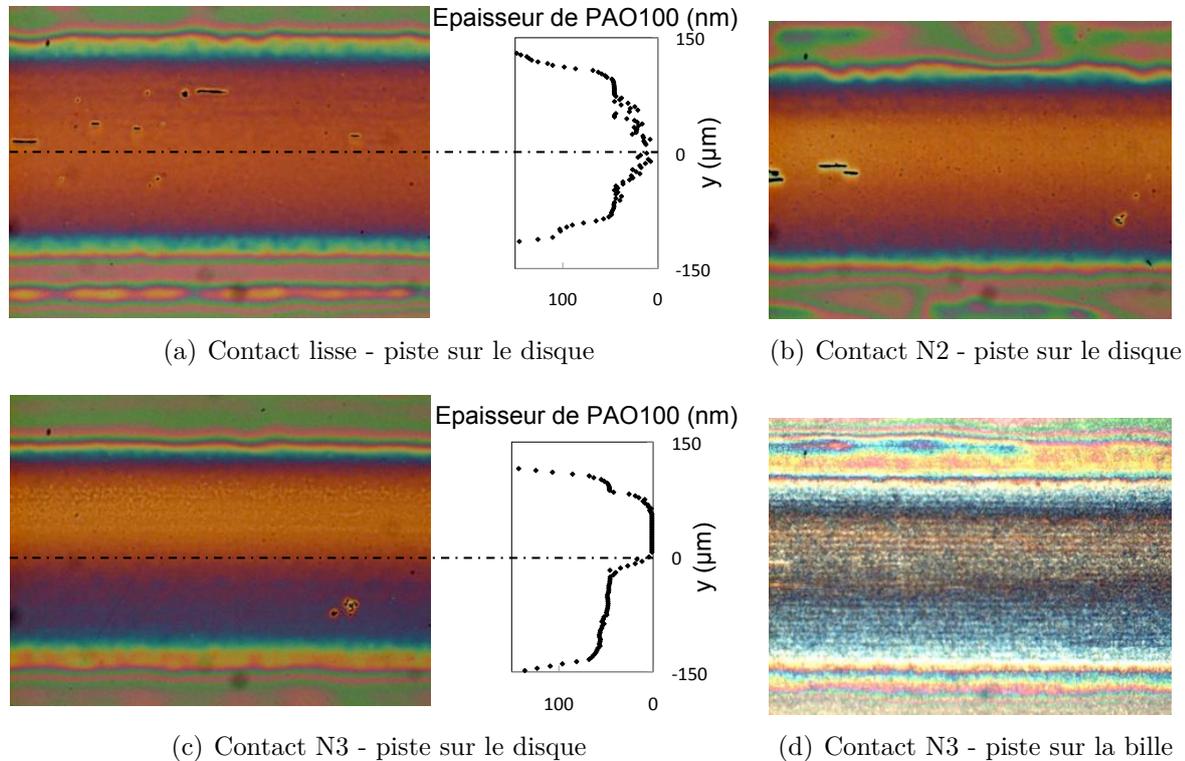


FIGURE 3.41 – Visualisation des pistes de roulement 60 secondes après arrêt des expériences - billes lisse, N2 et N3 - lubrifiant PAO100

Bilan/mécanismes

Le phénomène d'alimentation asymétrique observé pour certaines surfaces texturées – N1 et N3 – montre qu'une rugosité peut créer un débit de réalimentation qui pénètre à l'intérieur d'un contact en sous-alimentation. L'asymétrie des épaisseurs de film, selon l'axe y , apparaît au-delà d'une certaine vitesse d'entraînement (supérieure à 350 mm/s pour le contact N1) et dépend également du temps – voir figure 3.39. On peut l'observer dans la zone de haute pression mais également en amont et en aval du contact, ainsi qu'après l'arrêt de l'expérience sur la piste du disque et de la bille – cf. figure 3.41. Cette modification de la distribution d'épaisseur dans le contact influence également le coefficient de frottement dû à la modification du cisaillement interfacial.

Dès lors, la partie réalimentée du contact, la plus proche du centre de rotation du disque, a une épaisseur de film lubrifiant plus importante que l'épaisseur centrale du contact lisse. A l'opposé, l'épaisseur de lubrifiant de la partie sous-alimentée du contact texturé est plus faible que l'épaisseur centrale de l'interface lisse. L'augmentation de u_e accentue la différence d'épaisseur de film entre la partie réalimentée du contact texturé et sa partie sous-alimentée.

La réalimentation partielle d'un contact dépend de l'orientation de la texturation : à conditions de chargement et amplitude de rugosités identiques, son orientation permet de piloter la réalimentation ou non d'une partie d'un contact sous-alimenté. Pour le contact N3, les motifs parallèles – ripples et ondulations micrométriques – à la direction de mouvement des solides favorisent la création d'un débit de réalimentation, tandis que pour le contact N2, les texturations parallèles – ripples et ondulations micrométriques – à la direction d'application de la force centrifuge n'engendrent pas de réalimentation de l'interface. Grâce au contact N1, pour lequel les ondulations micrométriques sont parallèles à la direction de glissement et les ripples perpendiculaires, nous en déduisons que c'est l'orientation de l'ondulation de période $10 \mu m$ qui pilote la réalimentation partielle de l'interface.

Quels sont les mécanismes responsables de la création d'un débit de réalimentation suivant l'axe y ?

L'hypothèse envisagée est l'utilisation de la force centrifuge par la texturation de surface – ondulations de période micrométrique – pour modifier l'équilibre entre les débits de fuite et les débits de réalimentation. Lorsque la force centrifuge atteint une valeur seuil, pour des vitesses d'entraînement élevées par exemple, son couplage avec la présence de rugosités dans le contact entraîne la mise en mouvement du fluide présent aux abords de la piste de roulement. En effet, le centre de l'axe de rotation du disque se situant en bas des interférogrammes, le fluide peut se déplacer vers l'intérieur du contact en s'opposant à l'action de l'écoulement de Poiseuille dû au gradient de pression. Ce dernier est par ailleurs différent de celui d'un contact lisse : l'introduction de la rugosité modifie la distribution de pression dans le contact et agit par conséquent sur le débit de fuite piloté par l'écoulement de Poiseuille. Ainsi, en raison d'un équilibre des débits modifié, le lubrifiant reste dans la partie inférieure du contact et crée une ré-alimentation locale. De l'autre côté – partie supérieure de l'interférogramme – le débit de fuite de Poiseuille ainsi que celui créé par la force centrifuge sont de même sens, et expulsent le lubrifiant à l'extérieur du contact. Les débits de lubrifiant liés à la force centrifuge et au gradient de pression sont schématisés sur la figure 3.42.

L'effet du temps ainsi que les observations des interférogrammes 3.41(c) et 3.41(d) montrent que la réalimentation partielle bénéficie d'un apport progressif de faibles quantités de lubrifiant provenant des films résiduels présents sur les surfaces de la bille et du disque.

De la synthèse des expériences de sous-alimentation en présence de surfaces texturées anisotropes, on conclut que le processus de réalimentation mis en évidence dans ce paragraphe résulte d'un couplage entre la force centrifuge et la présence de rugosités micrométriques parallèles à la direction d'écoulement, qui modifient le gradient de pression.

3.4.3 Surfaces texturées anisotropes de période $20 \mu m$

Afin de déterminer l'influence de la fréquence des motifs micrométriques sur la sous-alimentation, trois billes avec des texturations anisotropes de période égale à $20 \mu m$ ont été texturées par laser : N4 (amplitude de rugosité = 20 nm), N400 et N401 (amplitude de rugosité = 100 nm). Le comportement en régime sous-alimenté de ces surfaces texturées – voir les interférogrammes statiques figure 3.43 – est analysé avec une cinématique imposée

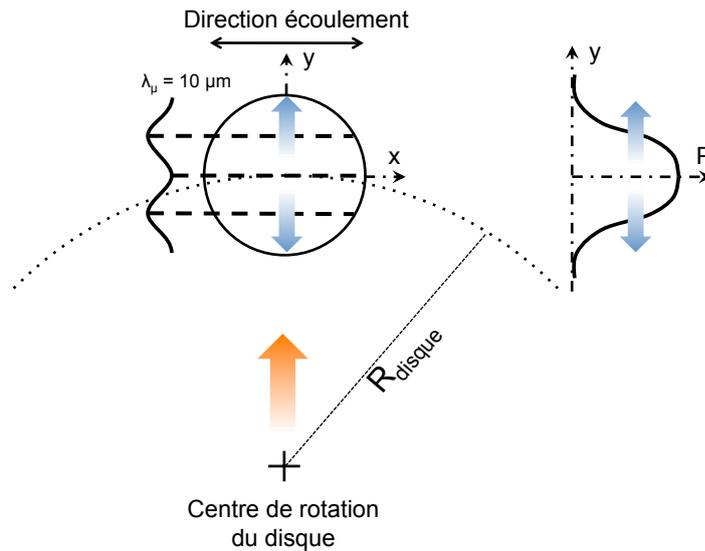


FIGURE 3.42 – Représentation schématique de débits de fuite et d'alimentation dus à la force centrifuge (orange) et au gradient de pression (bleu)

identique à celle décrite dans le graphe 3.38, qui inclut une période d'accroissement de la vitesse d'entraînement par paliers ainsi qu'une séquence de roulement-glisserment à 5% de SRR, à u_e constant. Le volume initial de PAO100 est de $100 \mu l$.

Pour rappel, la bille N4 est partiellement texturée : elle est constituée d'une bande centrale lisse entourée de deux bandes latérales texturées – voir chapitre 2. En raison d'un défaut d'alignement lors du montage de la bille sur le tribomètre IRIS, le contact passe successivement sur une partie texturée puis lisse : la figure 3.46(a) montre un contact obtenu avec la bille N4 dans lequel la texturation – en bas – couvre partiellement la zone de Hertz.

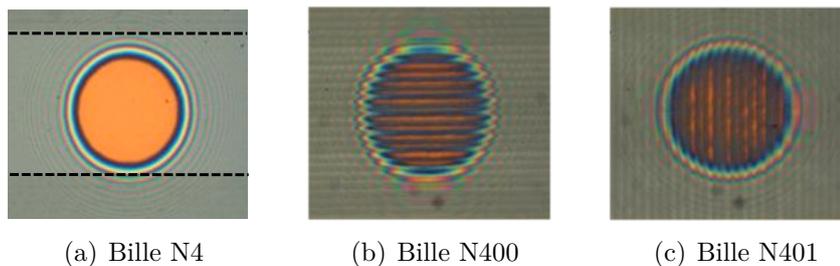


FIGURE 3.43 – Contacts statiques de billes texturées N4, N400 et N401 - rayon de contact de $124 \mu m$ - a) les rugosités du contact N4 se trouvent à l'extérieur de la zone de Hertz - le sens de l'écoulement du fluide pour les expériences de sous-alimentation va de la gauche vers la droite des interférogrammes

Lorsque la séquence de roulement/glisserment débute après 2000 secondes de roulement pur, le cisaillement de l'interface visqueuse se traduit par une augmentation du coefficient de frottement pour chaque contact – cf. figure 3.44. À vitesse d'entraînement constante, le frottement atteint un maximum puis diminue légèrement avant de se stabiliser. Cette période transitoire est observable pour les trois texturations, et le coefficient de frottement maximum est atteint avec la bille texturée N401 ayant l'orientation de ses ondulations

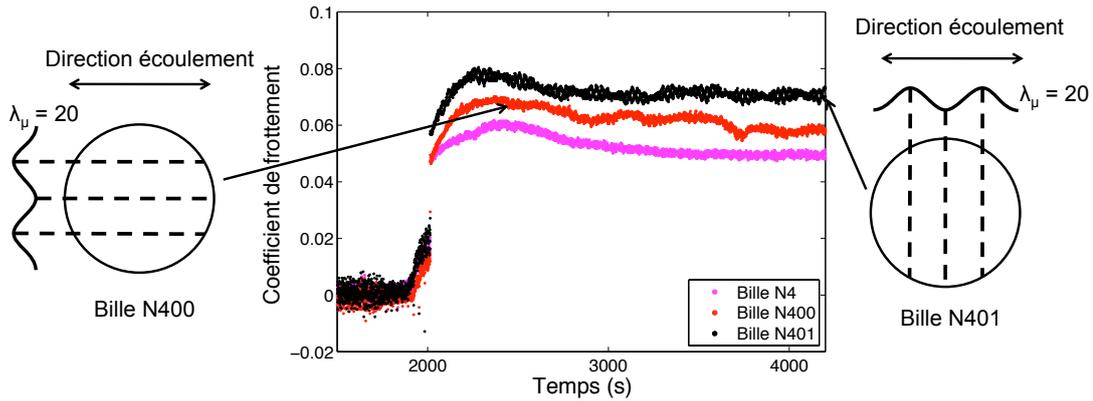


FIGURE 3.44 – Evolution temporelle du coefficient de frottement en régime sous-alimenté - $u_e = 350 \text{ mm/s}$ et $\text{SRR} = 5\%$ - billes N4, N400 et N401 - $100 \mu\text{l}$ de lubrifiant PAO100

micrométriques de période $20 \mu\text{m}$ perpendiculaire à la direction d'écoulement du lubrifiant.

A quel phénomène l'évolution du coefficient de frottement de chacune des texturations est-elle liée? Peut-on l'attribuer à une variation de l'épaisseur de film lubrifiant au sein du contact, due à une réalimentation locale et donc à une modification du taux de cisaillement?

Du fait de leur rugosité, il n'est pas possible d'effectuer des mesures suffisamment résolues de l'épaisseur de film lubrifiant pour les contacts faisant intervenir les billes N400 et N401. Néanmoins cette caractérisation est possible avec la bille N4, partiellement texturée. L'évolution des épaisseurs centrales de film est corrélée à celle du coefficient de frottement – voir figure 3.45 – et comparée avec le coefficient de frottement d'un contact lisse.

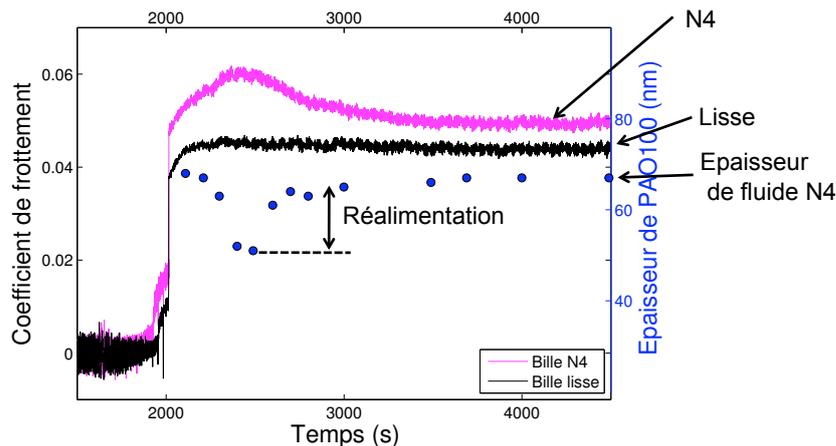


FIGURE 3.45 – Evolution de l'épaisseur de film et du coefficient de frottement en fonction du temps de glissement - $u_e = 350 \text{ mm/s}$ - $100 \mu\text{l}$ de lubrifiant PAO100 - à titre de comparaison, la courbe en noir représente le coefficient de frottement mesuré avec une bille lisse

Les mesures simultanées des épaisseurs de lubrifiant ainsi que celles du coefficient de frottement confirment que l'évolution du frottement visqueux dépend directement de la

variation du taux de cisaillement liée à celle de l'épaisseur de film. Lorsque la couche de lubrifiant devient très mince, le coefficient de frottement augmente et inversement. Cependant, une observation fine des interférogrammes montre que l'alternance du passage du contact sur une partie texturée puis sur une partie lisse laisse une « empreinte » à la surface des solides, identifiable sur l'interférogramme 3.46(c). La texturation, lorsqu'elle se trouve à l'intérieur de la zone haute pression, apporte le volume de lubrifiant contenu dans ses rugosités. Une partie de ce volume reste sur la piste du disque en sortie de contact et crée une distribution hétérogène de l'épaisseur de film résiduel présent sur sa surface, dont la période est égale à la longueur d'onde des ondulations micrométriques – $20 \mu\text{m}$. Les sur-épaisseurs créées au passage n , lorsque la texturation est dans le contact, sont alors disponibles pour les passages suivants, lorsque la texturation ne se situe plus dans la zone de haute pression.

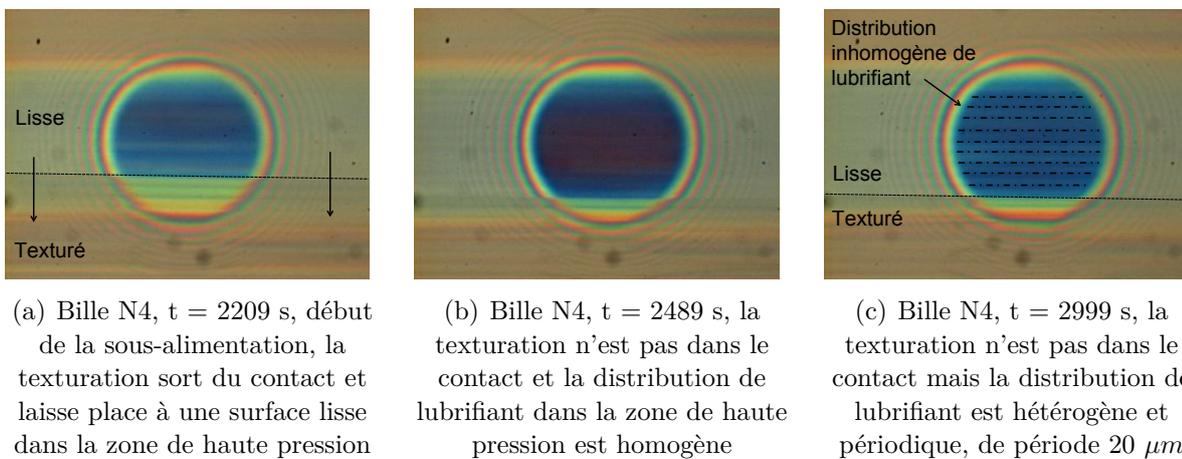
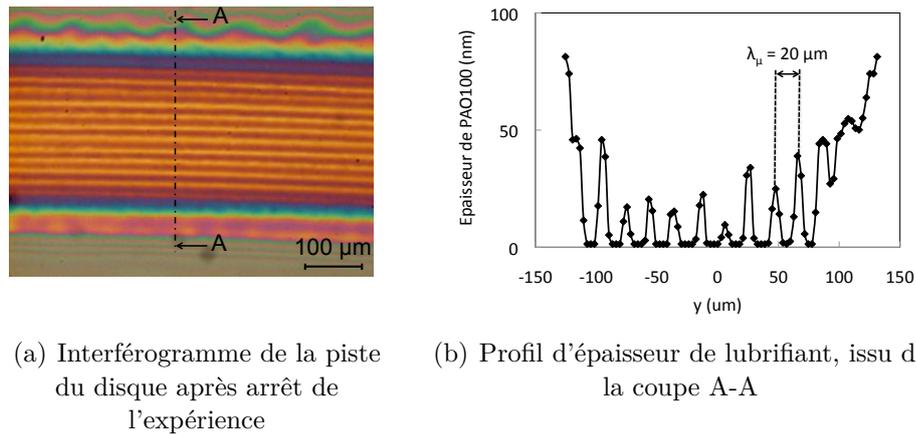


FIGURE 3.46 – Réalimentation du contact N4 due au passage successif d'une zone lisse puis d'une zone texturée dans le contact - $u_e = 350\text{mm/s}$ - $\text{SRR} = 5\%$ - $100 \mu\text{l}$ de lubrifiant PAO100

Ces empreintes de lubrifiant laissées par le passage des texturations sont également visibles sur le disque après l'expérience. Pour la bille N400 par exemple – cf. interférogramme 3.47 – on distingue un champ d'épaisseur non homogène sur la trace de roulement, de longueur d'onde égale à celle des texturations périodiques. L'observation optique est confirmée par la mesure du profil d'épaisseur de fluide en figure 3.47(b). Ce film résiduel, présent à la surface du disque et de la bille, est très stable dans le temps. Par exemple, les hétérogénéités périodiques de l'épaisseur d'huile sur le disque en figure 3.47 restent présentes plusieurs minutes après l'arrêt de la sollicitation cinématique. La stabilité de ce film permet de comprendre pourquoi l'empreinte laissée par la zone texturée constitue un volume de lubrifiant disponible suffisamment longtemps pour que les contacts suivants en bénéficient, la fréquence de passage étant égale à 3 Hz . A partir du profil 3.47(b), on peut calculer le volume faible de lubrifiant laissé sur la piste de roulement, qui est d'environ $800 \mu\text{m}^3$.

La diminution transitoire de l'épaisseur – respectivement l'augmentation – associée à l'augmentation du coefficient de frottement – respectivement la diminution – correspond à un processus de sous-alimentation – respectivement ré-alimentation – induit par le passage du contact successivement sur une zone lisse puis texturée. Par un effet d'histoire



(a) Interférogramme de la piste du disque après arrêt de l'expérience (b) Profil d'épaisseur de lubrifiant, issu de la coupe A-A

FIGURE 3.47 – Hétérogénéité de l'épaisseur de lubrifiant sur la piste de roulement 60 s après le passage du contact N400 - lubrifiant PAO100

du passage du contact sur une même zone du disque ou de la bille, la micro-texturation a donc un effet retardé lorsqu'elle ne se situe plus dans la zone à réalimenter. Le contact peut, à un instant t , bénéficier d'une surface lisse dans la zone de haute pression, tout en profitant des effets d'alimentation en lubrifiant de la texturation.

La présence ou non de la texturation dans la zone haute pression est probablement à l'origine de la réalimentation transitoire du contact. Avec la même bille N4, ce phénomène se produit également en roulement pur – cf. figure 3.48. Après avoir asséché la piste de façon à provoquer la sous-alimentation à $u_e = 200\text{mm/s}$ avec le lubrifiant 330NS, l'épaisseur de lubrifiant chute avec le temps puis ré-augmente pour atteindre un niveau similaire à celui mesuré au début de la sous-alimentation.

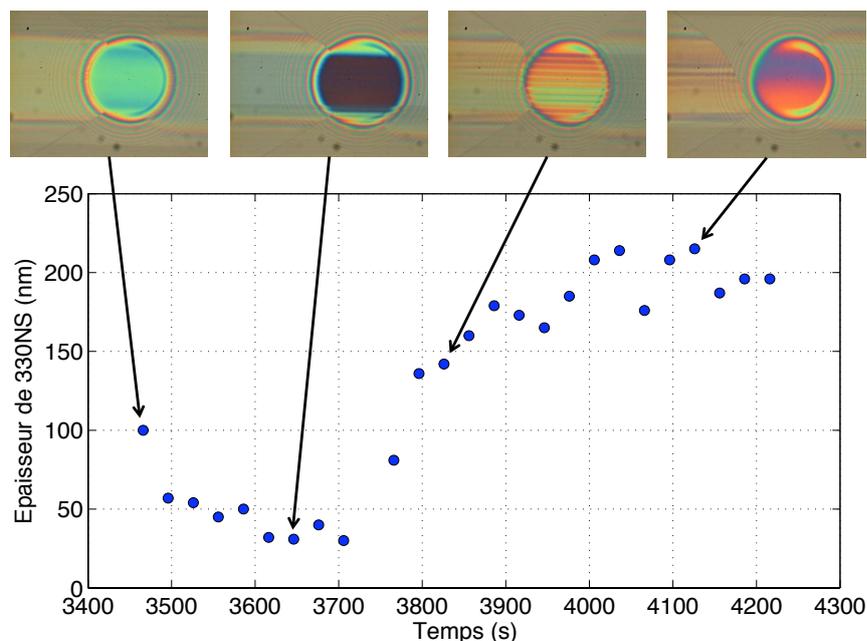


FIGURE 3.48 – Réalimentation du contact N4 - roulement pur - $u_e = 200\text{ mm/s}$ - lubrifiant 330NS

Bilan

L'introduction de surfaces – partiellement ou entièrement – texturées, anisotropes et périodiques, de longueur d'onde $20 \mu\text{m}$ dans un contact lubrifié, permet de générer une réalimentation en lubrifiant lorsque l'interface est sous-alimentée, en roulement pur ou en roulement/glisement. La forme spécifique des signaux temporels de frottement ainsi que la mesure de distribution des épaisseurs de film montrent que la création d'un débit de réalimentation est bien à l'origine de la diminution du frottement à l'interface. A amplitude de rugosité égale, les motifs périodiques parallèles à la direction d'écoulement du lubrifiant sont la configuration la plus favorable vis-à-vis de la ré-alimentation des contacts et donc de la réduction de la contrainte de cisaillement.

Dans le cas d'une surface partiellement texturée, la présence de la rugosité dans la zone haute pression entraîne une ré-alimentation retardée. En effet, à son passage dans le contact, la zone texturée laisse sur les pistes de roulement un volume très faible de lubrifiant – environ $800 \mu\text{m}^3$ – suffisant pour alimenter le contact ultérieurement, lorsque la rugosité se trouve à l'extérieur de la zone haute pression. Ainsi, il est possible d'imaginer une texturation capable de déposer du lubrifiant dans le contact afin que ce dernier puisse l'utiliser dans des conditions plus sévères, réduisant ainsi le risque d'endommagement des surfaces.

3.5 Frottement d'interfaces texturées en régime sous-alimenté

Cette partie du chapitre se concentre sur la contribution d'une texturation de surface à la réponse en frottement d'une interface lubrifiée sous-alimentée. Les surfaces texturées caractérisées sont les billes munies de micro-cavités N70, N80, N90 et N100. Les surfaces N2 et N3 comportant des texturations périodiques et anisotropes ont également été testées avec ce protocole mais ne seront pas présentées ici. En effet, la quantité de fluide initiale faible ainsi que la viscosité du lubrifiant utilisé ne permettent pas d'atteindre des épaisseurs de films suffisamment importantes pour éviter le contact entre les aspérités des texturations. En conséquence, l'usure sur ce type de topographie intervient très rapidement dès lors que le taux de roulement/glisement dépasse 10%.

A l'aide du lubrifiant 330NS initialement déposé en quantité égale à $10 \mu\text{l}$, l'expérimentation se déroule en deux parties. Un taux de roulement/glisement faible est fixé à 5%, afin d'obtenir un signal de frottement dû au cisaillement de l'interface. La vitesse d'entraînement est progressivement augmentée par paliers jusqu'à 550 mm/s pour s'assurer que la sous-alimentation engendrée est identique aux expériences décrites précédemment – paragraphe 3.3.3. Ce protocole fournit une courbe de type Stribeck [86]. Puis, la vitesse d'entraînement est fixée à 550 mm/s et un taux de roulement/glisement croissant permet d'obtenir des courbes de traction. L'expérimentation est arrêtée lorsque l'usure apparaît sur les interférogrammes.

3.5.1 Courbe de Stribeck

Les courbes d'évolution du coefficient de frottement en fonction de la vitesse d'entraînement pour un SRR égal à 5% sont rassemblées sur la figure 3.49.

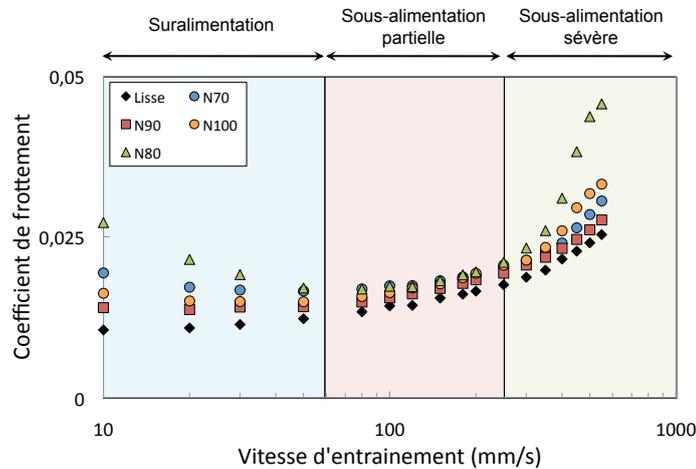


FIGURE 3.49 – Courbe de Stribeck à $SRR = 5\%$ pour des surfaces micro-texturées par réseaux de cavités - $10 \mu l$ de lubrifiant 330NS

La forme des courbes de Stribeck obtenues peut être divisée en trois parties :

- jusqu'à $u_e = 60 \text{ mm/s}$, les surfaces texturées évoluent entre le régime mixte et le régime EHD. Les solides ayant la densité de texturation la plus grande – N80 et N70 – possèdent les coefficients de frottement les plus élevés.
- de $u_e = 60 \text{ mm/s}$ à $u_e = 250 \text{ mm/s}$, vitesse pour laquelle le ménisque d'huile est en contact avec l'extrémité de la zone haute pression, l'évolution du coefficient de frottement pour les surfaces texturées est identique à celle du contact lisse. Les valeurs de frottement de toutes les surfaces texturées sont semblables.
- pour les vitesses d'entraînement supérieures à 250 mm/s , le coefficient de frottement de la bille N80 augmente plus rapidement par rapport aux autres texturations. Le coefficient de frottement associé à la surface lisse est quant à lui plus faible.

Ce « classement » des texturations en fonction de leur niveau de couple après apparition de la sous-alimentation est en parfaite adéquation avec les mesures d'épaisseurs centrales de film synthétisées sur la figure 3.25. En effet, le contact lisse est celui dont l'épaisseur de film lubrifiant est la plus élevée après passage de la transition suralimentation/sous-alimentation. Suivent ensuite les contacts N70 et N90, dont les texturations piègent le même volume de lubrifiant. Enfin, la bille N80 possède l'épaisseur de film la plus faible du fait de sa plus grande capacité de rétention de lubrifiant. La viscosité du lubrifiant, ainsi que la vitesse de glissement et le gradient de pression étant identiques pour chaque contact, la contrainte de cisaillement directement reliée au couple mesuré ne dépend que de l'épaisseur du film lubrifiant. Il est donc cohérent que le contact N80 possède le coefficient de frottement le plus élevé.

3.5.2 Courbe de traction

La figure 3.50 illustre un exemple d'évolution du coefficient de frottement en fonction du temps pour le contact lisse, lubrifié par une base minérale 330NS. Les séquences analysées dans ce paragraphe ont un fond coloré, la séquence à u_e variable ayant été décrite dans le paragraphe précédent.

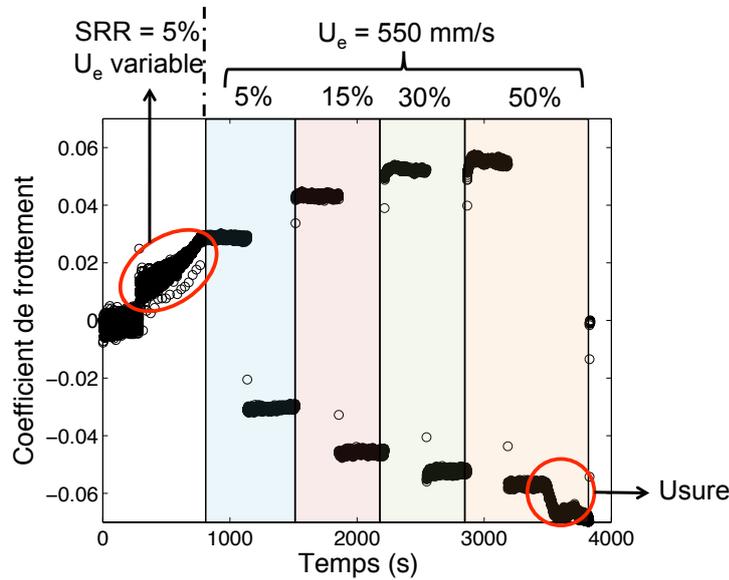


FIGURE 3.50 – Exemple de courbe de traction - $u_e = 550 \text{ mm/s}$ - contact lisse - $10 \mu\text{l}$ de lubrifiant 330NS - une valeur positive de SRR indique que la vitesse linéaire de la bille est supérieure à celle du disque, et entraîne un coefficient de frottement négatif.

Cette courbe de traction, réalisée en sous-alimentation – la vitesse critique de sous-alimentation V_c étant de 250 mm/s pour ces conditions – montre que pour chaque palier à SRR fixé, le coefficient de frottement reste relativement constant. L'expérience est stoppée lorsque l'usure apparaît sur un des solides. Par exemple, celle-ci est identifiée sur ce graphe par une dérive soudaine du coefficient de frottement pour le palier à $SRR = 50\%$.

Pour les surfaces texturées par réseaux de micro-cavités soumises à ce protocole expérimental, les moyennes des coefficients de frottement mesurés sur chaque palier de roulement/glissement sont calculées et regroupées sur les graphes de la figure 3.51. Pour la plupart des contacts, les écarts relatifs entre les couples de frottements sont faibles, excepté pour la bille N80. D'autre part, les mesures d'efforts tangentiels sont symétriques par rapport au point à vitesse de glissement nulle : contrairement à ce qui a été observé en condition suralimentée – cf. [67] – le fait que la bille ou le disque soit plus rapide n'engendre aucune modification du coefficient de frottement. Les échanges thermiques étant au moins aussi importants en sous-alimentation qu'en suralimenté, il est possible d'affirmer que ces derniers ne modifient pas la rhéologie du lubrifiant selon la domination cinématique de l'un ou l'autre des solides.

Des différences significatives entre les surfaces texturées et lisse sont en revanche observables du point de vue de la résistance à l'usure. En effet, le contact lisse est endommagé à partir d'un taux de roulement/glissement égal à 50% , comme le montre la figure 3.50. La bille texturée N90 est équivalente à la bille lisse, elle est endommagée lors de la même

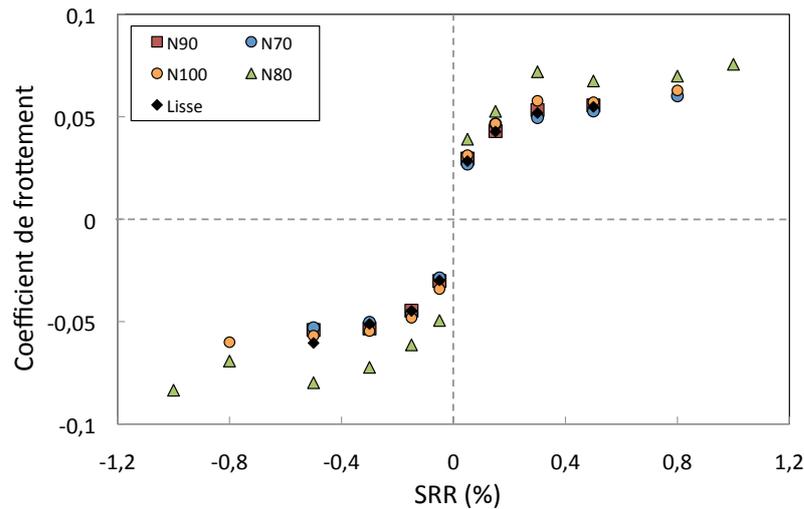


FIGURE 3.51 – Traction d’interfaces lisse et texturées par micro-cavités - $u_e = 550 \text{ mm/s}$ - $10 \mu\text{l}$ de lubrifiant 330NS

séquence. La bille N70 et surtout les surfaces texturées N80 et N100 résistent bien mieux à l’usure que le contact lisse, l’interface N80 n’ayant d’ailleurs pas été endommagée lors de cette expérimentation. Le comportement tribologique du contact réalisé avec la bille N80 devient stationnaire aux alentours de 30% de SRR et le fluide adopte probablement un comportement plastique, caractérisé par un plateau horizontal au niveau de la mesure du coefficient de frottement.

Du point de vue de la résistance à l’usure, ce sont donc les surfaces ayant la capacité de rétention la plus élevée qui sont les mieux dimensionnées. De même, à volume piégé identique, une texturation à plus grande densité de cavités dans le contact est à préconiser – l’usure de la bille N70 intervient à un SRR plus élevé par rapport à la bille N90, malgré un volume de rétention de lubrifiant identique. Ces conclusions, mises en parallèle avec les comportements observés à SRR et u_e faibles – cf. figure 3.49 – résumant toute la difficulté de l’optimisation de contacts texturés. Un réseau de forte densité dans un contact ainsi qu’une profondeur de cavité importante est néfaste pour une interface évoluant à faible vitesse d’entraînement et faible taux de roulement/glisserment, alors que cette même micro-texturation sera optimale en cas de sous-alimentation sévère, pour des fortes valeurs de SRR.

En résumé, les expériences en conditions de sous-alimentation et fort taux de roulement/glisserment permettent de dégager une micro-texturation optimale retardant l’apparition d’endommagement des surfaces. Il s’agit de maximiser la capacité de rétention en lubrifiant de la surface texturée afin de pouvoir utiliser ses micro-réservoirs sous l’action du cisaillement, provoquant ainsi une réalimentation locale du contact. A volume piégé équivalent, une plus forte densité de réseau conduit à une meilleure homogénéité des sur-épaisseurs de lubrifiant engendrées par le vidage des micro-motifs. Cela évite l’existence de zones du contact fortement sous-alimentées, comme dans le cas de réseaux de plus faible densité.

3.6 Conclusions

A travers la diversité des échelles de texturation et des protocoles expérimentaux, ce chapitre examine le phénomène de sous-alimentation d'un contact sphère/plan en régime EHD.

Dans des conditions cinématiques proches de celles de contact réels, une première vision d'ensemble a été apportée en plaçant un contact sous-alimenté en régime de vitesse alternatif. Le caractère transitoire de la sous-alimentation a notamment été identifié, ainsi que l'évolution aux temps longs – supérieurs à une seconde. Nous avons démontré que la sous-alimentation pouvait être caractérisée par la mesure des épaisseurs centrales de lubrifiant, la position de l'interface air/huile dans le convergent et le coefficient de frottement.

Puis, le découplage des paramètres pilotant la sous-alimentation a été effectué, avec la proposition d'un critère CVS permettant de prédire l'apparition de la sous-alimentation. Ce paramètre adimensionné caractérise en particulier les effets du volume initial de lubrifiant, de la viscosité du fluide, de la tension de surface et de la vitesse d'entraînement sur l'apparition de la sous-alimentation. Lorsque la vitesse d'entraînement augmente, l'épaisseur centrale de lubrifiant suit tout d'abord la même évolution que celle d'un contact suralimenté. Pour des valeurs de u_e plus importantes, la croissance de l'épaisseur de film devient plus modérée par rapport à la situation suralimentée : c'est la sous-alimentation partielle. L'atteinte de la vitesse critique de sous-alimentation V_c marque le début de la sous-alimentation sévère, où l'épaisseur de film lubrifiant diminue en fonction de la vitesse d'entraînement. V_c est d'autant plus faible que la viscosité est élevée ou que le volume initial de fluide est faible. Lorsque la vitesse d'entraînement est très élevée, le contact est alimenté par une épaisseur limite de film, dont la valeur est de l'ordre de 100 nm ou inférieure. Nous avons également montré les effets du temps sous des conditions cinématiques et de chargement fixées. Pour un contact lisse, l'épaisseur de film fluide dans la zone de haute pression diminue progressivement pour atteindre l'épaisseur limite.

L'introduction d'échelles de texturation différentes modifie les conditions d'alimentation d'un contact lubrifié. Dans le cas de solides micro-texturés par cavités, la capacité de rétention du lubrifiant joue un rôle prépondérant sur la séparation des surfaces : en condition de roulement pur, la quantité de lubrifiant piégée dans les cavités diminue d'autant le volume de lubrifiant servant à séparer les solides dans la zone de haute pression. Paradoxalement en situation de fort glissement, la micro-texturation ayant la capacité de rétention la plus élevée est la plus à même de retarder l'endommagement de l'interface. Il est probable que l'extraction du lubrifiant des cavités produise une portance locale protectrice, limitant d'éventuels contacts entre aspérités. A capacité de rétention identique, la densité de réseau la plus grande sera également préférée pour sa meilleure résistance à l'usure : les sur-épaisseurs locales liées à la propagation de micro-volumes de fluide issus des cavités sont réparties de manière plus homogène dans la zone de haute pression.

L'utilisation de texturations nanométriques et micrométriques, anisotropes et périodiques dans des contacts sous-alimentés permet de modifier l'équilibre entre les débits de réali-

mentation et les débits de fuite. Si ces texturations ne semblent pas influencer la mouillabilité dynamique de l'interface, il apparaît que l'orientation de la texturation de période micrométrique peut conduire à une réalimentation partielle d'un contact sous-alimenté. La modification du champ de pression due à la présence de rugosités, le concours de la force centrifuge ainsi que les passages successifs d'un contact permettent de maintenir sur une partie de la piste de roulement et de la zone de haute pression une épaisseur de film supérieure à celle mesurée dans un contact lisse. Ainsi, cette texturation anisotrope permet de protéger partiellement un contact de l'usure en donnant un coefficient de frottement plus faible, grâce à la diminution du taux de cisaillement.

Enfin, il a été montré qu'une texturation partielle oscillant dans un contact sous-alimenté pouvait être bénéfique. L'alternance du passage de la texturation dans la zone de haute pression peut provoquer une réalimentation grâce à l'apport progressif de quantités de fluide sur la piste de glissement. La zone de haute pression peut alors profiter des impacts bénéfiques de la texturation – augmentation de la portance locale – tout en s'affranchissant de la présence d'une rugosité, par des effets retardés.

Chapitre 4

Cinétiques d'imprégnation d'un contact ponctuel

Sommaire

4.1	Introduction	110
4.2	Imbibition d'un contact statique sphère/plan	111
4.2.1	Protocole expérimental	111
4.2.2	Piégeage/dépiégeage d'une ligne triple	112
4.2.3	Modélisation théorique de la dynamique de mouillage au voisinage d'un contact statique	117
4.2.4	Analyse du champ de vitesse du fluide dans l'interface	121
4.2.5	Imprégnation intérieure d'un contact texturé	123
4.2.6	Conclusions sur l'imbibition statique	127
4.3	Imbibition d'un contact sous-alimenté après arrêt d'un roulement pur	128
4.3.1	Protocole expérimental	128
4.3.2	Ré-imprégnation d'un contact lisse	129
4.3.3	Influence de la rugosité de surface - bille N2	132
4.4	Conclusions sur le mouillage d'un contact ponctuel	134

4.1 Introduction

Le chapitre 3 a donné lieu à la caractérisation de multiples conditions de fonctionnement, en régimes stabilisés ou transitoires, provoquant l'apparition puis le développement de la sous-alimentation. Les modifications contrôlées de la topographie de surface des solides en contact a permis de dégager deux mécanismes principaux de réalimentation :

- l'apport d'une quantité supplémentaire de lubrifiant, à travers la capacité de rétention d'une texturation par micro-cavités et son effet bénéfique en cisaillement dans la zone de haute pression ;
- la création de débits d'alimentation, par la présence de texturations nanométriques, micrométriques, anisotropes et périodiques, grâce à des forces de surface et/ou la modification des champs de pression dans le contact sous-alimenté.

L'observation des cinétiques très lentes de retour de lubrifiant, sur la piste de roulement/glisement entre deux passages d'un contact sphère/plan sous-alimenté, amène à penser que l'essentiel des débits de réalimentation se produit à proximité du contact. Après l'arrêt d'une expérience de sous-alimentation, une quantité relativement importante de lubrifiant est stockée aux bords de la piste de roulement/glisement, comme le montre l'interférogramme de la figure 4.1, alors que la piste présente une faible épaisseur. La diminution de la largeur de la piste traduit un retour du lubrifiant des bords vers le centre de la piste. Cependant, cette « réalimentation », en l'absence de contact, se produit sur des temps extrêmement longs – environ 15 minutes pour le lubrifiant PAO100, de forte viscosité. Quel rôle joue ce volume de lubrifiant expulsé et stocké aux abords de la piste ? Comment créer un débit de réalimentation suffisant à partir de ces réservoirs pour améliorer la lubrification d'une interface ? Quels sont les mécanismes qui régissent les cinétiques d'imprégnation d'un fluide aux alentours d'un contact sphère/plan ?

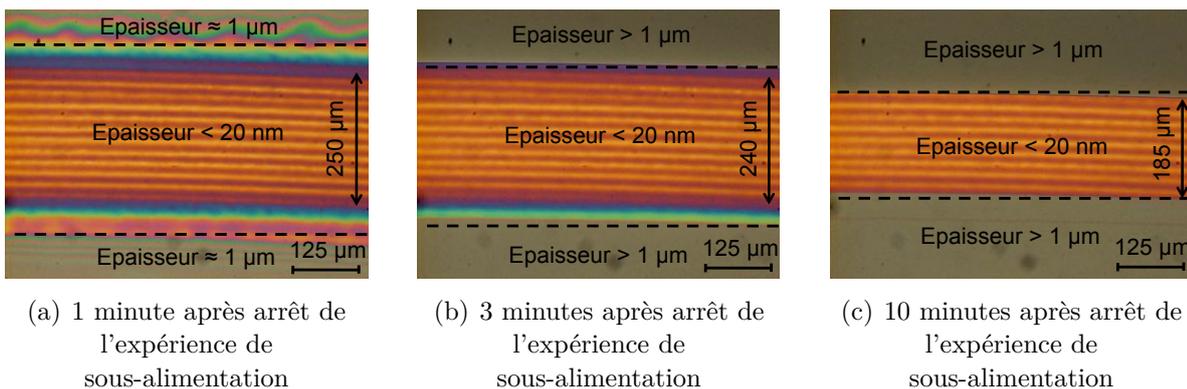


FIGURE 4.1 – Evolution temporelle et spatiale de l'épaisseur de lubrifiant sur la piste de roulement du disque après une expérience de roulement pur sous-alimenté en lubrifiant – bille texturée N400

Parmi les phénomènes à même de créer un débit de lubrifiant capable de réalimenter une interface en équilibrant les forces hydrodynamiques résistantes au mouvement, il existe les forces capillaires ou encore une modification du mouillage de la surface. Lorsque les solides sont en mouvement, l'importance relative de chacune des contributions peut être estimée

par le nombre capillaire. Afin d'améliorer notre compréhension des mécanismes d'alimentation d'origine capillaire, ce chapitre est consacré à l'analyse de la propagation d'un lubrifiant au voisinage d'un contact statique entre deux solides. Nous cherchons notamment à identifier les mécanismes physiques gouvernant l'imbibition, ainsi que l'influence d'une texturation de surface particulière sur le processus d'imprégnation du contact.

Dans une première partie, la propagation d'un lubrifiant au voisinage d'un contact statique entre une sphère et un plan est analysée en tenant compte des forces capillaires. Dans un second temps, le retour du lubrifiant au voisinage du contact est étudié lorsqu'une interface sous-alimentée en roulement pur est stoppée brutalement.

4.2 Imbibition d'un contact statique sphère/plan

4.2.1 Protocole expérimental

Caractéristiques du contact statique

Sur le tribomètre IRIS, un contact statique est réalisé entre une bille et un disque semi-réfléchissant. Trois billes en acier AISI 52100 de rugosités différentes sont étudiées dans ce chapitre : une bille lisse, de rugosité R_a mesurée inférieure à 5 nm, et les billes nanotexturées N2 et N3, caractérisées dans le chapitre 2. Pour rappel, les billes N2 et N3 présentent une superposition de motifs périodiques anisotropes : des ripples de type 1, de longueur d'onde $\lambda_n = 650$ nm et une ondulation de période choisie $\lambda_m = 10$ μm qui résulte du décalage entre deux passages successifs du faisceau laser. Rappelons également que la direction principale de l'ondulation est quasi parallèle à celle des ripples – angle entre les deux directions de 15° . Les chargements normaux appliqués sont de 5N et 15N. Les lubrifiants 150NS, 330NS et PAO100, dont les caractéristiques sont données dans le chapitre 3, sont utilisés à une température d'environ $28^\circ C$ pour les contacts chargés sous 15N et respectivement $22^\circ C$ pour 5N. Leur viscosité varie dans une gamme de deux décades.

Imprégnation du contact

Après la mise en contact de la sphère et du plan sur le tribomètre IRIS et l'application de la charge normale désirée, un volume de lubrifiant inférieur à 50 μl est déposé à l'aide d'une pipette microlitre à une distance au moins égale à quatre rayons de contact de la zone de Hertz, de manière quasi statique, pour minimiser les forces hydrodynamiques initiales – cf. figure 4.2.

L'évolution au cours du temps de ce volume de lubrifiant est observée, en suivant l'avancée du front d'huile, aussi appelée ligne triple. Pour effectuer cette mesure, une caméra rapide de résolution 2,19 $\mu m/pixel$ est utilisée à une vitesse d'acquisition variant de 30 à 200 images par seconde.

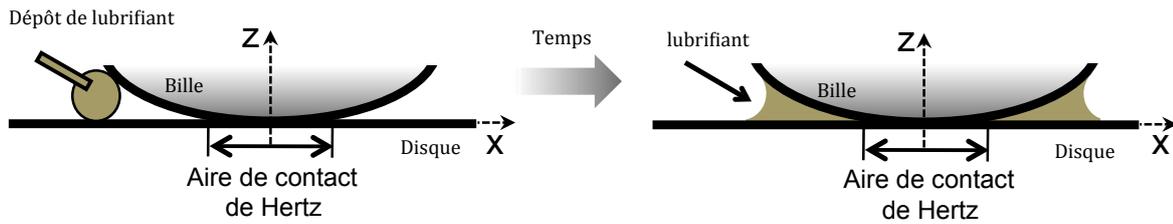


FIGURE 4.2 – Dépôt d'un micro-volume de lubrifiant au voisinage du contact sphère/plan

4.2.2 Piégeage/dépiégeage d'une ligne triple

Les interférogrammes de la figure 4.3 illustrent un exemple d'évolution de la ligne triple aux abords de l'interface bille lisse/disque chargée à 15N.

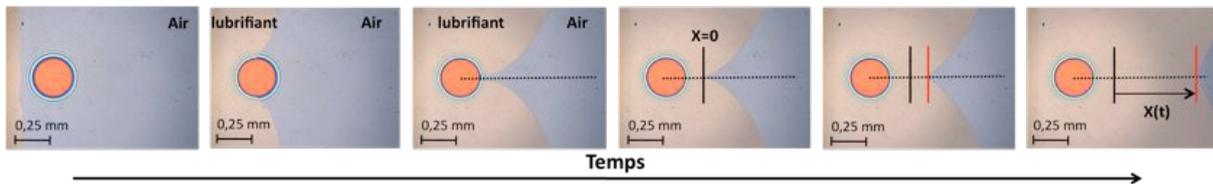


FIGURE 4.3 – Discrétisation temporelle du piégeage/dépiégeage de la ligne triple dans un contact sphère/plan lisse - lubrifiant 330NS

La zone de contact entre la bille et le disque correspond sur les interférogrammes au disque de couleur orange au centre des anneaux de Newton, et le lubrifiant est identifiable à sa couleur plutôt jaune : sur la figure 4.3, il migre de la gauche vers la droite en direction du contact.

Le mouillage par le lubrifiant à la fois de la surface de la bille et de celle du plan avec un angle de Young θ , crée une différence de pression à l'interface liquide/gaz, visible sur la figure 4.4 et égale à $\frac{2\gamma}{R_c}$, où R_c est le rayon de courbure équivalent de la goutte. La pression de Young-Laplace $P_L = P_{atm} - \frac{2\gamma}{R_c}$ engendre alors une force motrice qui « tire » le liquide vers le contact sphère/plan.

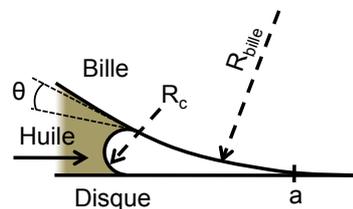


FIGURE 4.4 – Identification du rayon de courbure équivalent R_c entre la bille et le plan, responsable de la création de la force motrice capillaire

La ligne triple envahit progressivement l'interface, se sépare en deux lors du franchissement de la zone de Hertz et se referme derrière le contact pour continuer sa progression.

L'évolution temporelle de la propagation de la ligne triple par rapport à l'axe horizontal sera caractérisée, en amont du contact – dès que le lubrifiant apparaît sur les interférogrammes (origine temporelle) et jusqu'à ce que le lubrifiant atteigne la zone de haute pression – et en aval – une fois que le lubrifiant a contourné le contact. En ce qui concerne la propagation du fluide en aval du contact, l'instant de dépiégeage de la ligne triple après le passage du contact de Hertz constitue l'origine temporelle des cinétiques d'imprégnation mesurées. Ces origines spatiales et temporelles restent relatives : le fluide est en fait injecté à environ 1 mm du contact, position hors champ de la caméra.

Dans le cas du contact entre deux surfaces lisses, les interférogrammes montrent que le lubrifiant ne pénètre pas à l'intérieur de la zone de Hertz : celle-ci se comporte comme un joint étanche. La pression moyenne générée, de l'ordre de 306 MPa pour un chargement normal de 15N, est supérieure à la pression maximale d'un capillaire – de l'ordre de 1 MPa – et s'oppose à l'entrée du fluide dans le contact. Cette cinétique peut être interprétée comme la progression d'un fluide sur une surface mouillante constituée d'un défaut totalement non mouillant que représente la zone de Hertz orange.

Influence de la viscosité

Les expériences suivantes visent à caractériser l'influence de la viscosité du fluide sur sa cinétique d'imprégnation au voisinage du contact : la propagation du fluide est étudiée aussi bien en amont qu'en aval du contact.

L'évolution temporelle de l'avancée de l'interface air/huile en amont du contact est illustrée sur la figure 4.5 pour trois viscosités. Le fluide se propage dans l'interface formée

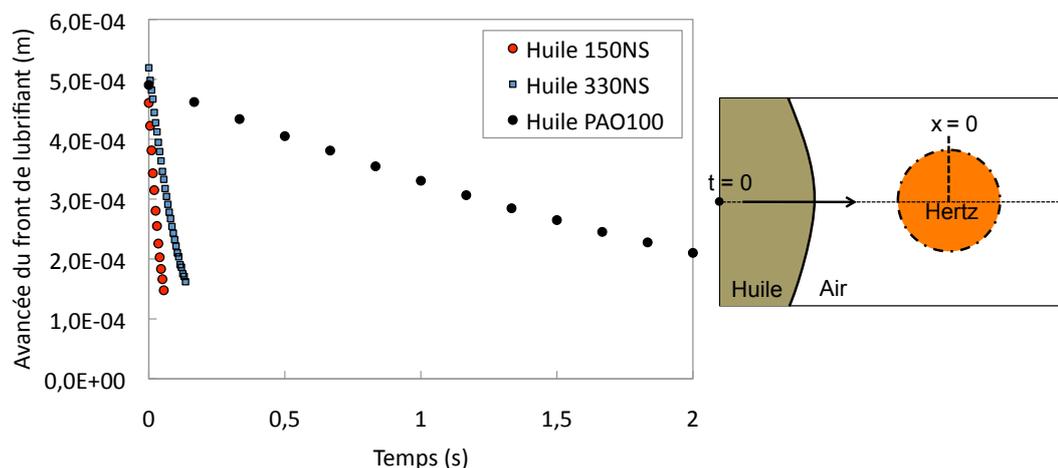


FIGURE 4.5 – Cinétique d'imprégnation en amont d'un contact ponctuel lisse soumis à une charge normale de 15N, pour trois lubrifiants de viscosités différentes

par la bille et le disque. Au fur et à mesure que le lubrifiant se rapproche de la zone de Hertz, la vitesse de propagation de l'interface air/huile diminue. La cinétique d'imbibition semble donc dépendre de la hauteur de séparation $h(x)$ entre la bille et le fluide. L'huile 150NS, peu visqueuse, imbibe le voisinage du contact plus rapidement que l'huile PAO100 dont la viscosité est près de 100 fois supérieure.

En aval du contact chargé sous 15N, lors du dépiégeage du lubrifiant après avoir franchi la zone de Hertz, l'évolution du front de lubrifiant en fonction du temps pour les trois lubrifiants est également mesurée et varie selon la viscosité, comme le montre la figure 4.6. La cinétique est ralentie pour les viscosités élevées. Cependant, la caractérisation des cinétiques d'imbibition en amont et en aval du contact montre que la propagation du lubrifiant au voisinage du contact n'est pas linéairement dépendante du temps.

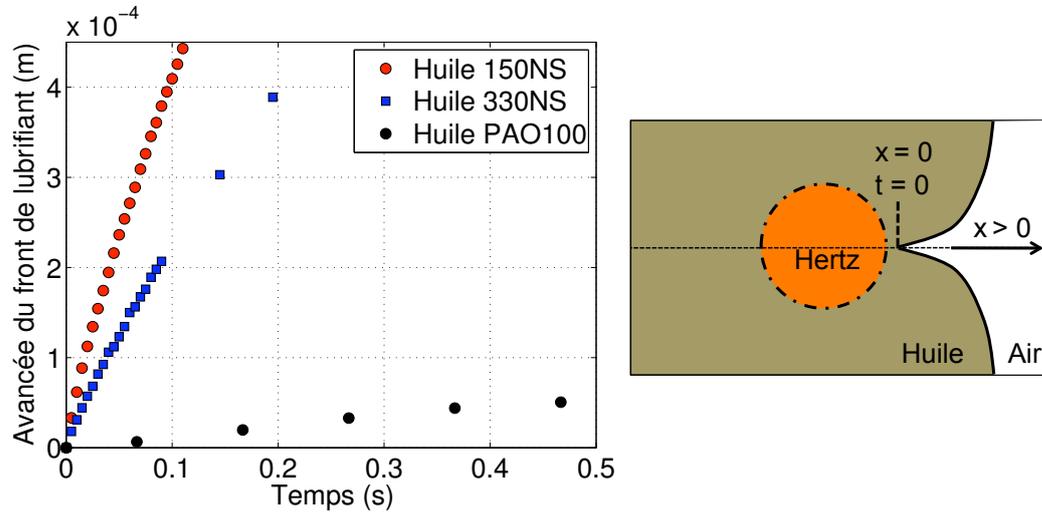


FIGURE 4.6 – Cinétique d'imprégnation en aval d'un contact ponctuel lisse soumis à une charge normale de 15N, pour trois lubrifiants de viscosités différentes

Nos expériences montrent une forte dépendance de la propagation du lubrifiant à la viscosité, mise en évidence par les mesures expérimentales d'imbibition au voisinage du contact. A présent, il s'agit de caractériser l'influence de la charge normale appliquée au contact sur la cinétique d'imbibition du lubrifiant.

Influence de la charge normale

Dans cette étude, deux charges normales de 5N et 15N sont imposées. Au centre du contact, comme précédemment, le lubrifiant ne pénètre pas en raison de la pression de Hertz trop importante. Un exemple de la progression du lubrifiant pour les deux forces normales en amont du contact est illustré sur la figure 4.7, avec le lubrifiant PAO100.

La propagation du lubrifiant est influencée par la charge normale en amont du contact : plus celle-ci est faible, plus la cinétique d'imbibition est lente. En aval du contact, la comparaison de la propagation de la ligne triple sous 5N et 15N, illustrée à la figure 4.8, montre que la cinétique de propagation du fluide est également ralentie sous 5N. La figure 4.9 montre l'influence de la viscosité sur la cinétique d'avancée de l'interface air/huile pour une charge normale de 5N : l'allure des courbes reste identique à celle observée pour un contact chargé sous 15N. La viscosité influe sur la vitesse de propagation du fluide : la cinétique est ralentie pour les viscosités élevées.

La variation de la cinétique d'imbibition au voisinage du contact est donc influencée par la viscosité et la charge normale appliquée au contact. L'introduction d'une surface texturée anisotrope et périodique permet-elle de modifier la propagation du fluide aux abords du contact de Hertz ?

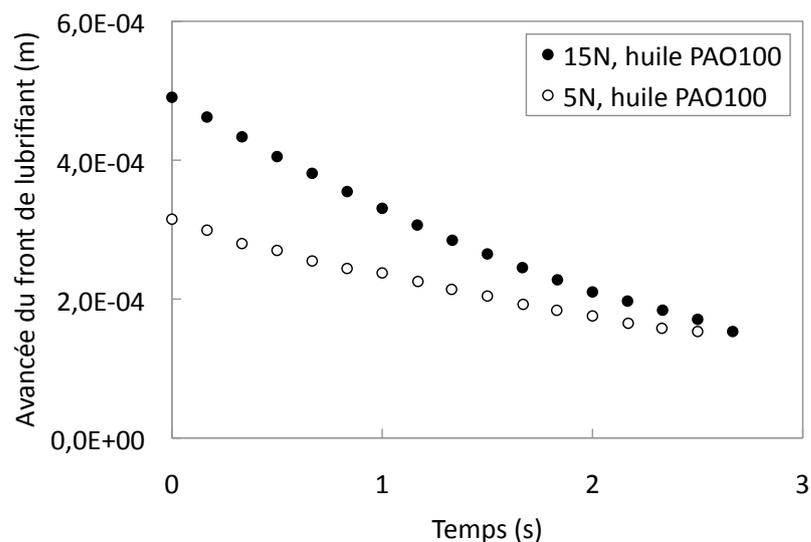


FIGURE 4.7 – Evolution temporelle de l'interface air/huile en amont d'un contact ponctuel lisse, pour deux charges normales de 5N et 15N - lubrifiant PAO100

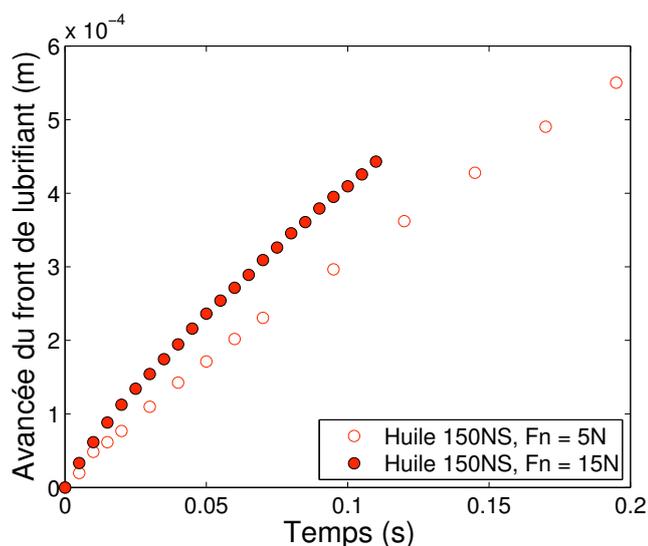


FIGURE 4.8 – Evolution temporelle de l'interface air/huile en aval d'un contact ponctuel lisse, pour deux charges normales de 5N et 15N - lubrifiant 150NS

Influence de la rugosité

Ce paragraphe vise à étudier l'influence d'une morphologie de surface nanométrique particulière sur les paramètres gouvernant la dynamique de mouillage au voisinage d'un contact sphère/plan. Rappelons qu'une expérience de mouillage sur un plan possédant une texturation de surface identique aux billes N2 et N3 a permis de mesurer l'angle de contact, récapitulé dans le tableau 3.2 du chapitre 3. La texturation de surface introduite par l'intermédiaire des billes N2 et N3 ne modifie pas l'écoulement du lubrifiant au voisinage du contact. Un exemple de comparaison entre un contact texturé N2 et un contact lisse est illustré sur la figure 4.10 : les points expérimentaux obtenus pour les deux surfaces considérées se superposent.

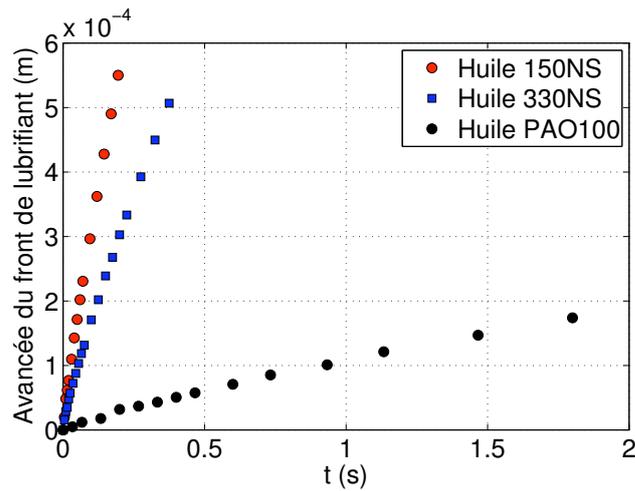


FIGURE 4.9 – Evolution temporelle de l'interface air/huile en aval d'un contact ponctuel lisse pour trois viscosités - charge normale = 5N

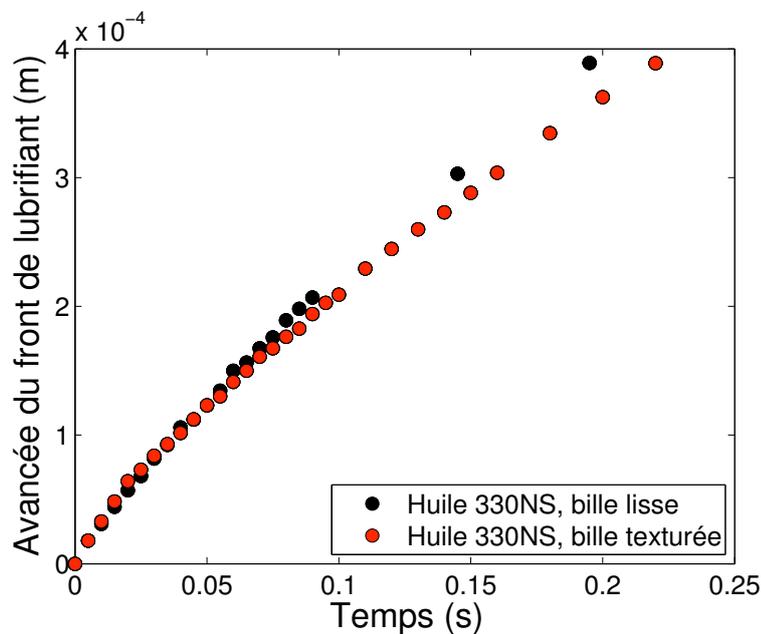


FIGURE 4.10 – Comparaison des cinétiques d'imprégnations extérieures en aval d'un contact entre une bille lisse et une bille texturée N2 - charge normale = 15N - lubrifiant 330NS

Pour la nanotexturation considérée, la topographie de surface influe donc peu sur la vitesse de propagation du fluide au voisinage du contact. La faible modification de la mouillabilité ne permet pas de modifier de manière conséquente l'imprégnation extérieure de lubrifiant.

Bilan

Les différentes cinétiques d'imbibition mesurées pour plusieurs viscosités, charges normales et rugosités font apparaître un comportement complexe du fluide au voisinage du contact sphère/plan. Nous observons que :

- le lubrifiant, indépendamment de sa viscosité, ne pénètre pas au sein d'un contact lisse, en raison de la forte pression de Hertz ;
- en amont du contact, la cinétique de propagation est ralentie pour les viscosités élevées et lors d'une diminution de la charge normale. La texturation considérée ne modifie pas significativement cette cinétique ;
- en aval du contact, les observations précédentes sont retrouvées.

Ces résultats incitent à penser que la macro-géométrie du contact, modifiée par l'application d'une charge normale et indépendante de la texturation, pilote la cinétique de propagation du lubrifiant au voisinage du contact.

4.2.3 Modélisation théorique de la dynamique de mouillage au voisinage d'un contact statique

Un modèle théorique original est développé pour tenter de décrire tous les régimes d'imprégnation présents lors de l'imbibition d'un contact ponctuel, aussi bien en amont qu'en aval d'un contact sphère/plan.

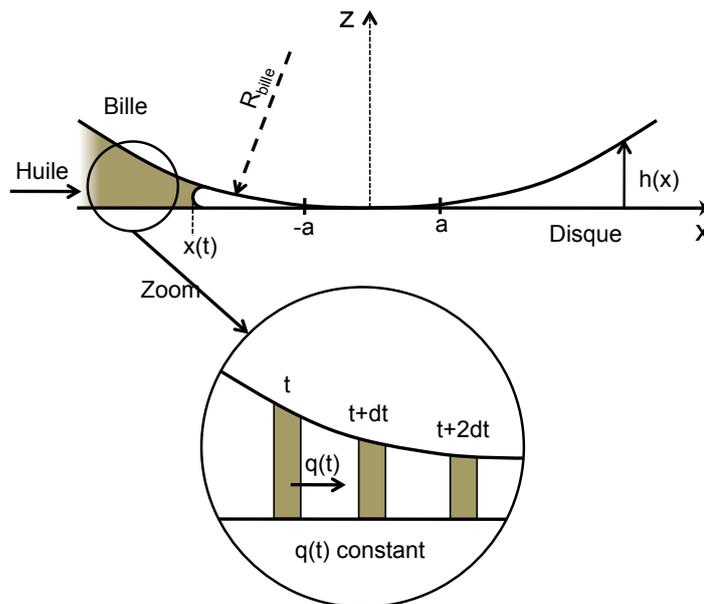


FIGURE 4.11 – Identification des paramètres du modèle théorique d'imprégnation

On note $x(t)$ la position instantanée du front de fluide, $h(x)$ le profil déformé de la sphère en contact et $q(t)$

$$q(t) = \frac{dx}{dt} h[x(t)] \quad (4.1)$$

le débit instantané, constant entre le point d'injection et $x(t)$ – cf. schéma de la figure 4.11. On suppose un contact 2D, c'est-à-dire qu'on ne considère que la direction de l'écoulement, x , et la direction dans l'épaisseur du fluide, z . On émet également l'hypothèse d'un mouillage total lubrifiant/surfaces, en accord avec les mesures réalisées avec le tensiomètre. Enfin, on considère que la dynamique du mouillage observée résulte de l'équilibre

entre l'écoulement de Poiseuille et l'écoulement capillaire, issu de la loi de Laplace. Ainsi, la conservation du débit $q(t)$ fournit l'équation générique :

$$q(t) = \frac{-h^3(x) dP}{12\eta dx} \quad (4.2)$$

i.e.

$$\frac{1}{12\eta} \int_{P_0}^{P_c} dP = -\frac{dx}{dt} h[x(t)] \int_{x_0}^{x(t)} \frac{dl}{h^3(l)} \quad (4.3)$$

où P_0 est la pression au point d'injection, P_c la pression capillaire au niveau du front d'imprégnation et x_0 , la position du point d'injection. $h(x)$ est le profil approché de la sphère déformée : $h(x) = kx^n$ avec k et n des constantes. L'origine des abscisses est, dans cette partie, prise à partir du bord du contact.

En amont du contact

Le point d'injection est la position de dépose de la goutte, où la pression est de l'ordre de la pression atmosphérique prise comme référence, $P_0 = 0$. L'origine des abscisses est prise à partir du bord du contact. L'équation 4.3 s'écrit :

$$\frac{1}{12\eta} \int_0^{P_c} dP = -\frac{dx}{dt} h[x(t)] \int_{-x_0}^{-x(t)} \frac{dl}{h^3(l)} \quad (4.4)$$

avec $x_0 > 0$ et $l > 0$.

En supposant que la pression capillaire est donnée en mouillage total par la loi de Laplace, soit :

$$P_c = \frac{2\gamma_{lv}}{h[x(t)]} \quad (4.5)$$

on obtient :

$$\frac{1}{6\eta} \frac{\gamma_{lv}}{h[x(t)]} = -\frac{dx}{dt} h[x(t)] \int_{-x_0}^{-x(t)} \frac{dl}{k^3 l^{3n}} \quad (4.6)$$

L'intégration de l'équation ci-dessus donne :

$$t = \frac{6\eta}{(3n-1)\gamma_{lv}kx_0^{n-2}} \left[\frac{1}{2n+1} (X^{2n+1} - 1) - \frac{1}{2-n} \left(\frac{1}{X^{n-2}} - 1 \right) \right] \quad (4.7)$$

où $X = x/x_0$.

En aval du contact

Le point d'injection est le point de jonction entre les deux fronts latéraux, comme le montre la figure 4.12. En ce point existe une pression initiale non nulle, d'origine capillaire.

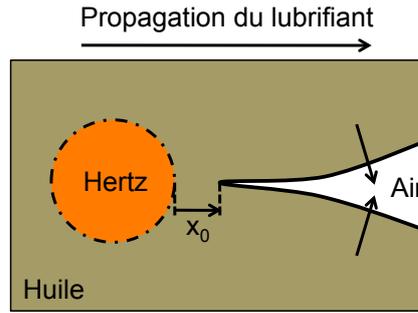


FIGURE 4.12 – Schématisation de la position du point d'injection théorique ayant une valeur de pression P_0

L'équation 4.3 s'écrit alors :

$$\frac{1}{12\eta} \int_{P_0}^{P_c} dP = -\frac{dx}{dt} h[x(t)] \int_{x_0}^{x(t)} \frac{dl}{k^3 l^{3n}} \quad (4.8)$$

En mettant P_0 sous la forme $P_0 = \frac{2\gamma_{lv}}{kl_0^n}$, la résolution analytique fournit :

$$t = \frac{3\eta l_0^{13/3}}{2\gamma_{lv} k x_0^4} \cdot \left\{ X + \frac{3}{8} X^{8/3} + \frac{3}{20} \left[\left(\sqrt{5} - 1 + \left(\frac{x_0}{l_0} \right)^4 (\sqrt{5} + 1) \right) \ln \left(X^{2/3} + \frac{1}{2} (\sqrt{5} + 1) X^{1/3} + 1 \right) \right. \right. \\ - \left. \left(\sqrt{5} + 1 + \left(\frac{x_0}{l_0} \right)^4 (\sqrt{5} - 1) \right) \ln \left(X^{2/3} - \frac{1}{2} (\sqrt{5} - 1) X^{1/3} + 1 \right) \right. \\ + \left. \left(1 - \left(\frac{x_0}{l_0} \right)^4 \right) \ln \left(X^{1/3} - 1 \right)^4 \right. \\ + \left. \left(2\sqrt{2(5 - \sqrt{5})} + 2\sqrt{2(5 + \sqrt{5})} \left(\frac{x_0}{l_0} \right)^4 \right) \tan^{-1} \left(\frac{4X^{1/3} + 1 - \sqrt{5}}{2\sqrt{2(5 + \sqrt{5})}} \right) \right. \\ \left. \left. + \left(2\sqrt{2(5 + \sqrt{5})} - 2\sqrt{2(5 - \sqrt{5})} \left(\frac{x_0}{l_0} \right)^4 \right) \tan^{-1} \left(\frac{4X^{1/3} + 1 + \sqrt{5}}{2\sqrt{2(5 - \sqrt{5})}} \right) \right] \right\} \quad (4.9)$$

avec $X = x/l_0$.

L'application des équations 4.7 et 4.9 aux points expérimentaux est présentée aux figures 4.13 et 4.14 pour différentes viscosités, forces normales et texturations de surfaces. Pour les contacts sous 15N (respectivement 5N), $n = 5/3$ (respectivement $n = 1,6$). Cette description théorique permet de prédire parfaitement l'évolution expérimentale du front d'avancée du fluide au voisinage d'un contact statique, comme le montrent les lignes continues et discontinues sur les figures 4.13 et 4.14. Les valeurs des points d'injection, x_0 , et des pressions initiales considérées, P_0 , sont reportées dans le tableau 4.1. En amont du contact, les valeurs de x_0 obtenues grâce à la confrontation de l'équation 4.7 aux points expérimentaux sont de l'ordre du mm, en bon accord avec la distance à laquelle la goutte

est déposée. En aval du contact – équation 4.9, les valeurs de x_0 sont en aval du point de jonction des deux fronts latéraux. Cette discordance peut être attribuée à l'influence des deux fronts qui se rejoignent à une vitesse non nulle, ce qui n'est pas pris en compte dans ce calcul.

	En amont du contact	En aval du contact	
	x_0 (mm)	x_0 (mm)	P_0 (kPa)
150NS - 15N	0,6	0,4	4,35
330NS - 15N	1,0	0,5	3,3
PAO100 - 15N	0,9	0,4	4,8
PAO100 - 5N	2	0,5	3,3

TABLE 4.1 – Récapitulatif des données x_0 et P_0

La confrontation de cette analyse théorique aux résultats expérimentaux semble valider notre hypothèse initiale d'un écoulement piloté par l'écoulement de Poiseuille et l'écoulement capillaire. Elle souligne également la prépondérance de la macro-géométrie du contact, indépendamment de la texturation de surface considérée, sur le contrôle de la dynamique de mouillage au voisinage d'un contact statique.

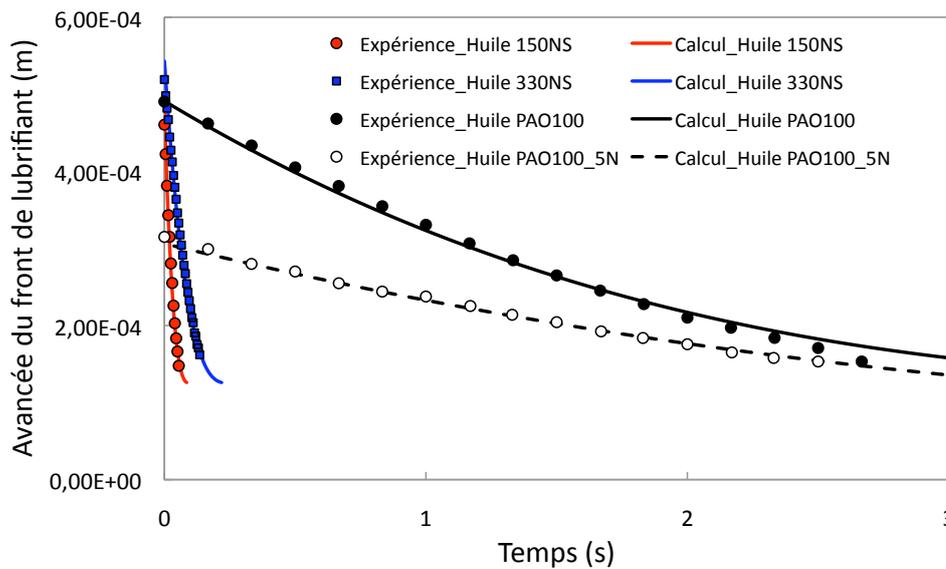


FIGURE 4.13 – Comparaison entre le modèle théorique et la simulation expérimentale de l'imprégnation en amont d'un contact sphère/plan, pour trois lubrifiants et deux charges normales (15N et 5N)

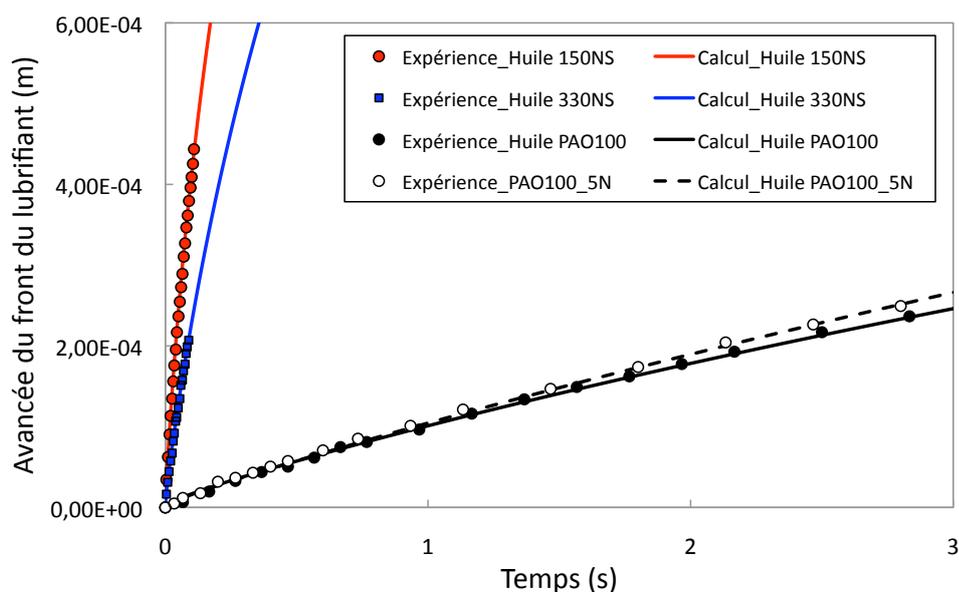


FIGURE 4.14 – Comparaison entre le modèle théorique et la simulation expérimentale de l'imprégnation en aval d'un contact sphère/plan pour trois lubrifiants et deux charges normales (15N et 5N)

4.2.4 Analyse du champ de vitesse du fluide dans l'interface

A partir des interférogrammes, la caractérisation en deux dimensions, selon x et y , de l'avancée de la ligne triple peut être réalisée en fonction du temps, comme le montre la figure 4.15.

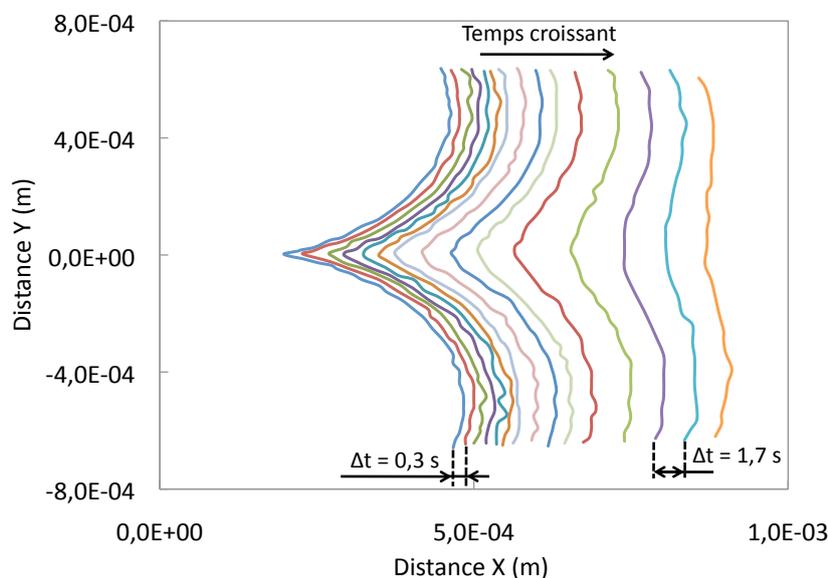


FIGURE 4.15 – Avancée en deux dimensions de la ligne triple en fonction du temps - charge normale = 15N - lubrifiant PAO100

En aval du contact, la présence de la zone de Hertz peut être assimilée à un défaut non mouillant : cela se traduit par un piégeage total de la ligne triple qui s'incurve au voisinage du contact. A une distance de $400 \mu\text{m}$ selon y , de part et d'autre du contact, l'avancée

du fluide n'est pas impactée par la présence du contact. La hauteur h de la déformée vaut environ $13 \mu\text{m}$ et la cinétique de propagation est constante. Afin d'analyser plus finement ces phénomènes, la mesure expérimentale de vitesse de propagation de l'interface air/huile a été réalisée, en particulier dans la zone la plus proche du contact.

Un exemple est illustré sur la figure 4.16, qui décrit la cinétique d'imbibition en deux dimensions du fluide en aval du contact statique, avec le lubrifiant PAO100.

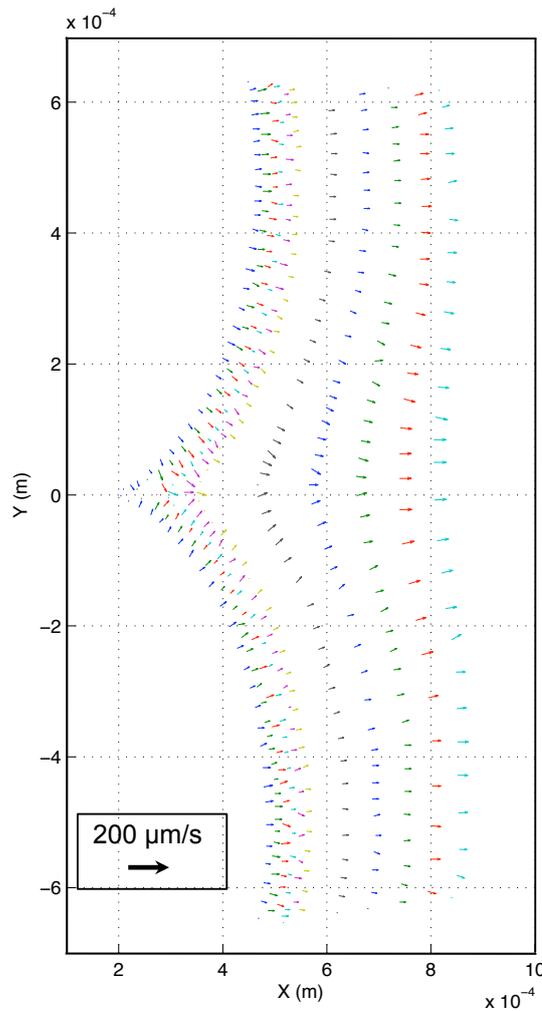


FIGURE 4.16 – Champ de vecteurs vitesses caractérisant la propagation 2D de la ligne triple en aval d'un contact statique lisse - lubrifiant PAO100

Une observation attentive des vecteurs vitesses montre que leurs normes sont légèrement plus grandes vers la ligne centrale horizontale ($y = 0$), par rapport aux vecteurs situés plus loin du contact de Hertz. Ceci est cohérent avec les observations expérimentales et théoriques : la force capillaire motrice, qui dépend de la hauteur de séparation entre la bille et le plan, est plus élevée lorsque $h(x)$ est faible, c'est-à-dire lorsque le fluide est au plus près de la zone de Hertz. Expérimentalement, nous sommes donc capables de caractériser entièrement le champ d'imbibition d'un contact sphère/plan par un fluide, et de connaître les vitesses de propagation de l'interface air/huile. Il serait intéressant de

prolonger l'analyse théorique de propagation de la ligne triple dans ces deux directions x et y .

4.2.5 Imprégnation intérieure d'un contact texturé

Ce paragraphe s'attarde sur l'imbibition d'un contact statique texturé. Alors que nous n'avons pas observé de réelle modification de la cinétique d'imbibition à l'extérieur de la zone de Hertz, l'introduction d'une morphologie de surface particulière permet au fluide d'imprégner l'intérieur d'un contact. Les interférogrammes de la figure 4.17 décrivant l'imbibition d'un contact nano-texturé chargé sous 15N permettent alors d'identifier deux cinétiques de propagation du fluide : une à l'extérieur de la zone de Hertz et une autre à l'intérieur du contact. Nous nous focaliserons dans cette partie sur les mécanismes mis en oeuvre à l'intérieur de la zone de contact.

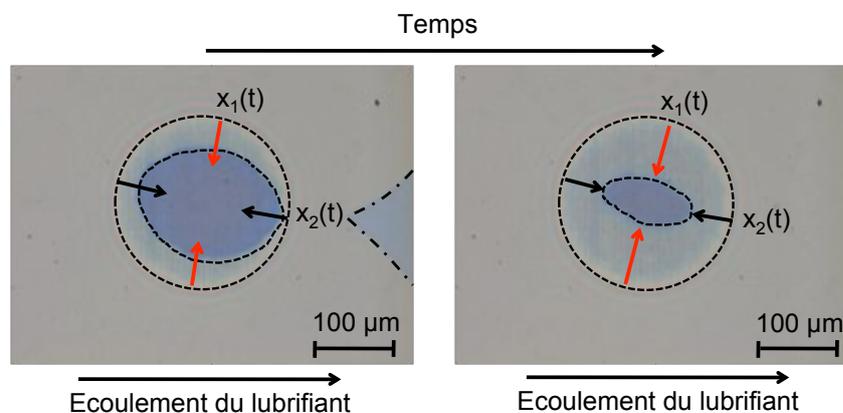
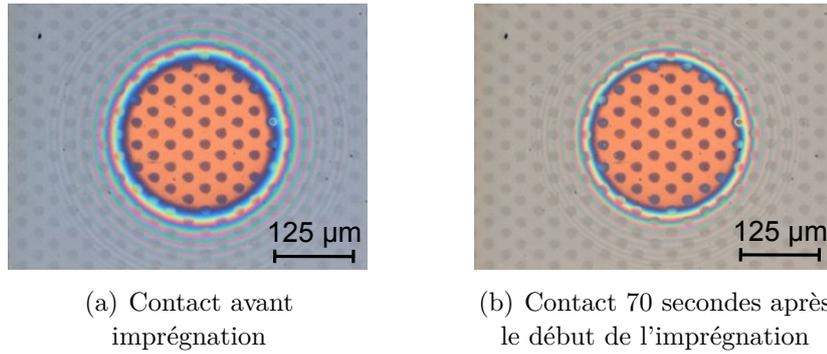


FIGURE 4.17 – Imprégnation extérieure et intérieure par le lubrifiant PAO100 d'un contact texturé N2 - $F_N = 15N$

Par opposition, les surfaces munies d'un réseau de micro-cavités restent étanches à la pénétration du fluide à l'intérieur du contact de Hertz. Un exemple est illustré à la figure 4.18, représentant un contact entre un disque lisse et une bille texturée de cavités peu profondes – 60 nm – non remplies de lubrifiant environ 70 secondes après le début de l'imprégnation.

L'introduction d'une surface texturée particulière dans le contact sphère/plan, continue, périodique et anisotrope, permet la pénétration du fluide à l'intérieur de la zone de Hertz, à travers les interstices occupés initialement par de l'air à pression atmosphérique. La surface fortement anisotrope introduit une anisotropie d'imprégnation, visible à la forme elliptique du front d'imbibition dans la zone de Hertz à la figure 4.17. La cinétique d'imprégnation intérieure est caractérisée par deux paramètres $x_1(t)$ et $x_2(t)$ – cf. figure 4.17 qui représentent respectivement le déplacement du demi petit axe et du demi grand axe du front de fluide. Ceux-ci sont mesurés et comparés sur le graphe de la figure 4.19, où l'anisotropie d'envahissement du fluide à l'intérieur du contact constatée sur les interférogrammes est quantifiée. Le front x_1 , parallèle à la direction principale de la nano-texturation – ripples – se propage plus rapidement au sein du contact que le front x_2 . L'allure générale des deux courbes met en évidence sur les premiers micromètres un régime d'imprégnation transitoire, suivi d'une cinétique de propagation directement proportionnelle à \sqrt{t} . En



(a) Contact avant imprégnation

(b) Contact 70 secondes après le début de l'imprégnation

FIGURE 4.18 – Imprégnation d'un contact texturé par réseau de cavités, le lubrifiant ne pénètre pas à l'intérieur du contact de Hertz - profondeur = 60 nm - diamètre de cavité = 23 μm - Taux de portance $T_p = 65\%$

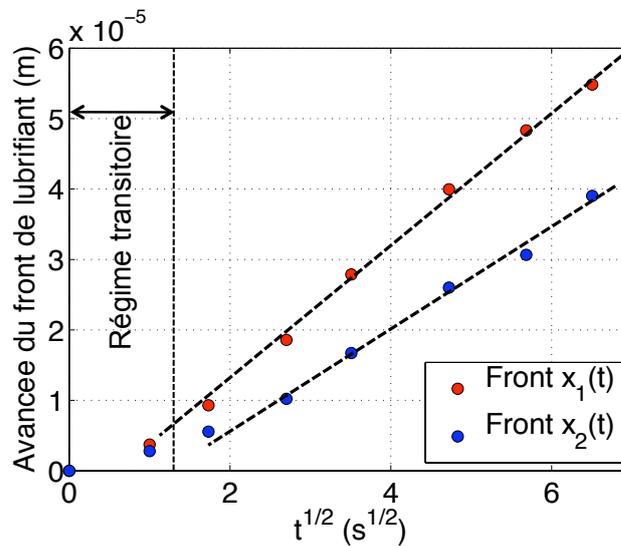


FIGURE 4.19 – Cinétique d'imbibition intérieure d'un contact statique - bille texturée N2 - $F_N = 15N$ - lubrifiant PAO100

raison du faible nombre de points permettant de caractériser le régime aux temps courts et de leur distance par rapport à l'origine du même ordre de grandeur que la dimension d'un pixel de la caméra, seul le comportement aux temps longs est interprété.

Lorsque la cinétique de propagation d'un fluide est proportionnelle à \sqrt{t} , il est possible de considérer l'imbibition comme un phénomène diffusif, tel que la montée d'un liquide dans un capillaire : la cinétique du fluide résulte de la compétition entre une force motrice capillaire et une force visqueuse associée à l'écoulement de Poiseuille (la longueur capillaire doit être supérieure au rayon de pore pour pouvoir négliger l'effet de la pesanteur, et les forces inertielles sont également négligées). De cet équilibre découle la loi de Washburn [96] qui modélise la propagation du liquide dans un capillaire de rayon r_c alimenté par un réservoir de fluide disponible R_{res} , en fonction de la racine carrée du temps :

$$x(t) = \sqrt{\frac{\left(1 - \frac{r_c}{R_{res}}\right) r_c \gamma \cos \theta}{2\eta}} t^{1/2} \quad (4.10)$$

où η est la viscosité du fluide, γ sa tension de surface et $\cos(\theta)$ l'angle de contact du fluide à l'avancée.

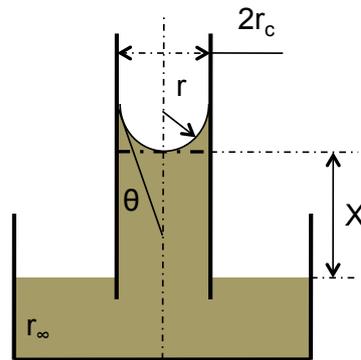


FIGURE 4.20 – Montée d'un fluide dans un capillaire cylindrique décrit par la loi de Washburn

L'application du modèle de Washburn aux imprégnations intérieures obtenues, en considérant un mouillage total entre le lubrifiant et les surfaces ainsi qu'un volume de lubrifiant infini, montre qu'un contact sphère/plan peut être considéré d'un point de vue capillaire comme un pore cylindrique équivalent de rayon constant r_c – cf. schéma de la figure 4.20.

Dans notre cas, la présence de deux cinétiques permet l'identification de deux rayons de pore équivalents, directement dépendants de la direction d'anisotropie de la texturation. Ainsi, le front de lubrifiant se propage suivant la direction x_1 dans un pore équivalent de rayon égal à 20 nm, tandis qu'il se propage dans la direction x_2 comme un fluide dans un capillaire cylindrique de rayon 12 nm. Une observation attentive de l'orientation de l'ellipse montre que son demi petit axe forme un angle d'environ 15 degrés avec l'axe horizontal des interférogrammes, angle existant entre la direction principale des ripples et celle de la micro-ondulation et identifié sur la figure 4.21. Les ondulations étant parfaitement horizontales sur les interférogrammes observés, il semble donc que les ripples pilotent au premier ordre la cinétique de propagation du lubrifiant à l'intérieur du contact de Hertz. Par ailleurs, des expériences complémentaires avec la bille N3 ont montré qu'un

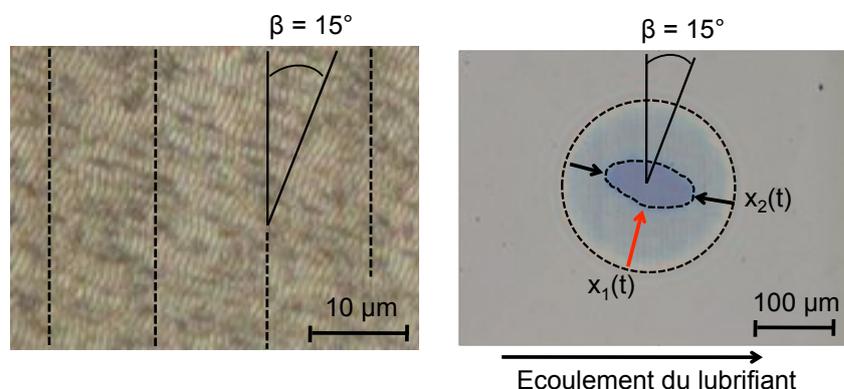


FIGURE 4.21 – Orientation du front d'imprégnation x_1 selon la direction des ripples, qui forme un angle de 15° avec la direction des ondulations micrométriques

changement de la direction d'anisotropie de la texturation – les micro-ondulations sont

alors parallèles à la direction de propagation du fluide – n'a pas d'influence sur l'allure de la cinétique d'imbibition intérieure du contact : la direction de l'ellipse visible lors de l'imprégnation reste pilotée par la direction principale des ripples.

Afin d'évaluer l'influence éventuelle de la charge normale sur l'imprégnation intérieure, une expérience d'imbibition avec la bille N2 et le lubrifiant 330NS a été réalisée sous 5N. La propagation du fluide à l'intérieur de la zone de Hertz reste elliptique et proportionnelle à \sqrt{t} pour les deux fronts. L'application du modèle de Washburn permet d'identifier deux rayons capillaires équivalents de 10 nm et 17 nm, qui correspondent respectivement au front lent et rapide de la ligne triple. Les deux rayons sont sensiblement proches de ceux calculés dans le cas du contact chargé sous 15N et démontrent la faible dépendance de l'imprégnation intérieure à l'effort normal appliqué.

Faible déformation des ripples

Cette indépendance relative à l'effort normal peut être expliquée en calculant la variation de l'amplitude de rugosité par rapport à la charge normale. Les rugosités anisotropes des billes N2 et N3 sont assimilées à des surfaces ondulées unidirectionnelles comportant deux motifs périodiques – les ripples et la micro-ondulation – que l'on considère ici comme indépendants et qui sont étudiés séparément. En première approximation, le contact est établi entre cette surface modèle ondulée de période λ et un plan de côté $2a$ – cf. schéma de la figure 4.22. Nous supposons que les aspérités d'un même motif se déforment de manière indépendante et que les déformations restent dans le domaine élastique.

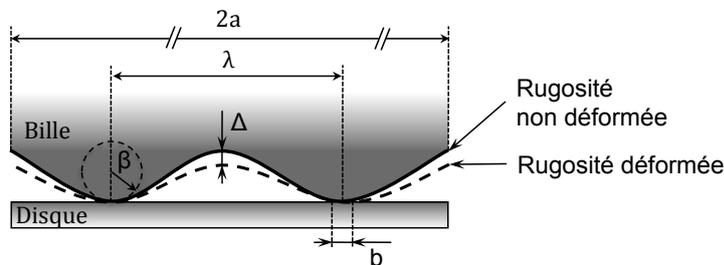


FIGURE 4.22 – Représentation schématique de la déformation élastique d'un contact de rugosité périodique, de longueur d'onde λ

La force globale F est reliée à la force f normale par spot de contact, par l'intermédiaire du nombre de spots de contacts N , égal à $2a/\lambda$:

$$f = \frac{F}{N} = \frac{F\lambda}{2a} \quad (4.11)$$

Si β est le rayon de courbure moyen d'une aspérité, l'application de la théorie de Hertz pour un contact linéique permet de déterminer la demi largeur b d'un micro-contact :

$$b = \left(\frac{4}{\pi} \cdot \frac{f\beta}{2aE^*} \right)^{1/2} = \left(\frac{4F\lambda\beta}{\pi 4a^2 E^*} \right)^{1/2} = \left(\frac{4\lambda\beta P_{moy}}{\pi E^*} \right)^{1/2} \quad (4.12)$$

L'enfoncement δ d'une aspérité est donc égale à

$$\delta = \beta - \sqrt{\beta^2 - b^2} = \beta \left(1 - \sqrt{1 - \frac{4\lambda P_{moy}}{\pi E^* \beta}} \right) \quad (4.13)$$

Dans l'hypothèse où la pression moyenne de Hertz P_{moy} est largement inférieure au module de Young équivalent E^* , l'enfoncement peut s'écrire

$$\delta = \frac{2\lambda P_{moy}}{\pi E^*} \quad (4.14)$$

On remarquera que l'enfoncement ne dépend pas du rayon de courbure de l'aspérité. Pour le cas des surfaces texturées des billes N2 et N3, pour des pressions moyennes de Hertz égales respectivement à 212 *MPa* et 306 *MPa*, les ripples de période 650 *nm* subissent un enfoncement total de 1 *nm* et 2 *nm* et les ondulations de période 10 μm se déforment de 12 *nm* et 36 *nm*.

L'amplitude des nano-rugosités n'étant que très faiblement réduite par l'augmentation de la force normale, la propagation du fluide à l'intérieur du contact est ainsi principalement pilotée par la nano-rugosité non déformée de la bille et non par la macro-géométrie ou l'effort normal.

4.2.6 Conclusions sur l'imbibition statique

La dynamique du mouillage d'une interface par un lubrifiant au voisinage d'un contact sphère/plan non conforme permet de comprendre les paramètres qui gouvernent les mécanismes visqueux et capillaires mis en jeu dans le processus d'imbibition. Dans le cas d'un contact lisse ou texturé, l'envahissement autour du contact de Hertz résulte d'une compétition entre un écoulement issu d'une force capillaire motrice et un écoulement de Poiseuille résistant. Un modèle théorique basé sur la conservation du débit de fluide à chaque instant, et tenant compte du profil de la déformée de la bille, permet d'aboutir à la prédiction fidèle de la cinétique d'écoulement de lubrifiant au voisinage du contact, aussi bien en amont qu'en aval de la zone de Hertz. Cette analyse met en exergue le rôle de la macro-géométrie du contact.

Si une texturation anisotrope ne modifie pas l'envahissement à l'extérieur d'un contact par un lubrifiant, elle permet en revanche une imprégnation en forme d'ellipse à l'intérieur de la zone de Hertz. La caractérisation de l'anisotropie d'imbibition met en évidence l'influence au premier ordre de l'orientation des ripples sur le front rapide d'envahissement intérieur. En présence de deux rugosités anisotropes superposées, l'une micrométrique et l'autre nanométrique, c'est l'échelle de rugosité la plus petite qui semble piloter l'imprégnation au sein du contact sphère/plan. La variation de l'effort normal exercé sur le contact n'a pas d'influence sur la cinétique d'envahissement intérieur en raison des faibles déformations élastiques de la rugosité de longueur d'onde la plus petite. L'application du modèle de Washburn permet d'assimiler ces cinétiques d'imprégnation à celles de capillaires cylindriques de rayons nanométriques.

4.3 Imbibition d'un contact sous-alimenté après arrêt d'un roulement pur

L'analyse de l'imprégnation par un lubrifiant d'un contact initialement statique a mis en évidence le rôle moteur des forces capillaires. Elles sont notamment influencées par les macro-géométries des surfaces en contact, liées aux déformées par les chargements normaux supportés. Que devient le débit d'alimentation en lubrifiant de l'interface lorsque les solides, initialement en régime stationnaire de roulement pur et sous-alimentés en lubrifiant, s'arrêtent brusquement ?

Les expériences présentées dans cette partie visent à caractériser la réalimentation en lubrifiant d'un contact sphère/plan, stoppé après avoir évolué en roulement pur en régime sous-alimenté. Un contact chargé sous 15N, lisse ou texturé, lubrifié par une huile 330NS est plus particulièrement étudié.

4.3.1 Protocole expérimental

Sur le tribomètre IRIS, un contact lubrifié est réalisé entre une bille et un plan semi-réfléchissant. Les deux solides sont animés d'un mouvement de rotation et évoluent en roulement pur, à une vitesse d'entraînement moyenne de 200 mm/s. Initialement, le contact est suralimenté en lubrifiant. Toujours en mouvement stationnaire, un volume non contrôlé de lubrifiant est ôté du contact par absorption afin d'initier la sous-alimentation du contact. Les vitesses des deux solides diminuent alors jusqu'à zéro, selon la cinématique décrite par la figure 4.23.

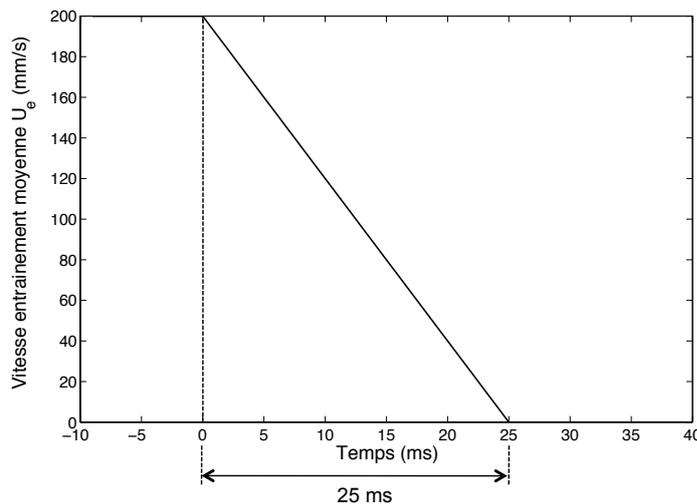


FIGURE 4.23 – Cinématique d'arrêt d'un contact sphère/plan sous-alimenté en lubrifiant

La visualisation du contact permet d'observer le retour du lubrifiant autour de la zone de Hertz, une fois la sollicitation dynamique arrêtée - cf. figure 4.24 : les lobes latéraux de lubrifiant réalimentent progressivement le voisinage du contact. Les zones de l'interface en film très mince, c'est-à-dire l'entrée et la sortie du contact, reculent peu à peu, et la péri-

phérie du contact est finalement remplie de fluide jusqu'à un diamètre R_d , identifiable sur l'interférogramme 4.24(d). Les cinétiques de ré-imprégnation du contact par le lubrifiant sont mesurées, la fermeture du ménisque d'huile – interférogramme 4.24(c) – à l'arrière du contact constituant l'origine temporelle de toutes les mesures présentées dans cette partie.

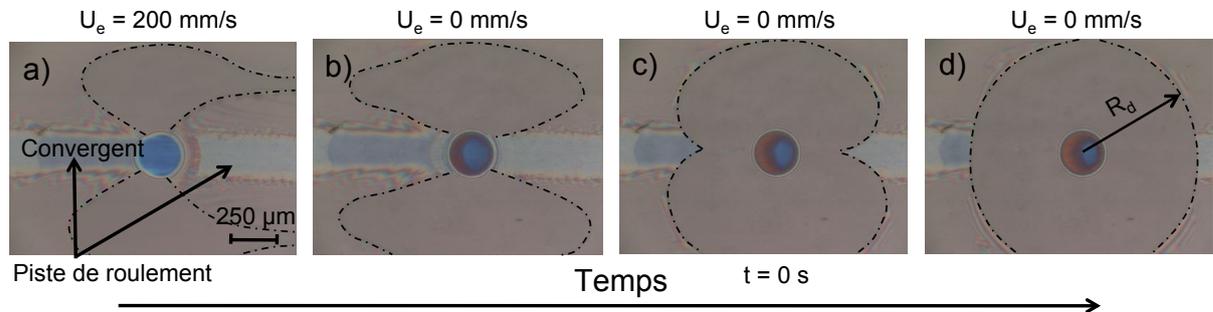


FIGURE 4.24 – Visualisation par interférométrie optique de l'évolution du réservoir de lubrifiant après l'arrêt du contact sphère/plan initialement à $u_e = 200 \text{ mm/s}$ - cas d'une bille lisse - lubrifiant 330NS

4.3.2 Ré-imprégnation d'un contact lisse

La cinétique de remplissage de la zone de film rompu par le lubrifiant 330NS, pour une bille lisse et un chargement normal de 15N, est caractérisée par le graphe de la figure 4.25.

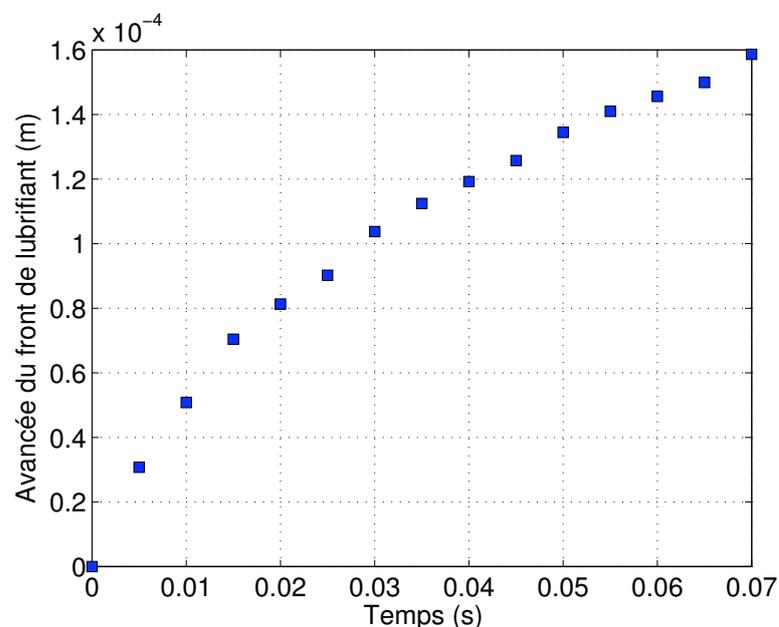


FIGURE 4.25 – Ré-imprégnation d'un contact lisse en fonction du temps

Le fluide progresse en aval du contact, sa vitesse est plus élevée dans les premiers temps de l'imprégnation – jusqu'à 0,015 secondes – puis diminue progressivement. Le temps de ré-imprégnation est similaire à l'imbibition par le même lubrifiant d'un contact statique

– cf. figure 4.6. En effet dans cette expérience, le fluide parcourt $160 \mu\text{m}$ en approximativement 0,07 seconde. Même si un film résiduel subsiste sur la surface dans le cas de cette expérience, favorisant un angle de mouillage nul, la similarité des cinétiques n'est pas surprenante car l'angle de mouillage du fluide sur une surface sèche est très faible, de l'ordre de 14 degrés.

L'expérience a été répétée en faisant varier le degré de sous-alimentation, illustré par les interférogammes de la figure 4.26. Visuellement, le degré de sous-alimentation peut être comparé dans un premier temps en observant la taille des lobes latéraux de lubrifiants : plus ces lobes sont petits, plus la sous-alimentation est sévère. Exprimées en fonction de

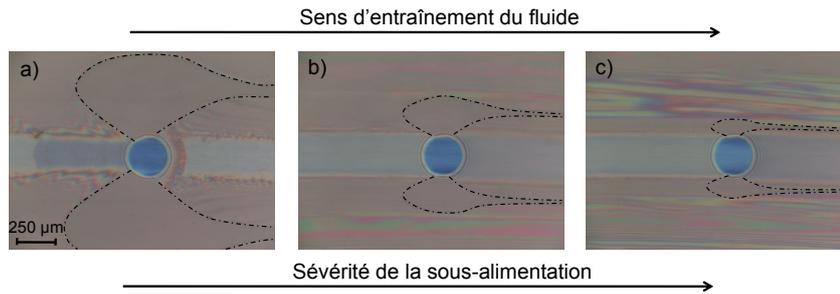


FIGURE 4.26 – Comparaison des degrés de sous-alimentation d'un contact lisse - a) expérience +, peu sous-alimentée - b) expérience ++, assez sous-alimentée - c) expérience +++, fortement sous-alimentée - lubrifiant 330NS

t , les cinétiques de réalimentation sont comparées sur la figure 4.27. La corrélation entre le degré de sous-alimentation du contact avant arrêt et la vitesse de propagation du front de lubrifiant venant ré-impregner l'interface est évidente : plus la sous-alimentation est sévère, plus la réalimentation du contact est lente.

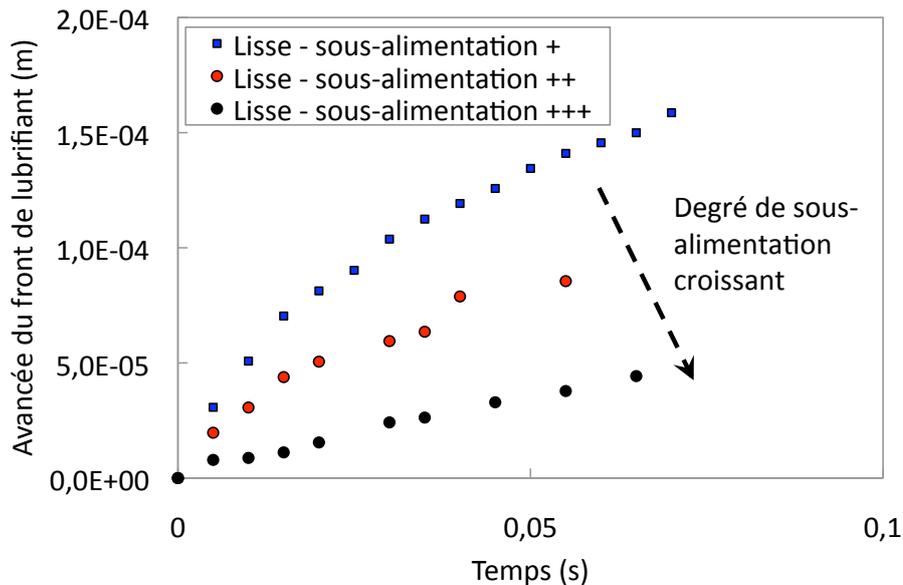


FIGURE 4.27 – Imprégnation d'un contact lisse pour trois degrés de sous-alimentation - expérience +, peu sous-alimentée - expérience ++, assez sous-alimentée - expérience +++, fortement sous-alimentée - lubrifiant 330NS

La quantité de fluide disponible à la réalimentation du contact peut être quantifiée par le rayon du volume de lubrifiant autour du contact de Hertz, une fois la sollicitation dynamique stoppée et la ré-imprégnation de l'interface complètement effectuée, comme le montre le rayon R_d défini sur l'interférogramme 4.24(d). Les valeurs de ces rayons R_d permettent de calculer le volume de lubrifiant associé grâce à l'équation 4.15 [76].

$$Vol = \frac{R_d^2 \operatorname{acos}(a/R_d) [3R_d^2 - 12a^2] + a\sqrt{R_d^2 - a^2} [3R_d^2 + 6a^2]}{6R} \quad (4.15)$$

Les valeurs des rayons R_d et des volumes de lubrifiant Vol sont reportées dans le tableau 4.2.

	R_d [μm]	Vol [m^3]
Lisse - sous-alimentation +	709	$1,84 \cdot 10^{-11}$
Lisse - sous-alimentation ++	389	$1,18 \cdot 10^{-12}$
Lisse - sous-alimentation +++	271	$1,19 \cdot 10^{-13}$

TABLE 4.2 – Rayons R_d et volumes de lubrifiant Vol entourant un contact statique, caractéristiques du degré de sous-alimentation initial de l'interface

De plus, on peut remarquer que le piégeage de lubrifiant a également lieu au centre de la zone de Hertz, visible sur la figure 4.24(d) en couleur bleu, suite à l'arrêt brutal des vitesses des solides. Cette poche de lubrifiant diminue en volume au cours du temps et peut être caractérisée par un débit de fluide de l'interface, non calculé ici mais étudié dans la littérature [11]. Dans l'équation de Reynolds, ce phénomène est représenté par le terme dit de « squeeze-film » qui décrit la variation de la hauteur de lubrifiant par rapport au temps.

Application du modèle théorique d'imprégnation

Compte tenu des similitudes observées avec un contact statique initialement sec, nous cherchons à appliquer le modèle d'imprégnation théorique développé dans le paragraphe 4.2.3 au cas d'un contact statique sous-alimenté après l'arrêt d'une sollicitation en roulement pur. La ré-imprégnation en aval du contact est confrontée à la modélisation : les courbes théoriques sont représentées en ligne continue à la figure 4.28. Les valeurs des points d'injections x_0 et des pressions initiales P_0 sont indiquées dans le tableau 4.3.

	En aval du contact	
	x_0 (mm)	P_0 (kPa)
Lisse - sous-alimentation +	0,150	44,9
Lisse - sous-alimentation ++	0,122	44,9
Lisse - sous-alimentation +++	0,081	65,2

TABLE 4.3 – Récapitulatif des données x_0 et P_0 dans le cas de la réimprégnation d'un contact après arrêt brutal d'une sollicitation en roulement pur, pour 3 degrés de sous-alimentation différents - lubrifiant 330NS

L'excellente corrélation entre le modèle théorique et la simulation expérimentale semble à nouveau valider l'hypothèse selon laquelle la ré-imprégnation d'un contact initialement

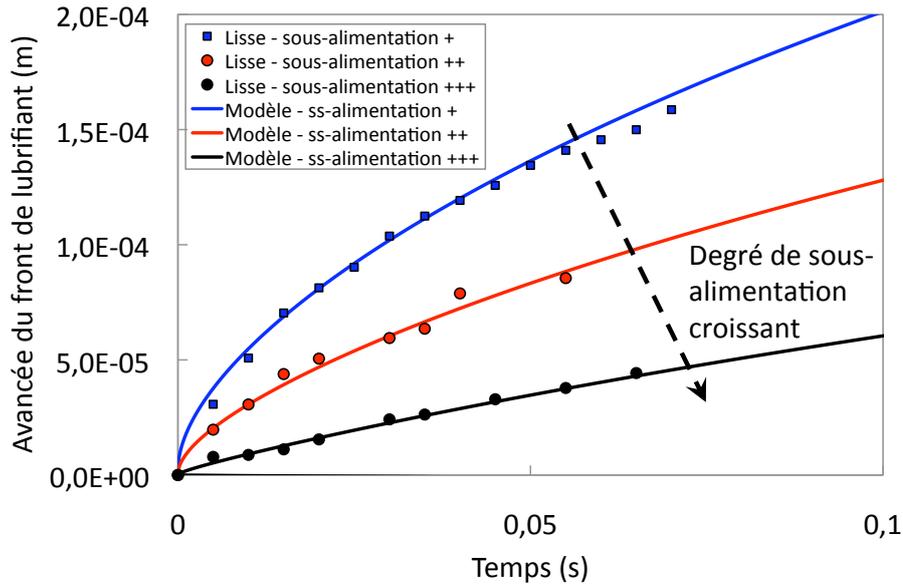


FIGURE 4.28 – Validation du modèle théorique d'imprégnation après arrêt brutal d'un contact lisse en roulement pur, pour 3 degrés de sous-alimentation - lubrifiant 330NS

sous-alimenté est pilotée par un écoulement de Poiseuille résistant et un écoulement capillaire moteur. Le degré de sous-alimentation de l'interface semble influencer la position du point d'injection du lubrifiant : plus la sous-alimentation est sévère – visible à la taille des lobes latéraux de lubrifiant sur les interférogrammes de la figure 4.26 – plus le point d'injection est proche – environ $80 \mu m$ de la zone de Hertz. Par rapport aux valeurs déterminées dans le cas de l'imprégnation d'un contact statique – cf. paragraphe 4.2.3 – l'injection de lubrifiant est beaucoup plus proche du contact. La valeur de pression initiale de lubrifiant est plus élevée dans le cas d'un contact sous-alimenté, de l'ordre de 55 kPa au lieu de 4 kPa, et semble augmenter lorsque la sous-alimentation se sévère. Ces différences sont sans nul doute attribuables à la présence du film d'huile résiduel qui couvre les surfaces, ainsi qu'à la vitesse initiale non nulle et malheureusement non prise en compte dans la modélisation.

Le modèle théorique d'imprégnation permet donc de prédire la ré-imbibition d'un contact statique initialement sous-alimenté. Il est également sensible au degré de sous-alimentation initial du contact à travers les paramètres x_0 et P_0 . Enfin, la validité du modèle théorique permet d'affirmer que la cinétique de ré-imbibition d'un contact initialement sous-alimenté résulte d'un équilibre entre une contribution de Poiseuille et une contribution capillaire.

4.3.3 Influence de la rugosité de surface - bille N2

La ré-imprégnation d'un contact texturé a été réalisée pour deux degrés de sous-alimentation différents. Les caractérisations temporelles de leurs cinétiques respectives sont exprimées sur le graphe de la figure 4.29. Leurs degrés de sous-alimentation sont visibles sur les interférogrammes de la figure 4.30, par rapport à un contact lisse. L'expérience 1 pour le contact N2 présente le même degré de sous-alimentation que l'expérience + du contact lisse – cf. interférogramme (a) de la figure 4.26. L'expérience 2 du contact N2 est davantage

sous-alimentée. Les valeurs de R_d et Vol sont respectivement de $R_d(N2-exp.1) = 680 \mu m$ pour $Vol(N2-exp.1) = 1,54.10^{-11} m^3$ pour l'expérience 1, et de $R_d(N2-exp.2) = 430 \mu m$ pour $Vol(N2-exp.2) = 1,95.10^{-12} m^3$ pour l'expérience 2.

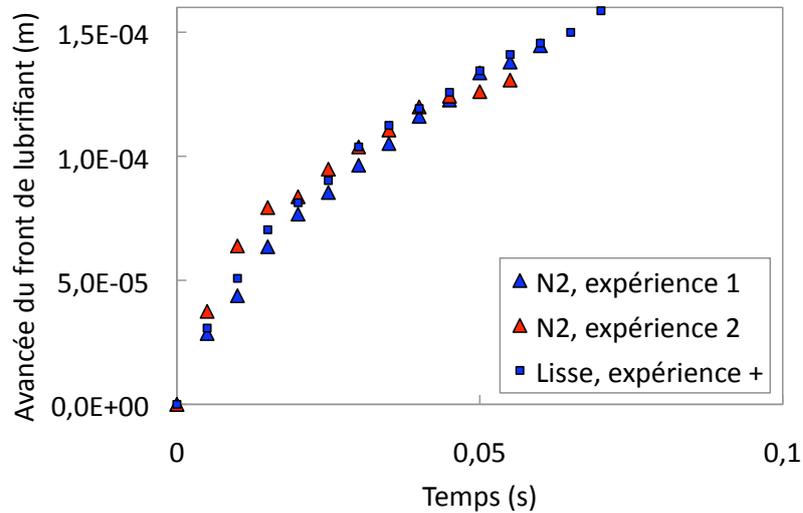


FIGURE 4.29 – Ré-imprégnation d'un contact texturé – bille N2 – pour deux degrés de sous-alimentation - comparaison avec un contact lisse - billes lisse et N2 expérience 1 : peu sous-alimentée - bille N2 expérience 2 : assez sous-alimentée

L'imbibition du contact texturé, par opposition à une interface lisse, ne semble pas dépendre du degré de sous-alimentation initial. En effet, l'expérience n°2 réalisée avec la bille N2 montre que le fluide ré-imprègne le voisinage du contact à la même vitesse que celle mesurée lors de l'expérience n°1, alors que le contact en roulement pur pour $u_e = 200 \text{ mm/s}$ est davantage sous-alimenté. En comparant la ré-alimentation des contacts texturé et lisse, la figure 4.29 montre également que les vitesses de réalimentation du contact texturé sont équivalentes à celle mesurée pour le contact lisse le moins sous-alimenté.

L'observation des interférogrammes révèle que le volume de lubrifiant piégé lors de l'arrêt du contact lisse n'est pas visible dans le cas du contact texturé, même aux premiers instants de la ré-imprégnation. De plus, la couleur de la zone de Hertz, différente de celle d'un contact statique sec, semble indiquer qu'il n'y a pas contact entre les deux solides, contrairement aux observations réalisées avec une bille lisse. Le vidage du dimple étant relié à l'étanchéité du contact, il est légitime de penser que l'introduction d'une rugosité dans le contact augmente fortement le débit de fuite et limite la conservation d'un volume de lubrifiant à l'intérieur du contact. Le dimple, en se vidant dans le contact, participe ainsi à la réalimentation et peut expliquer partiellement la faible influence du degré de sous-alimentation sur la ré-imprégnation du contact texturé.

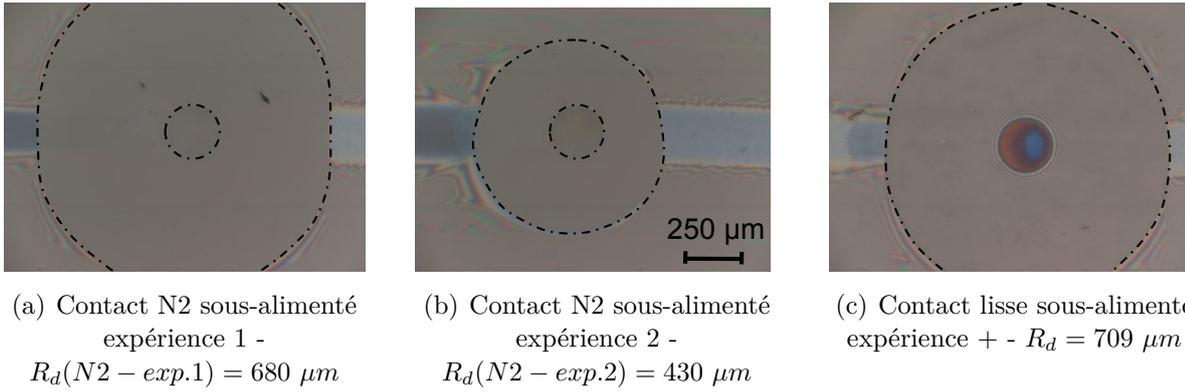


FIGURE 4.30 – Comparaison des degrés de sous-alimentation - contact texturé N2 et lisse - lubrifiant 330NS

4.4 Conclusions sur le mouillage d'un contact ponctuel

Lorsqu'une sphère et un plan sont mis en contact, un fluide au voisinage de celui-ci se trouve entraîné vers le contact grâce à l'intervention des forces capillaires. Ce chapitre met en évidence plusieurs paramètres capables de piloter et d'influencer ce débit de fluide, et avance une modélisation théorique permettant de décrire les phénomènes physiques qui siègent lors de l'imbibition.

La cinétique d'imprégnation extérieure d'un contact statique, caractérisée expérimentalement en amont, en aval et en deux dimensions, est pilotée par la viscosité et la macrogéométrie du contact, par l'intermédiaire de la charge normale appliquée. Le développement d'un modèle théorique, basé sur l'équilibre entre l'écoulement de Poiseuille et une contribution capillaire, et tenant également compte de la déformation des solides, permet une prédiction fidèle des phénomènes physiques qui régissent l'imbibition, aussi bien en amont qu'en aval du contact. Le modèle fait notamment intervenir la position d'un point d'injection dont les valeurs calculées sont cohérentes avec celles observées expérimentalement.

La caractérisation de la ré-imprégnation en lubrifiant d'un contact statique lisse préalablement sous-alimenté en condition de roulement pur met en évidence l'influence de la quantité de lubrifiant disponible sur la cinétique de ré-imbibition en aval de la zone de Hertz. Le modèle théorique permet de tenir compte du degré de sous-alimentation lors de la ré-imprégnation, par l'intermédiaire de la modification de la position du point d'injection et de la valeur de la pression capillaire initiale avec le volume de lubrifiant disponible. La corrélation entre les simulations expérimentales à plusieurs degrés de sous-alimentation et le modèle théorique est excellente.

Si l'introduction d'une rugosité nanométrique et micrométrique particulière influence peu la cinétique d'imprégnation extérieure d'un contact statique, elle est en revanche responsable de l'envahissement de l'intérieur de la zone de Hertz par le fluide. Dans ce cas, l'échelle nanométrique – ripples – pilote au premier ordre l'imbibition intérieure d'un

contact texturé. Cette cinétique diffusive de l'interface air/huile, proportionnelle à \sqrt{t} , est régie par l'amplitude et l'anisotropie de la rugosité à nano-échelle. Elle est modélisée par la loi de Washburn, qui permet d'assimiler l'imprégnation intérieure à la montée d'un fluide dans un capillaire cylindrique équivalent de rayon nanométrique.

Enfin, la ré-imprégnation d'un contact statique texturé initialement sous-alimenté a été caractérisée. Dans ce cas, la présence de la texturation permet à la cinétique de réalimentation de l'interface d'être moins sensible au degré de sous-alimentation initial.

Conclusion générale

La capacité d'un fluide à séparer deux surfaces en contact et soumises à des conditions de fonctionnement sévères est remarquable. Sans ce phénomène, la durée de vie d'un véhicule serait probablement réduite à quelques minutes, accompagnée d'un rendement catastrophique. Cependant, sous certaines conditions tribologiques, la pérennité de ce film protecteur n'est plus assurée, du fait d'une alimentation inadaptée en lubrifiant : c'est la sous-alimentation. Par une démarche expérimentale, cette thèse s'est attachée à améliorer la compréhension de ce phénomène en cherchant à identifier tout mécanisme capable de créer et de maintenir une épaisseur de film lubrifiant dans la zone de haute pression.

La bonne capacité d'une huile à recouvrir un substrat en acier favorise la création d'un film dont l'épaisseur est notamment régie par l'équilibre entre les forces d'origine capillaire, les forces visqueuses et les interactions de van der Waals. La présence de rayons de courbures submicrométriques locaux peut également générer un débit d'alimentation capillaire suffisant pour s'opposer à l'éjection de fluide par des effets hydrodynamiques. Ainsi, une goutte de lubrifiant a priori éloignée de la zone de haute pression peut imprégner le voisinage d'un contact statique. Alors que la pression de Hertz, en résistant à la pression capillaire, assure l'étanchéité du contact entre deux surfaces topographiquement lisses, la cinétique d'imbibition, caractérisée par interférométrie optique sur un tribomètre sphère/plan, dépend alors de la viscosité, du volume initial de lubrifiant, de la position du point d'injection du fluide et du chargement appliqué au contact qui modifie la macrogéométrie des solides et influence la valeur des forces capillaires. Un modèle théorique, basé sur la conservation du débit, a été proposé : il permet de prédire finement la cinétique d'imbibition au voisinage d'un contact par un fluide. Ce modèle confirme que l'imprégnation dépend uniquement d'une contribution visqueuse liée à l'écoulement de Poiseuille et d'une contribution capillaire motrice.

L'ajout d'une composante hydrodynamique aux deux écoulements précédents complexifie les phénomènes responsables de l'alimentation en lubrifiant d'un contact. Le fluide, entraîné dans le convergent par une contribution de Couette, pénètre à l'intérieur de la zone de haute pression et génère dans le régime EHD une portance égale et opposée à la charge normale.

En conditions cinématiques stationnaires, ce film est mis en péril si le paramètre CVS, proposé dans le cadre de ce travail, est supérieur à 2,8. En effet, ce dernier prédit l'apparition de la sous-alimentation en fonction de la viscosité du lubrifiant, la vitesse d'entraînement, le volume initial de lubrifiant et la tension de surface, en s'appuyant sur l'hypothèse d'une réalimentation locale au voisinage du contact.

Les effets du temps ont également été démontrés : sous conditions de fonctionnement modérées, les débits de fuite sont plus élevés que les débits d'alimentation, ce qui entraîne pour des durées importantes une diminution progressive de l'épaisseur de film jusqu'à des valeurs nanométriques dans la zone de haute pression. A terme ou lors de l'introduction de glissement important, ce film limite ne peut protéger les surfaces de l'endommagement.

En raison de ces débits de fuite, une partie du lubrifiant est éjectée et stockée hors de la piste de roulement par le passage du contact, et participe peu à la réalimentation lorsque le contact n'est pas à proximité. Le temps de réimprégnation total de la piste par étalement de ces bourrelets latéraux, de l'ordre de plusieurs minutes, est beaucoup plus long que celui lié à la fréquence de passage d'un contact (quelques Hz).

La sous-alimentation est également liée au caractère transitoire du fonctionnement d'un système. Même en condition de bonne alimentation, le contact peut être soumis temporairement à un appauvrissement de la quantité de lubrifiant dans son convergent : c'est le cas en régime alternatif, lorsque l'alimentation de l'interface est réalisée par la zone de film rompu du passage précédent suite à l'inversion de sa vitesse d'entraînement. Dans cette configuration, nous avons montré que ce défaut transitoire d'alimentation pouvait être en partie compensé par le maintien d'un micro-réservoir, formé au point de rebroussement. La consommation de ce réservoir compense temporairement la quantité insuffisante de lubrifiant fournie par le film résiduel provenant de la zone de film rompu du passage précédent.

Un pilotage contrôlé des réservoirs locaux de lubrifiant par l'intermédiaire d'une morphologie de surface adaptée pourrait permettre de maîtriser l'alimentation d'un contact. Deux stratégies sont étudiées : l'apport de lubrifiant directement au sein de la zone de contact par l'intermédiaire de réseaux de cavités sur les surfaces, et la création d'un débit de réalimentation supplémentaire au moyen de texturations anisotropes périodiques. Grâce à un système laser à impulsions femtosecondes, ces texturations de surface à l'échelle micrométrique et nanométrique ont été fabriquées.

La capacité de rétention d'une texturation micrométrique est la première voie explorée pour apporter un volume de lubrifiant supplémentaire au sein du contact. Paradoxalement, en condition de roulement pur sous-alimenté, le lubrifiant déjà peu disponible est piégé dans le réseau de cavités, ce qui sévérise davantage le contact. Les texturations, qui se présentent remplies de fluide dans le convergent, diminuent la part du volume d'huile créatrice de l'épaisseur de film dans la zone de haute pression. Pour une quantité de lubrifiant identique, l'épaisseur centrale de fluide diminue avec l'augmentation de la capacité de rétention de la texturation. Cependant, lorsque la vitesse de glissement devient importante – $SRR > 50\%$ – le pouvoir lubrifiant de la micro-texturation réapparaît : l'extraction probable de la quantité de fluide des cavités par cisaillement de l'interface, engendre des surépaisseurs locales de lubrifiant. Ces dernières permettent à un contact possédant une densité de texturation importante couplée à une capacité de rétention élevée de résister à l'endommagement, pour un cisaillement deux fois plus sévère que celui obtenu pour une surface lisse.

Pour tenter de créer un débit d'alimentation supplémentaire au voisinage du contact, les paramètres laser ont été optimisés, via la compréhension de l'interaction laser / matière en irradiation ultra-brève, afin de générer une texturation homogène de ripples de type

1 et d'ondulations de période micrométrique. Cette nanotexturation est reproductible, et d'amplitude de rugosité compatible avec les ordres de grandeur d'un film lubrifiant dans un contact sous-alimenté. Sa présence modifie peu la cinétique d'imprégnation au voisinage d'un contact statique, principalement influencée par la macro-géométrie du contact. La nanotexturation permet en revanche de modifier le champ de pression dans la zone de Hertz et conduit à la création d'une force motrice capillaire capable d'imbiber l'intérieur du contact statique. Ce phénomène, dont la cinétique est pilotée par l'orientation et l'amplitude des ripples, peut être particulièrement bénéfique pour des contacts soumis à des phases d'arrêt et de redémarrage grâce à un apport de lubrifiant dans la zone de Hertz.

En régime EHD, la modification de la distribution de pression au sein du contact liée à cette morphologie multi-échelle perturbe l'équilibre entre les débits de fuite et de réalimentation en utilisant la force centrifuge. L'orientation de la texturation anisotrope de période micrométrique parallèlement à la direction de glissement crée un débit d'alimentation supplémentaire. Avec l'accumulation du nombre de passages, cela se manifeste par une augmentation de l'épaisseur de film lubrifiant localement au sein du contact et réduit le coefficient de frottement.

En prolongement de ce travail, il serait particulièrement intéressant d'étudier le couplage entre une nanotexturation par ripples et un réseau de micro-cavités. Les forces capillaires créées par la nanotexturation à l'intérieur du contact pourraient permettre le remplissage en lubrifiant des micro-cavités.

Des expérimentations préliminaires ont démontré qu'une texturation partielle pouvait conduire à la réalimentation d'un contact sans se situer elle-même dans la zone de haute pression. Dans le cas d'un mouvement alternatif, il est alors possible d'imaginer une texturation positionnée juste en amont de la zone de changement de sens de la vitesse d'entraînement. Son apport en lubrifiant serait utilisé au point d'inversion du sens d'écoulement du lubrifiant.

D'un point de vue plus fondamental, la réalimentation partielle de l'interface en présence de nanotexturation a été mise en évidence. Une compréhension plus approfondie des mécanismes à l'origine de ce phénomène doit être entreprise, notamment en ce qui concerne le rôle de la force centrifuge et les conséquences d'une modification de la distribution de pression dans la zone de haute pression.

Le modèle analytique d'imprégnation en 1D pourrait être étendu en deux dimensions pour décrire entièrement le champ de vitesse de propagation de la ligne triple au voisinage du contact. Nous pourrions également envisager de coupler ce modèle à celui de Chevalier [14] afin de décrire l'évolution de l'épaisseur théorique de film lubrifiant avec la vitesse d'entraînement, en forme de « cloche » pour un contact sous-alimenté.

Enfin, la présence de DLC (pour Diamond Like Carbon) à la surface des solides peut changer la mouillabilité dynamique d'un contact EHD. Il serait intéressant d'analyser le comportement d'une telle interface texturée en condition de sous-alimentation.

Annexe

Afin de caractériser la mouillabilité d'une surface métallique sur laquelle des ripples de type 1 ont été réalisés, un plan en AISI 52100, de dimensions 30 mm x 14,5 mm et d'épaisseur 2 mm, a été irradié par un laser sur ses deux plus grandes faces. Ce plan a été texturé avec des paramètres laser identiques à ceux de la bille N2. Les tranches du plan n'ont pas été traitées, mais leur dimension (2 mm d'épaisseur) reste très inférieure à la longueur des faces.

L'utilisation d'une balance tensiométrique Kruss K100 a permis de caractériser la mouillabilité entre une huile de base 330NS et le plan nano-texturé, pour différentes orientations des ripples, selon la méthode de la plaque de Wilhelmy. Le plan est enfoncé dans le fluide à une vitesse constante de 0,05 mm/s, et la force exercée par le fluide sur le solide est mesurée à l'aide de la balance. L'orientation du plan nano-texturé varie : lorsque les ripples sont parallèles à la direction d'enfoncement, le plan présente une longueur horizontale de 14,5 mm, tandis que lorsqu'ils sont perpendiculaires à la direction d'enfoncement, la longueur horizontale est de 30 mm.

La courbe 4.31 illustre les résultats obtenus pour le plan lisse et deux orientations du plan nano-texturé.

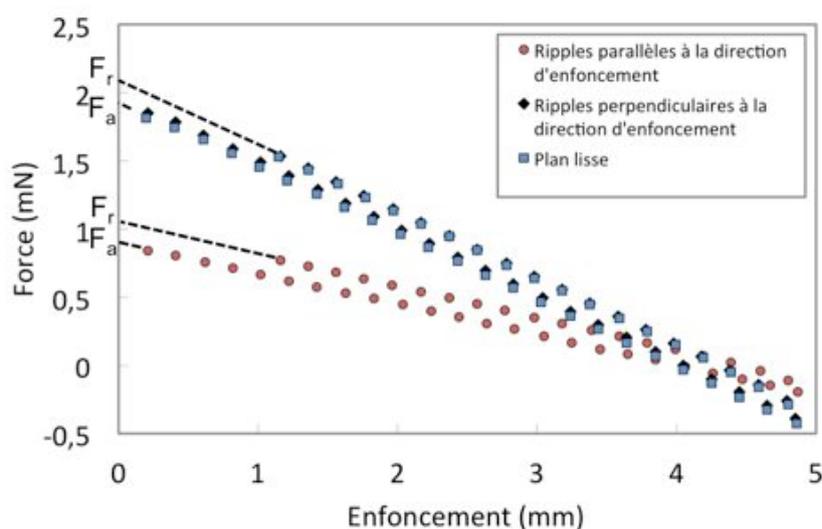


FIGURE 4.31 – Evolution de la force exercée sur le plan lisse et le plan texturé, en fonction de leur enfoncement dans une huile 330NS - température de 25°C

La forme des courbes de mouillage est classique : la force exercée sur le plan diminue linéairement avec l'enfoncement à cause de la poussée d'Archimède lors de l'avancée [12]. La différence d'inclinaison des courbes provient du fait que le volume immergé du plan varie selon l'orientation des ripples. Sur ces expériences, le plan lisse et le plan nanotexturé avec des ripples perpendiculaires à la direction d'enfoncement adoptent le même comportement au mouillage : les courbes se superposent. En revanche, le plan dont les ripples sont parallèles à la direction d'enfoncement a une mouillabilité plus faible : la force exercée sur le plan, tant à l'avancée qu'au retrait, est plus faible.

Des effets éventuels d'imprégnation des plans texturés par le liquide n'ont pas été observés sur ces expériences. Pour les mettre en évidence, il serait nécessaire d'adapter les vitesses d'enfoncement du plan dans le liquide par rapport à la vitesse d'imprégnation attendue, ou encore de réaliser une acquisition de force lorsque le plan est immobile dans le liquide.

La valeur de l'angle à l'avancée θ_a ou au retrait θ_r est obtenue à partir des relations suivantes [12]

$$\cos(\theta_a) = \frac{F_a}{2(L_p + d_p)\gamma_{LV}} \quad (4.16)$$

$$\cos(\theta_r) = \frac{F_r}{2(L_p + d_p)\gamma_{LV}} \quad (4.17)$$

où F_a et F_r sont les forces définies sur la figure 4.31, L_p est la largeur du plan, d_p son épaisseur, et γ_{LV} la tension de surface. L'angle de contact formé par l'huile 330NS sur le plan métallique lisse est faible : sa valeur est de 15° à l'avancée et le mouillage est total au retrait – angle de 0° . L'énergie de surface d'un plan en acier étant largement plus élevée que celle du fluide, l'étalement de ce dernier est favorisé. En présence de la surface nanotexturée, le comportement au mouillage devient asymétrique :

- Lorsque les ripples sont orientés perpendiculairement à la direction d'enfoncement, l'angle de contact est similaire à celui mesuré sur un plan lisse, sa valeur est de 15° à l'avancée et 0° au retrait ;
- Lorsque les ripples sont orientés parallèlement à la direction d'enfoncement, l'angle de contact à l'avancée est nettement plus élevé, autour de 42° . L'angle au retrait est d'environ 29° . Nous avons tenu compte de la longueur déployée de la surface pour le calcul du périmètre, car les ripples augmentent L_p d'un facteur 1,15.

L'hystérésis observé entre les forces à l'avancée et au retrait reste faible et du même ordre de grandeur pour les trois surfaces. La mouillabilité d'une huile de base NS sur une surface texturée avec des ripples est anisotrope, et dépend de l'orientation des nano-motifs.

Le mouillage anisotrope d'une surface nanotexturée en ripples reste donc à approfondir. Notamment, l'irradiation laser pourrait induire des hétérogénéités chimiques locales à la surface du matériau, et ainsi modifier la tension de surface du solide. Cependant, ces possibles effets chimiques sont totalement indépendants de l'orientation du plan vis à vis de la direction d'enfoncement : ils ne peuvent donc expliquer la forte influence de l'orientation des nano motifs sur le mouillage. Enfin, un modèle faisant intervenir un éventuel phénomène d'imprégnation pourrait être développé, afin de décrire plus finement l'effet de la texturation sur le mouillage.

Bibliographie

- [1] S.I. Anisimov, B.L. Kapeliovich, and T.L Perel'man. Electron emission from metal surfaces exposed to ultrashort laser pulses. *Sov. Phys. JETP*, 39(2) :375–377, 1974.
- [2] E. Arzt, S. Gorb, and R. Spolenak. From micro to nano contacts in biological attachment devices. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 100(19) :10603–10606, 2003.
- [3] C. Barus. Isothermal, isopiestic and isometrics relative to viscosity. *Am. J. Sci.*, 45 :87–96, 1893.
- [4] M. Birnbaum. Semiconductor surface damage produced by ruby lasers. *Journal of Applied Physics*, 36(11) :3688–3689, 1965.
- [5] P. Bizi-Bandoki, S. Benayoun, S. Valette, B. Beaugiraud, and E. Audouard. Modifications of roughness and wettability properties of metals induced by femtosecond laser treatment. *Applied Surface Science*, 257(12) :5213 – 5218, 2011.
- [6] A. Borowiec and H.K. Haugen. Subwavelength ripple formation on the surfaces of compound semiconductors irradiated with femtosecond laser pulses. *Applied Physics Letters*, 82(25) :4462–4464, 2003.
- [7] P. Bouré. *Lubrification et usure du contact fil/outil en tréfilage humide*. PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon, 1999.
- [8] P.M.E. Cann, B. Damiens, and A.A. Lubrecht. The transition between fully flooded and starved regimes in ehl. *Tribology International*, 37(10) :859 – 864, 2004.
- [9] A.B.D. Cassie and S. Baxter. Wettability of porous surfaces. *Trans. Faraday Soc.*, 40 :546–551, 1944.
- [10] P. Catle and D. Dowson. A theoretical analysis of the starved elastohydrodynamic lubrication problem for cylinders in line contact. *Elastohydrodynamic lubrication, Inst. Mech. Eng. (London)*, pages 131–137, 1972.
- [11] J. Cayer-Barrioz. *Dynamique des interfaces confinées lubrifiées*, HDR. 2011.
- [12] J. Chappuis and J.-M. Georges. Contribution to study of wetting - analysis of a measuring method. *Journal de Chimie Physique et de Physico-chimie Biologique*, 74(4) :567–575, 1974.
- [13] E. Chason, W.L. Chan, and M.S. Bharathi. Kinetic monte carlo simulations of ion-induced ripple formation : Dependence on flux, temperature, and defect concentration in the linear regimes. *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)*, 74(22), 2006.
- [14] F. Chevalier. *Modélisation des conditions d'alimentation dans les contacts élastohydrodynamiques ponctuels*. PhD thesis, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon (INSA), 1996.

- [15] F. Chevalier, A.A. Lubrecht, P.M.E. Cann, and G. Dalmaz. The evolution of lubricant film defects in the starved regime. In *Tribology for Energy Conservation, Proceedings of the 24th Leeds-Lyon Symposium on Tribology*, volume 34 of *Tribology Series*, pages 233 – 242. 1998.
- [16] Y.P. Chiu. An analysis and prediction of lubricant film starvation in rolling contact systems. *ASLE Transactions*, 17(1) :22–35, 1974.
- [17] W.W.F. Chong, M. Teodorescu, and N.D. Vaughan. Cavitation induced starvation for piston-ring/liner tribological conjunction. *Tribology International*, 44(4) :483 – 497, 2011.
- [18] J.P. Colombier. *Théorie et simulation de l'interaction des impulsions laser ultra-courtes à flux modéré avec un solide métallique*. PhD thesis, Université Jean Monnet (Saint-Etienne), 2005.
- [19] F. Costache, S. Kouteva-Arguirova, and J. Reif. Sub-damage-threshold femtosecond laser ablation from crystalline Si : surface nanostructures and phase transformation. *Applied Physics A : Materials Science and Processing*, 79 :1429–1432, 2004.
- [20] J. Coyne and H. Elrod. Conditions for the rupture of a lubricating film. part I : theoretical model. *Transaction of the ASME, Journal of Lubrication Technology*, pages 451–456, 1971.
- [21] J. Coyne and H. Elrod. Conditions for the rupture of a lubricating film. part II : new boundary conditions for Reynolds' equation. *Transaction of the ASME, Journal of Lubrication Technology*, 93 :156–173, 1971.
- [22] G. Dalmaz. Formation and separation of thin viscous film in hertzian line contact. *Transaction of the ASME, Journal of Lubrication Technology*, 102 :466–477, 1980.
- [23] B. Damiens. *Modélisation de la lubrification sous-alimentée dans les contacts élasto-hydrodynamiques elliptiques*. PhD thesis, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon (INSA), 2003.
- [24] Y. Dong and P. Molian. Coulomb explosion-induced formation of highly oriented nanoparticles on thin films of 3C-SiC by the femtosecond pulsed lasers. *Applied Physics Letters*, 84(1) :10–12, 2004.
- [25] D. Dowson. The inlet boundary condition cavitation and related phenomena in lubrication. *Proceedings of the 1st Leeds-Lyon Symposium on Tribology*, pages 143–152, 1974.
- [26] D. Dowson and G.R. Higginson. *Elasto-hydrodynamic lubrication : the fundamentals of roller and gear lubrication*. Oxford : Pergamon Press Ltd, 1966.
- [27] G. Dumitru, V. Romano, H.P. Weber, S. Pimenov, T. Kononenko, M. Sentis, J. Hermann, and S. Bruneau. Femtosecond laser ablation of diamond-like carbon films. *Applied Surface Science*, 222(1-4) :226 – 233, 2004.
- [28] M.-L. Dumont, P.M. Lugt, and J.H. Tripp. Surface feature effects in starved circular ehl contacts. *Journal of Tribology*, 124(2) :358–366, 2002.
- [29] H.G. Elrod. A cavitation algorithm. *Transaction of the ASME, Journal of Lubrication Technology*, 103(3) :350–354, July 1981.
- [30] D.C. Emmony, R.P. Howson, and L.J. Willis. Laser mirror damage in germanium at 10.6 μm . *Applied Physics Letters*, 23(11) :598–600, 1973.

- [31] I. Etsion. State of the art in laser surface texturing. *Journal of Tribology*, 127(1) :248–253, 2005.
- [32] I. Etsion and E. Sher. Improving fuel efficiency with laser surface textured piston rings. *Tribology International*, 42(4) :542 – 547, 2009. Tribology for engines and transmissions.
- [33] J. Fan, M. Mueller, and T. Stoehr. Reduction of friction by functionalised viscosity index improvers. *Tribology letters*, 28 :287–298, 2007.
- [34] L. Floberg. *Lubrication of two cylindrical surfaces, considering cavitation*. Chalmers Univ. Books Chalmers University of Technology, Gothenburg, 1961.
- [35] H. Fujita, R.P. Glovnea, and H.A. Spikes. Study of zinc dialkyldithiophosphate antiwear film formation and removal processes, part I : Experimental. *Tribology transactions*, 48 :558–566, 2005.
- [36] H. Fujita and H.A. Spikes. Study of zinc dialkyldithiophosphate antiwear film formation and removal processes, part II : Kinetic model. *Tribology transactions*, 48 :567–575, 2005.
- [37] P.G. Goksem and A. Cameron. The effect of viscous shear heating on both film thickness and rolling traction in an ehl line contact. part 1 : fully flooded conditions. *Transaction of the ASME : Journal of Lubrication Technology*, 100 :346–358, 1978.
- [38] M.N.W. Groenendijk and J. Meijer. Surface microstructures obtained by femtosecond laser pulses. *Annals of the CIRP*, 55, 2006.
- [39] A.N. Grubin and I.E. Vinogradova. En russe (investigation of the contact of machine components). *Moscow : Kh.F.Ketova, Central Scientific Research Institute for Technology and Mechanical Engineering*, 30, 1949.
- [40] G. Guangteng, P.M. Cann, and H.A. Spikes. A study of parched lubrication. *Wear*, 153 :91–105, 1992.
- [41] M. Guillermin. *Etude du panache d’ablation laser femtoseconde, contrôle et optimisation des procédés*. PhD thesis, Université Jean Monnet de Saint-Etienne, 2009.
- [42] M. Guillermin, F. Garrelie, N. Sanner, E. Audouard, and H. Soder. Single- and multi-pulse formation of surface structures under static femtosecond irradiation. *Applied Surface Science*, 253(19) :8075 – 8079, 2007. Photon-Assisted Synthesis and Processing of Functional Materials - E-MRS-H Symposium.
- [43] H. Haefke, Y. Gerbig and G. Dimitru, and V. Romano. Microtexturing of functional surfaces for improving their tribological performances. *Proceeding of the International Tribology Conference, Nagasaki*, pages 217–221, 2000.
- [44] B.J. Hamrock and D. Dowson. Isothermal elastohydrodynamic lubrication of point contact, part III - fully flooded results. *Transaction of the ASME, Journal of Lubrication Technology*, 99(2) :264–276, 1977.
- [45] M Hashida, A.F. Semerok, O. Gobert, G. Petite, Y. Izawa, and J.F. Wagner. Ablation threshold dependence on pulse duration for copper. *Applied Surface Science*, 197–198 :862 – 867, 2002.
- [46] N.R. Isenor. CO₂ laser-produced ripple patterns on ni_xp_{1-x} surfaces. *Applied Physics Letters*, 31(3) :148–150, 1977.

- [47] B. Jacod, F. Pabilier, P.M.E. Cann, and A.A. Lubrecht. An analysis of track replenishment mechanisms in the starved regime. In *Proceedings of the 25th Leeds-Lyon Symposium on Tribology*, volume 36 of *Tribology Series*, pages 483 – 492. 1999.
- [48] R.E. Johnson and R.H. Dettre. Contact angle hysteresis. *Advances in chemistry series*, 43 :112–135, 1964.
- [49] M. Kaneta, T. Kanada, and H. Nishikawa. Optical interferometric observations of the effects of a moving dent on point contact ehl. In *Proceedings of the 23rd Leeds-Lyon Symposium on Tribology held in the Institute of Tribology, Department of Mechanical Engineering*, volume 32 of *Tribology Series*, pages 69 – 79. 1997.
- [50] N. Kawasegi, H. Sugimori, H. Morimoto, N. Morita, and I. Hori. Development of cutting tools with microscale and nanoscale textures to improve frictional behavior. *Precision Engineering*, 33(3) :248 – 254, 2009.
- [51] E. Kingsbury. Parched elastohydrodynamic lubrication. *Journal of Tribology*, 107(2) :229–232, 1985.
- [52] K. Koch, B. Bhushan, and W. Barthlott. Multifunctional surface structures of plants : An inspiration for biomimetics. *Progress in Materials Science*, 54(2) :137 – 178, 2009.
- [53] I. Krupka, M. Hartl, and P. Svoboda. Effects of surface topography on lubrication film formation within ehd and mixed lubricated non-conformal contacts. 2009.
- [54] I. Krupka, R. Poliscuk, and M. Hartl. Behavior of thin viscous boundary films in lubricated contacts between micro-textured surfaces. *Tribology International*, 42(4) :535 – 541, 2009. Tribology for engines and transmissions.
- [55] I. Krupka, P. Svoboda, and M. Hartl. Effect of surface topography on mixed lubrication film formation during start up under rolling/sliding conditions. *Tribology International*, In Press, Corrected Proof :1–24, 2009.
- [56] I. Krupka, M. Vrbka, and M. Hartl. Effect of surface texturing on mixed lubricated non-conformal contacts. *Tribology International*, 41(11) :1063 – 1073, 2008.
- [57] D.v.d. Linde, K. Solkolowski-Tinten, and J. Bialkowski. Laser-solid interaction in the femtosecond regimes. *Applied Surface Science*, 1 :109–110, 1997.
- [58] T. Lubrecht, D. Mazuyer, and P. Cann. Starved elastohydrodynamic lubrication theory : application to emulsions and greases. *C. R. Académie des Sciences de Paris*, 2(4) :717–728, 2001.
- [59] T. Lubrecht, W.E. Ten Napel, and R. Bosma. The influence of longitudinal and transverse roughness on the elastohydrodynamic lubrication of circular contacts. *Journal of Tribology, Trans. ASME*, 110 :421–426, 1988.
- [60] P. Mannion, J. Magee, E. Coyne, and G.M. O'Connor. Ablation thresholds in ultrafast laser micro-machining of common metals in air. *Proceedings of SPIE*, 4876, 2003.
- [61] P. Mannion, J Magee, E Coyne, G.M O'Connor, and T.J Glynn. The effect of damage accumulation behaviour on ablation thresholds and damage morphology in ultrafast laser micro-machining of common metals in air. *Applied Surface Science*, 233(1–4) :275 – 287, 2004.
- [62] D. Mazuyer. *Cours de tribologie - cours Master 2 - chapitre Lubrification Elastohydrodynamique*. Ecole Centrale de Lyon, 2010.

- [63] S.P. Mishra and A.A. Polycarpou. Tribological studies of unpolished laser surface textures under starved lubrication conditions for use in air-conditioning and refrigeration compressors. *Tribology International*, 44(12) :1890 – 1901, 2011.
- [64] L. Mourier. *Optimisation des contacts élasto-hydrodynamiques par la micro-texturation de surface*. PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon, 2007.
- [65] L. Mourier, D. Mazuyer, A.A. Lubrecht, and C. Donnet. Transient increase of film thickness in micro-textured ehl contacts. *Tribology International*, 39(12) :1745 – 1756, 2006.
- [66] L. Mourier, D. Mazuyer, A.A. Lubrecht, C. Donnet, and E. Audouard. Action of a femtosecond laser generated micro-cavity passing through a circular ehl contact. *Wear*, 264(5-6) :450 – 456, 2008. 10th International Conference on Metrology and Properties of Engineering Surfaces.
- [67] F.-P. Ninove. *Texturation de surface par laser femtoseconde en régime elasto-hydrodynamique et limite*. PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon, 2011.
- [68] M. Organisciak. *Optimisation de la microgéométrie des chemises de moteurs à combustion interne*. PhD thesis, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon (INSA), 2007.
- [69] R.K. Pandey and M.K. Ghosh. Thermal effects on film thickness and traction in rolling/sliding ehl line contacts - an accurate inlet zone analysis. *Wear*, 192(1-2) :118 – 127, 1996.
- [70] J. Pemberton and A. Cameron. A mechanism of fluid replenishment in elasto-hydrodynamic contacts. *Wear*, 37(1) :185 – 190, 1976.
- [71] U. Pettersson and S. Jacobson. Influence of surface texture on boundary lubricated sliding contacts. *Tribology International*, 36(11) :857 – 864, 2003.
- [72] U. Pettersson and S. Jacobson. Friction and wear properties of micro textured dlc coated surfaces in boundary lubricated sliding. *Tribology Letters*, 17(3) :553–559, 2004.
- [73] G. Popovici. *Effects of lubricant starvation on performance of elasto-hydrodynamically lubricated contacts*. PhD thesis, University of Twente (Netherlands), 2005.
- [74] E. Querlioz. *Etude de la durée de vie des contacts sous-alimentés en lubrifiant*. PhD thesis, Laboratoire LaMCoS, INSA Lyon, Ecole doctorale MEGA, Octobre 2007.
- [75] J. Reif, F. Costache, M. Henyk, and S.V. Pandelov. Ripples revisited : non-classical morphology at the bottom of femtosecond laser ablation craters in transparent dielectrics. *Applied Surface Science*, 197–198 :891 – 895, 2002.
- [76] H. Renondeau. *Evolution des propriétés tribologiques et physico-chimiques d'une graisse polyurée dans un roulement à billes de roue*. PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon, 2004.
- [77] 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. *Royal Society*, 1886.
- [78] M. Callies Reysat. *Splendeur et misère de l'effet lotus*. PhD thesis, Université Paris VI, 2007.

- [79] C.J.A. Roelands. *Correlational aspects of the viscosity-temperature-pressure relationship of lubricating oils*. PhD thesis, Technische Hogeschool Delft, 1966.
- [80] A. Ronen, I. Etsion, and Y. Kligerman. Friction-reducing surface-texturing in reciprocating automotive components. *Tribology Transactions*, 44(3) :359–366, 2001.
- [81] G. Ryk, Y. Kligerman, and I. Etsion. Experimental investigation of laser surface texturing for reciprocating automotive components. *Tribology Transactions*, 45(4) :444–449, 2002.
- [82] N. Sanner. *Mise en forme programmable de faisceau laser femtoseconde pour le micro-usinage et la photoinscription de guides d'ondes*. PhD thesis, Université Jean Monnet (Saint-Etienne), 2005.
- [83] S. Shibuichi, T. Onda, N. Satoh, and K. Tsujii. Super water-repellent surfaces resulting from fractal structure. *Journal of Physical Chemistry*, 100 :19512–19517, 1996.
- [84] J.E. Sipe, J.F. Young, J.S. Preston, and H.M. van Driel. Laser-induced periodic surface structure. I. theory. *Physical Review B*, 27(2) :1141–1154, 1983.
- [85] G. Stachowiak and A. Batchelor. Engineering tribology. In *Engineering Tribology*. Butterworth-Heinemann, third edition edition, 2006.
- [86] R. Stribeck. Die wesentlichen eigenshaften der gleit - und rollenlager. *VDI Zeitschrift*, 46 :1341–1348, 1432–1438 and 1463–1470, 1902.
- [87] D. Strickland and G. Mourou. Compression of amplified chirped optical pulses. *Optics Communications*, 56(3) :219–221, 1985.
- [88] C. Sun, X.-W. Zhao, Y.-H. Han, and Z.-Z. Gu. Control of water droplet motion by alteration of roughness gradient on silicon wafer by laser surface treatment. *Thin Solid Films*, 516(12) :4059 – 4063, 2008.
- [89] S.K. Sundaram and E. Mazur. Inducing and probing non-thermal transitions in semi-conductors using femtosecond laser pulses. *Nature Materials*, 1(4) :217–224, 2002.
- [90] S.C. Tung and M.L. McMillan. Automotive tribology overview of current advances and challenges for the future. *Tribology International*, 37(7) :517 – 536, 2004.
- [91] S. Valette. *Effets thermiques dus à l'interaction laser-matière dans les métaux en régime femtoseconde*. PhD thesis, Université Jean Monnet (Saint-Etienne), 2003.
- [92] C.H. Venner and A.A. Lubrecht. *Multilevel Methods in Lubrication*, volume 37 of *Tribology Series*. Elsevier, 2000.
- [93] C.H. Venner, G. Popovici, P.M. Lugt, and M. Organisciak. Film thickness modulations in starved elastohydrodynamically lubricated contacts induced by time-varying lubricant supply. *Journal of Tribology*, 130(4) :041501, 2008.
- [94] C.H. Venner, M.T. van Zoelen, and P.M. Lugt. Thin layer flow and film decay modeling for grease lubricated rolling bearings. *Tribology International*, 47(0) :175 – 187, 2012.
- [95] M. Vrbka, O. Šamánek, P. Šperka, T. Návrát, I. Křupka, and M. Hartl. Effect of surface texturing on rolling contact fatigue within mixed lubricated non-conformal rolling/sliding contacts. *Tribology International*, 43(8) :1457 – 1465, 2010.

-
- [96] E.W. Washburn. The dynamics of capillary flow. *Phys. Rev.*, 17(3) :273–283, March 1921.
- [97] L.D. Wedeven, D. Evans, and A. Cameron. Optical analysis of ball bearing starvation. *Conference sponsored by ASME*, 1970.
- [98] R.N. Wenzel. Resistance of solid surfaces to wetting by water. *Ind. Eng. Chem.*, 28(2) :988–994, 1936.
- [99] P.E. Wolveridge, K.P. Baglin, and J.F. Archard. The starved lubrication of cylinders in line contact. *University of Leicester, Engr. Dept*, 1969.
- [100] B. Wu, M. Zhou, J. Li, X. Ye, G. Li, and L. Cai. Superhydrophobic surfaces fabricated by microstructuring of stainless steel using a femtosecond laser. *Applied Surface Science*, In Press, Corrected Proof :–, 2009.
- [101] Q. Wu, Y. Ma, R. Fang, Y. Liao, Q. Yu, X. Chen, and K. Wang. Femtosecond laser-induced periodic surface structure on diamond film. *Applied Physics Letters*, 82(11) :1703–1705, 2003.
- [102] N. Yasumaru, K. Miyazaki, and J. Kiuchi. Control of tribological properties of diamond-like carbon films with femtosecond-laser-induced nanostructuring. *Applied Surface Science*, 254(8) :2364 – 2368, 2008.
- [103] C. Yin, P. Yang, H. Tan, and J. Wang. Thermal elastohydrodynamic lubrication of starved elliptical contacts. *Tribology International*, 42(6) :964 – 974, 2009.
- [104] L. Zhu, Y. Feng, X. Ye, and Z. Zhou. Tuning wettability and getting superhydrophobic surface by controlling surface roughness with well-designed microstructures. *Sensors and Actuators A : Physical*, 130-131 :595 – 600, 2006.

Résumé

L'appauvrissement en lubrifiant d'un contact élasto-hydrodynamique peut menacer la pérennité du film interfacial séparant les surfaces, entraîner l'augmentation des forces de frottement et l'endommagement rapide du tribosystème. Industriellement, la volonté de réduire les quantités de lubrifiant embarquées et de limiter les opérations de maintenance favorisent la sous-alimentation. L'objectif de cette thèse est de contrôler l'alimentation d'un contact EHD sous-alimenté par une texturation de surface multi-échelle, afin d'assurer une lubrification minimale à l'interface. Une démarche scientifique s'appuyant sur la dissociation des échelles spatiales, temporelles ainsi que sur l'analyse des contributions des écoulements dans les différentes zones du contact a été mise en œuvre.

La compréhension de l'interaction laser/matière en irradiation ultra-brève a permis de générer des texturations nanométriques (ripples) et micrométriques (ondulations et réseaux de cavités) à l'aide d'un laser femtoseconde. La contribution de chaque échelle topographique sur la lubrification d'un contact a été étudiée.

Lorsque les forces hydrodynamiques sont faibles (contact statique), l'alimentation d'un contact résulte d'une compétition entre une contribution capillaire et une contribution visqueuse. La macro géométrie des solides déformés ainsi que la viscosité pilotent au premier ordre la propagation du lubrifiant à l'extérieur de la zone haute pression. L'imbibition de la zone de Hertz n'est possible qu'avec l'introduction d'une surface nanotexturée et sa cinétique dépend de l'orientation et de l'amplitude des ripples.

Pour des nombres capillaires élevés (contact dynamique), un critère de prédiction de l'apparition de la sous-alimentation a été établi. En présence de réseaux de cavités et sous l'action d'un cisaillement interfacial, les surfaces texturées possédant une capacité de rétention élevée réalimentent la zone de haute pression. Le volume piégé envahit alors le contact puis crée une surépaisseur de lubrifiant qui protège les solides de l'endommagement tout en limitant l'augmentation du frottement. Les texturations nanométriques (ripples) et micrométriques, anisotropes et périodiques, modifient l'équilibre entre les débits de réalimentation et les débits de fuite. Une orientation adaptée des motifs peut contenir le drainage du lubrifiant dans le contact et ainsi empêcher ou retarder l'apparition d'un régime de sous-alimentation totale.

Au final, chaque échelle topographique contribue à la réalimentation d'un contact sous-alimenté, soit en favorisant l'expansion des réservoirs latéraux, soit en apportant localement du lubrifiant, ou en maintenant un film fluide résiduel sur les surfaces.

Mots clés : lubrification, frottement, sous-alimentation, élasto-hydrodynamique, micro-texturation, nano-texturation, laser femtoseconde, ripples, réalimentation, imbibition

Abstract

The lubricant depletion of an elasto-hydrodynamic contact may threaten the sustainability of the interfacial film separating the surfaces, can result in the increase of frictional forces and a rapid damage of the tribosystem. Industrially, the trend to reduce the amount of initial lubricant and to limit maintenance promotes starvation of the lubricated contact.

The aim of this work is to control the lubricant feeding of a starved EHL contact by a multi-scale surface texturing, in order to ensure minimal lubrication at the interface. A scientific approach based on the separation of spatial and temporal scales, as well as the analysis of the flow contributions in different zones of the contact has been implemented.

The understanding of the laser/matter interaction in ultra-short irradiation has helped us to generate both nanoscale texturing (ripples) and microscale texturing such as micro-waves and networks of micrometric cavities, using a femtosecond laser. The contribution of each topographic scale on the contact lubrication has been analysed.

When the hydrodynamic forces are low (static contact), the feeding of the contact results from a competition between capillary and viscous contributions. The macro geometry of the deformed solids and the lubricant viscosity mainly control the lubricant spread around the high-pressure zone. The imbibition of the Hertz contact area is only possible with the introduction of a nanotextured surface. The imbibition kinetics depends on the orientation and amplitude of the ripples.

For high capillary numbers (dynamic contact), a criterion has been established in order to predict the occurrence of starvation. Using a network of micro cavities and the action of an interfacial shear, the high retention capacity textured surfaces brings lubricant to the high-pressure zone. The trapped volume propagates inside the contact and creates a film thickness that protects the solids from damages while limiting the increase in friction. Anisotropic and periodic nanoscale and microscale texturing, like ripples, influences the balance between re-feeding and leakage flow rates. A suitable orientation of the geometries may prevent the lubricant from drainage and thus delay the onset of a starved lubrication regime.

In conclusion, each topographic scale contributes to re-feed a starved contact, by promoting lateral reservoir extension, by providing lubricant locally where it is needed, or maintaining a residual fluid film on surfaces.

Keywords : lubrication, friction, starved lubrication, elasto-hydrodynamic, micro-texturing, nano-texturing, femtosecond laser, ripples, imbibition

