



**HAL**  
open science

# Analyse expérimentale de la rupture du film lubrifiant en régime élastohydrodynamique : application à la fragmentation d'huile dans le contact segment-piston-chemise

Emmanuel Nault

► **To cite this version:**

Emmanuel Nault. Analyse expérimentale de la rupture du film lubrifiant en régime élastohydrodynamique : application à la fragmentation d'huile dans le contact segment-piston-chemise. Autre. Ecole Centrale de Lyon, 2024. Français. NNT : 2024ECDL0035 . tel-04917008

**HAL Id: tel-04917008**

**<https://theses.hal.science/tel-04917008v1>**

Submitted on 28 Jan 2025

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



**CENTRALE  
LYON**

N° d'ordre NNT : 2024ECDL0035

**THESE de DOCTORAT DE L'ECOLE CENTRALE DE LYON  
membre de l'Université de Lyon**

**Ecole Doctorale N° 162  
MEGA – Mécanique, Énergétique, Génie Civil, Acoustique**

**Spécialité de doctorat : Génie mécanique**

Soutenue publiquement le 7 octobre 2024, par :

**Emmanuel NAULT**

---

**Analyse expérimentale de la rupture du film  
lubrifiant en régime élastohydrodynamique :  
Application à la fragmentation d'huile dans le contact  
segment-piston-chemise**

---

Devant le jury composé de :

Brunetière Noël	Directeur de Recherche, CNRS – Université de Poitiers – ISAE ENSMA	Président
Duru Paul	Maître de conférences HDR, Toulouse INP - IMFT	Rapporteur
Da Silva Botelho Tony	Professeur des universités, ISAE - SUPMECA	Rapporteur
Mazuyer Denis	Professeur des universités, Ecole Centrale de Lyon - LTDS	Directeur de thèse
Cayer-Barrioz Juliette	Directrice de recherche, Ecole Centrale de Lyon - LTDS	Co-directrice de thèse
Matas Jean-Philippe	Professeur des universités, Université Claude Bernard Lyon I - LMFA	Co-directeur de thèse
Méès Loïc	Chargé de recherche HDR, Ecole Centrale de Lyon - LMFA	Co-encadrant de thèse
Lefebvre Alain	Docteur, SAFRAN	Invité
Servant Cédric	Ingénieur, AMPERE	Invité

**Unité de recherche : LTDS – Laboratoire de Tribologie et Dynamique des Systèmes**

**Unité de recherche secondaire : LMFA – Laboratoire de Mécanique des Fluides et Acoustique**



# Remerciements

---

Cette thèse a été réalisée dans le cadre d'un contrat Cifre avec Renault, co-encadrée académiquement par l'École Centrale de Lyon avec l'accompagnement du LTDS et du LMFA.

Je souhaite commencer ces remerciements par l'équipe qui m'a encadré lors de ces années de thèse :

Denis MAZUYER, directeur de thèse exigeant, intransigeant, tu m'as poussé vers plus de rigueur, et proposé d'autres façons de penser, d'appréhender les problèmes. Il ne faut rien considérer comme évident dans un projet qui prend beaucoup de temps et faire preuve de pédagogie. Ce n'est pas toujours facile mais c'est nécessaire.

Juliette CAYER-BARRIOZ, tu m'as beaucoup guidé, notamment dans ma prise de recul. Une thèse, c'est beaucoup de temps et de concentration sur un sujet qu'on étudie de très près. Savoir organiser ses idées, les présenter, pour poursuivre la recherche en faisant des choix et des hypothèses, tout ce travail permet de poursuivre certaines pistes ou d'en explorer de nouvelles.

Jean-Philippe MATAS, tu es un formidable mentor. Humble et respectueux, tu as su me faire confiance lorsque tu maîtrisais moins les aspects tribologiques et m'aider en mécanique des fluides. Tu m'as permis d'ouvrir ma réflexion en me partageant ton savoir issu d'autres projets scientifiques pour nourrir ma pensée de tribologue.

Loïc MÉÈS, encadrant hors pair, tu peux ajuster un dispositif optique, critiquer des observations, aider un doctorant, et lui remonter le moral dans la même phrase. Ton accompagnement a été pour moi essentiel. J'ai beaucoup appris avec toi et j'ai aussi reçu un soutien considérable, autant dans ta disponibilité lorsque je t'appelais pour m'aider que dans ta discrétion lorsqu'il me fallait un peu plus de temps pour réfléchir et te soumettre une idée.

Alain LEFEBVRE, tu as su m'accompagner et me remonter le moral dans les moments difficiles et me féliciter et m'encourager même quand j'étais plus confiant. Ton accompagnement n'a pas été qu'industriel, il a été très humain. Toujours à l'écoute et curieux de comprendre les phénomènes physiques qui te semblent les moins évidents, tu as toujours gardé un regard critique et bienveillant sur mes travaux.

Je remercie également les autres membres du jury Noël BRUNETIÈRE, Paul DURU, Tony DA SILVA BOTELHO, Cédric SERVANT pour avoir examiné et rapporté mon travail de thèse et pour leurs déplacements et leurs présences à Lyon lors de ma soutenance.

Je souhaiterais également avoir un mot pour le personnel de l'Ecole Centrale de Lyon, de l'Université Lyon I et de Renault qui m'ont apporté leur aide aux niveaux technique et administratif à différents moments de ma thèse : Serge ZARA, Didier ROUX, Matthieu GUIBERT, Isabelle TIXIER, Hélène SCHOCH, Nancy NEHMÉ, Sylvie NAVARRO, Pauline NARISON, Elodie COURSAE, Jocelyne BOUSQUET, Françoise LEYNAUD, Stéphanie LAMAISON, Frank DEBOUCK, Stéphane VALETTE, Louis GOSTIAUX, Pierre TRONTIN, John SOUNDAR, Stéphanie CAUVIN, Philomène TRECOURT, Jocelyn BONJOUR, Yamina MADI, Jérôme PERRIN, Patrick BASTARD, Frédéric RAVET et Yves SOULIÈRE.

Je profite de ces remerciements pour avoir une pensée pour ceux qui m'ont initié à la recherche et m'en ont donné le goût : Eric FEULVARCH et Jean-Christophe ROUX à l'ENISE, puis Guillaume COLIN et Kristan GILLET au laboratoire PRISME de l'Université d'Orléans.

Une thèse scientifique ne se fait jamais seul, on a besoin de guides scientifiques mais aussi de piliers amicaux. J'aimerais remercier toutes les personnes que j'ai rencontrées avant ou au cours de ma thèse ou qui m'ont accompagné par leur soutien et leur bonne humeur dans les bons moments comme dans les moments moins drôles : Alexandre, Christophe, Claire, Cyril, Davide, Djamaël, Louis, Maeva, Jacques, Kaiser, Keiji, Laurette, Mathilde C., Mathilde D., Maxime, Michaël, Paulin, Quentin L., Sébastien, Vincent, Zak, Rexhina, Benoit, Clara, Edwin, Sanatou, Gaël, Antoine, Audrey, Jean-Baptiste, Quentin S., Simon, Martine, Clotilde, Karim, Céline, Blandine, Clémentine, Donovan, Emilien, Melvyn et tant d'autres avec lesquels j'ai fait mes études avant d'arriver en thèse.

Je remercie particulièrement ceux avec qui j'ai partagé mes premiers pas en thèse et qui m'ont aussi un peu guidé dans ce parcours particulier : Johann VIBERT et Fadlallah ABOUHADID.

Enfin, comment terminer ces remerciements sans mentionner ceux qui ont été là pour m'accompagner, m'aider, me critiquer, me relever quand je tombais, me soutenir, me déménager aussi.

Yann ALEXANDRE, j'ai beaucoup appris à tes côtés et tu aurais encore beaucoup à m'enseigner. Toujours partant pour boire un coup, un milkshake ou n'importe quel bon moment culinaire. Curieux et érudit, tu m'as aidé au laboratoire, tu as été amical en dehors. Toujours prêt à discuter, à débattre, à rigoler, jusqu'au bout de la nuit parfois. Merci également à Cloé, pour sa bonne humeur et son humour.

Nazario MORGADO, tu n'es pas seulement ingénieur de recherche, tu es le soutien dont tout doctorant a besoin. Humble et brillant, sans savoir laquelle de ces qualités te caractérise le plus, tu es d'une humanité et d'une empathie sans faille. Toujours prêt à rendre service, à rassurer, à accompagner, à débattre, à donner des énigmes, à en résoudre. Il y a une énigme que je ne saurais pas résoudre, c'est de savoir comment tu peux lire nos moments de bien-être comme de mal-être, déceler et interpréter, ce qui va ou ne va pas. Tu sais trouver les mots pour nous ramasser à la petite cuillère ou le bon mot pour nous faire rire. Tu as été plus qu'un collègue, tu es devenu un ami. Je suis très honoré d'avoir fait ta connaissance et d'avoir pu bénéficier de tes sages conseils. J'aimerais aussi laisser un mot pour Laurence, pour sa sympathie, sa générosité et son accueil.

Cédric BARAZZUTTI, mon ami, mon compagnon de route, mon alter ego. C'est très prétentieux de ma part de penser que je te ressemble. Tu m'as accueilli à bras ouvert dès le début, pour me mettre à l'aise, jusqu'à m'apprendre, en vain, à skier. Toujours désolé de ne pas être assez présent alors que je suis arrivé à une période charnière pour toi. Tu m'as conseillé, tu m'as aussi considéré. Tu es toujours de bon conseil mais aussi prêt à considérer ma position lors de nos désaccords. On a appris à se connaître, à se comprendre, même si chacun continue de voir midi à sa porte. Je sais que même quand ton avis ne rejoint pas le mien, il est toujours sincère, respectueux et me permet de prendre du recul pour voir ce que je ne vois pas. Tu es autant à l'écoute des problèmes des autres que des conseils lorsque tu as besoin. Tu en fais ce que tu veux, et tu as bien raison, mais le meilleur compliment que je puisse te faire, c'est que tu es un futur Nazario : toujours prêt à rendre service, ouvert à la discussion et à un point de vue différent. Je remercie aussi Manon et Nyoki, toujours prêts à nous accueillir pour l'apéro, le blind-test, les soirées moules-frites et les week-ends au ski.

Puisque j'ai été accueilli, soutenu, parfois (et même souvent) nourri, il ne faut pas oublier de remercier la famille. J'ai une pensée particulière pour mes cousins, et voisins lyonnais : Christelle, Stéphane, Anaïs, Lauriane et Antonin.

Les derniers et pas des moindres, je me dois de finir ces remerciements par ceux qui me portent et me supportent depuis près de 30 ans : mes parents Isabelle et Jean-Claude, et ma grande sœur Marine.



# Table des matières

Liste de symboles et d'abréviations	ix
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 La lubrification dans l'automobile</b>	<b>3</b>
1.1 Le moteur à combustion	4
1.1.1 Fonctionnement d'un moteur à combustion interne	4
1.1.2 Lubrification de l'interface segment-chemise	6
1.1.3 Risques de combustion	7
1.2 Intérêts de la décantation	8
1.2.1 Traitements	8
1.2.2 Limites	8
1.3 Modifications physiques du film lubrifiant	9
1.3.1 Fragmentation dynamique	9
1.3.2 Changements de phase	10
1.3.3 Cavitation	11
1.4 La lubrification EHD dans un contact ponctuel	11
1.4.1 Principe	11
1.4.2 Modélisation du régime EHD	12
1.4.3 Solutions numériques	13
1.4.4 Modélisation du divergent et de la zone de cavitation	16
1.4.5 Alimentation du contact et débits de fuite	17
1.5 Conclusions	17
<b>2 Lubrification EHD</b>	<b>19</b>
2.1 Du contact segment-chemise au contact sphère-plan	20
2.1.1 Définition du contact réel et de ses contraintes	20
2.1.2 Conditions d'essais en laboratoire	20
2.2 Simulation expérimentale du contact lubrifié	22
2.2.1 Les tribomètres d'étude	22
2.2.2 Visualisations	26
2.2.3 Les lubrifiants	31
2.3 Observation macroscopique de l'écoulement	31
2.3.1 Configurations globales	31
2.3.2 De l'expansion de la bulle de cavitation au sillage ouvert	33
2.4 Conclusions	39

<b>3</b>	<b>Divergent : sillage et digitations</b>	<b>41</b>
3.1	Etude de la zone dite de « cavitation »	42
3.1.1	Le sillage	42
3.1.2	La zone de rupture du film lubrifiant	43
3.2	Modélisation des digitations	50
3.2.1	Modèles de la littérature scientifique	50
3.2.2	Instabilité de l'imprimeur	55
3.3	Modèle de Saffman-Taylor dans la zone de rupture de film	58
3.4	Approche spatiale	60
3.4.1	Discussion sur l'échelle de mesure des digitations	61
3.4.2	Variations spatiales de la longueur d'onde	65
3.4.3	Effets hydrodynamiques	65
3.5	Amplitudes des digitations le long du sillage	68
3.5.1	Variations spatiales de l'amplitude des digitations	69
3.5.2	Effets hydrodynamiques	70
3.6	Approche temporelle	73
3.7	Conclusions	75
<b>4</b>	<b>La zone de cavitation, productrice d'aérosols ?</b>	<b>81</b>
4.1	Observations interférométriques d'un contact statique	82
4.1.1	Contact statique sec	82
4.1.2	Contact statique imprégné	83
4.2	Analyse interférométrique d'un contact EHD	85
4.2.1	Description globale du contact : de l'amont vers l'aval	85
4.2.2	Géométrie du divergent	87
4.2.3	Chemin optique dans un milieu hybride	89
4.3	Identification du milieu interfacial dans le divergent	91
4.3.1	Observation microscopique de la zone de cavitation	91
4.3.2	Analyse interférométrique du divergent	93
4.3.3	Indice effectif du milieu diphasique	96
4.3.4	Composition du milieu diphasique	98
4.4	Conclusions	102
	<b>Conclusion</b>	<b>103</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>105</b>
	<b>Table des figures</b>	<b>117</b>
	<b>Liste des tableaux</b>	<b>127</b>





# Liste de symboles et d'abréviations

Symbole	Définition	Formule ou Valeur	Unité
$a$	Rayon de contact de Hertz		m
$A$	Fonction d'amplitude spatiale		
$B$	Fonction d'amplitude de pression		
$c$	Vitesse de la lumière dans le vide	$3 \times 10^8$	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
$Ca$	Nombre capillaire	$Ca = \frac{\eta u_e}{\gamma}$	
$CA$	Angle vilebrequin (Crank Angle)		°
$d$	Dimension générique		m
$d_p$	Distance entre particules sphériques d'un réseau cubique centré		m
$D$	Côté du cube dans un réseau cubique centré		m
$E_b$	Module de Young du matériau de la bille		Pa
$E_d$	Module de Young du matériau du disque		Pa
$E'$	Module de Young équivalent	$\frac{2}{E'} = \frac{1 - \nu_b^2}{E_b} + \frac{1 - \nu_d^2}{E_d}$	Pa
$f$	Fréquence		Hz
$F$	Effort de chargement		N
$G$	Paramètre matériau du modèle de Hamrock-Dowson	$G = \alpha E'$	
$h$	Hauteur (distance bille-disque dans la direction $z$ )		m
$h_0$	Distance initiale dans le calcul de la déformée		m
$h_{app}$	Epaisseur d'huile apparente dans le divergent		m
$h_c$	Epaisseur de lubrifiant au centre du contact		m
$h_{conv}$	Distance bille-disque dans le convergent		m
Suite page suivante			

Symbole	Définition	Formule ou Valeur	Unité
$h_{div}$	Distance bille-disque dans le divergent		m
$h_e$	Epaisseur d'un milieu équivalant à plusieurs milieux distincts un fois mélangés		m
$h_{eff}$	Epaisseur effective de la bulle dite de cavitation évaluée en $x$		m
$h_i$	Epaisseur d'un milieu $i$		m
$h_r$	Epaisseur de lubrifiant à un rayon $r_r$ du centre du contact, correspondant à la zone de rupture de film lubrifiant		m
$k_{max}$	Taux de croissance temporel		$m^{-1}$
$l$	Longueur		m
$L$	Paramètre de Moes	$L = G \cdot (2U)^{1/4}$	
$M_{1,eq}$	Paramètre de Moes	$M_{1,eq} = \frac{1}{2} \left( \frac{3}{2} M_2 \right)^{2/3}$	
$M_2$	Paramètre de Moes	$M_2 = W \cdot (2U)^{-3/4}$	
$n$	Indice de réfraction		
$n_{app}$	Indice de réfraction apparent		
$n_e$	Indice de réfraction d'un milieu équivalant à plusieurs milieux distincts une fois mélangés		
$n_{eff}$	Indice de réfraction effectif		
$n_i$	Indice de réfraction d'un milieu $i$		
$N$	Nombre de digitations sur un arc de cercle $l$ au plus proche du contact		
$N_p$	Nombre de particules par unité de volume dans un réseau cubique centré		
$Oh$	Nombre d'Ohnesorge	$Oh = \frac{\eta}{\sqrt{\rho\gamma d}}$	
$p$	Pression		Pa
$\bar{p}$	Pression moyenne dans le modèle de Saffman-Taylor		Pa
$\tilde{p}$	Pression due à la perturbation dans le modèle de Saffman-Taylor		Pa
$p_{max}$	Pression maximale		Pa
$p_{moy}$	Pression moyenne		Pa
Suite page suivante			

Symbole	Définition	Formule ou Valeur	Unité
$p_{R0}$	Constante de pression du modèle de Roelands	$p_{R0} = 1,96 \times 10^8$	Pa
$P_-$	Pénalité		
$q$	Nombre d'onde		$m^{-1}$
$q_{max}$	Nombre d'onde du mode le plus instable		$m^{-1}$
$r$	Rayon		m
$r_{conv}$	Rayon (distance au centre du contact) projeté sur le disque, réputé indéformable, d'un point du convergent		m
$r_{div}$	Rayon (distance au centre du contact) projeté sur le disque, réputé indéformable, d'un point du divergent		m
$r_i$	Rayon (distance au centre du contact) projeté sur le disque, réputé indéformable, numéroté $i$		m
$r_r$	Rayon (distance au centre du contact) projeté sur le disque, réputé indéformable, de la zone de rupture du film lubrifiant		m
$R_b$	Rayon de la bille		m
$R_d$	Rayon de la piste d'essai utilisée sur le disque (position du centre du contact par rapport au centre du disque)		m
$R_p$	Rayon de particule		m
$R_x$	Rayon de la bille dans la direction longitudinale à l'écoulement		m
$R_y$	Rayon de la bille dans la direction transversale à l'écoulement		m
$s_i$	Solution $i$ de la méthode multigrille		
$t$	Temps		s
$t_0$	Temps initial		s
$T$	Température		$^{\circ}C$
Suite page suivante			

Symbole	Définition	Formule ou Valeur	Unité
$u_b$	Vitesse linéaire de la bille (en un point de la surface)		$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
$u_d$	Vitesse linéaire du disque au point de contact sur la piste (à la distance $R_d$ entre le centre du disque et le centre du contact)		$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
$u_e$	Vitesse d'entraînement du fluide lubrifiant	$u_e = \frac{u_b + u_d}{2}$	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
$u_{incl}$	Vitesse moyenne des inclusions observées dans une nappe fluide		$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
$u_s$	Vitesse de glissement	$u_s = u_b - u_d$	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
$U$	Paramètre de vitesse du modèle de Hamrock-Dowson	$U = \frac{\eta u_e}{E' R_x}$	
$w$	Effort		N
$W$	Paramètre de charge du modèle de Hamrock-Dowson	$W = \frac{F}{E' R_x^2}$	
$We$	Nombre de Weber	$We = \frac{\rho u_e^2 d}{\gamma}$	
$x$	Position dans la direction longitudinale à l'écoulement		m
$\bar{x}$	Position moyenne		m
$\tilde{x}$	Position perturbée autour de la position moyenne		m
$x_{conv}$	Position particulière définie dans le convergent		m
$x_{div}$	Position particulière définie dans le divergent		m
$x_l$	Position limite		m
$x_r$	Position de la rupture du film lubrifiant		m
$y$	Position dans la direction transversale à l'écoulement		
$z$	Direction normale à l'écoulement pour mesurer les épaisseurs		
$z_{R0}$	Indice de piézoviscosité dans le modèle de Roelands	$z_{R0} = \frac{\alpha \cdot p_{R0}}{\ln(\eta_0) + 9,67}$	

Suite page suivante

Symbole	Définition	Formule ou Valeur	Unité
$\alpha$	Coefficient de piézoviscosité		$\text{Pa}^{-1}$
$\gamma$	Tension superficielle entre une phase liquide et une phase vapeur		$\text{N} \cdot \text{m}^{-1}$
$\delta_e$	Chemin optique parcouru par la lumière dans à travers le milieu équivalent noté $e$		m
$\delta_i$	Chemin optique parcouru par la lumière à travers le milieu $i$		m
$\delta_{ij}$	Chemin optique $j$ parcouru par la lumière à travers le milieu $i$		m
$\varepsilon$	Terme de quantité très faible		
$\eta$	Viscosité		$\text{Pa} \cdot \text{s}$
$\eta_0$	Viscosité à pression atmosphérique à 20 °C		$\text{Pa} \cdot \text{s}$
$\theta$	Angle		°
$\theta_e$	Angle de réfraction du milieu équivalent noté $e$		°
$\theta_i$	Angle de réfraction d'un milieu $i$		°
$\lambda$	Longueur d'onde		m
$\lambda_{max}$	Longueur d'onde du mode le plus instable dans le modèle de Saffman-Taylor		m
$\nu_b$	Coefficient de Poisson du matériau de la bille		
$\nu_d$	Coefficient de Poisson du matériau du disque		
$\rho$	Masse volumique		$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$
$\phi$	Fraction volumique de liquide dans un milieu partiellement gazeux		
$\phi_{huile}$	Fraction volumique de liquide dans le milieu effectif		
$\phi_l$	Fraction volumique de liquide dans un milieu diphasique		
$\omega$	Taux de croissance temporel		$\text{s}^{-1}$
$\omega_b$	Vitesse de rotation de la bille		$\text{s}^{-1}$



# Introduction

---

Depuis les débuts de l'automobile, les constructeurs s'efforcent de créer des véhicules plus rapides, avec une meilleure autonomie en énergie, capables de nous emmener toujours plus loin. En un mot, l'efficacité énergétique est la priorité. Initialement, les véhicules sont équipés de moteurs, majoritairement thermiques et dont l'énergie de mise en mouvement est un dérivé du pétrole. L'avantage des carburants fossiles est leur densité énergétique : plusieurs centaines de kilomètres peuvent être parcourues avec quelques dizaines de kilogrammes.

Au fur et à mesure de l'évolution des technologies, l'efficacité est devenue synonyme d'économie. Les performances des véhicules étant satisfaisantes et les puissances devant rester encadrées pour des questions de sécurité routière, il est devenu prioritaire d'obtenir les mêmes performances en économisant les énergies nécessaires aux transports. Si les performances continuent de progresser, notamment dans les sports mécaniques, les véhicules de tourisme et utilitaires, de plus en plus nombreux, se doivent de répondre aux exigences des clients qui veulent économiser de l'argent pour faire le plein d'énergie.

La dégradation des rendements due à l'énergie mécanique provient, en partie, des pertes par frottement. Ainsi, lors de la mise en contact de deux surfaces en mouvement relatif, le frottement induit provoque, entre autres, une dissipation énergétique, l'échauffement desdites surfaces et potentiellement leurs usures. Plus ces phénomènes sont énergivores, plus la puissance mécanique de sortie transmise est faible par rapport à la puissance d'entrée du système.

Le système aura donc un rendement, rapport entre les puissances de sortie et d'entrée, moindre. Pour améliorer ce rendement, une solution consiste à lubrifier les contacts. Un lubrifiant liquide assumera un rôle double de réduction des frottements et de refroidissement.

De nos jours, l'importance économique va de pair avec l'aspect écologique. Ainsi, si les moyens de propulsion se multiplient et peuvent être hybrides, on ne s'intéresse pas seulement à l'énergie envoyée à l'admission et aux pertes dues aux transformations énergétiques, mais aussi aux produits générés et libérés à l'échappement. Entre les clients, qui veulent, de plus en plus, des véhicules plus respectueux de notre environnement, et les instances politiques qui, pour des raisons environnementales et de santé publique, renforcent les normes de pollution, les constructeurs se doivent de diminuer les émissions polluantes des véhicules qu'ils produisent et d'identifier les polluants résiduels non filtrés.

Dans cette logique, il est nécessaire de connaître les produits de combustion dans les moteurs thermiques et, par conséquent, les réactifs. L'entreprise Renault s'est aperçue que l'huile lubrifiant les moteurs pouvait être consommée, lors du fonctionnement. Cette

huile, en brûlant, peut générer des polluants qui se retrouvent à l'échappement. C'est pourquoi, il est important de comprendre comment l'huile peut, malgré son rôle de lubrifiant améliorant le rendement, devenir une gêne à la combustion du carburant et dégrader l'efficacité d'une motorisation thermique.

L'huile la plus susceptible de se retrouver à l'échappement est celle qui se trouve dans la chambre de combustion. Un brouillard d'huile peut ainsi se retrouver dans cette chambre de deux manières : soit par l'étalement d'huile sur la chemise du cylindre par les segments du piston, soit par l'admission. Dans les deux cas, l'huile brûlée se trouve sous forme de brouillard avant sa combustion. Lors de son arrivée à l'admission, elle est filtrée à travers un système de décantation piégeant toutes les gouttes supérieures à  $1\ \mu\text{m}$  de diamètre.

Cette thèse, financée par Renault dans le cadre d'un contrat ANRT Cifre, a pour objectif industriel d'étudier la fragmentation du film lubrifiant lors de la lubrification d'un cylindre moteur pour mieux en comprendre l'origine. D'un point de vue fondamental, on peut s'interroger sur l'origine physique de cette fragmentation et sa localisation. Compte-tenu des variations significatives de pression en sortie de contact, dans la zone de rupture du film lubrifiant, ou zone dite de cavitation, on peut supposer que cette zone de divergent, peu étudiée dans la littérature, est le siège de conditions propices à cette fragmentation. L'objectif scientifique de cette thèse est donc d'identifier la nature de cette zone de divergent en s'appuyant sur une démarche expérimentale simulant les conditions d'écoulement d'un film mince de lubrifiant séparant deux solides déformés sous pression.

Nous présenterons dans le chapitre 1, les différentes notions et concepts de la littérature qui permettent d'identifier ou de modéliser les phénomènes mis en jeu dans un moteur et en particulier dans un contact lubrifié. Ensuite, nous établirons, dans le chapitre 2, un parallèle entre la problématique industrielle et son adaptation sur un banc d'essais de laboratoire permettant la simulation expérimentale du contact lubrifié, afin d'étudier la zone de divergent d'un point de vue macroscopique. Dans le chapitre 3, nous décrirons en détail les mécanismes se produisant en sortie de contact qui s'avèrent responsables de l'apparition de digitations périodiques. Enfin dans le chapitre 4, nous analyserons plus précisément la nature de la zone dite de cavitation et discuterons de la présence ou non de gouttelettes d'huile.

# Amélioration des rendements par la lubrification dans l'automobile

---

## Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Le moteur à combustion</b>	<b>4</b>
1.1.1	Fonctionnement d'un moteur à combustion interne	4
1.1.2	Lubrification de l'interface segment-chemise	6
1.1.3	Risques de combustion	7
<b>1.2</b>	<b>Intérêts de la décantation</b>	<b>8</b>
1.2.1	Traitements	8
1.2.2	Limites	8
<b>1.3</b>	<b>Modifications physiques du film lubrifiant</b>	<b>9</b>
1.3.1	Fragmentation dynamique	9
1.3.2	Changements de phase	10
1.3.3	Cavitation	11
<b>1.4</b>	<b>La lubrification EHD dans un contact ponctuel</b>	<b>11</b>
1.4.1	Principe	11
1.4.2	Modélisation du régime EHD	12
1.4.3	Solutions numériques	13
1.4.4	Modélisation du divergent et de la zone de cavitation	16
1.4.5	Alimentation du contact et débits de fuite	17
<b>1.5</b>	<b>Conclusions</b>	<b>17</b>

---

La lubrification des moteurs à combustion interne est nécessaire à l'obtention d'un rendement correct et à la conservation de l'intégrité des pièces du moteur. Cette lubrification participe à la diminution des frottements, et réduit l'échauffement et l'usure des pièces. Au cours de ce chapitre, nous présentons le fonctionnement d'un moteur thermique, les mécanismes responsables de l'entraînement et de la transformation de l'huile lors de la lubrification. Nous analysons également les mécanismes physiques se produisant au sein d'un contact lubrifié sous pression, en insistant sur la zone de divergent, dite zone de cavitation ou de rupture de film.

## 1.1 Le moteur à combustion

### 1.1.1 Fonctionnement d'un moteur à combustion interne

Pour se mouvoir, un véhicule dispose de roues motrices entraînées par un groupe moto-propulseur composé d'éléments tournants afin de transmettre, réduire, multiplier ou orienter l'énergie mécanique de rotation fournie par un moteur.



FIGURE 1.1 – *Moteur à combustion interne Renault Modèle essence 1.3 TCe [Ima, a].*

Un moteur à combustion interne, tel que celui présenté à la figure 1.1, transforme une énergie thermodynamique, initiée par la combustion, en énergie mécanique de translation puis de rotation. En sortie de moteur, le vilebrequin transmet une énergie mécanique de rotation après avoir été entraîné par un système piston-bielle contenu dans un cylindre. Dans ce cylindre, un piston comprime un mélange de carburant avec de l'air extérieur filtré (contenant le comburant dioxygène) qui s'enflamme par auto-inflammation ou allumage commandé. Cette combustion permet la poussée du piston et la rotation du vilebrequin. Pour maintenir le mouvement et permettre au mélange de se renouveler, il faut prévoir plusieurs cylindres.

Dans un moteur 4 temps, un piston reproduit en permanence un cycle de 4 temps sur 2 tours de vilebrequin. Un temps s'exécute sur un demi-tour.

On appelle point mort haut, le point pour lequel la chambre de combustion a le plus petit volume. Le point mort bas est le point pour lequel le volume de la chambre de combustion est maximal. Afin de clarifier les explications, on supposera un piston d'axe vertical avec la chambre de combustion en haut.

Les temps se décomposent comme suit,  $CA$  étant l'angle du vilebrequin ou « *Crank Angle* » en anglais (voir figure 1.2) :

- Admission ( $0^\circ \leq CA < 180^\circ$ ) : la soupape d'admission s'ouvre pour laisser entrer des gaz frais (air extérieur filtré) pendant la première descente du piston ;
- Compression ( $180^\circ \leq CA < 360^\circ$ ) : les soupapes sont fermées, le piston remonte jusqu'au point mort haut en comprimant le mélange air-carburant jusqu'à l'auto-inflammation ou l'allumage commandé ;
- Détente ( $360^\circ \leq CA < 540^\circ$ ) : le piston descend une seconde fois entraîné par les gaz de combustion qui prennent un volume plus grand suite à l'explosion ;
- Echappement ( $540^\circ \leq CA < 720^\circ$ ) : la soupape d'échappement est ouverte, le piston, en remontant pour la seconde fois, pousse les gaz vers le système d'échappement.

Ces temps sont illustrés graphiquement sur la figure 1.2, sur laquelle le cycle est modélisé sur deux tours de  $0^\circ$  à  $720^\circ$ .

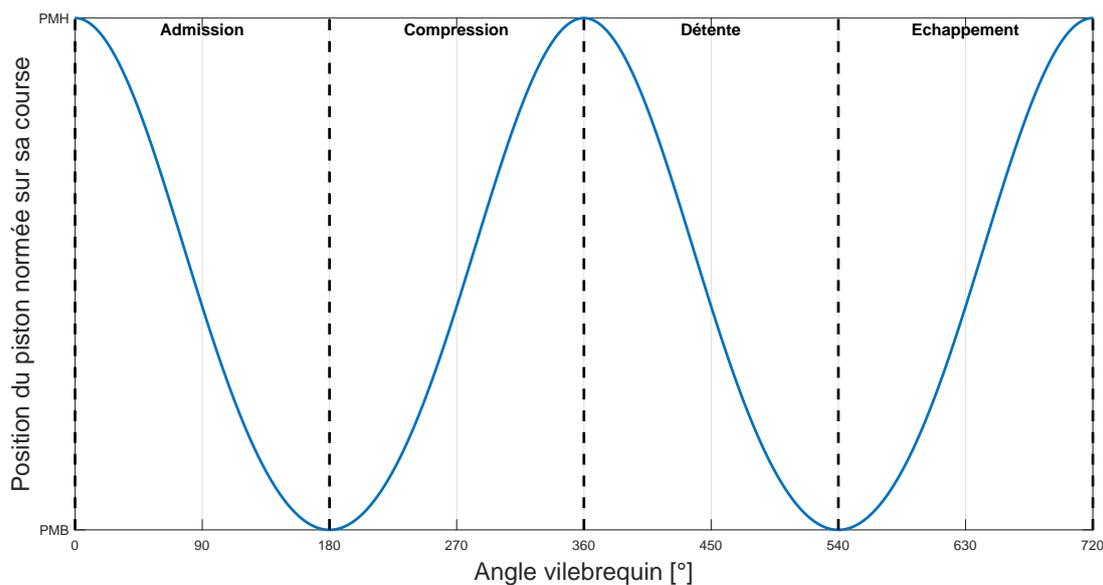


FIGURE 1.2 – Les quatre phases d'un moteur 4 temps.

L'admission et la détente sont des phases que nous qualifierons de descentes, le piston allant du point mort haut au point mort bas. La compression et l'échappement sont des phases de montée du piston, du point mort bas au point mort haut. Ce contact glissant, entre le piston et ses segments d'une part et la chemise du cylindre d'autre part, est une potentielle source de frottements et d'usure. Il faut les limiter, voire les supprimer, et donc lubrifier cette interface.

### 1.1.2 Lubrification de l'interface segment-chemise

Le piston est la pièce recevant toutes les contraintes résultant de la combustion, quelles soient mécaniques ou thermiques. Il est lié au vilebrequin par une bielle qui permet la transformation du mouvement de translation rectiligne alternatif du piston en rotation du vilebrequin. Pour que la chemise supporte les mouvements alternatifs du piston, il est nécessaire de lubrifier l'interface en minimisant les zones de contact. On utilise pour cela des segments qui se logent dans des gorges usinées autour du piston (voir figure 1.3). Ces segments ont également pour but de maintenir la combustion et ses réactifs dans la chambre de combustion et de racler l'huile sur la surface de la chemise pour la répartir uniformément afin d'assurer une lubrification optimale.



FIGURE 1.3 – *Piston et segments [Ima, b].*

Le contact segment-chemise est linéaire annulaire. Par définition, il s'agit d'un contact conformel.

Si ses mouvements sont globalement des translations, le piston est lié à la bielle par un axe qui lui permet de pivoter légèrement. Avec les jeux prévus pour le glissement, le piston est rarement coaxial avec la chemise. La rotation du piston autour de l'axe piston-bielle s'appelle le *tilt*. Ce déplacement angulaire engendre des variations d'alimentation et de pression des contacts segment-chemise.

L'alimentation en lubrifiant de la chemise du cylindre se fait par des galeries dans le piston qui viennent de l'axe de révolution du piston et débouchent dans les gorges de segment. Ce système permet de garantir une alimentation suffisante en lubrifiant. De même, la surface de la chemise est pierrée, ce qui permet de stocker l'huile partiellement et temporairement lors du passage du piston.

### 1.1.3 Risques de combustion

La forte pression présente côté chambre de combustion lors de la combustion du carburant peut provoquer des phénomènes de *blow-by*. Les gaz brûlés passent entre les segments du piston et la chemise, entraînant avec eux le film lubrifiant, et se retrouvent dans le bas carter. Une fois dans le bas carter, l'huile chaude vaporisée ou les gouttelettes arrachées au film peuvent se retrouver à l'admission et être directement injectées avec l'air et le carburant pour la combustion. Le phénomène inverse s'appelle *blow-back* et correspond à la remontée de l'huile vers la chambre de combustion.

D'autres phénomènes peuvent avoir lieu, simplement à cause de l'inertie des éléments. Au point mort haut, le piston est au point le plus haut de sa course et fait demi-tour pour redescendre. L'huile, entraînée par les différents segments ne s'arrête pas instantanément. Une fuite d'huile au niveau d'un jeu à la coupe de segment sera qualifiée de « fontaine » d'huile dont l'illustration est donnée en figure 1.4a. En revanche, sur la figure 1.4b on observe un phénomène similaire se produisant au point mort bas, lorsque le piston s'apprête à remonter, on parle alors de « cascade » d'huile.

Les répétitions de ces transports d'huile participent à la fragmentation de l'huile et favorisent son déplacement d'un côté à l'autre du piston. Les déplacements vers le carter ne sont pas sources de problème puisque l'huile est stockée et sera de nouveau aspergée pour lubrifier les différents éléments. Les déplacements vers la chambre, et en particulier lorsque l'huile est fragmentée, sont les plus problématiques car c'est dans cette situation que l'huile peut brûler. La combustion est donc une consommation indésirable d'huile. De plus les gaz brûlés se retrouvent à l'échappement, amplifiant la pollution sans améliorer l'efficacité du moteur, bien au contraire.

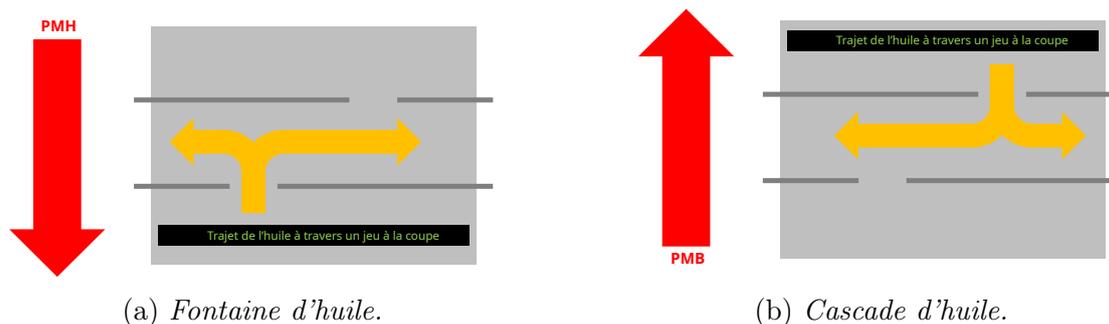


FIGURE 1.4 – Déplacements de l'huile en fonction de son inertie lors des changements de sens du piston. (a) Déplacement de l'huile à travers un jeu à la coupe lorsque le piston change de sens au point mort haut (PMH). (b) Déplacement de l'huile à travers un jeu à la coupe lorsque le piston change de sens au point mort bas (PMB). Schémas inspirés des travaux de Senzer [2012] qui montre que le jeu à la coupe est un point de passage de l'huile, mais aussi les jeux présents dans les gorges accueillant les segments.

## 1.2 Intérêts de la décantation

Les mouvements d'huile dans le moteur peuvent ainsi créer des brouillards, des gouttelettes, directement du côté de la chambre de combustion ou encore dans le bas carter. Cette dernière localisation ne permet pas forcément aux vapeurs d'huile de se liquéfier pour se redéposer dans le bain d'huile. Il est donc nécessaire de traiter ces quantités d'huile pour éviter de les retrouver à l'admission.

### 1.2.1 Traitements

Par ses fortes variations de température et de pression en fonctionnement, le moteur produit des vapeurs d'huile qui augmentent la pression dans le carter. Pour évacuer cette pression, il existe un déshuileur chargé de faire descendre la pression dans le carter en étant relié au collecteur d'admission. Pour éviter de retrouver à l'admission des vapeurs d'huile et des gouttes transportées par les gaz brûlés, les moteurs thermiques sont équipés de décanteurs qui permettent de liquéfier les gouttes supérieures à  $1\ \mu\text{m}$  de diamètre pour les renvoyer au bas carter par gravité.

Les gouttes passent dans le décanteur, coalescent ou sont piégées au fur et à mesure de leur passage. Mais les gouttes inférieures à  $1\ \mu\text{m}$  de diamètre ne sont pas piégées et se retrouvent à l'admission où l'air frais les emporte directement dans la chambre de combustion.

### 1.2.2 Limites

Si les gouttes se forment dans la chambre de combustion ou si certaines gouttes sont de dimensions inférieures au micromètre, elles peuvent se retrouver dans la chambre de combustion sans possibilité de traitements pour les empêcher de brûler. Il est donc important de savoir :

- si de telles gouttes peuvent exister ;
- les conditions de leurs formations pour éviter d'en former ;
- la distribution de gouttes ainsi formées pour estimer la quantité qui ne peut pas être traitée et le préjudice potentiel associé.

Si on connaît les caractéristiques des gouttes générées et leurs quantités, on peut estimer leur impact et concevoir un système capable de les traiter, si leur formation est inévitable. Il est donc indispensable de s'interroger sur les mécanismes de formation de ces gouttelettes.

## 1.3 Modifications physiques du film lubrifiant

Les contraintes importantes subies par le lubrifiant peuvent engendrer une perturbation du flux continu de fluide et se traduire par le détachement de gouttes ou un changement de phase. Ces paragraphes s’attachent à détailler les mécanismes physiques mis en jeu.

### 1.3.1 Fragmentation dynamique

La fragmentation est le phénomène par lequel des gouttes sont amenées à se détacher d’un film principal.

La fragmentation engendre des gouttes de tailles, de formes [Kékesi et al., 2014], de trajectoires [Flock et al., 2012] et de vitesses diverses [Vankeswaram and Deivandren, 2022].

Les problématiques de fragmentations sont des phénomènes particulièrement étudiés dans l’automobile car il existe des conditions pour lesquelles de fines gouttelettes doivent entrer en combustion. C’est le cas des carburants, pour lesquels on souhaite que les gouttes soient fragmentées le plus finement possible afin de maximiser la surface d’échange lors de la combustion [Wakisaka, 1997, Brulatout et al., 2020, Distaso et al., 2018, Maru et al., 2013]. L’impact du passage du piston sur la fragmentation du lubrifiant a également été analysé [Lyubarsky and Bartel, 2016]. Dans d’autres contextes mécaniques, tels que la chute d’eau, la production de gouttelettes secondaires a été observée [Li et al., 2019a], ces expériences relevant plus de l’éclaboussure. Maîtriser la modélisation de la fragmentation des jets liquides permet d’anticiper les tailles des gouttes [Teng et al., 1995].

Dans la plupart des situations ci-dessus, la fragmentation liquide survient lorsque l’inertie du fluide conduit à le déformer, à l’étirer jusqu’à la formation de ligaments et enfin de gouttes. Le nombre de Weber est un nombre sans dimension permettant de caractériser les effets de fragmentation suscités par l’inertie. Ce nombre correspond au ratio entre la pression dynamique  $\rho u_e^2$ , qui tend à déformer le liquide de masse volumique  $\rho$  entraîné à la vitesse  $u_e$ , et la pression capillaire  $\gamma/d$ , qui tend à ramener une inclusion liquide à une forme sphérique stable [Minakov et al., 2019] :

$$We = \frac{\rho u_e^2 d}{\gamma} \quad (1.1)$$

La tension de surface  $\gamma$  qui apparaît dans cette expression correspond à l’énergie surfacique (positive) associée à l’interface liquide-gaz. Le système tend à minimiser cette pénalisation énergétique, en réduisant sa surface.

Il est généralement admis que, pour les écoulements de fluides peu visqueux, la brisure du liquide survient lorsque  $We$  devient supérieur à un nombre Weber critique de l’ordre de 1 à 10, qui peut dépendre de la configuration précise d’écoulement [Andersson and

Andersson, 2006, Villiermaux and Bossa, 2011]. Le caractère visqueux ou peu visqueux de l'écoulement doit se distinguer selon la valeur du nombre d'Ohnesorge :

$$Oh = \frac{\eta}{\sqrt{\rho\gamma d}} \quad (1.2)$$

où  $\eta$  est la viscosité dynamique du liquide considéré. Ce nombre correspond au ratio des effets visqueux sur les effets capillaires. Ainsi qu'illustré expérimentalement par Krzeczowski [1980], le nombre de Weber critique augmente dès que  $Oh$  devient plus grand que 0,1. Pour résumer, l'étude de la fragmentation du liquide doit se faire à travers l'examen des valeurs du nombre de Weber de l'écoulement, et la comparaison à un nombre de Weber critique qui dépend lui-même du nombre de Ohnesorge, si  $Oh > 0,1$ .

La fragmentation de gouttes de liquide peut être simulée numériquement, par exemple par la méthode Lattice-Boltzmann. Xiong and Cheng [2018] s'intéressent aux déformations de gouttes dans un environnement libre par la chute libre sur un substrat. D'autres études [Komrakova et al., 2014] proposent ce même modèle pour la déformation et la fragmentation de gouttes sous des contraintes de cisaillement. La difficulté des simulations numériques de la fragmentation réside cependant dans le caractère souvent très multi-échelle de ce type d'écoulement.

### 1.3.2 Changements de phase

Lorsque le film est soumis à des contraintes thermodynamiques, il peut changer de phase. La vaporisation se produit si le rapport entre température et pression ne maintient pas l'équilibre des conditions atmosphériques (environ  $10^5$  Pa et  $20$  °C). Dans ces conditions, un lubrifiant liquide peut se vaporiser de deux manières [Beltramino et al., 2020] :

- à pression constante, une forte augmentation de température peut permettre l'évaporation du liquide ;
- à température constante, il faut que la pression descende sous la pression de vapeur saturante, caractéristique propre au fluide [Caupin and Herbert, 2006].

Si ces conditions peuvent exister dans un moteur thermique, il faut étudier les variables thermodynamiques dans la représentation de Clapeyron. L'étude des changements de phase des huiles nécessiterait un travail approfondi des phénomènes de nucléation. Cette thèse s'intéressant aux phénomènes observables dans le contact élastohydrodynamique et autour, la modélisation du changement d'état des huiles, en particulier, sa vaporisation est un sujet complexe qui mériterait une étude complémentaire et une spécialisation dans ce domaine. Ces mécanismes seraient intéressants à étudier mais nous avons fait le choix de ne pas les traiter dans cette thèse pour nous consacrer à d'autres aspects.

### 1.3.3 Cavitation

Le phénomène de cavitation est une vaporisation par chute de pression. Il se produit lorsqu'un liquide est soumis à une pression inférieure à sa pression de vapeur saturante. Ce phénomène est souvent présent lorsque le liquide est soumis à de fortes accélérations locales. C'est une problématique qui est présente sur la surface des hélices ou dans les pompes et peut endommager certaines pièces mécaniques.

Les modèles de représentations, notamment diphasiques, montrent souvent les interactions entre le film lubrifiant liquide et les gaz environnants. Une représentation plus complexe permet de mesurer les conséquences de ces interactions, notamment avec des solides, fragmentant les liquides. Les phénomènes sont multiples, ondulations [Mansour and Müller, 2019, Li et al., 2019b], atomisations [Hua et al., 2019]. Cela n'est pas seulement présent dans de grands volumes liquides mais aussi dans des films minces soumis à de fortes contraintes [Ding et al., 2019].

La cavitation soulève de nombreux problèmes, qui vont de l'étude dynamique de formation de la cavitation [Lauterborn and Ohl, 1997] à la fragmentation des bulles de cavitation sous certaines contraintes d'accélération [Liu et al., 2019], ou encore les effets de déformations élastiques de cavitations dans un film [Brewer, 1989].

Les modèles numériques de cavitation sont divers, ils supposent la conservation de la masse [Guy, 2014] et peuvent être résolus avec l'équation de Reynolds [Löfgren, 2012]. Il existe également des modèles de jets [Wang et al., 2014] ou de spray [Abramzon and Sirignano, 1989] modélisant les effets de cavitation dans des flux diphasiques. Dans le domaine de la motorisation, ces modélisations sont plutôt appliquées à l'injection de carburant [Gao et al., 2017] en vue de sa combustion. On parle de jet lorsqu'un liquide sous haute pression est injecté dans une zone gazeuse de basse pression. Un spray est un ensemble de gouttelettes, qui peuvent se vaporiser, en suspension dans un milieu gazeux.

## 1.4 La lubrification élastohydrodynamique dans un contact ponctuel

### 1.4.1 Principe

La lubrification élastohydrodynamique (EHD) est un régime de lubrification en film complet. Ce régime de lubrification est bien référencé dans la littérature, par Stachowiak and Batchelor [2005], Bonaventure [2017], Touche [2016], par exemple. Dans ce régime, une particularité non négligeable est observée : la déformation élastique des solides en raison des pressions importantes et des variations associées de la viscosité du lubrifiant piézo-visqueux, c'est-à-dire dont la viscosité dépend de la pression [Stachowiak and Batchelor, 2005].

Les caractéristiques de ce contact EHD sont déterminées comme suit :

- il est le siège d'un écoulement hydrodynamique ;
- l'épaisseur de film est faible devant les déformations élastiques des solides ;
- la pression est très élevée (de l'ordre de  $10^8$  à  $10^9$  Pa) et induit une augmentation de la viscosité du lubrifiant ;
- le lubrifiant est supposé homogène et continu ;
- l'alimentation du contact en lubrifiant doit être suffisante.

Le contact EHD suralimenté [Chiu, 1974], ou suffisamment alimenté, peut se décrire en trois zones, comme le montre la figure 1.5 :

- le convergent, à l'amont, rempli de lubrifiant mis sous pression progressivement en entrant dans le contact ;
- la zone de haute pression, le contact proprement dit, d'épaisseur centrale constante, avec une constriction de plus faible épaisseur en sortie de contact, siège d'une surpression importante ;
- le divergent, à l'aval, est une zone où la pression revient à celle de l'atmosphère. La chute de pression est si brutale que le lubrifiant peut atteindre sa pression de vapeur saturante.

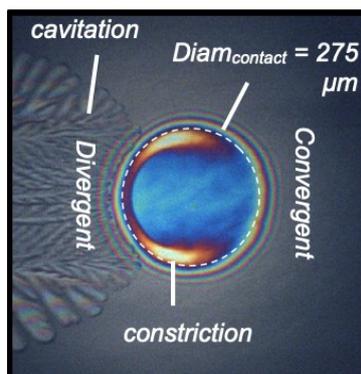


FIGURE 1.5 – *Interférogramme de contact [Mourier, 2007] décrivant les trois zones caractéristiques : le convergent, la zone de haute pression et le divergent. Chaque couleur représente une épaisseur de film. On distingue en particulier une zone d'épaisseur constante au centre du contact ainsi que la constriction en forme de fer à cheval représentant une épaisseur minimale dans le contact. L'écoulement du fluide se produit sur cet exemple de la droite vers la gauche.*

### 1.4.2 Modélisation du régime EHD

Trois équations décrivent le comportement d'un contact EHD et sa forme particulière. L'équation de Reynolds [Reynolds, 1886] met en relation le champ de pression, la géométrie

déformée des solides et les vitesses des surfaces. Cette équation est une simplification des équations de Navier-Stokes, en supposant la conservation du débit massique entre deux surfaces séparées par un film mince. Le profil de vitesse résulte de la contribution de deux écoulements, l'écoulement de Couette liée à la différence de vitesse entre les solides, et l'écoulement de Poiseuille dû à la présence du gradient de pression. L'équation de Reynolds est valable dans les conditions suivantes :

- le milieu lubrifiant est considéré continu ;
- le lubrifiant est en écoulement laminaire ;
- les forces massiques extérieures sont négligeables ;
- les termes d'inerties sont négligeables devant ceux de viscosité ;
- l'épaisseur de film lubrifiant est faible devant les autres dimensions du contact ;
- le fluide lubrifiant est newtonien et adhère aux surfaces.

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\rho h^3}{12\eta} \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\rho h^3}{12\eta} \frac{\partial p}{\partial y} \right) = u_e \frac{\partial(\rho h)}{\partial x} + \rho h \frac{\partial(u_e)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho h)}{\partial t} \quad (1.3)$$

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

$$h(x, y, t) = h_0(t) + \frac{x^2}{2R_x} + \frac{y^2}{2R_y} + \frac{2}{\pi E'} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{p(x', y', t) dx' dy'}{\sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2}} \quad (1.4)$$

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

$$w(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} p(x', y', t) dx' dy' \quad (1.5)$$

La complexité de cette modélisation réside dans le fait que le champ de pression influence au premier ordre la géométrie du contact et le champ de viscosité.

Différentes relations empiriques ont ainsi été proposées pour les épaisseurs centrale et minimale adimensionnées [Ertel, 1939, Hamrock and Dowson, 1977a] pour un contact suralimenté, [Hamrock and Dowson, 1977b] pour un contact sous-alimenté. Ces relations mettent en évidence la dépendance de l'épaisseur de film au produit d'entraînement, c'est-à-dire le produit de la viscosité du lubrifiant par la vitesse d'entraînement. Cette dépendance est illustrée à la figure 1.6 pour une huile de base non-additivée.

### 1.4.3 Solutions numériques

La complexité du calcul numérique de l'écoulement EHD s'explique par la grande variation des ordres de grandeurs des échelles spatiales mises en jeu :

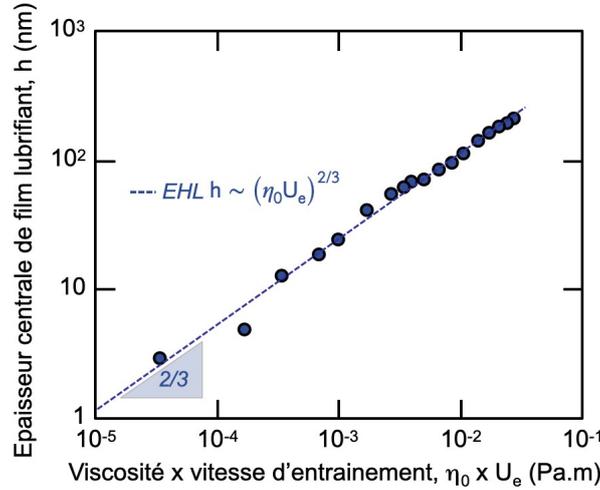


FIGURE 1.6 – Evolution de l'épaisseur centrale du film lubrifiant en fonction du produit d'entraînement, viscosité - vitesse d'entraînement, pour une huile de base non-additivée sous une pression de contact moyenne de 300 MPa.

- $10^{-8}$  à  $10^{-6}$  m pour les épaisseurs de film ;
- $10^{-4}$  m pour le diamètre du contact ;
- $10^{-3}$  m pour l'échelle de l'écoulement.

La résolution numérique de cette équation de Reynolds fournit une évolution des profils d'épaisseur et de pression. Quelques méthodes classiques sont référencées dans la littérature : les plus efficaces sont la méthode multigrille et la méthode de Newton-Raphson.

La méthode de Newton-Raphson est la première mise en place pour résoudre les problèmes EHD [Okamura, 1993]. Elle s'appuie sur la décomposition d'une fonction  $f$  en série de Taylor réduite au premier ordre [Touche, 2016, Touche et al., 2017] :

$$f(u + \Delta u) \approx f(u) + \Delta u f'(u) \quad (1.6)$$

Pour trouver la solution  $u$  à  $f(u) = 0$ , la méthode de Newton-Raphson introduit une solution choisie arbitrairement,  $u_0$ . L'incrément  $\Delta u$  permettant d'obtenir  $f(u_0 + \Delta u) = 0$  est approximé par :

$$\Delta u = \frac{f(u_0)}{f'(u_0)} \quad (1.7)$$

Dans le cas d'un système d'équations, les fonctions  $f$  et  $f'$  correspondent respectivement au résidu et à la matrice jacobienne du système. Ce processus, itératif, nécessite d'être répété jusqu'à l'obtention d'une solution présentant la résolution désirée : la solution approximée précédente devient la solution arbitraire choisie.

Une illustration de cette méthode est décrite dans les travaux de Touche [2016], Touche et al. [2017]. Un exemple de profils de pression et d'épaisseur est ainsi montré à la figure 1.7 pour un produit d'entraînement égal à  $3,6 \times 10^{-2} \text{ Pa} \cdot \text{m}$ .

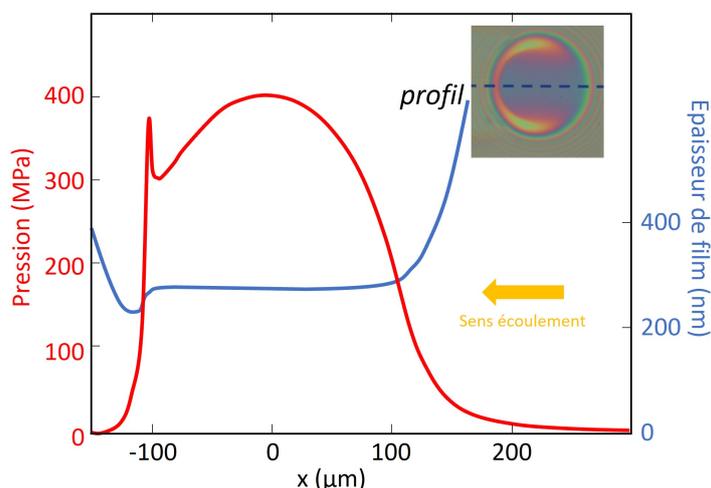


FIGURE 1.7 – Profils typiques de pression et d'épaisseur d'un contact EHD calculés numériquement. On retrouve les trois zones caractéristiques du contact : la zone de convergent avec une montée progressive en pression, la zone de haute-pression d'épaisseur quasi-constante avec la zone de constriction d'épaisseur minimale associée à un pic de pression, et la zone de divergent avec une chute brutale de la pression. L'écoulement du fluide va de la droite vers la gauche. Le produit d'entraînement vaut  $3,6 \times 10^{-2} \text{ Pa} \cdot \text{m}$  et l'interférogramme correspondant est montré en insert [Touche, 2016].

La méthode multigrille utilisée dans les contacts EHD a été introduite par Lubrecht et al. [1986, 1987], Lubrecht [1987] et permet de résoudre l'équation de Reynolds discrétisée sur différentes grilles de taille variable croissante puis décroissante. Les équations sont, dans un premier temps, résolues sur la grille la plus fine pour obtenir une solution approximée  $s_0$ . Les équations sont ensuite transposées sur une grille plus grossière et l'erreur  $s_1$  correspondant à la solution  $s_0$  est déterminée. Sur la grille suivante, l'erreur approximée  $s_2$  est calculée et ainsi de suite. L'ensemble des erreurs  $s_i$  sont utilisées pour améliorer l'approximation  $s_{i-1}$  obtenue sur chaque grille. Ce processus se poursuit ensuite de la grille la plus grossière à la grille la plus fine, fournissant une solution finale. De nombreuses améliorations à cette méthode ont été proposées par Venner et al. [1990], Venner [1991], Venner and ten Napel [1992b,a].

Ces méthodes numériques prennent en compte l'évolution de la viscosité avec la pression et la compressibilité du lubrifiant.

Ainsi, la sensibilité à la pression s'appelle la piézo-viscosité  $\alpha$ . Le caractère piézo-

visqueux peut être modélisé par la loi de Barus [Barus, 1893] :

$$\eta(p) = \eta_0 \cdot \exp(\alpha \cdot p) \quad (1.8)$$

Ou encore par la loi de Roelands [Roelands et al., 1971] :

$$\eta(p) = \eta_0 \cdot \exp\left([9,67 + \ln(\eta_0)] \cdot \left[-1 + \left(1 + \left(\frac{p}{p_{R0}}\right)^{z_{R0}}\right)\right]\right) \quad (1.9)$$

où  $p$  est la pression,  $p_{R0} = 1,96 \cdot 10^8$  Pa est une constante et  $z_{R0}$  l'indice de piézoviscosité donné par :

$$z_{R0} = \frac{\alpha \cdot p_{R0}}{\ln(\eta_0) + 9,67} \quad (1.10)$$

Si les liquides sont généralement considérés incompressibles, les pressions dans un contact EHD sont telles que l'huile peut être comprimée. Denis et al. [2000] précisent que les huiles peuvent être comprimées au-delà de  $3,5 \times 10^7$  Pa. Ils ajoutent que le coefficient inverse de la compressibilité d'une huile varie entre  $1,6 \times 10^9$  et  $2,4 \times 10^9$ .

#### 1.4.4 Modélisation du divergent et de la zone de cavitation

En lubrification, la cavitation apparaît en raison des gradients de pression entre le contact sous pression, plusieurs centaines de mégapascals, et le divergent, c'est-à-dire la sortie du contact lorsque les surfaces se séparent dans le sens de l'écoulement et où la pression chute brutalement, en l'espace de quelques micromètres et quelques microsecondes. Ces fortes détente peuvent amener le liquide à une condition inférieure à sa pression de vapeur saturante.

Cette zone de divergent est peu analysée expérimentalement dans la littérature. On peut néanmoins citer Barazzutti [2023] pour la mesure de l'extension de cette zone de cavitation par ultrasons dans un contact hydrodynamique et une tentative de visualisation, et van Emden et al. [2016a,c] pour une étude de la cavitation à l'arrière du contact.

En revanche, la cavitation dans un contact est plus communément adressée numériquement : alors qu'expérimentalement, les pressions de cavitation sont d'un ordre de  $10^3$  et que les pressions dans les contacts EHD sont d'un ordre  $10^5$  fois supérieur, dans les simulations numériques, on considère la pression de cavitation nulle par approximation d'une valeur négligeable devant une autre. L'enjeu principal de la modélisation numérique de la cavitation est de trouver le point d'apparition de cette cavitation et de résoudre le problème EHD en amont de cette limite. En cette limite, notée  $x_l$ , le gradient de pression doit être continu :

$$\left. \frac{\partial p}{\partial x} \right|_{x=x_l} = 0 \quad (1.11)$$

Pour satisfaire ces conditions, on peut ajouter un terme de pénalité [Wu, 1986] à l'équation de Reynolds :

$$p_-(X, T) = \frac{1}{\varepsilon} \min(p(X, T), 0) \quad (1.12)$$

$\varepsilon$  est un nombre proche de 0. Dans les zones sans cavitation, la pression  $p > 0$  implique une pénalité nulle ; dans la zone de cavitation ( $p < 0$ ), le terme de pénalité est proche de 0. Ainsi,  $\varepsilon$  devient un paramètre d'importance de cette pénalité.

Citons ainsi la modélisation numérique de cette cavitation par Bruyere et al. [2012] mais également dans le cas de la segmentation d'un piston par Ausas et al. [2013].

### 1.4.5 Alimentation du contact et débits de fuite

Les trajectoires de l'écoulement autour d'un contact EHD ont été tracées dans les travaux de Pemberton and Cameron [1976]. L'observation de ces trajectoires a été réalisée par le suivi de particules, des bulles d'air introduites dans le film d'huile. L'amont du contact se trouve en bas de la figure 3 de l'article [Pemberton and Cameron, 1976], et le fluide s'écoule vers le haut. Le débit de lubrifiant met en relation le débit de fuite avec le débit d'entraînement sur les bords pour évaluer la position du ménisque d'entrée. Les réservoirs latéraux participent partiellement à l'alimentation du contact. Le reste contourne le contact de Hertz et fait partie du débit de fuite. Les réservoirs latéraux, s'ils sont suffisamment remplis assurent l'alimentation du contact.

Cette illustration schématique du contact EHD présente la complexité de l'extension de la zone de divergent, avec la présence d'un sillage mais également d'une structuration périodique en sortie de contact.

## 1.5 Conclusions

La lubrification est nécessaire à l'amélioration des motorisations. C'est un moyen efficace de réduire les frottements et les problèmes engendrés tels que les échauffements et usures, qui peuvent être des sources de dissipation et donc de diminution des rendements.

Il est donc nécessaire de mieux comprendre le comportement du lubrifiant dans un moteur, en particulier son devenir et ses éventuelles transformations. Si la description et la modélisation du contact lubrifié sont bien référencées pour la zone de haute pression, les mécanismes se produisant dans la zone du divergent, siège d'un fort gradient de pression, restent méconnus : que devient le fluide en sortie de contact ? Comment varie le sillage en fonction des conditions de sollicitation ? Et enfin, est-il possible de mettre en évidence la fragmentation du lubrifiant et de la quantifier ? Ces questions seront adressées dans ce manuscrit à partir d'une observation du contact et en particulier, de la zone du divergent.

Afin de répondre à ces questions scientifiques, nous avons ainsi mis en place une stratégie expérimentale basée sur l'analyse fine et détaillée de visualisations du contact. Dans les chapitres suivants, nous nous intéresserons ainsi à l'écoulement du lubrifiant à l'aval du contact. Nous nous concentrerons ensuite sur le sillage, les structures périodiques formées en sortie de contact et identifierons leurs mécanismes de formation. Un dernier chapitre focalisera sur la nature même du fluide présent dans la zone de divergent et discutera de la présence ou non de gouttelettes. La figure 1.8 récapitule la démarche expérimentale et les zones d'intérêt au centre de nos investigations.

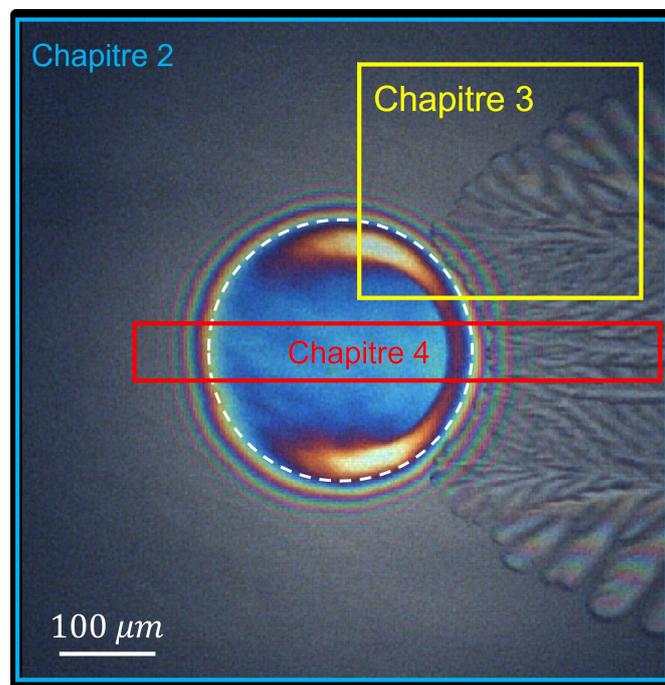


FIGURE 1.8 – Présentation d'un interférogramme de contact [Mourier, 2007] et des zones analysées dans chaque chapitre du manuscrit. L'écoulement du lubrifiant se fait de la gauche vers la droite.

# Lubrification EHD : géométries, déformations et écoulements

---

## Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Du contact segment-chemise au contact sphère-plan . . . . .</b>	<b>20</b>
2.1.1	Définition du contact réel et de ses contraintes . . . . .	20
2.1.2	Conditions d'essais en laboratoire . . . . .	20
<b>2.2</b>	<b>Simulation expérimentale du contact lubrifié . . . . .</b>	<b>22</b>
2.2.1	Les tribomètres d'étude . . . . .	22
2.2.2	Visualisations . . . . .	26
2.2.3	Les lubrifiants . . . . .	31
<b>2.3</b>	<b>Observation macroscopique de l'écoulement . . . . .</b>	<b>31</b>
2.3.1	Configurations globales . . . . .	31
2.3.2	De l'expansion de la bulle de cavitation au sillage ouvert . . . . .	33
<b>2.4</b>	<b>Conclusions . . . . .</b>	<b>39</b>

---

Ce chapitre vise à présenter la stratégie expérimentale mise en place dans ce travail pour répondre aux objectifs industriels et scientifiques définis au chapitre 1. Cette approche s'appuie sur la définition d'une équivalence entre les conditions réelles de sollicitation et celles disponibles en laboratoire. Les outils utilisés pour la mettre en œuvre sont présentés. Enfin, des observations macroscopiques de l'écoulement à l'arrière de ce contact modèle sont réalisées, et l'évolution de la bulle de cavitation ainsi que l'ouverture ou non du sillage sont discutées.

## 2.1 Du contact segment-chemise au contact sphère-plan

### 2.1.1 Définition du contact réel et de ses contraintes

Le contact réel à l'interface segment-piston-chemise est supposé linéaire annulaire et conforme. Il est soumis à des contraintes extrêmes en termes de pression et de température. Ainsi, un cylindre de moteur à combustion interne est le siège de températures élevées de l'ordre de 100 °C, de fortes pressions dans la chambre de combustion et des accélérations élevées. Les courses des pistons, dans l'automobile, sont généralement de l'ordre de la dizaine de centimètres, et les fréquences de rotation de vilebrequin atteignent plusieurs milliers de tours par minute. Le contact à l'interface segment-chemise est alors soumis à des pressions de contact de quelques centaines de mégapascals, pour le segment le plus chargé et des vitesses instantanées dépassant les 10 m/s. Ce contact est lubrifié et la quantité d'huile au niveau du contact lors du déplacement du piston dans la chemise évolue. Le pierrage de la chemise donne une topographie de surface particulière qui modifie, localement, la profondeur des réservoirs d'huile potentiellement disponibles. Du point de vue de la géométrie, le *tilt* du piston module la distance de séparation segment-chemise sur un rayon donné. Cependant, en première approximation, on peut considérer que l'épaisseur de film lubrifiant séparant les deux surfaces déformées sous pression est pilotée par le produit dit **d'entraînement**, c'est-à-dire le produit de la viscosité du lubrifiant par sa vitesse d'entraînement.

La viscosité d'un lubrifiant dépend de conditions externes, notamment la température et la pression auxquelles il est soumis. Pour un liquide newtonien, on peut par exemple décrire l'évolution de sa viscosité en fonction de la température grâce à la loi empirique de Vogel [Vogel, 1921, Fulcher, 1925, Tammann and Hesse, 1926] :

$$\eta(T) = \eta_0 \cdot \exp\left(\frac{B}{T - C}\right) \quad (2.1)$$

En raison des valeurs élevées de température au sein de la chambre de combustion, la viscosité du lubrifiant chute fortement et atteint quelques millipascals-seconde. Le produit d'entraînement est donc de l'ordre de  $10^{-3} - 10^{-2}$  Pa · m.

### 2.1.2 Conditions d'essais en laboratoire

Les phénomènes se produisant dans un moteur n'étant pas observables *in situ*, nous cherchons à reproduire, en laboratoire, les conditions tribologiques les plus sévères du contact segment-piston-chemise. Il s'agit donc de simuler un contact lubrifié entre deux solides, sous une pression de contact de l'ordre de quelques centaines de mégapascals

entraînant une déformation élastique des surfaces avec un produit d'entraînement pouvant atteindre  $10^{-3} - 10^{-2} \text{ Pa} \cdot \text{m}$ . Ces contraintes sont typiques d'un contact fonctionnant en régime élastohydrodynamique en film mince. Dans une configuration bille/plan, par exemple, ce régime produit un écoulement du lubrifiant et des déformations des solides qui délimitent le contact en trois zones principales : le convergent à l'entrée du contact, la zone de haute pression au centre du contact et la zone divergent à la sortie du contact (voir figure 2.1).

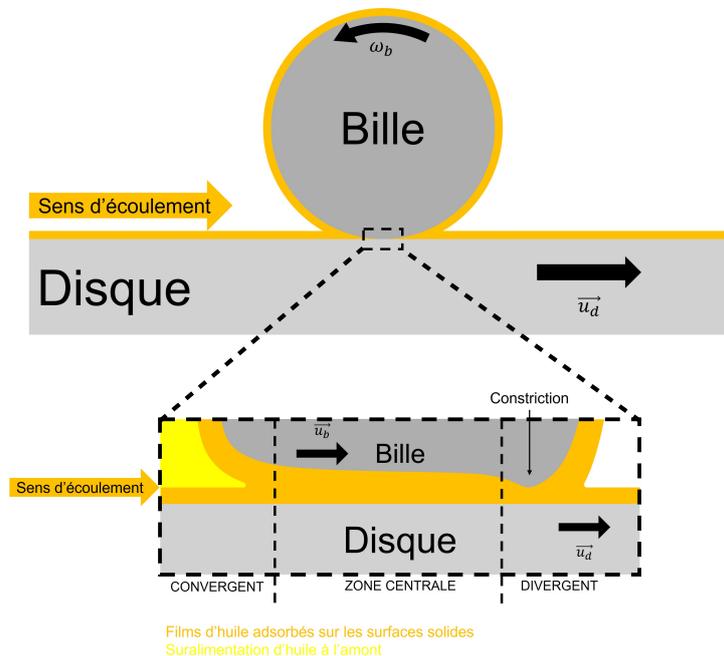


FIGURE 2.1 – Représentation schématique de l'écoulement d'un lubrifiant au sein et autour d'un contact EHD.

Le profil d'épaisseur et la distribution de pression associée peuvent être calculés numériquement [Touche et al., 2017], comme indiqué à la figure 2.2. On distingue sur cette figure la zone du convergent, pour  $r/a < -1$ , la zone centrale pour  $-1 \leq r/a \leq 1$  et la zone de divergent à l'arrière du contact pour  $r/a > 1$ . Dans cette dernière, un fort gradient de pression peut entraîner une force volumique capable de fragmenter le film d'huile, ce phénomène s'appelle le « *flashing* » étudié par le passé [Joseph et al., 1999, Hahne and Barthau, 2000, Polanco et al., 2010], modélisé [Saurel et al., 2008], et simulé numériquement [Lyras et al., 2019]. De plus, on suppose généralement que l'huile confinée dans le contact entre la bille et le disque se sépare en deux films d'épaisseurs identiques, un sur la bille et l'autre sur le disque dans cette zone de rupture de film.

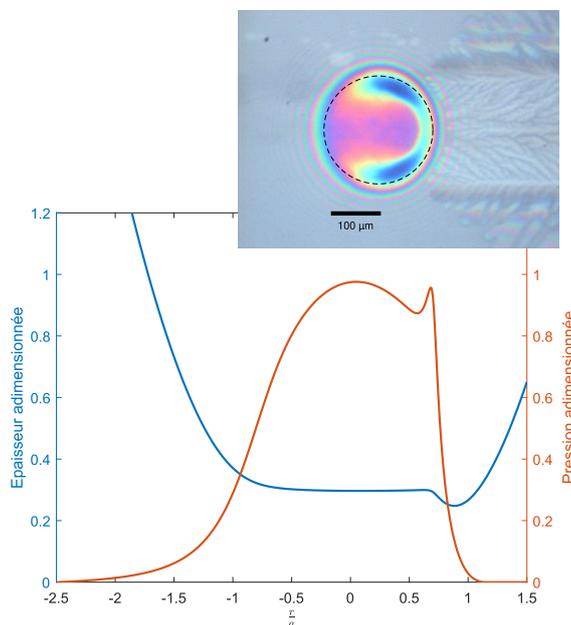


FIGURE 2.2 – *Épaisseur de film d’huile adimensionnée séparant les deux surfaces déformées et profil de distribution de pression adimensionnée, dans un contact EHD pour un sens d’écoulement de la gauche vers la droite. La zone de contact dite de haute pression est la région pour laquelle  $-1 \leq r/a \leq 1$ . Ces profils correspondent à une vitesse d’entraînement égale à 0,1 m/s pour une huile PAO40 de viscosité  $\eta \approx 0,66 \text{ Pa} \cdot \text{s}$ , c’est-à-dire à un produit d’entraînement de 0,066 Pa · m. Le disque utilisé est en silice ( $p_{\text{moy}} \approx 267 \text{ MPa}$ ).*

## 2.2 Simulation expérimentale du contact lubrifié

Dans le cadre de cette thèse, nous avons utilisé des tribomètres disponibles au LTDS réalisant un contact bille/plan lubrifié couplé à des dispositifs de visualisation des zones d’écoulement autour et dans le contact. Les caractéristiques de chaque tribomètre, les dispositifs spécifiques de visualisation, en particulier ceux développés dans ce travail, ainsi que les lubrifiants utilisés sont détaillés dans la suite.

### 2.2.1 Les tribomètres d’étude

Les deux tribomètres utilisés étant référencés dans la littérature [Ernesto, 2014, Bonaventure, 2017], seul leur principe est présenté ci-dessous. Ces tribomètres réalisent un contact sphère/plan lubrifié. On peut définir les vitesses caractéristiques du contact :

- $u_e$  est la vitesse d’**entraînement** de l’écoulement c’est-à-dire la moyenne des vitesses des deux solides, respectivement  $u_b$  et  $u_d$  ;
- $u_s$  est la vitesse de **glissement** qui correspond à la différence de vitesses de la bille

et du disque ;  
avec  $u_b$ , la vitesse linéaire de la **bille** à sa surface et  $u_d$ , la vitesse linéaire du **disque** au point de contact.

On définit les deux dernières vitesses mathématiquement :

$$\begin{cases} u_e &= \frac{u_b + u_d}{2} \\ u_s &= u_b - u_d \end{cases} \quad (2.2)$$

Dans le cadre de ce travail de thèse, nous n'étudierons que des résultats en roulement pur, pour lesquels  $u_b = u_d = u_e$  et  $u_s = 0$ .

### Tribomètre EHD commercial : DELTALAB

Le tribomètre commercial fourni par la société DeltaLab est présenté à la figure 2.3. Un moteur doté d'un variateur de vitesse pilote la vitesse de rotation du disque dans la gamme 0 – 130 tr/min et la bille libre lubrifiée, posée sur trois galets, est entraînée par rotation, dans des conditions de roulement pur. Le chargement normal de la bille est réalisé par l'extension d'un ressort et mesuré par un dynamomètre dans la gamme 0 – 20 N. La distance entre le point de pivot du système de chargement et le point de mesure de la charge étant le double de la distance entre le point de pivot et le contact, la charge appliquée sur le contact est le double de la charge mesurée par le dynamomètre. La gamme de chargements disponibles est donc 0 – 40 N.

Le banc visible à la figure 2.3 est présenté en vue de dessus à la figure 2.4.

Une bille en acier de diamètre 25,4 mm est mise en contact avec un disque en silice de diamètre 150 mm et d'épaisseur 12 mm. Le rayon de la piste de roulement est situé à 60 mm du centre du disque et les vitesses sont données par la fréquence de rotation du disque.

Pour ce dispositif, l'absence d'actionneur entraînant la bille et le système de chargement déporté libèrent les environs du contact, ce qui permet ainsi de filmer latéralement l'écoulement du fluide. En revanche, ses caractéristiques en termes de cinématique de contact sont limitées.

L'utilisation de ce dispositif a ainsi pour but de mettre en évidence, de manière qualitative, les phénomènes pouvant se produire à l'arrière du contact et d'apporter une première information sur les ordres de grandeur et les dimensions caractéristiques de ces phénomènes.

### Tribomètre EHD IRIS développé au LTDS

Le tribomètre IRIS réalise également un contact bille/plan lubrifié (cf figure 2.5). La cinématique de chacun des solides est, en revanche, parfaitement contrôlée de manière

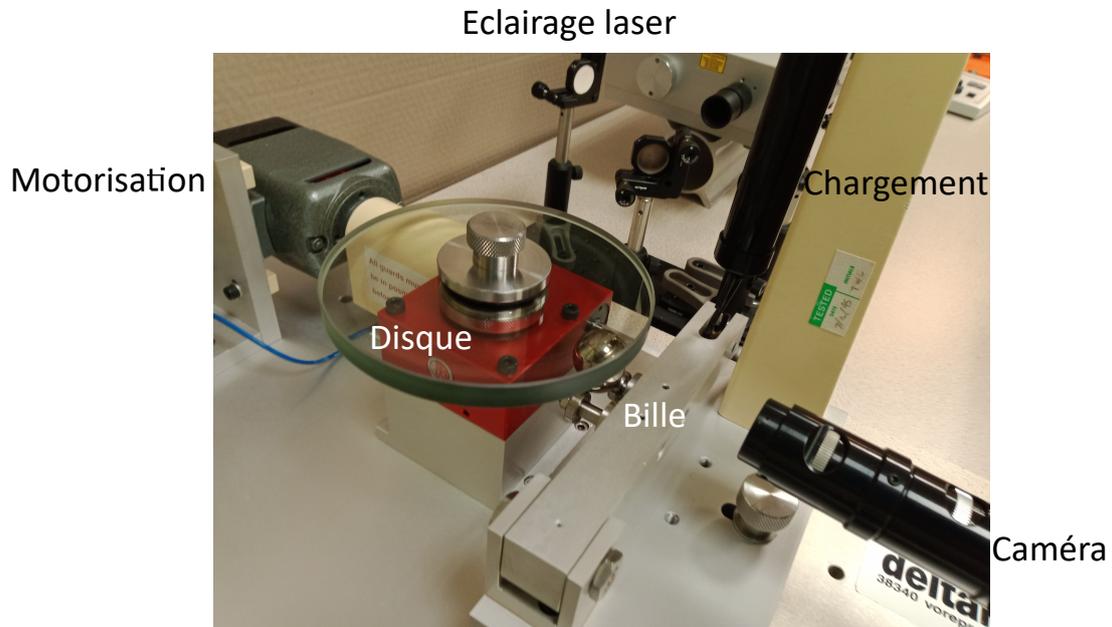


FIGURE 2.3 – Banc EHD DeltaLab accompagné des systèmes d'éclairage laser et de visualisation latérale.

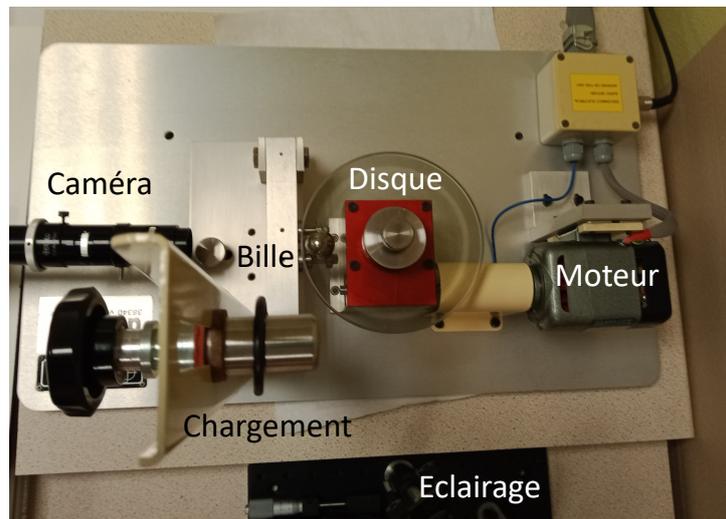


FIGURE 2.4 – Banc DeltaLab en vue de dessus. Pour se donner une idée de l'échelle de l'image, le diamètre du disque est de 150 mm.

indépendante et simultanée, entre 1 mm/s et 1 m/s. Le chargement normal peut atteindre 20 N et la force de frottement est mesurée jusqu'à 2 N·m par un couplemètre dès lors qu'une différence de vitesse est introduite entre les deux solides. Ce tribomètre offre une visualisation *in situ* du contact lubrifié par interférométrie optique, simultanément à la mesure des efforts de contact et des vitesses. Ce tribomètre, développé au LTDS, est parfaitement décrit dans la littérature [Ernesto, 2014, Bonaventure, 2017].

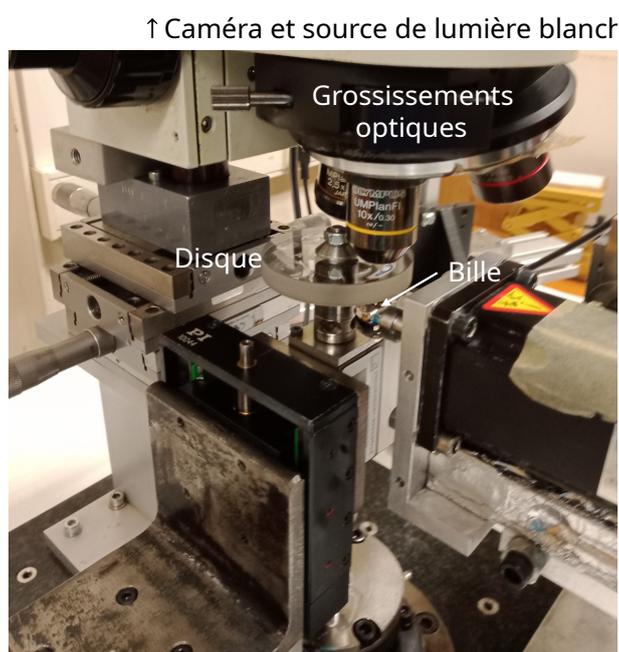


FIGURE 2.5 – Tribomètre IRIS réalisant un contact bille/plan lubrifié. Le microscope visible sur la figure est associé au système de visualisation du contact. Les vitesses de la bille et du disque sont pilotées indépendamment et les forces de contact sont mesurées simultanément.

La bille utilisée est en acier, son diamètre est 19,05 mm.

Deux types de disques, de diamètre 60 mm et d'épaisseur 10 mm sont utilisés. L'un est en silice et l'autre en saphir. Ils sont tous les deux revêtus d'une couche de chrome semi-réfléchissante d'épaisseur 6 nm, permettant d'une part de simuler une surface métallique et d'autre part d'assurer la mesure interférométrique des épaisseurs de film lubrifiant. Ces disques de natures différentes ont des propriétés mécaniques distinctes, ce qui permet de travailler sous plusieurs pressions de contact, 267 et 536 MPa respectivement, pour un chargement à 10 N. Les caractéristiques mécaniques des deux solides sont reportées au tableau 2.1.

Solides	Bille	Disque Silice	Disque Saphir
Revêtement	-	Chrome semi-réfléchissant	Chrome semi-réfléchissant
Module de Young [GPa]	210	70	440
Coefficient de Poisson	0,3	0,17	0,3

TABLE 2.1 – Caractéristiques des solides.

### 2.2.2 Visualisations

La visualisation du contact n'est pas simple. Les petites dimensions, la géométrie tridimensionnelle et complexe de l'écoulement (film d'huile) autour du contact, la présence d'interfaces, les mécanismes éventuels de rupture et de changement de phase constituent autant de défis pour l'observation et la caractérisation optique d'un contact lubrifié. Dans le domaine de la tribologie, la caractérisation optique des contacts est le plus souvent réalisée à l'aide d'une technique d'imagerie interférométrique, à travers le disque transparent de la figure 2.5, selon un axe vertical. Ces observations fournissent une mesure du chemin optique dans la zone de contact, qui permet de quantifier la déformation des solides et l'épaisseur du film d'huile. Cependant, ces seules informations, intégrées sur la hauteur ne permettent pas d'appréhender toute la complexité de l'écoulement et de la géométrie des interfaces. C'est pourquoi dans le cadre de cette thèse ces observations sont complétées par des observations latérales du contact qui reposent sur un éclairage partiel du contact (nappe laser) et une lunette à fort grossissement.

Ce travail de thèse s'appuie donc sur une observation et description fine des écoulements au sein du contact, en amont et dans la zone centrale, de haute pression, mais également dans la zone de divergent. Les deux tribomètres présentés précédemment sont ou ont été associés à des dispositifs de visualisation permettant d'obtenir une vision globale du contact, vu du dessus et latéralement.

L'observation du contact en vue de dessus fournira des informations sur la zone de convergent, la zone centrale de contact avec la distribution des épaisseurs de film et des déformations, et la zone de divergent, en particulier son extension à l'arrière du contact.

L'observation latérale de l'écoulement nous donnera des informations sur la forme du ménisque de lubrifiant et sur la dynamique de l'écoulement.

La stratégie d'observation repose sur deux éléments : l'éclairage et la capture de l'image. L'éclairage nécessite d'être adapté à la zone d'observation souhaitée. Une image exploitable doit avoir deux caractéristiques, être suffisamment nette et suffisamment lumineuse. Une image nette est obtenue avec un temps d'exposition assez faible pour que le déplacement soit négligeable, tandis que pour obtenir une image lumineuse, ce temps d'exposition doit être augmenté. La difficulté, pour obtenir une image exploitable, est de

gérer le compromis du temps d'exposition pour avoir une image à la fois nette et lumineuse. L'ouverture permet d'obtenir une image plus lumineuse, le compromis est à faire avec la profondeur de champ.

### Acquisition des images

La caméra JAI-12000C-CXP4 permet des observations du contact en vue de dessus. Son champ d'observation est très large et permet une fréquence d'acquisition jusqu'à 880 Hz. Une caméra Kappa est également disponible sur le banc IRIS et ses caractéristiques sont une fréquence d'acquisition de 1 Hz et une résolution spatiale de  $0,93 \mu\text{m}$  avec le grossissement  $\times 10$  du microscope.

Une seconde caméra JAI permet des observations latérales. Cette caméra atteint des fréquences d'acquisitions moins élevées mais est capable d'enregistrer des couples d'images très rapprochées. Synchronisée avec un laser permettant deux éclairages consécutifs brefs (6 ns) et intenses à une fréquence de 2 Hz, on peut obtenir des images suffisamment nettes pour être exploitables et suffisamment rapprochées pour faire du suivi de particules.

### Eclairages

Pour l'éclairage, deux sources distinctes ont été utilisées : une source en lumière blanche disponible sur le tribomètre IRIS et une source laser sur le tribomètre DeltaLab. Ce laser Nd:Yag doublé permet d'émettre un faisceau pulsé assez puissant pour éclairer une zone sur une courte période. La puissance du laser, apporte une forte luminosité quasi-instantanée. Cela permet de réduire le temps d'exposition pour avoir une image la plus nette possible en dynamique. De plus, un faisceau laser peut être façonné par des éléments optiques pour l'étendre ou l'affiner dans une ou plusieurs directions (cf figure 2.6).

Ce laser Nd:Yag produit un faisceau laser de longueur d'onde 1 064 nm. Cette longueur d'onde est celle d'un infrarouge, invisible pour l'œil humain. Le laser utilisé est doublé, c'est-à-dire que la fréquence est doublée et, par conséquent, la longueur d'onde du faisceau est réduite de moitié. Le faisceau, alors visible, a une longueur d'onde de 532 nm lui donnant une couleur verte.

Le faisceau laser est réduit à un disque (spot) lumineux. Le banc optique mis en place a pour but d'éclairer un plan et non une ligne pour visualiser l'arrière du contact par une nappe lumineuse horizontale éclairant un plan longitudinal à l'écoulement (cf figure 2.7).

Pour créer une nappe fine, il faut d'abord agrandir le faisceau. On réalise donc un montage simple composé de deux lentilles que l'on appelle « *beam expander* » en anglais.

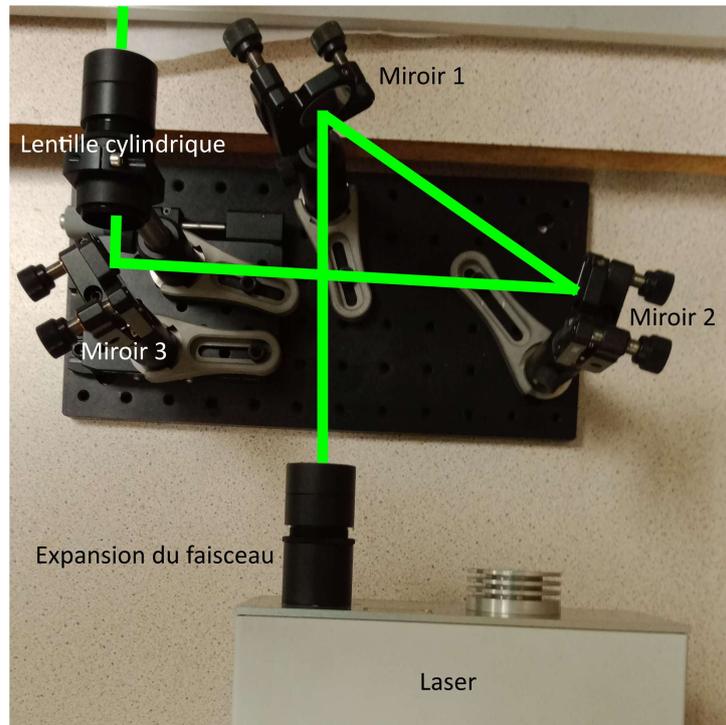


FIGURE 2.6 – Illustration du chemin optique.

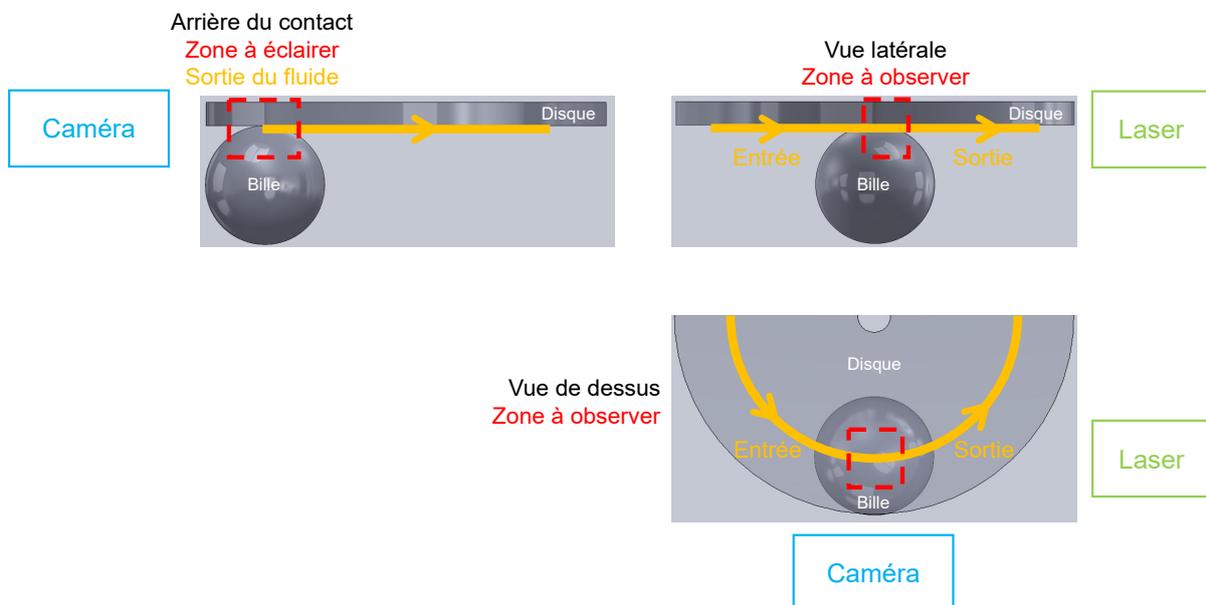


FIGURE 2.7 – Exemple de montage bille-disque sur un tribomètre. Deux vues d'observations sont possibles (une par le dessus, une latéralement). L'utilisation du laser au cours de cette thèse a été adaptée pour un éclairage latéral de l'arrière du contact.

Lentilles	1	2	3
Formes	sphérique	sphérique	cylindrique
Types	biconcave	plan convexe	plan convexe
Fonctions	divergente	convergente	convergente
Focales (mm)	-50	100	200

TABLE 2.2 – Caractéristiques des lentilles. La disposition des lentilles  $L_1$ ,  $L_2$  et  $L_3$  sur le trajet du faisceau LASER est schématisée dans la figure 2.8

On place une lentille divergente et une lentille convergente à la sortie du laser (figure 2.8). L'écart entre les deux lentilles doit respecter une distance focale permettant la superposition des foyers  $f_1$  et  $f_2$ . La distance entre les lentilles doit donc être la somme de leurs distances focales. Pour les lentilles divergentes, cette distance est négative. La somme des distances focales donne un espacement de 50 mm. La première fait diverger les rayons du faisceau, la deuxième permet de faire converger le faisceau en rayons parallèles couvrant une surface plus large que le faisceau initial. Pour créer la nappe, nous utilisons une lentille cylindrique dont les effets sont interprétés par l'optique gaussienne. La lentille cylindrique réduit le spot lumineux dans une direction. En pivotant la lentille de  $90^\circ$  autour de l'axe du faisceau, la nappe laser projetée horizontalement avec une observation du dessus permet de mettre en évidence les limites du ménisque d'huile.

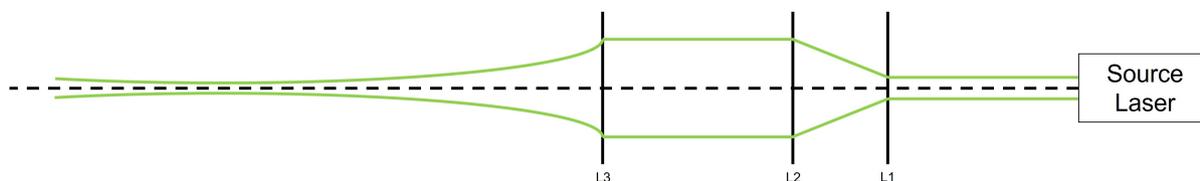


FIGURE 2.8 – Représentation schématique du beam expander et du système optique de création de la nappe laser.

D'après la figure 2.8, pour la lentille cylindrique, les rayons lui parvenant étant parallèles, la distance avec les autres lentilles n'a pas d'importance pour en assurer la convergence. En revanche, sa distance avec l'objet éclairé est le paramètre réellement important afin d'éclairer convenablement la zone à étudier. L'observation au laser peut ainsi donner des informations sur l'écoulement et l'orientation du fluide à chaque image.

### Limites d'utilisation du laser

Plusieurs difficultés ont émergé lors de la mise en place de la source laser pour éclairer le contact latéralement sur le tribomètre DeltaLab. La première est liée à l'ajustement des

distances d'observation, millimétriques, finalement assez éloignées de la zone de rupture de film en sortie de contact. La seconde est liée à la production de gouttelettes, par le laser, dans les ménisques d'huile et à la surface des solides, indépendamment des conditions tribologiques. La figure 2.9 montre que des gouttelettes apparaissent plusieurs millimètres après le contact. Si certaines particules en suspension sont visibles, et peuvent être liées à l'écoulement par leur champ de vitesse, l'amas de gouttes à la surface de la bille, dans une zone où les contraintes mécaniques sont très faibles, soulève une question sur leur origine physique. Ces phénomènes sont également observables autour d'une bille en contact statique sur le disque. Enfin pour rappel, le laser est un appareil d'éclairage puissant engendrant du « *speckle* ». Il s'agit d'un bruit interférométrique pouvant brouiller les observations et notamment les enregistrements photographiques.

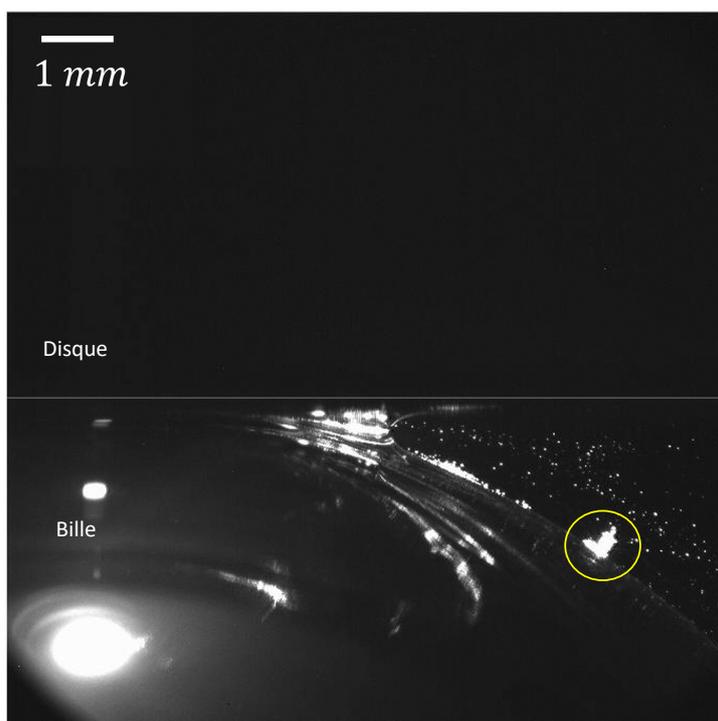


FIGURE 2.9 – Apparition de gouttelettes (cerclées de jaune), à la surface de la bille, indépendantes des particules en suspension semblant suivre l'écoulement.

L'observation utilisant l'éclairage par LASER trouve également ses limites dans la résolution d'image de la caméra. Elle permet de réaliser de forts grossissements (proche de 7 dans le cas présent) à relativement grande distance (89 mm). Compte tenu de la taille des pixels de la caméra (7  $\mu\text{m}$ ), de l'optique (Optem Zoom 70XL) associée à cette caméra, le grossissement permet d'obtenir une résolution de 1  $\mu\text{m}$  par pixel. Les objets de dimensions inférieures au micromètre ne seront probablement pas suffisamment lumineux

pour être observables et étudiés précisément en termes de vitesse par exemple.

### 2.2.3 Les lubrifiants

Les lubrifiants utilisés sont des huiles de base PolyAlphaOlefin (PAO) de viscosité couvrant deux décades, à température ambiante, entre 0,04 Pa·s et 4 Pa·s. Une huile formulée de basse viscosité (0,04 Pa·s) et contenant du polymère (précisément un polyméthacrylate) en solution noté PMA+ est également testée afin d'identifier le rôle éventuel de l'additivation sur les phénomènes mesurés [Abouhadid, 2021, Barazzutti, 2023]. La rhéologie de ces huiles a été caractérisée en géométrie cône/plan à faible taux de cisaillement (0,1 ou 1 s<sup>-1</sup>), en fonction de la température.

Huile	PAO8	PAO40	PAO100	PMA+
Viscosité, $\eta$ (Pa·s) à 20 °C	0,085	0,85	3,94	0,045
Piézoviscosité, $\alpha$ (Pa <sup>-1</sup> )	$2,01 \times 10^{-8}$	$2,24 \times 10^{-8}$	$2,41 \times 10^{-8}$	$\approx 2 \times 10^{-8}$
Tension superficielle, $\gamma$ (N·m <sup>-1</sup> )	0,029 8	0,031 5	0,032 5	$\approx 0,03$
Masse volumique, $\rho$ (kg·m <sup>-3</sup> )	833	850	853	

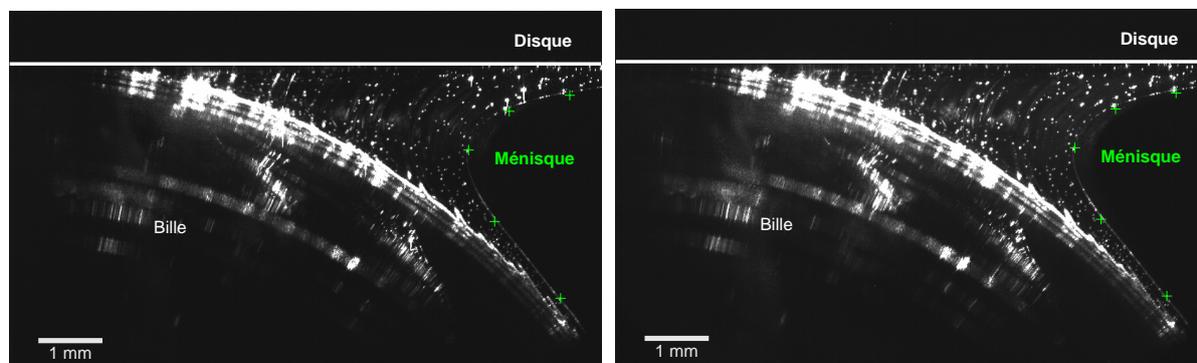
TABLE 2.3 – Caractéristiques des huiles utilisées pour les différentes études.

## 2.3 Observation macroscopique de l'écoulement à l'arrière du contact

### 2.3.1 Configurations globales

L'éclairage bref et intense produit par le laser permet de capter une image précise de l'écoulement en vue latérale. Dans cette vue, nous apercevons des points blancs se déplaçant dans un milieu plus sombre. Sachant que la zone est une nappe de liquide due aux débits de fuites, les inclusions observées sont certainement des bulles de gaz piégées dans l'écoulement du liquide, et seront interprétées comme telles. L'image étant quasiment instantanée, elle met en évidence le fluide et son écoulement par le biais du suivi possible de ces bulles entre deux images consécutives, quelle que soit l'origine physique de ces dernières. La dynamique de l'écoulement peut ainsi être estimée par les images quasi-statiques prises successivement (figure 2.10). Le champ de vitesse est ensuite calculé dans l'écoulement, comme le montre la figure 2.11 : on distingue ainsi la forme du ménisque latéral et l'existence au voisinage des surfaces d'une couche au sein de laquelle les bulles sont entraînées à la vitesse de chaque solide. On observe également, qu'en s'éloignant

du contact et en s'approchant du ménisque, les particules lumineuses ralentissent pour rejoindre les surfaces des solides (voir figures 2.11 et 2.12).



(a) Image capturée à  $t = 0$  s.

(b) Image capturée à  $t = 10^{-4}$  s.

FIGURE 2.10 – Images successives des ménisques d'huile latéraux à l'arrière du même contact élastohydrodynamique éclairé avec le laser Nd:Yag et capturées à  $100 \mu\text{s}$  d'intervalle.

L'arrière du contact est une zone complexe et peu étudiée dans la littérature scientifique actuelle. En sortie de contact, le profil de pression décroît brutalement, créant une dépression et la création d'une zone dite **de cavitation**.

Il existe deux configurations d'écoulement possibles dans le divergent. Dans un cas, il s'agit d'une bulle totalement contenue dans la goutte d'huile (de quelques millimètres de diamètre) lubrifiant le contact. Cette configuration est liée aux débits de fuite qui contournent le contact et s'y rejoignent en aval, piégeant ainsi cette bulle. Dans l'autre cas, le contact laisse un sillage libre contenu entre deux nappes liquides, qui vues du dessus ressemblent à des **ailes de papillon**. Ces deux configurations sont présentées aux figures 2.13. Le contact est matérialisé par un cercle en trait discontinu rouge, la bulle est surlignée avec un trait en points jaunes ainsi que le réservoir d'huile disponible. Ces figures montrent la dépendance, en vitesse et en quantité d'huile disponible en amont du contact, de l'existence de ces deux configurations. Les images pour d'autres huiles, en maintenant constantes la vitesse ou la quantité d'huile alimentant le contact, ne sont pas présentées dans ce manuscrit mais elle montrent que l'effet de la viscosité sur la formation d'une bulle de cavitation fermée ou d'un sillage ouvert est similaire à celui de la vitesse d'entraînement. On constate également sur la figure 2.13 que la taille de la bulle de cavitation en régime suralimenté (respectivement l'extension latérale du sillage en régime sous-alimenté) augmente lorsque la vitesse d'entraînement augmente.

Une configuration de contact EHD en sillage ouvert est également présentée à la figure 2.14 lors de l'augmentation progressive de la vitesse d'entraînement du lubrifiant de  $0 \text{ m/s}$  à  $0,189 \text{ m/s}$ . La forte viscosité du lubrifiant PAO100,  $\eta > 3 \text{ Pa}\cdot\text{s}$  (variable selon la

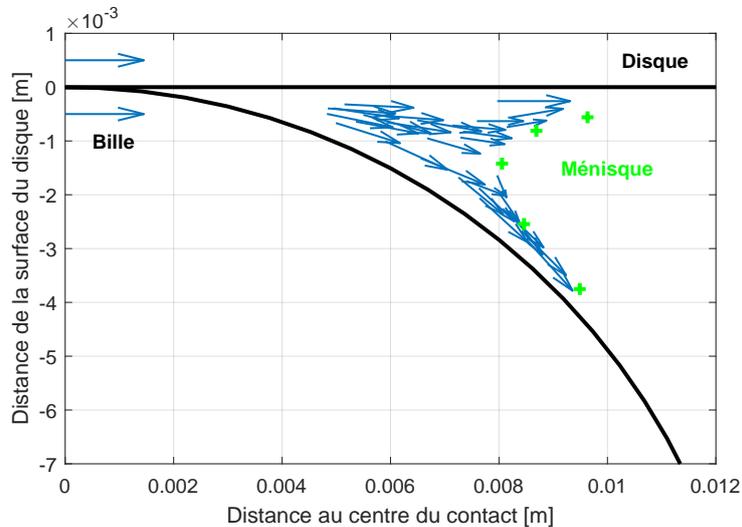


FIGURE 2.11 – *Champ de vitesse instantané des bulles incluses dans les ménisques latéraux bordant la sortie du contact, déduit de la figure 2.10 dans le cas d'une huile de base PAO100. La bille est entraînée en roulement pur par le disque qui tourne à 130 tr/min, sur un rayon de piste situé à 0,06 m du centre du disque, ce qui correspond à une vitesse d'entraînement au point de contact de 0,8 m/s.*

température lors de l'essai), provoque deux phénomènes concomitants durant cette phase d'accélération :

- l'ouverture et l'extension du sillage à l'arrière du contact ;
- la progression du sillage vers l'entrée du contact qui réduit la taille du réservoir de lubrifiant disponible et conduit au régime de sous-alimentation.

Ainsi, en résumé, les gradients de pression en sortie de contact génèrent une bulle dont la taille dépend de la vitesse, de la viscosité et du volume d'alimentation. Son extension peut ainsi mener à la rupture du ménisque formé autour du contact et laisser alors la place à un sillage libre entre deux nappes de fluide. Ces deux configurations sont schématisées par les figures 2.15a et 2.15b.

### 2.3.2 De l'expansion de la bulle de cavitation au sillage ouvert

L'extension spatiale de la bulle de cavitation, lorsqu'elle est piégée dans le réservoir de lubrifiant, croît avec la vitesse d'entraînement du fluide. De plus, lorsque le contact EHD est accéléré depuis sa position statique jusqu'à sa vitesse stationnaire, la longueur de la bulle s'étend progressivement avec le temps pour atteindre une valeur quasi-stationnaire, dont le niveau croît lui aussi avec la vitesse (voir figure 2.16a).

La figure 2.17 donne un autre point de vue sur la cinétique de croissance de la bulle

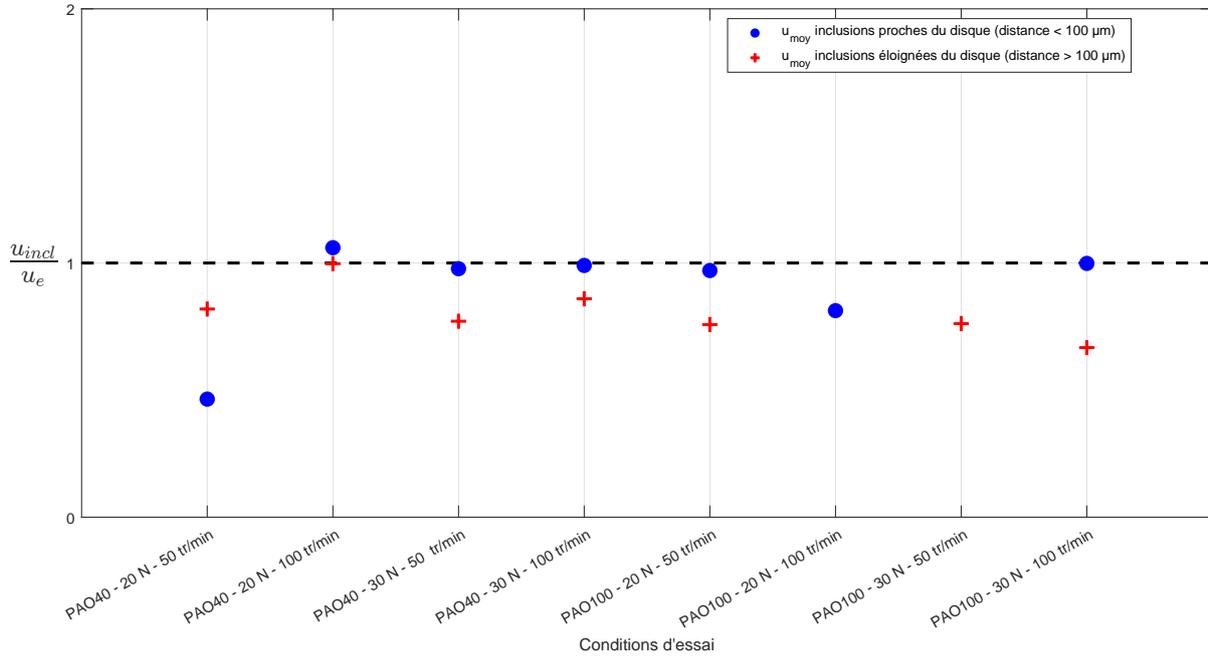


FIGURE 2.12 – Vitesses moyennes adimensionnées des inclusions observées dans un ménisque latéral bordant le sillage, selon leur proximité avec un des deux solides d’entraînement, en fonction des conditions d’essai. Essai réalisé avec la PAO40 ( $\eta \approx 0,7 \text{ Pa} \cdot \text{s}$ ) et la PAO100 ( $\eta \approx 3 \text{ Pa} \cdot \text{s}$ ). Le contact est chargé à 20 N ( $p_{\text{moy}} \approx 278 \text{ MPa}$ ) ou 30 N ( $p_{\text{moy}} \approx 318 \text{ MPa}$ ). La bille est entraînée en roulement pur par le disque qui tourne à 50 ou 100 tr/min, soit une vitesse d’entraînement d’environ 0,3 m/s ou 0,6 m/s.

de cavitation en portant l’évolution de sa longueur en fonction de la vitesse d’entraînement à différents instants de la phase d’accélération du contact. De la représentation logarithmique des graphes 2.16b et 2.17, on tire la loi suivante :

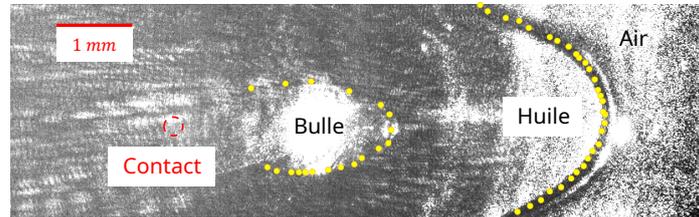
$$L(t)^4 \propto t \cdot u_e^2 \quad (2.3)$$

Cette équation peut se réécrire ainsi :

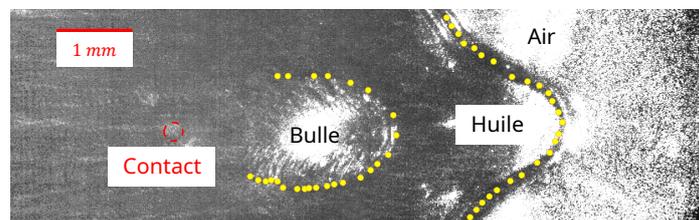
$$(L(t))^4 \propto \left( \frac{t\gamma}{\eta} \right) \cdot Ca^2 \quad (2.4)$$

où  $\frac{t\gamma}{\eta}$  a la dimension d’une longueur, et  $Ca$  est le nombre capillaire, sans dimension, défini par le rapport de la contrainte visqueuse et de la pression capillaire :

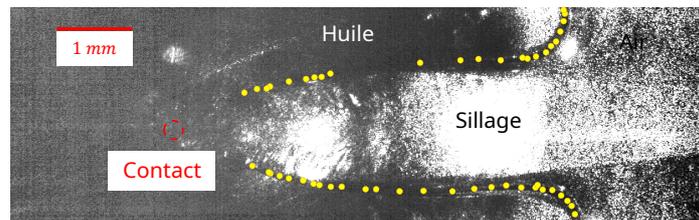
$$Ca = \frac{\eta u_e}{\gamma} \quad (2.5)$$



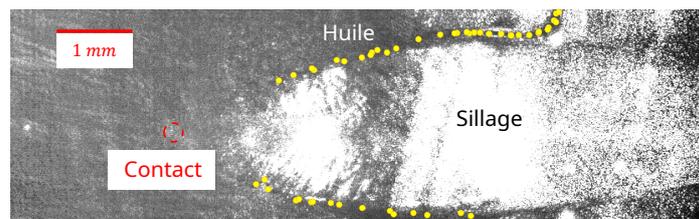
(a)  $u_e \approx 0,063$  m/s. Contact suralimenté en PAO8.



(b)  $u_e \approx 0,126$  m/s. Contact suralimenté en PAO8.



(c)  $u_e \approx 0,063$  m/s. Contact sous-alimenté en PAO8.



(d)  $u_e \approx 0,126$  m/s. Contact sous-alimenté en PAO8.

FIGURE 2.13 – Visualisation de l'écoulement d'huile en vue de dessus à l'arrière d'un contact EHD lubrifié par une huile de base PAO8 de viscosité  $\eta \approx 0,07$  Pa·s. Le contact repéré par un cercle rouge en trait discontinu et éclairé à l'aide du LASER. L'écoulement se fait de la gauche vers la droite. Les limites de la bulle de cavitation et du sillage sont surlignées par une ligne de points jaunes. En (a) et (b), le contact est suralimenté : la goutte d'huile servant de réservoir d'huile piège la bulle de cavitation. En (c) et (d), le sillage est ouvert par l'appauvrissement du contact en lubrifiant.

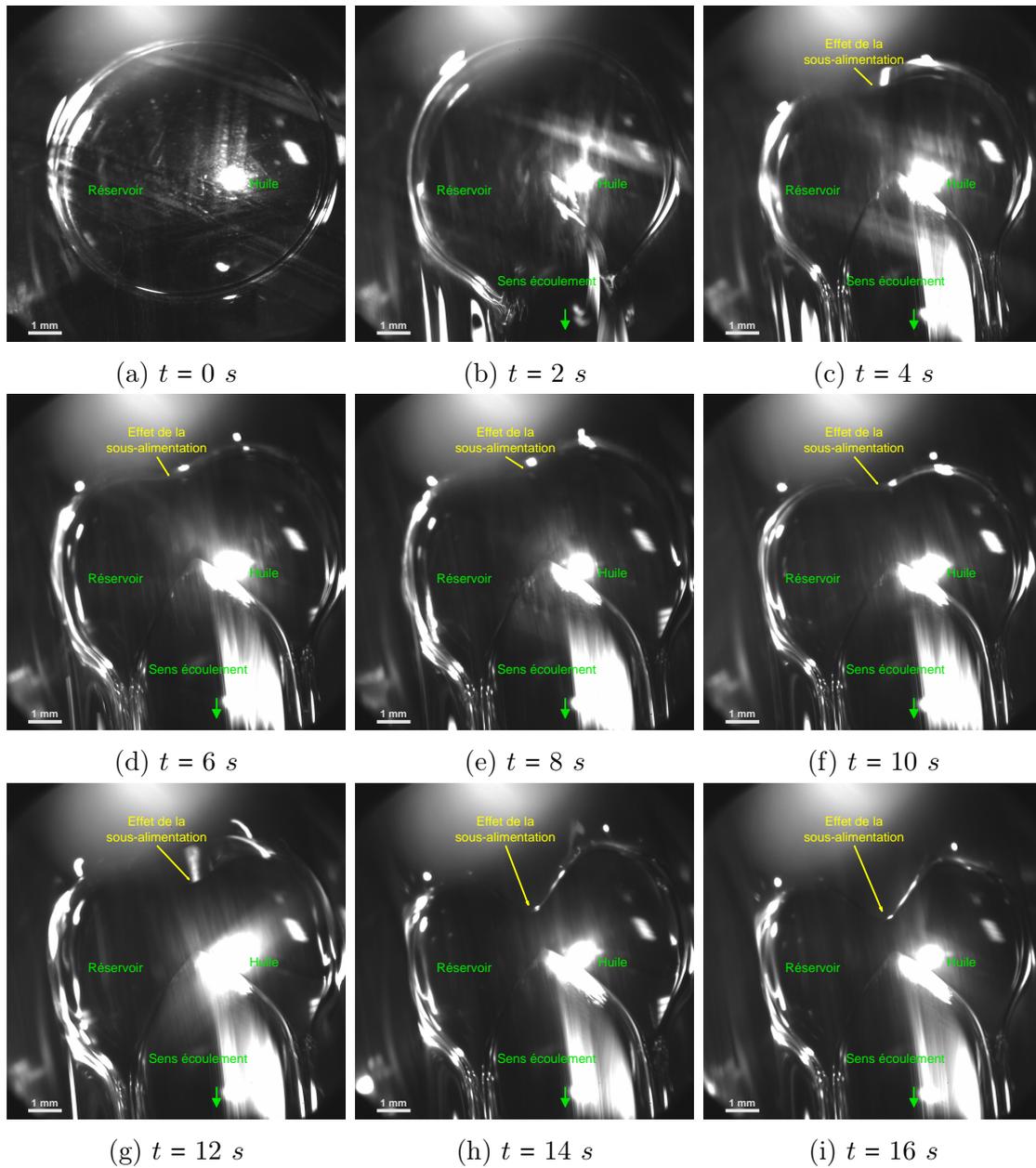


FIGURE 2.14 – Visualisation de l'écoulement d'huile autour du contact à faible chargement (mise en contact des solides,  $< 1 \text{ N}$ ) à différents instants du passage de la vitesse nulle à  $t = 0 \text{ s}$  à une vitesse de  $0,189 \text{ m/s}$ . Une réduction du réservoir d'huile au cours de l'accélération est observée. Le contact est ici éclairé en lumière blanche. Essais réalisés avec la PAO100 de viscosité  $\eta \approx 3,2 \text{ Pa} \cdot \text{s}$ .

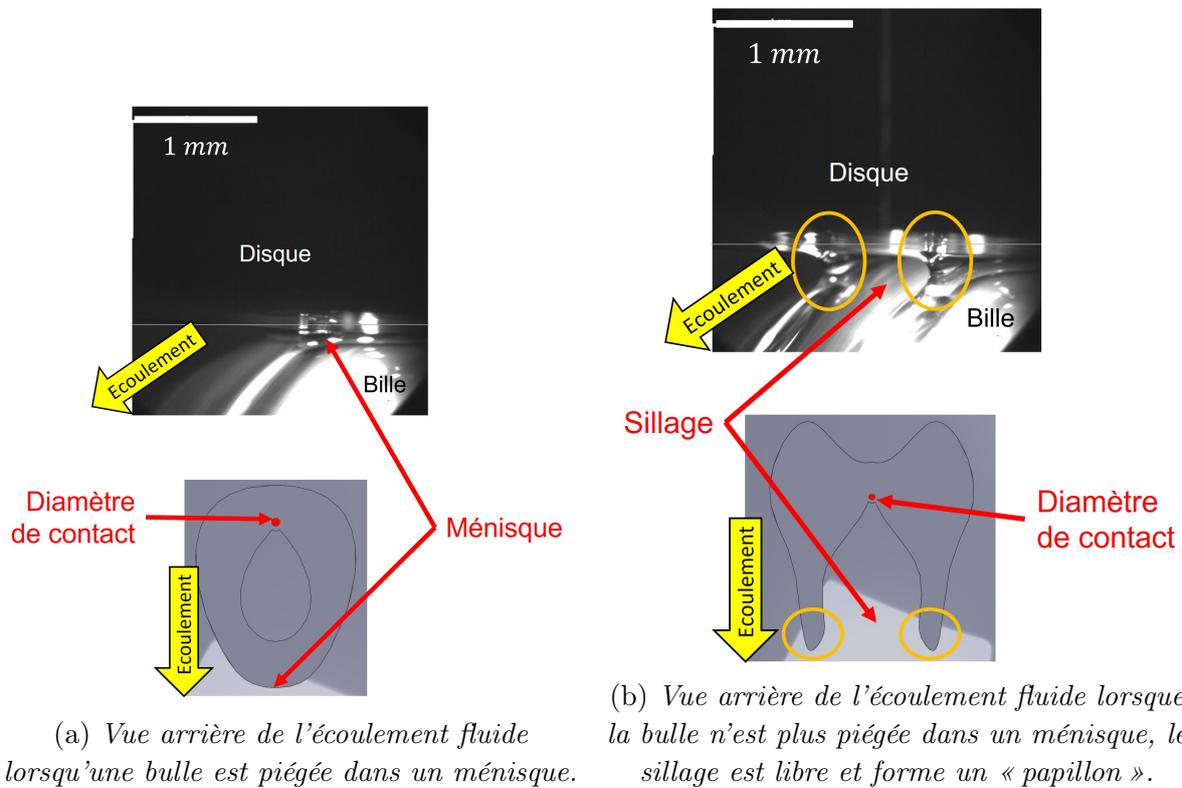


FIGURE 2.15 – Représentation schématique sous un même angle de vision, distinguant d'une part un contact EHD suralimenté avec une bulle de cavitation piégée dans le réservoir d'huile (a), et d'autre part un contact EHD sous-alimenté avec un sillage ouvert et les ailes de papillon qui constituent des réservoirs latéraux en lubrifiant (b).

Plus précisément, le coefficient de proportionnalité de l'équation 2.4 est homogène à un volume. Par identification, en analysant les points expérimentaux des figures 2.16 et 2.17, on constate que ce volume est lié à la taille du contact :

$$(L(t))^4 = a^3 \cdot \left(\frac{t\gamma}{\eta}\right) \cdot Ca^2 \quad (2.6)$$

Ou encore, en termes adimensionnés :

$$\frac{L}{a} = \left(\frac{u_e \cdot t}{a} \cdot Ca\right)^{1/4} \quad (2.7)$$

L'équation 2.7 montre que, comme attendu, la cinétique d'extension de la bulle de cavitation dépend également du gradient de pression mais aussi du chargement qui modifie le rayon de contact et les déformées des solides. Ces résultats sont cohérents avec ceux

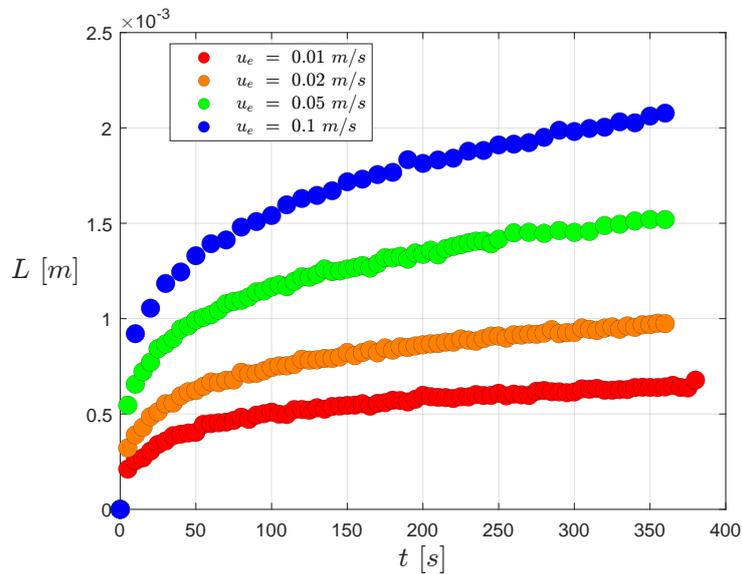
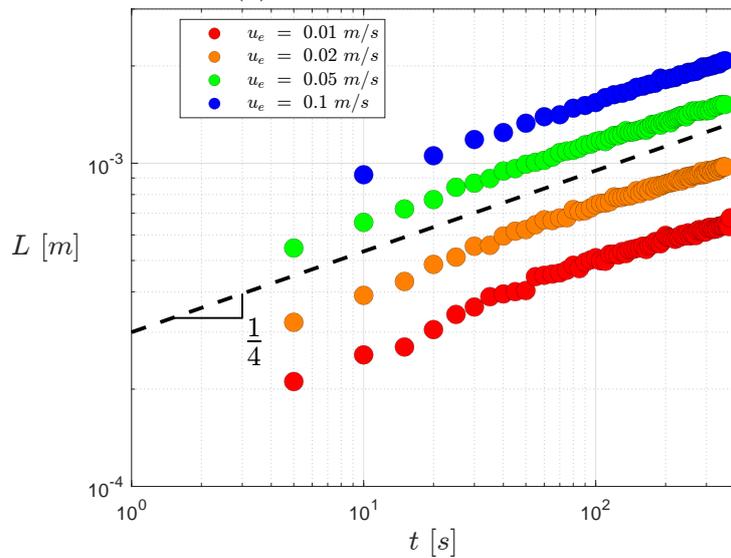
(a) *En échelle linéaire.*(b) *En échelle logarithmique.*

FIGURE 2.16 – Evolution temporelle de la longueur de la bulle de cavitation,  $L$ , à l'aval d'un contact EHD entre une bille en acier et un disque en silice lubrifié avec l'huile PAO8 pour différentes vitesses d'entraînement. Les essais sont réalisés avec un chargement à 10 N.

de van Emden et al. [2016a] et van Emden et al. [2016b] qui ont montré, expérimentalement et numériquement que cette longueur est fortement impactée par les conditions de sollicitation du contact. Ainsi, on peut s'attendre à des évolutions importantes des zones de cavitation au sein du contact segment-piston-chemise siège de multiples cycles d'accélération/décélération et de changement de sens.

L'expansion de la bulle peut conduire à la formation d'un sillage libre, comme cela a été décrit précédemment. L'ouverture du sillage se produit lors de la rupture d'un ménisque à l'arrière du contact entraînant la séparation des écoulements de fuite en deux nappes. Cette ouverture dépend directement du produit d'entraînement. Les cycles d'ouverture/fermeture sont globalement réversibles mais la valeur du produit d'entraînement à laquelle se déclenche ce phénomène est plus faible au moment de la fermeture du sillage qu'au moment de son ouverture.

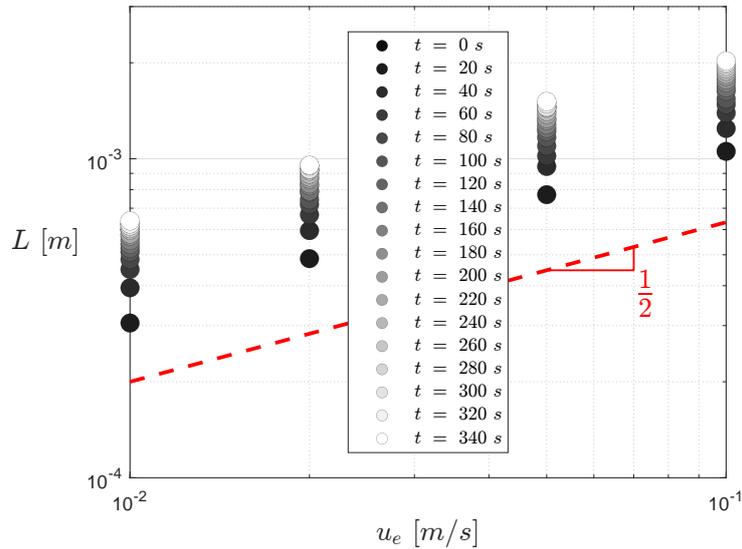


FIGURE 2.17 – Evolution de la longueur de la bulle de cavitation,  $L$ , en fonction de la vitesse d'entraînement à l'aval d'un contact EHD entre une bille en acier et un disque en silice lubrifié avec l'huile PAO8 pour différents instants. Les essais sont réalisés avec un chargement à 10 N.

## 2.4 Conclusions

Une similitude entre les conditions réelles de fonctionnement du contact segment-piston-chemise et l'analyse expérimentale menée en laboratoire a été établie sur la base d'un produit d'entraînement identique puisque celui-ci gouverne au premier ordre l'épaisseur du film au centre du contact sous pression. Les outils disponibles au laboratoire ont

été modifiés et adaptés, en particulier avec la mise en place d'une observation par nappe laser, afin de permettre une observation fine et une analyse poussée de la zone de sortie du contact d'un point de vue macroscopique. L'ensemble des résultats est schématisé à la figure 2.18. Nous avons pu décrire précisément les caractéristiques physiques de la zone dite de « cavitation » et des réservoirs de lubrifiant, en particulier leurs dimensions, en fonction des conditions tribologiques, en régimes suralimenté et sous-alimenté. Dans le premier cas, la bulle de cavitation reste piégée dans la goutte qui lubrifie le contact. Son extension spatiale augmente essentiellement avec le temps et la vitesse d'entraînement selon une loi puissance. Dans le second cas, elle s'ouvre en sillage dit « libre », en formant deux réservoirs latéraux en « ailes de papillon » dont le volume réduit appauvrit le contact en lubrifiant.

Une analyse des structures formant les frontières bulle/lubrifiant peut permettre d'approfondir la compréhension des phénomènes s'y produisant. Cette analyse fait l'objet du chapitre suivant.

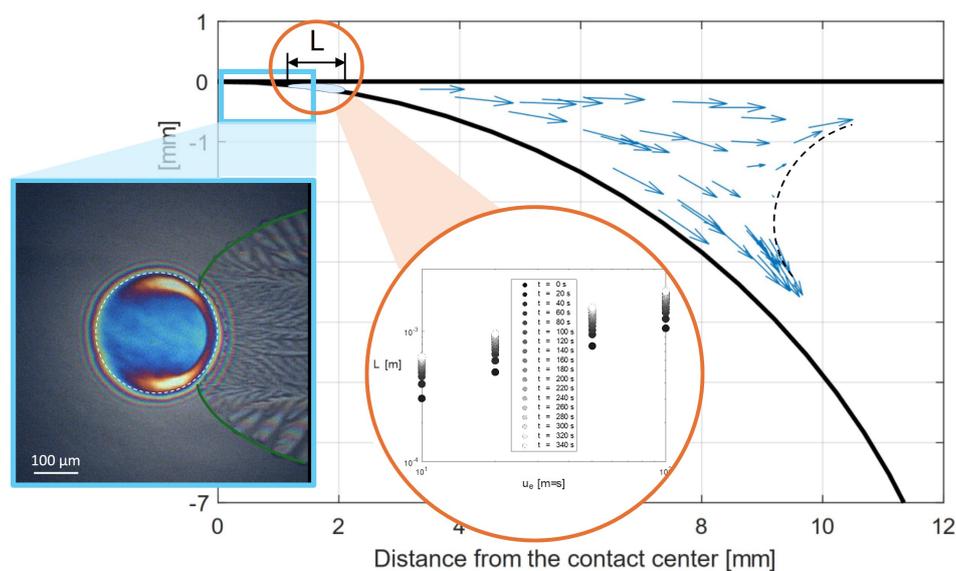


FIGURE 2.18 – Résumé graphique des principaux résultats obtenus sur la caractérisation des zones d'études du divergent abordées dans le chapitre 2.

# Divergent : sillage et digitations

## Sommaire

<b>3.1 Etude de la zone dite de « cavitation »</b> . . . . .	<b>42</b>
3.1.1 Le sillage . . . . .	42
3.1.2 La zone de rupture du film lubrifiant . . . . .	43
<b>3.2 Modélisation des digitations</b> . . . . .	<b>50</b>
3.2.1 Modèles de la littérature scientifique . . . . .	50
3.2.2 Instabilité de l'imprimeur . . . . .	55
<b>3.3 Modèle de Saffman-Taylor dans la zone de rupture de film</b> .	<b>58</b>
<b>3.4 Approche spatiale</b> . . . . .	<b>60</b>
3.4.1 Discussion sur l'échelle de mesure des digitations . . . . .	61
3.4.2 Variations spatiales de la longueur d'onde . . . . .	65
3.4.3 Effets hydrodynamiques . . . . .	65
<b>3.5 Amplitudes des digitations le long du sillage</b> . . . . .	<b>68</b>
3.5.1 Variations spatiales de l'amplitude des digitations . . . . .	69
3.5.2 Effets hydrodynamiques . . . . .	70
<b>3.6 Approche temporelle</b> . . . . .	<b>73</b>
<b>3.7 Conclusions</b> . . . . .	<b>75</b>

Ce chapitre met en lumière la structure du divergent en décrivant finement le sillage et les structures, appelées digitations, le bordant, pour des viscosités et des vitesses d'entraînement couvrant respectivement trois décades. Ces digitations sont ainsi analysées et modélisées notamment en termes d'instabilité de « Saffman-Taylor », dans la zone de rupture du film lubrifiant et autour du sillage.

### 3.1 Etude de la zone dite de « cavitation »

#### 3.1.1 Le sillage

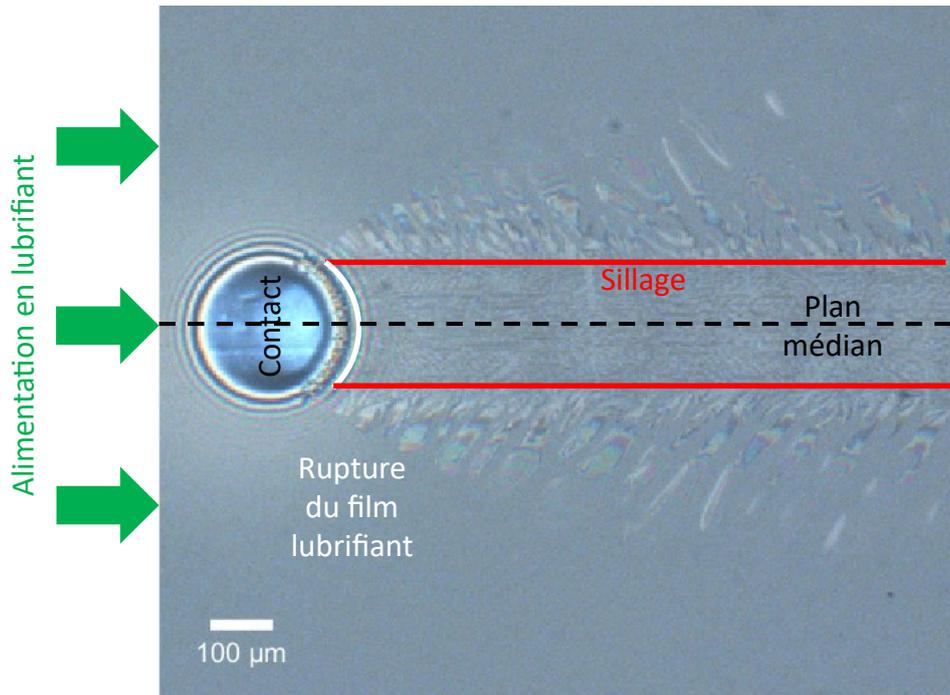


FIGURE 3.1 – *Contact élastohydrodynamique à 0,01 m/s en roulement pur lubrifié par une huile de base PAO40 de viscosité  $\eta \approx 0,71 \text{ Pa} \cdot \text{s}$ , à la température de l'expérience. Deux zones d'apparition de digitations se distinguent : l'une à la sortie du contact, l'autre de part et d'autre du sillage.*

La figure 3.1 présente un contact EHD en roulement pur et son sillage capturés en interférométrie. Le contact est alimenté en lubrifiant à la gauche de l'image. Le sillage, zone d'écoulement à l'aval du contact (droite de l'image), qui s'étend sur une dizaine de fois le diamètre de Hertz, présente des digitations que nous nous proposons de décrire et d'analyser afin d'en identifier l'origine. Deux zones fluides à étudier apparaissent au sein de ce sillage. Immédiatement après la sortie du contact, le film lubrifiant se rompt en deux films liquides qui s'étalent à la fois sur le disque et sur la bille. Cette rupture se traduit par une instabilité de l'écoulement, à la sortie du contact, que l'on observe également de part et d'autre du sillage.

Ces instabilités naissent dans la zone de rupture du film lubrifiant et s'étendent, en s'étirant, sur tout le périmètre du sillage. Ces structures présentent une relative régularité et une répétabilité dont nous souhaitons quantifier et analyser les variations en fonction

des paramètres d'essai.

### 3.1.2 La zone de rupture du film lubrifiant

Nous nous intéressons à la zone immédiatement située à la sortie du contact. Contrairement à la zone amont, qui alimente le contact et se remplit d'huile progressivement et continûment, le divergent, et en particulier la sortie du contact, est le siège d'un fort gradient de pression. Ajouté à la redistribution du lubrifiant dans le sillage du contact, celui-ci provoque une perturbation du front fluide.

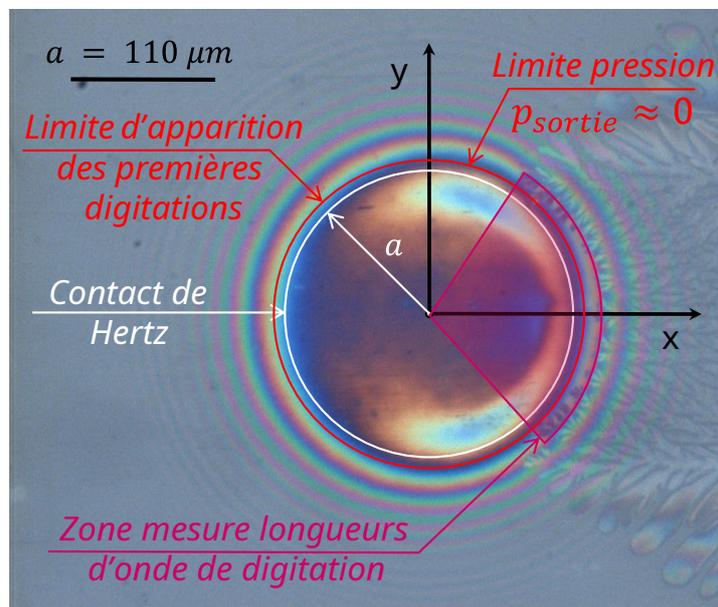


FIGURE 3.2 – Interférogramme d'un contact EHD en roulement pur à 0,01 m/s lubrifié par une huile de base PAO100 de viscosité  $\eta \approx 3,25 \text{ Pa} \cdot \text{s}$  avec un zoom sur la zone de rupture du film lubrifiant juste à la sortie du contact. Le cercle de contact hertzien est indiqué par le trait continu blanc. L'arc de cercle considéré pour mesurer la longueur d'onde des digitations est représenté par le secteur angulaire pourpre. Les premiers doigts d'instabilités apparaissent là où la pression du lubrifiant s'annule.

La figure 3.2 présente un zoom sur un contact pour décrire la zone de rupture de film lubrifiant. Celle-ci n'est pas délimitée par une ligne triple continue mais par une multitude de digitations, qui sont la manifestation d'un phénomène d'instabilités. Compte-tenu des échelles de pressions et d'observation, leur présence n'est pas surprenante. Nous montrerons dans la suite du chapitre que les conditions de l'essai ont néanmoins un impact sur leur nombre et leurs dimensions.

Ces structures ont des tailles caractéristiques de l'ordre du micromètre. En raison de cette échelle et de la résolution de l'image, nous effectuerons une analyse de la largeur moyenne d'une digitation. Leur périodicité et leur proximité permettent de traiter un groupe de digitations comme une sinusoïde dont la fréquence spatiale est assimilée à la largeur de l'une d'entre elles.

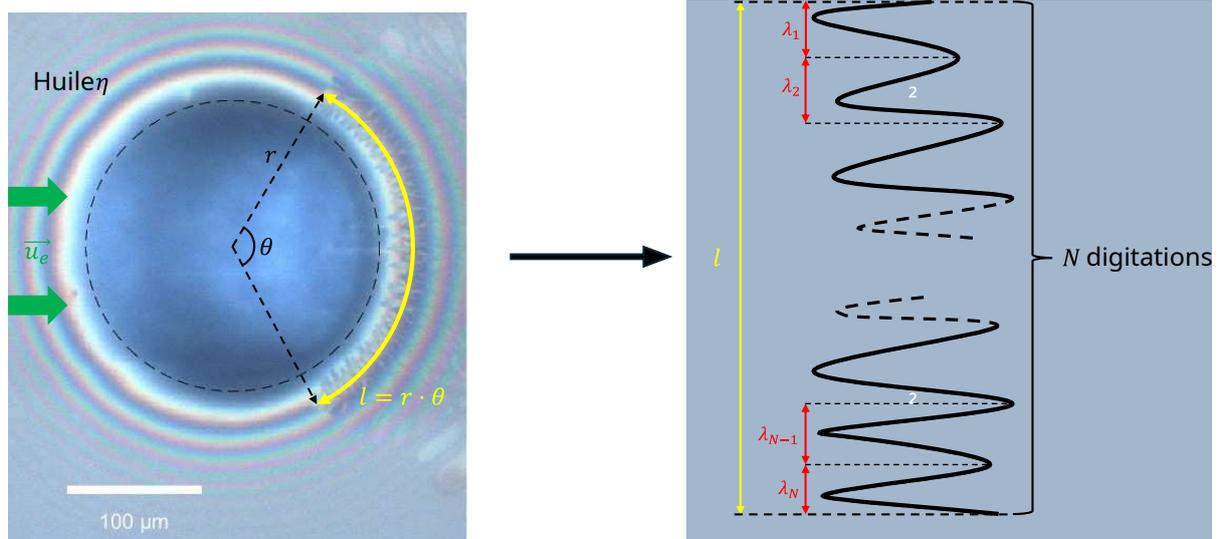


FIGURE 3.3 – Représentation schématique du protocole de traitement des digitations, au niveau de la rupture de film lubrifiant, formées dans un contact EHD avec un lubrifiant de viscosité  $\eta$  entraîné à la vitesse  $u_e$ . La période moyenne des digitations est définie à partir de l'équation 3.1.

Pour analyser les largeurs de digitations, nous suivons le protocole schématisé à la figure 3.3. A une distance fixée du centre du contact, les digitations sont de dimensions similaires malgré leurs irrégularités. Leurs périodes sont donc du même ordre de grandeur. On en mesure la moyenne en divisant la longueur  $l$  de l'arc de cercle représenté en jaune,  $l = r\theta$ , considéré comme égale à la somme de toutes les périodes de digitations, par le nombre  $N$  de digitations coupées par l'arc. On obtient une période spatiale  $\lambda$  des digitations estimée à une distance  $r$  constante du centre du contact.

$$\lambda = \frac{1}{N} \cdot \sum_{i=1}^N \lambda_i = \frac{l}{N} \quad (3.1)$$

On considère que la bille se déforme uniformément de manière concentrique sur un demi-cercle en amont et en aval de la zone de contact. Ainsi, sur la projection du contact représentée dans l'image par interférométrie (de la figure 3.3), équidistante du centre du contact, c'est-à-dire sur un rayon  $r$  donné, on considère que la hauteur  $h$  séparant la

surface de la bille et la surface du disque est constante. Par conséquent, en chaque point analysé à l'aval de l'écoulement, l'épaisseur est la même qu'au point situé à la même distance du centre du contact et appartenant au plan de coupe médian.

La détermination du rayon  $r$  de l'arc choisi pour mesurer ces digitations, nécessite de connaître précisément les profils d'épaisseur et de pression au voisinage de la sortie du contact où le film lubrifiant se rompt et où débute la zone de cavitation. Ceux-ci sont obtenus grâce à une simulation numérique développée dans des travaux précédents [Touche, 2016, Touche et al., 2017] et validée par l'expérience. On constate alors que les premières digitations apparaissent lorsque la pression en sortie de contact s'annule (voir figure 3.2). La position de la zone de rupture du film lubrifiant  $r_r$  est ainsi repérée sur le profil de pression calculé en appliquant le critère suivant :

$$\begin{cases} r_r > 0 \\ p(r_r) - p(r_r - \varepsilon) < 0 \end{cases} \quad (3.2)$$

Puis, la hauteur du film lubrifiant correspondante  $h_r$  est déduite du profil d'épaisseur associé. Avant de déterminer l'origine physique de ces instabilités, nous analyserons, dans un premier temps l'influence de différentes conditions d'essai sur leurs caractéristiques géométriques.

### Effet de la viscosité

Pour déterminer l'impact de la viscosité, on reproduit des essais en roulement pur à vitesse constante avec différentes huiles dont la viscosité varie sur près de deux décades, de 0,04 à 3,3 Pa·s. La figure 3.4 présente les zones de divergent pour des essais de roulement pur à la vitesse de 0,01 m/s sur un disque en saphir. Le contact est réalisé sous un effort normal de 10 N et nous pouvons observer des digitations dont les dimensions varient en fonction de l'huile utilisée, donc de sa viscosité.

La figure 3.5 représente l'évolution de la longueur d'onde de digitation en fonction de la viscosité de l'huile, pour deux pressions de contact différentes (disque en silice ou disque en saphir) et trois vitesses de roulement pur. La figure montre que la période de digitation décroît légèrement lorsque la viscosité augmente à faible vitesse. En revanche, on note une légère croissance en fonction de la viscosité lorsque la vitesse d'entraînement est élevée. La pression de contact appliquée ne semble pas influencer sur la période de digitation en sortie de contact.

A une vitesse d'entraînement de 0,05 m/s, la période a triplé sur deux décades de viscosité. Lorsqu'on double la vitesse d'entraînement, la période quadruple sur le même intervalle de viscosité.

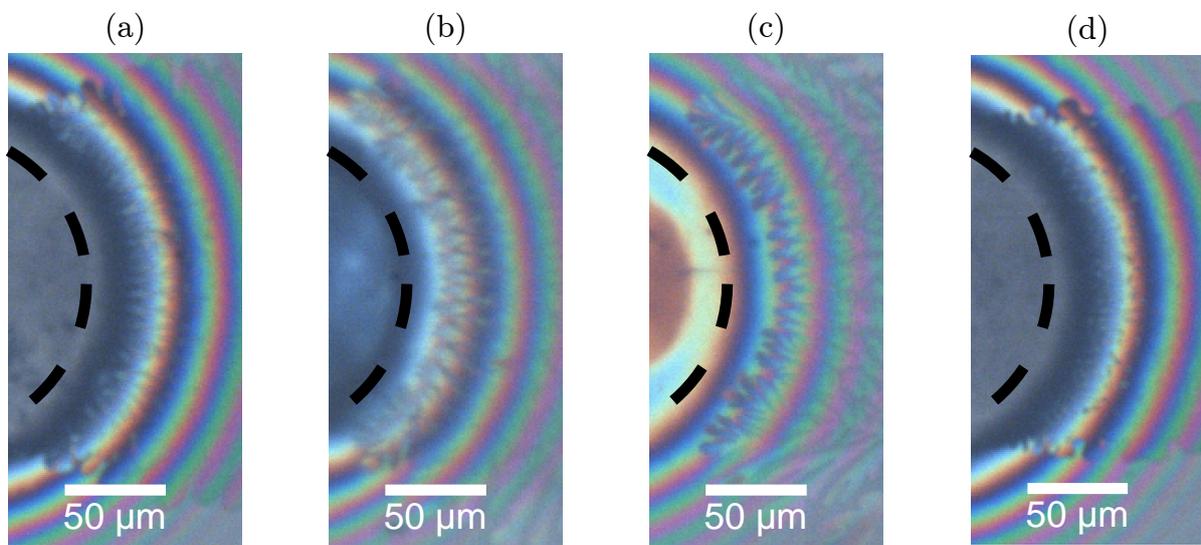


FIGURE 3.4 – Zoom pour des interférogammes obtenus pour un essai de roulement pur à  $0,01 \text{ m/s}$  pour différentes viscosités.

Disque Saphir :  $p_{moy} \approx 536 \times 10^6 \text{ Pa}$

$u_e = 0,01 \text{ m/s}$

(a)  $T = 21,6 \text{ }^\circ\text{C}$  ; PAO8 :  $\eta \approx 0,074 \text{ Pa}\cdot\text{s}$

(b)  $T = 23,1 \text{ }^\circ\text{C}$  ; PAO40 :  $\eta \approx 0,71 \text{ Pa}\cdot\text{s}$

(c)  $T = 22,7 \text{ }^\circ\text{C}$  ; PAO100 :  $\eta \approx 3,3 \text{ Pa}\cdot\text{s}$

(d)  $T = 21,2 \text{ }^\circ\text{C}$  ; PMA+ :  $\eta \approx 0,042 \text{ Pa}\cdot\text{s}$

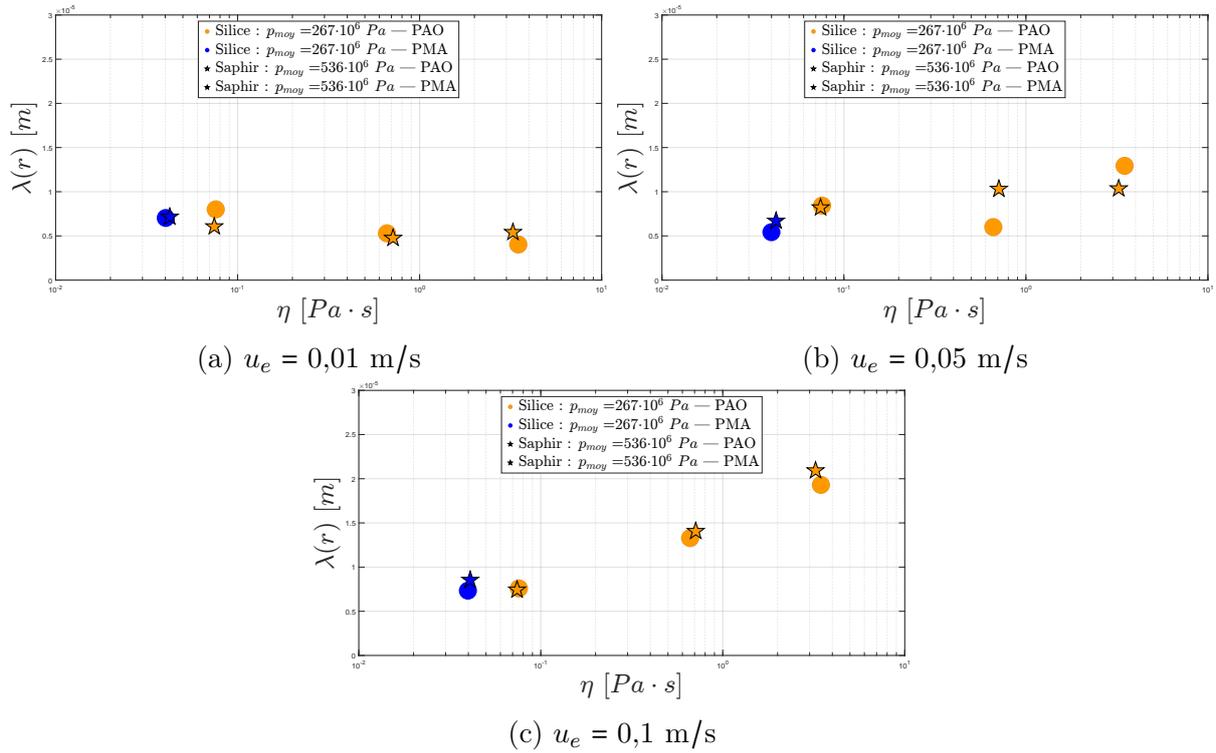


FIGURE 3.5 – Influence de la viscosité sur la période des digitations dans la zone de rupture du film d'huile, moyennée sur un arc de cercle de rayon  $r$ . Les essais sont effectués à vitesses constantes en roulement pur pour deux pressions de contact de 270 MPa et 540 MPa, obtenues par contact d'une bille en acier respectivement sur un disque en silice et un disque en saphir.

### Influence de la vitesse

On s'intéresse, dans ce paragraphe à l'effet de la vitesse d'entraînement sur les digitations. La figure 3.6 montre que la géométrie des instabilités est affectée par le changement de vitesse.

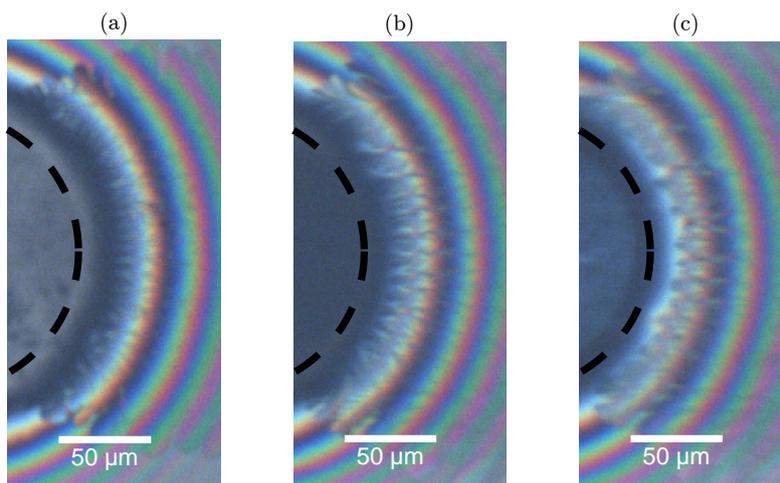


FIGURE 3.6 – Zoom des zones de rupture de film pour des interférogrammes obtenus pour des essais en roulement pur.

Disque Saphir :  $p_{moy} \approx 536 \times 10^6$  Pa

PAO8 :  $\eta \approx 0,074$  Pa · s

(a)  $T \approx 21,6$  °C ;  $u_e \approx 0,01$  m/s

(b)  $T \approx 21,6$  °C ;  $u_e \approx 0,05$  m/s

(c)  $T \approx 21,7$  °C ;  $u_e \approx 0,1$  m/s

Nous nous intéressons plus particulièrement à l'influence qu'a la vitesse sur la période de digitation moyenne illustrée sur la figure 3.7, pour chacun des lubrifiants étudiés et une gamme allant de 0,01 m/s à 0,1 m/s.

A nouveau, nous observons une légère croissance de la période de digitations pour les lubrifiants de haute viscosité, lorsque la vitesse stationnaire est plus élevée. Dans le cas de la PAO40, la période de digitation est multipliée par 3 sur la décade de vitesses étudiée. Sur cette même décade, la PAO100, environ 5 fois plus visqueuse que la PAO40, présente une période multipliée par 4. Comme précédemment, on n'observe pas de différence significative due à la pression.

L'ensemble des évolutions de la période des digitations, en fonction de la vitesse d'entraînement ou de la viscosité des lubrifiants, peut se résumer en utilisant le produit d'entraînement ( $\eta \cdot u_e$ ) comme paramètre représentatif du régime EHD (voir figure 3.8). Toutefois, les résultats ainsi présentés ne font pas ressortir une évolution de la longueur d'onde

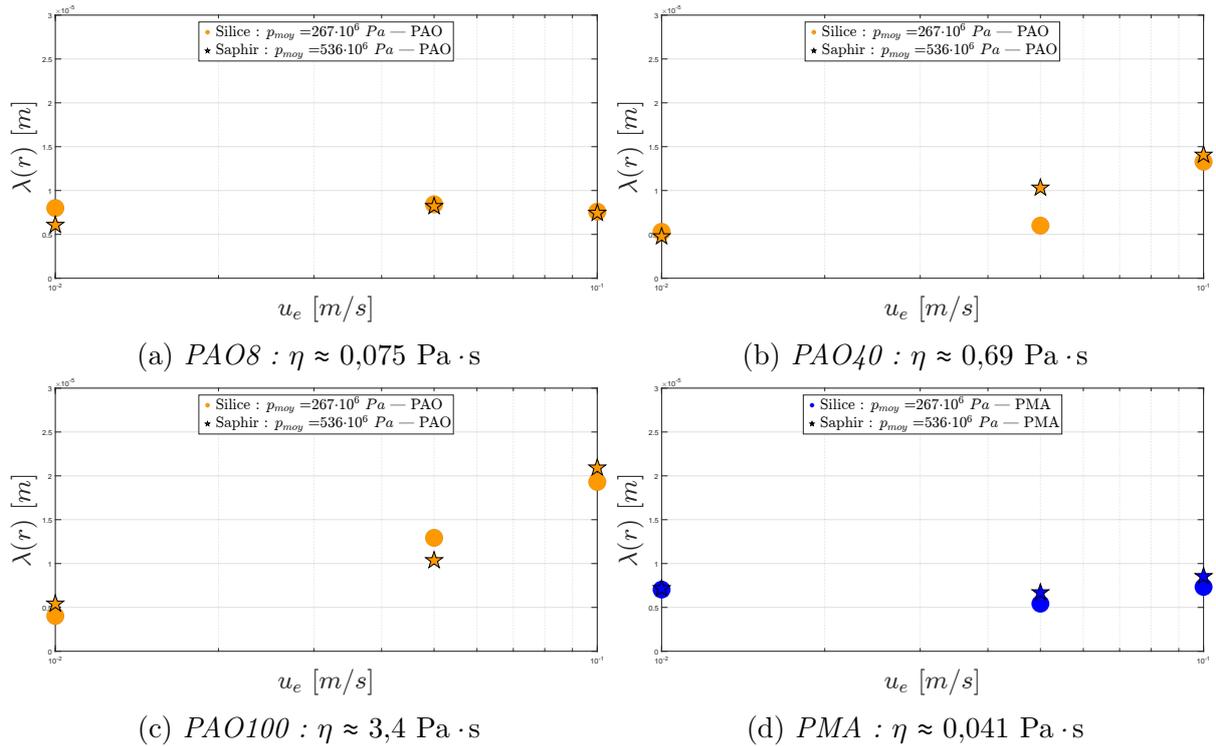


FIGURE 3.7 – Influence de la vitesse d’entraînement du fluide dans le contact EHD sur la période de digitation dans la zone de rupture du film d’huile, moyennée sur un arc de cercle de rayon  $r$ . Les essais effectués à vitesses constantes en roulement pur pour deux pressions de contact de 270 MPa et 540 MPa, obtenues par contact d’une bille en acier respectivement sur un disque en silice et un disque en saphir. La plage de vitesses accessible s’étend de 0,01 m/s à 0,1 m/s.

de digitations. L'adimensionnement des paramètres, tant en abscisse qu'en ordonnée, permettrait de prendre en compte les évolutions de toutes les dimensions en fonctions de toutes les conditions d'essai. En particulier, en élastohydrodynamique, les paramètres hydrodynamiques ont une influence sur l'épaisseur de lubrifiant dans le contact et, par suite, a des conséquences sur l'épaisseur en sortie de contact.

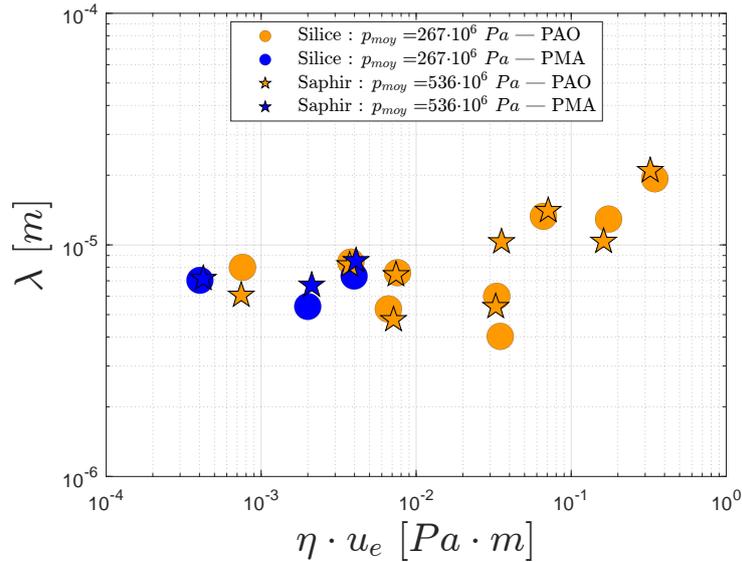


FIGURE 3.8 – Influence du produit d'entraînement sur la période de digitations dans la zone de rupture du film d'huile. La plage de vitesses va de 0,01 m/s à 0,1 m/s et la gamme de viscosités testée couvre 3 décades de 0,04 mPa · s à 3,3 mPa · s.

## 3.2 Modélisation des digitations

Des digitations dans une interface liquide-gaz ont déjà été observées dans des études antérieures [Saffman and Taylor, 1958, Bensimon, 1986, Bensimon et al., 1986, Rabaud et al., 1990, Reinelt, 1995]. Dans cette partie, nous présentons les configurations pour lesquelles ce type de digitations a été observé, et les différents modèles proposés pour les expliquer.

### 3.2.1 Modèles de la littérature scientifique

Dans la littérature scientifique, des digitations à l'interface liquide-gaz ont été observées et modélisées dans le cas où un gaz pousse un liquide entre deux plaques planes parallèles et très proches l'une de l'autre [Saffman and Taylor, 1958] : l'épaisseur  $h$  de fluide séparant les deux plaques restant très faible ( $\approx 0,09$  cm) devant les autres dimensions. Ce type

d'environnement, appelé cellule de Hele-Shaw, est largement utilisé en mécanique des fluides car il permet d'étudier des écoulements dans une géométrie quasi 2D, facile à visualiser.

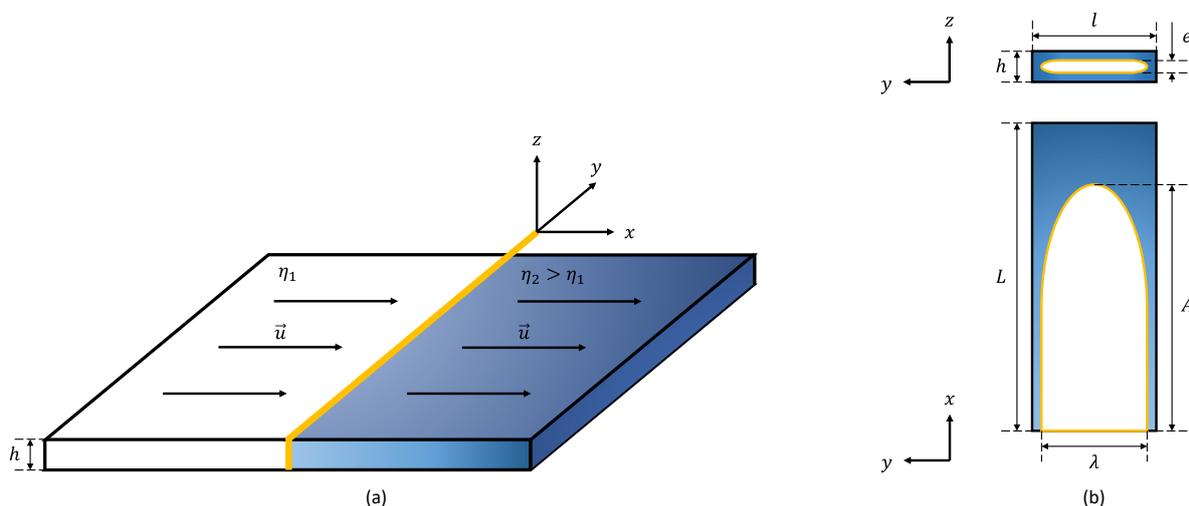


FIGURE 3.9 – (a) Schéma d'une cellule de Hele-Shaw permettant d'observer la formation de digitations dans une interface liquide/gaz. (b) Visualisation d'une digitation en vue de dessus et en coupe. Ce schéma est inspiré de Bensimon [1986].

La figure 3.9 montre un schéma d'une cellule de Hele-Shaw. On peut trouver des exemples photographiques de ces digitations dans les travaux de Tabeling et al. [1987]. Dans ce type de cellule, on génère une surpression du côté du fluide le moins visqueux (le gaz) de manière à forcer la pénétration de ce dernier dans le fluide plus visqueux (le liquide). On observe alors la formation d'une ou plusieurs digitations en fonction des conditions imposées (vitesse ou largeur de la cellule par exemple). L'instabilité conduisant à la formation de ces digitations est aujourd'hui connue sous le nom d'instabilité de Saffman-Taylor [Saffman and Taylor, 1958].

Nous allons décrire dans cette section le mécanisme qui pilote l'instabilité, pour le cas simple d'un front liquide/gaz initialement parallèle à l'axe  $y$ , convecté suivant la direction  $x$  perpendiculaire. La démarche suivie ici reprend celle exposée par Bensimon [1986]. La figure 3.10 montre la position moyenne  $x_r = u_e t_0$  du front poussé à la vitesse  $u_e$ , au bout d'un temps  $t_0$ . Cette interface, une fois le régime permanent établi, est perturbée par une perturbation sinusoïdale  $\tilde{x}$  supposée petite. La démarche de la modélisation consiste à écrire les équations de la mécanique des fluides pour déterminer si la perturbation sinusoïdale va croître, et si c'est le cas, à quelle longueur d'onde et avec quel taux de croissance.

On suppose que l'interface, entre le gaz contenu dans la bulle et l'huile, est plane à

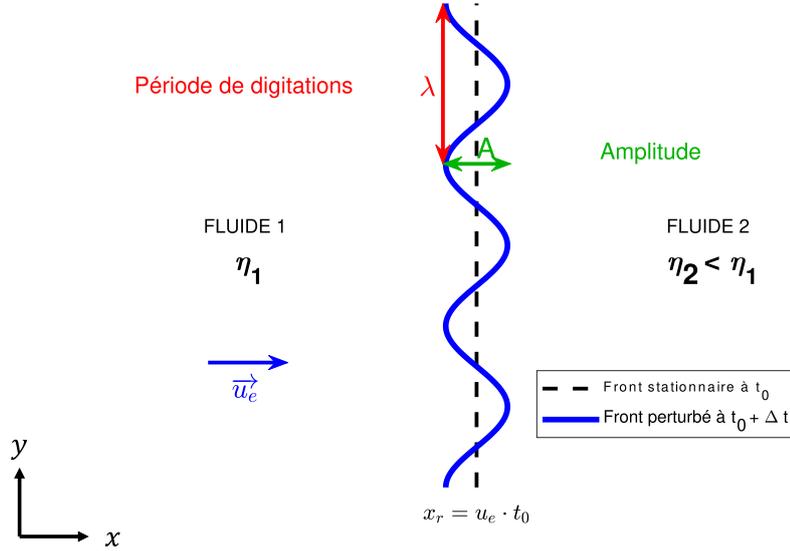


FIGURE 3.10 – Schéma de la perturbation à l'interface entre deux fluides non miscibles de viscosités différentes en vue de dessus.

l'ordre 0 et sinusoidale à l'ordre 1. Pour repérer la position  $x$  d'un élément, on somme une position moyenne  $\bar{x}$  obtenue par un déplacement à la vitesse  $u_e$  pendant un temps  $t$ , et la perturbation supplémentaire  $\tilde{x}$  sinusoidale. La position moyenne a pour expression :

$$\bar{x} = u_e \cdot t \quad (3.3)$$

On y ajoute la perturbation sinusoidale spatiale le long de l'axe  $y$  avec un nombre d'onde  $q$  et une amplitude  $A(t)$  dépendante du temps :

$$\tilde{x} = A(t) \cos(qy) \quad (3.4)$$

La position de l'interface vaut donc  $x = \bar{x} + \tilde{x}$ . La vitesse de l'interface s'obtient en dérivant cette position par rapport au temps :

$$\frac{dx}{dt} = u_e + \dot{A}(t) \cos(qy) \quad (3.5)$$

La même décomposition est introduite pour la pression au niveau de l'interface, avec la somme d'une pression moyenne  $\bar{p}$  et d'une pression due à la perturbation supposée d'ordre 1,  $\tilde{p}$  :

$$p = \bar{p} + \tilde{p} \quad (3.6)$$

où

$$\begin{cases} \bar{p} = p_0 - \frac{12\eta u_e}{h^2} \cdot (x - u_e t) \\ \tilde{p} = B(x, t) \cdot \cos(qy) \end{cases} \quad (3.7)$$

La pression moyenne a été reliée à la vitesse moyenne  $u_e$  à l'aide de la loi de Poiseuille reliant le gradient de pression et la vitesse moyenne dans un canal plan de largeur infinie, loi valable en régime laminaire :

$$\frac{dp}{dx} = \frac{12\eta}{h^2} \cdot u_e \quad (3.8)$$

Le terme  $x - u_e t$  dans l'expression de la pression moyenne traduit le fait que cette loi est valable dans un référentiel lié à l'interface qui se déplace à la vitesse  $u_e$ . Le même raisonnement peut être généralisé à un système présentant une loi de Darcy, c'est à dire une relation linéaire entre vitesse et pression. La perturbation de pression  $\tilde{p}$  est décrite comme sinusoïdale avec le même nombre d'onde que la perturbation d'amplitude, et caractérisée par une amplitude  $B(x, t)$  inconnue. Le but consiste à relier les amplitudes  $B$  et  $A$ , et à obtenir une équation de leur évolution temporelle.

Du fait de l'incompressibilité, le laplacien de la pression est nul, et donc le laplacien de la pression à l'ordre 1 est lui aussi nul. Ceci conduit à l'équation différentielle suivante pour la fonction  $B(x, t)$  :

$$\frac{\partial^2 B}{\partial x^2} - q^2 B = 0 \quad (3.9)$$

dont la solution est de la forme :

$$B(x, t) = B(t) \exp(-qx) \quad (3.10)$$

La loi de Poiseuille permet alors de relier la perturbation de pression à la perturbation de vitesse :

$$\frac{d\tilde{x}}{dt} = \frac{h^2}{12\eta} \cdot \frac{d\tilde{p}}{dx} = q \cdot \frac{h^2}{12\eta} \cdot B \exp(-qu_e t) \quad (3.11)$$

On en déduit donc une relation entre  $A$  et  $B$ , d'après les équations 3.5 et 3.11 :

$$\dot{A} = q \cdot \frac{h^2}{12\eta} \cdot B \exp(-qu_e t) \quad (3.12)$$

Une deuxième relation entre  $A$  et  $B$  peut être trouvée en écrivant la loi de Laplace qui exprime le saut de pression capillaire causé par la tension de surface à l'interface, située en  $x_r = u_e t$  :

$$p(x_r, t) - p_0 = \gamma \cdot \frac{d^2 x}{dt^2} = -\gamma q^2 \cdot A(t) \cos(qy) \quad (3.13)$$

L'expression précédente correspond à une linéarisation de l'expression du rayon de courbure, valable ici puisque l'amplitude de perturbation est supposée d'ordre 1. Par ailleurs, sur la base des équations 3.6 et 3.7, la perturbation de pression peut s'écrire côté liquide comme :

$$p(x_r, t) - p_0 = -\frac{12\eta u_e}{h^2} \cdot A \cos(qy) + e^{-qu_e t} B(t) \cos(qy) \quad (3.14)$$

On peut à présent exprimer directement  $B$  en fonction de  $A$  en comparant 3.13 et 3.14 :

$$B \exp(-qu_e t) = A \left( \frac{12\eta}{h^2} \cdot u_e - \gamma q^2 \right) \quad (3.15)$$

En reportant le résultat dans l'équation 3.12 pour éliminer  $B$ , on obtient alors l'équation suivante pour l'amplitude  $A(t)$  de la perturbation d'interface :

$$\dot{A} = q \cdot \frac{h^2}{12\eta} \cdot \left( \frac{12\eta}{h^2} \cdot u_e - \gamma q^2 \right) \cdot A \quad (3.16)$$

La solution de cette équation différentielle est de la forme :

$$A = A_0 \exp(\omega t) \quad (3.17)$$

où  $\omega$ , réel, est le taux de croissance temporel de l'instabilité. Ce taux de croissance est une fonction du nombre d'onde  $q$  :

$$\omega = \left( q - \frac{\gamma h^2}{12\eta u_e} \cdot q^3 \right) \cdot u_e \quad (3.18)$$

Le taux de croissance maximal pour  $q$  dans l'intervalle  $]0 ; +\infty[$ , le seul physiquement admissible, est obtenu pour le maximum de la fonction  $\omega(q)$  :

$$\frac{d\omega}{dq} = 0$$

Soit, pour une vitesse d'écoulement non nulle :

$$1 - \frac{\gamma h^2}{4\eta u_e} \cdot q^2 = 0$$

Et donc :

$$q_{max} = \frac{2\sqrt{Ca}}{h} \quad (3.19)$$

Où  $Ca$  est le nombre capillaire défini par le rapport de la contrainte visqueuse et de la pression capillaire :

$$Ca = \frac{\eta u_e}{\gamma} \quad (3.20)$$

Il est intéressant de noter que le produit d'entraînement intervient dans le nombre capillaire. On peut alors exprimer une longueur d'onde  $\lambda_{max}$  du mode le plus instable en fonction du nombre d'onde  $q_{max}$  :

$$\lambda_{max} = \frac{2\pi}{q_{max}} = \frac{\pi h}{\sqrt{Ca}} \quad (3.21)$$

Le moteur de cette instabilité est la viscosité mais la tension de surface y résiste en luttant contre la déformation interfaciale : quand le nombre capillaire augmente, l'instabilité est capable de former des digitations de plus en plus fines. Notons toutefois que les travaux de [Tabeling et al. \[1987\]](#) ont montré que les résultats précédents étaient valables pour les faibles valeurs du nombre capillaire : à grand nombre capillaire, les conditions aux limites, par exemple la largeur de la cellule de Hele-Shaw, semblent plutôt piloter la taille des digitations [[Chevalier et al., 2006](#)].

### 3.2.2 Instabilité de l'imprimeur

La situation précédente correspondait au cas où un gaz pousse un liquide entre deux plaques parallèles. Dans notre cas, le moteur de l'écoulement est différent, puisque le liquide est entraîné par un écoulement de Couette en sortie de contact. Une situation plus proche de la nôtre a beaucoup été étudiée dans les années 1990, et nous la présentons dans cette section.

La figure 3.11 présente un schéma du système d'expérimentation de [Rabaud et al. \[1991\]](#), [Rabaud \[1994\]](#). Un liquide visqueux incompressible est placé entre deux cylindres : lorsqu'il est entraîné par la rotation des cylindres, des digitations se forment à la sortie du « contact ».

Dans ce dispositif, il n'y a pas de surpression du fluide le moins visqueux (gaz) sur le fluide le plus visqueux. L'analyse de l'écoulement, proposée par [Rabaud \[1994\]](#) montre que celui-ci résulte de la superposition d'un écoulement de Couette, dû à l'entraînement du fluide par les cylindres, et d'un écoulement parabolique de Poiseuille de direction opposée, nécessairement généré du fait de l'incompressibilité du liquide lorsque l'entrefer entre les cylindres augmente de taille [[Rabaud, 1994](#)]. Le modèle de stabilité, réalisé au paragraphe précédent, peut être reconduit pour cette configuration [[Reinelt, 1995](#)]. Bien que plus complexe à mener du fait de la variation spatiale d'épaisseur, l'analyse conduit

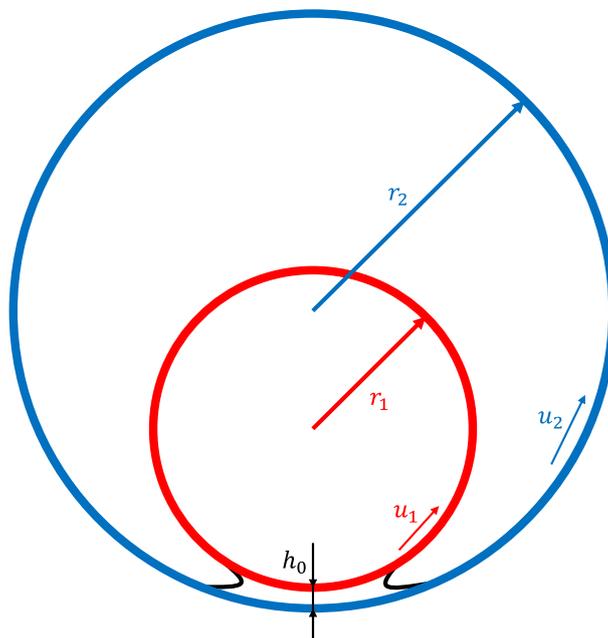


FIGURE 3.11 – Schéma du dispositif d'étude de l'instabilité de l'imprimeur reproduit d'après les travaux de Rabaud et al. [1991], Rabaud [1994]. Deux cylindres d'axes parallèles insérés l'un dans l'autre, de rayons  $r_1$  et  $r_2$ , sont entraînés à des vitesses de rotation telles que les surfaces d'études aient pour vitesses linéaires respectives  $u_1$  et  $u_2$ . Les deux cylindres sont séparés par un film liquide d'épaisseur  $h_0$ .

au même résultat pour la longueur d'onde la plus instable, toujours pilotée par le nombre capillaire (équation 3.21). L'épaisseur  $h$  qui figure dans l'équation est alors l'épaisseur à l'endroit où l'interface est localisée. Une instabilité similaire a récemment été observée dans le cas d'un cylindre élastique [Brumm et al., 2019].

Une configuration similaire se retrouve dans nos conditions d'essai sphère-plan. Dans le régime de lubrification élastohydrodynamique, le liquide lubrifiant rentre progressivement dans le contact puis il est soumis à un gradient de pression important lorsque, confiné entre la bille et le disque, il est libéré à l'arrière du contact. L'écoulement de Couette est généré par le roulement de la bille sur le disque, tandis que l'écoulement de Poiseuille retour est forcé dans le divergent du fait de l'incompressibilité.

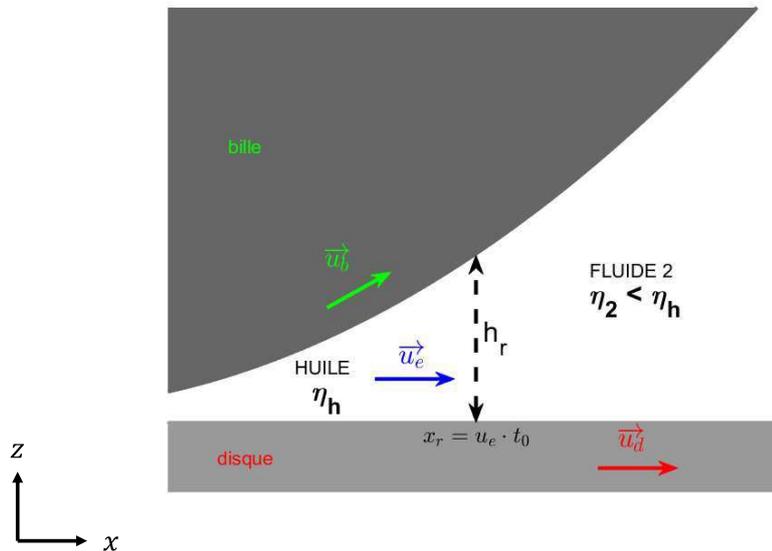


FIGURE 3.12 – Schéma de la hauteur de rupture  $h_r$  considérée à l'interface entre les deux fluides. La position de l'interface  $x_r$  correspond à la position estimée d'un front stationnaire non perturbé.

La figure 3.12 est un schéma de la géométrie en sortie de contact. Pour simplifier notre analyse, nous considérons un modèle dans le plan de coupe renseigné à la figure 3.1. Assimilable à un contact linéaire rectiligne que l'on obtient avec un cylindre et un plan, la bille crée en réalité une troisième dimension d'écoulement selon l'axe  $y$  qui complexifie l'écoulement. Cette troisième dimension, et la nature tridimensionnelle de l'écoulement, ne seront néanmoins pas modélisées dans notre cas.

Nous allons maintenant comparer la prédiction de l'équation 3.21 pour la longueur d'onde des digitations avec les résultats expérimentaux en régime EHD.

### 3.3 Comparaisons du modèle de Saffman-Taylor avec les mesures de la zone de rupture de film

L'équation 3.21 indique que la périodicité des instabilités de digitations est proportionnelle à l'épaisseur  $h$  entre les parois au niveau de l'interface. Il peut donc être pertinent de caractériser l'évolution du rapport de la longueur d'onde à l'épaisseur  $h$  en fonction du nombre capillaire  $Ca$ . Dans notre configuration, l'épaisseur  $h$  est, en première approche, assimilée à l'épaisseur de l'interface à la localisation de la rupture,  $h_r$ , représentée schématiquement à la figure 3.12.

Nous évaluons cette épaisseur  $h_r$  à partir de la mesure de  $x_r$  sur les interférogrammes et d'un calcul numérique intégrant la déformée de la bille en conditions dynamiques. L'image est maillée au niveau du plan médian (figure 3.1). Chaque pixel de l'image est repéré par ses coordonnées et peut être associé à une distance du centre du contact. La déformée de la bille au niveau du contact provient de la solution numérique mise en place par Touche et al. [2017]. On calcule les paramètres de Moes :

$$\left\{ \begin{array}{l} M_2 = \frac{F}{E'R_x} \left( \frac{2\eta_0 u_e}{E'R_x} \right)^{-\frac{3}{4}} \\ M_{1,eq} = \frac{1}{2} \left( \frac{3}{2} M_2 \right)^{\frac{2}{3}} \\ L = \alpha E' \left( \frac{2\eta_0 u_e}{E'R_x} \right)^{\frac{1}{4}} \end{array} \right. \quad (3.22)$$

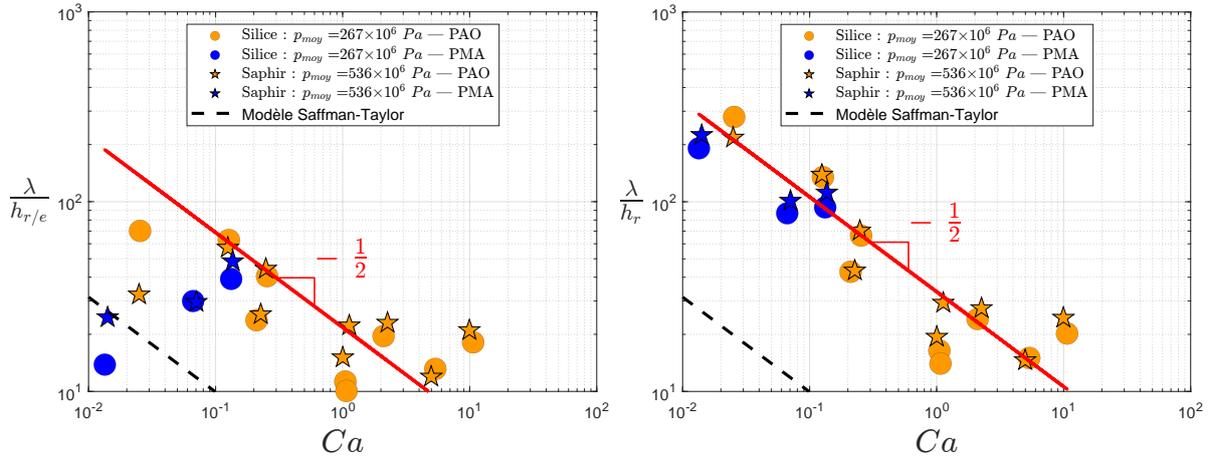
où  $\alpha$  est le coefficient de piézoviscosité et  $E'$  est défini par l'équation :

$$\frac{2}{E'} = \frac{1 - \nu_b^2}{E_b} + \frac{1 - \nu_d^2}{E_d} \quad (3.23)$$

Cela permet de calculer la déformée de la bille, résolution de l'équation de Reynolds transitoire en une dimension. Le résultat donne trois vecteurs paramètres maillés, dont la distance, relativement au centre du contact adimensionné par le rayon hertzien, et l'épaisseur adimensionnée associée. Cette dernière permet de calculer les valeurs réelles d'épaisseur en les multipliant par la valeur de référence associée, ici l'épaisseur centrale  $h_c$ . Lorsque nous sélectionnons un point de l'image, nous pouvons calculer sa distance par rapport au centre du contact et en déduire l'épaisseur associée. La distance  $r$  d'un pixel ne correspondant pas nécessairement à une valeur du vecteur distance, pour déterminer

l'épaisseur  $h$  associée, nous situons le point entre les composantes l'encadrant immédiatement  $r_1$  et  $r_2$ . Nous récupérons les valeurs d'épaisseurs, respectivement  $h_1$  et  $h_2$ , et estimons l'épaisseur  $h$  par une interpolation linéaire entre ces deux points.

La figure 3.13 présente les variations de  $\lambda/h_r$  en fonction de  $Ca$ , pour les données des figures 3.5 et 3.7. Nous notons  $h_{r/e}$  (sur la figure 3.13a) le résultat du calcul d'épaisseur en un rayon mesuré sur l'interférogramme dans la zone de mesure définie à la figure 3.2. On observe ainsi que, malgré la dispersion des résultats,  $\lambda/h_{r/e}$  est proportionnel à  $Ca^{-1/2}$ , conformément à la prédiction du modèle de Saffman-Taylor. Le trait en tirets noirs montre la prédiction de l'équation 3.21. Les longueurs d'onde expérimentales sont supérieures à celles prédites par le modèle, mais la droite de tendance rouge montre que la décroissance de  $\lambda/h_r$  en fonction du nombre capillaire suit la loi d'échelle prédite par le modèle. Nous notons  $h_r$  (sur la figure 3.13b) l'épaisseur calculée à la rupture du film, en sortie de contact, là où la pression s'annule. Il s'agit, pour la zone de mesure des extrémités des digitations les plus proches du centre du contact. La dispersion des mesures de longueurs d'onde  $\lambda$  est moindre mais, si la tendance reste proche du modèle de Saffman-Taylor, elle lui est supérieure d'un facteur 10.



(a)  $h_{r/e}$  est déterminé expérimentalement par la mesure du rayon de l'arc de cercle sur la zone de rupture.

(b)  $h_r$  est déterminé théoriquement en considérant la zone de rupture où la pression s'annule.

FIGURE 3.13 – Evolution de la période de digitations adimensionnée par l'épaisseur à la rupture du film d'huile  $h_r$  en fonction du nombre capillaire. Les points tracés regroupent les résultats d'essais tous effectués en roulement pur pour 4 viscosités, 3 vitesses et 2 pressions de contact.

Afin de déterminer si une part de la dispersion des données ne résulte pas de l'estimation de l'épaisseur  $h_r$ , nous proposons dans la figure 3.14 un autre paramètre adimensionnel, cette fois en considérant l'épaisseur  $h_c$  au centre du contact. En effet, contrairement

à l'épaisseur à la rupture qui est estimée par les calculs de déformations élastiques des solides, l'épaisseur centrale est une épaisseur mesurée directement sur les interférogrammes. C'est une caractéristique intrinsèque du contact lubrifié, par sa dépendance au premier ordre du produit d'entraînement, selon une loi en puissance  $2/3$ .

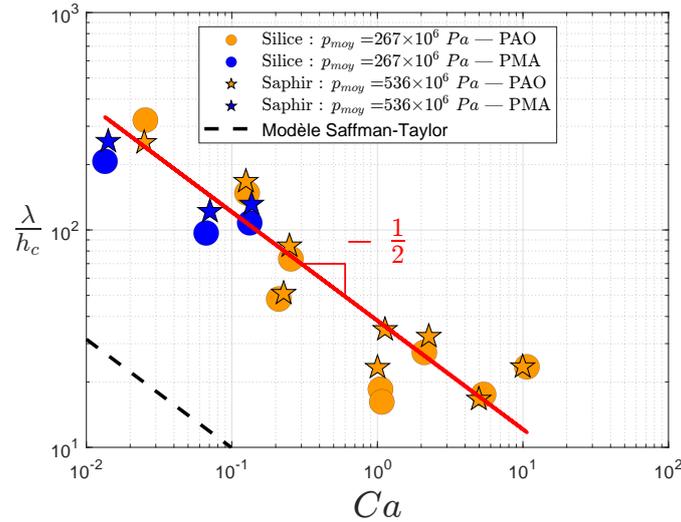


FIGURE 3.14 – Evolution de la période de digitations adimensionnée par l'épaisseur du film d'huile au centre du contact  $h_c$  en fonction du nombre capillaire. Les points tracés regroupent les résultats d'essais tous effectués en roulement pur pour 4 viscosités, 3 vitesses et 2 pressions de contact.

La figure 3.14 montre la même tendance avec moins de dispersion. Cependant, comme  $h_c < h_r$ , l'adimensionnement est plus élevé et surestime encore plus le ratio  $\lambda/h$  par rapport au modèle de Saffman-Taylor.

La littérature prédit la validité de l'équation 3.21 jusqu'à des valeurs du nombre capillaire inférieures à 1 [Tabeling et al., 1987]. En effet, la dispersion observée est accrue au-delà de  $Ca = 1$ . Ceci semble confirmer qu'un mécanisme de « sélection » de longueur d'onde différent se met en place à fort  $Ca$ .

### 3.4 Analyse spatiale des périodes de digitation autour du sillage

Nous nous intéressons maintenant aux digitations qui se forment sur le pourtour du sillage en aval du contact. Compte-tenu de la déformation élastique des surfaces, couplée à la dynamique de l'écoulement, la principale difficulté réside dans l'estimation des variations de hauteur en s'éloignant du contact (figure 3.15). Si les épaisseurs peuvent être

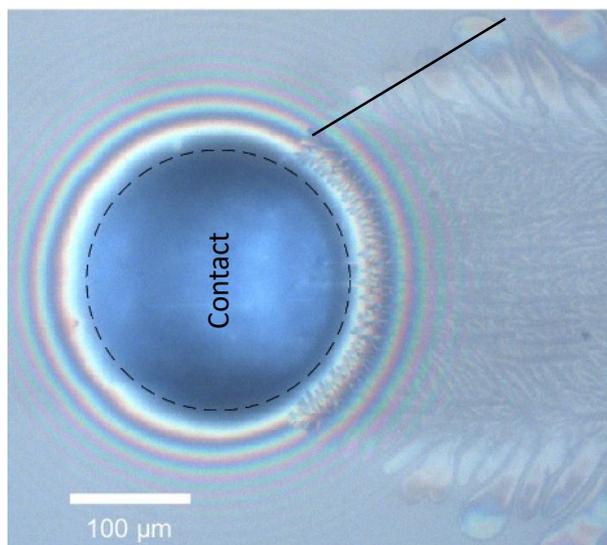


FIGURE 3.15 – *Interférogramme d’un contact EHD entraînant une huile de base PAO40 de viscosité  $\eta \approx 0,71 \text{ Pa} \cdot \text{s}$  à  $0,01 \text{ m/s}$  en roulement pur. Le cercle en pointillés noirs surligne le contact hertzien. Le trait continu noir représente la ligne choisie pour mesurer la longueur d’onde des digitations autour du sillage.*

mesurées aisément dans le contact, à la sortie immédiate du contact, les mesures interférométriques deviennent impossibles, en particulier au fur et à mesure de l’éloignement. Nous devons estimer ces épaisseurs par une autre méthode. On suppose que la distance bille-disque est constante à équidistance du centre du contact dans le divergent. On peut donc réaliser la mesure d’épaisseur comme si elle se situait dans le plan médian du sillage. Ainsi, on considère qu’en tout point équidistant du centre du contact, appartenant au divergent, les distances séparant bille et disque sont identiques.

### 3.4.1 Discussion sur l’échelle de mesure des digitations

Les travaux de [Auerbach and Strobel \[1995\]](#) montrent que l’instabilité de Saffman-Taylor peut donner lieu à l’apparition de nombreuses échelles, avec des structures fractales se déployant autour de digitations principales dans une cellule de Hele-Shaw, pour un écoulement radial. Un processus physique similaire semble se produire dans le cadre de la lubrification EHD d’un contact ponctuel. Il faut alors s’intéresser à la dimension cohérente pour estimer le phénomène à modéliser. La structure de ces fractales est irrégulière, tant dans ses dimensions que ses orientations. De plus, lorsqu’on s’intéresse à leur périodicité, on peut se demander si les digitations voisines ont une dimension fractale similaire qui les rendraient comparables. De même, au sein d’une même digitation primaire, les digitations secondaires, donc de dimension 2, peuvent donner lieu à des tailles de fractales plus ou

moins grandes. L'échelle de mesure et, par suite, celle de comparaison des différents objets, devient complexe à déterminer, y compris pour une même dimension fractale. Sinon, faut-il comparer les dimensions fractales des digitations dont les périodes peuvent être variables ou faut-il fixer un ordre de grandeur de la période à étudier sans se soucier de la dimension fractale ? La résolution de la caméra est également un facteur limitant de nos observations. Il existe probablement des dimensions inférieures à celles observées mais dont on ne peut pas distinguer les tailles.

Les figures 3.16 et 3.17 montrent l'évolution de l'aspect des doigts formés en aval du contact en fonction des conditions d'essai. La figure 3.16 inclut l'ensemble du contact hertzien et le début du sillage, tandis que la figure 3.17 est un grossissement sur les digitations. Lorsque la viscosité augmente, par exemple figure 3.17 de (1.a) à (3.a), on observe clairement une augmentation de la gamme d'échelles présentes dans l'interface, qui apparaît très déstructurée en (3.a). Si l'augmentation de la viscosité du lubrifiant semble jouer un rôle, l'impact de la vitesse est moins évident pour l'huile la plus visqueuse (PAO100 à la ligne 3). Cette saturation pourrait être liée au fait que la figure (3.c) correspond à  $Ca \approx 9,9$ , et que comme indiqué précédemment, le mécanisme présenté dans la section 3.2 n'est probablement pas valide à fort nombre capillaire [Tabeling et al., 1987]. Pour les images 3.17 (1.a) et (1.b), les digitations et leurs dimensions paraissent faciles à déterminer car la dimension fractale ne semble pas dépasser 1. En revanche, pour les autres images, on observe des structures fractales de dimension plus élevée. Nous avons fait le choix d'étudier les périodes des digitations primaires et non celles de chaque ramification du fait de la direction d'étalement des digitations. Il s'agit de choisir des directions parallèles et de considérer que la structure d'un doigt peut être complexe mais n'a qu'une racine. Ainsi, la digitation dans notre étude est définie comme la branche primaire formée par l'interaction entre les fluides et non les perturbations successives pouvant apparaître à l'intérieur de la branche principale.

La figure 3.18 présente différentes périodes de digitations de périodes  $\lambda_i$  en différents points  $M_i$  à des distances  $r_i$  du centre du contact. La période estimée ne prend pas la largeur du doigt au sens strict mais la distance du bord de la digitation la plus proche du contact au bord homologue du doigt voisin. La distance  $r_i$  entre le doigt  $i$  et le centre du contact sera prise au point  $M_i$ , milieu de la période de digitation. L'estimation des épaisseurs d'huile est cruciale pour la comparaison au modèle (équation 3.21) mais est une source d'incertitudes, notamment à cause du choix des points  $M_i$ . On peut noter que la digitation prend une place prépondérante dans la période. Les limitations du bord d'un doigt au bord du doigt suivant servent essentiellement à découper régulièrement les digitations.

Les digitations successives, dans un même essai ou d'un essai à l'autre, sont de dimensions différentes. Nous ne pouvons donc pas moyenner sur une même image comme dans la section 3.1.2 compte tenu des variations spatiales évidentes sur les visualisations

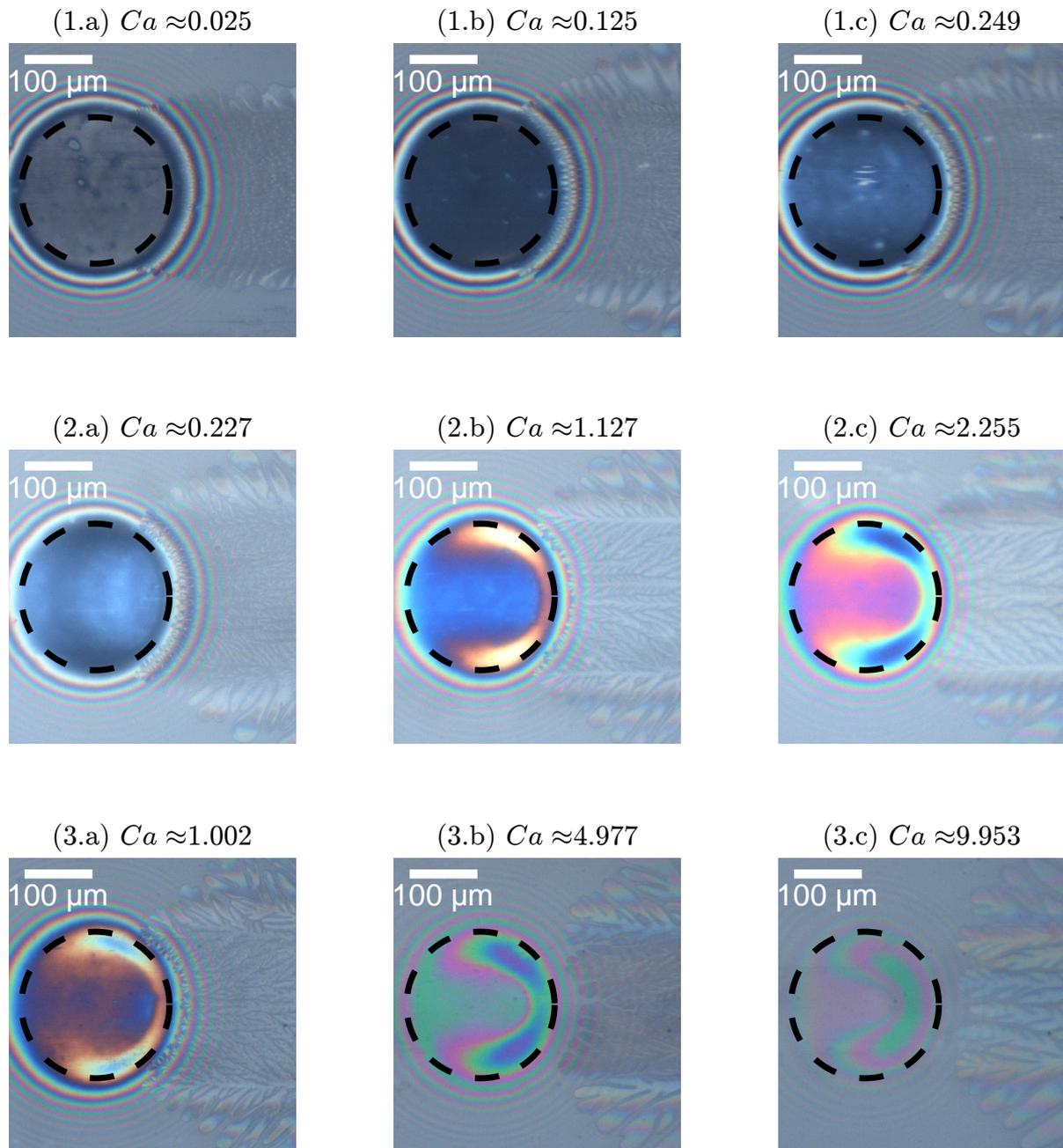


FIGURE 3.16 – Evolution des structures fractales de digitations en bordure de sillage en fonction du nombre capillaire caractéristique contact EHD. Les lignes numérotées de (1) à (3) concernent respectivement la PAO8, la PAO40 et la PAO100 (de la moins visqueuse à la plus visqueuse). Les colonnes nommées de (a) à (c) correspondent respectivement aux vitesses d'écoulement dans l'ordre croissant 0,01 m/s, 0,05 m/s et 0,1 m/s. Les expériences sont toutes menées en roulement pur avec un contact entre une bille en acier et un disque en silice pour une pression de 267 MPa.

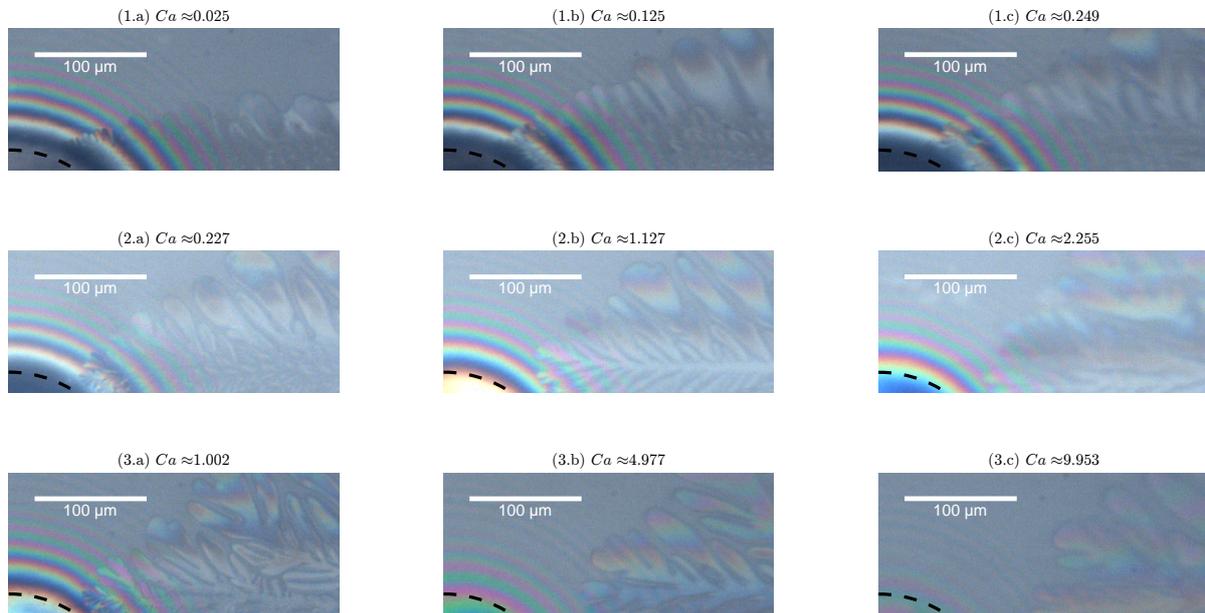


FIGURE 3.17 – *Grossissement sur la zone d'intérêt en bordure de sillage montrant l'évolution des digitations en fractales en fonction du nombre capillaire de l'essai. Les lignes numérotées de (1) à (3) concernent respectivement la PAO8, la PAO40 et la PAO100 (de la moins visqueuse à la plus visqueuse). Les colonnes nommées de (a) à (c) correspondent respectivement aux vitesses d'écoulement dans l'ordre croissant 0,01 m/s, 0,05 m/s et 0,1 m/s. Les expériences sont toutes menées en roulement pur avec un contact entre une bille en acier et un disque en silice pour une pression de 267 MPa.*

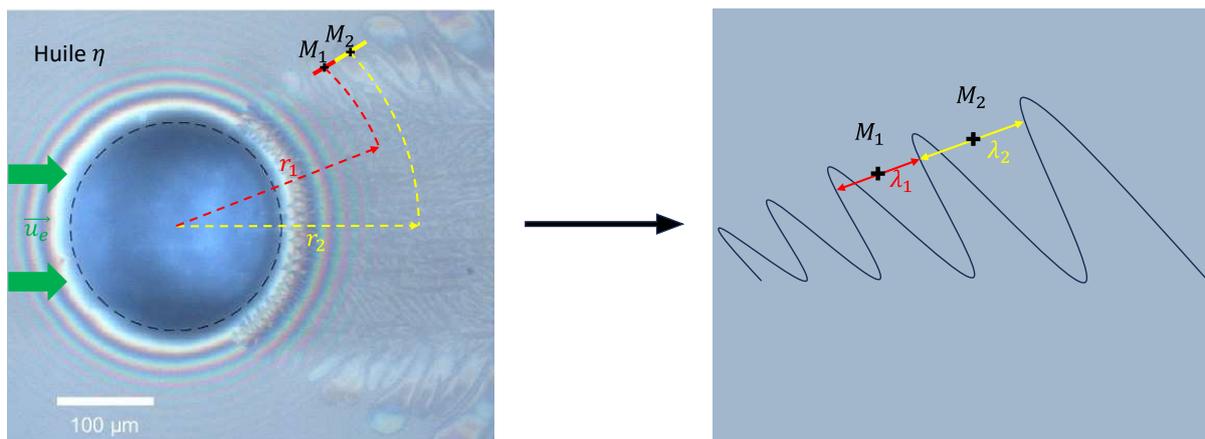


FIGURE 3.18 – *Ligne considérée pour mesurer la longueur d'onde des digitations autour du sillage lors d'un essai d'écoulement avec une huile de viscosité  $\eta$  entraînée à la vitesse  $u_e$  dans le contact EHD.*

(les doigts s'agrandissent loin du contact) qui seront discutées dans la section suivante. Nous analyserons ensuite l'influence des différents paramètres physiques, notamment la viscosité et la vitesse sur ces instabilités.

### 3.4.2 Variations spatiales de la longueur d'onde

Nous observons sur la figure 3.17 une variation spatiale de la taille des digitations : celles-ci s'agrandissent lorsqu'elles s'éloignent du contact. Cette amplification est prédite par le modèle de Saffman-Taylor présenté en sous-section 3.2.1, puisque la longueur d'onde doit être proportionnelle à l'épaisseur de film, à  $Ca$  fixé. Nous traçons, sur la figure 3.19, la variation des périodes de digitations en fonction de la distance au centre du contact adimensionnée par  $a$ , le rayon du contact de Hertz. Chaque graphique présente les résultats obtenus pour une huile donnée. Les autres paramètres varient selon les légendes associées. Les couleurs sont associées aux vitesses et les formes à la nature des disques utilisés, dont l'élasticité gouverne la pression dans le contact à chargement identique.

Les quatre graphiques de la figure 3.19 permettent de relever une tendance où la longueur d'onde semble suivre une loi parabolique en fonction de la distance  $r$  au centre du contact :  $\lambda \sim r^2$ . Cette évolution correspond qualitativement à la tendance  $h \sim r^2$  attendue pour l'écart bille-plan, et montre que la longueur d'onde varie bien proportionnellement à l'épaisseur  $h$ . Notons toutefois la forte dispersion sur plusieurs séries de mesures, en raison de l'ambiguïté de l'estimation de  $\lambda$  discutée au paragraphe précédent.

### 3.4.3 Effets hydrodynamiques

La figure 3.20 donne l'évolution de la période de digitation en fonction du nombre capillaire. Les nuages de points étalés, à nombre capillaire constant, mettent en évidence les variations spatiales, c'est-à-dire l'augmentation de  $\lambda$  avec  $r/a$ , à  $Ca$  fixé. La figure 3.21 présente ensuite les variations de  $\lambda/h$  en fonction de  $Ca$ . L'ordre de grandeur du ratio est cohérent avec celui prédit par l'équation 3.21 (représentée en tirets noirs), mais la tendance en  $Ca^{-1/2}$  n'est pas observée, même pour les petites valeurs de  $Ca$ .

Les raisons à ce mauvais accord entre modélisation et mesures peuvent être les suivantes :

- Comme évoqué précédemment, la mesure de la longueur d'onde est soumise à une forte incertitude, en particulier dans les cas où des doigts de plusieurs échelles de longueurs sont présents.
- Il existe également une incertitude sur l'estimation de l'épaisseur  $h$ , qui n'est pas mesurée directement.
- Comme on le constate sur la figure 3.17, et comme cela a été évoqué dans [Tabeling et al. \[1987\]](#), le mécanisme de formation des digitations provoque une forme de

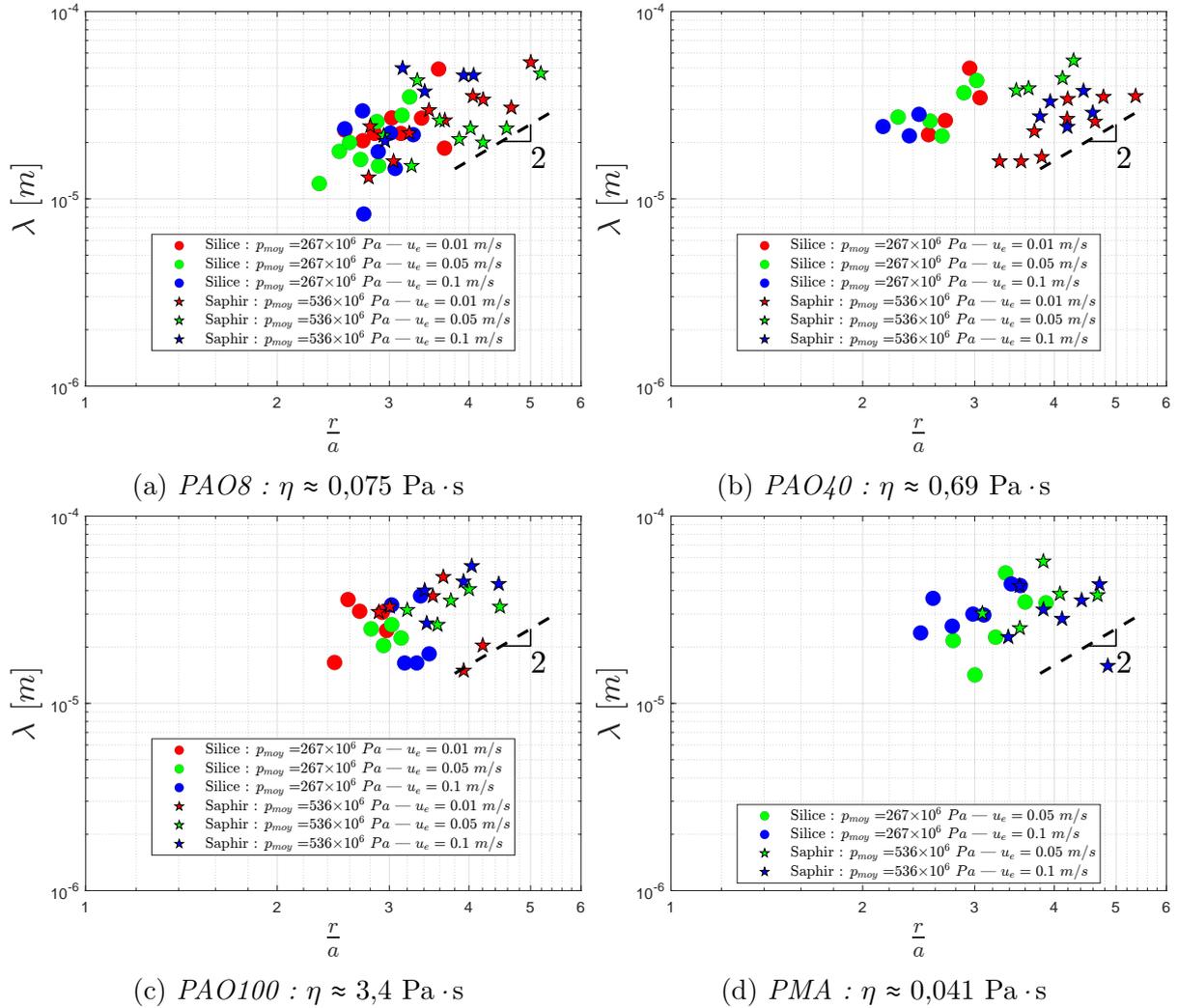


FIGURE 3.19 – Variation de la longueur d'onde en fonction de la distance au centre du contact, adimensionnée par le rayon de contact, pour chaque huile.

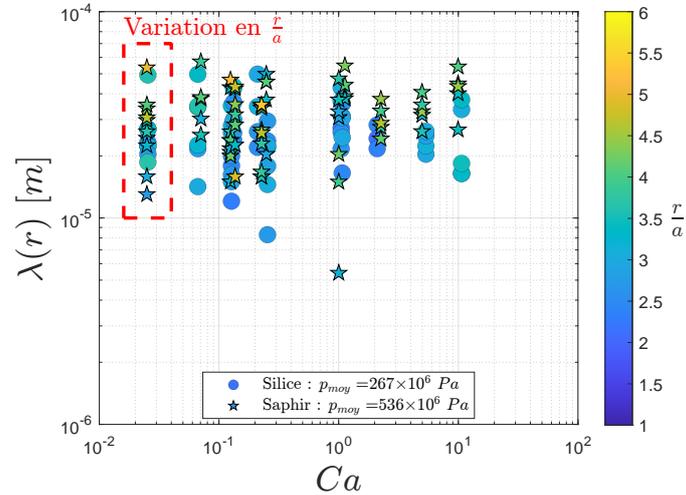


FIGURE 3.20 – Evolution de la période de digitations en plusieurs points  $M_i$  situés à des distances  $r_i$  du contact, en fonction du nombre capillaire.  $a$  est le rayon du contact de Hertz. Les essais sont réalisés sur un contact EHD en roulement avec 4 viscosités, 3 vitesses d'entraînement (2 vitesses pour la PMA+) et 2 pressions de contact.

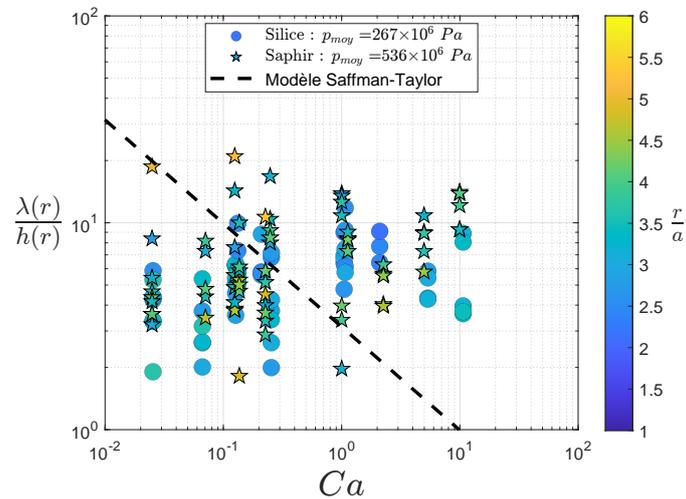


FIGURE 3.21 – Evolution de la période de digitations adimensionnée par l'épaisseur  $h(r_i)$  en plusieurs points  $M_i$  situés à des distances  $r_i$  du contact en fonction du nombre capillaire.  $a$  est le rayon du contact de Hertz. Essais effectués avec 4 viscosités, 3 vitesses, 2 pressions de contact.

saturation de leur périodicité à fort  $Ca$ .

- Enfin, et surtout, l'équation 3.21 a été montrée dans le cas simple de l'instabilité de Saffman-Taylor 1D, ou dans le cas de l'instabilité de l'imprimeur pour lequel l'écoulement moyen est invariant avec la profondeur, avec une interface perpendiculaire à la vitesse : ici l'interface est inclinée par rapport à la direction de la vitesse, et cet angle dépend de la vitesse et de la viscosité de l'huile. Le caractère fortement tridimensionnel de l'écoulement au voisinage de l'interface ne peut plus être négligé. Il paraît, en outre, vraisemblable que l'impact du nombre capillaire sur la topologie de l'écoulement joue un rôle dans la sélection de longueur d'onde : cet aspect n'est pas capturé par le modèle décliné dans la section 3.2.

### 3.5 Amplitudes des digitations le long du sillage

La figure 3.22 présente à nouveau le contact et son sillage. Les lignes continues rouge et jaune indiquent l'amplitude des digitations, qui augmente avec l'éloignement au contact. La figure 3.22 schématise également le traitement des images qui a été appliqué pour extraire ces amplitudes de digitations à une distance donnée par rapport au centre du contact.

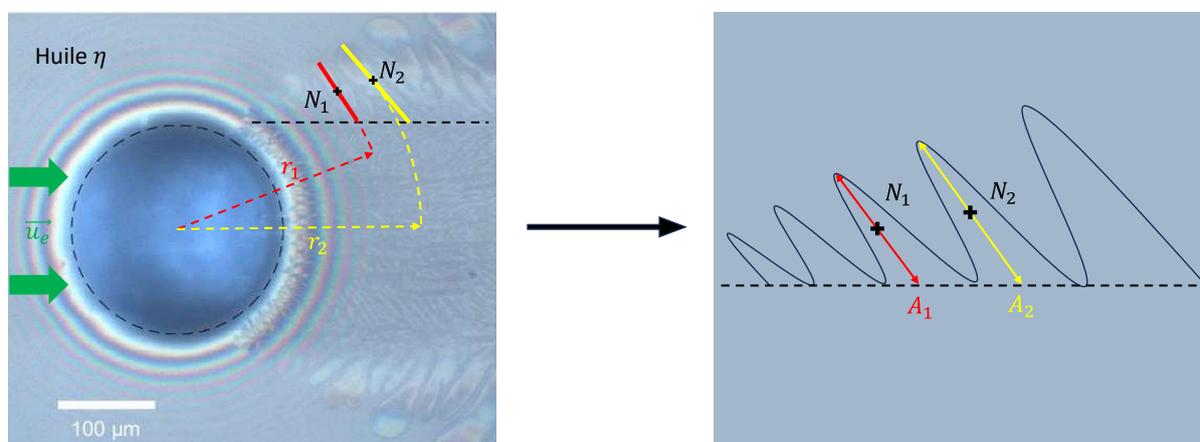


FIGURE 3.22 – Exemples d'amplitudes successives considérées pour étudier les variations des amplitudes des digitations formées dans un contact EHD avec une huile de viscosité  $\eta \approx 0,71 \text{ Pa} \cdot \text{s}$ , entraînée à la vitesse  $u_e = 0,01 \text{ m/s}$ .

On considère que la position de la digitation est ponctuelle en  $N_i$ , le milieu de l'amplitude. Ainsi, on peut corréliser les variations d'amplitude en fonction de la distance  $r_i$  entre le centre du contact et  $N_i$ .

## 3.5.1 Variations spatiales de l'amplitude des digitations

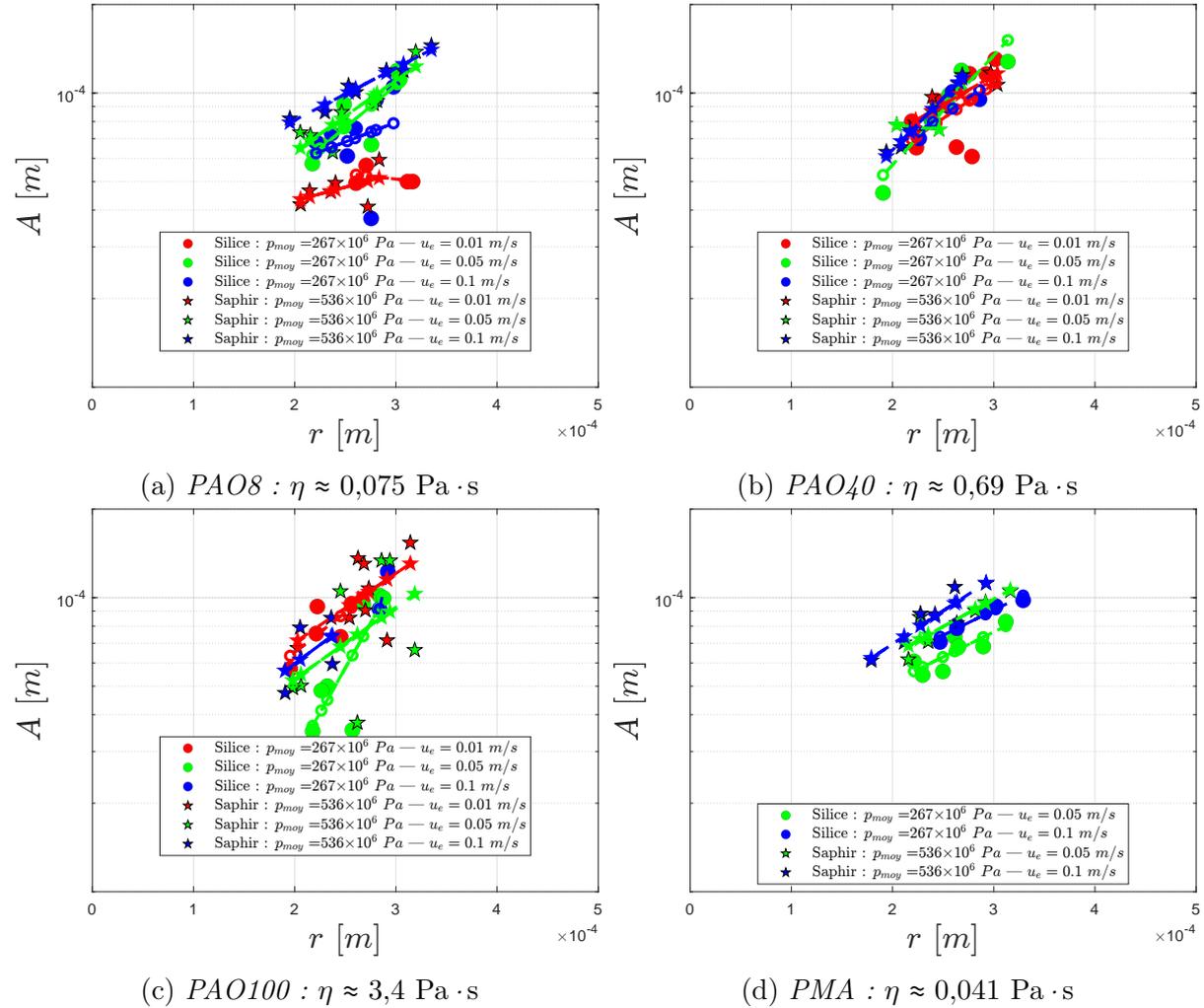


FIGURE 3.23 – Evolution de l'amplitude en fonction de la distance au centre du contact pour chaque huile, pour l'ensemble des conditions de vitesse d'entraînement et de pression de contact explorées dans ce travail.

L'analyse de stabilité linéaire introduite dans la section 3.2 était une analyse temporelle, où l'amplitude des perturbations croît de façon exponentielle en fonction du temps. Le taux de croissance temporel du mode le plus instable peut être évalué en prenant la valeur du taux de croissance, donnée par l'équation 3.18, pour  $q_{max}$  le nombre d'onde du mode le plus instable  $0,01 \leq Ca \leq 1$  :

$$\begin{aligned}\omega(q_{max}) &= \left( \frac{2\sqrt{Ca}}{h} - \frac{\gamma h^2}{12\eta u_e} \cdot \left( \frac{2\sqrt{Ca}}{h} \right)^3 \right) \cdot u_e \\ \omega(q_{max}) &= \frac{4}{3} \cdot \frac{\sqrt{Ca}}{h} \cdot u_e\end{aligned}\quad (3.24)$$

Nous observons dans l'expérience une croissance *spatiale* et non temporelle : la transition du spatial au temporel peut se faire de façon simple via la vitesse, si nous suivons l'hypothèse de Gaster valable pour les taux de croissance modérés [Gaster, 1968]. Le taux de croissance spatial est alors  $k_{max} = \omega(q_{max})/u_e$  :

$$k_{max} = \frac{4}{3} \cdot \frac{\sqrt{Ca}}{h} \quad (3.25)$$

Notons qu'un taux de croissance « modéré » signifie que le taux de croissance temporel doit être petit devant la pulsation  $k_{max} \ll q_{max}$ , ce qui n'est pas rigoureusement vrai ici puisque  $k_{max}/q_{max}$  est certes plus petit que 1 mais vaut  $2/3$ .

Les épaisseurs sont de l'ordre de quelques micromètres pour les mesures considérées. Sur la gamme de nombre capillaire explorée, les valeurs de  $k_{max}$  devraient donc être de l'ordre de  $10^5$ . Les pentes mesurées sur la figure 3.23 sont significativement plus basses, de l'ordre de  $5 \times 10^3$ .

Cette différence est probablement due en partie aux limitations indiquées à la fin de la section 3.4.3. De plus, l'analyse de la section 3.2 est une analyse de stabilité linéaire qui suppose que la perturbation déforme peu l'interface : il est très probable que, du fait de sa croissance le long du sillage, l'instabilité soit ici saturée par l'écoulement qui contourne la bille, et que des effets non linéaires limitent l'étirement des doigts, et contrôlent la forme des digitations. Nous discutons maintenant l'influence des paramètres hydrodynamiques sur l'amplitude de ces digitations.

### 3.5.2 Effets hydrodynamiques

La figure 3.24 montre l'évolution de l'amplitude des doigts en fonction du nombre capillaire, pour l'ensemble des huiles, vitesses et disques étudiés, dans un intervalle de distance au contact compris entre  $1,8a$  et  $3,4a$ . Ce choix permet d'évaluer l'influence de  $Ca$  en s'affranchissant des variations spatiales. Nous observons qu'à faible  $Ca$  l'amplitude des doigts augmente, en accord avec les visualisations de la figure 3.17. Cette amplitude semble saturer, voire diminuer au-delà de  $Ca = 1$ . La figure 3.25 montre ensuite l'évolution du ratio  $A/h$  en fonction de  $Ca$ . Le ratio augmente également pour les  $Ca < 1$ , ce qui montre que l'accroissement d'amplitude des doigts avec  $Ca$  n'est pas simplement dû à l'augmentation de l'épaisseur  $h$ . Comme pour l'évolution de l'amplitude seule, une saturation est observée pour  $Ca > 1$ .

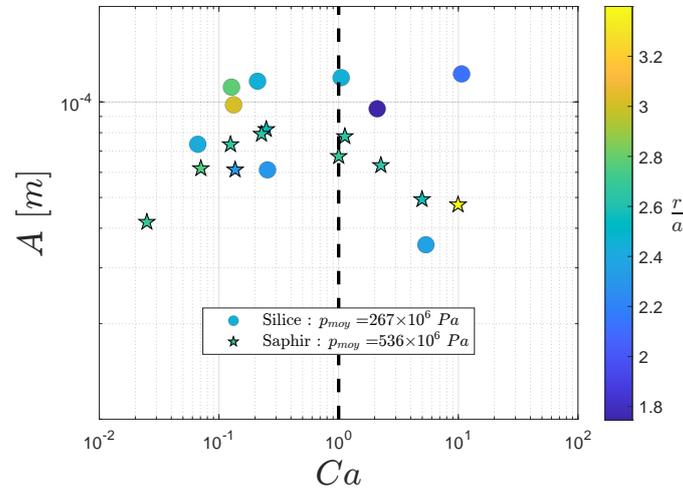


FIGURE 3.24 – Evolution de l’amplitude des digitations en fonction du nombre capillaire, pour  $r/a \in [1,8 ; 3,4]$  où  $a$  est le rayon du contact de Hertz. Les essais de lubrification EHD en roulement pur sont effectués pour un plan d’expériences complet (4 viscosités, 3 vitesses, 2 pressions de contact).

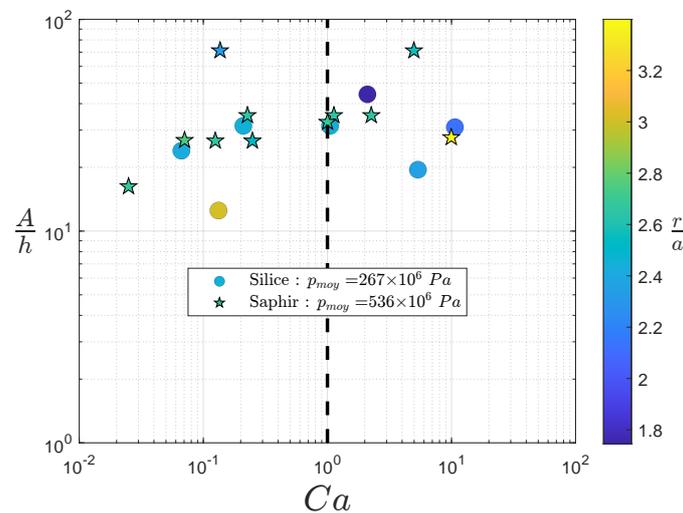


FIGURE 3.25 – Evolution de l’amplitude de digitation adimensionnée en fonction du nombre capillaire, pour  $r/a \in [1,8 ; 3,4]$  où  $a$  est le rayon du contact de Hertz. Les essais de lubrification EHD en roulement pur sont effectués pour un plan d’expériences complet (4 viscosités, 3 vitesses, 2 pressions de contact).

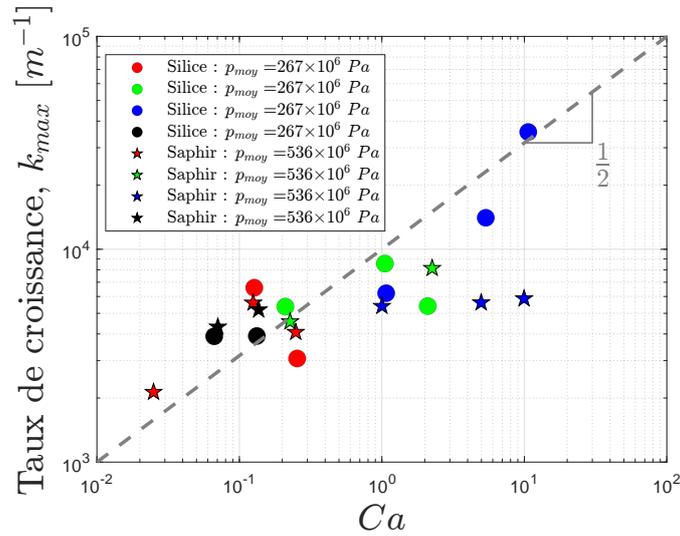


FIGURE 3.26 – Taux de croissance des amplitudes de digitations en fonction du nombre capillaire  $Ca$ . Les essais de lubrification EHD en roulement pur sont effectués pour un plan d'expériences complet (4 viscosités, 3 vitesses, 2 pressions de contact).

La figure 3.26 présente le taux de croissance de l'amplitude de digitations en fonction du nombre capillaire pour l'ensemble des expériences réalisées. On observe une augmentation du taux de croissance maximal,  $k_{max}$ , en fonction du nombre capillaire. Cette augmentation semble cohérente avec une augmentation linéaire de pente 1/2 dans le diagramme logarithmique, correspondant à :  $k_{max} \sim \sqrt{Ca}$ . Cette similitude tend à confirmer le modèle de prédiction défini dans l'équation 3.25. La variation du taux de croissance montre que la formation et le maintien des digitations sont favorisés par les conditions donnant des nombres capillaires élevés.

L'un des principaux problèmes de l'étude spatiale aux abords du sillage est la géométrie du divergent. Les doigts successifs ne sont pas de même hauteur, et surtout la hauteur  $h$  varie continûment d'une extrémité à l'autre d'un même doigt. Il est compliqué de déterminer la hauteur pertinente et représentative pour chaque digitation. De façon générale, les fortes variations spatiales rendent ambiguë la mesure *spatiale* des longueurs d'onde, que nous estimerons, dans la section suivante, par une approche différente basée sur une analyse temporelle.

### 3.6 Analyse de la périodicité des digitations par une approche temporelle

Les mesures précédentes reposent sur des observations spatiales, réalisées à l'aide du tribomètre DeltaLab. Si on étudie une vidéo du contact dynamique captée en nuances de gris de l'écoulement, on peut observer le déplacement des doigts, clairs sur un fond foncé. Le passage alternatif de zones sombres et éclaircies pour un pixel donné permet d'évaluer la fréquence de passage des doigts. Nous proposons ici d'analyser ces variations temporelles en chaque pixel via une analyse spectrale. Cette mesure, locale, s'affranchit du problème de la mesure de longueur d'onde sur une longueur finie.

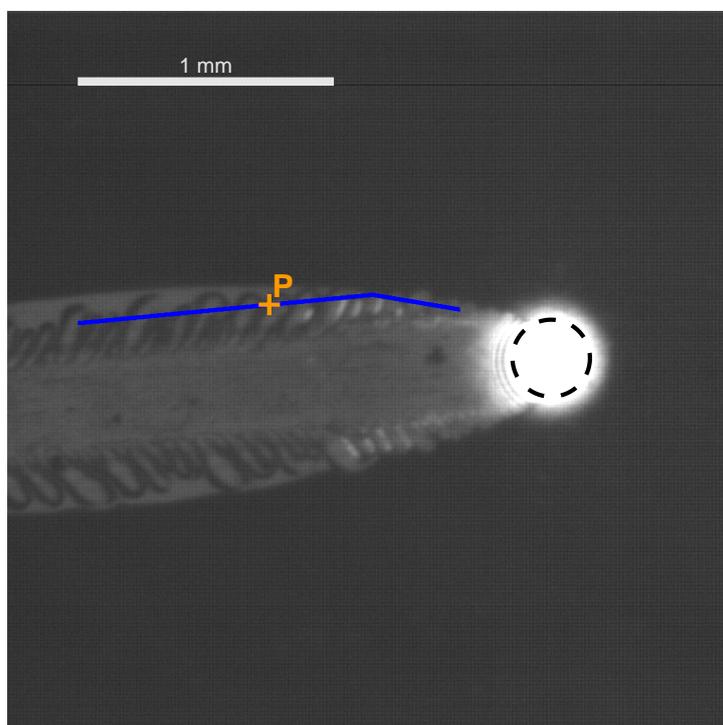


FIGURE 3.27 – Image instantanée extraite d'une vidéo d'observation des digitations de part et d'autre du sillage. La ligne bleue regroupe l'ensemble des points étudiés.  $P$  est un pixel particulier de la ligne bleue et sera pris comme exemple pour illustrer la méthodologie de l'analyse temporelle. L'essai correspond à un contact EHD réalisé avec l'huile PAO8, entre une bille en acier et un disque en silice, pour un effort de chargement de 20 N et une vitesse d'entraînement  $u_e = 0,025$  m/s.

La figure 3.27 montre l'aval d'un écoulement. On s'intéresse à tous les pixels le long de la ligne bleue. L'un de ces pixels est modélisé par le point  $P$ . En  $P$ , pour chaque image de la vidéo, nous relevons la nuance de gris.

La figure 3.28 schématise deux positions successives de l'écoulement. A l'instant  $t_0$ ,  $P$  se trouve dans le doigt représenté en jaune. Le pixel est dans une nuance de gris donnée. A l'instant suivant  $t_0 + \Delta t$ , le même point  $P$  se trouve en dehors du doigt, car le doigt a avancé avec l'écoulement tandis que  $P$  est fixe, nous observons toujours le même point par rapport au contact.

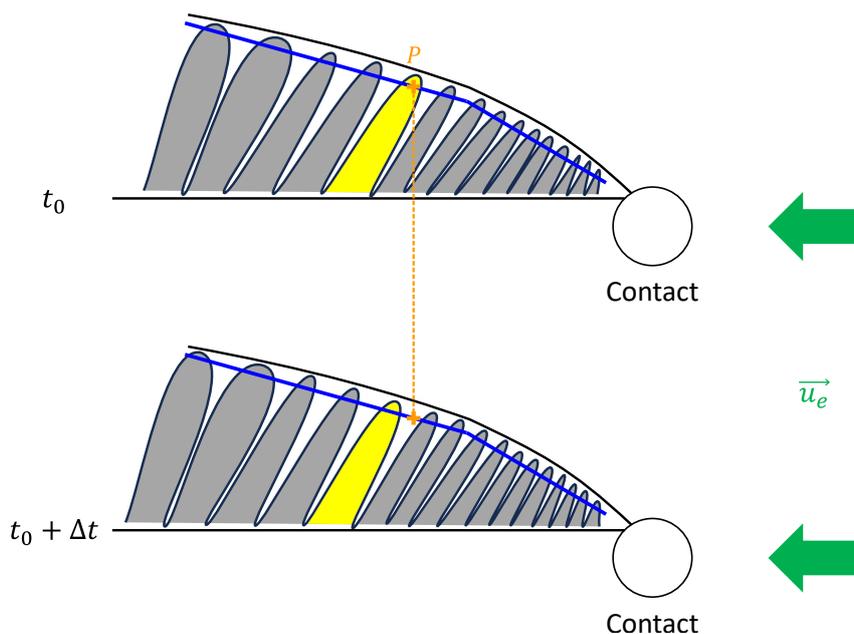


FIGURE 3.28 – Méthodologie d'acquisition des données temporelles observées au point  $P$ . Les digitations se déplacent de la droite vers la gauche. Le point  $P$  d'observation est fixe et on relève la nuance du pixel, qui traduit l'inclusion ou non du point dans une digitation. L'opération est répétée en chaque point de la ligne bleue.

Cette observation eulérienne de l'écoulement, permet d'enregistrer les nuances de gris successives de chaque pixel pour toutes les images. Ces nuances de gris forment un signal périodique dont on peut calculer le spectre des fréquences. Les spectres sont calculés à l'aide de la fonction *pwelch*, de *Matlab* qui permet de réaliser une FFT en optimisant le découpage et le moyennage du signal.

On peut définir cette fonction à partir de quatre paramètres :

- $x$  est le vecteur contenant les valeurs du signal correspondant à la nuance de gris du pixel pour une image. Il est de longueur  $N_x$  et on cherche à en déterminer le spectre ;
- $nsc$  définit la longueur des sections découpant  $x$  afin d'obtenir les segments d'échantillonnages les plus longs possibles pour s'approcher de 8 segments et 50 % de recouvrement (nov) sans excéder ces caractéristiques. Le fenêtrage de hamming permet de filtrer, par tranche, le signal  $x$  sur un Dirac de 64 points ;

- $nov$  est le paramètre qui détermine le taux de recouvrement des sections ;
- $nff$  est défini comme le nombre de points maximum entre un nombre défini et l'entier immédiatement supérieur au logarithme binaire de  $N_x$ .

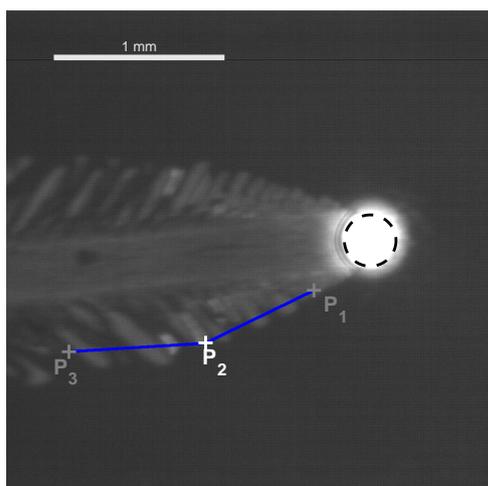
Ainsi, on peut tracer une cartographie du spectre des fréquences en chaque pixel analysé.

La figure 3.29 présente une image d'écoulement EHD de l'huile PAO8 à 0,063 m/s et les cartographies associées de la fréquence et de la longueur d'onde des digitations en fonction de la distance au centre du contact. Cette figure montre une évolution de la fréquence relativement monotone et en particulier décroissante en fonction de la position dans le sillage. Cela traduit en effet la croissance de la longueur d'onde dans le divergent en s'éloignant du contact. La cartographie de la longueur d'onde, tracée avec la relation  $\lambda = u_e/f$  confirme cette croissance. La fréquence maximale est d'environ 250 Hz au voisinage du contact, puis décroît jusqu'à une valeur moyenne de l'ordre de 200 Hz pour les points du sillage les plus éloignés du contact. Les valeurs de longueur d'onde associées à ces fréquences sont cohérentes avec celles portées dans la figure 3.19. Le saut dans la variation de fréquence (ou de longueur d'onde) entre les abscisses 8 et 9 peut s'expliquer par une limitation de l'analyse temporelle présentée ici. En effet, le système de traitement mis en place simplifie l'image, transformée en nuance de gris. On suppose que les zones claires sont des digitations et les zones sombres sont des zones remplies de lubrifiant liquide. Cette interprétation binaire de l'écoulement engendre une appréciation qui peut être erronée par des reflets ou des changements de lumière. Le traitement par teinte de gris permet d'automatiser l'acquisition et l'analyse d'un grand nombre d'images, mais ces teintes ne peuvent pas être filtrées. Par ailleurs, les doigts les plus à gauche de l'image, sont plus fins mais avec des contours plus marqués. Pour ceux-ci, la période ne correspond pas à la largeur des doigts.

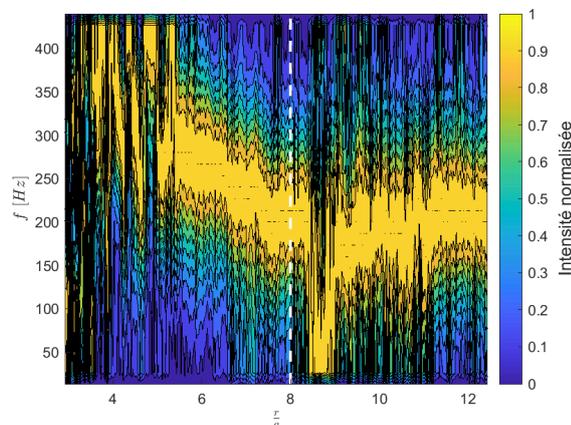
Les cas précédents étaient focalisés pour une structure de sillage ouvert. La figure 3.30 illustre la dynamique des digitations sur une structure de divergent correspondant, cette fois-ci, à un sillage fermé. Les digitations sont circonscrites dans une bulle de cavitation dont la topologie force leurs décroissances. Par ailleurs, l'évolution par paliers de la fréquence des digitations peut s'interpréter comme la rétractation de certaines digitations afin de permettre le développement des digitations voisines. Sur les cartographies, cela se traduit par une augmentation de la fréquence, et donc une diminution de la longueur d'onde pour les points les plus éloignés du contact (à droite sur les cartographies :  $r > 8a$ ).

## 3.7 Conclusions

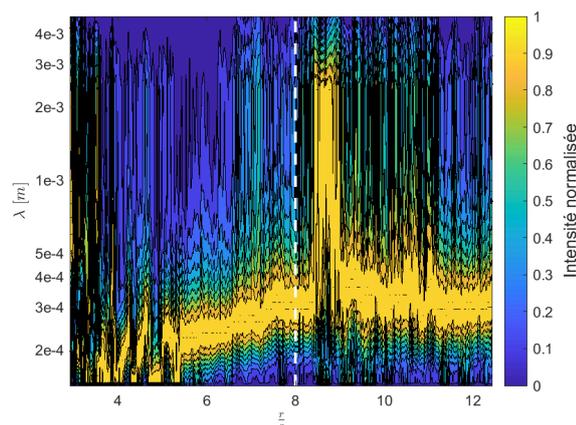
Nous avons étudié les structures des digitations formées dans le divergent du contact et évalué leurs caractéristiques en fonction des paramètres d'écoulement afin d'en identifier l'origine. Elles s'observent à la rupture du film dans la zone de divergent mais également



(a) Image du film

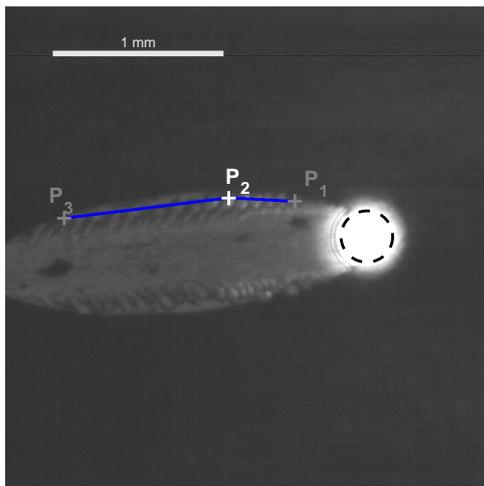


(b) Cartographie de fréquences

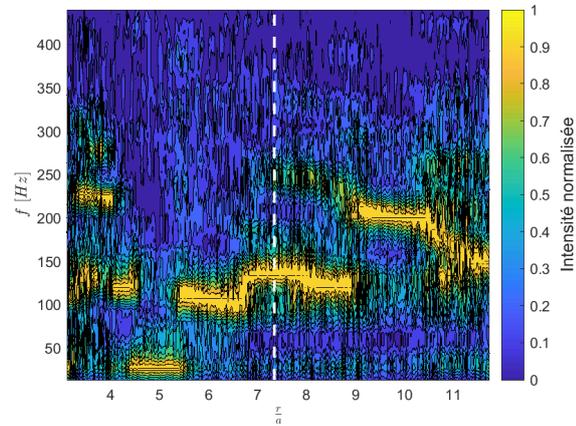


(c) Cartographies des longueurs d'onde

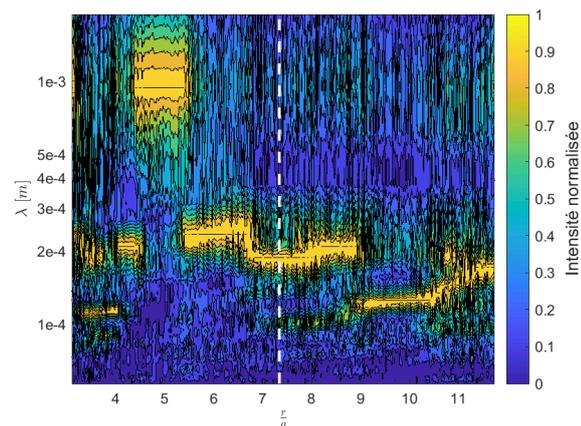
FIGURE 3.29 – Image extraite de la vidéo du sillage ouvert d'un contact EHD (a) avec les cartographies associées de la fréquence (b) et de la longueur d'onde (c) en fonction de l'éloignement des pixels étudiés par rapport au centre du contact. L'axe vertical en trait pointillé blanc marque la position du pixel  $P_2$  sur les cartographies. L'essai présenté est effectué sur un contact EHD entre une bille en acier et un disque en silice sous un effort normal de 20 N et une vitesse d'entraînement de  $u_e = 0,063$  m/s avec une huile de base PAO8. Les points  $P_1$  et  $P_3$  correspondent aux extrémités radiales de la zone d'étude, respectivement la plus proche et la plus éloignée du contact. Sur l'image, (a) le contact est à droite et l'écoulement va vers la gauche. Sur les cartographies, le point le plus proche du contact est à gauche car l'échelle est croissante en s'éloignant du contact.



(a) Image du film



(b) Cartographie de fréquences



(c) Cartographies des longueurs d'onde

FIGURE 3.30 – Image extraite de la vidéo du sillage fermé d'un contact EHD (a) avec les cartographies associées de la fréquence (b) et de la longueur d'onde (c) en fonction de l'éloignement des pixels étudiés par rapport au centre du contact. L'axe vertical en trait pointillé blanc marque la position du pixel  $P_2$  sur les cartographies. L'essai présenté est effectué sur un contact EHD entre une bille en acier et un disque en silice sous un effort normal de 20 N et une vitesse d'entraînement de  $u_e = 0,025$  m/s avec une huile de base PAO8. Les points  $P_1$  et  $P_3$  correspondent aux extrémités radiales de la zone d'étude, respectivement la plus proche et la plus éloignée du contact. Sur l'image, (a) le contact est à droite et l'écoulement va vers la gauche. Sur les cartographies, le point le plus proche du contact est à gauche car l'échelle est croissante en s'éloignant du contact.

le long du sillage.

Dans la zone la plus proche du contact, la période des digitations augmente avec le produit d'entraînement. Cette évolution s'explique par le modèle de Saffman-Taylor qui décrit l'apparition d'instabilité à partir de l'interpénétration de deux fluides non-miscibles de viscosités différentes. Nous montrons ainsi l'influence des paramètres élastohydrodynamiques dans les instabilités.

Autour du sillage, au fur et à mesure de l'éloignement du contact, la croissance des longueurs d'onde semble pilotée au premier ordre par la géométrie du divergent. En ce qui concerne l'amplitude des digitations, la croissance exponentielle avec la distance d'éloignement est confirmée dans le divergent. De plus, le taux de croissance varie tel que :  $k_{max} \sim \sqrt{Ca}$ .

Enfin, une étude temporelle de l'écoulement a permis de confirmer les évolutions des longueurs d'onde de digitation en observant indirectement l'accroissement des doigts grâce à la variation temporelle d'une observation locale pour plusieurs points du sillage.

Ces résultats sont résumés sur la figure 3.31.

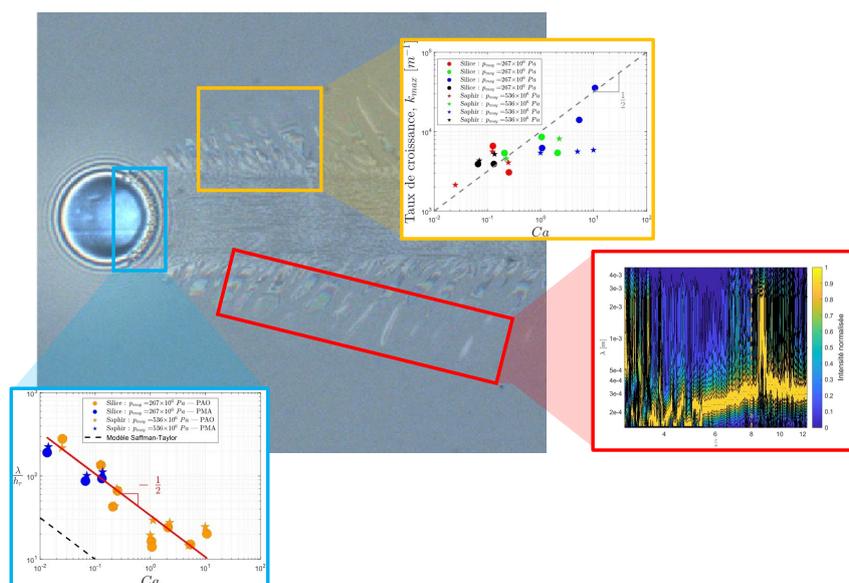


FIGURE 3.31 – Synthèse des évolutions des digitations en termes de périodicité et de taux de croissance, dans la zone de cavitation, proche du contact et au fur et à mesure de l'éloignement.

On pourrait également se demander si l'introduction d'un glissement entre les solides modifierait la forme de l'écoulement et ses caractéristiques. En particulier, l'orientation des doigts modifie de manière non négligeable la vitesse des digitations qui ne se déplaceraient pas à la vitesse de l'écoulement dans le sillage.

La relativement bonne prédiction des évolutions des périodes et amplitudes des digitations offerte par le modèle de Saffman-Taylor s'appuie sur l'hypothèse d'un divergent constitué de deux milieux fluides de viscosités différentes. Nous allons identifier et discuter la composition de ces fluides dans le chapitre suivant.



# La zone de cavitation : une source de production d'aérosols ?

---

## Sommaire

---

<b>4.1 Observations interférométriques d'un contact statique . . . . .</b>	<b>82</b>
4.1.1 Contact statique sec . . . . .	82
4.1.2 Contact statique imprégné . . . . .	83
<b>4.2 Analyse interférométrique d'un contact EHD . . . . .</b>	<b>85</b>
4.2.1 Description globale du contact : de l'amont vers l'aval . . . . .	85
4.2.2 Géométrie du divergent . . . . .	87
4.2.3 Chemin optique dans un milieu hybride . . . . .	89
<b>4.3 Identification du milieu interfacial dans le divergent . . . . .</b>	<b>91</b>
4.3.1 Observation microscopique de la zone de cavitation . . . . .	91
4.3.2 Analyse interférométrique du divergent . . . . .	93
4.3.3 Indice effectif du milieu diphasique . . . . .	96
4.3.4 Composition du milieu diphasique . . . . .	98
<b>4.4 Conclusions . . . . .</b>	<b>102</b>

---

Après avoir décrit dans le chapitre précédent les mécanismes physiques de rupture du film lubrifiant selon un processus d'instabilités locales d'écoulement dont la forme suit un modèle de Saffman-Taylor, nous montrons dans cette partie comment les digitations liquides se fragmentent en gouttelettes de tailles micrométrique ou submicrométrique. Pour cela, nous analysons le signal interférométrique issu de l'interaction de la lumière blanche avec les surfaces en contact dans la zone de cavitation, en termes de distribution et de variation locale de l'indice de réfraction.

## 4.1 Observations interférométriques d'un contact statique

L'interférométrie en lumière blanche est une technique déjà largement utilisée en tribologie, notamment via les travaux cités dans le chapitre 2 [Brémond, 2012, Ernesto, 2014, Bonaventure, 2017], pour mesurer d'une manière générale la distance entre deux surfaces, soit dans un contact sec, soit dans un contact lubrifié. Appliquée à ce dernier, cette technique de visualisation permet de déterminer les épaisseurs de films lubrifiants, allant jusqu'à un micromètre, entre la bille réfléchissante et un disque semi-réfléchissant avec une résolution nanométrique.

Dans ce chapitre, trois typologies de contact seront caractérisées grâce à l'interférométrie optique :

- le contact statique sec,
- le contact statique imprégné par un lubrifiant,
- le contact dynamique lubrifié séparé par un film mince de lubrifiant.

Le premier contact sert de référence pour étalonner en épaisseur la mesure interférométrique en l'identifiant à la séparation théorique sphère-plan déduite de la théorie de Hertz. A partir de là, le second contact permet de calibrer la mesure interférométrique de l'indice de réfraction du lubrifiant préalablement obtenu à l'aide d'un réfractomètre. Ces analyses optiques en mode statique associées à une simulation numérique du champ d'épaisseur du film lubrifiant, en dynamique, seront utilisées pour extraire un indice de réfraction local de la zone de cavitation et statuer sur la nature gazeuse ou non gazeuse du milieu.

### 4.1.1 Contact statique sec

La figure 4.1 montre un contact statique sec entre une bille en acier et un disque en saphir recouvert d'une couche de chrome semi-réfléchissante. Le chargement normal imposé est de 10 N. Le contact hertzien correspond au cercle entourant la tache gris clair centrale visible sur la figure 4.1 Elle est entourée d'une succession de **franges d'interférences** circulaires connues sous le nom d'anneaux de Newton. Ils sont concentriques au cercle de contact hertzien et de couleur uniforme. La longueur d'onde associée dépend du chemin optique parcouru par la lumière dans un milieu d'indice constant, ici l'air, et constitue donc une mesure directe de la distance de séparation entre un point de la bille et le point du disque situé à l'aplomb de celui-ci, que l'on appellera **entrefer**. La forme annulaire des franges révèle la nature axisymétrique du contact hertzien.

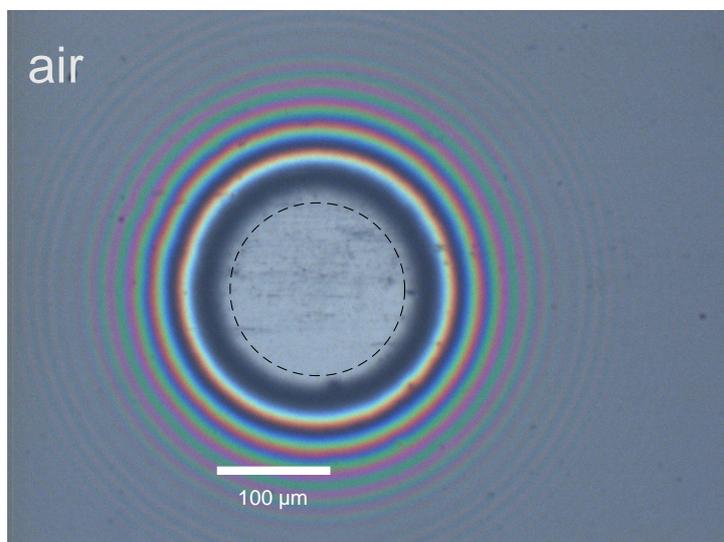


FIGURE 4.1 – *Contact statique entre une bille en acier et un disque en saphir, réalisé sous une force normale de 10 N. Il en résulte un cercle de contact hertzien délimité par le cercle en traits pointillés, d'un diamètre de 109  $\mu\text{m}$*

#### 4.1.2 Contact statique imprégné

Les observations faites sur un contact statique sec sont transposables à un contact immergé dans un liquide optiquement continu et homogène pouvant être caractérisé par un indice de réfraction strictement supérieur à 1.

La figure 4.2 présente un contact dit imprégné par un lubrifiant, ici une huile synthétique PAO8. La zone centrale de Hertz est totalement sèche tandis que son pourtour est plongé dans l'huile. Les deux figures sont d'apparence très similaire mais les points périphériques situés à la même distance du centre du contact ne présentent pas les mêmes couleurs selon que le point est dans l'air ou dans l'huile, malgré une géométrie identique. Le changement d'indice optique du milieu modifie la colorimétrie de l'image. L'observation du processus d'imprégnation d'un contact sec par l'huile permet de quantifier les effets optiques dus au changement du milieu. La figure 4.3 présente un contact statique chargé à 10 N entre une bille en acier et un disque en saphir dans lequel une goutte d'huile a été introduite. Il en résulte une imbibition du contact essentiellement régie par les forces capillaires amplifiées à cause de l'étroitesse de l'entrefer (de quelques dixièmes de micromètres à quelques micromètres) entre la bille et le plan au voisinage du contact hertzien qui crée un obstacle au front d'huile. Au passage de l'interface délimitée par la ligne triple air/huile/solide, les arcs des anneaux de Newton se décalent de l'intérieur vers l'extérieur du contact marquant ainsi la transition locale (à l'échelle de la résolution optique soit à quelques micromètres près) entre les régions mouillées par l'huile et les régions encore

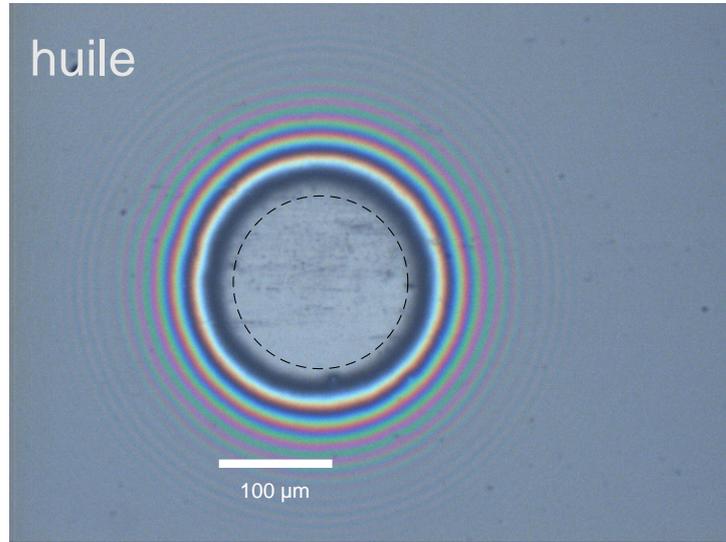


FIGURE 4.2 – *Contact statique entre une bille en acier et un disque en saphir. Le contact est fait par chargement d'une bille en acier sur un disque en saphir à 10 N, et imprégné de PAO8.*

non imbibées par le lubrifiant. Le cercle de rayon  $r_1$ , correspondant à la frange orangée dans l'air, se déplace alors dans l'huile sur un cercle de rayon  $r_2$  supérieur à  $r_1$  (voir figure 4.3). Cette discontinuité ne provient pas d'une variation de la géométrie, puisque le contact statique est axisymétrique, mais de la réduction de la vitesse de la lumière de  $c$  à  $c/n$  lorsqu'elle parcourt un milieu d'indice de réfraction  $n$ . Autrement dit, le passage du faisceau lumineux dans un milieu d'indice  $n > n_{air} = 1$ , dans un entrefer d'épaisseur constante, est équivalent, en termes de chemin optique, à la traversée par ce même faisceau lumineux d'un entrefer plus épais dans l'air. Cela se traduit par la relation, pour les épaisseurs  $h_{huile}(r)$  et  $h_{air}(r)$ , respectivement dans l'huile et dans l'air à une distance  $r$  du centre du contact par la relation suivante :

$$n_{huile} \cdot h_{huile}(r) = 1 \cdot h_{air}(r) \quad (4.1)$$

Ou encore :

$$h_{huile}(r) = \frac{h_{air}(r)}{n_{huile}} \quad (4.2)$$

La distance entre la sphère et le plan de part et d'autre de la ligne triple de contact étant constante, ce décalage de franges permet de déterminer l'indice de réfraction de l'huile. Celui-ci est d'abord mesuré pour les différents lubrifiants étudiés dans ce travail de thèse avec un réfractomètre. Les valeurs obtenues sont très similaires à celles fournies par *ExxonMobil* (tableau 4.1). Les mesures interférométriques utilisant le décalage de franges observé lors d'une expérience d'imbibition d'un contact statique sont ensuite réalisées, et

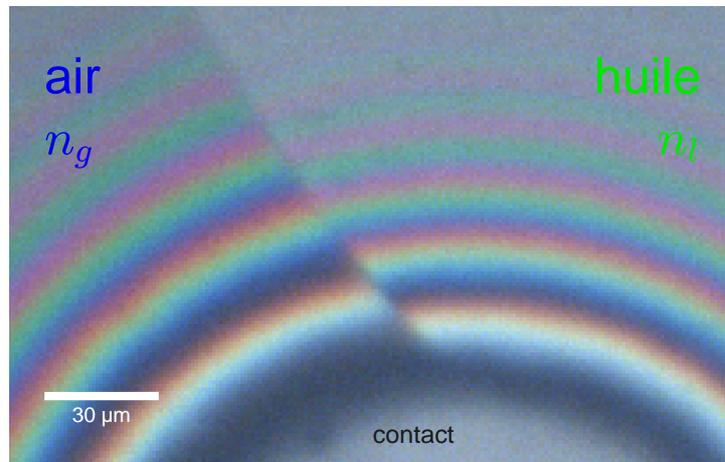


FIGURE 4.3 – Zoom sur un contact statique entre une bille en acier et un disque en saphir. Le contact est réalisé par chargement d'une bille en acier sur un disque en saphir à 10 N. L'image est captée en cours de l'imbibition du contact par le lubrifiant injecté à partir de la droite de l'image.

donnent là encore des résultats tout à fait comparables à ceux issus d'un réfractomètre, comme le montre le tableau 4.1. Cela permet de valider la méthodologie d'analyse des propriétés optiques du milieu emprisonné dans la zone de cavitation. Notons que la mesure réfractométrique est la moyenne de deux mesures obtenues, l'une avec un interféromètre de Abbe, l'autre avec un interféromètre électronique, dans les mêmes conditions. Les mesures obtenues sont les mêmes arrondies à  $10^{-3}$ .

L'interférométrie est une méthode classique pour mesurer la distribution des épaisseurs de films lubrifiants sur toute l'extension de la zone de contact en régime élastohydrodynamique. Dans la suite de ce chapitre et à la lumière de l'analyse optique de contacts statiques imprégnés, nous utiliserons cette technique pour déterminer des indices de réfraction et estimer les phases présentes dans la zone de cavitation, en nous appuyant sur des simulations numériques de la forme du divergent représentant parfaitement la physique d'un contact EHD en roulement pur et en régime stationnaire.

## 4.2 Analyse interférométrique d'un contact élastohydrodynamique

### 4.2.1 Description globale du contact : de l'amont vers l'aval

Nous rappelons que, dans tout ce qui suit, nous considérons un contact élastohydrodynamique fonctionnant en roulement pur, c'est-à-dire en l'absence de glissement, en régime

Huile	Indices de réfraction en lumière blanche			
	Données <i>ExxonMobil</i> 25 °C	Réfractomètre	Mesures interférométriques	
			Disque silice	Disque saphir
PAO8	1,460 5	1,461 2	1,481 3	1,471 1
PAO40	1,468 0	1,469 7	1,489 8	1,462 8
PAO100	1,471 5	1,472 5	1,462 9	1,478 9
PMA+		1,457 7	1,457 2	1,456 5

TABLE 4.1 – Indices de réfraction des huiles testées.

stationnaire et suralimenté, où le réservoir de lubrifiant à l'entrée du contact a une taille très supérieure au diamètre de Hertz [Wedeven et al., 1971]. La figure 4.4 montre un tel contact élastohydrodynamique. Ainsi le convergent est totalement rempli par l'huile. Par conséquent, les couleurs des franges d'interférence observées dans cette région du contact traduisent des variations d'épaisseurs dans un milieu homogène d'indice de réfraction constant (ici celui de l'huile), comme celles détectées pour les contacts statiques sec ou totalement imprégné (voir figures 4.1 et 4.2).

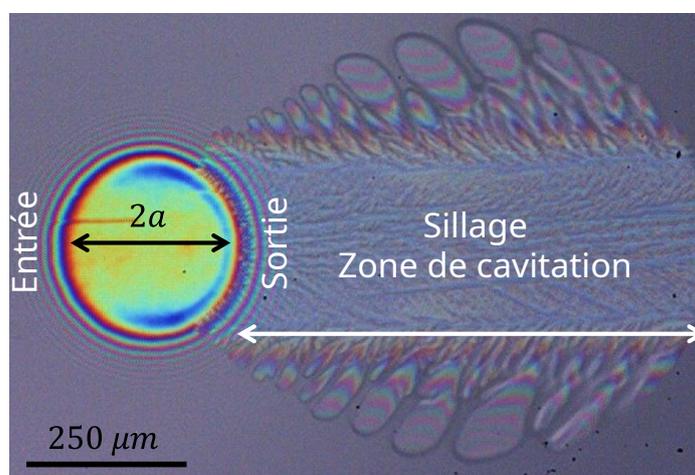


FIGURE 4.4 – Contact EHD stationnaire en roulement pur entre une bille en acier et un disque en verre, avec une force normale appliquée de 15 N et lubrifié avec une huile minérale. L'entrée du contact est située sur la gauche de l'image. L'intégralité de la zone de cavitation et du sillage à l'arrière du contact est visible à la droite de l'image. Son extension spatiale est de l'ordre de trois fois le diamètre hertzien dans ces conditions.

Lorsqu'on compare les figures interférométriques entre le divergent et le convergent, on constate, dès l'apparition de la zone de cavitation à l'arrière du contact, la présence

d'un décalage de franges identique à celui observé sur un contact statique en cours d'imprégnation (voir figure 4.3).

A l'instar de celui-ci, cette discontinuité le long d'un secteur angulaire concentrique au cercle hertzien, géométriquement axisymétrique (et donc d'isoépaisseur) marque également le passage d'une zone imprégnée d'huile au milieu constitutif de la zone de rupture de film lubrifiant. Cette variation d'indice de réfraction à isoépaisseur suggère que ce milieu est différent de l'huile qui alimente le contact.

Puis, pour des points appartenant à un intervalle angulaire délimité par les bords latéraux du sillage (voir figure 4.4) et situés au-delà des digitations de courtes longueurs décrites au chapitre 3, les franges d'interférences sont liées au profil du divergent, dans un environnement non huileux.

Afin de déterminer la phase (vapeur d'huile, aérosol, air, ...) du milieu interfacial dans le sillage, nous nous appuyerons d'abord sur les observations en microscopie optique du divergent. Nous chercherons ensuite à décrire les interférogrammes proches de la sortie du contact en termes de distribution d'indice de réfraction dans une direction radiale colinéaire avec la vitesse d'entraînement. Nous formulerons pour cela deux hypothèses sur les caractéristiques du divergent :

- **Sa géométrie** : elle est modélisée par des simulations numériques du contact EHD détaillées dans la sous-section 4.2.2 et validées par identification à des mesures expérimentales.
- **Sa composition** : le milieu interfacial contenu dans la zone de cavitation est supposé optiquement homogène et défini par un indice optique effectif qui pourra être associé aux phases éventuellement présentes par une loi de mélange simple définie en sous-section 4.2.3.

## 4.2.2 Géométrie du divergent

L'analyse interférométrique de la zone de cavitation dans le divergent en termes de variation d'indice de réfraction, requiert une évaluation fine de la forme du contact élasto-hydrodynamique, c'est-à-dire de la distribution d'épaisseur du film lubrifiant de l'amont vers l'aval. Celle-ci est imposée par le couplage entre la déformation élastique des surfaces et les conditions hydrodynamiques incluant les propriétés piézo-visqueuses du lubrifiant. Dans un contact sphère-plan dynamique, la géométrie du contact présente un plan de symétrie : il s'agit du plan médian défini à la section 3.1.1 et visible sur la figure 4.4. En observant la forme du contact, modélisée en son plan de symétrie et représentée sur la figure 4.5, on constate une dissymétrie entre l'amont et l'aval de l'écoulement, tant sur le profil de pression que sur celui de l'épaisseur. Ainsi, en plaçant l'origine de la position radiale  $r$  au centre du contact, l'épaisseur du film lubrifiant  $h(|r|)$  est différente selon que

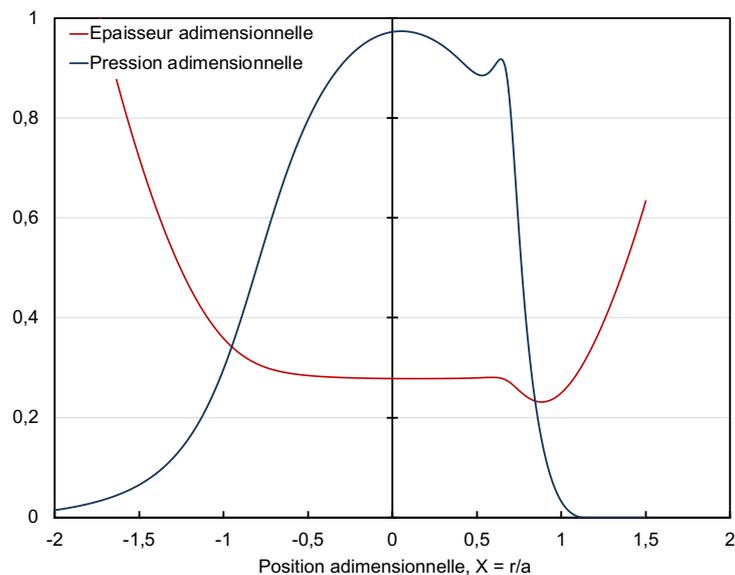


FIGURE 4.5 – Distribution de l'épaisseur sans dimension  $h(X)R/a^2$  et de la pression sans dimension  $p/p_{max}$  avec  $X = r/a$  pour une huile PAO8 entraînée à la vitesse de 0,8 m/s dans un contact entre une bille en acier et un disque en verre soumis à une charge de 15 N. La viscosité du lubrifiant est de 0,094 Pa · s et son coefficient de piézoviscosité vaut 19,1 GPa<sup>-1</sup>. Dans ces conditions, le rayon de contact  $a$  est de 137 μm et la pression maximale de Hertz de 382 MPa. La physique de l'écoulement entraîne une dissymétrie du profil de pression entre l'amont et l'aval, par rapport au centre du contact induisant une différence de forme entre le convergent ( $X < -1$ ) et le divergent ( $X > 1$ ).

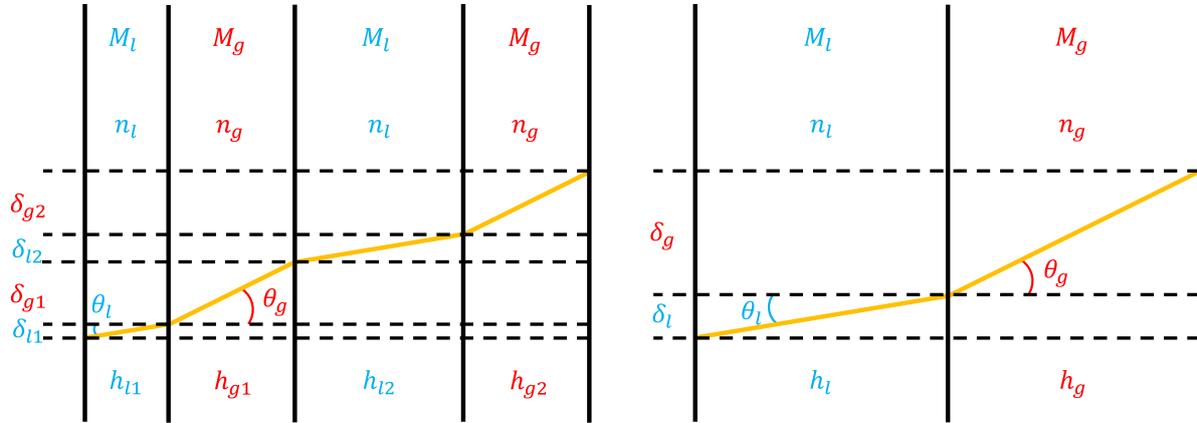


FIGURE 4.6 – Effets optiques induits lors du passage d'un rayon lumineux traversant des couches successives alternativement constituées d'un milieu  $M_1$  (ici  $M_l$ ) et un milieu  $M_2$  (ici  $M_g$ ) (a). Par application du principe de superposition, cet ensemble multi-couches est optiquement équivalent à un système bicouche cumulant les distances parcourues par la lumière respectivement dans les milieux  $M_1$  et  $M_2$ .

$r$  soit positif ou négatif. En effet, la mise en pression progressive du lubrifiant en amont du contact est associée à une déformation élastique des surfaces proches de celle donnée par la théorie de Hertz et  $h(r < 0)$  est de l'ordre de  $|r|^{3/2}$  (figure 4.5). A cause de la chute très brutale de la pression vers la pression atmosphérique, au voisinage de la zone de constriction, le profil du divergent est pratiquement sphérique et  $h(r > 0)$  est de l'ordre de  $r^2$  (figure 4.5). Au-delà de cet effet géométrique, l'analyse des interférogrammes dans la zone de cavitation devra aussi tenir compte des différences de chemin optique dues aux changements d'indice entre le divergent ne contenant pas d'huile et le convergent totalement rempli par le lubrifiant.

### 4.2.3 Chemin optique dans un milieu hybride

Nous considérons deux solides séparés par un ensemble de couches réparties aléatoirement dans cet entrefer et d'épaisseurs variables. Elles sont constituées soit d'un milieu d'indice de réfraction  $n_1$ , soit d'un milieu d'indice de réfraction  $n_2$  (voir figure 4.6) qui, par exemple, peuvent être respectivement une phase liquide et une phase gazeuse.

Nous cherchons à évaluer l'indice de réfraction effectif de ce milieu « composite » en l'assimilant, dans un premier temps, à un milieu équivalent optiquement homogène réduit à deux couches successives formées des épaisseurs cumulées des milieux  $M_1$  et  $M_2$ .

La figure 4.6 présente ainsi les strates des différents milieux  $M_1$  et  $M_2$  (ici  $M_l$  et  $M_g$ ) traversés par un rayon lumineux où  $\theta_1$  et  $\theta_2$  sont les angles de réfraction respectifs de chacun des milieux  $M_1$  et  $M_2$ . Les hypothèses ci-dessous peuvent alors être formulées, en

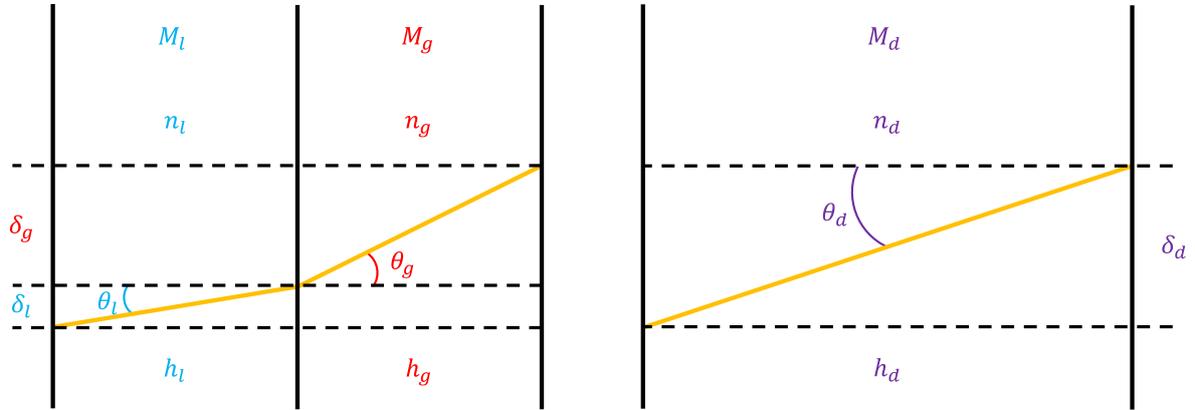


FIGURE 4.7 – Combinaison des milieux de deux phases différentes (une liquide, une gazeuse) en un milieu diphasique d'hybride et unique, d'angle de réfraction global  $\theta_d$ .

supposant ;

- la distance parcourue par la lumière à travers un milieu  $M_i$  est **proportionnelle** à l'épaisseur  $h_i$  du milieu, la lumière se déplaçant en ligne droite avec un angle de réfraction  $\theta_i$  propre au milieu :
- par **principe de superposition**, on suppose que la distance parcourue par la lumière dans un milieu est la somme des trajets parcourus dans les  $j$  tranches de fluide.

$$\begin{cases} h_i &= \sum_{j=1}^{j=n} h_{ij} \\ \delta_i &= \sum_{j=1}^{j=n} \delta_{ij} \end{cases} \quad (4.3)$$

La figure 4.7 illustre le principe de superposition défini précédemment, en définissant un milieu hybride équivalent en termes de propriétés optiques, avec son propre indice de réfraction  $n_e$ , générant un angle de réfraction global  $\theta_e$ , ce qui donne pour les épaisseurs caractéristiques traversées par un faisceau lumineux :

$$\begin{cases} h_e &= h_1 + h_2 \\ \delta_e &= \delta_1 + \delta_2 \end{cases} \quad (4.4)$$

Le chemin optique dans le milieu équivalent peut ainsi s'écrire :

$$n_e h_e = n_1 h_1 + n_2 h_2 \quad (4.5)$$

En supposant l'espace entre les deux solides occupé par une fraction  $\phi$  du milieu  $M_1$  et donc par une fraction  $(1 - \phi)$  du milieu  $M_2$ , il vient :

$$\begin{cases} h_1 &= \phi \cdot h_e \\ h_2 &= (1 - \phi) \cdot h_e \end{cases} \quad (4.6)$$

En remplaçant  $h_1$  et  $h_2$  par les expressions issues du système 4.6, l'indice de réfraction  $n_e$  s'écrit :

$$n_e = \phi \cdot n_1 + (1 - \phi) \cdot n_2 \quad (4.7)$$

On suppose pour la suite du chapitre que la zone de cavitation contient un milieu diphasique  $M_d$  d'indice  $n_d$ , composé d'une fraction  $\phi_l$  de liquide, dont les grandeurs caractéristiques seront identifiées par un indice  $l$ , et d'une fraction  $(1 - \phi_l)$  de gaz (indice  $g$ ). L'équation 4.7 devient alors :

$$n_d = \phi_l \cdot n_l + (1 - \phi_l) \cdot n_g \quad (4.8)$$

Ou encore, puisque  $n_g = 1$  :

$$n_d = \phi_l \cdot (n_l - 1) + 1 \quad (4.9)$$

## 4.3 Identification du milieu interfacial dans le divergent

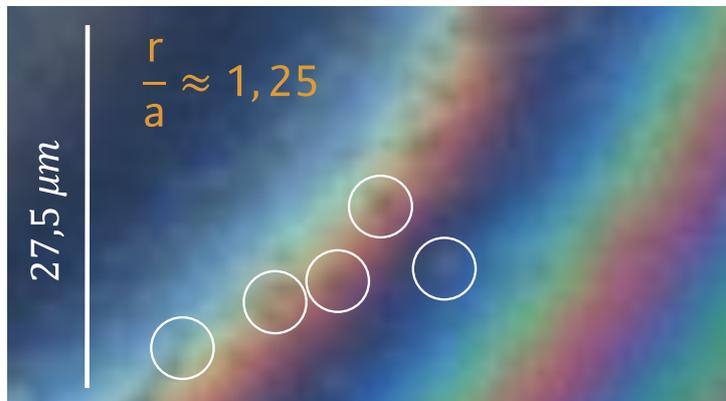
### 4.3.1 Observation microscopique de la zone de cavitation

La figure 4.8 révèle clairement la présence d'objets de taille micrométrique juste après la rupture du film lubrifiant, de part et d'autre de la piste de roulement (figures 4.8a et 4.8b). Ces particules modifient localement les franges d'interférences. La distance entre la bille et le disque étant constante sur le pourtour d'un anneau de Newton, la variation de couleur résulte donc d'un changement d'indice de réfraction du milieu traversé par la lumière. En outre, elles sont localisées dans le prolongement des structures de digitation formées dans le film lubrifiant selon un processus bien décrit par la théorie de Saffman-Taylor (voir chapitre 3).

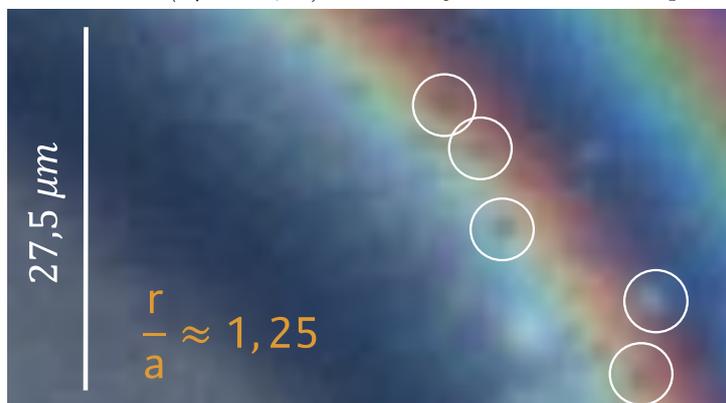
Sur la base de ces observations, nous supposons que ces objets sont des gouttelettes produites par la fragmentation des doigts liquides décrits au chapitre 3.

Ces gouttelettes subsistent au sein de la zone de cavitation et pourraient voir leur diamètre croître légèrement en raison d'une possible coalescence (ou de recondensation) lorsqu'elles s'éloignent du contact, comme l'illustre l'image de la figure 4.8c. Compte-tenu de la résolution optique, la présence de gouttelettes submicrométriques ne peut être exclue.

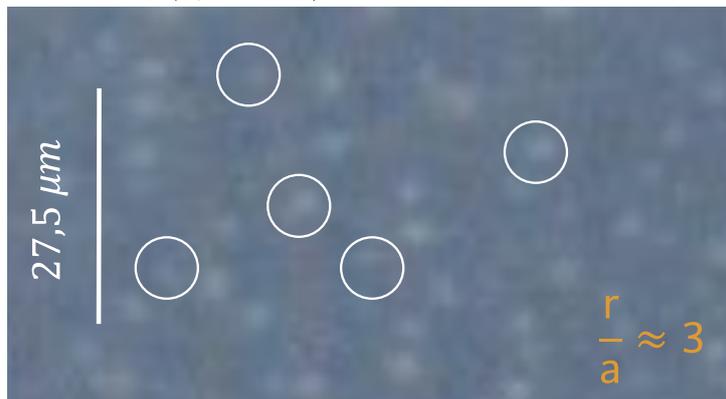
Afin de confirmer ou d'infirmer ces premières hypothèses, nous nous proposons d'évaluer l'indice effectif du milieu interfacial constituant la zone de cavitation par une analyse interférométrique du divergent.



(a) A la sortie du contact ( $r/a = 1,25$ ) sur le rayon externe de la piste de roulement.



(b) A la sortie du contact ( $r/a = 1,25$ ) sur le rayon interne de la piste de roulement.



(c) Au milieu de la zone de cavitation ( $r/a = 3$ ).

FIGURE 4.8 – Observations de gouttelettes cerclées de blanc issues de la fragmentation des digitations formées (voir chapitre 3). La visualisation est effectuée dans la zone de cavitation d'un contact EHD entre une bille en acier et un disque en verre avec une force normale de 10 N, sur une huile de base PAO8 de viscosité égale à 80 mPa · s entraînée à une vitesse de 0,01m/s.

### 4.3.2 Analyse interférométrique du divergent

La figure 4.9 montre un grossissement de l'extrémité d'une série de digitations telles que celles étudiées au chapitre 3. Trois points sont matérialisés :

- $I_1$  est un point de la zone de cavitation.
- $I_2$  est un point situé en dehors de la zone de cavitation à la même distance du centre du contact que  $I_1$ . Le pixel  $I_2$  est d'une teinte différente de  $I_1$ .
- $I_3$  est un point situé en dehors de la zone de cavitation à une distance du centre du contact différente de celle du point  $I_1$ . Cependant, le pixel associé au point  $I_3$  est caractérisé par des coordonnées colorimétriques (R,G,B), (*Red, Green, Blue*) en anglais pour (Rouge, Vert, Bleu), similaires à celles du pixel correspondant au point  $I_1$ .

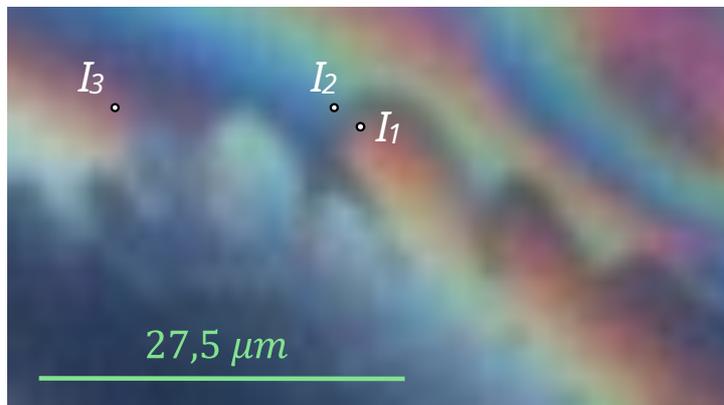
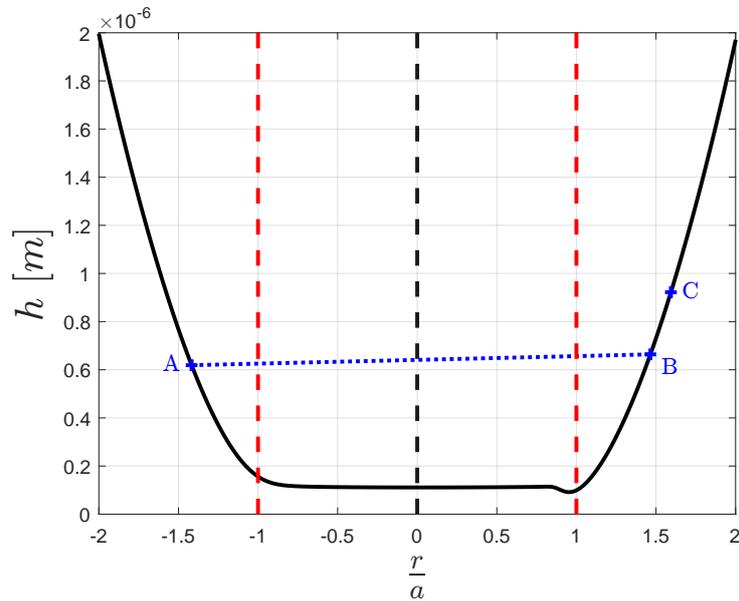


FIGURE 4.9 – Interférogramme au voisinage des digitations à l'arrière du contact EHD présenté à la figure 4.8. Les points  $I_1$  et  $I_2$  correspondent à une zone d'isoépaisseur : la variation de leurs couleurs est donc due à une modification locale d'indice de réfraction. En  $I_3$ , on retrouve la couleur du pixel de  $I_1$  où la distance sphère/plan est pourtant plus petite. L'indice de réfraction en  $I_3$ , situé dans une région remplie d'huile est donc plus élevé qu'en  $I_1$  situé dans le sillage du contact.

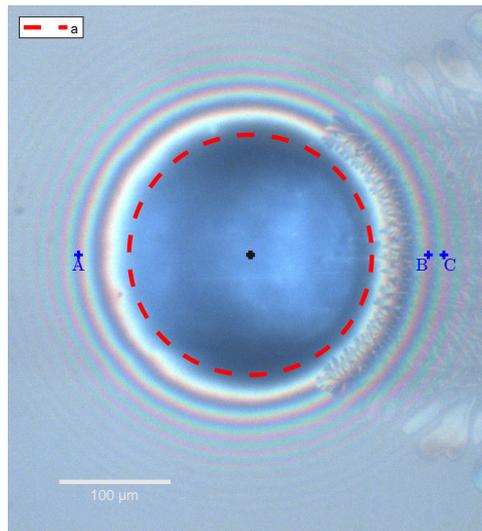
Ces trois points ( $I_1$ ,  $I_2$  et  $I_3$ ) sont caractéristiques d'un phénomène qui s'étend tout autour du divergent. Nous pouvons voir que les points  $I_1$  et  $I_2$ , bien qu'équidistants du centre du contact, n'appartiennent pas à la même frange d'interférence. Selon l'interprétation développée dans le paragraphe 4.2.1, cette discontinuité traduit un changement d'indice de réfraction.

Nous cherchons à décrire le fluide traversé par la lumière entre la bille et le disque au sein de la zone de cavitation. Nous émettons trois hypothèses successives quant à sa nature :

- Le milieu est totalement **liquide**. Dans ce cas il s'agirait de l'huile lubrifiant le contact. Les franges d'interférences devraient alors être continues, comme pour les



(a) Profil d'épaisseur avec indication des positions des points A, B et C.



(b) Interférogramme associé au profil (a) indiquant les positions des points A, B et C.

FIGURE 4.10 – Distribution de l'épaisseur du film lubrifiant pour une huile de base PAO40 dans un contact EHD entre une bille en acier et un disque en verre, chargé à 10 N et entraîné à 0,01 m/s. Un point A est choisi arbitrairement dans le convergent qui, en régime suralimenté est rempli d'huile. Le point B, repéré sur l'interférogramme du contact, correspond au pixel du divergent de même teinte que celle du point A. Le point C serait le point ayant la même couleur que le point A si l'espace du divergent était totalement occupé par un gaz (air ou vapeur d'huile). On remarque que l'épaisseur en C est très supérieure à l'épaisseur en B.

contacts statiques. Cette hypothèse est écartée car elle contredit les observations de la figure 4.9.

- Le milieu est totalement **gazeux**. Son indice de réfraction est proche de 1, qu'il s'agisse d'air, de vapeur d'huile ou d'un mélange des deux. Si tel est le cas, l'égalité des chemins optiques donne :

$$n_{huile} \cdot h_{conv} = n_{gaz} \cdot h_{div} \approx h_{div} \quad (4.10)$$

et permet de déduire l'épaisseur de gaz supposée dans  $h_{div}$  d'un point du divergent en fonction de l'épaisseur d'huile  $h_{conv}$  au point du convergent de même teinte.

- Le milieu est **multiphasique**. Nous supposons que les objets constituant la phase dispersée (gouttes ou bulles) et les distances qui les séparent sont petits devant la longueur d'onde. On peut alors déduire la proportion de gaz et d'huile dans ce milieu.

La première hypothèse ayant été écartée, interrogeons-nous donc sur la pertinence de la deuxième, à savoir un fluide totalement gazeux. Pour cela, nous nous appuyons sur la figure 4.10a. Elle montre une simulation numérique de la distribution d'épaisseur d'un contact EHD acier/verre lubrifié par une huile PAO8 à 0,01 m/s. Nous considérons un point  $A$  du convergent dont l'épaisseur est indiquée par la droite horizontale  $h = h_A$ . Ainsi le chemin optique en  $A$  vaut  $n_{huile} \cdot h_A$ . Le point  $B$  marque la position du pixel situé dans le divergent et ayant la même couleur que celui correspondant au point  $A$ . On constate que  $B$  n'est pas symétrique de  $A$  par rapport au centre du contact ( $r = 0$ ) en raison de la dissymétrie du profil d'épaisseur. Le chemin optique en  $B$  est donc  $n_{div} \cdot h_B$ . Si la zone de cavitation est constituée intégralement de gaz, il y a bien un changement de milieu conformément aux observations faites sur la figure 4.9. L'équation 4.10 donnerait alors en un point du divergent de même teinte que le point  $A$ , un chemin optique  $n_{huile} \cdot h_A$  qui n'est autre que la distance sphère/plan en ce point puisque l'indice de réfraction d'un gaz vaut 1. Cela correspond au point  $C$  de la figure 4.10b qui n'est pas confondu avec le point  $B$ . Si le milieu dans le divergent était gazeux, le point de même teinte correspondrait à une épaisseur plus importante que celle où il est observé. Dit autrement, la prise en compte des épaisseurs de fluides à l'amont et à l'aval du contact, conduit à un indice de gaz très supérieur à 1. Cette contradiction exclut donc la deuxième hypothèse.

Par conséquent le milieu qui occupe la zone de cavitation est multiphasique. Puisque dans le contact, seuls un liquide (le lubrifiant d'indice  $n_{huile}$ ) et un gaz (air ou vapeur d'huile d'indice 1) coexistent, nous pouvons affirmer que le milieu est diphasique. Nous allons donc tenter d'en déterminer les caractéristiques, notamment son indice de réfraction en combinant les mesures interférométriques à une loi de mélange simple entre l'huile liquide d'indice  $n_{huile}$  et un gaz d'indice  $n_{gaz} = 1$ .

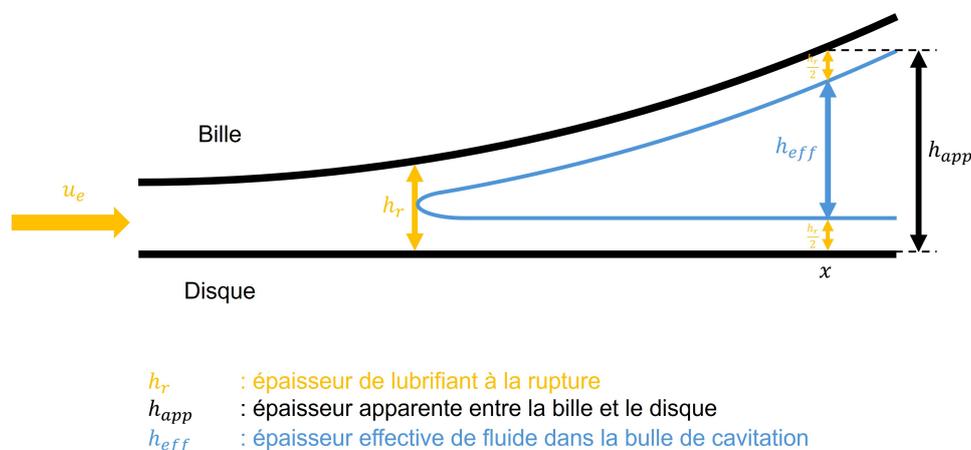


FIGURE 4.11 – Représentation schématique de l'interface dans le divergent avec un film résiduel de lubrifiant s'étalant de manière identique sur chaque surface solide représentée en noire. Le film résiduel est entre les surfaces noires et bleues après la rupture de film. Entre les surfaces représentées en bleues s'étend un milieu fluide diphasique dit « effectif ».

### 4.3.3 Indice effectif du milieu diphasique

L'identification du milieu diphasique présent dans la bulle de cavitation nécessite une description globale du processus d'étalement sur les surfaces solides du film de lubrifiant rompu en sortie de contact. Les conclusions du chapitre 2 suggèrent l'existence d'un film résiduel à la fois sur la bille et sur le disque. Au moment de la rupture du film, nous supposons d'une part que l'écoulement se produit principalement dans la direction de la vitesse d'entraînement et d'autre part que le lubrifiant d'épaisseur  $h_r$  se sépare en s'étalant pour moitié sur la bille et pour moitié sur le disque, conformément aux simulations en roulement pur de Bruyere et al. [2012]. Nous définissons ainsi pour un point situé à une distance  $r$  du centre du contact, une épaisseur de fluide dite **apparente**  $h_{app}(r)$  contenant l'intégralité du milieu présent à cette position dans le divergent et donc  $h_{app}(r) = h_{div}(r)$ . Le milieu diphasique interfacial dont nous cherchons à déterminer l'indice occupe l'espace compris entre deux surfaces d'huile supposée libres, interface de la zone appelée « bulle de cavitation ». En effet, les surfaces des solides sont recouvertes d'une épaisseur d'huile liquide  $h_r/2$  (comme l'illustre schématiquement la figure 4.11), indépendante de  $r$  et définie au chapitre 3. Rappelons que cette épaisseur de rupture est déterminée par simulation numérique. Elle correspond au point où la pression s'annule à la sortie du contact et à partir duquel se forment les premières instabilités. Ainsi le milieu effectif est présent sur une épaisseur  $h_{eff}(r)$  telle que :

$$h_{eff}(r) = h_{app}(r) - h_r \quad (4.11)$$

Si, à l'amont du contact, l'alimentation est suffisante pour considérer que la lumière ne traverse que de l'huile, à l'aval elle traverse soit une bulle de cavitation, soit un sillage libre mais aussi le film résiduel d'huile présent sur les solides en contact. Ainsi, en raison du principe de conservation de la masse, nous formulons l'hypothèse que le film lubrifiant au centre du contact se répartit dans le divergent de la façon suivante :

- d'une part en film d'épaisseur identique sur chacune des surfaces de la bille et du disque ;
- d'autre part dans un milieu diphasique dont la proportion en liquide est inconnue et probablement irrégulière. Nous la considérerons néanmoins homogène et caractérisée par une fraction volumique d'huile moyenne notée  $\phi$ .

Dans ce cadre, l'égalité des chemins optiques parcourus appliquée en un point distant de  $r$  du centre du contact conduit à :

$$n_{app}(r) \cdot h_{app}(r) = n_{huile} \cdot h_r + n_{eff}(r) \cdot h_{eff}(r) \quad (4.12)$$

Ou encore :

$$n_{eff}(r) = \frac{n_{app}(r) \cdot h_{app}(r) - n_{huile} \cdot h_r}{h_{eff}(r)} \quad (4.13)$$

En utilisant le raisonnement décrit en figure 4.10b sur deux points de même couleur (donc caractérisés par un même chemin optique), l'un appartenant au divergent (distant de  $r$  du centre) l'autre au convergent (à une distance  $r_{conv}$  du centre), et connaissant l'indice de réfraction de l'huile, on peut déduire l'indice du milieu apparent  $n_{app}(r)$  via la relation ci-dessous :

$$n_{app}(r) = \frac{h_{conv}}{h_{app}(r)} \cdot n_{huile} \quad (4.14)$$

où  $h_{conv} = h(r_{conv})$ . Les grandeurs  $r_{conv}$ ,  $h_{conv}$  et  $h_{app}(r)$  sont mesurées expérimentalement ou numériquement. En injectant les équations 4.11 et 4.14 dans la relation 4.13 et en factorisant par  $n_{huile}$  :

$$n_{eff}(r) = \frac{h_{conv} - h_r}{h_{app}(r) - h_r} \cdot n_{huile} \quad (4.15)$$

La relation ci-dessus montre que l'indice du milieu effectif défini à la figure 4.11 dépend de l'indice de l'huile étudiée, de la géométrie du divergent et via le paramètre  $h_r$  de l'élasticité des solides, de leur forme et des propriétés piézo-visqueuses du lubrifiant. Elle permet aussi d'évaluer la distribution de cet indice effectif liée à l'évolution de proportion relative des phases en fonction de la position dans le divergent.

Celle-ci est représentée sur la figure 4.12a pour une huile de base PAO40 dans un contact EHD en roulement pur à la vitesse de 0,01 m/s. On remarque que toutes les valeurs déduites de l'équation 4.15 sont comprises entre 1 (indice de réfraction d'un gaz) et l'indice de réfraction du lubrifiant,  $n_{huile}$ . Ce niveau intermédiaire confirme le caractère diphasique, au sens d'un mélange gaz/liquide, du milieu effectif.

Pour le même lubrifiant entraîné à une vitesse supérieure ( $u_e = 0,05$  m/s contre  $u_e = 0,01$  m/s), la figure 4.12b indique, pour une position identique dans le divergent, des indices effectifs plus faibles mais appartenant toujours à l'intervalle  $[n_{gaz} = 1, n_{huile}]$ . Ce résultat suggère que le milieu interfacial s'appauvrirait en phase liquide, c'est-à-dire qu'il se formerait des gouttelettes en moins grand nombre ou de plus petites tailles.

#### 4.3.4 Composition du milieu diphasique

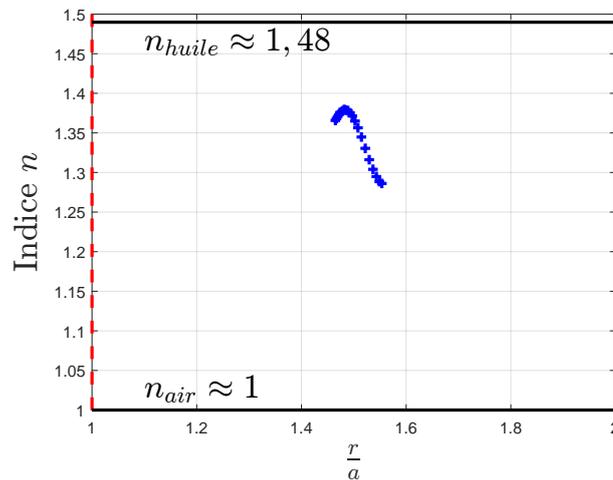
Par conséquent si les interfaces sont quasi-planes à l'échelle de l'observation (ce qui est le cas en raison de la géométrie du contact EHD), l'indice effectif ainsi évalué résulte de la traversée successive de gouttelettes submicrométriques (inférieures à la longueur d'onde) et d'un milieu gazeux. Cette analyse macroscopique du comportement de la lumière, en termes d'indice de réfraction, impose que la taille des gouttelettes et la distance moyenne qui les sépare soient submicrométriques, précisément petites devant la longueur d'onde. Les conditions particulières à l'arrière du contact avec un gradient de pression très intense ne permettent pas d'atteindre l'équilibre thermodynamique et rendent possible l'existence d'un aérosol de gouttelettes nanométriques pouvant être caractérisé optiquement par un indice équivalent. Dans ce cadre d'hypothèses, l'indice effectif peut alors être décrit par une loi de mélange. Si  $\phi_{huile}$  est la fraction volumique de la phase liquide dans le milieu effectif, il vient alors d'après l'équation 4.9 :

$$n_{eff}(r) = \phi_{huile}(r) \cdot (n_{huile} - 1) + 1 \quad (4.16)$$

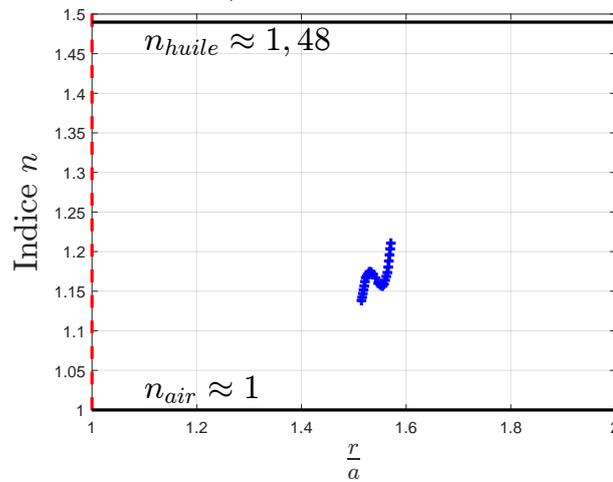
On en déduit trivialement la fraction volumique d'huile en suspension  $\phi_{huile}$  dans le milieu effectif :

$$\phi_{huile}(r) = \frac{n_{eff}(r) - 1}{n_{huile} - 1} \quad (4.17)$$

Les figures 4.13a et 4.13b présentent respectivement l'indice du milieu effectif moyen du divergent  $n_{eff}$  mesuré par l'analyse interférométrique développée dans ce chapitre et la fraction volumique moyenne associée, déduite de l'équation 4.17. On constate que l'indice de réfraction du milieu effectif  $n_{eff}$  est proche de 1 et conduit à une faible fraction volumique de gouttelettes d'environ 10 % pour les faibles produits d'entraînement (ou pour les faibles nombres capillaire, typiquement inférieurs à 1). Puis les deux grandeurs, homothétiques l'une de l'autre, croissent avec le produit d'entraînement, pour un nombre capillaire  $Ca$  supérieur à 1. Cela signifie, en particulier, qu'une augmentation de vitesse d'entraînement du lubrifiant dans le contact ou une augmentation de viscosité produit, dans le divergent, soit des gouttelettes en plus grand nombre, soit des gouttelettes de plus grande taille, soit les deux.

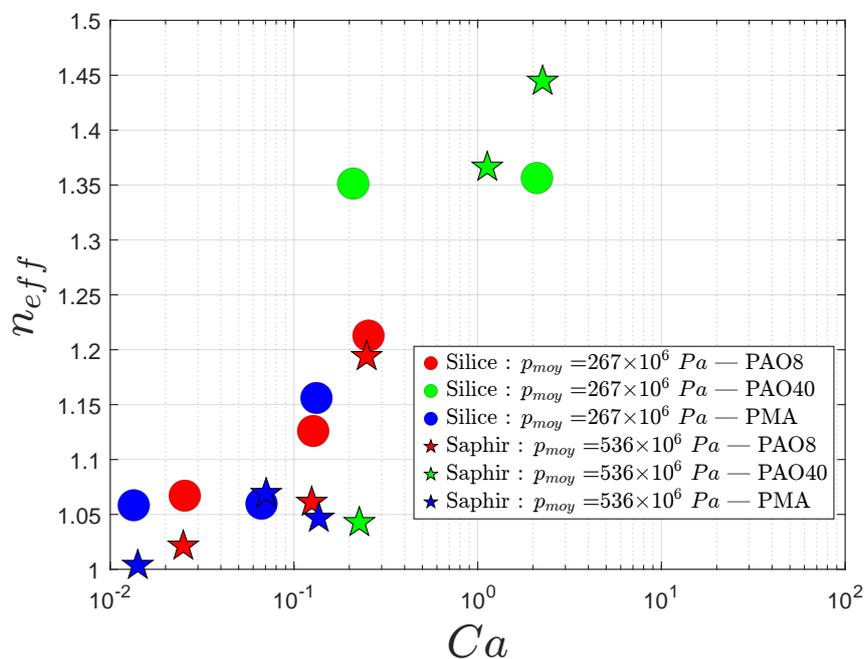


(a) Pour une huile de base PAO40 dans un contact EHD entraîné à 0,01 m/s.

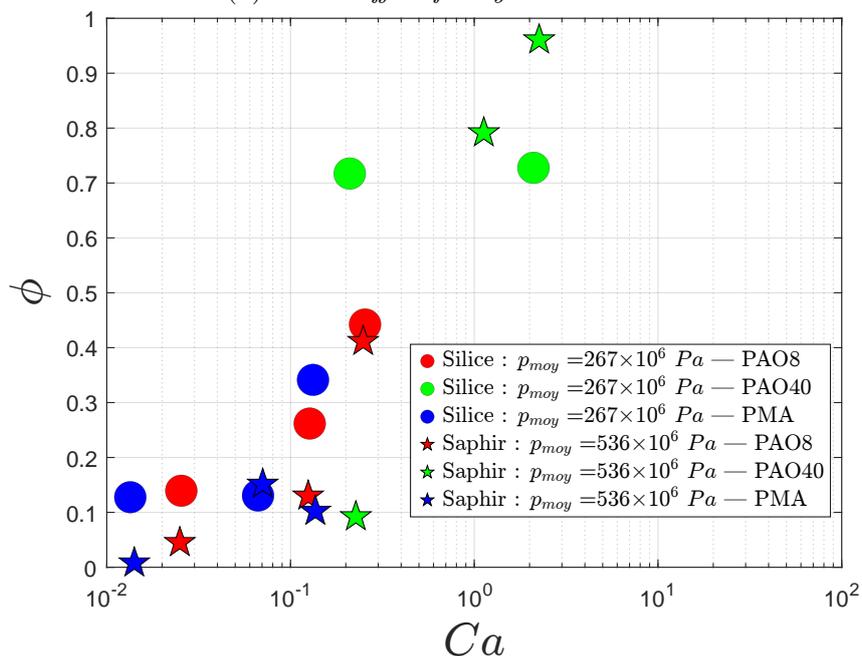


(b) Pour une huile de base PAO40 dans un contact EHD entraîné à 0,05 m/s.

FIGURE 4.12 – Distribution de l'indice de réfraction du milieu effectif en fonction de la position dans le divergent. Les valeurs sont comprises entre l'indice de réfraction d'un gaz ( $n = 1$ ) et celui de l'huile, tous deux tracés en trait continu noir. Ce niveau intermédiaire est cohérent avec le caractère diphasique du milieu effectif.



(a) Indice effectif moyen mesuré.



(b) Fraction volumique d'huile moyenne calculée.

FIGURE 4.13 – Indice effectif moyen mesuré par une analyse interférométrique du divergent (a) et fraction volumique d'huile moyenne (b) déduite de l'indice de réfraction  $n_{eff}$  grâce à l'équation 4.17 l'ensemble des contacts EHD analysés.

Pour estimer la taille moyenne des gouttelettes présentes dans ce milieu effectif considéré comme diphasique, nous supposons que  $n$  particules de rayon  $R_p$ , dont les plus proches voisins sont distants de  $d_p$ , se répartissent uniformément dans le divergent selon un réseau cubique centré de côté  $D$ . Le nombre  $N_p$  de particules par unité de volume peut alors s'écrire :

$$N_p = \frac{2}{D^3} \quad (4.18)$$

Ce qui donne pour la fraction volumique :

$$\phi = \frac{8\pi}{3} \cdot \frac{R_p^3}{D^3} \quad (4.19)$$

Soit l'approximation suivante :

$$\phi \approx \left( \frac{2R_p}{D} \right)^3 \quad (4.20)$$

Or  $2d_p = D\sqrt{3}$ , donc :

$$\phi \approx \left( \frac{\sqrt{3}R_p}{d_p} \right)^3 \quad (4.21)$$

La distance  $d_p$  entre les particules liquides vaut donc :

$$d_p \approx \frac{\sqrt{3}R_p}{\phi^{1/3}} \quad (4.22)$$

La description optique de ce milieu diphasique par un indice de réfraction moyen résultant d'une loi de mélange impose que la distance  $d_p$  soit plus petite que la longueur d'onde  $\lambda_0$ . On déduit donc de l'équation 4.22 que :

$$2R_p \leq \frac{2\lambda_0\phi^{1/3}}{\sqrt{3}} \quad (4.23)$$

Comme  $\phi$  est toujours inférieur à 1 et  $2/\sqrt{3}$  est proche de 1, l'inéquation 4.23 implique que la taille moyenne des gouttelettes est également plus petite que la longueur d'onde  $\lambda_0$ . Cela est cohérent avec l'analyse optique des paragraphes précédents et soutient l'hypothèse d'un divergent composé d'un aérosol de gouttelettes de taille submicrométrique séparées d'une distance du même ordre de grandeur.

Cette étude permet donc d'estimer la composition du divergent, la quantité relative des phases liquide et gazeuse ainsi qu'un ordre de grandeur de la taille des gouttelettes et de leur distribution le long du divergent en couplant les relations 4.23 et 4.17.

## 4.4 Conclusions

Ce chapitre est focalisé sur une étude interférométrique du divergent, pour en analyser la composition, en interprétant les décalages de franges observés lors du passage des régions du contact remplies d'huile à la zone de rupture du film lubrifiant, en termes de variation d'indice de réfraction. En supposant le milieu constituant la zone de cavitation comme continu et homogène optiquement, cette approche permet d'en estimer un indice de réfraction effectif dont la valeur est comprise entre 1 et celle de l'huile. Ce niveau intermédiaire suggère que ce milieu effectif est un mélange diphasique liquide/gaz. Si la phase liquide est vraisemblablement composée du lubrifiant lui-même, il n'est pas possible à ce stade de statuer sur la nature de la phase gazeuse. En supposant que la taille des particules et la distance qui les sépare sont inférieures à la longueur d'onde, nous pouvons déduire une fraction volumique moyenne de gouttelettes, à partir d'une loi de mélange simple portant sur les indices de réfraction. Enfin, nous justifions a posteriori les hypothèses précédentes en réécrivant la fraction volumique en particules liquides.

Même si les conditions de fonctionnement d'un moteur thermique sont beaucoup plus sévères (vitesses et températures élevées) que celles des essais réalisés dans ce travail, le choix d'une similitude fondée sur l'analogie du produit d'entraînement montre que les aérosols observés dans la chambre de combustion peuvent être produits par la rupture du film. Néanmoins, les effets transitoires liés à une variation temporelle de la charge et de la vitesse du contact segment-piston-chemise négligées dans ce travail influencent très probablement la cinétique de production des aérosols et leur caractéristiques physiques. De plus, le mouvement alternatif du piston à hautes vitesses et sur de faibles courses, impose des accélérations fortes et fréquentes qui impactent la formation du film lubrifiant. Cette cinématique provoque la formation d'une zone de cavitation à la fois à l'entrée et à la sortie comme l'ont montré [Yahiaoui et al. \[2020\]](#), multipliant ainsi les sources potentielles de production de gouttelettes. La présence de glissement dans ce contact induit des contraintes de cisaillement qui sont également susceptibles d'engendrer des micro-gouttelettes.

# Conclusion

---

Dans un contexte environnemental de réduction de l'émission de polluants, une problématique industrielle émanant de l'entreprise Renault a émergé : comment expliquer le phénomène de la fragmentation d'huile dans le contact segment-piston-chemise au sein d'un moteur thermique ? Nous avons, dans le cadre de cette thèse, traité ce problème en analysant expérimentalement la rupture du film lubrifiant en régime élastohydrodynamique et ainsi tenté d'apporter une réponse aux questions scientifiques suivantes : que devient le fluide en sortie de contact, comment se structure-t-il ? comment varie le sillage en fonction des conditions de sollicitation ? comment mettre en évidence le phénomène de fragmentation et comment le quantifier ?

Un contact modèle équivalent a été défini, afin de respecter les conditions représentatives de l'écoulement au sein d'un contact segment-piston-chemise, à partir du produit d'entraînement, produit de la vitesse d'entraînement et de la viscosité du fluide, caractéristique des épaisseurs de lubrifiant séparant les deux surfaces déformées sous pression de contact modérée, ici quelques centaines de mégapascals. La mise en place et/ou l'adaptation d'outils de visualisation associée à la mesure des conditions cinématiques et des efforts de contact nous a permis d'analyser finement le contact : la zone de convergent en amont, la zone de haute pression, et en particulier la zone de divergent ou zone de rupture de film, de l'échelle macroscopique, quelques millimètres, à l'échelle submicrométrique.

Autour du contact, les différentes configurations d'écoulement ont été décrites à l'échelle macroscopique. Nous avons ainsi montré qu'en sortie de contact le fluide se sépare en deux films minces, un sur chaque surface, et nous avons pu caractériser le champ de vitesse au sein de cet écoulement. La longueur de la zone de cavitation augmente avec la vitesse d'entraînement, pour une viscosité donnée.

En raison de l'écoulement de Couette-Poiseuille forcé dans le divergent en sortie de contact, des structures de digitation sont observées, à la fois en sortie immédiate du contact et plus en aval en bordure du sillage. Ces digitations sont analysées en termes de périodicité et d'amplitude. Nous avons montré que la taille  $\lambda$  de ces digitations est cohérente avec celle prédite par un modèle de type Saffman-Taylor.

Ce modèle permet de prédire la loi d'échelle :  $\lambda/h_c \propto Ca^{-1/2}$ , où  $h_c$  est l'épaisseur centrale du film lubrifiant. Au fur et à mesure de l'éloignement, cette loi d'échelle est moins bien respectée, certainement du fait de la géométrie 3D du contact dans la zone de divergent, qui n'est pas prise en compte dans le modèle. En revanche, l'amplitude des digitations présente un taux de croissance spatial qui suit relativement bien la prédiction du modèle de Saffman-Taylor :  $k_{max} \propto Ca^{1/2}$ . Cette analyse comparative expérimentale/théorique a permis de préciser le rôle des effets hydrodynamiques sur les structures

du sillage, effets pilotés par l'épaisseur locale et le nombre capillaire  $Ca$  (proportionnel au produit d'entraînement). Ces observations spatiales ont également été confirmées par une approche "eulérienne" à partir de mesures résolues en temps au niveau des digitations périphériques bordant le sillage.

L'analyse des digitations observées dans le sillage s'est faite en supposant une interface liquide/gaz en sortie de contact. Afin de clarifier la nature de la phase gazeuse dans la zone de cavitation, nous avons dans le chapitre 4 analysé plus en détail cette dernière par interférométrie, et en particulier les discontinuités des franges d'interférence aux alentours du contact. Les discontinuités, également visibles au sein de la zone de cavitation, ne peuvent pas s'expliquer par une discontinuité de distance de séparation entre les surfaces, et s'expliquent donc par une discontinuité d'indice de réfraction du milieu. Connaissant précisément les distances de séparation locales entre la bille et le plan, nous avons ainsi pu déterminer l'indice de réfraction effectif dans la zone de cavitation. Cet indice est intermédiaire entre celui d'un gaz et celui d'une huile. Ce niveau intermédiaire pourrait s'expliquer par le fait que la zone de cavitation est constituée d'un milieu diphasique liquide/gaz. Ce point semble confirmé par la présence de gouttelettes observées sur les visualisations. Une fraction volumique et une taille submicrométrique des particules liquides ont pu être estimées, en supposant que le saut d'indice optique est causé par la présence d'un aérosol. Nos observations, réalisées pour des conditions de sollicitation modèles mais analogues aux conditions de fonctionnement d'un moteur, seraient donc cohérentes avec la production d'aérosol par rupture du film lubrifiant en sortie du contact sous pression.

Ce travail préliminaire ouvre un nouveau champ d'investigation en lubrification : le devenir du lubrifiant en sortie de contact. Il serait ainsi intéressant de considérer du glissement entre les surfaces, de la rugosité ou encore des cinématiques de contact alternatif. Dans l'application, il faut également noter que les conditions de vitesse plus élevée, et de viscosité faible (à température élevée) vont générer des valeurs du nombre de Weber beaucoup plus élevées que dans nos expériences : on pourrait donc s'attendre dans ces conditions « moteur » à obtenir de la fragmentation liquide par des effets inertiels (de pression dynamique) dans le sillage, en plus des déformations d'interfaces pilotées par la viscosité et la cavitation en sortie de contact mises en évidence dans le présent travail. De plus, si le contexte initial portait sur des problématiques liées à la motorisation thermique, les moteurs électriques ne sont pas exempts de ces phénomènes de rupture de film. Les systèmes mécaniques, en translation (comme les pistons) ou en rotation (comme les vilebrequins), avec ou sans glissement (contact entre pignons d'engrenages), et les éléments tournants en particulier, offrent également des perspectives sur l'étude de la cavitation, à l'instar des travaux menés par Barazzutti [2023] en régime de lubrification hydrodynamique.

# Bibliographie

- Image "Moteur - Energy TCe 115 to 160" provenant d'une page du site "renault group.com", a. URL <https://www.renaultgroup.com/news-onair/actualites/1-3-tce-un-nouveau-moteur-essence-co-developpe-dans-le-cadre-de-la-cooperation-entre-lalliance-et-daimler/>.
- Image de pistons et segments provenant du site "fiches-auto.fr", b. URL <https://www.fiches-auto.fr/articles-auto/fonctionnement-d-une-auto/s-1465-la-segmentation-d-un-moteur.php>.
- F. Abouhadid. *Aspects moléculaire du frottement limite : couplage entre structure des additifs et physico-chimie des surfaces*. PhD thesis, Université de Lyon, France, 2021.
- B. Abramzon and W. A. Sirignano. Droplet vaporization model for spray combustion calculations. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 32(9) :1605–1618, September 1989. ISSN 00179310. doi : 10.1016/0017-9310(89)90043-4. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0017931089900434>.
- R. Andersson and B. Andersson. On the breakup of fluid particles in turbulent flows. *AIChE Journal*, 52(6) :2020–2030, June 2006. ISSN 0001-1541, 1547-5905. doi : 10.1002/aic.10831. URL <https://aiche.onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/aic.10831>.
- D. Auerbach and G. Strobel. Fingering patterns and their fractal dimensions. *Chaos, Solitons & Fractals*, 5(10) :1765–1773, October 1995. ISSN 09600779. doi : 10.1016/0960-0779(94)00184-R. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/096007799400184R>.
- R. F. Ausas, M. Jai, I. S. Ciuperca, and G. C. Buscaglia. Conservative one-dimensional finite volume discretization of a new cavitation model for piston–ring lubrication. *Tribology International*, 57 :54–66, January 2013. ISSN 0301679X. doi : 10.1016/j.triboint.2012.07.003. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0301679X12002411>.
- C. Barazzutti. *Effets de surface sur le comportement tribologique d'un palier hydrodynamique*. PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon, France, 2023.
- C. Barus. Isothermals, isopiestic and isometrics relative to viscosity. *American Journal of Science*, s3-45(266) :87–96, February 1893. ISSN 0002-9599. doi : 10.2475/ajs.s3-45.266.87. URL <https://ajsonline.org/article/63199>.

- G. Beltramino, L. Rosso, R. Cuccaro, S. Tabandeh, D. Smorgon, and V. Fericola. Accurate vapor pressure measurements of supercooled water in the temperature range between 252 K and 273 K. *The Journal of Chemical Thermodynamics*, 141 :105944, February 2020. ISSN 00219614. doi : 10.1016/j.jct.2019.105944. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S002196141930552X>.
- D. Bensimon. Stability of viscous fingering. *Phys. Rev. A*, 33(2) :1302–1308, February 1986. ISSN 0556-2791. doi : 10.1103/PhysRevA.33.1302. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.33.1302>.
- D. Bensimon, L. P. Kadanoff, S. Liang, B. I. Shraiman, and C. Tang. Viscous flows in two dimensions. *Rev. Mod. Phys.*, 58(4) :977–999, October 1986. ISSN 0034-6861. doi : 10.1103/RevModPhys.58.977. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.58.977>.
- J. Bonaventure. *Influence of random surface roughness on friction in elastohydrodynamic, mixed and boundary lubrication*. PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon, France, 2017.
- D. E. Brewster. Elasticity effects on cavitation in a squeeze film damper undergoing non-centered circular whirl. *Wear*, 130(1) :69–80, March 1989. ISSN 00431648. doi : 10.1016/0043-1648(89)90222-6. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0043164889902226>.
- J. Brulatout, F. Garnier, and P. Seers. Interaction between a diesel-fuel spray and entrained air with single- and double-injection strategies using large eddy simulations. *Propulsion and Power Research*, 9(1) :37–50, March 2020. ISSN 2212540X. doi : 10.1016/j.jprr.2019.12.001. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S2212540X2030002X>.
- P. Brumm, H. M. Sauer, and E. Dörsam. Scaling Behavior of Pattern Formation in the Flexographic Ink Splitting Process. *Colloids and Interfaces*, 3(1) :37, March 2019. ISSN 2504-5377. doi : 10.3390/colloids3010037. URL <https://www.mdpi.com/2504-5377/3/1/37>.
- V. Bruyere, N. Fillot, G. E. Morales-Espejel, and P. Vergne. A Two-Phase Flow Approach for the Outlet of Lubricated Line Contacts. *Journal of Tribology*, 134(4) : 041503, October 2012. ISSN 0742-4787, 1528-8897. doi : 10.1115/1.4006277. URL <https://asmedigitalcollection.asme.org/tribology/article/doi/10.1115/1.4006277/436505/A-TwoPhase-Flow-Approach-for-the-Outlet-of>.
- F. Brémond. *Lubrification des contacts sous-alimentés : Apport de la micro-texturation de surface*. PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon, France, 2012.

- F. Caupin and E. Herbert. Cavitation in water : a review. *Comptes Rendus Physique*, 7 (9-10) :1000–1017, November 2006. ISSN 16310705. doi : 10.1016/j.crhy.2006.10.015. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1631070506002283>.
- C. Chevalier, M. Ben Amar, D. Bonn, and A. Lindner. Inertial effects on Saffman–Taylor viscous fingering. *J. Fluid Mech.*, 552(-1) :83, March 2006. ISSN 0022-1120, 1469-7645. doi : 10.1017/S0022112005008529. URL [http://www.journals.cambridge.org/abstract\\_S0022112005008529](http://www.journals.cambridge.org/abstract_S0022112005008529).
- Y. P. Chiu. An Analysis and Prediction of Lubricant Film Starvation in Rolling Contact Systems. *A S L E Transactions*, 17(1) :22–35, January 1974. ISSN 0569-8197. doi : 10.1080/05698197408981435. URL <http://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/05698197408981435>.
- J. Denis, J. Briant, and J.-C. Hipeaux. *Lubricant properties analysis & testing*. Institut français du pétrole publications. Editions Technip, Paris, 2000. ISBN 978-2-7108-0746-9.
- Z. Ding, Z. Liu, R. Liu, and C. Yang. Breakup of ultra-thin liquid films on vertical fiber enhanced by Marangoni effect. *Chemical Engineering Science*, 199 :342–348, May 2019. ISSN 00092509. doi : 10.1016/j.ces.2018.12.058. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0009250919300909>.
- E. Distaso, R. Amirante, G. Calò, P. De Palma, P. Tamburrano, and R. D. Reitz. Investigation of Lubricant Oil influence on Ignition of Gasoline-like Fuels by a Detailed Reaction Mechanism. *Energy Procedia*, 148 :663–670, August 2018. ISSN 18766102. doi : 10.1016/j.egypro.2018.08.155. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1876610218304508>.
- A. Ernesto. *Lubrification colloïdale de contacts DLC : du régime stationnaire au régime transitoire - Application à la zone Segments-Piston-Chemise*. PhD thesis, Université de Lyon, Lyon, 2014.
- A. M. Ertel. Hydrodynamic lubrication based on new principles. *Akad. Nauk SSSR Prikladnaya Matematika i Mekhanika*, 3(2) :41–52, 1939.
- A. K. Flock, D. R. Gueldenbecher, J. Chen, P. E. Sojka, and H.-J. Bauer. Experimental statistics of droplet trajectory and air flow during aerodynamic fragmentation of liquid drops. *International Journal of Multiphase Flow*, 47 :37–49, December 2012. ISSN 03019322. doi : 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2012.06.008. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S030193221200095X>.

- G. S. Fulcher. ANALYSIS OF RECENT MEASUREMENTS OF THE VISCOSITY OF GLASSES. *J American Ceramic Society*, 8(6) :339–355, June 1925. ISSN 0002-7820, 1551-2916. doi : 10.1111/j.1151-2916.1925.tb16731.x. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1111/j.1151-2916.1925.tb16731.x>.
- Y. Gao, M. Wei, F. Yan, L. Chen, G. Li, and L. Feng. Effects of cavitation flow and stagnant bubbles on the initial temporal evolution of diesel spray. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 87 :69–79, October 2017. ISSN 08941777. doi : 10.1016/j.exptthermflusci.2017.04.029. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0894177717301383>.
- M. Gaster. The development of three-dimensional wave packets in a boundary layer. *J. Fluid Mech.*, 32(1) :173–184, April 1968. ISSN 0022-1120, 1469-7645. doi : 10.1017/S0022112068000649. URL [https://www.cambridge.org/core/product/identifier/S0022112068000649/type/journal\\_article](https://www.cambridge.org/core/product/identifier/S0022112068000649/type/journal_article).
- B. Guy. From a compressible fluid model to new mass conserving cavitation algorithms. *Tribology International*, 71 :38–49, March 2014. ISSN 0301679X. doi : 10.1016/j.triboint.2013.10.014. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0301679X13003575>.
- E. Hahne and G. Barthau. Evaporation waves in flashing processes. *International Journal of Multiphase Flow*, 26(4) :531–547, April 2000. ISSN 03019322. doi : 10.1016/S0301-9322(99)00031-2. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0301932299000312>.
- B. J. Hamrock and D. Dowson. Isothermal Elastohydrodynamic Lubrication of Point Contacts : Part III—Fully Flooded Results. *Journal of Lubrication Technology*, 99(2) :264–275, April 1977a. ISSN 0022-2305. doi : 10.1115/1.3453074. URL <https://asmedigitalcollection.asme.org/tribology/article/99/2/264/420202/Isothermal-Elastohydrodynamic-Lubrication-of-Point>.
- B. J. Hamrock and D. Dowson. Isothermal Elastohydrodynamic Lubrication of Point Contacts : Part IV—Starvation Results. *Journal of Lubrication Technology*, 99(1) :15–23, January 1977b. ISSN 0022-2305. doi : 10.1115/1.3452973. URL <https://asmedigitalcollection.asme.org/tribology/article/99/1/15/419427/Isothermal-Elastohydrodynamic-Lubrication-of-Point>.
- Y. Hua, F. Liu, Y. Li, N. Kang, and H. Wu. Experimental and numerical study on the effect of dimensionless parameters on the characteristics of droplet atomization caused by periodic inertial force. *Fuel*, 253 :941–949, October 2019. ISSN 00162361.

- doi : 10.1016/j.fuel.2019.05.083. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S001623611930835X>.
- D. D. Joseph, J. Belanger, and G. S. Beavers. Breakup of a liquid drop suddenly exposed to a high-speed airstream. *International Journal of Multiphase Flow*, 25(6-7) :1263–1303, September 1999. ISSN 03019322. doi : 10.1016/S0301-9322(99)00043-9. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0301932299000439>.
- A. E. Komrakova, O. Shardt, D. Eskin, and J. J. Derksen. Lattice Boltzmann simulations of drop deformation and breakup in shear flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 59 :24–43, February 2014. ISSN 03019322. doi : 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2013.10.009. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0301932213001547>.
- S. A. Krzeczowski. Measurement of liquid droplet disintegration mechanisms. *International Journal of Multiphase Flow*, 6(3) :227–239, June 1980. ISSN 03019322. doi : 10.1016/0301-9322(80)90013-0. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0301932280900130>.
- T. Kékesi, G. Amberg, and L. Prah Wittberg. Drop deformation and breakup. *International Journal of Multiphase Flow*, 66 :1–10, November 2014. ISSN 03019322. doi : 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2014.06.006. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0301932214001141>.
- W. Lauterborn and C.-D. Ohl. Cavitation bubble dynamics. *Ultrasonics Sonochemistry*, 4(2) :65–75, April 1997. ISSN 13504177. doi : 10.1016/S1350-4177(97)00009-6. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1350417797000096>.
- J. Li, H. Zhang, and Q. Liu. Characteristics of secondary droplets produced by a single drop impacting on a static liquid film. *International Journal of Multiphase Flow*, 119 :42–55, October 2019a. ISSN 03019322. doi : 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2019.06.015. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0301932218309194>.
- X. Li, H. Pan, X. Dong, D. Hung, and M. Xu. Spray impingement wall film breakup by wave entrainment. *Proceedings of the Combustion Institute*, 37(3) :3287–3294, 2019b. ISSN 15407489. doi : 10.1016/j.proci.2018.07.101. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1540748918305194>.
- F. Liu, Z. Li, Z. Wang, X. Dai, and C.-F. Lee. Dynamics and primary breakup of cavitation bubbles under throttling conditions. *Applied Thermal Engineering*, 149 :678–687, February 2019. ISSN 13594311. doi : 10.1016/j.applthermaleng.2018.12.051. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S135943111834835X>.

- A. A. Lubrecht. *The numerical solution of the elastohydrodynamically lubricated line- and point contact problem, using multigrid techniques*. PhD thesis, Universiteit Twente, The Netherlands, 1987.
- A. A. Lubrecht, W. E. Ten Napel, and R. Bosma. Multigrid, An Alternative Method for Calculating Film Thickness and Pressure Profiles in Elastohydrodynamically Lubricated Line Contacts. *Journal of Tribology*, 108(4) :551–556, October 1986. ISSN 0742-4787, 1528-8897. doi : 10.1115/1.3261260. URL <https://asmedigitalcollection.asme.org/tribology/article/108/4/551/437431/Multigrid-An-Alternative-Method-for-Calculating>.
- A. A. Lubrecht, W. E. Ten Napel, and R. Bosma. Multigrid, an Alternative Method of Solution for Two-Dimensional Elastohydrodynamically Lubricated Point Contact Calculations. *Journal of Tribology*, 109(3) :437–443, July 1987. ISSN 0742-4787, 1528-8897. doi : 10.1115/1.3261467. URL <https://asmedigitalcollection.asme.org/tribology/article/109/3/437/437942/Multigrid-an-Alternative-Method-of-Solution-for>.
- K. G. Lyras, S. Dembele, and J. X. Wen. Numerical simulation of flashing jets atomisation using a unified approach. *International Journal of Multiphase Flow*, 113 :45–58, April 2019. ISSN 03019322. doi : 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2018.12.011. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S030193221830507X>.
- P. Lyubarskyy and D. Bartel. 2D CFD-model of the piston assembly in a diesel engine for the analysis of piston ring dynamics, mass transport and friction. *Tribology International*, 104 :352–368, December 2016. ISSN 0301679X. doi : 10.1016/j.triboint.2016.09.017. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0301679X16303243>.
- H. B. Löfgren. A solution to the hydrodynamic lubrication of a circular point contact sliding over a flat surface with cavitation. *Theoretical and Applied Mechanics Letters*, 2(3) :032004, 2012. ISSN 20950349. doi : 10.1063/2.1203204. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S2095034915301574>.
- A. Mansour and N. Müller. A review of flash evaporation phenomena and resulting shock waves. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 107 :146–168, October 2019. ISSN 08941777. doi : 10.1016/j.expthermflusci.2019.05.021. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0894177718319976>.
- M. M. Maru, R. M. Trommer, F. A. Almeida, R. F. Silva, and C. A. Achete. Assessment of the lubricant behaviour of biodiesel fuels using Stribeck curves. *Fuel Processing Technology*, 116 :130–134, December 2013. ISSN 03783820. doi : 10.1016/j.fuproc.2013.05.010. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0378382013002051>.

- A. V. Minakov, A. A. Shebeleva, P. A. Strizhak, M. Y. Chernetskiy, and R. S. Volkov. Study of the Weber number impact on secondary breakup of droplets of coal water slurries containing petrochemicals. *Fuel*, 254 :115606, October 2019. ISSN 00162361. doi : 10.1016/j.fuel.2019.06.014. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0016236119309500>.
- L. Mourier. *Optimisation des contacts élastohydrodynamiques par la micro-texturation de surface : application aux systèmes de distribution automobile*. PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon, France, 2007.
- H. Okamura. A contribution to the numerical analysis of isothermal elastohydrodynamic lubrication. In *Tribology of Reciprocating Engines*, pages 313–320. Elsevier, 1993. ISBN 978-0-408-22161-0. doi : 10.1016/B978-0-408-22161-0.50048-2. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/B9780408221610500482>.
- J. Pemberton and A. Cameron. A mechanism of fluid replenishment in elastohydrodynamic contacts. *Wear*, 37(1) :185–190, April 1976. ISSN 00431648. doi : 10.1016/0043-1648(76)90190-3. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0043164876901903>.
- G. Polanco, A. E. Holdø, and G. Munday. General review of flashing jet studies. *Journal of Hazardous Materials*, 173(1-3) :2–18, January 2010. ISSN 03043894. doi : 10.1016/j.jhazmat.2009.08.138. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0304389409013090>.
- M. Rabaud. Dynamiques interfaciales dans l’instabilité de l’imprimeur. *Ann. Phys. Fr.*, 19(6) :659–690, 1994. ISSN 0003-4169, 1286-4838. doi : 10.1051/anphys:01994001906065900. URL <http://www.annphys.org/10.1051/anphys:01994001906065900>.
- M. Rabaud, S. Michalland, and Y. Couder. Dynamical regimes of directional viscous fingering : Spatiotemporal chaos and wave propagation. *Phys. Rev. Lett.*, 64(2) :184–187, January 1990. ISSN 0031-9007. doi : 10.1103/PhysRevLett.64.184. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.64.184>.
- M. Rabaud, Y. Couder, and S. Michalland. Wavelength selection and transients in the one-dimensional array of cells of the printer’s instability. *European Journal of Mechanics, B/Fluids*(10 (2)) :pp.253–260, 1991. ISSN 0997-7546.
- D. A. Reinelt. The primary and inverse instabilities of directional viscous fingering. *J. Fluid. Mech.*, 285 :303–327, February 1995. ISSN 0022-1120, 1469-7645. doi : 10.1017/S0022112095000553. URL [https://www.cambridge.org/core/product/identifier/S0022112095000553/type/journal\\_article](https://www.cambridge.org/core/product/identifier/S0022112095000553/type/journal_article).

- O. Reynolds. IV. On the theory of lubrication and its application to Mr. Beauchamp tower's experiments, including an experimental determination of the viscosity of olive oil. *Phil. Trans. R. Soc.*, 177 :157–234, December 1886. ISSN 0261-0523, 2053-9223. doi : 10.1098/rstl.1886.0005. URL <https://royalsocietypublishing.org/doi/10.1098/rstl.1886.0005>.
- C. J. A. Roelands, W. O. Winer, and W. A. Wright. Correlational Aspects of the Viscosity-Temperature-Pressure Relationship of Lubricating Oils (Dr In dissertation at Technical University of Delft, 1966). *Journal of Lubrication Technology*, 93(1) :209–210, January 1971. ISSN 0022-2305. doi : 10.1115/1.3451519. URL <https://asmedigitalcollection.asme.org/tribology/article/93/1/209/419010/Correlational-Aspects-of-the>.
- P. G. Saffman and G. Taylor. The penetration of a fluid into a porous medium or Hele-Shaw cell containing a more viscous liquid. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 245(1242) :312–329, June 1958. ISSN 0080-4630, 2053-9169. doi : 10.1098/rspa.1958.0085. URL <https://royalsocietypublishing.org/doi/10.1098/rspa.1958.0085>.
- R. Saurel, F. Petitpas, and R. Abgrall. Modelling phase transition in metastable liquids : application to cavitating and flashing flows. *J. Fluid Mech.*, 607 :313–350, July 2008. ISSN 0022-1120, 1469-7645. doi : 10.1017/S0022112008002061. URL [https://www.cambridge.org/core/product/identifier/S0022112008002061/type/journal\\_article](https://www.cambridge.org/core/product/identifier/S0022112008002061/type/journal_article).
- E. Senzer. *Oil transport inside the oil control ring groove and its interaction with surrounding areas in internal combustion engines*. PhD thesis, Massachusetts Institute of Technology, United States of America, 2012.
- G. W. Stachowiak and A. W. Batchelor. *Engineering tribology*. Elsevier Butterworth-Heinemann, Amsterdam ; Boston, 3rd ed edition, 2005. ISBN 978-0-7506-7836-0.
- P. Tabeling, G. Zocchi, and A. Libchaber. An experimental study of the Saffman-Taylor instability. *J. Fluid Mech.*, 177 :67–82, April 1987. ISSN 0022-1120, 1469-7645. doi : 10.1017/S0022112087000867. URL [https://www.cambridge.org/core/product/identifier/S0022112087000867/type/journal\\_article](https://www.cambridge.org/core/product/identifier/S0022112087000867/type/journal_article).
- G. Tammann and W. Hesse. Die Abhängigkeit der Viscosität von der Temperatur bei unterkühlten Flüssigkeiten. *Z. Anorg. Allg. Chem.*, 156(1) :245–257, September 1926. ISSN 0863-1786. doi : 10.1002/zaac.19261560121. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/zaac.19261560121>.

- H. Teng, C. M. Kinoshita, and S. M. Masutani. Prediction of droplet size from the breakup of cylindrical liquid jets. *International Journal of Multiphase Flow*, 21(1) : 129–136, January 1995. ISSN 03019322. doi : 10.1016/0301-9322(94)00053-M. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/030193229400053M>.
- T. Touche. *Friction of textured surfaces in elastohydrodynamic regime : experimental and numerical investigations*. PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon - Curtin University, Lyon - Perth, 2016.
- T. Touche, T. Woloszynski, P. Podsiadlo, G. W. Stachowiak, J. Cayer-Barrioz, and D. Mazuyer. Numerical Simulations of Groove Topography Effects on Film Thickness and Friction in EHL Regime. *Tribol Lett*, 65(3) :113, September 2017. ISSN 1023-8883, 1573-2711. doi : 10.1007/s11249-017-0896-7. URL <http://link.springer.com/10.1007/s11249-017-0896-7>.
- E. van Emden, C. H. Venner, and G. E. Morales-Espejel. Aspects of flow and cavitation around an EHL contact. *Tribology International*, 95 :435–448, March 2016a. ISSN 0301679X. doi : 10.1016/j.triboint.2015.11.042. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0301679X15005629>.
- E. van Emden, C.H. Venner, and G.E. Morales-Espejel. Aspects of flow and cavitation around an EHL contact. *Tribology International*, 95 :435–448, March 2016b. ISSN 0301679X. doi : 10.1016/j.triboint.2015.11.042. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0301679X15005629>.
- E. van Emden, C.H. Venner, and G.E. Morales-Espejel. A challenge to cavitation modeling in the outlet flow of an EHL contact. *Tribology International*, 102 :275–286, October 2016c. ISSN 0301679X. doi : 10.1016/j.triboint.2016.05.039. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0301679X16301542>.
- S. K. Vankeswaram and S. Deivandren. Size and velocity characteristics of spray droplets in near-region of liquid film breakup in a swirl atomizer. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 130 :110505, January 2022. ISSN 08941777. doi : 10.1016/j.expthermflusci.2021.110505. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0894177721001497>.
- C. H. Venner. *Multilevel solution of the EHL line and point contact problems : proefschrift*. C. Venner, Enschede, 1991. ISBN 978-90-90-03974-9. OCLC : 60253454.
- C. H. Venner and W. E. ten Napel. Multilevel solution of the elastohydrodynamically lubricated circular contact problem part 2 : Smooth surface results. *Wear*, 152(2) : 369–381, January 1992a. ISSN 00431648. doi : 10.1016/0043-1648(92)90133-S. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/004316489290133S>.

- C. H. Venner, W. E. ten Napel, and R. Bosma. Advanced Multilevel Solution of the EHL Line Contact Problem. *Journal of Tribology*, 112(3) : 426–431, July 1990. ISSN 0742-4787, 1528-8897. doi : 10.1115/1.2920277. URL <https://asmedigitalcollection.asme.org/tribology/article/112/3/426/435217/Advanced-Multilevel-Solution-of-the-EHL-Line>.
- C.H. Venner and W. E. ten Napel. Multilevel solution of the elastohydrodynamically lubricated circular contact problem Part I : Theory and numerical algorithm. *Wear*, 152(2) :351–367, January 1992b. ISSN 00431648. doi : 10.1016/0043-1648(92)90132-R. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/004316489290132R>.
- E. Villiermaux and B. Bossa. Drop fragmentation on impact. *J. Fluid Mech.*, 668 :412–435, February 2011. ISSN 0022-1120, 1469-7645. doi : 10.1017/S002211201000474X. URL [https://www.cambridge.org/core/product/identifier/S002211201000474X/type/journal\\_article](https://www.cambridge.org/core/product/identifier/S002211201000474X/type/journal_article).
- H. Vogel. Das Temperaturabhaengigkeitsgesetz der Viskositaet von Fluessigkeiten. *Physikalische Zeitschrift*, 22 :645–646, 1921.
- T. Wakisaka. Improvement in a droplet breakup model for numerical analysis of fuel sprays. *JSAE Review*, 18(1) :3–10, January 1997. ISSN 03894304. doi : 10.1016/S0389-4304(96)00048-3. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0389430496000483>.
- Y. Wang, L. Qiu, R. D. Reitz, and R. Diwakar. Simulating cavitating liquid jets using a compressible and equilibrium two-phase flow solver. *International Journal of Multiphase Flow*, 63 :52–67, July 2014. ISSN 03019322. doi : 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2014.03.006. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0301932214000548>.
- L. D. Wedeven, D. Evans, and A. Cameron. Optical Analysis of Ball Bearing Starvation. *Journal of Lubrication Technology*, 93(3) :349–361, July 1971. ISSN 0022-2305. doi : 10.1115/1.13451591. URL <https://asmedigitalcollection.asme.org/tribology/article/93/3/349/417808/Optical-Analysis-of-Ball-Bearing-Starvation>.
- S.R. Wu. A penalty formulation and numerical approximation of the Reynolds-Hertz problem of elastohydrodynamic lubrication. *International Journal of Engineering Science*, 24(6) :1001–1013, January 1986. ISSN 00207225. doi : 10.1016/0020-7225(86)90032-7. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0020722586900327>.
- W. Xiong and P. Cheng. 3D lattice Boltzmann simulation for a saturated liquid droplet at low Ohnesorge numbers impact and breakup on a solid surface surrounded by a saturated vapor. *Computers & Fluids*, 168 :130–143, May 2018. ISSN 00457930. doi : 10.

---

1016/j.compfluid.2018.03.082. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0045793018301865>.

M. Yahiaoui, D. Mazuyer, and J. Cayer-Barrioz. Transient effects of squeeze and starvation in an EHL contact under forced oscillation : On the film-forming capability. *Tribology International*, 150 :106375, October 2020. ISSN 0301679X. doi : 10.1016/j.triboint.2020.106375. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0301679X20302127>.



# Table des figures

1.1	<i>Moteur à combustion interne Renault Modèle essence 1.3 TCe [Ima, a]. . .</i>	4
1.2	<i>Les quatre phases d'un moteur 4 temps. . . . .</i>	5
1.3	<i>Piston et segments [Ima, b]. . . . .</i>	6
1.4	<i>Déplacements de l'huile en fonction de son inertie lors des chnagements de sens du piston. (a) Déplacement de l'huile à travers un jeu à la coupe lorsque le piston change de sens au point mort haut (PMH). (b) Déplacement de l'huile à travers un jeu à la coupe lorsque le piston change de sens au point mort bas (PMB). Schémas inspirés des travaux de Senzer [2012] qui montre que le jeu à la coupe est un point de passage de l'huile, mais aussi les jeux présents dans les gorges accueillant les segments. . . . .</i>	7
1.5	<i>Interférogramme de contact [Mourier, 2007] décrivant les trois zones caractéristiques : le convergent, la zone de haute pression et le divergent. Chaque couleur représente une épaisseur de film. On distingue en particulier une zone d'épaisseur constante au centre du contact ainsi que la constriction en forme de fer à cheval représentant une épaisseur minimale dans le contact. L'écoulement du fluide se produit sur cet exemple de la droite vers la gauche.</i>	12
1.6	<i>Evolution de l'épaisseur centrale du film lubrifiant en fonction du produit d'entraînement, viscosité - vitesse d'entraînement, pour une huile de base non-additivée sous une pression de contact moyenne de 300 MPa. . . . .</i>	14
1.7	<i>Profils typiques de pression et d'épaisseur d'un contact EHD calculés numériquement. On retrouve les trois zones caractéristiques du contact : la zone de convergent avec une montée progressive en pression, la zone de haute-pression d'épaisseur quasi-constante avec la zone de constriction d'épaisseur minimale associée à un pic de pression, et la zone de divergent avec une chute brutale de la pression. L'écoulement du fluide va de la droite vers la gauche. Le produit d'entraînement vaut <math>3,6 \times 10^{-2}</math> Pa · m et l'interférogramme correspondant est montré en insert [Touche, 2016]. . . . .</i>	15
1.8	<i>Présentation d'un interférogramme de contact [Mourier, 2007] et des zones analysées dans chaque chapitre du manuscrit. L'écoulement du lubrifiant se fait de la gauche vers la droite. . . . .</i>	18
2.1	<i>Représentation schématique de l'écoulement d'un lubrifiant au sein et autour d'un contact EHD. . . . .</i>	21

2.2	<i>Épaisseur de film d'huile adimensionnée séparant les deux surfaces déformées et profil de distribution de pression adimensionnée, dans un contact EHD pour un sens d'écoulement de la gauche vers la droite. La zone de contact dite de haute pression est la région pour laquelle <math>-1 \leq r/a \leq 1</math>. Ces profils correspondent à une vitesse d'entraînement égale à 0,1 m/s pour une huile PAO40 de viscosité <math>\eta \approx 0,66 \text{ Pa} \cdot \text{s}</math>, c'est-à-dire à un produit d'entraînement de <math>0,066 \text{ Pa} \cdot \text{m}</math>. Le disque utilisé est en silice (<math>p_{\text{moy}} \approx 267 \text{ MPa}</math>).</i>	22
2.3	<i>Banc EHD DeltaLab accompagné des systèmes d'éclairage laser et de visualisation latérale.</i>	24
2.4	<i>Banc DeltaLab en vue de dessus. Pour se donner une idée de l'échelle de l'image, le diamètre du disque est de 150 mm.</i>	24
2.5	<i>Tribomètre IRIS réalisant un contact bille/plan lubrifié. Le microscope visible sur la figure est associé au système de visualisation du contact. Les vitesses de la bille et du disque sont pilotées indépendamment et les forces de contact sont mesurées simultanément.</i>	25
2.6	<i>Illustration du chemin optique.</i>	28
2.7	<i>Exemple de montage bille-disque sur un tribomètre. Deux vues d'observations sont possibles (une par le dessus, une latéralement). L'utilisation du laser au cours de cette thèse a été adaptée pour un éclairage latéral de l'arrière du contact.</i>	28
2.8	<i>Représentation schématique du beam expander et du système optique de création de la nappe laser.</i>	29
2.9	<i>Apparition de gouttelettes (cerclées de jaune), à la surface de la bille, indépendantes des particules en suspension semblant suivre l'écoulement.</i>	30
2.10	<i>Images successives des ménisques d'huile latéraux à l'arrière du même contact élastohydrodynamique éclairé avec le laser Nd :Yag et capturées à 100 <math>\mu\text{s}</math> d'intervalle.</i>	32
2.11	<i>Champ de vitesse instantané des bulles incluses dans les ménisques latéraux bordant la sortie du contact, déduit de la figure 2.10 dans le cas d'une huile de base PAO100. La bille est entraînée en roulement pur par le disque qui tourne à 130 tr/min, sur un rayon de piste situé à 0,06 m du centre du disque, ce qui correspond à une vitesse d'entraînement au point de contact de 0,8 m/s.</i>	33

- 2.12 *Vitesses moyennes adimensionnées des inclusions observées dans un ménisque latéral bordant le sillage, selon leur proximité avec un des deux solides d'entraînement, en fonction des conditions d'essai. Essai réalisé avec la PAO40 ( $\eta \approx 0,7 \text{ Pa} \cdot \text{s}$ ) et la PAO100 ( $\eta \approx 3 \text{ Pa} \cdot \text{s}$ ). Le contact est chargé à 20 N ( $p_{\text{moy}} \approx 278 \text{ MPa}$ ) ou 30 N ( $p_{\text{moy}} \approx 318 \text{ MPa}$ ). La bille est entraînée en roulement pur par le disque qui tourne à 50 ou 100 tr/min, soit une vitesse d'entraînement d'environ 0,3 m/s ou 0,6 m/s. . . . . 34*
- 2.13 *Visualisation de l'écoulement d'huile en vue de dessus à l'arrière d'un contact EHD lubrifié par une huile de base PAO8 de viscosité  $\eta \approx 0,07 \text{ Pa} \cdot \text{s}$ . Le contact repéré par un cercle rouge en trait discontinu et éclairé à l'aide du LASER. L'écoulement se fait de la gauche vers la droite. Les limites de la bulle de cavitation et du sillage sont surlignées par une ligne de points jaunes. En (a) et (b), le contact est suralimenté : la goutte d'huile servant de réservoir d'huile piège la bulle de cavitation. En (c) et (d), le sillage est ouvert par l'appauvrissement du contact en lubrifiant. . . . . 35*
- 2.14 *Visualisation de l'écoulement d'huile autour du contact à faible chargement (mise en contact des solides,  $< 1 \text{ N}$ ) à différents instants du passage de la vitesse nulle à  $t = 0 \text{ s}$  à une vitesse de 0,189 m/s. Une réduction du réservoir d'huile au cours de l'accélération est observée. Le contact est ici éclairé en lumière blanche. Essais réalisés avec la PAO100 de viscosité  $\eta \approx 3,2 \text{ Pa} \cdot \text{s}$ . . . . . 36*
- 2.15 *Représentation schématique sous un même angle de vision, distinguant d'une part un contact EHD suralimenté avec une bulle de cavitation piégée dans le réservoir d'huile (a), et d'autre part un contact EHD sous-alimenté avec un sillage ouvert et les ailes de papillon qui constituent des réservoirs latéraux en lubrifiant (b). . . . . 37*
- 2.16 *Evolution temporelle de la longueur de la bulle de cavitation,  $L$ , à l'aval d'un contact EHD entre une bille en acier et un disque en silice lubrifié avec l'huile PAO8 pour différentes vitesses d'entraînement. Les essais sont réalisés avec un chargement à 10 N. . . . . 38*
- 2.17 *Evolution de la longueur de la bulle de cavitation,  $L$ , en fonction de la vitesse d'entraînement à l'aval d'un contact EHD entre une bille en acier et un disque en silice lubrifié avec l'huile PAO8 pour différents instants. Les essais sont réalisés avec un chargement à 10 N. . . . . 39*
- 2.18 *Résumé graphique des principaux résultats obtenus sur la caractérisation des zones d'études du divergent abordées dans le chapitre 2. . . . . 40*

- 3.1 *Contact élastohydrodynamique à 0,01 m/s en roulement pur lubrifié par une huile de base PAO40 de viscosité  $\eta \approx 0,71 \text{ Pa} \cdot \text{s}$ , à la température de l'expérience. Deux zones d'apparition de digitations se distinguent : l'une à la sortie du contact, l'autre de part et d'autre du sillage. . . . . 42*
- 3.2 *Interférogramme d'un contact EHD en roulement pur à 0,01 m/s lubrifié par une huile de base PAO100 de viscosité  $\eta \approx 3,25 \text{ Pa} \cdot \text{s}$  avec un zoom sur la zone de rupture du film lubrifiant juste à la sortie du contact. Le cercle de contact hertzien est indiqué par le trait continu blanc. L'arc de cercle considéré pour mesurer la longueur d'onde des digitations est représenté par le secteur angulaire pourpre. Les premiers doigts d'instabilités apparaissent là où la pression du lubrifiant s'annule. . . . . 43*
- 3.3 *Représentation schématique du protocole de traitement des digitations, au niveau de la rupture de film lubrifiant, formées dans un contact EHD avec un lubrifiant de viscosité  $\eta$  entraîné à la vitesse  $u_e$ . La période moyenne des digitations est définie à partir de l'équation 3.1. . . . . 44*
- 3.4 *Zoom pour des interférogrammes obtenus pour un essai de roulement pur à 0,01 m/s pour différentes viscosités. Disque Saphir :  $p_{\text{moy}} \approx 536 \times 10^6 \text{ Pa}$   $u_e = 0,01 \text{ m/s}$  (a)  $T = 21,6 \text{ }^\circ\text{C}$ ; PAO8 :  $\eta \approx 0,074 \text{ Pa} \cdot \text{s}$  (b)  $T = 23,1 \text{ }^\circ\text{C}$ ; PAO40 :  $\eta \approx 0,71 \text{ Pa} \cdot \text{s}$  (c)  $T = 22,7 \text{ }^\circ\text{C}$ ; PAO100 :  $\eta \approx 3,3 \text{ Pa} \cdot \text{s}$  (d)  $T = 21,2 \text{ }^\circ\text{C}$ ; PMA+ :  $\eta \approx 0,042 \text{ Pa} \cdot \text{s}$  . . . . . 46*
- 3.5 *Influence de la viscosité sur la période des digitations dans la zone de rupture du film d'huile, moyennée sur un arc de cercle de rayon  $r$ . Les essais sont effectués à vitesses constantes en roulement pur pour deux pressions de contact de 270 MPa et 540 MPa, obtenues par contact d'une bille en acier respectivement sur un disque en silice et un disque en saphir. . . . . 47*
- 3.6 *Zoom des zones de rupture de film pour des interférogrammes obtenus pour des essais en roulement pur. Disque Saphir :  $p_{\text{moy}} \approx 536 \times 10^6 \text{ Pa}$  PAO8 :  $\eta \approx 0,074 \text{ Pa} \cdot \text{s}$  (a)  $T \approx 21,6 \text{ }^\circ\text{C}$ ;  $u_e \approx 0,01 \text{ m/s}$  (b)  $T \approx 21,6 \text{ }^\circ\text{C}$ ;  $u_e \approx 0,05 \text{ m/s}$  (c)  $T \approx 21,7 \text{ }^\circ\text{C}$ ;  $u_e \approx 0,1 \text{ m/s}$  . . . . . 48*
- 3.7 *Influence de la vitesse d'entraînement du fluide dans le contact EHD sur la période de digitation dans la zone de rupture du film d'huile, moyennée sur un arc de cercle de rayon  $r$ . Les essais effectués à vitesses constantes en roulement pur pour deux pressions de contact de 270 MPa et 540 MPa, obtenues par contact d'une bille en acier respectivement sur un disque en silice et un disque en saphir. La plage de vitesses accessible s'étend de 0,01 m/s à 0,1 m/s. . . . . 49*

3.8	<i>Influence du produit d'entraînement sur la période de digitations dans la zone de rupture du film d'huile. La plage de vitesses va de 0,01 m/s à 0,1 m/s et la gamme de viscosités testée couvre 3 décades de 0,04 mPa · s à 3,3 mPa · s.</i>	50
3.9	<i>(a) Schéma d'une cellule de Hele-Shaw permettant d'observer la formation de digitations dans une interface liquide/gaz. (b) Visualisation d'une digitation en vue de dessus et en coupe. Ce schéma est inspiré de Bensimon [1986].</i>	51
3.10	<i>Schéma de la perturbation à l'interface entre deux fluides non miscibles de viscosités différentes en vue de dessus.</i>	52
3.11	<i>Schéma du dispositif d'étude de l'instabilité de l'imprimeur reproduit d'après les travaux de Rabaud et al. [1991], Rabaud [1994]. Deux cylindres d'axes parallèles insérés l'un dans l'autre, de rayons <math>r_1</math> et <math>r_2</math>, sont entraînés à des vitesses de rotation telles que les surfaces d'études aient pour vitesses linéaires respectives <math>u_1</math> et <math>u_2</math>. Les deux cylindres sont séparés par un film liquide d'épaisseur <math>h_0</math>.</i>	56
3.12	<i>Schéma de la hauteur de rupture <math>h_r</math>, considérée à l'interface entre les deux fluides. La position de l'interface <math>x_r</math> correspond à la position estimée d'un front stationnaire non perturbé.</i>	57
3.13	<i>Evolution de la période de digitations adimensionnée par l'épaisseur à la rupture du film d'huile <math>h_r</math> en fonction du nombre capillaire. Les points tracés regroupent les résultats d'essais tous effectués en roulement pur pour 4 viscosités, 3 vitesses et 2 pressions de contact.</i>	59
3.14	<i>Evolution de la période de digitations adimensionnée par l'épaisseur du film d'huile au centre du contact <math>h_c</math> en fonction du nombre capillaire. Les points tracés regroupent les résultats d'essais tous effectués en roulement pur pour 4 viscosités, 3 vitesses et 2 pressions de contact.</i>	60
3.15	<i>Interférogramme d'un contact EHD entraînant une huile de base PAO40 de viscosité <math>\eta \approx 0,71</math> Pa · s à 0,01 m/s en roulement pur. Le cercle en pointillés noirs surligne le contact hertzien. Le trait continu noir représente la ligne choisie pour mesurer la longueur d'onde des digitations autour du sillage.</i>	61
3.16	<i>Evolution des structures fractales de digitations en bordure de sillage en fonction du nombre capillaire caractéristique contact EHD. Les lignes numérotées de (1) à (3) concernent respectivement la PAO8, la PAO40 et la PAO100 (de la moins visqueuse à la plus visqueuse). Les colonnes nommées de (a) à (c) correspondent respectivement aux vitesses d'écoulement dans l'ordre croissant 0,01 m/s, 0,05 m/s et 0,1 m/s. Les expériences sont toutes menées en roulement pur avec un contact entre une bille en acier et un disque en silice pour une pression de 267 MPa.</i>	63

3.17	<i>Grossissement sur la zone d'intérêt en bordure de sillage montrant l'évolution des digitations en fractales en fonction du nombre capillaire de l'essai. Les lignes numérotées de (1) à (3) concernent respectivement la PAO8, la PAO40 et la PAO100 (de la moins visqueuse à la plus visqueuse). Les colonnes nommées de (a) à (c) correspondent respectivement aux vitesses d'écoulement dans l'ordre croissant 0,01 m/s, 0,05 m/s et 0,1 m/s. Les expériences sont toutes menées en roulement pur avec un contact entre une bille en acier et un disque en silice pour une pression de 267 MPa. . . . .</i>	64
3.18	<i>Ligne considérée pour mesurer la longueur d'onde des digitations autour du sillage lors d'un essai d'écoulement avec une huile de viscosité <math>\eta</math> entraînée à la vitesse <math>u_e</math> dans le contact EHD. . . . .</i>	64
3.19	<i>Variation de la longueur d'onde en fonction de la distance au centre du contact, adimensionnée par le rayon de contact, pour chaque huile. . . . .</i>	66
3.20	<i>Evolution de la période de digitations en plusieurs points <math>M_i</math> situés à des distances <math>r_i</math> du contact, en fonction du nombre capillaire. <math>a</math> est le rayon du contact de Hertz. Les essais sont réalisés sur un contact EHD en roulement avec 4 viscosités, 3 vitesses d'entraînement (2 vitesses pour la PMA+) et 2 pressions de contact. . . . .</i>	67
3.21	<i>Evolution de la période de digitations adimensionnée par l'épaisseur <math>h(r_i)</math> en plusieurs points <math>M_i</math> situés à des distances <math>r_i</math> du contact en fonction du nombre capillaire. <math>a</math> est le rayon du contact de Hertz. Essais effectués avec 4 viscosités, 3 vitesses, 2 pressions de contact. . . . .</i>	67
3.22	<i>Exemples d'amplitudes successives considérées pour étudier les variations des amplitudes des digitations formées dans un contact EHD avec une huile de viscosité <math>\eta \approx 0,71 \text{ Pa}\cdot\text{s}</math>, entraînée à la vitesse <math>u_e = 0,01 \text{ m/s}</math>. . . . .</i>	68
3.23	<i>Evolution de l'amplitude en fonction de la distance au centre du contact pour chaque huile, pour l'ensemble des conditions de vitesse d'entraînement et de pression de contact explorées dans ce travail. . . . .</i>	69
3.24	<i>Evolution de l'amplitude des digitations en fonction du nombre capillaire, pour <math>r/a \in [1,8 ; 3,4]</math> où <math>a</math> est le rayon du contact de Hertz. Les essais de lubrification EHD en roulement pur sont effectués pour un plan d'expériences complet (4 viscosités, 3 vitesses, 2 pressions de contact). . . . .</i>	71
3.25	<i>Evolution de l'amplitude de digitation adimensionnée en fonction du nombre capillaire, pour <math>r/a \in [1,8 ; 3,4]</math> où <math>a</math> est le rayon du contact de Hertz. Les essais de lubrification EHD en roulement pur sont effectués pour un plan d'expériences complet (4 viscosités, 3 vitesses, 2 pressions de contact). . . . .</i>	71

- 3.26 *Taux de croissance des amplitudes de digitations en fonction du nombre capillaire  $Ca$ . Les essais de lubrification EHD en roulement pur sont effectués pour un plan d'expériences complet (4 viscosités, 3 vitesses, 2 pressions de contact). . . . .* 72
- 3.27 *Image instantanée extraite d'une vidéo d'observation des digitations de part et d'autre du sillage. La ligne bleue regroupe l'ensemble des points étudiés.  $P$  est un pixel particulier de la ligne bleue et sera pris comme exemple pour illustrer la méthodologie de l'analyse temporelle. L'essai correspond à un contact EHD réalisé avec l'huile PAO8, entre une bille en acier et un disque en silice, pour un effort de chargement de 20 N et une vitesse d'entraînement  $u_e = 0,025$  m/s. . . . .* 73
- 3.28 *Méthodologie d'acquisition des données temporelles observées au point  $P$ . Les digitations se déplacent de la droite vers la gauche. Le point  $P$  d'observation est fixe et on relève la nuance du pixel, qui traduit l'inclusion ou non du point dans une digitation. L'opération est répétée en chaque point de la ligne bleue. . . . .* 74
- 3.29 *Image extraite de la vidéo du sillage ouvert d'un contact EHD (a) avec les cartographies associées de la fréquence (b) et de la longueur d'onde (c) en fonction de l'éloignement des pixels étudiés par rapport au centre du contact. L'axe vertical en trait pointillé blanc marque la position du pixel  $P_2$  sur les cartographies. L'essai présenté est effectué sur un contact EHD entre une bille en acier et un disque en silice sous un effort normal de 20 N et une vitesse d'entraînement de  $u_e = 0,063$  m/s avec une huile de base PAO8. Les points  $P_1$  et  $P_3$  correspondent aux extrémités radiales de la zone d'étude, respectivement la plus proche et la plus éloignée du contact. Sur l'image, (a) le contact est à droite et l'écoulement va vers la gauche. Sur les cartographies, le point le plus proche du contact est à gauche car l'échelle est croissante en s'éloignant du contact. . . . .* 76

- 3.30 *Image extraite de la vidéo du sillage fermé d'un contact EHD (a) avec les cartographies associées de la fréquence (b) et de la longueur d'onde (c) en fonction de l'éloignement des pixels étudiés par rapport au centre du contact. L'axe vertical en trait pointillé blanc marque la position du pixel  $P_2$  sur les cartographies. L'essai présenté est effectué sur un contact EHD entre une bille en acier et un disque en silice sous un effort normal de 20 N et une vitesse d'entraînement de  $u_e = 0,025$  m/s avec une huile de base PAO8. Les points  $P_1$  et  $P_3$  correspondent aux extrémités radiales de la zone d'étude, respectivement la plus proche et la plus éloignée du contact. Sur l'image, (a) le contact est à droite et l'écoulement va vers la gauche. Sur les cartographies, le point le plus proche du contact est à gauche car l'échelle est croissante en s'éloignant du contact. . . . . 77*
- 3.31 *Synthèse des évolutions des digitations en termes de périodicité et de taux de croissance, dans la zone de cavitation, proche du contact et au fur et à mesure de l'éloignement. . . . . 78*
- 4.1 *Contact statique entre une bille en acier et un disque en saphir, réalisé sous une force normale de 10 N. Il en résulte un cercle de contact hertzien délimité par le cercle en traits pointillés, d'un diamètre de 109  $\mu\text{m}$  . . . . . 83*
- 4.2 *Contact statique entre une bille en acier et un disque en saphir. Le contact est fait par chargement d'une bille en acier sur un disque en saphir à 10 N, et imprégné de PAO8. . . . . 84*
- 4.3 *Zoom sur un contact statique entre une bille en acier et un disque en saphir. Le contact est réalisé par chargement d'une bille en acier sur un disque en saphir à 10 N. L'image est captée en cours de l'imbibition du contact par le lubrifiant injecté à partir de la droite de l'image. . . . . 85*
- 4.4 *Contact EHD stationnaire en roulement pur entre une bille en acier et un disque en verre, avec une force normale appliquée de 15 N et lubrifié avec une huile minérale. L'entrée du contact est située sur la gauche de l'image. L'intégralité de la zone de cavitation et du sillage à l'arrière du contact est visible à la droite de l'image. Son extension spatiale est de l'ordre de trois fois le diamètre hertzien dans ces conditions. . . . . 86*

- 4.5 *Distribution de l'épaisseur sans dimension  $h(X)R/a^2$  et de la pression sans dimension  $p/p_{max}$  avec  $X = r/a$  pour une huile PAO8 entraînée à la vitesse de 0,8 m/s dans un contact entre une bille en acier et un disque en verre soumis à une charge de 15 N. La viscosité du lubrifiant est de 0,094 Pa · s et son coefficient de piézo-viscosité vaut 19,1 GPa<sup>-1</sup>. Dans ces conditions, le rayon de contact  $a$  est de 137 μm et la pression maximale de Hertz de 382 MPa. La physique de l'écoulement entraîne une dissymétrie du profil de pression entre l'amont et l'aval, par rapport au centre du contact induisant une différence de forme entre le convergent ( $X < -1$ ) et le divergent ( $X > 1$ ). . . . . 88*
- 4.6 *Effets optiques induits lors du passage d'un rayon lumineux traversant des couches successives alternativement constituées d'un milieu  $M_1$  (ici  $M_l$ ) et un milieu  $M_2$  (ici  $M_g$ ) (a). Par application du principe de superposition, cet ensemble multi-couches est optiquement équivalent à un système bicouche cumulant les distances parcourues par la lumière respectivement dans les milieux  $M_1$  et  $M_2$ . . . . . 89*
- 4.7 *Combinaison des milieux de deux phases différentes (une liquide, une gazeuse) en un milieu diphasique d'hybride et unique, d'angle de réfraction global  $\theta_d$ . . . . . 90*
- 4.8 *Observations de gouttelettes cerclées de blanc issues de la fragmentation des digitations formées (voir chapitre 3). La visualisation est effectuée dans la zone de cavitation d'un contact EHD entre une bille en acier et un disque en verre avec une force normale de 10 N, sur une huile de base PAO8 de viscosité égale à 80 mPa · s entraînée à une vitesse de 0,01m/s. . . . . 92*
- 4.9 *Interférogramme au voisinage des digitations à l'arrière du contact EHD présenté à la figure 4.8. Les points  $I_1$  et  $I_2$  correspondent à une zone d'iso-épaisseur : la variation de leurs couleurs est donc due à une modification locale d'indice de réfraction. En  $I_3$ , on retrouve la couleur du pixel de  $I_1$  où la distance sphère/plan est pourtant plus petite. L'indice de réfraction en  $I_3$ , situé dans une région remplie d'huile est donc plus élevé qu'en  $I_1$  situé dans le sillage du contact. . . . . 93*
- 4.10 *Distribution de l'épaisseur du film lubrifiant pour une huile de base PAO40 dans un contact EHD entre une bille en acier et un disque en verre, chargé à 10 N et entraîné à 0,01 m/s. Un point A est choisi arbitrairement dans le convergent qui, en régime suralimenté est rempli d'huile. Le point B, repéré sur l'interférogramme du contact, correspond au pixel du divergent de même teinte que celle du point A. Le point C serait le point ayant la même couleur que le point A si l'espace du divergent était totalement occupé par un gaz (air ou vapeur d'huile). On remarque que l'épaisseur en C est très supérieure à l'épaisseur en B. . . . . 94*

---

4.11	<i>Représentation schématique de l'interface dans le divergent avec un film résiduel de lubrifiant s'étalant de manière identique sur chaque surface solide représentée en noire. Le film résiduel est entre les surfaces noires et bleues après la rupture de film. Entre les surfaces représentées en bleues s'étend un milieu fluide diphasique dit « effectif ».</i> . . . . .	96
4.12	<i>Distribution de l'indice de réfraction du milieu effectif en fonction de la position dans le divergent. Les valeurs sont comprises entre l'indice de réfraction d'un gaz (<math>n = 1</math>) et celui de l'huile, tous deux tracés en trait continu noir. Ce niveau intermédiaire est cohérent avec le caractère diphasique du milieu effectif.</i> . . . . .	99
4.13	<i>Indice effectif moyen mesuré par une analyse interférométrique du divergent (a) et fraction volumique d'huile moyenne (b) déduite de l'indice de réfraction <math>n_{eff}</math> grâce à l'équation 4.17 l'ensemble des contacts EHD analysés.</i> . . .	100

# Liste des tableaux

2.1	Caractéristiques des solides. . . . .	26
2.2	Caractéristiques des lentilles. La disposition des lentilles $L_1$ , $L_2$ et $L_3$ sur le trajet du faisceau LASER est schématisée dans la figure 2.8 . . . . .	29
2.3	Caractéristiques des huiles utilisées pour les différentes études. . . . .	31
4.1	Indices de réfraction des huiles testées. . . . .	86



---

**Résumé :** Cette thèse, financée par Renault, traite de la problématique de production de gouttelettes d'huile lors de la lubrification de l'ensemble segment-piston-chemise dans un moteur thermique. La consommation d'huile et ses conséquences en termes de production de polluants sont des problématiques économiques et écologiques à résoudre. L'analyse présentée ici repose sur des observations fines de la zone de contact et de son environnement proche, zone de convergent et zone de divergent ou dite de cavitation. En raison du fort gradient de pression existant en sortie de contact, des structures de digitation se forment, partiellement prédites par un modèle de type Saffman-Taylor. Ces digitations sont également observées en bordure de sillage et leur période est liée à la géométrie du divergent. Ces résultats pionniers incitent à considérer la zone de cavitation comme un milieu diphasique, hypothèse confirmée à la fois par l'observation directe de gouttelettes qui coalescent au fur et à mesure de leur éloignement de la zone de contact, et par la mesure d'un indice de réfraction effectif pour cette zone de cavitation, compris entre celui de l'huile et celui du gaz. Ces gouttelettes de taille submicrométrique résultent probablement de l'existence de ces digitations.

**Mots clés :** Lubrification élastohydrodynamique, digitations, Saffman-Taylor, interférométrie, zone de cavitation, milieu diphasique

**Abstract:** This thesis, financially supported by Renault, deals with the problem of oil droplet production during lubrication of the ring-piston-liner assembly in an internal combustion engine. Oil consumption and its consequences in terms of pollutant production are economic and ecological issues to be resolved. The analysis presented here is based on detailed observations of the contact zone and its immediate environment, that is to say the convergent zone and the divergent or cavitation zone. Due to the strong pressure gradient at the contact exit, fingering structures are formed, partially predicted by a Saffman-Taylor type model. These fingerings are also observed at the edge of the wake, and their wavelength is linked to the divergent zone geometry. These pioneering results lead us to consider the cavitation zone as a two-phase medium, a hypothesis confirmed both by the direct observation of droplets that coalesce as they move away from the contact zone, and by the measurement of an effective refractive index for this cavitation zone, between that of oil and gas. These droplets of submicrometric size probably result from the existence of these fingerings.

**Keywords:** Elastohydrodynamic lubrication, fingering, Saffman-Taylor, interferometry, cavitation zone, diphasic medium

---



## **AUTORISATION DE SOUTENANCE**

Vu les dispositions de l'arrêté du 25 mai 2016 modifié par l'arrêté du 26 août 2022,

Vu la demande des directeurs de thèse

Madame J. CAYER-BARRIOZ, D. MAZUYER, Monsieur J-P. MATAS,

et les rapports de

M. T. DA SILVA BOTHELO

Professeur - ISAE - SUPMECA - 3 rue Fernand Hainaut - 93407 SAINT-OUEN cedex

et de

M. P. DURU

Maître de Conférences HDR - Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse  
allée du professeur Camille Soula - 31400 Toulouse

**Monsieur NAULT Emmanuel**

est autorisé à soutenir une thèse pour l'obtention du grade de **DOCTEUR**

**Ecole doctorale** Mécanique, Energétique, Génie Civil, Acoustique

Fait à Ecully, le 25 septembre 2024

Pour le directeur de l'École Centrale de Lyon  
Le directeur de la recherche



Christophe CORRE

