HAL open science

Modélisation de la lubrification des surfaces texturées - Application à la butée en régime hydrodynamique

Andrei Gherca

▶ To cite this version:

Andrei Gherca. Modélisation de la lubrification des surfaces texturées - Application à la butée en régime hydrodynamique. Génie mécanique [physics.class-ph]. Université de Poitiers, 2013. Français. NNT : . tel-00943143

HAL Id: tel-00943143

https://theses.hal.science/tel-00943143v1

Submitted on 7 Feb 2014

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.

THÈSE

pour l'obtention du Grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE POITIERS
(Faculté des Sciences Fondamentales et Appliquées)
(Diplôme National - Arrêté du 7 août 2006)

Ecole Doctorale
Sciences et Ingénierie en Matériaux, Mécanique,
Energétique et Aéronautique

Secteur de Recherche
Génie Mécanique, Productique, Transport

Présentée par :

Andrei GHERCA

****

Modélisation de la lubrification des surfaces texturées
– Application à la butée en régime hydrodynamique –

****

Directeur de Thèse : Mohamed HAJJAM
Co-encadrants : Patrick MASPEYROT et Aurelian FATU

****

Soutenue le 3 Octobre 2013

devant la Commission d'Examen

****

JURY

T. CICONE	Professeur, Université Politehnica de Bucarest	Rapporteur
M. JAI	Maître de Conférences, INSA de Lyon	Rapporteur
D. BONNEAU	Professeur, Université de Poitiers	Examinateur
A. FATU	Maître de Conférences, Université de Poitiers	Examinateur
M. HAJJAM	Professeur, Université de Poitiers	Examinateur
A. MAOUI	Docteur-Ingénieur, CETIM, Nantes	Examinateur
P. MASPEYROT	Maître de Conférences, Université de Poitiers	Examinateur
J. TICHY	Professeur, Institut Polytechnique, Rensselaer, New York	Examinateur

Avant-propos

Cette étude a été réalisée au Département de Génie Mécanique et Systèmes Complexes de l'Institut Pprime (UPR 3346). Je remercie les directeurs du département, Monsieur Michel FILLON puis Monsieur Saïd ZEGHLOUL qui m'ont accueilli avec bienveillance au sein du laboratoire.

Je tiens surtout à exprimer ma plus profonde gratitude à mon Directeur de Thèse, Monsieur Mohamed HAJJAM pour sa confiance, son soutien, et particulièrement pour avoir réussi à me transmettre sa passion pour la recherche.

Je remercie également Messieurs Patrick MASPEYROT et Aurelian FATU d'avoir assuré un suivi régulier et avisé de l'avancement des travaux. Je tiens à souligner également leur contribution essentielle dans l'achèvement de cette thèse.

Je voudrais exprimer ma reconnaissance à Monsieur Traian CICONE, de l'Université Politehnica de Bucarest et Monsieur Mohamed JAI de l'INSA de Lyon d'avoir accepté de juger cette étude.

Je suis extrêmement sensible à l'honneur que me font Monsieur Dominique BONNEAU, Professeur Emérite à l'Université de Poitiers, Monsieur John TICHY, Professeur à l'Institut Polytechnique Rensslaer (New York, Etats-Unis) et Monsieur Abdelghani MAOUI, Ingénieur-Chercheur au Centre d'Etude Technique des Industries Mécaniques (CETIM, Nantes) de s'être intéressés à mon travail en faisant partie du jury.

Qu'ils soient situés à Poitiers ou à Angoulême, tous les membres du laboratoire ont été d'une aide précieuse durant ces travaux. Je remercie les chercheurs, le personnel administratif, les techniciens et plus particulièrement mes collègues doctorants avec lesquels j'ai partagé beaucoup de moments de convivialité.

Enfin, je remercie chaleureusement tous les membres de ma famille qui, malgré la distance qui nous sépare, ont su me soutenir et encourager afin que je mène à bien ce travail.

Table des matières

Avant-propos **1**

Notations **7**

Introduction générale **9**

1 Etude Bibliographique **13**

1.1 L'état de surface en lubrification 14

1.2 Etudes expérimentales 17

1.2.1 Les surfaces texturées dans un contact sec 18

1.2.2 Les surfaces texturées en lubrification limite 19

1.2.3 Les surfaces texturées en lubrification mixte 21

1.2.4 Les surfaces texturées en lubrification hydrodynamique 23

1.3 Etudes théoriques 29

1.3.1 Modélisation des surfaces texturées 29

1.3.2 Modélisation du phénomène de cavitation 32

1.3.3 Analyse des surfaces texturées à travers les simulations numériques 35

1.4 Conclusion 41

2 Etude Unidimensionnelle **45**

2.1 Modèle théorique 46

2.1.1 Hypothèses 46

2.1.2 Equation de Reynolds 46

2.1.3 Conditions aux limites 49

2.1.4 Résolution numérique de l'équation de Reynolds 50

2.1.5 Calcul des paramètres hydrodynamiques 52
2.1.6 Equilibrage de la charge 53
2.2 Analyse du cas stationnaire.....56
2.2.1 Validation du modèle 56
2.2.2 Paramétrage de la géométrie des textures.....62
2.2.3 Géométrie des textures 64
2.2.4 Influence des conditions de fonctionnement 83
2.2.5 Conclusions.....88
2.3 Analyse du cas non-stationnaire.....89
2.3.1 Analyse des surfaces sinusoïdales.....91
2.3.2 Analyse des textures.....99
2.4 Conclusion 111

3 Etude Bidimensionnelle 113
3.1 Formulation éléments finis 113
3.2 Analyse du modèle 2-D 116
3.2.1 Conditions de symétrie 116
3.2.2 Pertinence du modèle 1-D 120
3.3 Analyse du cas stationnaire.....124
3.3.1 Paramétrage géométrique 124
3.3.2 Géométrie des textures 126
3.3.3 Influence des conditions de fonctionnement 140
3.3.4 Conclusions.....141
3.4 Analyse du cas non-stationnaire.....143
3.4.1 Paramétrage géométrique 144
3.4.2 Discrétisation des dérivées temporelles.....144
3.4.3 Effets transitoires dans le domaine bidimensionnel.....146
3.4.4 Géométrie des textures 149
3.4.5 Conclusions.....158
3.5 Conclusion 159

4 Texturation de la butée 161

4.1 Présentation générale 162

4.2 Modélisation 163

4.2.1 Principe 163

4.2.2 Equation de Reynolds en coordonnées cylindriques 164

4.2.3 Validation du modèle 166

4.2.4 Paramétrage géométrique 172

4.3 Texturation du grain fixe 173

4.3.1 Géométrie de la texture 173

4.3.2 Butée à poches 181

4.3.3 Conclusions 185

4.4 Texturation du grain mobile 185

4.4.1 Butée à poches 186

4.4.2 Butée texturée 191

4.5 Conclusion 196

Conclusions et perspectives 197

Bibliographie 201

Table des figures 213

Liste des tableaux 219

Notations

A	Amplitude de la rugosité périodique	[µm]
a	Longueur de l'entrée du patin	[mm]
B	Longueur totale du patin	[mm]
b	Longueur de la poche dans la direction de l'écoulement	[mm]
C	Couple	[N.m]
C_a	Taux de cavitation	[%]
c	Longueur de la sortie du patin	[mm]
D	Variable universelle	
F	Fonction de basculement / Index de cavitation	
F_f	Force de frottement	[N]
f	Fréquence de la rugosité périodique	
h	Epaisseur du film	[µm]
h_0	Epaisseur minimale du film	[µm]
h_d	Profondeur de la texture	[µm]
K	Taux de convergence	
L	Largeur du patin	[mm]
l_c	Longueur de la cellule	[mm]
l_d	Longueur de la poche	[mm]
N	Nombre total de cellules	
Oxyz	Système d'axes de référence orthogonal	
p	Pression dans le film lubrifiant	[MPa]
p_0	Pression ambiante (ou d'alimentation)	[MPa]
p_{cav}	Pression de cavitation	[MPa]
p_{ext}	Pression extérieure	[MPa]
Q	Débit volumique	[m^3/s]
Q_T	Débit volumique au rayon extérieur	[m^3/s]
R_1	Rayon intérieur	[mm]
R_2	Rayon extérieur	[mm]
r, θ, y	Coordonnées cylindriques	[m, rad, m]
S	Paramètre décrivant les conditions de fonctionnement	[N/m]
T_t	Période / Cycle	[s]
t	Temps	[s]
U	Vitesse relative des surfaces	[m/s]

u	Vitesse du lubrifiant	[m/s]
$V(\Omega^-)$	Vitesse de la frontière de rupture du film lubrifiant	[m/s]
$V(\Omega^+)$	Vitesse de la frontière de reformation du film lubrifiant	[m/s]
W	Capacité de charge	[N]
W_a	Charge appliquée	[N]
x, y, z	Coordonnées cartésiennes	[m]
x_f	Frontière de reformation du film lubrifiant	[mm]
x_r	Frontière de rupture du film lubrifiant	[mm]
α	Taux de texturation	[%]
β	Amplitude angulaire / Angle du secteur	[deg]
β_t	Amplitude angulaire de la zone texturée	[deg]
Δx	Pas de discrétisation dans la direction x	[mm]
Δt	Pas de temps	[s]
δ	Ecart entre l'épaisseur minimale et l'épaisseur maximale du film	[µm]
ε	Tolérance numérique pour l'épaisseur minimale du film	[%]
μ	Viscosité dynamique	[Pa.s]
ξ	Tolérance numérique pour la charge W	[%]
ρ	Masse volumique du lubrifiant	[kg/m^3]
ρ_0	Masse volumique du mélange lubrifiant-gaz	[kg/m^3]
ρ_t	Densité de la texture	
ψ	Ecart entre la pression ambiante et la pression de cavitation	[MPa]
Ω	Zone active du film lubrifiant / Zone de film complet	
Ω_0	Zone inactive du film lubrifiant / Zone de cavitation	
ω	Vitesse de rotation	[tr/min]

Indices et exposants

$(\ )_1$	Paramètre de la surface inférieure / mobile
$(\ )_2$	Paramètre de la surface supérieure / fixe
$(\ )_x$	Composante dans la direction x
$(\ )_z$	Composante dans la direction z
$(\ )_r$	Composante dans la direction radiale r
$(\ )_\theta$	Composante dans la direction circonférentielle θ
$(\ )_{_moy}$	Valeur moyennée sur la période de temps T_t
$(\ )_{min}$	Valeur minimale
$(\ )_{max}$	Valeur maximale
$(\ )^{\Omega}$	Composante dans la zone active
$(\ )^{\Omega_0}$	Composante dans la zone inactive

Introduction générale

Après un XXème siècle qui a été marqué par un essor exponentiel des avancements technologiques dans les différents domaines de l'industrie, le monde scientifique se trouve actuellement en face d'un nouveau défi. Les conditions économiques plus restrictives, dues principalement à l'augmentation du prix de l'énergie, et les nouvelles exigences environnementales font que la recherche soit souvent réorientée vers l'optimisation des systèmes existants. Cette optimisation se traduit généralement par une réduction de la consommation énergétique et une augmentation des performances.

Il est bien connu que les performances d'une machine sont directement influencées par son efficacité en terme de frottement. L'usure et les pertes énergétiques mesurées dans les systèmes qui comprennent des composants en mouvement relatif sont directement liées à ce phénomène. Par exemple, dans le cas de l'automobile, environ un tiers de l'énergie consommée est utilisée pour surmonter le frottement entre les différentes éléments mécaniques. Les pertes dues au frottement atteignent des niveaux similaires dans d'autres domaines de l'industrie qui se confrontent à la même problématique, tel que l'aéronautique ou le secteur énergétique. Dans ces circonstances, le domaine de la tribologie devient particulièrement intéressant, grâce aux nombreuses solutions qu'il propose aux problèmes liés au frottement.

L'état de surface des pièces a une influence très importante sur le fonctionnement d'un ensemble mécanique, que le contact soit sec ou lubrifié. Les progrès technologiques qui ont été réalisées au cours des dernières années permettent aujourd'hui une maîtrise très précise de l'état de surface. Les textures, qui peuvent être obtenues par différentes techniques de fabrication (micro usinage, gravure chimique, laser etc.), ont émergé comme une solution particulièrement efficace afin de réduire le frottement et diminuer l'usure. De plus, il a été montré que l'utilisation des textures dans les contacts lubrifiés pourrait aussi conduire, à travers des mécanismes de lubrification particuliers, à une amélioration de l'effet de portance.

Les bénéfices fournis par l'utilisation des composants mécaniques texturés ont été prouvés expérimentalement à de nombreuses occasions. Cependant, ces bénéfices sont souvent obtenus de manière empirique (à partir des méthodes de type essai-erreur), sans une base théorique préalable. De nombreux travaux expérimentaux ont montré également que les effets induits à travers la texturation des surfaces sont fortement influencés par les différents paramètres géométriques tels que la taille, la profondeur ou la densité des textures. De plus, ces caractéristiques géométriques peuvent agir de manière très différente selon les conditions de fonctionnement ou les propriétés du lubrifiant. A cause de cette forte interdépendance, les

résultats présentés dans la littérature différent généralement d'une étude à l'autre et les conclusions apportées sont parfois même contradictoires. Par conséquent, les mécanismes de lubrification qui pourraient expliquer le fonctionnement des composants texturés font toujours l'objet de débat au sein de la communauté scientifique. Les problématiques qui animent ces débats révèlent la complexité du sujet et illustrent également la nécessité d'une étude plus approfondie de la texturation. Dans ce contexte, la modélisation théorique représente un élément indispensable à la compréhension des phénomènes qui apparaissent lors de la lubrification des surfaces texturées. C'est pourquoi le développement des algorithmes numériques capables de simuler et de prédire le comportement des composants texturés est devenu aujourd'hui une priorité.

Alors que le nombre d'études théoriques consacrées au sujet de la texturation a augmenté de manière très importante au cours des dernières années, la validité d'une partie importante de ces travaux pourrait être remise en question, notamment à cause des hypothèses utilisées. Le phénomène de cavitation, essentiel par rapport au fonctionnement des textures, est souvent traité de manière inadéquate ou même négligé, ce qui met en cause la pertinence des résultats fournis par ces études. De plus, le comportement des textures est habituellement étudié indépendamment des conditions de fonctionnement, ce qui conduit également à des conclusions erronées.

Le travail proposé dans ce mémoire cherche d'abord à résoudre ces carences importantes. L'utilisation d'un modèle numérique conservatif capable d'évaluer les effets de la cavitation permet d'assurer une analyse plus appropriée des effets induits par les surfaces texturées. L'efficacité numérique du modèle permet également d'augmenter le nombre de configurations analysées afin d'obtenir une évaluation plus exacte de l'influence de différents paramètres géométriques tels que la taille, la profondeur ou la densité des textures.

L'étude des effets générés par la texturation dans des conditions d'écoulement transitoires est un autre point d'originalité qui caractérise ce travail. Cette approche nous permettra d'aborder des sujets particulièrement intéressants qui ont été très peu analysés dans la littérature. Parmi ces sujets, l'impact de la texturation sur le comportement des surfaces en mouvement ou l'interaction des textures avec les rugosités des surfaces seront examinés en détail.

Enfin, pour illustrer la validité de nos recherches dans le cas d'une application de type industriel, l'influence des textures sur les performances d'une butée fonctionnant en régime hydrodynamique fera l'objet d'une analyse approfondie.

Afin d'accomplir tous ces objectifs, le travail effectué sera organisé en quatre parties distinctes. Dans un premier chapitre, nous présentons une étude bibliographique, qui mettra en évidence le contexte scientifique qui justifie les objectifs de cette thèse. Dans ce but, nous évoquerons les principales études, aussi bien théoriques qu'expérimentales, qui ont traité le sujet de la texturation. L'influence de la cavitation sur le comportement des surfaces texturées et le traitement numérique de ce phénomène seront aussi analysés à travers l'étude bibliographique.

Le deuxième chapitre est consacré à l'analyse des textures dans un domaine d'étude unidimensionnel. Après la présentation des équations de base et des méthodes numériques qui constituent l'algorithme utilisé, nous nous intéresserons à l'influence de différents paramètres

géométriques sur les performances hydrodynamiques des contacts lubrifiés. L'efficacité du modèle unidimensionnel nous permettra d'étendre l'étude à un nombre important de configurations, afin d'obtenir une compréhension du comportement des textures dans un régime d'écoulement stationnaire ou bien transitoire.

L'analyse des textures dans le domaine bidimensionnel fera l'objet du troisième chapitre du mémoire. L'analyse 2-D des textures nous permettra de dépasser les limitations posées par l'espace monodimensionnel et nous pourrons ainsi nous intéresser à des configurations géométriques plus complexes. Bien évidemment, l'extension du domaine d'étude à l'espace 2-D implique également une modélisation plus complexe et un effort de calcul très important, notamment dans le cas d'un régime d'écoulement transitoire. Par conséquent, l'analyse des textures sera limitée aux cas les plus représentatifs.

Le dernier chapitre sera consacré à l'étude des effets de la texturation sur les performances hydrodynamiques d'une butée, ce qui nous permettra de démontrer la pertinence du modèle proposé par rapport à une application réelle. L'adaptation du modèle à la géométrie spécifique des butées sera validée à travers une série de comparaisons avec plusieurs travaux théoriques et expérimentaux. Les effets produits par la texturation du grain fixe ou bien du grain mobile de la butée seront analysés dans la dernière partie du chapitre.

Enfin, une dernière section du mémoire exposera les principales conclusions de l'étude et les différentes perspectives pour la continuation de ce travail.

Chapitre 1

Étude Bibliographique

La texturation des surfaces se trouve actuellement à la base de nombreuses études qui s'intéressent à l'optimisation du fonctionnement des machines. Dans les contacts lubrifiés en particulier, les éléments texturés semblent représenter une solution viable pour l'amélioration des performances tribologiques. Les bénéfices potentiels des textures font l'objet de recherche depuis les années 1960, mais le sujet a suscité plus d'intérêt 30 ans plus tard, quand les techniques de texturation sont devenues suffisamment précises pour permettre un meilleur contrôle de l'état des surfaces. Depuis le début des années 2000, le nombre de travaux relatifs à ce sujet n'a pas cessé d'augmenter et le débat est toujours animé par les différents aspects qui concernent les textures.

Du point de vue expérimental, des améliorations en termes de frottement, d'usure ou de capacité de charge sont souvent rapportées parmi les effets induits par les textures dans de nombreuses applications. Cependant, dans la plupart des cas, ces bénéfices sont obtenus de manière empirique et uniquement dans des conditions très spécifiques, notamment à cause de la complexité géométrique des textures et due à la forte variabilité des paramètres de fonctionnement des machines. L'utilisation des composants texturés reste donc limitée par l'imprédictibilité de leur comportement, mais aussi par le manque de compréhension des phénomènes qu'ils induisent. Par conséquent, le besoin de modèles numériques capables de simuler et prédire de manière adéquate les effets dégagés à travers la texturation est aujourd'hui fortement manifesté dans le milieu industriel. Ces modèles sont nécessaires non seulement pour déterminer les conditions qui permettraient le fonctionnement optimal des machines, mais surtout pour la compréhension des phénomènes physiques qui sont produits par les textures.

Pour mieux décrire l'état actuel de la recherche dans le domaine de la lubrification sur la texturation des surfaces, une synthèse des travaux dédiés à ce sujet, aussi bien théoriques qu'expérimentaux, est présentée dans la suite de ce chapitre. Cette synthèse permettra d'identifier les principales approches et hypothèses qui ont été dégagées au cours des années à l'égard des textures, et aussi de décrire le contexte scientifique qui justifie les objectifs de cette thèse. Tout d'abord, le chapitre portera sur les éléments qui ont conduit à l'apparition des textures, tout en s'appuyant sur l'importance de l'état de surface dans le domaine de la lubrification. Par la suite, nous nous intéresserons aux travaux expérimentaux qui mettent en évidence l'influence des composants texturés dans différentes régimes de lubrification. Une

partie importante de l'étude bibliographique a pour but de rappeler les principaux travaux théoriques et modélisations numériques dédiées à la texturation des surfaces. Le phénomène de cavitation, qui semble jouer un rôle important dans le comportement des surfaces texturées, est aussi analysé à travers ce chapitre.

1.1 L'état de surface en lubrification

Toutes surfaces, quelle que soit leur nature, présentent un profil géométrique unique qui est constitué par une multitude d'éléments individuels (aspérités, protubérances, irrégularités, creux, bosses etc.). Désigné par différents termes selon le contexte (état de surface, texture, topographie, cartographie etc.), l'ensemble de ces éléments devient fondamental dans l'étude du frottement sec ou lubrifié. L'un des premiers à avoir cette réalisation est Léonard de Vinci, qui marque le XVe siècle avec ses contributions dans le domaine de la tribologie. En se servant de dispositifs qu'il construit pour quantifier les efforts de frottement entre deux corps, Léonard de Vinci observe une importante dépendance entre l'état de surface et le coefficient de frottement. Plus d'un siècle après, Guillaume Amontons réalise en France des expériences qui lui permettent de développer plusieurs lois et théories. Dans ses mémoires, il exprime sa conviction que le frottement entre deux surfaces est principalement généré par des interactions entre des aspérités qui s'opposent au mouvement. Moins connu, Bernard Forrest de Bélidor, un ingénieur militaire français qui a vécu au XVIIIe siècle, est le premier à réaliser un modèle théorique de la rugosité des surfaces. En imaginant la géométrie des surfaces comme une multitude de creux et de bosses de forme hémisphérique, il utilise ce modèle pour calculer le rapport entre la force de frottement et la charge appliqué, qu'il estime voisine de 0,35. Nous ne pouvons pas oublier les contributions en matière de frottement de Charles Augustin Coulomb, né à Angoulême en 1736, qui parmi ses nombreux travaux, réalise les premières études sur les effets induits par la rugosité des surfaces en présence d'un lubrifiant. Pour suivre l'ordre chronologique des contributions, d'autres noms importants méritent d'être mentionnés, comme Arthur Jules Morin – un grand mécanicien du XIXe siècle qui a étudié en détail le frottement de glissement – et Gustave Adolphe Hirn – très connu pour ses études sur la lubrification hydrodynamique.

Bien que l'influence de l'état de surface sur les performances tribologiques des contacts ait été reconnue depuis le Moyen Age, les premières techniques permettant de modifier la rugosité ne sont développées qu'au début des années 1900. En 1917, F.W. Stokes développe à Mansfield, au Royaume-Uni, une nouvelle méthode pour la production des composants en acier qui est basée sur un procédé de centrifugation [1]. Ce procédé devient rapidement très répandu, car il assure une excellente résistance à l'usure des surfaces. En 1920, en collaboration avec Sheepbridge, Stokes crée l'entreprise GKN Sheepbridge Stokes Ltd., qui existe encore et qui reste très appréciée pour ses innovations. C'est au sein de cette même entreprise que nous retrouvons les premières démarches vers la texturation. En 1939, les ingénieurs de GKN se préoccupent de la fiabilité de l'ensemble segment – piston – chemise dans les moteurs à combustion interne. A noter qu'à cette époque, il était considéré que pour obtenir une meilleure performance, la surface de la chemise devait être aussi lisse que possible. Cependant, le phénomène de grippage était souvent rencontré dans le

fonctionnement des moteurs. Par conséquent, l'influence de l'état de surface de ces composants sur la fiabilité du moteur a fait l'objet d'une recherche plus attentive au sein de GKN. Grâce au développement des méthodes permettant de mesurer la rugosité, notamment par l'introduction du Talysurf en 1942, des progrès importants sont réalisés. Ainsi, les ingénieurs s'aperçoivent que l'application de stries continues croisées sur la surface de la chemise assure une meilleure lubrification du contact avec le piston. Les analyses montrent que ces stries, appliquées habituellement par un procédé de pierrage, servent comme des réservoirs de lubrifiant et permettent une meilleure distribution de l'huile sur la chemise. Jusqu'à présent, cette opération reste indispensable pour le bon fonctionnement des moteurs. En revanche, la géométrie optimale des stries fait toujours l'objet de recherche [2].

Malgré les travaux de recherche réalisés chez GKN, l'étude qui est la plus souvent évoquée dans la littérature comme étant la première à prouver les effets bénéfiques de la texturation est celle réalisée par Hamilton et al. [3] en 1966. Dans cette étude, les auteurs examinent l'influence de ce qu'ils appellent "des micro-irrégularités" sur le fonctionnement d'un joint d'étanchéité. En utilisant un procédé de photogravure, ils appliquent des aspérités de forme cylindrique sur la surface du joint. Parmi leurs observations, les auteurs mentionnent une augmentation importante de la capacité de charge grâce aux aspérités. Cette augmentation est expliquée par la présence du phénomène de cavitation qui provoque une distribution asymétrique de la pression, ce qui permet aux zones de haute pression de surmonter les zones de basse pression.

L'étude réalisée par Hamilton n'est pas singulière, puisque la prise de conscience que les performances des contacts lubrifiés peuvent être améliorées à travers un meilleur contrôle de l'état de surface produit un essor du nombre de travaux dans les années 1960. Le nombre de publications qui traitent le sujet devient si grand, qu'il détermine Moore [4] à faire une synthèse de tous ces travaux. En 1969, il publie ce qu'il appelle "une histoire de la recherche des effets de la texturation des surfaces", dans laquelle il cite presqu'une centaine d'études. Dans l'introduction de son manuscrit, Moore note que "la texture des surfaces est probablement la variable la plus importante et possiblement la seule à déterminer la magnitude du frottement qui pourrait exister entre des surfaces en mouvement relatif". En utilisant le mot "texture", il désigne non seulement un profil ordonné d'aspérités, mais tous types de micro-géométries résultant des procédés d'usinage ou de finition des surfaces. Moore reconnait l'importance de l'état de surface dans les contacts secs et lubrifiés, mais il souligne aussi le manque total de prédictibilité et compréhension des effets induits par les textures. Il aborde plusieurs thématiques qui restent encore d'actualité.

Une de ces thématiques porte sur les paramètres géométriques qui influencent le comportement des surfaces rugueuses. Sachant que l'état de surface devient particulièrement important dans la lubrification mixte, plusieurs travaux sont orientés vers l'étude des aspérités. Dans une étude réalisée en 1965, Moore [5] construit un modèle théorique (basé sur cinq paramètres géométriques) qui lui permet d'obtenir différentes types d'aspérités (cubiques, hémisphériques et pyramidales). En utilisant ce modèle, il conclut que la hauteur, la forme et l'écart entre les aspérités sont des éléments qui ont beaucoup d'influence par rapport à la lubrification des contacts. En 1968, Williamson et Hunt [6] utilisent des données

obtenues à travers un profilomètre pour suggérer que la densité[1] des textures, la hauteur des aspérités et leur rayon moyen de courbure dictent la nature du contact entre les surfaces. Certains travaux proposent également l'angularité des aspérités pour mieux classifier les textures, alors que d'autres présentent la "directionnalité" comme étant primordiale. Ainsi, l'ampleur de la liste des paramètres qui sont proposés pour caractériser le comportement des textures s'allonge avec le nombre d'études concernées et ne fait qu'augmenter l'ambiguïté du sujet.

Pour répondre à cette ambigüité, Tzeng et Seibel [7] proposent en 1967 une approche différente pour l'étude de l'état de surface dans le domaine de la lubrification. En s'appuyant sur l'idée que la rugosité est en réalité une variable aléatoire, les auteurs appliquent un calcul stochastique pour étudier le fonctionnement d'un palier. En utilisant une loi de type beta[2] pour générer la rugosité, ils montrent que la présence des aspérités sur la surface du palier permet une réduction du coefficient du frottement. Ce type de modélisation est développé par plusieurs groupes de recherche et connait beaucoup de succès, notamment dans les années 1970. Ainsi, Christensen et Tønder [8-10] appliquent une équation de Reynolds dite "stochastique" pour étudier l'influence de la rugosité transversale et longitudinale sur la lubrification de paliers, alors que Chow et Cheng [11,12] étendent la théorie stochastique pour l'étude de la lubrification élastohydrodynamique. A cause des difficultés d'extension de la méthode stochastique pour l'étude tridimensionnelle des effets induits par la rugosité, Patir et Cheng [13,14] introduisent en 1978 une nouvelle approche basée sur l'homogénéisation de l'équation de Reynolds à travers des facteurs d'écoulement. Ces facteurs sont calculés à partir des profils de rugosité qui sont soit générés numériquement, soit obtenus par des mesures expérimentales. En plus des cas tridimensionnels, cette méthode permet aussi l'étude de la lubrification limite (ou l'état de surface possède une grande influence), ce qui la rend encore très utilisée aujourd'hui.

Bien que la modélisation numérique des contacts lubrifiés reste une préoccupation permanente de la recherche, les années 1980 restent avant tout marquées par l'avancement des outils expérimentaux. C'est à cette période que nous voyons apparaître les premières techniques de finition dites "modernes". Ainsi, Schneider [15] développe le vibroroulage en 1984. La méthode, basée sur la déformation plastique, est utilisée pour produire des micro-rainures sur la surface des différents composants en acier. Dans la même période, Saka et al. [16] utilisent l'idée de la "modulation" des surfaces, obtenue par gravure chimique ou abrasion, pour enlever les débris dans les contacts secs. Les années 1980 signalent aussi un changement des approches scientifiques. Si auparavant les problèmes de la lubrification étaient généralement analysés que par des mécaniciens, le développement des outils numériques et expérimentaux permet aux mathématiciens, aux physiciens et aux chimistes de s'intéresser davantage à ce domaine. Les phénomènes qui se produisent à l'interface d'un

---

[1] La densité d'une texture représente le rapport entre la surface de l'ensemble d'éléments (aspérités, poches etc.) qui composent la texture et la surface totale de la texture.

[2] Loi de probabilité caractérisée par la continuité de la distribution aléatoire des variables, qui sont strictement contenus dans l'intervalle [0,1].

solide et d'un liquide peuvent être analysés à l'échelle nanométrique grâce à la montée en puissance des microscopes et par conséquent, des nouveaux domaines, comme la nanotribologie et la nanomécanique, évoluent rapidement.

L'évolution des techniques permettant un contrôle plus exact de l'état de surface continue dans les années 1990, notamment par le développement du laser en Allemagne [17,18] et en Israël [19,20]. Ce développement provoque aussi un changement de terminologie. C'est ainsi que le sens du mot "texture" change radicalement par rapport à celui donné par Moore en 1969. La texture désigne désormais une géométrie de surface très régulière, très ordonnée, qui est constituée d'un ensemble d'aspérités ou de poches identiques en forme et dimensions. La texture se différencie donc définitivement de la rugosité des surfaces, qui retient un caractère aléatoire de la distribution des aspérités.

C'est dans les années 2000 que l'intérêt sur la texturation atteint son apogée, car le sujet saisit une partie importante des travaux de recherche dans le domaine de la tribologie. Une bonne partie de ces travaux sont dédiés à l'amélioration des techniques de texturation. C'est ainsi que nous voyons apparaître des méthodes de texturation de plus en plus sophistiquées telles que l'usinage par jet d'eau abrasif [21], la gravure ionique réactive [22] ou la lithographie [23]. Bien que ces méthodes soient employées dans de nombreuses investigations, le laser s'est détaché comme la méthode la plus utilisée, grâce à de nombreux avantages parmi lesquels nous pouvons mentionner la vitesse de texturation, l'excellent contrôle de la géométrie des textures (forme et dimensions), l'applicabilité à quasiment tous types de matériaux et le respect de l'environnement. Il est certain que grâce au développement des techniques d'usinage, finition et texturation, les exigences par rapport à l'état de surface de divers composants ne sont actuellement limitées que par des considérations économiques. En pratique, la microgéométrie des surfaces peut être aujourd'hui maîtrisée jusqu’au niveau nanométrique, ce qui débloque une multitude de solutions pour l'optimisation des contacts tribologiques. C'est ainsi que des sujets liés à la texturation, comme la mouillabilité des surfaces par exemple, attirent de plus en plus d'intérêt.

Si les procédés qui permettent la texturation des surfaces ont atteint aujourd'hui un très haut niveau technologique, beaucoup reste à faire sur la compréhension des effets qui sont induits par les surfaces texturées. Pour une meilleure description de l'état des connaissances actuel sur la texturation, nous nous intéressons ensuite aux principales démarches expérimentales qui ont été réalisées au cours des dernières années par rapport à ce sujet.

1.2 Études expérimentales

Nous découvrons à travers la littérature une forte préoccupation de la recherche de la géométrie optimale des textures. De nombreux travaux sont dédiés à l'étude de différentes caractéristiques géométriques des textures comme la densité, la taille ou la forme. Alors que cette recherche est légitime, en pratique, le comportement des composants texturés lubrifiés est dicté non seulement par le type de texturation, mais aussi par d'autres éléments tels que les propriétés du lubrifiant employé ou les conditions générales de fonctionnement (pression d'alimentation, vitesse des surfaces, charge appliquée etc.). Par conséquent, l'effet de la texturation devient particulièrement difficile à évaluer sans prendre en compte l'ensemble des

éléments qui caractérisent le contact. Due à l'interaction de divers paramètres qui interviennent, l'interprétation des résultats obtenus à travers les expériences devient ainsi extrêmement délicate. D'ailleurs, ce problème reste à l'origine des conclusions contradictoires qui sont fréquemment exposées dans la littérature au sujet de la texturation.

La texturation des surfaces est étudiée dans une gamme très étendue d'applications. Celles qui présentent le plus d'intérêt sont les éléments d'étanchéité, les paliers et les butées, mais les effets induits par la texturation sont aussi investigués dans d'autres domaines tels que l'industrie automobile [24,25], la métallurgie [26] ou l'électromécanique [27,28]. La grande diversité de ces domaines fait que, selon les caractéristiques de chaque application, les surfaces texturées sont soumises à différents régimes de fonctionnement. Par conséquent, les effets obtenus et observés à travers la texturation deviennent fortement liés à la nature du contact. Nous considérons donc qu'une évaluation appropriée des textures à travers les démarches expérimentales ne peut être réalisée sans une distinction claire des régimes de lubrification.

1.2.1 Les surfaces texturées dans un contact sec

Certainement, la texturation des contacts secs ne fait pas l'objet du domaine de la lubrification. Pourtant, le sujet mérite d'être analysé, puisque les effets induits par la texturation dans des contacts secs sont susceptibles d'apparaître dans des conditions de lubrification limite ou mixte.

Les premiers travaux sur la texturation des contacts secs sont réalisés par Saka et al. [16] en 1984. Dans leur étude ils analysent, à l'aide d'un banc d'essai de type pion-disque, les phénomènes de fretting[3] entre différents types de matériaux (cuivre, fer, titane, chrome). Ils notent d'abord que dans le cas des surfaces lisses, le coefficient de frottement augmente pendant la période d'essai à cause de l'accumulation de débris dans le contact. Ces débris subissent ensuite un phénomène d'oxydation et provoquent une croissance de la résistance électrique du contact. Par un procédé de gravure chimique, ils appliquent des textures sous forme de poches de forme carrée (100x100µm) avec une profondeur de 50µm pour obtenir ce qu'ils appellent "des surfaces modulées". A travers cette opération, le coefficient de frottement mesuré diminue de 40 à 70% en fonction du type de matériau. Dans ce cas, les débris sont stockés dans les poches, ce qui évite le phénomène d'oxydation et conduit à une réduction du coefficient de frottement et de la résistance électrique du contact.

En 2002, Varenberg et al. [29] analysent la même problématique, mais utilisent le laser pour texturer les surfaces. Ils s'intéressent principalement à l'effet de la texturation sur deux types de contacts : (1) entre une bille et une surface lisse et (2) entre deux surfaces lisses. Ils montrent que l'effet de la texturation est fortement dépendant non seulement du type de matériaux impliqués dans le contact, mais aussi de la charge appliquée. Ainsi, ils constatent qu'en fonction de ces éléments, la texturation peut avoir des effets aussi bien bénéfiques que défavorables sur le frottement. Alors qu'ils reconnaissent le rôle des textures de piège pour les particules produites par l'usure, les auteurs mentionnent aussi l'effet bivalent de l'oxydation

[3] Le fretting est un mécanisme d'usure qui se produit entre des surfaces en mouvement relatif et qui consiste dans un déplacement oscillant d'ordre microscopique.

des débris, qui dans certaines circonstances, pourrait contribuer à la lubrification artificielle du contact.

En 2003, Pettersson et Jacobson [30] étudient les propriétés du contact sec et lubrifié entre une bille et une surface texturée. Par une succession d'opérations chimiques, ils obtiennent plusieurs types de revêtements texturés, qui varient en forme (rainures et poches carrées), largeur (5, 20 et 50µm) et matériau de fabrication (Sn et DLC[4]). En ce qui concerne le contact sec, les résultats n'ont pas révélé une dépendance entre la géométrie de la texture et le coefficient de frottement, quel que soit le matériau utilisé. Dans le cas des textures en Sn, le coefficient de frottement a légèrement baissé par rapport à celui mesuré dans le cas des surfaces lisses. Pour les textures en DLC, le coefficient de frottement a enregistré une hausse importante et des fluctuations plus grandes que celles produites par les surfaces lisses. Dans tous les cas, quel que soit le matériau ou la géométrie utilisés, les surfaces texturées ont détérioré la surface de la bille plus que les surfaces lisses.

Dans une étude réalisée en 2008, Borghi et al. [31] n'obtiennent que des bénéfices par l'utilisation des textures dans un contact sec. A l'aide d'un banc d'essais de type pion-disque, ils observent une réduction du coefficient de frottement d'environ 10% grâce à la texturation. Ils expliquent ces résultats par le fait que l'accumulation de débris dans les poches permet un "nettoyage" de la zone de contact, ce qui diminue les phénomènes de frottement et d'usure.

Les quelques études menées sur l'influence de la texturation dans les contacts secs relèvent une variabilité importante des résultats. En l'absence du lubrifiant, les effets induits par les textures deviennent très dépendantes des propriétés des matériaux utilisés et de la charge appliquée. Par conséquent, la texturation peut exercer non seulement des effets bénéfiques, mais aussi des effets défavorables sur les caractéristiques tribologiques des contacts. En revanche, la géométrie des textures ne semble pas jouer un rôle significatif. Confirmée par la plupart des études, la contribution principale des textures dans les contacts secs est représentée par la capacité de piéger les particules qui résultent de l'usure, ce qui diminue le frottement et réduit les phénomènes de "labourage".

1.2.2 Les surfaces texturées en lubrification limite

La lubrification limite est un régime de fonctionnement qui est principalement caractérisé par une interaction prononcée entre les aspérités des surfaces. Malgré la présence du lubrifiant (en faible quantités) dans le contact, la charge est essentiellement supportée par ces interactions, ce qui entraîne une accélération de l'usure à travers des phénomènes d'abrasion, adhésion ou fatigue. La lubrification limite n'est pas souhaitable dans le fonctionnement des systèmes mécaniques, mais ce régime est souvent inévitable pendant les phases de démarrages et d'arrêts des machines. Par conséquent, l'étude des composants texturés fonctionnant dans des conditions de lubrification limite présente beaucoup d'intérêt.

En 1989, Thian et al. [32] continuent les travaux de Saka et al. [16] sur les surfaces "modulées" et étudient leur efficacité dans des conditions de lubrification limite. Les résultats

---

[4]Sn est le symbole chimique de l'étain, un métal gris-argent, malléable, moyennement ductile à température ambiante ; DLC (l'abréviation anglaise de diamond-like carbon) désigne le carbone amorphe, un matériau obtenu en couches minces par une technique de dépôt sous vide.

rapportés dans ces travaux ne diffèrent pas beaucoup de ceux obtenus pour les contacts secs, car la contribution du lubrifiant est minimale dans de telles circonstances. La participation du lubrifiant n'est importante qu'au début des essais, en l'absence de débris qui résultent de l'usure. Les auteurs remarquent de nouveau la capacité des poches à retenir ces débris et ils distinguent une baisse du coefficient du frottement avec une augmentation de la densité des textures.

En 2002, Ryk et al. [33] analysent les performances des segments de piston texturés par laser, sous différentes conditions de lubrification. Dans la recherche de la géométrie optimale des textures, ils appliquent des poches hémisphériques avec différentes dimensions et densités. Les résultats de l'étude montrent d'abord la forte dépendance entre la géométrie optimale des textures et les conditions de fonctionnement. De plus, ils mettent en évidence l'importance du rapport entre la profondeur et le diamètre des poches. Dans des conditions de lubrification limite, les auteurs sont surpris de découvrir qu'une profondeur importante des poches conduit à des effets défavorables, alors que cette configuration devrait permettre une meilleure alimentation en lubrifiant dans la zone de contact. Ils observent à travers les analyses que lorsque la quantité d'huile fournie au contact devient extrêmement faible, les poches trop profondes absorbent le lubrifiant au dehors du contact, ce qui génère des forces de frottement très importantes.

Nous rappelons ensuite l'étude de Patterson et Jacobson [30], qui ont examiné également l'effet de la texturation dans des conditions de lubrification limite. Cette fois, ils soulignent parmi leurs observations la capacité des surfaces texturées à fournir du lubrifiant dans le contact, ce qui diminue le frottement de manière considérable. Etant donné que la quantité de lubrifiant présente dans le contact est très faible, la géométrie des textures devient ainsi très importante et détermine l'évolution du coefficient de frottement pendant la période d'essai. Finalement, les auteurs rappellent l'influence importante du type de matériau utilisé par rapport à l'efficacité des textures.

En 2004, Uehara et al. [34] analysent les propriétés tribologiques des composants en nitrure de silicium dans des conditions de lubrification limite. En employant une technique à jet d'eau abrasif, ils varient la densité et le diamètre des textures de forme hémisphérique. Ils présentent parmi les résultats une dépendance entre la quantité de lubrifiant fournie dans le contact et les effets induits par les poches. Ils observent que pour des quantités faibles de lubrifiant, l'effet bénéfique des textures (une meilleure alimentation de lubrifiant dans le contact) surmonte leur effet défavorable (augmentation de la pression de contact), ce qui résulte dans une diminution du coefficient de frottement. Pour une quantité de lubrifiant plus importante, un phénomène inverse se produit.

De nombreux travaux sont réalisés pendant les années 2000 afin d'étudier le comportement des surfaces texturées dans un régime de lubrification limite. Vilhena et al. [35] notent en 2009 que dans telles conditions, le diamètre des poches, la charge appliquée et la vitesse de glissement dictent l'efficacité des textures. La même année, Pawlus et al. [36] apprécient qu'une densité de la texturation entre 7,5 et 20% permet une diminution importante de l'usure dans les contacts insuffisamment lubrifiés. Deux ans plus tard, Mishra et Polycarpou [37] observent des améliorations remarquables dues à la texturation des composants destinés à la production des climatiseurs et compresseurs frigorifiques, alors que

Cho et Park [38] obtiennent une réduction du coefficient de frottement d'environ 50% par la texturation des surfaces en polyoxymethylene (POM). Des effets bénéfiques obtenus grâce à la texturation sont présentés aussi par Ze et al. [39] dans le comportement tribologique des composants à base de carbure de tungstène.

Des effets défavorables dus aux textures sont observés par Koszela et al. [40], qui vérifient l'efficacité de la texturation sur des échantillons en bronze. Pendant les tests effectués sur un banc d'essai de type pion-disque, ils mesurent, pour certaines configurations, une augmentation de l'usure d'environ 30% à cause de la texturation. Kovalchenko et al. [41] soulignent aussi l'éventualité des effets négatifs engendrés par les textures et notent que particulièrement dans les contacts non-conformes, les textures augmentent l'usure et favorisent la transition du régime de lubrification limite vers un régime mixte. Ils déconseillent donc l'usage des surfaces texturées dans les applications où l'usure des surfaces n'est pas acceptable.

Dans un premier temps, nous distinguons à travers ces études une "inconsistance" des résultats qui sont fournis à travers l'utilisation des surfaces texturées dans les contacts insuffisamment lubrifiés. Le type de matériau utilisé dans les essais et la géométrie des textures semblent être les facteurs principaux qui contribuent à cette versatilité. En revanche, nous identifions deux mécanismes qui décrivent le fonctionnement des textures dans un régime de lubrification limite. Le premier a été observé auparavant dans les contacts secs et consiste dans un processus de "nettoyage" du contact, obtenu par l'accumulation dans les poches de débris qui résultent de l'usure. Le second est que les poches servent de réservoirs qui ont le rôle d'alimenter et d'assurer une meilleure distribution du lubrifiant dans la zone de contact. Cette dernière fonction est pourtant très liée à la quantité initiale de lubrifiant existante dans le contact et aussi à la géométrie des textures.

1.2.3 Les surfaces texturées en lubrification mixte

La lubrification mixte fait l'objet de beaucoup de travaux, car elle décrit le fonctionnement de nombreuses applications. Dans ce type de régime, l'épaisseur de film lubrifiant est importante, mais pas suffisante pour permettre le support intégral de la charge appliquée. Par conséquent, des interactions entre les aspérités peuvent avoir lieu dans certaines zones du contact. Les caractéristiques de ces interactions varient en fonction de l'état de surface, la charge appliquée ou le type de lubrifiant employé, mais sont généralement de nature élastique. C'est pour cette raison que la désignation de lubrification mixte est souvent remplacée par celle de lubrification élastohydrodynamique (EHL).

En 2001, Wang et al. [42] réalisent des expériences pour étudier l'influence de la texturation sur le frottement généré entre des surfaces en carbure de silicium. Les textures examinées sont de forme hémisphérique et sont obtenues par laser. Leur géométrie est variée en termes de diamètre, profondeur et densité. En utilisant de l'eau pour lubrifier le contact, les auteurs s'intéressent plus précisément à la transition entre les régimes de lubrification hydrodynamique et mixte. Cette transition survient au moment où le coefficient de frottement connaît une augmentation dramatique et correspond à un niveau de charge appelé "critique". Les résultats présentés dans ce travail révèlent d'abord l'importance de la densité des textures.

C'est ainsi que la densité de texturation la plus faible (2.8%) a induit une augmentation de la charge critique d'environ 20%, alors que les textures avec une densité supérieure à 10% ont fourni une charge critique plus faible que celle obtenue avec des surfaces lisses. L'efficacité des textures avec une faible densité est confirmée en 2005 dans une étude appartenant à Kovalchenko et al. [43], qui s'intéressent aussi à l'influence de la texturation sur la transition entre les différents régimes de lubrification. La même problématique fait l'objet d'une étude réalisée en 2009 par Galda et al. [44], qui mettent en évidence l'influence de la forme et de la densité des surfaces texturées sur les caractéristiques de la courbe de Stribeck[5].

En 2003, Wakuda et al. [45] utilisent un dispositif de type pion-disque pour étudier les caractéristiques du contact entre le carbure de silicium et l'acier. Ils utilisent deux procédés pour obtenir des poches de forme différente : le laser – pour des poches elliptiques et l'usinage par jet abrasif d'eau – pour des poches hémisphériques. Ils varient aussi le diamètre et la densité des poches. Parmi leurs conclusions, ils notent que la forme des poches n'a aucune influence sur le contact. Pour réduire le coefficient de frottement, ils recommandent les textures avec une densité comprise entre 5 et 20%, avec des poches de 100µm de diamètre.

En 2006, Mourier et al. [46] analysent le contact entre une bille micro-texturée et la surface lisse d'un disque. Le contact est soumis à un régime de lubrification élastohydrodynamique. Dans le cas simple du roulement de la bille, aucune influence due à la texturation n'est observée. Dans le cas du glissement entre la bille et le disque, la profondeur des textures joue un rôle important. L'étude montre qu'une texture très profonde peut diminuer ou même rompre le film lubrifiant, alors qu'une texture superficielle augmente l'épaisseur de film de manière significative. Les auteurs attribuent cette dépendance entre l'épaisseur de film et la profondeur des textures à des phénomènes de piézoviscosité.

Un nombre important d'études sur l'influence de la texturation dans la lubrification mixte ont été menées par Krupka et al. [47-50]. Dans ces travaux, ils reconnaissent le potentiel offert par les textures en ce qui concerne l'amélioration des performances tribologiques des contacts où l'épaisseur de film est très faible. Pour examiner ce potentiel, ils effectuent une gamme très étendue d'essais sur un tribomètre de type bille-sur-disque. Dans leurs travaux, ils présentent des observations très similaires à celles de Mourier et el. [46], c'est-à-dire une forte dépendance entre l'épaisseur de film et la profondeur des poches. Leurs résultats montrent aussi que les textures moins profondes, appelées souvent "superficielles", favorisent l'augmentation de l'épaisseur de film lubrifiant. Ils rajoutent que la présence des poches dans le contact diminuent aussi le nombre d'interactions entre les aspérités, ce qui entraîne une diminution du frottement et de l'usure.

En 2010, Suh et al. [51] examinent l'influence des stries croisées, qui sont appliquées sur les surfaces par un procédé de photolithographie. Ils mettent en évidence l'importance de l'angle et de la largeur des stries, qui permettent un réglage efficace du niveau de frottement généré dans les contacts de nature elastohydrodynamique. Une année plus tard, Qiu et Khonsari [52] étudient la performance de la texturation par laser dans le fonctionnement des surfaces en acier inoxydable, dans des conditions de lubrification mixte. Ils montrent que le

[5] La courbe de Stribeck est souvent utilisée en tribologie pour décrire les régimes de lubrification à travers la variation du coefficient de frottement en fonction de certains paramètres (vitesse, viscosité, charge).

coefficient de frottement peut être réduit par la texturation, mais que pour des configurations géométriques très précises. En ayant appliqué des poches de forme hémisphérique et elliptiques, les auteurs soulignent l'importance de la densité des textures, mais aussi celle du rapport entre le diamètre et la profondeur des poches.

La texturation appliquée aux composants en acier inoxydable fait l'objet d'une autre étude réalisée en 2013 par Ramesh et al. [53]. Ils utilisent un procédé de micro moulage pour obtenir des textures de forme circulaire et carrée, avec différentes dimensions et densités. Alors que la forme ne semble pas avoir une influence importante, les auteurs observent que la réduction de la force de frottement est induite notamment par une augmentation de la densité et de la largeur des poches. Ils notent aussi qu'une densité de la texture supérieure à 25% et une largeur des poches plus grande que 100µm favorisent l'apparition des effets défavorables dans le contact.

L'ensemble de ces travaux montrent qu'effectivement, la texturation des surfaces permet de réduire le frottement et de diminuer l'usure des composants fonctionnant dans un régime de lubrification mixte. Par contre, les discussions autour de la géométrie des textures qui permettrait un fonctionnement optimal de ces composants sont loin d'atteindre un consensus. Alors que certains contributeurs soulignent l'importance de la profondeur des poches [46-50], d'autres considèrent que le comportement des textures est fondamentalement influencé par leur densité [52,53]. Malgré cette divergence d'opinions, nous déchiffrons à travers ces discussions que dans les contacts élastohydrodynamiques, les performances des surfaces texturées sont généralement dictées par leur capacité de retenir du lubrifiant et d'assurer sa meilleure distribution dans le contact. Grâce à ces études, nous comprenons que dans de tels contacts, où l'épaisseur de film reste relativement faible, des poches trop profondes ou trop denses absorbent le lubrifiant en dehors du contact, ce qui favorise la transition vers un régime de lubrification limite. De plus, les textures permettent aussi de réduire la surface de contact et donc de diminuer le nombre d'interactions qui ont lieu entre les aspérités. La rétention de débris dans les poches est rarement mentionnée dans ce type de régime, puisque l'usure, qui est à l'origine de l'apparition de ces débris, est moins accentuée ici que dans la lubrification limite.

1.2.4 Les surfaces texturées en lubrification hydrodynamique

La lubrification hydrodynamique désigne un régime de fonctionnement où la charge appliquée au contact est entièrement supportée par le film lubrifiant et où idéalement, il n'existe pas d'interactions entre les aspérités des surfaces. Généralement, le régime hydrodynamique assure un niveau très bas d'usure et de frottement, ce qui est très souhaitable dans le fonctionnement des composants lubrifiés. La portance hydrodynamique qui génère la séparation des surfaces suscite un très grand intérêt dans le domaine de la lubrification, car une augmentation de cet effet permettrait l'optimisation de la plupart des applications concernées.

Les années 1960 marquent l'apparition de premiers travaux montrant que les surfaces texturées permettent non seulement de réduire l'usure et le frottement, mais aussi d'augmenter l'effet de portance hydrodynamique. Nous rappelons ici l'étude réalisée par Hamilton et al. [3],

qui analysent en 1966 le comportement d'un joint d'étanchéité et observent une augmentation significative de l'effet de portance due à la texturation des surfaces. Les auteurs soulignent la capacité des textures à générer de la pression même entre des surfaces parallèles, phénomène inexplicable par la théorie de cette époque. A travers des observations expérimentales, ils comprennent que la cavitation joue un rôle essentiel dans la capacité des textures à générer de la portance hydrodynamique.

Le phénomène de cavitation observé par Hamilton consiste dans une discontinuité du film lubrifiant qui se manifeste par la formation de poches de gaz ou de vapeur (ou même les deux). Dowson et Taylor [54] distinguent trois situations qui conduisent à l'apparition de la cavitation dans le film lubrifiant :

1. La pression du lubrifiant est inférieure à la pression ambiante et par conséquent, de l'air ou du gaz, en provenance de l'atmosphère, est aspiré dans le contact ;
2. La pression du lubrifiant est inférieure à la pression de saturation des molécules de gaz dissous dans le film, ce qui provoque leur expulsion sous forme de bulles ;
3. La pression du lubrifiant atteint la pression de vapeur saturante et produit une transformation de phase qui se manifeste par la formation de bulles de vapeur.

Les deux premières situations désignent une cavitation gazeuse, tandis que le dernier cas indique une cavitation de vapeur. Les expressions "rupture de film par séparation" et "rupture de film par cavitation" sont aussi fréquemment employées pour dénoter la cavitation gazeuse et respectivement la cavitation de vapeur. Dans la littérature actuelle, la terminologie utilisée pour désigner l'une de ces trois situations fait l'objet d'une certaine ambiguïté et le terme de cavitation est habituellement employé sans une indication sur sa signification physique.

Les circonstances qui conduisent à l'apparition de la cavitation sont liées par Dowson et Taylor [54] à la pression du lubrifiant. Le niveau de pression qui produit la rupture du film lubrifiant est donc appelé pression de cavitation ou bien pression de séparation. Alors que le niveau de pression représente la cause directe pour la formation de la cavitation, cette pression est à son tour réglée par les paramètres de fonctionnement (vitesse des surfaces, charge appliquée, pression d'alimentation etc.) et aussi par la géométrie des surfaces en contact. Avec une bonne compréhension de ce principe, Hamilton note dans son étude qu'en absence du phénomène de cavitation, l'effet de portance hydrodynamique ne peut pas être obtenu à travers la texturation.

La Fig. 1 présente le mécanisme de lubrification, tel qu'il était imaginé par Hamilton, qui permet un gain de portance hydrodynamique à travers la texturation. En absence d'un phénomène de cavitation dans le contact, la pression générée à travers une aspérité (Fig. 1 (a)) montre une forme antisymétrique. La zone de haute pression qui est produite à l'entrée est donc compensée par une région équivalente de basse pression qui apparait à la sortie. Dans ce cas, la capacité de charge générée dans le film lubrifiant est nulle.

Pour obtenir une cavitation du film lubrifiant, Hamilton modifie la vitesse du rotor. Dans des conditions appelées critiques pour lesquelles la rupture de film survient, une région de cavitation apparaît à la sortie de la zone convergente (Fig. 1 (b)). Dans cette région, la

pression du lubrifiant diminue, mais ne peut pas descendre en dessous de la pression de cavitation. Cela permet aux zones de haute pression de surcompenser les zones de basse pression et il résulte un gain de portance hydrodynamique. Si l'aspérité est remplacée par une poche, le gain de portance serait obtenu de manière inverse – la région de cavitation apparaîtrait à l'entrée de la poche et la zone de haute pression serait générée à la sortie.

L'effet de portance hydrodynamique qui est fourni par les textures, qu'elles soient composées par des aspérités ou des poches, est donc basé sur des variations de la pression à travers une multitude des zones convergentes et divergentes. L'amplitude de ces variations est déterminée par les paramètres de fonctionnement qui caractérisent le contact, mais aussi par la microgéométrie des textures (forme, densité et dimensions). La théorie développée par Hamilton et ses collaborateurs pour expliquer l'effet de la texturation est universellement acceptée et reste incontestée jusqu'à présent.

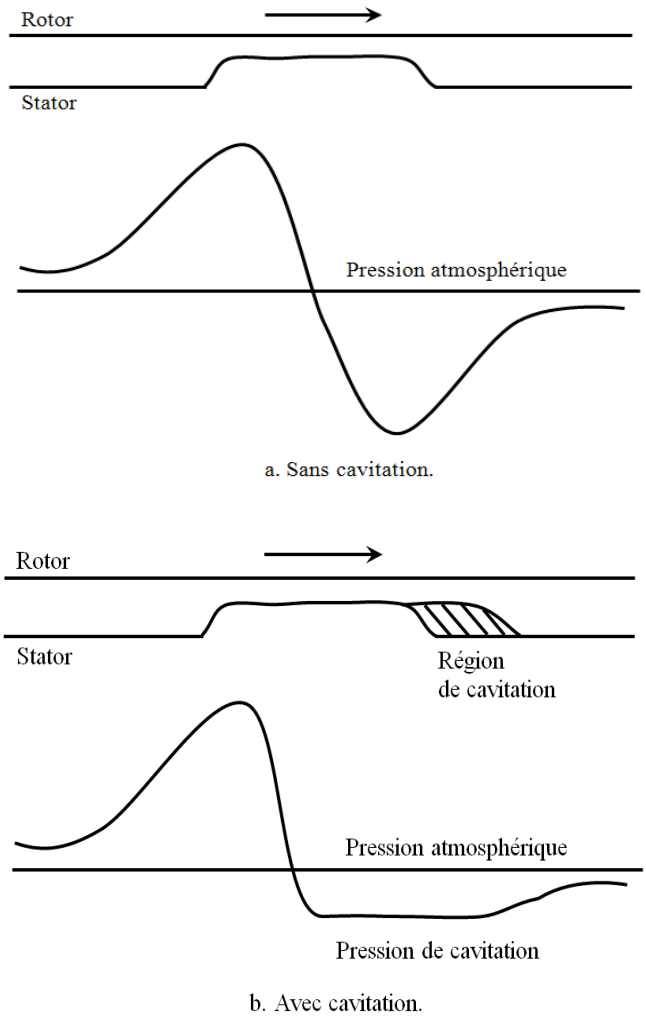

Figure 1.1. La distribution de pression à travers une aspérité (a) en absence de la cavitation ; (b) en présence de la cavitation, selon Hamilton et al. [3].

Les études initiées par Hamilton sur la texturation sont poursuivies pour une courte période par Anno et al. [55-56], mais pour des raisons souvent liées à l'applicabilité, le sujet a graduellement perdu son intérêt pendant les années 1970. L'intérêt pour la capacité des textures à générer de la portance hydrodynamique est renouvelé au milieu des années 1990 grâce aux travaux réalisées notamment par Etsion et ses collaborateurs, qui appliquent des textures obtenues par laser dans de nombreuses applications telles que les joints d'étanchéité [20,57-59], les butées [60-61] ou les segments de piston [24,25,62,63]. A travers ces travaux, deux types de texturation sont distinguées : la texturation complète et la texturation partielle.

La texturation complète couvre la surface intégrale du contact et est basée sur un effet individuel des poches, qui augmentent la capacité de charge grâce au phénomène de cavitation. La texturation partielle, comme le montre la Fig. 2, occupe une région limitée du contact et est basée sur un effet collectif des poches pour produire un effet similaire au patin échelon. Ce type de texture est testé expérimentalement à plusieurs occasions [63-65] et semble fournir une réduction importante du frottement par rapport à la texturation complète.

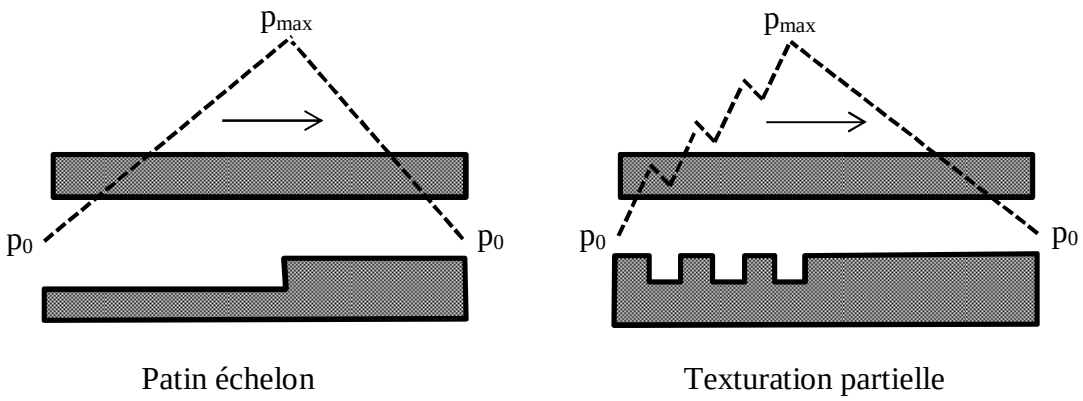

Figure 1.2. Le principe de la texturation partielle.

Une préoccupation principale des études réalisées par Etsion est de retrouver, par des moyens expérimentaux et théoriques, la géométrie optimale des textures. D'abord, Etsion suggère que les textures composées par des poches sont plus efficaces que celle composées par des aspérités, qui augmentent la pression de contact et l'usure des surfaces. De plus, il souligne les bénéfices de la texturation par laser, qui est simple, économique et permet une bonne maîtrise de la géométrie, alors que les techniques de gravure (généralement chimiques) utilisées pour appliquer des aspérités sont plus compliquées et moins précises. Etsion soutient l'idée que la forme des poches n'a pas une influence importante, et par conséquent, dans la plupart de ses travaux, il utilise des poches de forme sphérique, qu'il appelle des "pores". En revanche, la densité de la texture et l'aspect des poches (défini comme le rapport entre le diamètre et la profondeur) sont mentionnés comme étant des paramètres déterminants qui doivent faire l'objet d'une optimisation. Dans le cas de la texturation partielle, Etsion souligne l'importance de ces deux paramètres, mais il rajoute aussi le taux de texturation (défini comme le rapport entre la surface totale de la texture et la surface totale du contact), qui a un impact direct sur la capacité de charge générée.

Moins connues, les études sur la texturation par laser de Geiger et al. [17,18] ont commencé en Allemagne, quasiment en même temps que celles appartenant à Etsion. En utilisant un tribomètre, Geiger et ses collaborateurs testent l'influence de différents types de textures sur le contact hydrodynamique entre deux types de matériaux céramiques (alumine et carbure de silicium). Ils examinent des textures de forme triangulaire, circulaire et rectangulaire, avec différentes tailles et densités. De plus, ils étudient, dans le cas des textures triangulaires et rectangulaires, l'influence de l'orientation des poches sur les performances hydrodynamiques du contact. Pourtant, les résultats n'ont pas montré une influence significative ni de la forme des poches, ni de leur orientation. La profondeur des textures n'a pas eu non plus un impact important sur l'effet de portance généré. Les observations ont révélé que le comportement des textures est principalement dicté par la taille et la densité des poches. Ainsi, Geiger suggère qu'une texture constituée par une multitude de poches de petite taille est plus efficace qu'une texture composée par des poches plus grandes, mais moins nombreuses. Selon lui, les textures induisent des turbulences dans le lubrifiant et augmentent sa résistance à l'écoulement, ce qui permet d'augmenter l'épaisseur du film et d'améliorer l'effet de portance hydrodynamique.

Dans une étude effectuée en 2003, Wang et al. [22] indiquent avoir réussi à doubler la capacité de charge d'une butée hydrodynamique grâce à la texturation. Pour cela, ils ont réalisé, avec une technique d'usinage par jet d'eau abrasif, des poches de forme cylindrique, avec différentes profondeurs, diamètres et densités. Cette procédure leur a permis de retrouver la géométrie de la texture optimale, qui présentait une densité de 5%, une profondeur des poches d'environ 3µm et un rayon de 350µm. Trois ans plus tard [66], ils réussissent à tripler la capacité de charge d'une butée plane, en utilisant des textures mixtes qui sont composées par deux types de poches, avec des caractéristiques géométriques différentes. Pour obtenir des textures mixtes, ils interposent entre des poches cylindriques, des micro-poches de forme carrée avec des côtés de longueur de 40µm. Cette configuration leur permet non seulement de tripler la capacité de charge par rapport à une butée non-texturée, mais aussi d'améliorer les performances fournies par les textures considérées optimales trois ans plus tôt.

En 2007, Marian et al. [67] confirment les performances des butées texturées et soulignent l'efficacité des textures composées par des poches carrées. Dans cette investigation, les auteurs mettent en évidence l'importance du taux de surface texturée et remarquent aussi l'influence du nombre de patins texturés.

Dans la même année, Costa et Hutchings [68] évaluent l'influence de la texturation sur l'épaisseur de film lubrifiant séparant des éléments réalisés en acier. Ils utilisent une succession d'opérations, incluant la photogravure et la gravure chimique, pour produire des rainures, des poches circulaires ou des chevrons (rainures en forme de "V"), avec différentes largeurs, profondeurs, densités et orientations. Parmi les conclusions, les auteurs mentionnent la dépendance entre l'efficacité des textures et les conditions de fonctionnement, et mettent en évidence l'importance de la charge appliquée au contact. Entre les différentes configurations géométriques analysées, les chevrons ont fourni les meilleurs résultats, alors que les rainures ont conduit, dans beaucoup de cas, à une diminution de l'épaisseur de film.

En 2011, Yang et al. [69] examinent la capacité des rainures à créer de la portance hydrodynamiques dans un patin à faces parallèles. Par cette étude, les auteurs ne cherchent

pas à optimiser la géométrie des rainures, mais plutôt à observer le phénomène de cavitation et de comprendre les effets qui sont induits à travers différents types de rainures. D'abord, l'étude montre que la présence des zones divergentes n'est pas suffisante pour l'apparition de la cavitation et que cela dépend de la configuration globale du contact. Les auteurs concluent aussi que l'existence d'une zone convergente à l'entrée du patin est essentielle pour la portance hydrodynamique. Lorsque ce n'est pas le cas, les rainures pourraient donc induire des effets négatifs sur la capacité de charge générée dans le contact.

Nous finissons ce récapitulatif des études expérimentales en mentionnant les travaux réalisées récemment par Jia et al. [70], qui étudient l'influence des paliers texturés sur l'effet de pompage qui a pour rôle de prévenir la fuite dans le fonctionnement des joints à lèvre. Les textures sont obtenues par laser et consistent en des rainures avec différentes densités et profondeurs, appliquées à différents angles sur la surface de l'arbre. Les résultats présentés dans ce travail montrent que l'effet de pompage augmente avec la profondeur et la densité des rainures, alors qu'il diminue avec l'angle des rainures. Les auteurs évoquent aussi la présence du phénomène de cavitation pour expliquer l'effet de portance hydrodynamique qui est créé dans le film lubrifiant.

Nous avons donné ici un bref aperçu des études expérimentales qui s'intéressent aux effets de la texturation dans des conditions de lubrification hydrodynamique. La plupart de ces études montrent que, dans certaines conditions, la texturation augmente l'effet de portance hydrodynamique et réduit ainsi le frottement. Certains travaux [68,69] indiquent également que pour des cas spécifiques, les surfaces texturées peuvent favoriser la transition vers un régime de lubrification mixte et donc détériorer les propriétés du contact. Les conditions permettant d'obtenir des améliorations grâce à la texturation dépendent principalement des paramètres de fonctionnement (vitesse des surfaces, type de lubrifiant, charge appliqué etc.) et de la géométrie des textures. Cette dépendance entraîne une diversification accentuée des résultats qui sont présentés dans la littérature et conduit souvent à des conclusions contradictoires. Malgré cette diversité, plusieurs éléments permettent de déchiffrer les principaux mécanismes qui caractérisent le comportement des surfaces texturées dans un régime de lubrification hydrodynamique.

Les études montrent que les textures réduisent le frottement de deux manières différentes. Premièrement, la présence des poches dans le contact permet d'augmenter l'épaisseur moyenne du film, ce qui a pour conséquence une réduction du frottement, notamment à l'intérieur des poches. Deuxièmement, la texturation permet d'amplifier l'effet de portance hydrodynamique, ce qui signifie que pour une charge appliquée constante, l'épaisseur de film augmente et par conséquent, le frottement est indirectement diminué.

En ce qui concerne l'effet de portance hydrodynamique, nous distinguons dans la littérature plusieurs principes qui sont évoquées pour expliquer l'efficacité des textures. Un premier principe est basé sur l'existence d'un phénomène de cavitation dans le contact qui permet d'augmenter la capacité de charge par une distribution asymétrique du champ de pression à travers les textures. Un autre principe s'appuie sur la croissance graduelle de la pression à travers les poches, effet très similaire à celui obtenu dans un patin échelon. Dans certains travaux [17,68], les auteurs mettent en évidence la capacité des textures à s'opposer à l'écoulement du lubrifiant, ce qui augmente l'épaisseur de film et améliore l'effet de portance.

Déterminer les conditions optimales de fonctionnement des textures à travers des essais expérimentaux est une opération non seulement très couteuse, mais aussi très inefficace, notamment à cause de la multitude de facteurs qui interviennent. Cela justifie le besoin d'une meilleure compréhension théorique de la texturation et atteste la nécessité des modèles numériques capables de prédire le comportement des composants texturés. Dans la suite de ce chapitre, nous présentons les principales études théoriques et modélisations numériques dédiées à l'analyse des surfaces texturées, ce qui nous permettra d'achever une description globale de l'état de connaissances actuel sur le sujet de la texturation.

1.3 Études théoriques

La théorie de la lubrification a été soumise à de nombreux changements au cours des années afin d'expliquer les effets induits par la texturation des surfaces. Alors que les avantages fournis par les textures ont été démontrés expérimentalement depuis les années 1960, la représentation numérique des processus qui caractérisent le comportement des éléments texturés semble être encore insatisfaisante. Les écarts entre les résultats expérimentaux et les calculs numériques, souvent rapportés dans de nombreuses études, sont principalement expliqués par le niveau insuffisant de compréhension des effets induits à travers des phénomènes complexes tels que la cavitation ou l'inertie du fluide.

Les avantages obtenus à travers la texturation des surfaces ont naturellement attiré beaucoup d'intérêt, ce qui a déclenché, particulièrement dans ces dernières années, une croissance exponentielle du nombre de travaux théoriques qui s'intéressent à la texturation. La plupart de ces études sont dédiées, comme c'est souvent le cas dans les démarches expérimentales, vers la recherche de la géométrie optimale des textures, alors qu'un nombre relativement restreint de travaux portent sur l'analyse approfondie des mécanismes de lubrification qui caractérisent les surfaces texturées.

La pertinence des études théoriques est très souvent remise en question, particulièrement à cause des erreurs liées aux simulations numériques. Ces erreurs sont dictées non seulement par le niveau de précision des méthodes de résolution employées, mais surtout par l'applicabilité des modèles théoriques utilisées. Pour une évaluation appropriée des travaux théoriques, il est alors indispensable d'analyser d'abord la validité des techniques de modélisation qui sont habituellement appliquées pour le traitement des problèmes liés à la texturation des surfaces.

1.3.1 Modélisation des surfaces texturées

Dans une analyse effectuée en 2009, Dobrica et Fillon [71] distinguent deux types de modèles qui sont généralement employées pour l'analyse des textures. D'une part, il existe des modèles basés sur l'équation de Reynolds. Ces modèles sont très souvent utilisées dans les travaux qui s'intéressent au comportement global des différents éléments texturés tels que les paliers, les butées ou les éléments d'étanchéité. Il est important de noter que dans ces travaux, la prise en compte du phénomène de cavitation est essentielle pour expliquer l'effet de portance hydrodynamique obtenu par la texturation des surfaces.

D'autre part, il existe des modèles basés sur les équations de Navier-Stokes. Généralement, les études qui emploient ce type de modèle montrent qu'en dehors du phénomène de cavitation, qui pourrait effectivement entraîner des effets locaux dans les contacts lubrifiés, l'inertie du fluide est le mécanisme de lubrification principal qui permet de générer de la pression à travers les surfaces texturées. D'ailleurs, la plupart de ces études soutiennent l'idée que l'équation de Reynolds, qui est obtenue via une simplification des équations de Navier-Stokes, ne prend pas en compte les effets d'inertie du fluide et par conséquent, n'est pas applicable à la problématique de la texturation.

L'une des premières études à s'intéresser à la validité de diverses techniques de modélisation appartient à Tichy et Chen [72], qui en 1985 examinent de manière expérimentale et théorique le comportement d'un palier lisse. Les résultats de cette étude ont montré que pour un nombre de Reynolds de l'ordre de dix ($Re \approx 10$), la capacité de charge n'est correctement évaluée que par les équations de Navier-Stokes, alors que l'équation de Reynolds estime une valeur deux fois plus faible que celle de la charge réelle. En revanche, les résultats ont également révélé que les prédictions de l'équation de Reynolds deviennent très précises en absence des effets d'inertie, c'est-à-dire pour un nombre de Reynolds inferieur à l'unité.

En 2003, Arghir et al. [73] étudient l'influence des effets d'inertie sur le comportement des textures. Ils analysent l'écoulement laminaire et isotherme entre deux surfaces parallèles, dont une présente une poche de différentes formes (rectangulaire, sinusoïdale ou triangulaire). En faisant appel à des outils de type CFD[6], les auteurs montrent qu'une hausse des effets d'inertie fluide résulte dans une augmentation de la capacité de charge du contact. De plus, ils affirment que les effets d'inertie apparaissent pour un nombre de Reynolds supérieur à l'unité, ce qui caractérise la plupart des applications utilisant des textures.

Dans la même période, Song et al. [74] utilisent les équations de Navier-Stokes pour retrouver les limites de la validité de l'équation de Reynolds, qui est appliquée à l'écoulement incompressible entre une surface sinusoïdale fixe et une surface lisse mobile. Pour un nombre de Reynolds faible ($Re \approx 10^{-6}$), ils montrent que l'imprécision des résultats fournis par l'équation de Reynolds augmente avec l'épaisseur de film nominale, mais n'est pas influencé par l'amplitude de la surface sinusoïdale.

En 2005, Sahlin et al. [75] réalisent une étude numérique pour examiner les effets des textures bidimensionnelles. Ils concluent que l'effet de portance hydrodynamique qui caractérise les textures est dû principalement aux termes contenus dans les équations de Navier-Stokes, qui caractérisent les effets d'inertie fluide. Ces termes n'apparaissent pas dans l'équation de Reynolds, qui par conséquent ne peut pas prédire correctement le comportement des éléments texturés.

En 2006, Feldman et al. [76] investiguent la validité de l'équation de Reynolds pour la modélisation des surfaces texturées dans un contact lubrifié à gaz. Dans cette étude, les auteurs soutiennent l'applicabilité de l'équation de Reynolds dans des problèmes liés à la texturation et soulignent les faiblesses des travaux qui la mettent en question [73-75]. Ainsi, ils notent que dans ces travaux spécifiques, l'influence de la cavitation sur l'effet de la

[6] CFD (computational fluid dynamics) est la désignation anglaise de la mécanique des fluides numérique (MFN).

portance hydrodynamique est soit complétement négligée, soit traitée de manière simpliste, ce qui a conduit à des conclusions inexactes concernant la validité de l'équation de Reynolds. Finalement, les auteurs montrent que l'équation de Reynolds peut être utilisée dans la plupart des applications qui font appel à la texturation, mais en même temps ils reconnaissent la dépendance entre sa précision et le rapport entre l'épaisseur nominale du film et la profondeur des poches.

Pour analyser le comportement des surfaces texturées, Kraker et al. [77] présentent en 2007 une technique de modélisation multi-échelle qui utilise les équations de Navier-Stokes. Appliqué à une poche de forme sphérique, le modèle proposé montre que lorsque l'épaisseur nominale du film est inférieure à la profondeur de la poche, le phénomène de cavitation est dominant et par conséquent, l'équation de Reynolds fournit des résultats précis. Par contre, si la profondeur de la poche est égale ou supérieure à l'épaisseur nominale du film, les variations de la pression deviennent relativement faibles et le phénomène de cavitation est négligeable. Dans ce cas, les effets d'inertie dans le fluide sont importants et l'utilisation des équations de Navier-Stokes devient nécessaire pour une résolution appropriée du problème.

Dans leur étude, Dobrica et Fillon [71] analysent la validité de l'équation de Reynolds et les effets de l'inertie fluide dans un patin texturé de largeur infinie. D'abord, ils montrent que pour une évaluation correcte de la précision fournie par l'équation de Reynolds, la prise en compte du nombre de Reynolds n'est pas suffisante. Ainsi, ils proposent un paramètre géométrique λ, défini comme le rapport entre la longueur et la profondeur des poches, qui doit être assez grand pour permettre l'applicabilité de l'équation de Reynolds. Les auteurs s'intéressent aussi aux effets d'inertie du fluide dans le comportement des textures. Alors que certaines études [73-75] notent un effet bénéfique de l'inertie sur l'effet de portance hydrodynamique, Dobrica et Fillon concluent qu'en général, l'inertie a des effets négatifs sur la capacité de charge [78], notamment dans le cas de la texturation partielle. Afin d'améliorer la précision des modèles basés sur l'équation de Reynolds, plusieurs méthodes sont proposées [79,80] pour la prise en compte de ces effets.

Selon Arghir et al. [79], les effets d'inertie deviennent particulièrement importants à la proximité des discontinuités, où la variation abrupte et rapide de l'épaisseur de film génère une zone de recirculation qui ne peut pas être caractérisée correctement par la théorie classique de lubrification. Pour résoudre ce problème, ils proposent un schéma de résolution basé sur la discrétisation de l'équation de Reynolds par la méthode des volumes finis, qui intègre aussi la résolution de l'équation généralisée de Bernoulli dans les zones discontinues. Les auteurs insistent également sur l'importance des schémas de discrétisation et des techniques de maillage employées dans l'analyse numérique des discontinuités, qui peuvent avoir une forte influence sur la précision des modèles utilisés.

L'existence des discontinuités dans l'épaisseur du film lubrifiant représente une caractéristique principale des textures et par conséquent, une attention particulière doit être portée à la représentation numérique de telles géométries. Cette idée est soutenue dans une étude réalisée en 2012 par Xiong et Wang [81], qui présente une analyse exhaustive de la pertinence des différentes techniques de résolution pour le problème d'écoulement à travers une poche rectangulaire. L'étude met en évidence les instabilités numériques posées par les discontinuités de la poche et propose plusieurs solutions afin de résoudre ces problèmes.

Pei et al. [82] ont signalé que dans la modélisation des textures, la difficulté numérique principale est représentée par la haute quantité de ressources de calcul nécessaires pour traiter des configurations géométriques qui pourraient inclure un nombre d'éléments individuels (poches ou aspérités) très élevée. Dans le cas où les textures contiennent des centaines ou même des milliers de tels éléments, les caractéristiques globales du contact sont déterminées par un effet cumulatif des phénomènes qui se produisent au niveau microscopique. En même temps, l'influence de chaque élément individuel est directement affectée par les conditions qui existent au niveau macroscopique. Il résulte ainsi une forte interdépendance entre les conditions microscopiques et macroscopiques, qui devient difficile à caractériser. Pour analyser les textures, plusieurs auteurs [73,75,83,84] ont ainsi adopté une approche d'extraction d'un seul élément composant, généralement une poche avec différentes formes, qui est ensuite soumise à l'analyse numérique. En retour, les interactions entre les effets microscopiques et macroscopiques sont ignorées, ce qui pourrait conduire à des résultats erronés. Pour achever une simplification de ces problèmes, certaines études [85-91] ont proposé une approche basée sur la technique d'homogénéisation, qui permet de réduire l'effort de calcul de manière considérable.

Pour entretenir un niveau de détail acceptable pour l'aspect des textures et pour assurer une bonne précision des résultats, un maillage fin est souvent nécessaire dans l'analyse de la texturation. A cet égard, Venner et Lubrecht [92-93] ont développé une méthode numérique dite multi échelle, qui diminue le temps de calcul de manière considérable. Appliquée avec succès dans l'étude de la rugosité des surfaces, cette méthode n'a été que récemment employée dans la modélisation des surfaces texturées [82].

Les débats qui ont animé au cours des dernières années l'ensemble de ces travaux ont illustré les nombreuses faiblesses des modèles théoriques qui sont habituellement employés pour la simulation numérique des textures. Le phénomène de cavitation représente un point important de ces débats. En 2007, Ausas et al. [94] soulignent l'importance de la représentation théorique du phénomène de cavitation et son impact sur la modélisation des surfaces texturées. A travers des simulations numériques, ils démontrent que l'utilisation des modèles de cavitation conservatifs est essentielle pour une évaluation précise du comportement des composants texturés. Dans le domaine de la lubrification, le traitement numérique du phénomène de cavitation a fait l'objet des nombreuses investigations théoriques. La synthèse exhaustive de ces travaux a été réalisée à plusieurs occasions [95,96], mais un rappel des principales modèles de cavitation est nécessaire pour la suite de notre étude.

1.3.2 Modélisation du phénomène de cavitation

La prise en compte du phénomène de cavitation est effectivement très importante dans l'analyse numérique des textures. La cavitation apparaît très couramment dans le fonctionnement des divers dispositifs lubrifiés, d'où l'intérêt général pour des modèles théoriques capables de prédire et de simuler les effets produits par ce phénomène. Comme nous l'avons déjà mentionné, la cavitation est un phénomène complexe dont les origines physiques peuvent être très différentes. Certains modèles de cavitation [83,96], dont la plupart

sont basées sur les équations de Rayleigh-Plesset, sont développés pour inclure la simulation du comportement dynamique (nucléation, expansion et implosion) des bulles de gaz ou de vapeur. En ce qui concerne la problématique de la texturation, les modèles de cavitation qui ont présenté le plus d'intérêt sont couplées à l'équation de Reynolds et portent sur la recherche de la région de cavitation (les frontières de la rupture et la reformation du film lubrifiant), ce qui permet d'obtenir une évaluation globale des caractéristiques du contact en termes de débit, charge et frottement.

Les modèles de cavitation les plus rudimentaires consistent dans une première étape à la résolution de l'équation de Reynolds, poursuivie par une opération de correction du champ de pression obtenu, à travers des conditions de cavitation (Fig. 3). Par l'utilisation de la condition de Gümbel [97], le champ de pression à l'origine (appelé souvent la solution de Sommerfeld) est modifié pour prendre en compte uniquement les pressions égales ou supérieures à la pression atmosphérique. La condition de Gümbel est habituellement désignée par le vocable Demi-Sommerfeld, car l'élimination des pressions sous-atmosphériques conduit à un champ de pression représentant la moitié de la solution initiale. La condition de Gümbel est fréquemment modifiée pour tenir compte du fait que la rupture de film survient à une pression inférieure à la pression atmosphérique. Ainsi, une valeur égale à la pression de cavitation est attribuée aux pressions négatives.

La condition de Swift-Stieber, appelé aussi condition de Reynolds, précise que sur la frontière de rupture du film lubrifiant, le gradient de pression est nul et la pression est égale à la pression de cavitation. L'utilisation de ces deux conditions, initialement proposées par Swift [98] en 1932 et Stieber [99] en 1933, permettent une bonne représentation de la rupture de film, mais conduisent à une prédiction inexacte de la frontière de reformation.

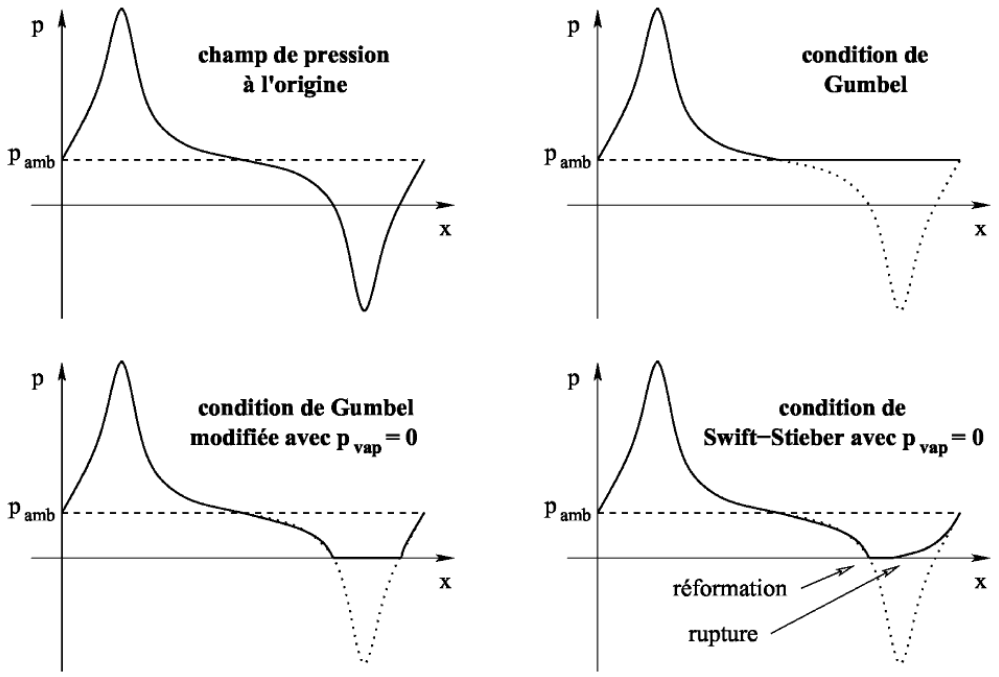

Figure 1.3. Les conditions de cavitation de Gümbel et Swift-Stieber [95].

Les conditions de Gümbel et de Swift-Stieber permettent une implémentation numérique facile et ont donné des résultats satisfaisants dans la simulation des certaines applications, telles que les paliers lisses [100], les paliers non alignés [101] ou les paliers courts [102]. Pourtant, ces deux conditions ne respectent pas la conservation du débit et par conséquent, leur utilisation dans la modélisation des éléments avec une géométrie particulière pourrait conduire à des résultats erronés.

Des progrès importants dans la modélisation de la cavitation ont été obtenus grâce aux travaux réalisés par Jakobsson et Floberg [103] en 1957, poursuivis par ceux d'Olsson [104] en 1965. La théorie qui porte leur nom et qui est plus connue par l'abréviation JFO stipule que la région de lubrification est divisée en deux zones distinctes : une zone active correspondant à un film fluide complet et une zone inactive où le film fluide se transforme dans un mélange de liquide et gaz. La distribution de pression dans la zone active est calculée à travers l'équation de Reynolds, alors que dans la zone inactive, la pression du mélange liquide-gaz est constante et égale à la pression de cavitation. En utilisant la condition de Swift-Stieber pour la frontière de rupture, la théorie JFO rajoute une condition pour la frontière de reformation du film, ce qui permet de conserver le débit à travers la zone inactive. Le modèle JFO est basé principalement sur des expériences qui ont permis d'observer l'existence d'une couche continue du film lubrifiant qui adhère à la surface mobile dans la zone inactive du contact. Par conséquent, l'implémentation des conditions JFO dans les simulations numériques fournit généralement une bonne concordance avec les résultats expérimentaux. En revanche, les procédures numériques nécessaires pour la détermination systématique des frontières de la zone de cavitation sont complexes et chronophages.

Elrod et Adams [105] essaient de répondre à ce problème en 1975. Ils intègrent la théorie JFO dans un algorithme de calcul plus facile à implémenter, optimisé quelques années plus tard par Elrod [106]. L'idée principale de cet algorithme est basée sur l'emploi d'une seule équation qui gère l'intégralité de la région lubrifiée, quelles que soient ses caractéristiques locales. L'équation, dite "universelle", change de caractère selon la valeur d'un index de cavitation g, qui est égal à l'unité dans la zone active et nul dans la région inactive. Une caractéristique importante de l'algorithme proposé par Elrod est aussi représentée par l'utilisation de la variable θ, qui caractérise la dépendance entre le module de compressibilité β (qui décrit la résistance du lubrifiant à la compression), la pression et la masse volumique du lubrifiant. Ainsi, dans la zone active, θ représente le rapport entre la masse volumique en un point quelconque et la masse volumique à la pression de cavitation. Dans ce cas, θ est toujours supérieur ou égale à 1. Dans la zone inactive, θ décrit la portion locale de fluide en un point quelconque et ne peut prendre que des valeurs strictement inférieures à 1. Ce schéma de résolution ne permet pas de localiser la zone de cavitation avec une tolérance spatiale supérieure à celle du maillage utilisé, mais le modèle offre, malgré ce désavantage, une bonne précision. Le modèle d'Elrod a donné satisfaction dans une gamme très étendue d'applications [107,108] et reste jusqu'à présent la référence en termes de modèle de cavitation conservatif.

L'algorithme proposé par Elrod a été soumis au cours des années à de nombreuses modifications qui ont permis son amélioration, adaptation ou extension pour les différentes types des simulations numériques. Vijayaraghavan et Keith [109,110] ont avancé au début des années 1990 un schéma de résolution qui exploite les similitudes entre l'algorithme d'Elrod et

les modèles qui traitent les écoulements transsoniques. Le modèle modifié est ainsi capable de prédire les frontières de rupture et reformation de la zone de cavitation à travers une procédure automatique d'interchangeabilité des méthodes de résolution employées (différences finies centrées et décentrées) dans les régions actives et inactives du film lubrifiant.

En 1992, Payvar et Salant [111] suggèrent que l'utilisation du module de compressibilité β dans le modèle d'Elrod pourrait être à l'origine des instabilités numériques. De plus, ils considèrent que choisir une valeur réaliste de β est une tâche difficile, car les valeurs fournies dans la littérature pour ce paramètre sont très variées. Payvar et Salant proposent donc un modèle qui est inspiré de l'algorithme d'Elrod, mais qui élimine les instabilités numérique liées à β à travers une formulation analytique différente. Ce modèle, appliqué avec succès dans la modélisation des joints d'étanchéité [112], paliers [113] et butées [114], a été à son tour adapté par Hajjam et Bonneau [115] et associé à une formulation de type éléments finis pour l'analyse du comportement élastohydrodynamique des joints à lèvre.

Les problèmes numériques liés au module de compressibilité ont été aussi signalés par Sahlin et al [116], qui montrent que l'algorithme d'Elrod fonctionne sur le principe d'un module de compressibilité constant, alors qu'en réalité, ce module varie principalement avec la pression. Par conséquent, choisir des valeurs inappropriées pour β pourrait conduire à des résultats imprécis. Pour régler ce problème, les auteurs proposent l'utilisation des relations simples, telle que celle proposée par Dowson et Higginson [117], pour décrire la variation de β d'une manière plus réaliste.

Les nombreuses travaux théoriques, dont nous n'avons donné ici qu'un bref aperçu, font la preuve des efforts qui ont été conduits au cours des années vers l'amélioration de la représentation numérique du phénomène de cavitation. Par ces travaux, nous comprenons également que la pertinence d'un modèle de cavitation est dictée principalement par sa capacité à délimiter avec précision les frontières de la zone de cavitation, tout en assurant la conservation du débit à travers le contact. En ce qui concerne l'analyse des textures, il paraît donc évident que l'emploi d'un modèle qui ne présente pas ces caractéristiques pourrait conduire à de fausses conclusions.

1.3.3 Analyse des surfaces texturées à travers les simulations numériques

Le développement des techniques modernes de texturation dans les années 1990 a déclenché l'apparition de premières études dédiées à l'optimisation géométrique des textures. Ainsi, Etsion et Burstein [118] présentent en 1996 un modèle mathématique permettant de simuler le comportement d'une garniture mécanique texturée. Le modèle est basé sur l'utilisation de l'équation de Reynolds, et la condition de Demi-Sommerfeld est appliquée pour prendre en compte l'effet de cavitation. Les textures examinées dans cette étude présentent différentes densités et consistent dans des poches de forme hémisphérique. Les auteurs montrent qu'un effet de portance hydrodynamique est généré dans la zone texturée grâce au phénomène de cavitation qui apparaît à l'intérieur et autour des poches. En ce qui concerne la géométrie optimale des textures, ils proposent une densité de 20%, alors que la valeur

préférentielle pour le diamètre des poches dépend de la viscosité, de la pression d'alimentation et de la densité de la texture.

En 1999, Etsion et al. [119] développent un modèle amélioré, qui utilise les conditions de Swift-Stieber sur les frontières de la zone de cavitation. En appliquant ce modèle pour analyser une garniture mécanique, les auteurs observent une forte dépendance entre l'efficacité des textures et les effets qui conduisent à la cavitation (vitesse, viscosité, épaisseur de film etc.). L'étude montre aussi que lorsque le phénomène de cavitation est limité ou bien éliminé du contact, les textures n'ont aucune influence et la garniture texturée se comporte comme une garniture normale. En ce qui concerne la géométrie des poches, les résultats ont révélé que la forme hémisphérique produit des effets très défavorables. En revanche, les poches sphériques avec un rapport diamètre-profondeur optimisé permettent d'augmenter la charge et de réduire le frottement de manière significative. Les auteurs notent finalement une bonne corrélation entre les simulations numériques et les résultats expérimentaux.

En 2001, Ronen et al. [24] appliquent un modèle similaire pour étudier le fonctionnement des segments de piston texturés. Les résultats obtenus mettent d'abord en évidence l'interaction des effets qui apparaissent à la proximité de plusieurs poches et qui a une influence significative sur la portance hydrodynamique. La densité de la texture devient donc très importante, et une valeur entre 5 et 20% est avancée pour un fonctionnement optimal. L'étude souligne aussi une valeur optimale pour le rapport entre le diamètre et la profondeur des poches, qui doit être situé entre 0.1 et 0.18 pour augmenter l'efficacité des textures. Enfin, les auteurs précisent que le modèle ne permet pas une comparaison directe des résultats avec un cas non-texturé, mais qu'une réduction du frottement d'environ 30% est pourtant envisageable grâce à la texturation.

En 2003, Brizmer et al. [60] emploient une analyse numérique pour étudier les effets des différents types de textures sur les performances d'une butée hydrodynamique. A travers cette étude, ils montrent que la texturation intégrale du contact est inefficace dans des applications où la charge appliquée est importante. En revanche, la texturation partielle, qui génère un effet similaire à celui obtenu pour le patin échelon, permet de développer des charges relativement élevées. Selon les auteurs, la texturation partielle est particulièrement efficace dans le cas des paliers longs, où un taux de surface texturée d'environ 60% conduit à un fonctionnement optimal.

Une contribution importante dans l'analyse théorique des textures appartient à Tønder [120-122], qui a réussi à identifier, à travers ses études sur la rugosité des surfaces, deux mécanismes de lubrification qui s'appliquent également aux surfaces texturées. Tønder a observé que la modification de l'état de surface à l'entrée d'un contact lubrifié a pour effet une augmentation de la pression. Ce phénomène est expliqué d'abord par le fait que la zone d'entrée, en ayant un état de surface diffèrent, permet de créer un patin échelon "virtuel" qui augmente l'effet de portance. Deuxièmement, Tønder suggère que cette zone se comporte comme un facteur restrictif qui ne permet pas au lubrifiant de s'échapper du contact, ce qui augmente la quantité de lubrifiant dans la région où la pression est générée. Dans une étude plus récente, Tønder [123] note que la texturation est un moyen plutôt inefficace d'améliorer les performances des composants lubrifiés, car des performances similaires ou même

supérieures peuvent être obtenues par de simples modifications de la macro-géométrie des surfaces.

Dans une série de travaux numériques, Buscaglia et al. [88-91] présentent une technique de modélisation basée sur l'homogénéisation de l'équation de Reynolds. Appliqué à l'étude d'un palier texturé, le modèle proposé conduit à des résultats qui suggèrent une baisse générale de la capacité de charge, quelle que soit la géométrie de la texture utilisée, alors que la force de frottement minimale est obtenue pour une surface non-texturée. Pour expliquer ces résultats, les auteurs soulignent que le phénomène de cavitation, qui pourrait effectivement contribuer à une amélioration des performances, n'est pas pris en compte dans ces investigations.

Pour analyser les effets de la texturation, Brajdic-Mitidieri et al. [124] utilisent en 2005 un outil CFD capable de prendre en compte les effets dus à la cavitation. Ils notent qu'en absence de la cavitation, le frottement est réduit grâce à une diminution des contraintes du cisaillement à l'intérieur des poches. Lorsque la cavitation survient dans le contact, le frottement est de plus réduit de manière indirecte à travers une augmentation de l'effet de portance hydrodynamique.

En 2006, Olver et al. [125] proposent un modèle théorique assez ingénieux pour résoudre le problème d'une poche de forme rectangulaire. A travers une approche analytique basée sur la conservation du débit, ils déterminent l'emplacement de la zone de cavitation dans le contact, ce qui leur permet de calculer la distribution de pression d'une manière très efficace. En utilisant ce modèle, les auteurs identifient un nouveau mécanisme de lubrification qui pourrait expliquer les améliorations obtenus grâce aux textures. Ainsi, ils notent qu'un patin à faces parallèles qui présente une poche sur l'une des surfaces peut générer de la portance hydrodynamique s'il fonctionne à un niveau de pression qui est bien supérieur à la pression de cavitation du lubrifiant. Le gradient de pression qui est ainsi créé lors de la cavitation permet ensuite d'aspirer une quantité plus importante de lubrifiant dans la zone d'entrée du patin et résulte dans une hausse de la pression à la sortie de la poche.

Fowell et al. [126] continuent les travaux d'Olver et al. [125] et en 2007, étendent le modèle analytique pour l'étude des patins parallèles et inclinés avec des textures composées par une ou plusieurs poches. Essentiellement, l'étude montre que pour obtenir un meilleur effet de portance à travers la texturation, deux conditions sont nécessaires. D'abord, l'écart entre la pression ambiante et la pression de cavitation, qui génère l'effet d'aspiration, doit être aussi grand que possible. Deuxièmement, le rapport de longueur entre la zone d'entrée et la zone de sortie de la poche doit être relativement faible, pour permettre l'aspiration de lubrifiant à l'entrée de contact. Dans une étude paramétrique publiée récemment, Fowell et al. [127] présentent une investigation plus exhaustive de la texturation, dans laquelle ils essaient de prendre en compte la variation d'une gamme très large de paramètres géométriques, pour une grande variété de conditions de fonctionnement. Parmi les conclusions de l'étude, ils soulignent l'interdépendance des paramètres analysés et les effets négatifs qui peuvent être obtenus à travers une géométrie inappropriée des textures.

Dans une étude publiée aussi en 2007, Rahmani et al. [128] s'intéressent à l'optimisation de la géométrie des textures de forme carrée appliquées aux patins à faces parallèles d'une butée. Le modèle numérique utilisé est basé sur l'équation de Reynolds et les conditions aux

limites appliquées sont celles de Sommerfeld, qui négligent le phénomène de cavitation et permettent la génération des pressions négatives. Concernant la texturation partielle, les auteurs concluent que dans un régime purement hydrodynamique, une augmentation du nombre des poches ne permet ni d'augmenter la capacité de charge, ni de réduire le frottement. Pour une meilleure performance, ils recommandent que la distance qui sépare les poches soit égale à leur propre longueur, et que le rapport entre la profondeur des poches et l'épaisseur minimale du film soit égale à environ 1,5. En 2010, Rahmani et al. [129] étendent leur modèle pour inclure l'influence d'une gamme très large de configurations géométriques. Ils étudient ainsi le comportement des poches rectangulaires, triangulaires et rondes, avec différentes tailles, orientations et densités. De plus, les textures sont étudiées non seulement sous la forme de poches (profil négatif), mais aussi sous la forme d'aspérités (profil positif). En tenant compte du grand nombre de paramètres géométriques qui varient, les auteurs développent une procédure numérique assez sophistiquée qui permet l'optimisation de la géométrie des textures, afin d'obtenir les meilleures performances en termes de capacité de charge, frottement et débit. Parmi la multitude des résultats qui sont présentés, l'étude met en évidence les performances des aspérités de forme rectangulaire, qui ont fourni des résultats remarquables par rapport à d'autres configurations. D'ailleurs, dans tous les cas étudiés, les textures composées par des aspérités ont facilement dépassé les performances des poches.

Pour étudier l'effet de la texturation dans un régime de lubrification élastohydrodynamique, Ren et al. [130] emploient un modèle numérique basé sur une forme non-stationnaire de l'équation de Reynolds, couplé à une formule de Boussinesq qui permet de calculer les déformations de surface. Les auteurs s'intéressent d'une manière très particulière à la forme des régions texturées. Ils examinent ainsi des textures avec des distributions triangulaires et sinusoïdales, ou avec des motifs plus inhabituels tels que le nid d'abeilles ou des chevrons (en arête de poisson). Alors qu'une multitude de solutions géométriques sont proposées pour l'amélioration des performances du contact, l'étude met d'abord en évidence l'importance de l'angle d'orientation des poches et l'influence négligeable de la direction des textures. Il est important de noter que le modèle utilisé dans cette étude ne prend pas en compte les effets dus à la cavitation.

Une année plus tard, en 2008, Nanbu et al. [84] utilisent le même modèle pour étudier la forme des poches et l'emplacement optimal des textures dans le contact. Les formes étudiées sont de nouveau assez inhabituelles, ce qui soulève la question de leur utilisation dans des applications réelles. En ce qui concerne l'emplacement des textures, les auteurs s'intéressent à la condition de mouvement relatif entre la surface lisse et la surface texturée. Ils observent à travers les résultats que les meilleures performances sont obtenues dans les cas où les textures sont appliquées aux surfaces mobiles. Si la surface lisse est aussi mobile, une amélioration peut être obtenue si la surface texturée se déplace à une vitesse supérieure à la surface lisse. Ces observations sont expliquées par le fait que les textures en déplacement amplifient le débit et donc la quantité de lubrifiant présente dans le contact, ce qui permet d'augmenter l'épaisseur de film et l'effet de portance hydrodynamique.

Dans le but d'optimiser le comportement des joints en élastomère, l'influence des textures dans un régime de lubrification élastohydrodynamique a fait l'objet de plusieurs travaux théoriques initiés par Shinkarenko et al. [131-133]. Généralement, les résultats

présentés dans ces études mettent en évidence l'importance de deux paramètres géométriques : la densité de la texture et le rapport profondeur-diamètre des poches. Selon les auteurs, pour un fonctionnement optimal des joints texturés, ces deux paramètres doivent faire l'objet de l'optimisation géométrique en rapport avec les conditions de fonctionnement.

Pascovici et al. [134] développent en 2009 un modèle analytique pour étudier l'effet de la texturation partielle sur le comportement hydrodynamique d'un patin à faces parallèles. Le modèle ne permet pas la prise en compte du phénomène de cavitation, et les auteurs sont ainsi contraints de choisir des configurations géométriques qui évitent la rupture de film. Pour des poches de forme exclusivement rectangulaire, l'étude montre l'influence de plusieurs paramètres géométriques tels que le taux de surface texturée, le nombre et la profondeur des poches ou bien la densité des textures. Le modèle proposé, très simple à implémenter, fournit des résultats similaires à ceux obtenus avec des modèles plus complexes [58]. En ce qui concerne les effets obtenus par l'utilisation des textures, les auteurs notent d'importants bénéfices en termes de capacité de charge et force de frottement. En revanche, ils soulignent aussi que ces bénéfices sont bien inférieurs à ceux qui peuvent être obtenus à travers des géométries de type patin échelon.

En 2010, Dobrica et al. [135] utilisent un modèle de cavitation conservatif pour optimiser la géométrie des textures appliquées à des patins à faces inclinées, pour différents degrés de convergence. Ils mettent en évidence les bénéfices fournis par les stries longitudinales, qui sont beaucoup plus efficaces que les poches habituelles. Les auteurs s'intéressent aussi à l'effet de la texturation dans le contact entre des surfaces parallèles. Dans ce cas, les résultats montrent qu'en dehors du cas où les poches sont situées à l'entrée du contact, la texturation ne permet pas de générer une capacité de charge significative.

Fesanghari et Khonsari [136] utilisent le modèle Elrod-Adams pour simuler le fonctionnement d'un type particulier des textures qui consistent dans des poches dites auto-adaptives. Ces textures sont placées en dessous de surfaces et permettent de régler ainsi la pression du lubrifiant en fonction de la déformation de surface. Essentiellement, les résultats présentés dans l'étude révèlent que pour une épaisseur de film relativement faible, les poches auto-adaptives peuvent générer plus de charge que les poches conventionnelles.

Tala-Ighil et al. [137] proposent en 2011 une analyse numérique qui vise à optimiser l'emplacement des textures sur la surface d'un palier hydrodynamique afin d'obtenir un maximum de performances. Les textures étudiées sont composées par des poches de forme cylindrique et présentent des distributions très variées. L'étude montre qu'en général, l'effet de texturation partielle pourrait induire des effets positifs sur le comportement du palier, mais leur ampleur reste limitée. Dans le cas de la texturation totale, aucun effet positif n'est obtenu.

Shi et Ni [138] emploient un outil de type CFD, capable de prendre en compte la cavitation, pour examiner non seulement les paramètres géométriques des textures, mais aussi l'influence des paramètres de fonctionnement. Parmi leurs conclusions, ils notent qu'une valeur supérieure de la pression de cavitation permet d'obtenir un effet de portance hydrodynamique amélioré. De même, une augmentation de la vitesse de glissement provoque une croissance simultanée de la capacité de charge et de la force de frottement. Par rapport à la géométrie des textures, ils observent que le remplacement d'une macro-poche par une multitude des micro-poches induit une augmentation de la charge.

Pour améliorer les performances d'une butée texturée, Papadopoulos et al. [139,140] emploient un algorithme génétique basé sur l'utilisation du critère de Pareto, qui consiste dans l'optimisation de chacun des paramètres géométriques sans détériorer les performances d'un autre. A l'aide d'un outil CFD, les auteurs résolvent les équations de Navier-Stokes, mais ils ne prennent pas en compte les effets dus à la cavitation. Parmi les principales conclusions, l'étude souligne la capacité des textures à augmenter l'effet de portance hydrodynamique des butées, même dans le cas des surfaces légèrement divergentes. Concernant la géométrie optimale des textures, ils proposent des configurations qui présentent une densité élevée, avec des poches de forme trapézoïdale.

Wang et al. [141] appliquent le modèle de cavitation Vijayaraghavan-Keith pour évaluer les performances d'un patin à faces parallèles texturé. Tout d'abord, ils soulignent l'ampleur des différences entre les résultats fournis par le modèle conservatif employé et celles produites par des modèles qui utilisent la condition de cavitation de Reynolds. De plus, ils remarquent que la pression de cavitation, la longueur d'entrée du patin, le nombre des poches et leur distribution sur la surface jouent un rôle déterminant par rapport aux performances rendues par les textures.

Dans une investigation qui vise principalement à évaluer les effets du glissement à la paroi dans un palier (élasto) hydrodynamique, Fatu et al. [142] analysent également les bénéfices de la texturation. En utilisant le modèle de cavitation Hajjam-Bonneau, ils réalisent plusieurs comparaisons entre les zones de glissement et les textures. Les analysent montrent que par rapport à la capacité de charge générée, les textures et les zones de glissement produisent des résultats comparables, alors qu'en termes de perte de puissance, les zones de glissement sont plus efficaces. L'étude révèle aussi que les performances des textures peuvent être améliorées par l'addition de zones de glissement sur le fond des poches. Des conclusions similaires sont avancées dans une étude paramétrique réalisée par Rao et al. [143], qui traite la même problématique.

Qiu et Khonsari [144] appliquent la formulation Vijayaraghavan-Keith pour étudier les effets de la texturation en présence de la rugosité de surface, considéré à travers une formulation de Patir et Cheng. Ils montrent que la rugosité induit des effets positifs sur les performances des surfaces texturées, mais l'amplitude de ces effets reste assez limitée. Les auteurs observent aussi que malgré la prise en compte de la rugosité des surfaces, le phénomène de cavitation reste essentiel par rapport à la portance hydrodynamique, qui est amplifiée à des vitesses élevées et à des pressions de cavitation plus faibles.

Les interactions entre les rugosités et les textures font l'objet d'une autre étude réalisée en 2012 par Brunetière et Tournerie [145], qui s'intéressent au comportement d'un joint texturé fonctionnant dans un régime de lubrification mixte. En employant un modèle de cavitation conservatif capable de prendre en compte le contact des aspérités, ils notent que l'effet de la texturation est réglé par la présence des rugosités dans le contact. Ainsi, l'étude montre que lorsque la surface texturée ne présente pas des micro-aspérités, il est alors impossible d'obtenir un effet de portance hydrodynamique. En revanche, dans une situation plus réaliste où la surface texturée présente aussi une certaine rugosité, une augmentation de la capacité de charge peut être obtenue à travers la texturation. Pour expliquer ces résultats, les auteurs notent que les textures sont incapables de générer un effet de portance

indépendamment des aspérités, car la pression qui est générée à la proximité des textures est atténuée par les régions étendues de cavitation qui apparaissent à l'intérieur des poches.

Dans la même année, Brizmer et Kligerman [146] s'intéressent au fonctionnement d'un palier texturé par laser. Pour la modélisation du problème, ils appliquent une forme classique de l'équation de Reynolds, avec les conditions de cavitation de Swift-Stieber. L'étude, menée principalement pour l'optimisation géométrique des textures, montre que seulement la texturation partielle peut générer un effet de portance hydrodynamique et uniquement pour une excentricité relativement faible. A des hauts niveaux d'excentricité, les résultats ont prouvé qu'aucune forme de texturation ne permet une amélioration significative des performances.

Fu et al. [147] étudient l'orientation des poches de forme parabolique sur le comportement d'un patin partiellement texturé. Avec un modèle analytique qui ne prend pas en compte les effets de la cavitation, ils démontrent que l'angle d'orientation des poches a une influence importante sur les performances du patin. Pour un fonctionnement optimal, ils suggèrent que les poches soient orientées parallèlement à la direction de glissement, avec une densité aussi large que possible. En ce qui concerne les dimensions des poches, ils notent que la profondeur optimale dépend de la densité et du taux de surface texturé, alors que la largeur n'a pas une influence significative.

En 2013, Tomanik [148] applique une forme non-stationnaire de l'équation de Reynolds, couplée à la condition de cavitation de Gümbel, afin de simuler le fonctionnement de l'ensemble segment – piston – chemise, texturé par laser. A travers une étude paramétrique, il met en évidence les bénéfices qui peuvent être obtenus par la texturation des segments et il souligne la supériorité des performances fournies par la texturation partielle.

Dernièrement, Li et al. [149] s'intéressent à l'effet de pompage qui est généré à l'interface d'un joint à lèvre avec un arbre texturé. Afin de maintenir la stationnarité du problème, ils ignorent les effets dus à l'écrasement du film et ils emploient une version modifiée de l'équation de Reynolds, réglée par les conditions de cavitation JFO. Les textures examinées, composées aussi bien par des poches que par des aspérités, présentent uniquement une forme triangulaire. Les conclusions de l'étude montrent clairement que les aspérités sont beaucoup plus efficaces en ce qui concerne la génération de portance hydrodynamique et permettent le développement d'un effet de pompage bien supérieur à celui obtenus à travers des poches.

1.4 Conclusion

Tout d'abord, ce premier chapitre nous a permis d'identifier les principaux éléments qui ont conduit, au cours du temps, vers le développement et l'étude de la texturation des surfaces. Nous avons compris ainsi que les moyens technologiques disponibles aujourd'hui offrent un potentiel extraordinaire vers l'amélioration des performances tribologiques des surfaces. La texturation en particulier permet non seulement de réduire l'usure et le frottement des surfaces en mouvement relatif, mais c'est aussi un moyen très efficace pour augmenter la capacité de charge des contacts lubrifiés.

Les travaux expérimentaux présentés dans cette revue bibliographique nous ont offert un aperçu du comportement réel des composants texturés, dans différentes régimes de lubrification. Ces travaux ont révélé que la texturation peut être à l'origine des effets aussi bien bénéfiques que défavorables. Les études expérimentales font la preuve de la complexité des phénomènes induits par la texturation et représentent en même temps une forte indication de l'interdépendance entre les divers éléments qui dictent l'efficacité des textures. Ainsi, le régime de lubrification, les paramètres de fonctionnement et la géométrie des textures sont identifiés comme étant essentiels par rapport au comportement des composants texturés.

Le nombre d'études théoriques qui traitent le sujet de la texturation a largement dépassé celui des travaux expérimentaux. Pourtant, une bonne partie de ces études ont fait l'objet de nombreuses critiques. D'une part, certains auteurs ont mis en question l'applicabilité de l'équation de Reynolds dans des problèmes liés à la texturation, principalement à cause de son incapacité à prendre en compte les effets d'inertie. D'autre part, la pertinence des modèles numériques incapables d'assurer la conservation du débit à travers les régions de cavitation a été aussi contestée à plusieurs occasions. Ces débats ont augmenté la vigilance envers la pertinence des études numériques qui s'intéressent au sujet de la texturation.

A travers les nombreux débats et contradictions qui ont animé ces travaux numériques et expérimentaux, plusieurs hypothèses ont été dégagées au cours des années à l'égard des textures :

- dans les contacts secs ou peu lubrifiés, les textures permettent de piéger les débris qui résultent à cause de l'usure, ce qui diminue le frottement et réduit les phénomènes de "labourage" ;
- les poches servent comme des réservoirs qui ont pour rôle d'alimenter et d'assurer une meilleure distribution du lubrifiant dans la zone de contact ;
- les textures réduisent la surface de contact et diminuent par conséquent le nombre d'interactions entre les aspérités ;
- à travers des effets de piézoviscosité, les textures augmentent l'épaisseur de film, résultant dans une diminution du frottement et un effet de portance supérieur ;
- les textures induisent des turbulences et augmentent la résistance du lubrifiant à l'écoulement, ce qui permet d'augmenter l'épaisseur du film ;
- à travers des effets dus à la cavitation, les textures génèrent une distribution asymétrique de la pression, résultant dans un gain de portance hydrodynamique ;
- la texturation partielle offre un effet similaire au patin échelon, permettant ainsi d'obtenir une augmentation progressive de la pression ;
- grâce au phénomène de cavitation, les textures placées à l'entrée des contacts augmentent le débit à travers un effet d'aspiration de lubrifiant.

En ce qui concerne la géométrie optimale des textures, les études sont encore loin d'atteindre un consensus. Généralement, les divers paramètres géométriques sont étudiés indépendamment, sans une vision globale de l'ensemble d'éléments qui caractérisent le contact. Les conclusions qui sont ainsi dégagées au sujet des textures sont souvent assimilées

à des effets qui sont plutôt liés aux conditions de fonctionnement ou aux matériaux engagés dans le contact. Par conséquent, l'applicabilité des textures à une échelle plus étendue reste toujours limitée par l'incompréhension des phénomènes qui caractérisent leur fonctionnement.

Le développement des modèles numériques capables d'évaluer de manière appropriée le comportement des surfaces texturées devient ainsi plus que nécessaire. Ces modèles, couplés à des procédures d'optimisation plus efficaces, permettraient non seulement de déterminer la géométrie optimale des textures, mais aussi de mieux comprendre les phénomènes physiques qui sont engendrées par la texturation. A travers les éléments constitutifs de cette thèse, nous chercherons à atteindre ces objectifs.

Ainsi, en tenant compte du contexte scientifique qui a été présenté dans ce premier chapitre, notre étude abordera plusieurs problématiques. Premièrement, nous nous intéressons à la nature phénoménologique des effets induits par la texturation. Dans ce but, nous emploierons un modèle unidimensionnel pour analyser des configurations géométriques relativement simples. Grâce à son efficacité numérique (simplicité mathématique, temps de calcul réduit), le modèle nous permettra d'identifier l'influence d'une gamme étendue des paramètres aussi bien géométriques que de fonctionnement. De plus, l'influence de la texturation dans des conditions d'écoulement transitoires, rarement examinée dans la littérature, fera aussi l'objet de nos travaux. La pertinence des résultats obtenus à travers ces analyses sera ensuite examinée dans une étude bidimensionnelle, qui nous permettra aussi de considérer des textures présentant des géométries plus complexes. Enfin, nous utiliserons l'ensemble de ces éléments pour optimiser la géométrie d'une butée hydrodynamique.

Dans ce travail, la validité du modèle numérique utilisé est une des préoccupations principales. Ainsi, des éléments importants comme le traitement numérique de la cavitation ou l'influence des discontinuités du film lubrifiant seront examinées en détail. Cela nous permettra de mettre en évidence les caractéristiques du modèle employé et de démontrer son efficacité par rapport à d'autres algorithmes présentés dans la littérature.

Chapitre 2

Étude Unidimensionnelle

Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, les phénomènes physiques engendrés par la présence des textures dans les contacts lubrifiés sont très complexes. Par conséquent, dans une perspective de simplification, nous procédons à travers ce deuxième chapitre à une réduction du problème de la texturation à un régime de lubrification hydrodynamique et à un domaine de calcul unidimensionnel. D'abord, cela facilite le processus de validation du modèle employé et nous permet ainsi d'établir les bases de ce travail. La simplification du problème résulte aussi dans une diminution significative du temps de calcul, ce qui représente un avantage important dans l'analyse des surfaces texturées, où le nombre de paramètres géométriques qui interviennent est considérable. L'efficacité numérique obtenue par l'utilisation d'un modèle unidimensionnel permet également le raffinement du maillage utilisé. Cet élément devient extrêmement important dans le traitement numérique des textures, où la présence des discontinuités dans l'épaisseur du film lubrifiant et la transition entre les zones actives et inactives peuvent influencer de manière négative la pertinence des résultats.

En contrepartie, la modélisation unidimensionnelle ne permet pas d'interpréter les effets qui sont susceptibles d'apparaître dans un espace à deux dimensions. Malgré cet inconvénient, l'algorithme présenté dans la suite de ce chapitre assure la prise en compte des effets induits par la cavitation. L'utilisation de la théorie JFO [103,104] et l'implémentation d'une formulation analytique similaire à celle employé par Elrod [106] permettent d'assurer la conservation du débit sur l'intégralité du domaine et garantissent une évaluation appropriée des effets induits par les surfaces texturées dans un contact lubrifié. La pertinence des conclusions dégagées à travers cette étude par rapport à un espace bidimensionnel fera l'objet d'une analyse détaillée dans le troisième chapitre de ce mémoire.

Pour une meilleure compréhension du degré de pertinence de notre étude, nous rappelons dans la première partie de ce chapitre les équations de base et les hypothèses qui ont permis le développement du modèle théorique employé. Ensuite, nous offrons une description détaillée des éléments principaux qui constituent ce modèle. La partie principale du chapitre portera sur l'analyse des effets induits par les surfaces texturées dans un régime d'écoulement aussi bien stationnaire que transitoire.

2.1 Modèle théorique

Parmi les éléments présentés dans le chapitre précédant, il a été montré que dans le traitement numérique des textures, choisir une approche de modélisation appropriée n'est pas facile. Ce choix doit être réalisé en concordance avec les objectifs de la modélisation et bien évidemment dans la perspective des hypothèses simplificatrices qui sont appliquées. Une approche basée sur les équations de Navier-Stokes permettrait, parmi d'autres, une prise en compte des effets d'inertie et une applicabilité plus étendue. Pourtant, la résolution des équations de Navier-Stokes est difficile. Dans notre travail, nous avons adopté une approche basée sur l'équation de Reynolds, qui est obtenue après une simplification des équations de Navier-Stokes et de continuité. L'applicabilité du modèle est ainsi diminuée, principalement à cause des hypothèses qui deviennent plus restrictives. Malgré ce désavantage, l'algorithme proposé retient un domaine d'applicabilité suffisamment étendu pour assurer une bonne prédictibilité dans les problèmes de lubrification les plus usuels (paliers, butées, éléments d'étanchéité etc.), où l'épaisseur du film est très faible.

2.1.1 Hypothèses

L'équation de Reynolds est une forme simplifiée de l'équation des films minces visqueux généralisée. Celle-ci est déduite des équations de Navier-Stokes et de continuité. Une présentation détaillée de ces développements mathématiques a été réalisée par Frêne et al. [150]. Les principales hypothèses permettant ces simplifications sont énumérées ci-dessous :

- le milieu fluide est continu ;
- le fluide est newtonien, c'est-à-dire que la contrainte de cisaillement est proportionnelle au taux de cisaillement ;
- l'écoulement est laminaire ;
- les forces massiques extérieures et les forces d'inertie au sein du film lubrifiant sont négligeables ;
- il n'y a pas de glissement entre le fluide et les parois ;
- les rayons de courbure des parois sont grands devant l'épaisseur moyenne du film ;
- l'épaisseur du film est très faible par rapport aux autres dimensions du domaine occupé par le fluide lubrifiant.

2.1.2 Equation de Reynolds

Pour une meilleure illustration des hypothèses supplémentaires associées à notre étude, considérons le contact entre deux surfaces (1) et (2), séparées par un film fluide de faible épaisseur (Fig. 2.1). Un système d'axes de référence orthogonal Oxyz est choisi tel que la direction y corresponde à la direction d'épaisseur de film. Un point M_1 de la surface (1) a une coordonnée H_1 suivant y et possède une vitesse de composantes U_{11}, U_{12} et U_{13} suivant les directions x, y et z respectivement. De même, un point M_2 de la surface (2) a une coordonnée H_2 suivant y et possède une vitesse de composantes U_{21}, U_{22} et U_{23}. En admettant que les

effets thermiques sont négligeables et que la masse volumique ρ, la viscosité dynamique μ et la pression hydrodynamique du fluide lubrifiant p ne varient pas à travers l'épaisseur de film, nous pouvons écrire :

$$\rho = \rho(x, z, t)\,;\ \mu = \mu(x, z, t)\,;\ p = p(x, z, t)\,.$$

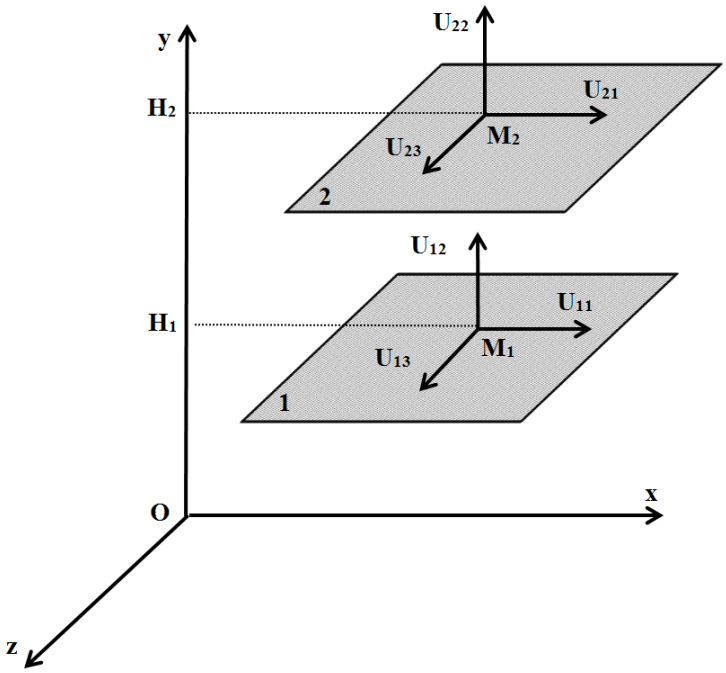

Figure 2.1. Système d'axes et notations.

Ces variables deviennent ainsi dépendantes des coordonnées spatiales x et z, et du temps t. Dans ces conditions, l'équation de la mécanique des films minces visqueux [150] s'écrit :

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial}{\partial x}\left(\rho\frac{(H_2-H_1)^3}{\mu}\frac{\partial p}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\rho\frac{(H_2-H_1)^3}{\mu}\frac{\partial p}{\partial z}\right)= \\
&\qquad = 6\frac{\partial}{\partial x}\left[\rho(U_{11}+U_{21})(H_2-H_1)\right]-12\rho U_{21}\frac{\partial H_2}{\partial x}+12\rho U_{11}\frac{\partial H_1}{\partial x}+ \\
&\qquad +6\frac{\partial}{\partial z}\left[\rho(U_{13}+U_{23})(H_2-H_1)\right]-12\rho U_{23}\frac{\partial H_2}{\partial z}+12\rho U_{13}\frac{\partial H_1}{\partial z}+ \\
&\qquad +12\rho(U_{22}-U_{12})+12(H_2-H_1)\frac{\partial\rho}{\partial t}
\end{aligned} \tag{2.1}$$

Généralement, dans cette équation, l'inconnue à déterminer est la pression en chaque point de coordonnées (x, z, t), alors que l'épaisseur du film, la viscosité et la masse volumique du lubrifiant sont préalablement connues. Lorsque nous considérons que la vitesse des surfaces

dans la direction z est nulle ($U_{13} = U_{23} = 0$) et que le lubrifiant est incompressible, l'équation (2.1) est réduite à :

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{(H_2-H_1)^3}{\mu}\frac{\partial p}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{(H_2-H_1)^3}{\mu}\frac{\partial p}{\partial z}\right)=6\frac{\partial}{\partial x}\left[(U_{11}+U_{21})(H_2-H_1)\right]$$
$$-12U_{21}\frac{\partial H_2}{\partial x}+12U_{11}\frac{\partial H_1}{\partial x}+12(U_{22}-U_{12}) \qquad (2.2)$$

En admettant que les vitesses U_{12} et U_{22} dans la direction y peuvent s'écrire comme [150] :

$$\begin{cases} U_{12}=\dfrac{dH_1}{dt}=\dfrac{\partial H_1}{\partial t}+U_{11}\dfrac{\partial H_1}{\partial x} \\ U_{22}=\dfrac{dH_2}{dt}=\dfrac{\partial H_2}{\partial t}+U_{21}\dfrac{\partial H_2}{\partial x} \end{cases} \qquad (2.3)$$

Dans ce cas, l'équation (2.2) devient :

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{(H_2-H_1)^3}{\mu}\frac{\partial p}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{(H_2-H_1)^3}{\mu}\frac{\partial p}{\partial z}\right)=6\frac{\partial}{\partial x}\left[(U_{11}+U_{21})(H_2-H_1)\right]+$$
$$+12\frac{\partial}{\partial t}(H_2-H_1) \qquad (2.4)$$

Finalement, en considérant la vitesse relative $U = U_{11} + U_{21}$ et l'épaisseur du film $h = H_2 - H_1$, nous obtenons une forme simplifiée de l'équation de Reynolds :

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{h^3}{12\mu}\frac{\partial p}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{h^3}{12\mu}\frac{\partial p}{\partial z}\right)=\frac{U}{2}\frac{\partial h}{\partial x}+\frac{\partial h}{\partial t} \qquad (2.5)$$

L'équation (2.5) doit être vérifiée pour les zones actives. Dans les zone inactives, la pression est constante (égale à la pression de cavitation p_{cav}), et le lubrifiant se transforme dans un mélange de fluide et de gaz. Dans ce cas, les termes contenant la pression sont nuls et l'équation appliquée est :

$$\frac{U}{2}\frac{\partial \rho h}{\partial x}+\frac{\partial \rho h}{\partial t}=0 \qquad (2.6)$$

Afin de traiter les équations (2.5) et (2.6) simultanément, Hajjam et Bonneau [115] ont proposé la formulation suivante :

$$\left\{\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{h^3}{12\mu}\frac{\partial D}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{h^3}{12\mu}\frac{\partial D}{\partial z}\right)\right\}F=\frac{U}{2}\frac{\partial h}{\partial x}+\frac{\partial h}{\partial t}+\left\{\frac{U}{2}\frac{\partial D}{\partial x}+\frac{\partial D}{\partial t}\right\}(1-F) \qquad (2.7)$$

L'équation emploie une fonction universelle D et une fonction de basculement F, qui satisfont des conditions particulières. Ainsi, dans la zone active :

$$\begin{cases} D = p - p_{cav} \\ F = 1 \end{cases}$$

Dans la zone inactive :

$$\begin{cases} D = r - h \\ F = 0 \end{cases}$$

En utilisant la masse volumique du lubrifiant ρ et la masse volumique du mélange lubrifiant-gaz ρ_0, le facteur de remplissage r est défini comme étant :

$$r = \frac{\rho}{\rho_0} h$$

Comme d'une part la pression p est toujours supérieure à la pression de cavitation p_{cav} et que d'autre part le facteur de remplissage r est strictement inférieur à l'épaisseur de film h, une approche de complémentarité peut être basée sur les inégalités suivantes :

$$\begin{cases} D \geq 0 \text{ dans les zones actives} \\ D < 0 \text{ dans les zones inactives} \end{cases}$$

Pour tout point du film, l'algorithme employé devra vérifier la compatibilité entre le signe de la variable D et l'état supposé (actif ou inactif) du film lubrifiant en ce point.

2.1.3 Conditions aux limites

Les conditions aux limites utilisées pour la résolution de l'équation (2.7) sont basées sur la séparation du domaine d'étude dans des zones actives Ω et inactives Ω_0, tel qu'il est montré dans la figure 2.2. Pour une même ordonnée y, la zone de cavitation Ω_0 est marquée par une frontière de rupture x_r et une frontière de reformation x_f.

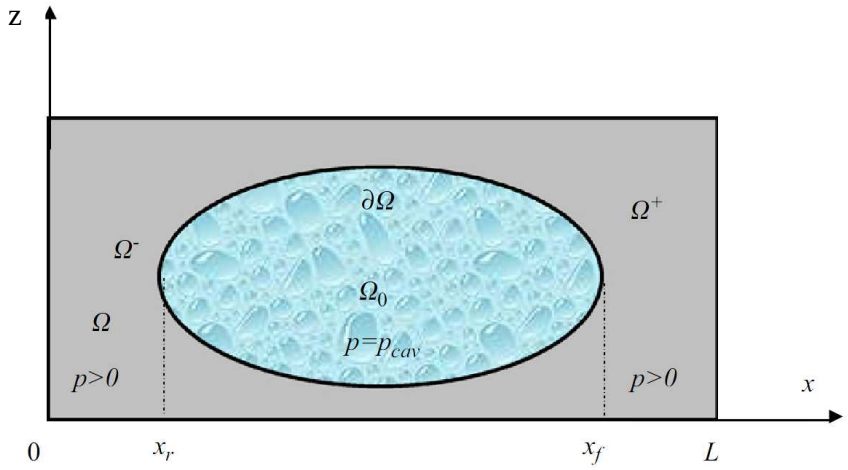

Figure 2.2. Domaine d'étude : Ω zone active et Ω_0 zone inactive [115].

Ainsi, l'équation de Reynolds modifiée (2.7) doit satisfaire les conditions suivantes :

- sur les frontières extérieures x = 0 et x = L, la pression du lubrifiant p est égale à la pression ambiante p_0 :

$$p = p_0 \text{ et donc } D = p_0 ;$$

- sur la frontière de la rupture ($x = x_r$), la pression du lubrifiant p est égale à la pression de cavitation p_{cav} et le gradient de pression est nul :

$$p = p_{cav} \text{ et } \frac{\partial p}{\partial x} = 0 ;$$

- sur la frontière de la réformation ($x = x_f$), la pression du lubrifiant p est égale à la pression de cavitation p_{cav} :

$$p = p_{cav} ;$$

De plus, pour assurer la conservation du débit massique sur les frontières de la zone de cavitation ($x = x_r$ et $x = x_f$), des conditions supplémentaires sont nécessaires :

- sur la frontière de rupture ($x = x_r$) :

$$(r-h)\Big|_{x_r}^{+} - \frac{2(r-h)}{U}\Bigg|_{x_r}^{+} V(\Omega^-) = 0 \tag{2.8}$$

- sur la frontière de réformation ($x = x_f$) :

$$\frac{h^3}{6\mu U}\frac{\partial p}{\partial x}\Bigg|_{x_f}^{+} + (r-h)\Big|_{xf}^{-} + \frac{2(r-h)}{U}\Bigg|_{xf}^{-} V(\Omega^+) = 0 \tag{2.9}$$

où $V(\Omega^-)$ et $V(\Omega^+)$ sont respectivement les vitesses des frontières de rupture et de réformation du film lubrifiant.

2.1.4 Résolution numérique de l'équation de Reynolds

Pour résoudre numériquement l'équation de Reynolds, trois méthodes de discrétisation sont généralement employées : différences finis, volumes finis et éléments finis. La méthode des différences finies est basée sur une approximation des opérateurs différentiels à partir de développements en séries de Taylor et reste largement utilisée grâce à sa simplicité. La méthode des volumes finis consiste dans une intégration de la forme forte des équations et permet une résolution précise des problèmes où les équations utilisées traduisent une loi de conservation. La dernière méthode évoquée, celle des éléments finis, est basée sur l'intégration de la forme faible des équations à résoudre et, malgré son implémentation numérique plus difficile, elle est particulièrement efficace dans l'analyse des structures géométriques complexes. La résolution de l'équation de Reynolds à travers ces trois méthodes a été décrite en détail par Bonneau et al. [151].

En tenant compte de différents avantages offerts par chacune de ces trois méthodes, une discrétisation par volumes finis nous semble appropriée pour la résolution du problème unidimensionnel qui est traité à travers ce deuxième chapitre. D'ailleurs, comme l'équation de Reynolds traduit la conservation du débit massique au sein du film lubrifiant, l'utilisation de la méthode des volumes finis nous paraît la plus adaptée à ce type de problème.

Considérons d'abord l'équation de Reynolds modifiée (2.7) dans un espace unidimensionnel :

$$\left\{\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{h^3}{12\mu}\frac{\partial D}{\partial x}\right)\right\}F = \frac{U}{2}\frac{\partial h}{\partial x} + \frac{\partial h}{\partial t} + \left\{\frac{U}{2}\frac{\partial D}{\partial x} + \frac{\partial D}{\partial t}\right\}(1-F) \tag{2.10}$$

L'application de la méthode des volumes finis se traduit par une intégration du résidu de cette équation sur l'ensemble des éléments de contrôle (volumes en 3-D, surfaces en 2-D et segments en 1-D) qui composent le domaine d'étude (Fig. 2.3) :

$$\int_o^e \left[\left\{\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{h^3}{12\mu}\frac{\partial D}{\partial x}\right)\right\}F - \frac{U}{2}\frac{\partial h}{\partial x} - \frac{\partial h}{\partial t} - \left\{\frac{U}{2}\frac{\partial D}{\partial x} + \frac{\partial D}{\partial t}\right\}(1-F)\right]dx = 0 \tag{2.11}$$

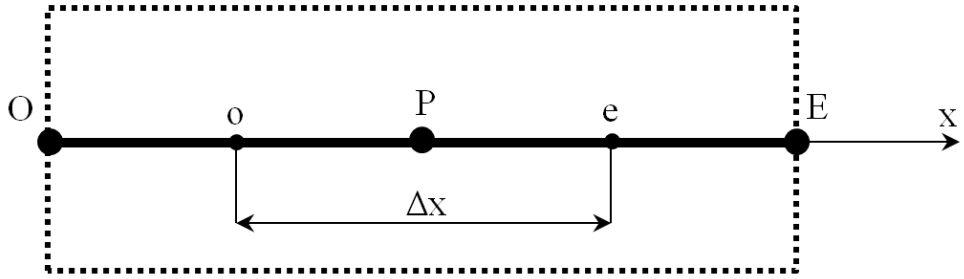

Figure 2.3. Elément de contrôle.

Cela résulte dans une forme discrétisée de l'équation (2.11) :

$$A_P D_P + A_O D_O + A_E D_E + S_C = 0 \tag{2.12}$$

où les coefficients A_p, A_O, A_E et S_C s'écrivent :

$$\begin{aligned}
A_P &= -\frac{1}{\Delta x}F_P\frac{h_e^3 + h_o^3}{12\mu} - \frac{1}{\Delta t}(1-F_P)\Big|_t \\
A_O &= \frac{1}{\Delta x}F_O\frac{h_o^3}{12\mu} + \frac{U}{2}(1-F_O) \\
A_E &= \frac{1}{\Delta x}F_E\frac{h_e^3}{12\mu} + \frac{U}{2}(1-F_E) \\
S_C &= -\frac{U}{2}(h_e - h_o) - \frac{1}{\Delta t}\left(h_P\big|_t - h_P\big|_{t-\Delta t}\right) - \frac{1}{\Delta t}\left[(1-F_P)(r_P - h_P)\right]\Big|_{t-\Delta t}
\end{aligned} \tag{2.13}$$

A noter que ces expressions sont obtenues en utilisant un maillage uniforme, c'est-à-dire pour une valeur constante de Δx. L'application de l'équation (2.12) dans chaque point du domaine considéré conduit à la construction d'un système d'équations tridiagonal, où les

inconnues à déterminer sont les termes D_P, D_O et D_E. Ce système d'équations peut être résolu par plusieurs approches numériques. Les méthodes itératives sont souvent employées grâce à leur implémentation facile. Nous pouvions mentionner ici les méthodes de Gauss-Seidel, de Jacobi ou de la surrelaxation successive. Des approches plus sophistiquées sont la factorisation approximative [110], l'alternation directionnelle implicite [152] ou les méthodes multigrilles [92-93]. Des méthodes directes qui font appel à des librairies numériques [81] peuvent être aussi employées pour la résolution de ce type de système d'équations. Dans notre étude, nous utilisons l'algorithme de Thomas [153], qui est basée sur un mécanisme numérique simplifié d'élimination gaussienne. Appliquée dans l'espace unidimensionnel, la méthode permet une résolution très rapide du système d'équations et fournit en même temps un niveau de précision approprié. L'efficacité de cette méthode dans le traitement numérique de l'équation de Reynolds a été évaluée récemment par Xiong et Wang [81].

La résolution de l'équation (2.12) dans chaque point du domaine permet de déterminer une configuration initiale de la variable D et donc de la distribution de pression et du facteur de remplissage. Cependant, une fois le calcul de D effectué, il faut assurer la stabilité des frontières des zones actives et inactives. Dans ce but, il faut vérifier si les valeurs de D respectent les conditions de complémentarité énoncées préalablement :

$$\begin{cases} D \geq 0 \ \text{ dans les zones actives} \\ D < 0 \ \text{ dans les zones inactives} \end{cases}$$

Une procédure numérique qui permet d'assurer la stabilité des zones actives et inactives a été développée par Bonneau et Hajjam [115,151]. Ainsi, pour une partition initiale du domaine de calcul, une boucle itérative permet de changer le statut d'un point pour lequel il y a violation de l'inéquation qui correspond à son statut antérieur et à réinitialiser le calcul de D sur la nouvelle partition ainsi définie :

Recherche de la partition zones actives / zones inactives

```
Tant que la partition de Ω est non stable
    Résoudre le problème (eq. (2.12))
    Pour tous les points de Ω
        Si le point est actif
            Si D<0 le point est mis à l'état inactif
            Sinon
            Si D≥0 le point est mis à l'état actif
        Fin
    Fin
Fin
```

2.1.5 Calcul des paramètres hydrodynamiques

La résolution de l'équation de Reynolds effectuée, la pression du lubrifiant est alors connue en chaque point du domaine. Par conséquent, les principaux paramètres qui

caractérisent le contact (capacité de charge, force de frottement, débit) peuvent être maintenant déterminés. La capacité de charge W est calculée par une simple intégration du champ de pression sur l'étendue (0; B) du contact. La formulation utilisée est basée sur le principe que les pressions inferieures à la pression ambiante p_0 ne contribuent pas à la génération de portance hydrodynamique :

$$W = \int_0^B (p - p_0)\,dx \tag{2.14}$$

En ce qui concerne le calcul de la force de frottement qui est générée sur les parois du contact, il faut souligner l'importance des zones inactives, où le film lubrifiant se transforme dans un mélange lubrifiant-gaz. La contribution de ce mélange à la force de frottement générée sur la totalité de l'étendue du contact fait toujours l'objet d'incertitude. La littérature scientifique fournit trois approches possibles pour évaluer le niveau de frottement dans la région inactive :

1. La force de frottement est négligeable par rapport aux zones de film complet ;
2. La force de frottement est quasiment égale à celle générée dans la zone active ;
3. La force de frottement est diminuée suivant le rapport entre la masse volumique du lubrifiant ρ_0 et la masse volumique du mélange lubrifiant-gaz ρ.

Parmi ces trois approches, la dernière paraît la plus adaptée à la réalité physique du phénomène de cavitation et a été adoptée dans notre étude. Par conséquent, la force de frottement est déterminée à partir de l'expression suivante :

$$F_F = F_F^{\Omega} + F_F^{\Omega_0} = \int_0^B \left[-F\left(\frac{U\mu}{h} + \frac{h}{2}\frac{\partial p}{\partial x} \right) \right] dx + \int_0^B \left[-(1-F)\frac{r}{h}\frac{U\mu}{h} \right] dx \tag{2.15}$$

Ainsi, dans la zone active, le frottement F_F^{Ω} est calculé à partir d'une formulation classique, contenant un terme qui décrit l'écoulement de Poiseuille et un autre pour l'écoulement de Couette. Dans la zone de film rompu, la force de frottement $F_F^{\Omega_0}$ est influencée par le terme de Couette, réglé pour une meilleure approximation par le rapport ρ/ρ_0, obtenu à partir de la division du facteur de remplissage r par l'épaisseur de film h. Le terme de Poiseuille est nul dans la zone inactive, puisque la pression est constante et égale à la pression de cavitation p_{cav}.

Enfin, le débit volumique Q est calculé par l'intégration de la vitesse du fluide sur le domaine considéré :

$$Q = \int_0^B \left(-\frac{h^3}{12\mu}\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{Uh}{2} \right) dx \tag{2.16}$$

2.1.6 Equilibrage de la charge

Généralement, dans l'analyse théorique des contacts lubrifiés, deux approches différentes peuvent être adoptées. La première consiste à imposer la géométrie du film lubrifiant et d'effectuer un calcul de la capacité de charge générée à travers le contact. Cette approche est très souvent utilisée, puisque son implémentation est relativement facile. La seconde approche est plus adaptée au fonctionnement des paliers et des butées, où le film

lubrifiant doit supporter une certaine charge. Dans ce cas, les forces extérieures appliquées doivent être annulées par la résultante du champ de pression hydrodynamique générée dans le film lubrifiant. Du point de vue numérique, l'implémentation d'une telle procédure devient plus complexe, puisqu'une boucle itérative de calcul est généralement nécessaire pour la recherche de l'épaisseur de film permettant à équilibrer la charge appliquée au contact. Dans le cadre de notre étude, les deux approches seront convenablement employées selon les caractéristiques des cas analysés. Puisque l'application de la première approche ne nécessite pas de condition supplémentaire, nous présentons ensuite la procédure numérique permettant d'employer la seconde approche évoquée ci-dessus.

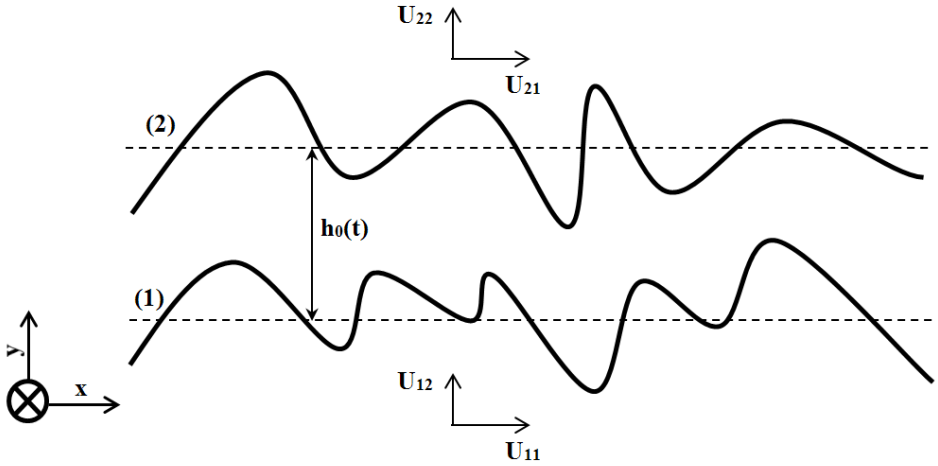

Figure 2.4. Schéma du contact.

Considérons le contact lubrifié entre deux surfaces à géométrie variable (1) et (2), dans un système de coordonnées cartésiennes Oxy (Fig. 2.4). Lorsqu'une force extérieure W_a est appliquée au contact dans la direction de l'épaisseur de film y, le but principal est de déterminer, pour chaque pas de temps Δt, l'épaisseur moyenne du film $h_0(t)$ permettant d'équilibrer la charge. La procédure numérique employée pour le calcul de $h_0(t)$ inclut cinq étapes importantes :

1. Une valeur initiale de l'épaisseur moyenne du film $h_0(t)$ est proposée pour la résolution de l'équation de Reynolds modifiée (2.10) ; la charge W générée dans le contact est calculée à partir de l'équation (2.14).
2. En utilisant une boucle itérative basée sur la méthode de la sécante, la valeur de $h_0(t)$ est systématiquement incrémentée jusqu'à ce que la charge W satisfasse la condition suivante :

$$\left|\frac{W - W_a}{W_a}\right| \leq \xi \tag{2.17}$$

   où ξ représente la différence relative entre la charge appliqué W_a et la capacité de charge W. Dans notre étude, la valeur nominale de ξ a été établie à 0,1%.
3. Dans un régime de fonctionnement non stationnaire, l'algorithme de résolution nécessite l'existence d'un historique temporel afin de se stabiliser, puisqu'à l'instant t = 0 il n'existe pas un terme $(t-\Delta t)$. Par conséquent, la convergence numérique des

résultats ne peut être obtenue qu'après plusieurs cycles de temps T_t. L'épaisseur moyenne du film $h_0(t)$ doit ainsi être soumise à une seconde procédure de validation, qui consiste dans une comparaison systématique (pour chaque pas de temps) entre $h_0(t)$ et les valeurs correspondantes, obtenus dans un cycle précédant :

$$\left|\frac{h_0(t)-h_0(t-T_t)}{h_0(t)}\right| \leq \varepsilon \tag{2.18}$$

Le critère de convergence est alors réalisé au moment où la différence relative ε satisfait le niveau de précision exigé. Dans notre étude, la valeur nominale de ε a été également établie à 0,1%.

4. Lorsque les critères de validation de $h_0(t)$ énoncées dans les équations (2.17) et (2.18) sont simultanément accomplis, l'algorithme permet le calcul des autres paramètres hydrodynamiques analysés (force de frottement, débit etc.) à l'instant t.
5. L'épaisseur moyenne du film $h_0(t)$ obtenue à travers les étapes précédentes est proposée comme solution initiale pour le pas de temps suivant $t+\Delta t$.

Pour une meilleure illustration des caractéristiques de l'algorithme numérique utilisé dans l'analyse unidimensionnelle des textures, nous achevons la présentation du modèle théorique par un schéma explicatif des procédures numériques qui permettent d'assembler la totalité des éléments présentés ci-dessus. Le code de calcul a été développé en Fortran.

```
Lecture des données : géometrie des surfaces, viscosité, vitesse etc.
Si calcul non stationnaire demandé
Intialisation variables de temps
    Tant que partition Ω, géometrie, pression non stables
    Reinitialisation calcul
        Si equilibrage de charge demandé
        Initialisation h0
            Tant que charge non-equilibrée
            Mise à jour de h0 (méthode de la sécante)
                Tant que partition Ω non stable
                Calcul de D (équation de Reynolds modifiée)
                        Mise à jour de la partition :
                        Si D<0 le point de calcul est passé à l'état inactif
                        Si D≥0 le point de calcul est passé à l'état actif
                Fin
            Calcul capacité de charge
            Fin
        Fin si
    Fin
Fin si
Ecriture des résultats : pression, remplissage, épaisseur du film, charge etc.
Fin de l'algorithme
```

2.2 Analyse du cas stationnaire

Nous commençons l'étude des surfaces texturées par le cas théorique le plus simple, celui d'un écoulement stationnaire. Considérons le contact linéique entre deux plaques parallèles (1) et (2) dont la largeur définie dans la direction z peut être considérée infinie par rapport à leur longueur selon x (Fig. 2.5). Les deux plaques sont immobiles dans la direction y ($U_{12} = U_{22} = 0$), alors qu'une vitesse de glissement $U = U_{11} + U_{21}$ peut être définie pour décrire le mouvement relatif entre les deux surfaces dans la direction de l'écoulement x. Pour certifier le régime stationnaire, nous supposerons aussi que le profil de surface de la plaque inférieure est négligeable. Par conséquent, l'épaisseur du film h(x) dépendra uniquement de la géométrie de la surface supérieure.

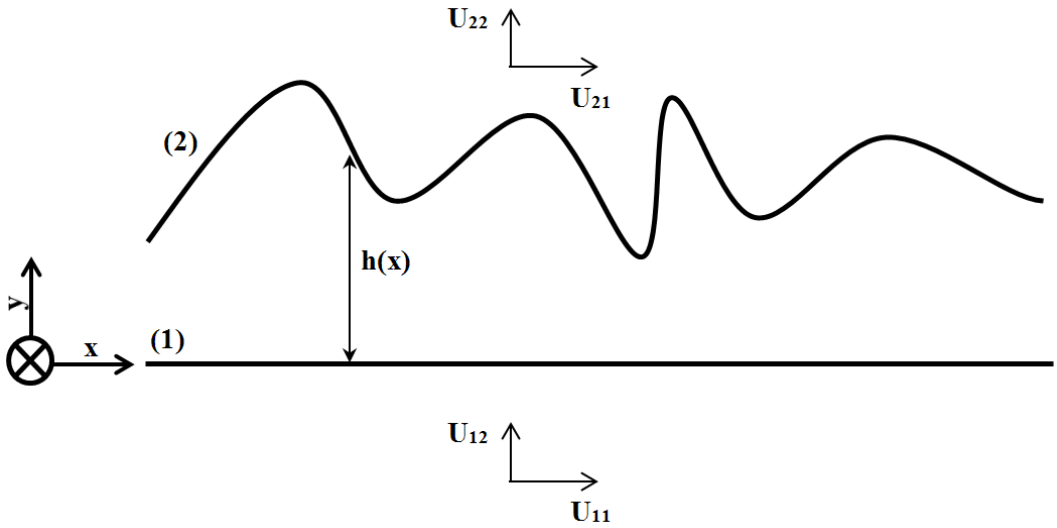

Figure 2.5. Schéma du problème stationnaire.

Dans ce cas, l'équation de Reynolds modifiée (2.10) permettant de calculer le champ de pression généré dans le film fluide qui sépare les deux plaques se réduit à :

$$\left\{\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{h^3}{12\mu}\frac{\partial D}{\partial x}\right)\right\}F = \frac{U}{2}\frac{\partial h}{\partial x} + \left\{\frac{U}{2}\frac{\partial D}{\partial x}\right\}(1-F) \tag{2.19}$$

2.2.1 Validation du modèle

Afin d'obtenir la validation du modèle numérique utilisé dans nos analyses, nous faisons référence à une série d'études que nous avons déjà évoquée dans le premier chapitre. En 2006, Olver et al. [125] ont proposé un modèle de cavitation analytique afin d'illustrer un mécanisme de lubrification qui consiste dans l'aspiration du fluide dans le contact. Ce travail a été ultérieurement continué par Fowell et al. [126,127] pour une étude plus étendue des effets de la texturation. Les formules analytiques proposées dans ces travaux permettent un calcul très simple, mais en même temps très précis, de la distribution de pression à travers une surface texturée. Les zones de cavitation sont aussi précisément localisées dans le contact à l'aide d'une formulation basée sur la conservation du débit. Parmi ces travaux, la référence

[126] permet une comparaison détaillée des résultats en termes de pression, charge et frottement et a été utilisée par d'autres auteurs [81,141] pour la validation des algorithmes numériques. Cette référence sera également utilisée pour la validation du modèle proposé dans cette étude.

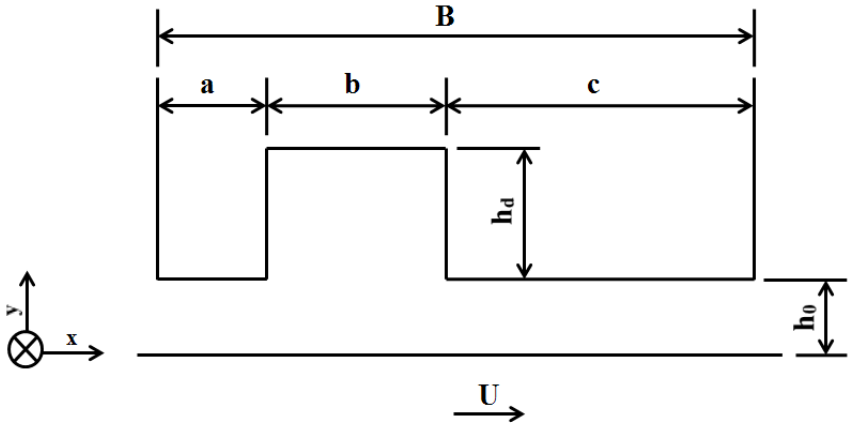

Figure 2.6. Schéma d'un patin texturé [126].

La géométrie proposée par Fowell (Fig. 2.6) consiste dans une poche située sur la surface immobile d'un patin à faces parallèles. A noter que dans un espace bidimensionnel, cette poche serait équivalente à une rainure débouchante. Le profil géométrique du patin est particulièrement intéressant à cause de deux difficultés numériques qu'il expose. D'une part, la forme rectangulaire de la poche induit une variation importante de l'épaisseur de film, ce qui pourrait poser un problème par rapport à la résolution de l'équation de Reynolds. D'autre part, l'existence de la zone divergente à l'entrée du patin et les conditions de fonctionnement utilisées (Tableau 2.1) entraînent l'apparition du phénomène de cavitation. Dans ce cas, la difficulté reste dans la localisation des frontières de la zone inactive, tout en assurant la conservation du débit. Le traitement numérique de ces deux problèmes devient ainsi essentiel par rapport à la pertinence des résultats fournis par le modèle proposé.

Tableau 2.1. Géométrie et conditions de fonctionnement du patin texturé [126].

Longueur patin	B	20 mm
Longueur entrée	a	4 mm
Longueur poche	b	6 mm
Longueur sortie	c	10 mm
Epaisseur du film minimale	h_0	1 µm
Profondeur de poche	h_d	5 µm
Vitesse	U	1 m/s
Viscosité dynamique	µ	0.01Pa.s
Pression ambiante	p_0	0.1 MPa
Pression de cavitation	p_{cav}	0 MPa

Alors que la conservation du débit est assurée à travers les conditions intrinsèques de l'algorithme utilisé, la modélisation d'une géométrie comme celle proposé par Fowell nécessite une attention particulière. Dans ce cas spécifique, la difficulté principale provient du fait que les parois de la poche (situés dans le repère choisi à x = a et x = a + b) ne présentent théoriquement aucune inclinaison et sont par conséquent parallèles à la direction de l'épaisseur de film y. Ainsi, la fonction h(x) nécessiterait deux valeurs distinctes pour définir l'épaisseur du film dans un point unique. Alors que ce problème pourrait être évité à travers une formulation différente (par exemple en éléments finis), la discrétisation par volumes finis appliquée ici nécessite l'association d'une valeur unique de la fonction h(x) pour chaque nœud du domaine. Par conséquent, l'épaisseur du film sur les parois de la poche fera l'objet d'une approximation, qui dépendra principalement du type de fonction employé pour définir h(x) et des caractéristiques du maillage utilisé.

Pour l'analyse du patin présenté dans la figure 2.6, nous emploierons dans un premier temps un maillage uniforme (Δx = constant) et une fonction h(x) discontinue, telle que :

$$h(x) = \begin{cases} h_0, \text{pour } x \in [0;a) \cup (a+b;B] \\ h_0 + h_d, \text{pour } x \in [a;a+b] \end{cases} \tag{2.20}$$

Pour l'évaluation des résultats, la solution analytique fournie par Fowell a été prise comme référence et une différence relative a été calculée en termes de pression maximale, capacité de charge et force de frottement. Les valeurs de cette différence relative sont présentées dans le Tableau 2.2, pour plusieurs tailles du maillage.

Tableau 2.2 Différence relative entre les résultats de Fowell et al. [126] et la solution numérique en volumes finis, pour la pression maximale, la capacité de charge et la force de frottement.

	Taille du maillage (nombre de nœuds)				
	50	**400**	**1 000**	**4 000**	**10 000**
Pression maximale	4,56%	0,52%	0,21%	0,05%	0,02%
Capacité de charge	17,80%	5,81%	4,02%	1,22%	0,50%
Force de frottement	5,59%	3,72%	3,69%	3,67%	3,67%

Généralement, la comparaison des données montre que l'augmentation du nombre de nœuds conduit à une convergence des résultats. Ainsi, pour un maillage fin, les différences deviennent inférieures à 1%. L'exception est représentée par les valeurs de la force de frottement, où l'écart reste constant à environ 3,7%. Cette incohérence est expliquée par le fait que, dans le calcul utilisé par Fowell, la force de frottement est considérée comme nulle dans

la zone inactive. Par conséquent, lorsque les zones inactives deviennent importantes sur l'étendue du contact, cette hypothèse conduit à des valeurs plus faibles de la force de frottement.

En ce qui concerne la distribution de la pression, la figure 2.7 expose une bonne concordance entre les résultats, même si le maillage à 50 nœuds pourrait être considéré grossier. En même temps, le graphique montre que la différence entre la solution analytique et le résultat numérique est principalement causée par les zones discontinues, où la fonction h(x), couplée à un maillage grossier, ne permet pas une représentation fine de la géométrie de la poche.

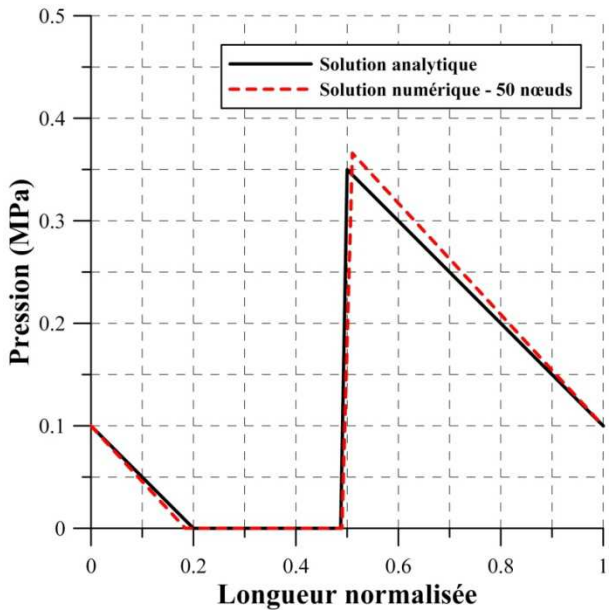

Figure 2.7. La distribution de pression – comparaison entre la solution numérique et le résultat analytique de Fowell et al. [126].

La figure 2.8 révèle les points de discrétisation qui définissent le domaine d'étude, pour plusieurs tailles du maillage. A gauche, la figure expose la géométrie de la poche dans la zone permettant de générer de la pression, c'est-à-dire sur la paroi située vers la sortie du contact. Il est ainsi montré que pour un maillage grossier, l'inclinaison des parois ne permet pas de reproduire la forme rectangulaire de la poche, puisque l'écart Δx entre les nœuds est relativement grand. Dans ce cas, la forme de la poche serait plutôt équivalente à un trapèze. Une augmentation du maillage permet néanmoins de modifier l'inclinaison des parois. Un simple calcul trigonométrique indique que pour un maillage à 10 000 nœuds, la déviation angulaire des parois par rapport à la direction y est réduite à moins de 10 degrés.

L'effet du raffinement du maillage est plus facilement observé dans les graphiques révélant la discrétisation du champ de pression. Ainsi, pour un maillage ne contenant que 50 nœuds, le gradient de pression présente une discontinuité très importante, ce qui conduit à une prédiction imprécise de la pression sur l'ensemble des points appartenant au domaine. Dans ce cas, un raffinement du maillage permet d'éliminer l'effet de cette discontinuité et d'augmenter ainsi la précision des calculs.

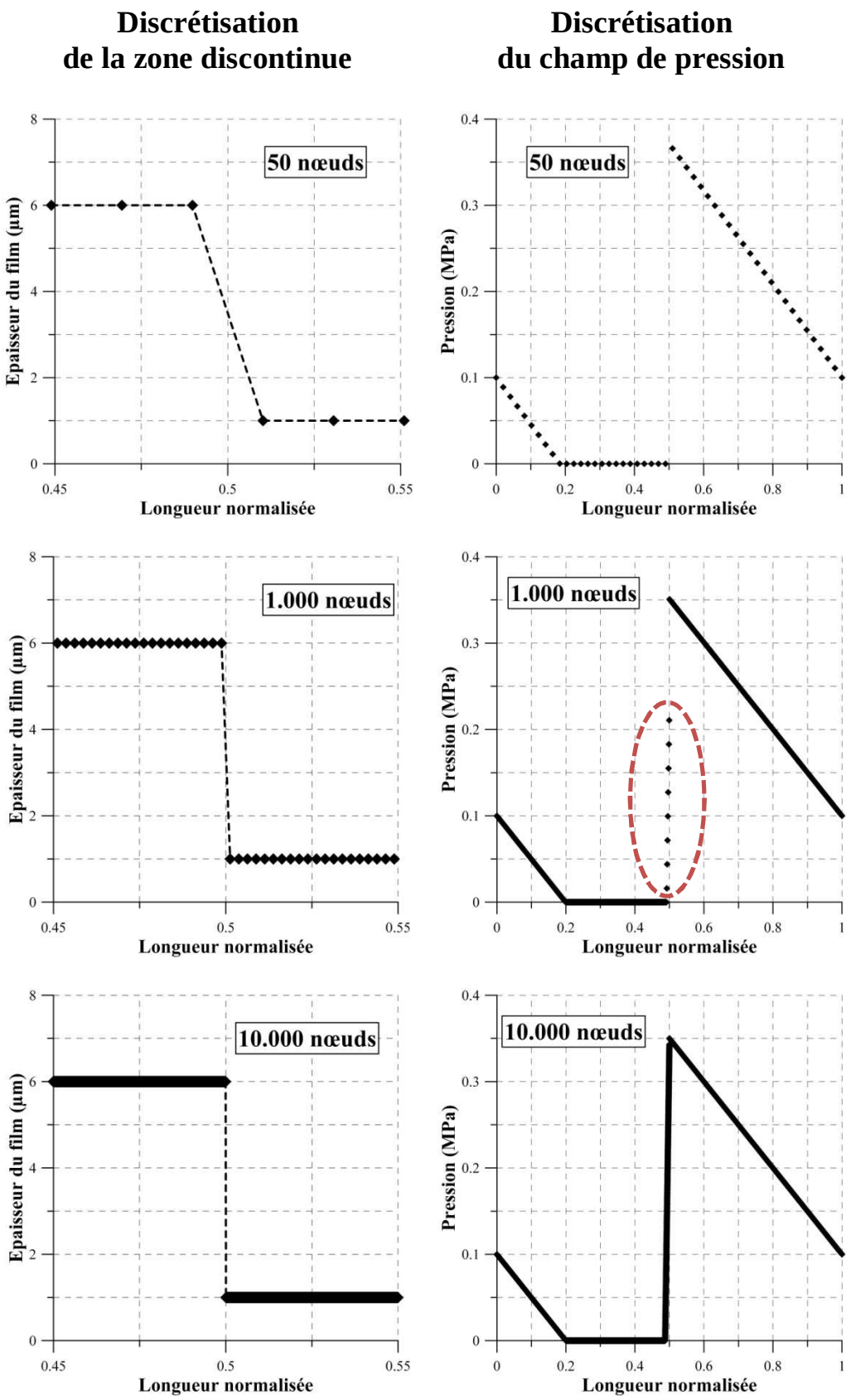

Figure 2.8. Détail de la discrétisation numérique dans une zone de film discontinue (à gauche) et du champ de pression (à droite), pour différentes tailles du maillage.

Dans le calcul unidimensionnel qui est utilisé à travers les analyses présentées dans ce deuxième chapitre, l'augmentation de la taille du maillage ne pose pas de problèmes particuliers en ce qui concerne le temps de calcul. Cependant, il est évident que la technique de discrétisation présentée ci-dessus pourrait être optimisée, surtout dans le cas des textures de forme rectangulaire. Alors que le raffinement du maillage est une des solutions permettant d'améliorer la précision du modèle, d'autres méthodes plus efficaces seraient envisageables.

Une telle méthode serait l'utilisation d'un maillage non-uniforme (Fig. 2.9 (b)), ce qui impliquerait une variabilité du paramètre Δx. Ainsi, un maillage fin pourrait être utilisé dans les zones plus sensibles de l'écoulement, alors qu'une discrétisation plus grossière serait suffisante pour le reste du domaine. Pour une meilleure reproduction de la géométrie de la poche, Xiong et Wang [81] ont suggéré l'insertion de points dits "artificiels" dans la zone de discontinuité (Fig. 2.9 (c)). Cette procédure permet d'assurer une continuité du gradient de pression et d'améliorer ainsi la précision des résultats. La continuité du gradient de pression aux endroits problématiques pourrait être aussi assurée à travers l'utilisation d'une fonction h(x) continue, comme par exemple la fonction exponentielle (Fig. 2.9 (d)).

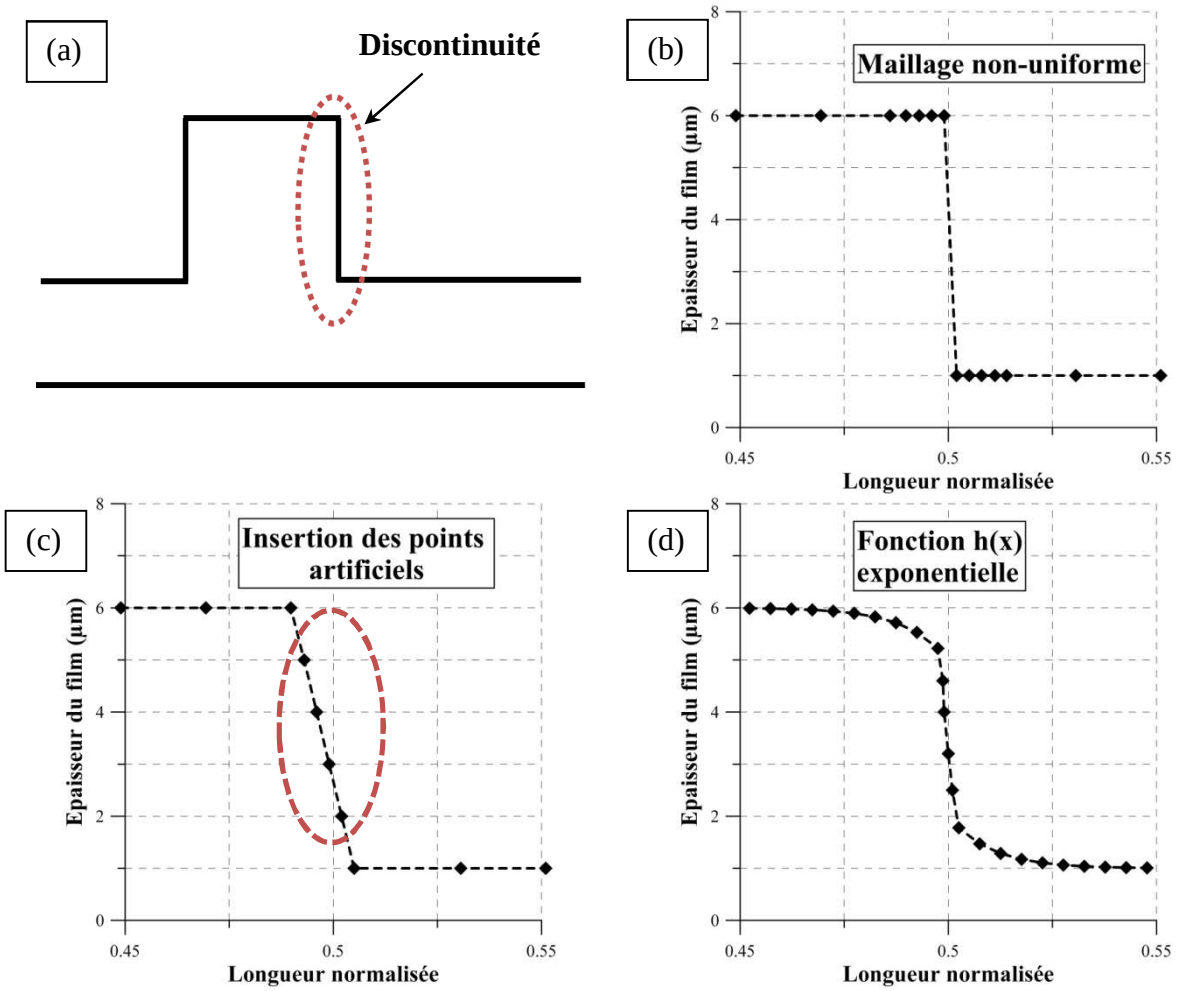

Figure 2.9. Solutions pour le traitement numérique de la zone de film discontinue (a) ; (b) maillage non-uniforme ; (c) insertion des points artificiels ; (d) fonction h(x) exponentielle.

2.2.2 Paramétrage de la géométrie des textures

Les études évoquées dans le premier chapitre ont montré que la géométrie des textures joue un rôle essentiel par rapport aux performances des contacts lubrifiés. En même temps, la gamme des configurations géométriques qui peuvent être obtenues à travers les techniques de texturation est quasiment illimitée. Ainsi, des textures sous forme de poches ou d'aspérités avec différentes dimensions, formes ou densités peuvent être appliquées à des contacts avec des dimensions variées, entre des surfaces qui ne sont pas forcément parallèles à la direction de l'écoulement. De même, une modification des conditions externes (vitesse, viscosité, charge etc.) qui caractérisent le contact générerait une grande variété de régimes de fonctionnement. Dans ce contexte, les analyses présentées dans la suite de notre étude seront certainement insuffisantes pour assurer une caractérisation complète des textures, car une prise en compte de toutes ces variations deviendrait extrêmement laborieuse. Néanmoins, nous chercherons à comprendre, à travers des analyses aussi exhaustives que possible, l'influence des paramètres les plus significatifs par rapport au comportement des surfaces texturées.

En tenant compte de la grande variabilité géométrique qui caractérise les textures, une procédure de paramétrage est indispensable pour la suite de notre étude. Afin d'assurer une structuration appropriée des diverses analyses qui seront présentées, une définition précise de plusieurs paramètres géométriques est ainsi nécessaire.

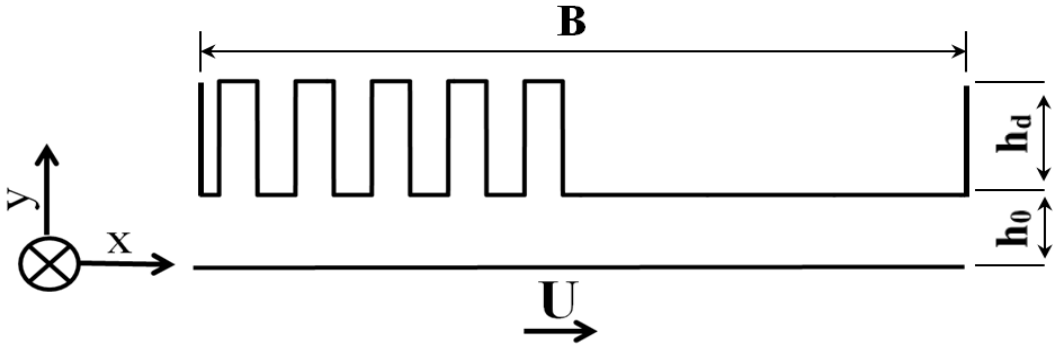

Figure 2.10. Schéma d'un patin à faces parallèles partiellement texturé.

Pour une meilleure compréhension de notre approche, considérons d'abord un patin à faces parallèles partiellement texturé, tel qu'il est montré dans la figure 2.10. Similairement aux analyses antérieures, les vitesses des surfaces dans la direction y sont nulles, alors que le mouvement relatif des faces dans la direction x de l'écoulement est décrit par la vitesse U. De même, le profil de la surface inférieure du patin est considérée négligeable par rapport à la surface supérieure, qui est texturée.

La conception des textures considérées dans notre investigation est basée sur un principe essentiel qui est celui de la symétrie. Ainsi, la texturation est obtenue par une addition systématique, à partir de l'entrée du patin (x = 0), d'éléments identiques, appelées cellules élémentaires. La cellule élémentaire (Fig. 2.11) est la composante de base des textures et elle est essentielle pour la procédure de paramétrage géométrique.

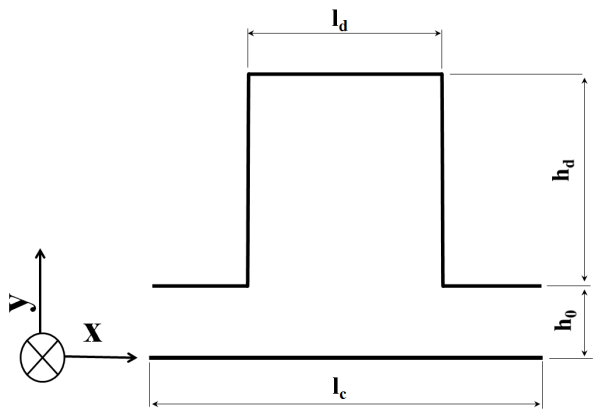

Figure 2.11. Géométrie de la cellule élémentaire de la texture.

La texture proposée dans la figure 2.10 est composée par 5 cellules élémentaires. Les poches sont localisées au centre des cellules, ce qui permet d'obtenir une configuration symétrique. Le patin n'est pas soumis à une charge extérieure, et donc l'épaisseur minimale du film h_0 est préalablement établie à 1µm. Les conditions de fonctionnement et la liste complète des paramètres géométriques qui permettent une caractérisation exacte du patin sont présentés dans le Tableau 2.3. Pour certifier la pertinence des résultats et afin de faciliter leur comparaison par rapport à d'autres études, les dimensions globales du patin et les conditions de fonctionnement sont convenablement associées aux valeurs proposées par Fowell et al. [126].

Tableau 2.3. Géométrie et conditions de fonctionnement du patin texturé.

Caractéristiques générales du patin		
Longueur	B	20 mm
Epaisseur du film minimale	h_0	1 µm
Vitesse	U	1 m/s
Viscosité dynamique	µ	0,01 Pa.s
Pression ambiante	p_0	0,1 MPa
Pression de cavitation	p_{cav}	0 MPa
Caractéristiques de la texture		
Longueur cellule	l_c	2 mm
Nombre des cellules	N	5
Taux de texturation	α	50%
Densité	ρ_t	50%
Symétrie cellules	–	Oui
Caractéristiques des poches		
Forme	–	rectangulaire
Profondeur	h_d	5 µm
Longueur	l_d	1 mm

Le patin et les caractéristiques présentées ci-dessus constituent un cas de référence qui servira, pour la suite de cette étude, comme base de comparaison dans l'analyse de divers paramètres géométriques qui permettent de définir la texture.

Validité de l'équation de Reynolds

Comme nous l'avons souligné à plusieurs occasions dans ce mémoire, l'application de l'équation de Reynolds pour l'étude des textures est limitée par un certain nombre d'hypothèses. Ces hypothèses impliquent non seulement les conditions de fonctionnement, mais aussi la géométrie de la texture. Selon Dobrica et Fillon [71], la validité de l'équation de Reynolds peut être évaluée numériquement à travers deux paramètres. Le premier est le nombre de Reynolds Re, qui caractérise le type d'écoulement. Le second est le coefficient géométrique λ, défini comme le rapport entre la longueur de la poche l_d et sa profondeur h_d. Selon les auteurs, un nombre de Reynolds aussi faible que possible et une valeur élevée de λ conduisent à des effets d'inertie négligeables et garantissent la pertinence des résultats obtenus par l'utilisation de l'équation de Reynolds.

Avec cette réalisation, les paramètres géométriques et les conditions de fonctionnement utilisées dans notre étude ont été spécifiquement choisis en corrélation avec ces recommandations. Ainsi, dans toutes les analyses présentées dans la suite de ce chapitre, le nombre de Reynolds Re ne dépassera pas une valeur maximale d'environ 0,1, alors que la valeur minimale de λ sera d'approximativement 60.

2.2.3 Géométrie des textures

Taux de texturation

Le taux de texturation α permet d'établir l'étendue occupée par la texture sur la surface totale du contact. Ce paramètre géométrique est extrêmement important, puisque la texturation partielle ou intégrale des contacts lubrifiés pourrait être à l'origine de phénomènes tout à fait différents.

Evidemment, dans l'espace unidimensionnel, α est obtenu par un rapport de longueurs. Exprimable en pourcentages, α est calculé grâce à l'expression suivante :

$$\alpha = \frac{l_c \cdot N}{B} \cdot 100 \tag{2.21}$$

En effet, pour comprendre l'influence du taux de texturation sur les performances hydrodynamiques du patin, une analyse des paramètres l_c, N et B est nécessaire. Considérons d'abord le cas de référence (Tableau 2.3). Afin d'obtenir une variation de α, le nombre de cellules N est varié à partir de 1 jusqu'à une valeur maximale N_{max} obtenue par le rapport B/l_c. N_{max} représente par conséquent le nombre maximal de cellules qui peuvent être appliquées dans le contact. Pour une meilleure compréhension des phénomènes qui peuvent se produire, la variation de N est réalisée pour plusieurs valeurs de B et de l_c. Dans ces conditions, les effets engendrés par la variation du taux de texturation sont illustrées dans la figure 2.12, pour la capacité de charge W et la force de frottement F_f.

En ce qui concerne la capacité de charge, la figure 2.12 (a) montre d'abord que la texturation intégrale du contact n'est pas très efficace, quelles que soient la longueur du contact B ou la longueur des cellules l_c. En même temps, il est montré que la charge connait une variation non-linéaire par rapport au taux de texturation. Cette variation est fortement liée

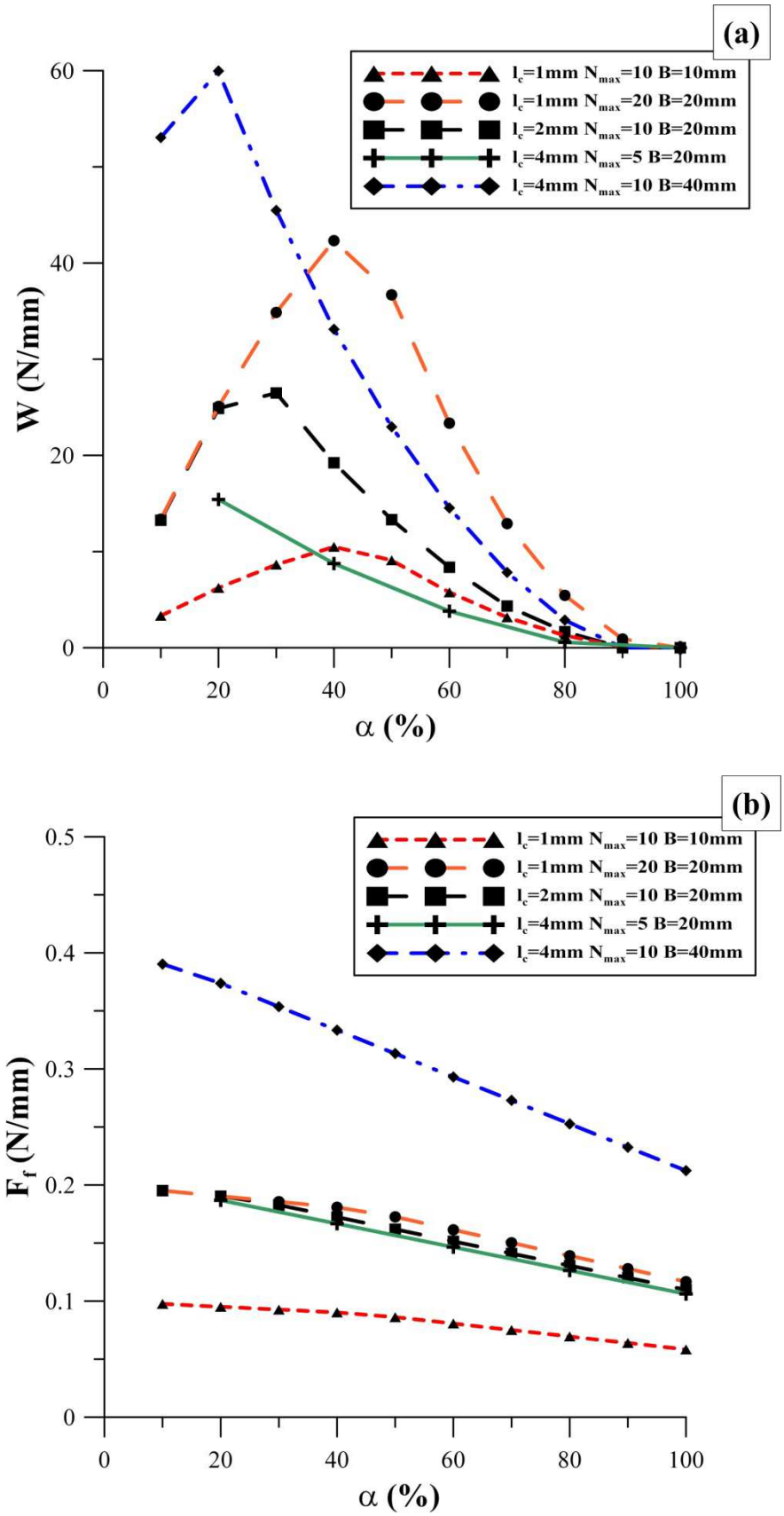

Figure 2.12. Influence du taux de texturation (a) sur la capacité de charge W ; (b) sur la force de frottement F_f, pour différentes géométries de la texture.

à la longueur des cellules l_c. Ainsi, la charge maximale est obtenue pour une valeur optimale de α égale à 20% pour l_c = 4mm, 30% pour l_c= 2mm et 40% pour l_c = 1mm. Une simple extrapolation peut conduire à la conclusion que la valeur optimale de α continuera à augmenter avec la diminution de la longueur des cellules.

La figure 2.12 (b) illustre des tendances beaucoup plus simples à interpréter. Il est donc révélé que dans tous les cas analysés, une augmentation du taux de texturation assure une diminution de la force de frottement F_f, quelles que soient les valeurs de B et de l_c. Les courbes présentées exposent également une bonne concordance avec les niveaux de charge illustrés précédemment. Ainsi, pour une même longueur B = 20 mm, les niveaux de frottement sont généralement similaires, mais une légère baisse de F_f est pourtant observée à travers l'augmentation de l_c.

Pour mieux expliquer les effets observés dans la figure 2.12, la figure 2.13 offre un aperçu des champs de pression pour le cas de référence, avec trois valeurs différentes de α (30%, 60% et 100%), obtenues pour l_c = 2 mm, B = 20 mm et N = 3, 6 et 10.

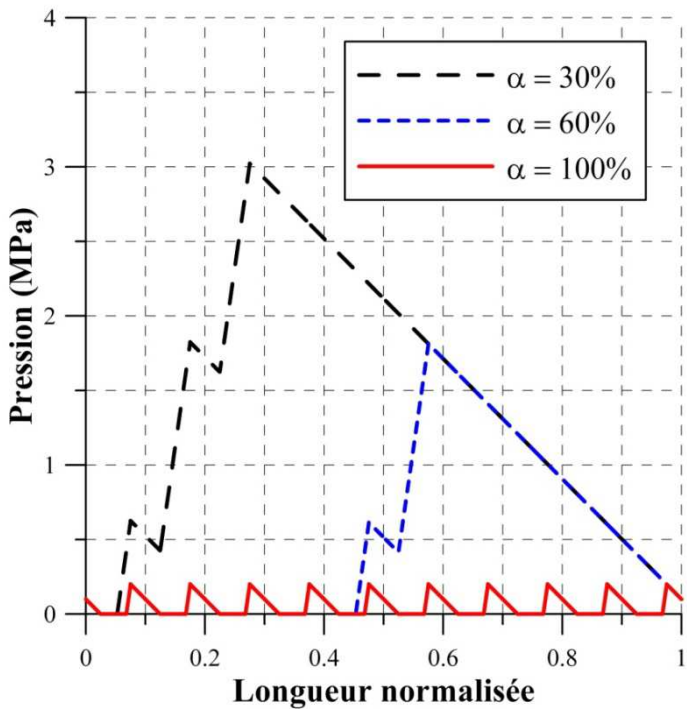

Figure 2.13. Influence du taux de texturation α sur la distribution de pression, pour le cas de référence (l_c = 2mm, N_{max}=10, B = 20mm).

Il est ainsi montré que pour les conditions de fonctionnement utilisées, la texturation intégrale du contact ne permet pas de générer une pression importante dans le patin. En effet, pour α = 100%, la zone de sortie du patin qui permettrait normalement d'obtenir une hausse de la pression est diminuée à un niveau minimal et par conséquent, le film lubrifiant est soumis au phénomène de cavitation dans toutes les poches de la texture. La diminution de α permet d'obtenir une zone non-texturée vers la sortie du patin. Comme le montre la figure 2.13, cette zone est essentielle par rapport à la distribution de pression.

Dans les conditions données, la texturation partielle devient ainsi le seul outil permettant de générer une portance hydrodynamique. En même temps, il est évident que l'efficacité de la texturation partielle et donc la valeur optimale de α sont fortement liées aux autres paramètres géométriques et de fonctionnement qui caractérisent le contact.

Densité

Généralement, la densité des textures ρ_t est définie comme étant le rapport entre la surface occupée par l'ensemble des éléments constitutifs de la texture (par exemple des poches ou bien des aspérités) et la surface totale occupée par la texture. Dans le cas de référence que nous utilisons encore une fois comme base de comparaison, ρ_t est calculé par le rapport entre la longueur de la poche l_d et la longueur de la cellule l_c, et peut être également présenté sous forme de pourcentage :

$$\rho_t = \frac{l_d}{l_c} \cdot 100 \tag{2.22}$$

La figure 2.14 permet d'observer les effets engendrés par une modification (de 25 à 100%) de la densité ρ_t sur la géométrie du patin et sur le champ de pression générée. La variation de ρ_t a été convenablement obtenue par un changement, pour le cas de référence (l_c = 2 mm), de la longueur de la poche l_d.

Il est évident qu'une densité de 100% conduit à une géométrie de type patin échelon (ou patin de Rayleigh) et donc à un abandon du concept de texture. Pourtant, cette valeur a été incluse dans cette analyse afin de faciliter une comparaison entre les différents types de géométries.

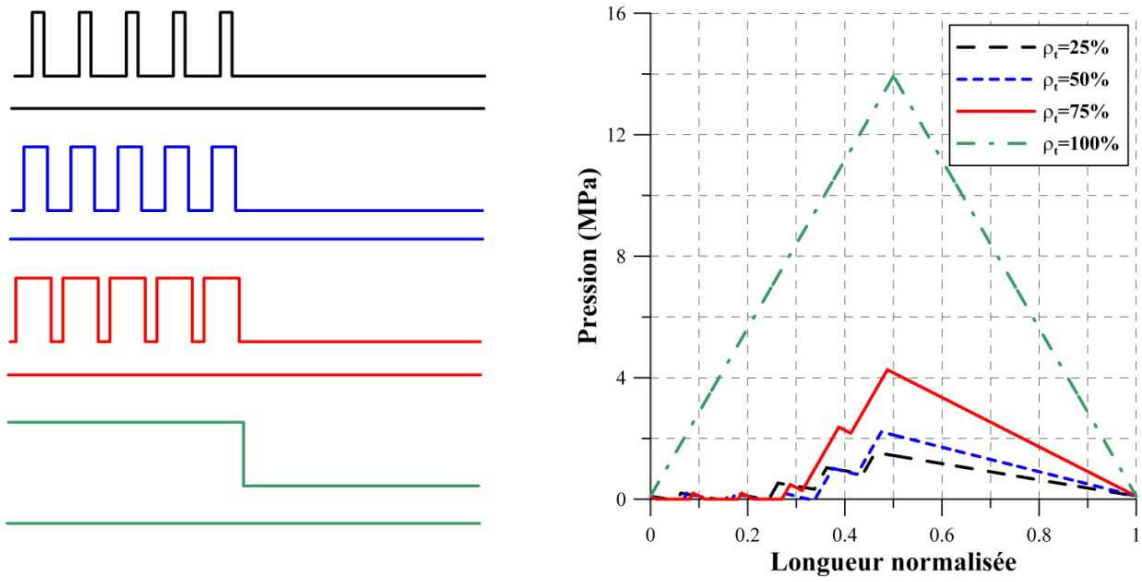

Figure 2.14. Influence de la densité ρ_t sur la géométrie de la texture (à gauche) et sur le champ de pression (à droite), dans le cas de référence.

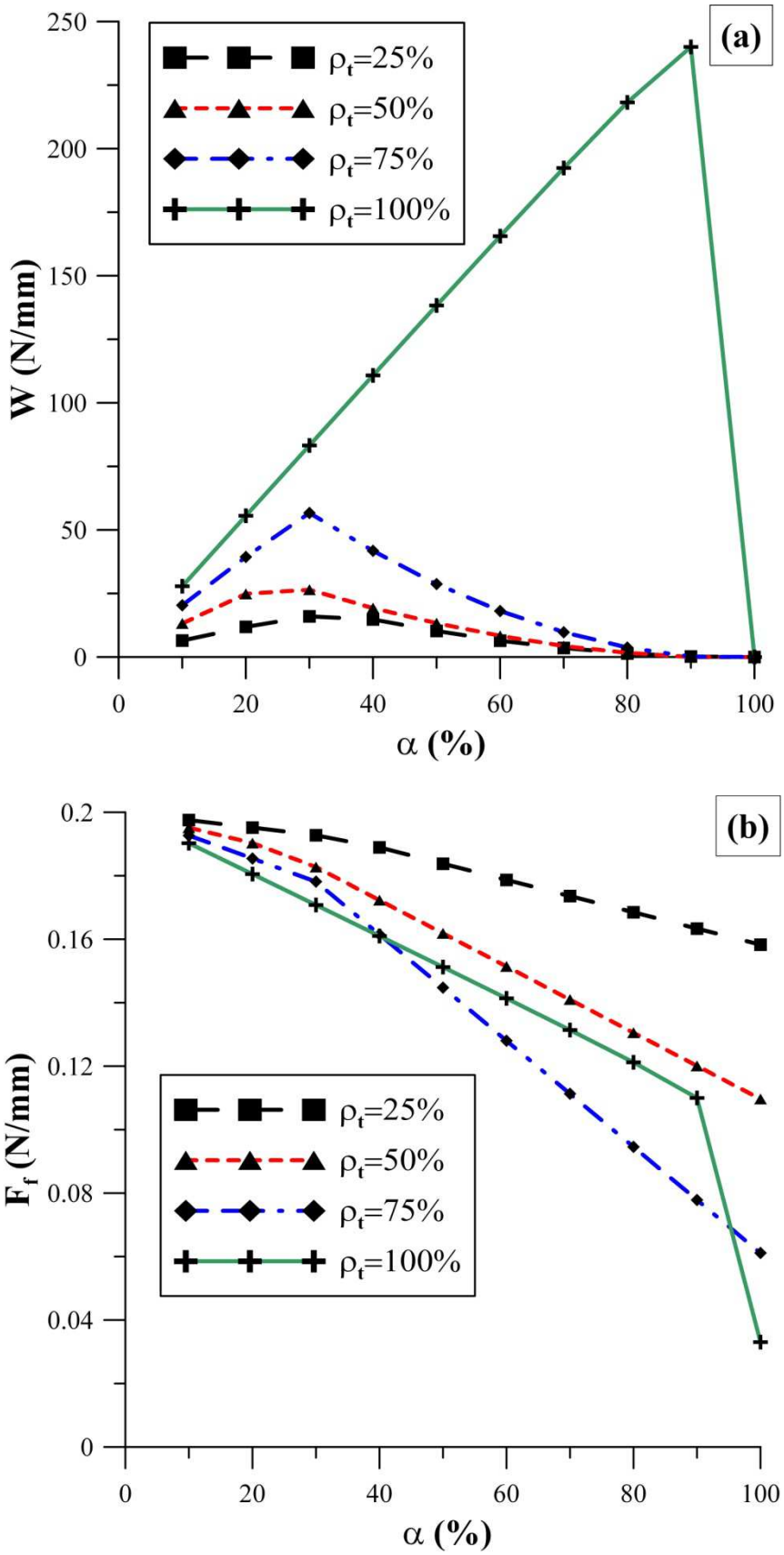

Figure 2.15. Influence de la densité des textures ρ_t (a) sur la capacité de charge W ; (b) sur la force de frottement F_f , pour l_c = 2 mm et α = 10 - 100%.

Le champ de pression illustré dans la figure 2.14 montre qu'une augmentation de la densité induit, dans tous les cas considérés, une croissance de la pression maximale et une distribution de pression plus étendue. L'efficacité du patin échelon est évidente, puisque la pression maximale générée est au moins trois fois plus grande que dans le cas des textures. Cette efficacité est expliquée par une absence du phénomène de cavitation, ce qui favorise une croissance linéaire de la pression jusqu'au point de saut d'épaisseur.

Les effets observés dans la figure 2.14 sont confirmées dans la figure 2.15 (a), qui expose l'évolution de la charge en fonction du taux de texturation α, pour différentes densités. Le graphique montre également que l'efficacité du patin échelon augmente avec α, alors que dans le cas des textures, une valeur de α supérieure à 30% devient nuisible par rapport à la capacité de charge.

La figure 2.15 (b) présente une comparaison analogue de la force de frottement. En ce qui concerne les textures, l'augmentation de la densité permet de réduire le niveau de frottement, quel que soit le taux de texturation α. Néanmoins, l'efficacité du patin échelon par rapport aux textures est moins évidente. Cela est dû principalement au gradient de pression, qui devient très important pour des valeurs grandes de α. Dans ce cas, la texture avec une densité ρ_t = 75% permet une réduction plus importante de la force de frottement que le patin échelon.

Profondeur

La profondeur h_d est un paramètre extrêmement important dans la géométrie des textures. Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, l'écoulement du lubrifiant à travers une surface texturée est soumis à des effets très différents selon la profondeur. Pour une conception géométrique efficace des textures, une compréhension de l'influence de ce paramètre sur le comportement global des contacts lubrifiés devient ainsi indispensable. Pour l'analyse théorique de la profondeur, nous comparons, pour le cas de référence (h_d = 5µm), deux valeurs additionnelles de h_d : 2,5 et 7,5 µm. Comme auparavant, la comparaison est réalisée pour un taux de texturation allant de 10 jusqu'à 100%.

La figure 2.16 (a) expose une variation particulièrement intéressante de la charge W en fonction de la profondeur des textures h_d. Il est révélé que pour un taux de texturation faible (10 ou bien 20%), les poches superficielles (h_d = 2,5µm) sont très efficaces, car elles peuvent doubler ou même tripler la capacité de charge en comparaison avec les poches plus profondes. Une augmentation de α induit ensuite un changement fondamental des tendances et à partir d'un taux de texturation de 40%, les poches les plus profondes (h_d = 7,5µm) produisent des charges supérieures.

En ce qui concerne la force de frottement F_f générée dans le patin, la figure 2.16 (b) ne met pas en évidence des différences très importantes entre les géométries analysées. Généralement, les courbes montrent que les géométries fournissant des charges importantes enregistrent aussi des niveaux de frottement légèrement supérieurs.

L'influence particulière de la profondeur des textures qui est montrée notamment sur l'évolution de la charge avec le taux de texturation (Fig. 2.16 (a)) nécessite une analyse plus approfondie des phénomènes qui se situent à l'origine de ces résultats.

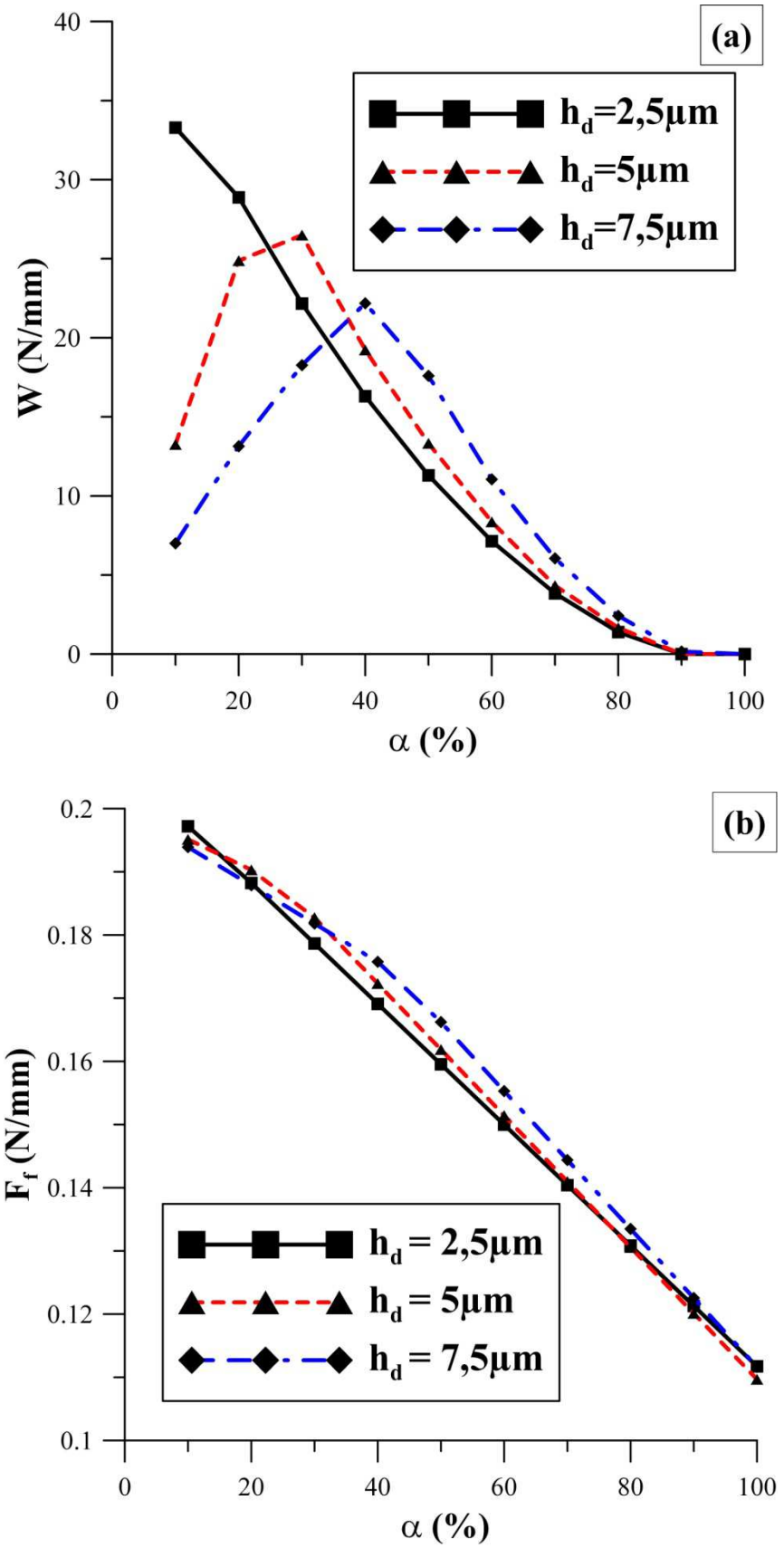

Figure 2.16. Influence de la profondeur des textures h_d (a) sur la capacité de charge W ; (b) sur la force de frottement F_f, pour l_c = 2mm et α = 10 - 100%.

La figure 2.17 expose une comparaison des champs de pression fournis dans le cas de référence, pour différentes valeurs de h_d et de α. Premièrement, le graphique révèle que les textures superficielles (h_d = 2,5µm) "cavitent" plus facilement que les poches profondes (h_d = 7,5µm), quel que soit le taux de texturation. Ce détail est essentiel par rapport à la génération de portance hydrodynamique dans le patin. Comme le montre le graphique, pour α = 20%, la texture superficielle génère une pression maximale plus importante, ce qui résulte dans une capacité de charge supérieure. En contrepartie, pour α = 80%, un gain de portance est obtenu à travers une texture plus profonde. Ce comportement paradoxal est strictement lié aux effets dus à la cavitation. Comme il a été démontré par Fowell et al. [126], l'apparition de ce phénomène à l'entrée du patin entraîne l'aspiration d'une quantité supérieure de lubrifiant dans le contact et conduit à une augmentation de la pression. Lorsque la cavitation se prolonge à travers une zone plus importante du patin, les effets induits deviennent nuisibles.

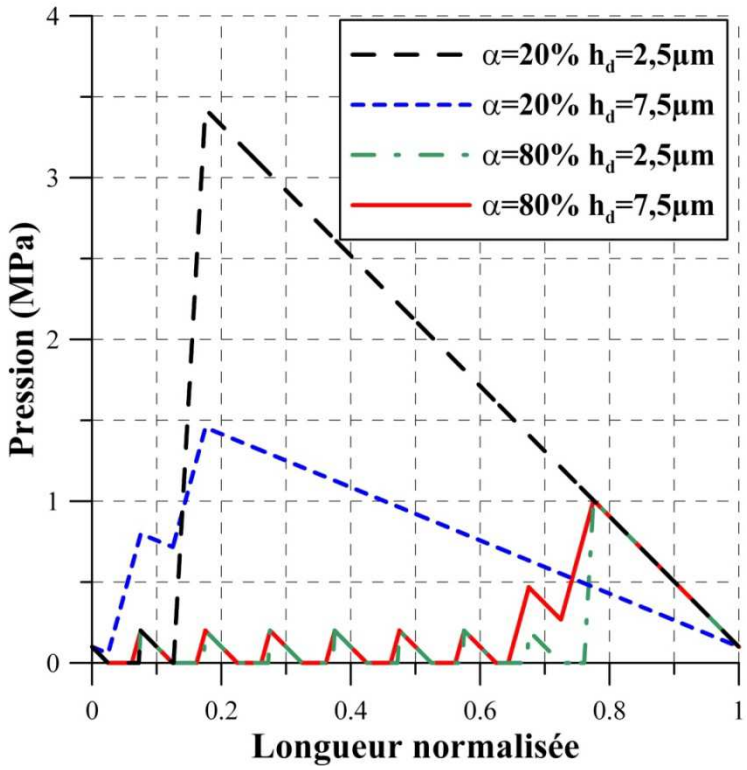

Figure 2.17. Influence de la profondeur h_d sur la distribution de pression, pour différents taux de texturation.

Le fait que les textures superficielles "cavitent" plus facilement pourrait sembler contre intuitif, puisque les poches moins profondes devraient être remplies plus facilement. Une analyse plus détaillé de l'écoulement à travers les textures permet néanmoins d'expliquer cet effet. Considérons une section transversale à l'épaisseur de film, dans la texture de référence, pour α = 20%, tel qu'il est montré dans la Fig. 2.18 (a). Pour un point de coordonnées (x, y) à travers la section, la vitesse du lubrifiant u s'écrit :

$$u = \frac{1}{2\mu}\frac{\partial p}{\partial x} y(y-h) + \frac{h-y}{h} U \tag{2.23}$$

La figure 2.18 (b) donne le profil de vitesse du lubrifiant dans la section préalablement définie, pour deux valeurs différentes de la profondeur h_d. Il est ainsi montré qu'une profondeur plus importante produit une recirculation du film lubrifiant à l'intérieur de la poche, alors que ce n'est pas le cas pour une texture superficielle. Ceci indique une meilleure capacité des textures profondes de retenir le lubrifiant.

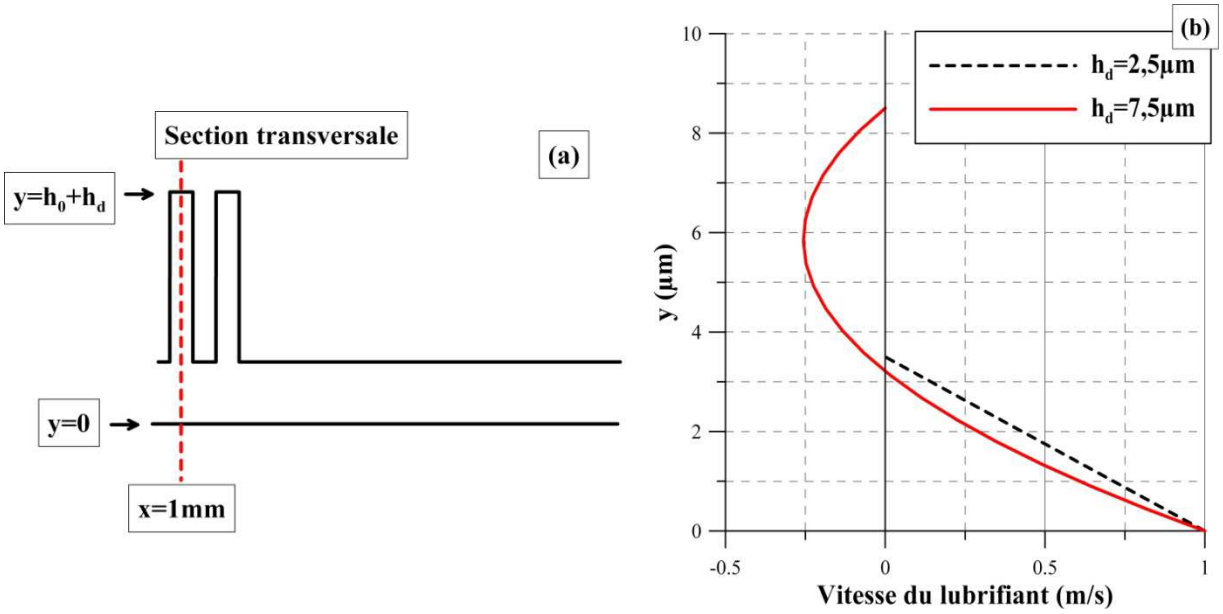

Figure 2.18. (a) Géométrie de la texture pour α = 20% et les coordonnées d'une section transversale à l'épaisseur de film ; (b) profil de vitesse du lubrifiant à travers la section, pour h_d = 2,5µm et 7,5µm.

La capacité des textures superficielles à aspirer une quantité supérieure de lubrifiant dans le contact peut être observée à travers une analyse du débit volumique dans la même section transversale. Le débit volumique est obtenu par l'intégration de la vitesse du lubrifiant u dans la direction y :

$$Q = -\frac{h^3}{12\mu}\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{Uh}{2} \tag{2.24}$$

Le Tableau 2.4 présente les caractéristiques du débit dans la section considérée. Il est évident que dans le calcul du débit, le terme de Couette sera toujours plus grand dans le cas d'une poche plus profonde, lorsque la vitesse U reste la même. En même temps, le terme de Poiseuille dépend de l'épaisseur du film et du gradient de pression. Nous rappelons que dans un patin texturé, le gradient de pression n'est négatif que sur les régions d'épaisseur minimale ($h(x) = h_0$). Ainsi, à l'intérieur d'une poche, le gradient est soit nul (lorsque la pression est constante et égale à la pression de cavitation), soit positif (à cause de la paroi située en aval de

l'écoulement qui permet de générer de la pression). Par conséquent, le débit de Poiseuille à l'intérieur des poches est toujours nul ou négatif.

Dans ce contexte, lorsque le débit de Poiseuille devient important, une élimination de ce terme pourrait conduire à une augmentation du débit total. C'est le cas des poches superficielles, qui à travers le phénomène de cavitation, génèrent un effet d'aspiration et permettent d'obtenir un débit volumique supérieur à celui qui peut être obtenu par l'utilisation des poches plus profondes.

Tableau 2.4. Caractéristiques du débit à travers la section transversale, en fonction de la profondeur h_d.

Profondeur (h_d) [µm]	2,5	7,5
Débit de Couette ($Q_{Couette}$) [mm^2/s]	1,75	4,25
Débit de Poiseuille ($Q_{Poiseuille}$) [mm^2/s]	0	-3,75
Débit volumique ($Q = Q_{Couette}+Q_{Poiseuille}$) [$mm^2/s$]	1,75	0,5

Forme

L'étude bibliographique qui a été présentée dans la première partie de ce mémoire a montré que par rapport à la forme des textures, les résultats présentés dans la littérature ne permettent pas d'établir des conclusions claires. En revanche, de nombreuses études ont souligné que l'influence de la forme des textures est manifestement dépendante de l'ensemble des paramètres géométriques qui définissent la géométrie des textures, tels que le taux de texturation, la densité ou la profondeur.

En ce qui concerne l'analyse théorique de la forme des textures, nous considérons que deux approches sont possibles. La première, très peu adoptée dans la littérature, consiste dans l'étude de l'influence de la forme des poches qui présentent un même volume (voire la même surface dans un espace unidimensionnel). Ce type d'analyse permet d'éliminer l'influence qui est introduite par cette quantité et qui conduit à une évaluation plus appropriée de la forme des textures. La seconde approche est basée sur l'étude de différentes formes, pour des textures ayant une même profondeur. Cette méthodologie est potentiellement mieux adaptée à un processus de conception ou bien de fabrication, dans lequel le volume des poches devient difficile à évaluer. Notre étude inclura une application simultanée de ces deux approches, ce qui nous permettra d'obtenir une meilleure compréhension des effets induits par les différentes formes des textures.

Comme dans les sections précédentes, nous ferons appel au cas de référence, qui servira comme base de comparaison pour l'étude de la forme. Ainsi, les poches rectangulaires seront systématiquement remplacées par des poches de forme parabolique, triangulaire et trapézoïdale. Il est important de souligner que pour les conditions géométriques considérées dans notre étude, l'étude des formes carrée et ronde devient très difficile parce que les niveaux de profondeur h_d considérés sont beaucoup plus faibles que la longueur des poches l_d. Nous rappelons aussi que malgré l'utilisation du terme de "poche" à travers ce deuxième chapitre, la géométrie des textures est plutôt équivalente à des rainures débouchantes.

La figure 2.19 montre les géométries considérées dans cette analyse, à des volumes ou des profondeurs équivalentes. Pour obtenir des poches avec des formes différentes mais avec un volume équivalent, la profondeur des poches a été modifiée convenablement, alors que la longueur des poches l_d a été maintenue dans tous les cas à une valeur constante de 1 mm.

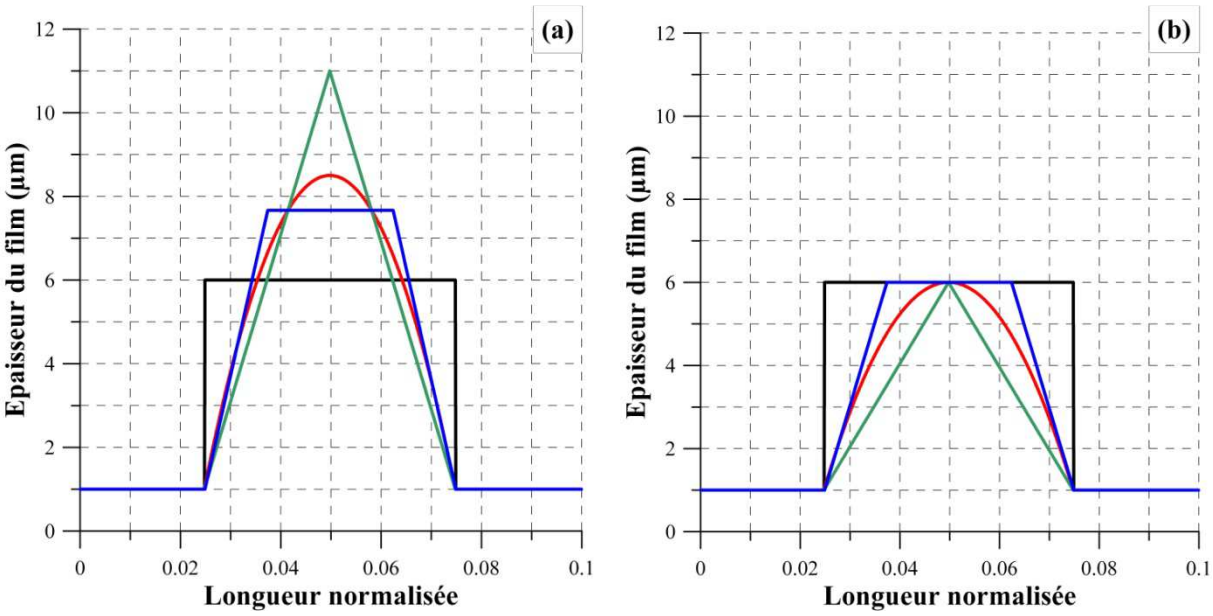

Figure 2.19. Poches avec différentes formes (rectangulaire, parabolique, triangulaire et trapézoïdale) (a) à volume équivalent ; (b) à profondeur égale.

La figure 2.20 révèle l'évolution de la charge en fonction du taux de texturation α, pour les différentes formes qui sont appliquées dans le même cas de référence. Dans la figure 2.20 (a), les poches présentent un volume égal, quelle que soit leur forme. Le graphique montre que l'écart entre les différentes courbes est plus important à un taux de texturation faible. Dans ce cas, les poches rectangulaires semblent être moins efficaces. Cette différence pourrait être causée par l'inclinaison des parois, qui dans le cas des autres formes est beaucoup plus importante. Les différences entre les niveaux de charge deviennent plus importantes lorsque les poches présentent la même profondeur (Fig. 2.20 (b)). Ainsi, pour α = 20%, la texture triangulaire qui présente l'inclinaison la plus importante fournit la charge maximale parmi les quatre formes analysées. Comme auparavant, une augmentation de α résulte dans une convergence des courbes et une diminution de la charge.

Similairement à la figure 2.20, la figure 2.21 présente l'évolution de la force de frottement avec le taux de texturation, pour les différentes formes des textures. Dans ce cas, les écarts sont encore moins visibles et révèlent une influence minimale de la forme des poches. Lorsque les poches présentent la même profondeur (Fig. 2.21 (b)), il apparaît que pour un taux de texturation plus important (α > 50%), la forme triangulaire est à l'origine d'une hausse de la force de frottement. Cet effet pourrait être également lié à l'inclinaison des parois, qui est plus grande dans le cas des poches triangulaires.

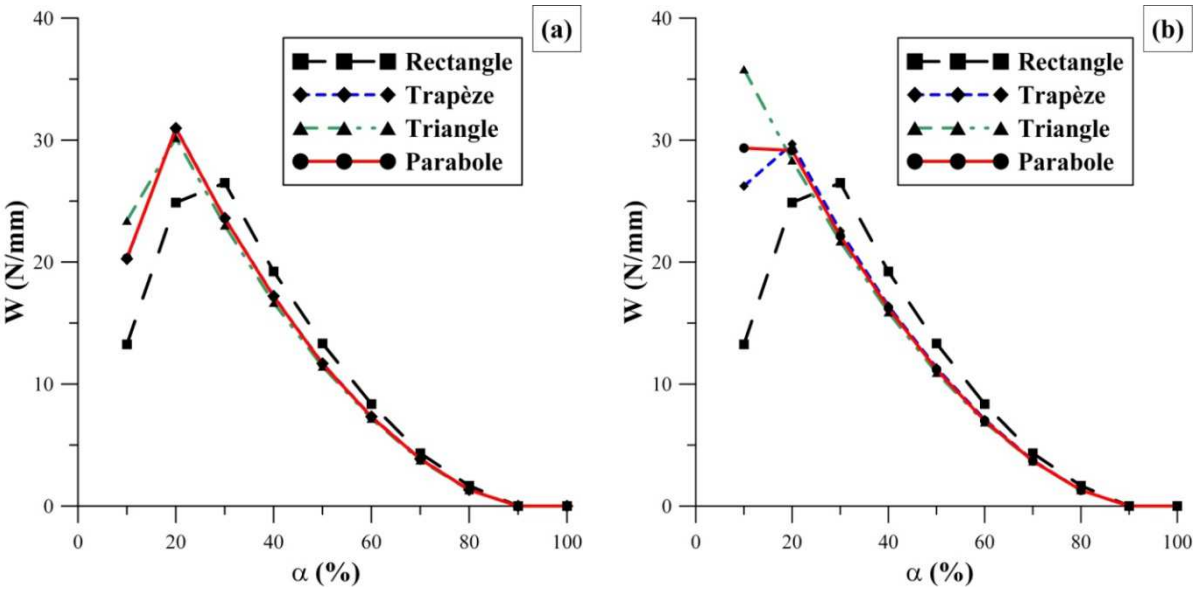

Figure 2.20. Evolution de la capacité de charge en fonction du taux de texturation, pour différentes formes (a) à volume équivalent ; (b) à profondeur égale.

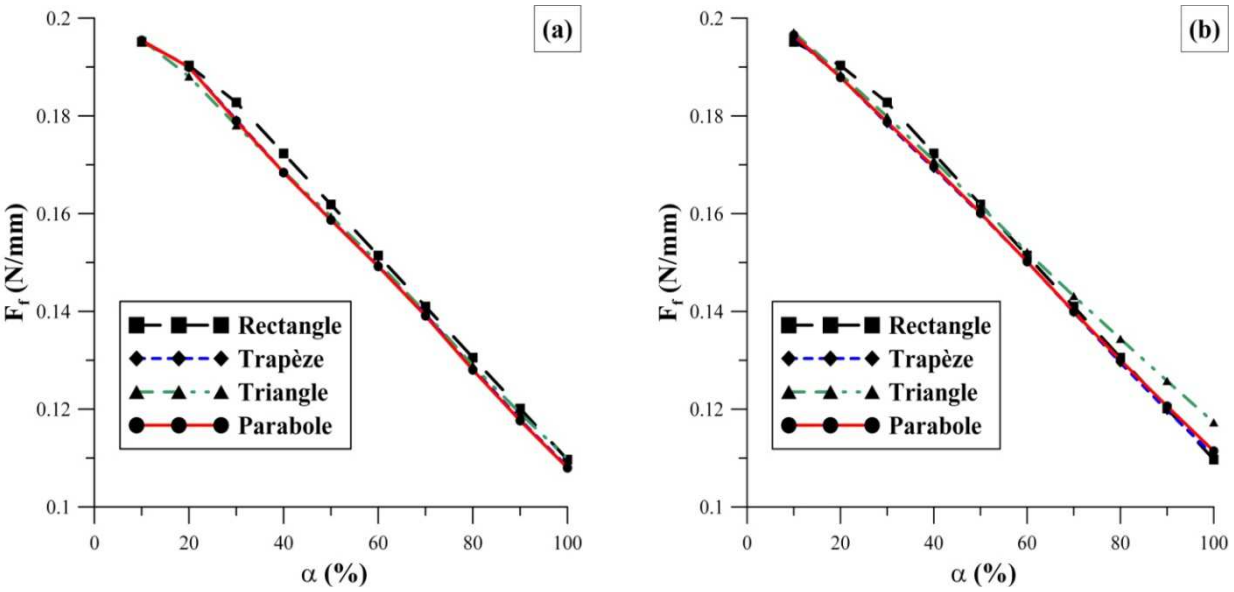

Figure 2.21. Evolution de la force de frottement en fonction du taux de texturation, pour différentes formes (a) à volume équivalent ; (b) à profondeur égale.

Asymétrie des cellules

Nous rappelons que dans toutes les analyses présentées jusqu'à ce point dans notre étude, les poches ont été toujours placées au centre des cellules, ce qui a conduit à des géométries symétriques. Cependant, l'emplacement des poches peut être dévié par rapport au centre des cellules. Ce changement résulte dans un aspect asymétrique des textures.

L'asymétrie des cellules est une caractéristique qui a été rarement examinée dans la littérature. Cependant, les textures contenant des cellules asymétriques présentent un comportement hydrodynamique très diffèrent. La figure 2.22 présente deux types particuliers de cellules, où la poche a été déplacée à l'extrême gauche (en amont) ou à l'extrême droite (en aval).

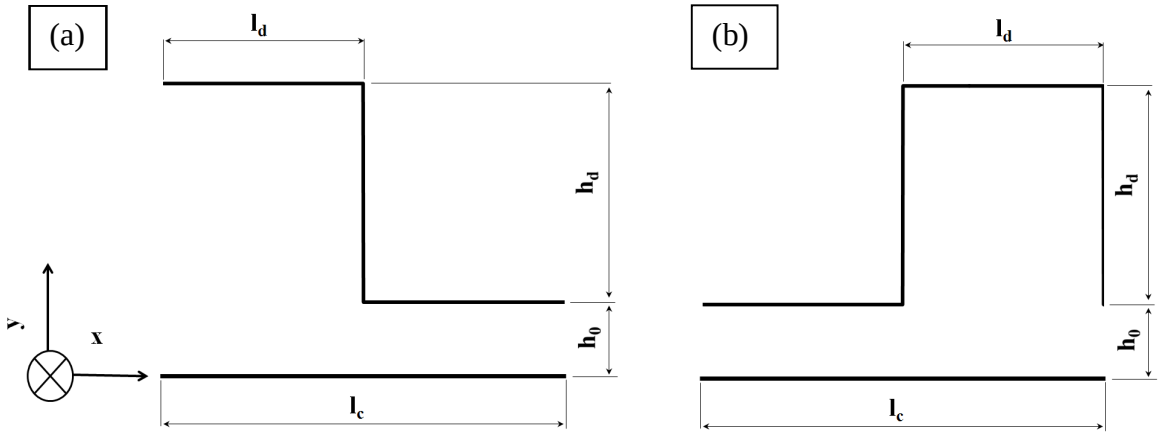

Figure 2.22. Cellule asymétrique (a) en amont ; (b) en aval.

Les deux types de poches ont été appliqués dans le cas de référence, pour un taux de texturation compris entre 10 et 100%. Les résultats en termes de charge et frottement sont comparés à la configuration symétrique dans la figure 2.23. Il est ainsi révélé que pour un taux de texturation supérieur à 30%, les cellules asymétriques en amont deviennent extrêmement efficaces en terme de portance hydrodynamique. Elles peuvent générer une capacité de charge même dans le cas d'une texturation intégrale du contact (α = 100%). En revanche, les cellules asymétriques en aval fournissent des charges encore plus faibles que les cellules symétriques.

La charge importante générée par les cellules asymétriques en amont se traduit par des valeurs plus grandes de la force de frottement. En contrepartie, les cellules asymétriques en aval produisent des niveaux plus faibles de frottement.

Pour expliquer ces résultats, nous présentons dans la figure 2.24 la distribution de pression pour le cas de référence, en fonction de la condition de symétrie des cellules. Les résultats montrent que les cellules asymétriques en amont ne permettent pas l'apparition du phénomène de cavitation dans le contact, ce qui conduit à une augmentation progressive de la pression à travers la texturation. Le déplacement des poches vers l'extrémité droite des cellules génère des zones de cavitation de plus en plus étendues et il en résulte une diminution globale de la pression.

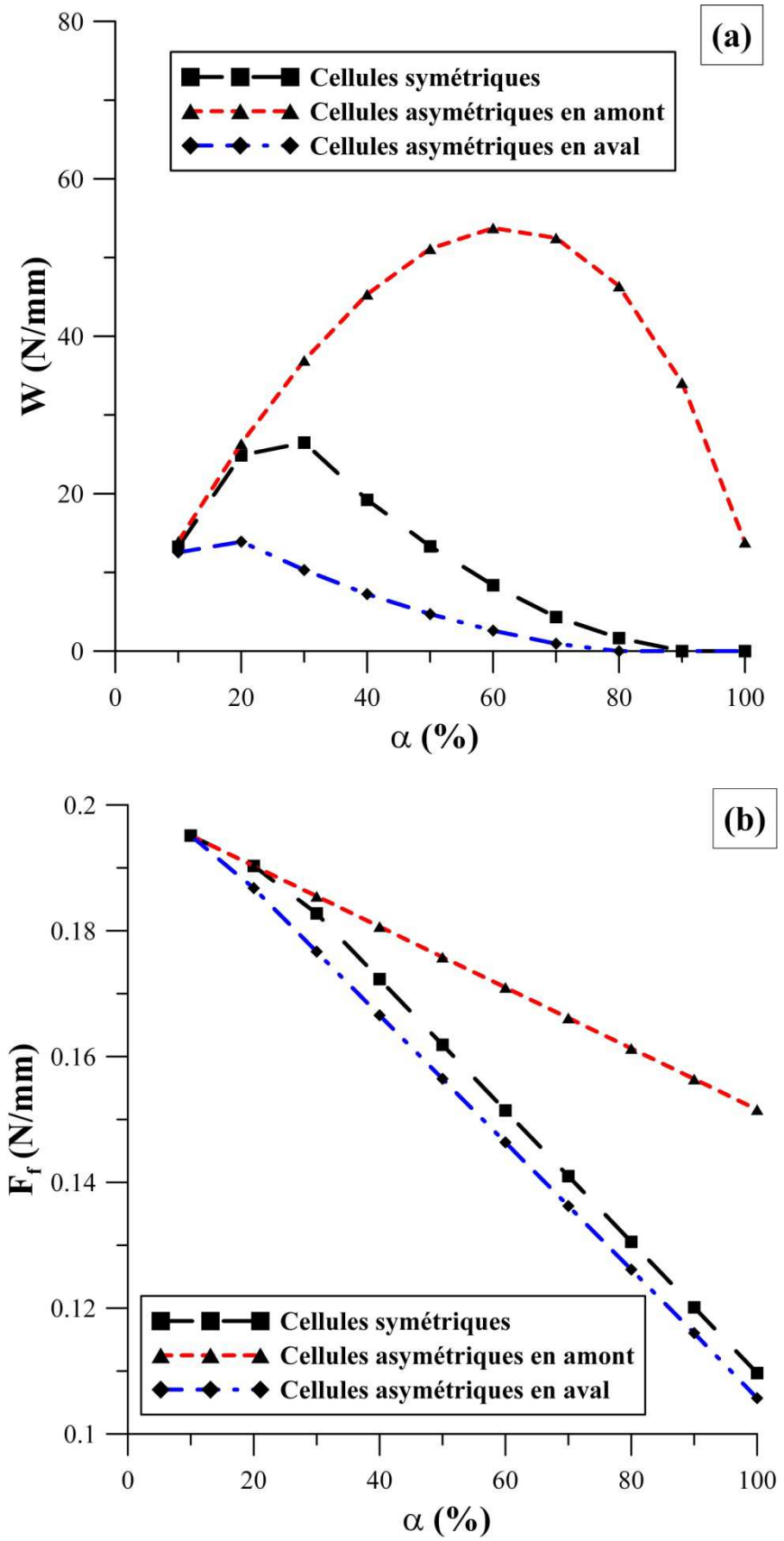

Figure 2.23. Influence de la symétrie / asymétrie des cellules (a) sur la capacité de charge ; (b) sur la force de frottement, pour α entre 10 et 100%.

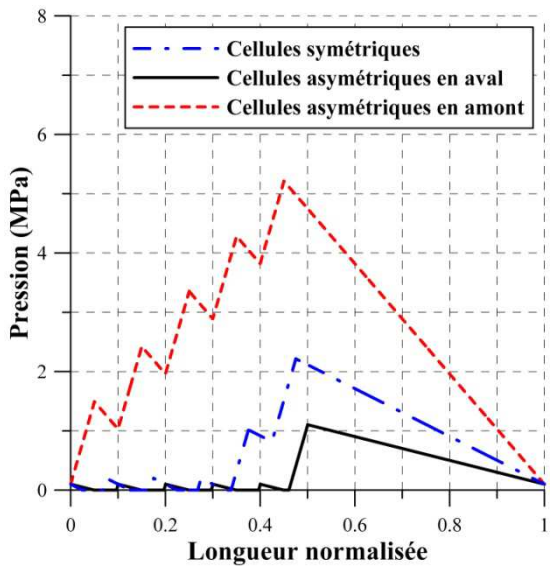

Figure 2.24. Influence de la symétrie / asymétrie des cellules sur la distribution de pression, dans le cas de référence.

Taux de convergence

La texturation des surfaces est le plus souvent utilisée dans des conditions qui ne permettent pas de générer un effet de portance par d'autres méthodes. Le cas le plus connu est qui présente le plus d'intérêt est le contact entre des surfaces parallèles à la direction d'écoulement. Dans cette situation, lorsque les effets thermiques sont négligeables, les textures représentent l'une des rares solutions qui permettraient de générer de la pression hydrodynamique. Cependant, les textures peuvent être également appliquées dans d'autres conditions géométriques, où leur contribution à l'effet de portance devient secondaire. C'est le cas des configurations géométriques de type blochet, où l'entraînement du fluide entre des surfaces convergentes devient le mécanisme principal de lubrification.

Pour comprendre le rôle des textures dans une telle situation, considérons d'abord le cas de référence dans une configuration de type blochet (Fig. 2.25), où la convergence des surfaces est définie par le paramètre K (le taux de convergence) :

$$K = \frac{h_1 - h_0}{h_0} \tag{2.25}$$

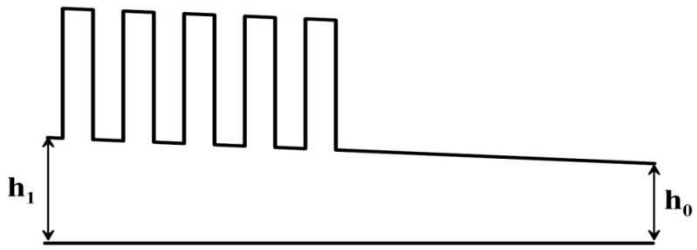

Figure 2.25. Géométrie d'un blochet texturé, pour α = 50%.

La variation de K est obtenue par une modification de l'épaisseur du film à l'entrée du patin h_1, alors que la valeur de h_0 est maintenue constante à 1µm. Il est important de mentionner que pour maintenir la symétrie géométrique de la texture, la profondeur des poches présente le même taux de convergence K. Il est également important de noter que pour un taux de texturation $\alpha = 0$, la géométrie du patin correspond à celle d'un blochet parfaitement lisse. Afin d'assurer une comparaison plus exhaustive, ce cas sera inclus dans l'analyse présentée ci-dessous.

La figure 2.26 illustre l'évolution de la pression à travers le patin en fonction du taux de texturation, pour K = 0,5. Il est ainsi démontré que la présence des textures dans un patin convergent entraîne une perte de pression à travers chaque poche et ne présente donc aucun bénéfice par rapport à l'effet de portance.

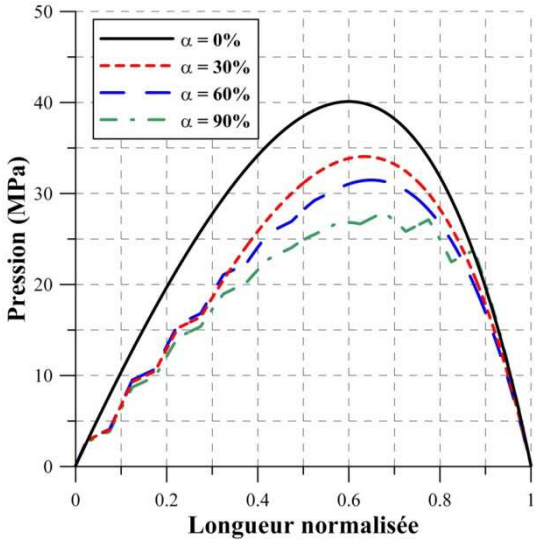

Figure 2.26. Influence du taux de texturation α sur la distribution de pression, pour K = 0,5.

La figure 2.27 expose l'influence de la texturation (pour α de 0 à 100%) sur la capacité de charge et la force de frottement, pour différentes valeurs du taux de convergence K. Par rapport à la charge (Fig. 2.27 (a)), les courbes montrent que la texturation conduit à une amélioration que pour K = 0, c'est-à-dire pour le cas où les deux faces du patin sont parallèles à la direction d'écoulement. Pour K = 0,1 la texturation semble n'avoir aucun effet par rapport à la portance, sauf pour un taux de texturation important. Lorsque la convergence des surfaces devient significative ($K \geq 0,5$), la texturation du patin conduit à une diminution du niveau de charge, quel que soit le taux de texturation. Il est aussi intéressant d'observer que le niveau de charge diminue lorsque le taux de convergence K est égal à 2.

La figure 2.27 (b) montre que la force de frottement diminue avec l'augmentation du taux de texturation. Cette diminution est généralement proportionnelle au taux de convergence K. De plus, le graphique montre que les tendances en termes de frottement ne correspondent pas forcement à l'évolution de la charge avec le taux de convergence. Ainsi, pour une valeur de K comprise entre 0 et 0,5, le patin génère plus de frottement que pour K = 1, même si les charges développées sont inférieures.

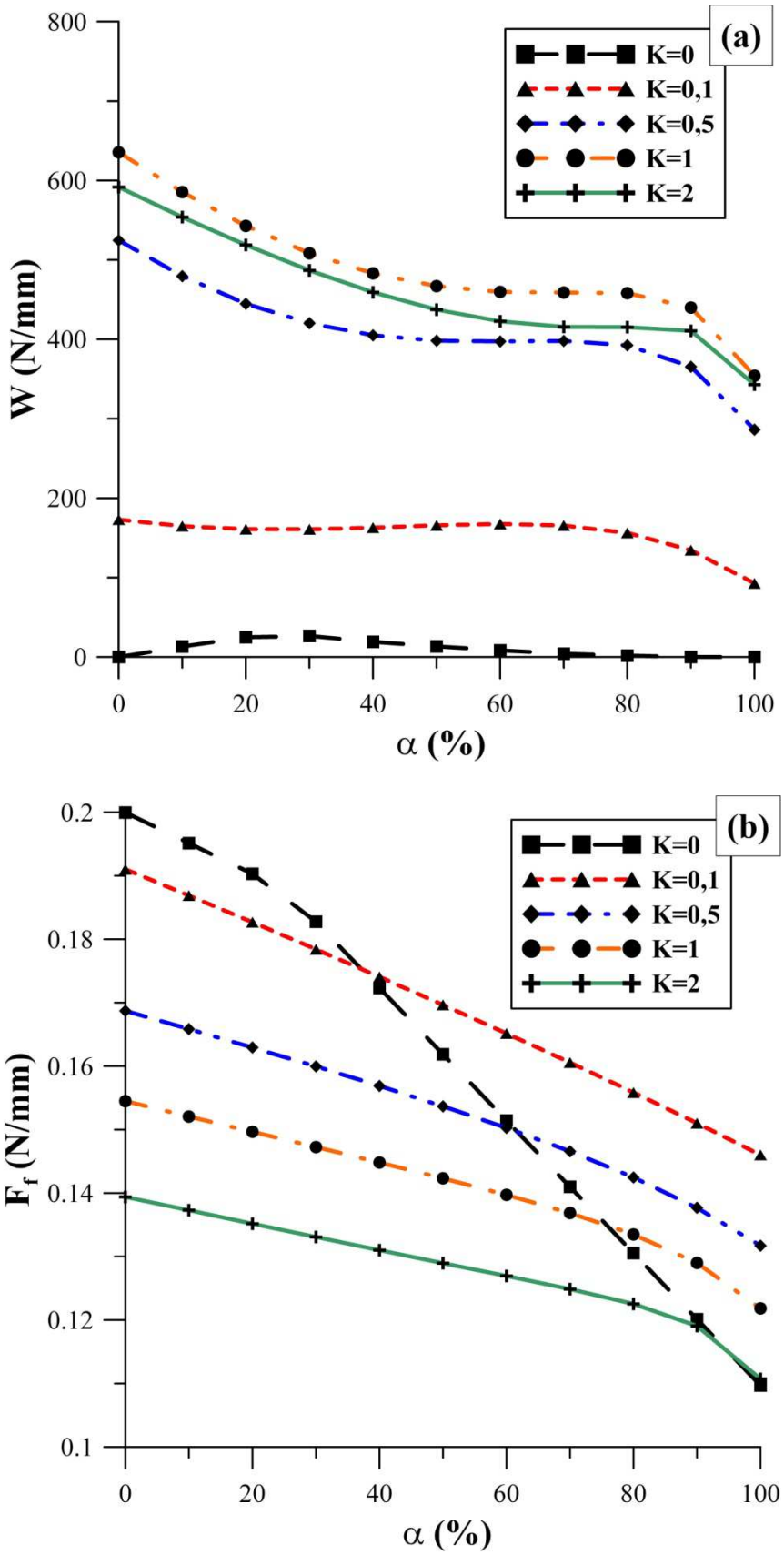

Figure 2.27. Influence de la convergence K (a) sur la capacité de charge ; (b) sur la force de frottement, pour α compris entre 0 et 100%.

Epaisseur minimale du film

L'épaisseur minimale du film h_0 est évidemment essentielle par rapport au comportement hydrodynamique du patin. L'analyse des textures pour une épaisseur minimale du film constante se place dans une logique où l'intérêt principal est la charge générée dans le patin. En même temps, la modification h_0 a des conséquences très importantes sur l'évolution de la pression, quelle que soit la géométrie du patin. Par conséquent, une compréhension de l'influence de ce paramètre devient indispensable pour notre étude.

Une variation de l'épaisseur minimale du film h_0 dans le cas de référence met en évidence un phénomène très particulier. La figure 2.28 présente l'évolution de la charge en fonction de h_0 (incrémenté à partir de 0,1µm jusqu'à 10µm par un pas Δh = 0,1µm), pour différentes valeurs de α. Dans certains cas, pour une même géométrie de la texture, l'augmentation de h_0 peut conduire non seulement à la croissance de la charge, mais aussi à sa diminution. Cela signifie que deux valeurs distinctes de l'épaisseur minimale du film h_0 peuvent produire une capacité de charge équivalente.

Cet effet est possible à cause du phénomène de cavitation qui peut apparaître dans le patin pour des niveaux faibles de l'épaisseur minimale du film. Ainsi, une même valeur de la charge peut être obtenue à travers l'intégration de deux champs de pression différents : l'un contenant des zones actives et inactives (obtenu généralement à des faibles valeurs de h_0) et l'autre contenant que des zones actives (obtenu à des valeurs plus grandes de h_0). En même temps, la figure 2.28 montre que cet effet n'est pas obtenu pour toutes les valeurs de α, puisque la charge ne connait qu'une diminution pour α = 10%. Il se trouve que dans ce cas spécifique, le phénomène de cavitation ne s'est pas produit dans le patin, même si la valeur minimale vérifiée de h_0 est très faible (h_0 = 0,1µm).

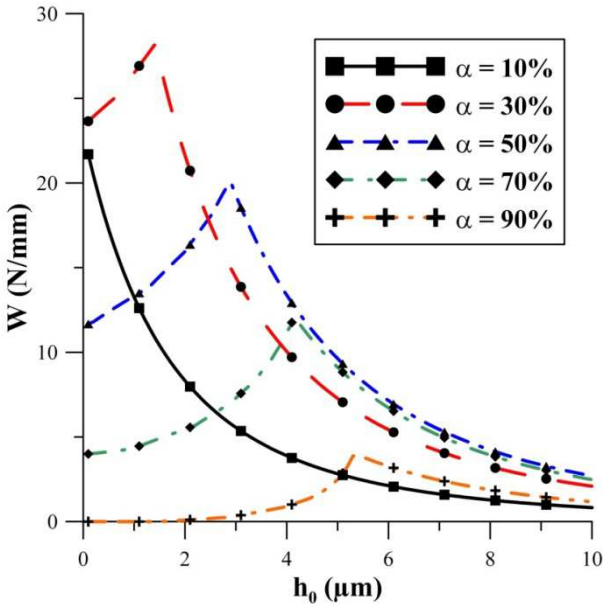

Figure 2.28. Influence de l'épaisseur minimale du film h_0 sur la capacité de charge W, pour différentes valeurs de α.

Considérons le taux de texturation α = 50% qui correspond au cas de référence. Selon la figure 2.28, lorsqu'une condition de charge W_a = 15 N/mm serait appliquée au contact, deux valeurs de h_0 permettrait de satisfaire cette condition. L'algorithme utilisé dans notre étude permet de retrouver les deux solutions. Les champs de pression qui correspondent à ces deux valeurs de h_0 sont illustrés dans la figure 2.29. D'une part, pour h_0 = 1,61µm, le film lubrifiant n'est pas suffisamment épais pour assurer le remplissage des poches et subit une rupture à l'entrée du patin. En même temps, l'effet produit par la cavitation permet d'aspirer une quantité de fluide supérieure dans le contact, ce qui permet d'obtenir un gradient de pression plus important et une pression maximale supérieure. D'autre part, pour h_0 = 3,69µm, l'épaisseur du film est suffisamment grande pour que la chute de pression qui est obtenue à l'entrée du patin n'atteigne pas le niveau de la pression de cavitation. Cela conduit à un remplissage intégral des poches et une augmentation progressive de la pression à travers le patin. En contrepartie, le gradient de pression est plus faible et par conséquent, la pression maximale est inférieure à celle obtenue dans le cas précédent.

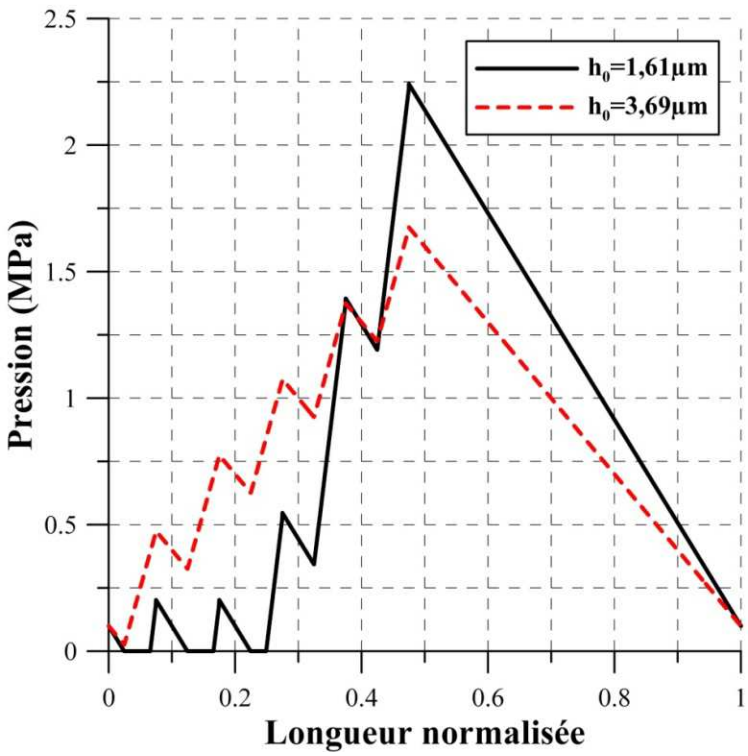

Figure 2.29. Champs de pression permettant d'équilibrer une charge appliquée W_a = 15 N/mm, dans le cas de référence.

Finalement, nous tenons à mentionner que dans la suite de notre étude, lorsqu'une condition de charge sera satisfaite par deux valeurs différentes de h_0, dans un souci de simplification, nous présenterons que la solution minimale, qui implique généralement l'apparition de la cavitation.

2.2.4 Influence des conditions de fonctionnement

L'étude bibliographique nous a permis de mettre en évidence le fait que le comportement des surfaces texturées dépend non seulement de leur géométrie, mais aussi des conditions de fonctionnement qui caractérisent le contact. Une évaluation de l'influence de ces paramètres sur les effets induits par les textures devient ainsi indispensable pour assurer la pertinence de nos analyses.

Les conditions de fonctionnement considérées dans notre étude ont été quantifiées à travers quatre paramètres principaux : la pression ambiante p_0, la pression de cavitation p_{cav}, la vitesse relative des surfaces U et la viscosité dynamique du lubrifiant μ. Jusqu'à ce point, les valeurs associées à ces paramètres (Tableau 2.3) ont été maintenues constantes et équivalentes à celles utilisées par Fowell et al. [126]. L'analyse présentée ci-dessous portera sur une modification systématique de ces paramètres, ce qui nous permettra, à travers une comparaison par rapport au cas de référence, d'achever l'analyse globale des textures dans le cas stationnaire.

Pression ambiante et pression de cavitation

Les valeurs associées à la pression ambiante p_0 et à la pression de cavitation p_{cav} ont une influence extrêmement importante dans la modélisation des surfaces texturées, puisque ces deux paramètres sont directement liés à la distribution de pression à travers les conditions aux limites. Une pratique courante dans la modélisation des contacts lubrifiés est de supposer que la pression de cavitation est égale ou légèrement inférieure à la pression atmosphérique. Cette approximation est basée sur le principe que les bulles qui apparaissent lors de la cavitation sont causées le plus couramment soit par une ingestion de l'air provenant de l'atmosphère, soit par une expulsion du gaz contenu dans le lubrifiant. Pourtant, adopter une telle approche (qui consiste à approximer que la pression de cavitation est égale à la pression ambiante) dans la modélisation des textures conduirait à négliger l'effet d'aspiration du fluide à l'entrée du contact et à un changement fondamental des résultats.

La cavitation est très complexe et la valeur réelle de la pression qui déclenche l'apparition de ce phénomène dans les contacts lubrifiés est en pratique très difficile à évaluer. Dans une étude expérimentale récente qui traite le sujet de la cavitation de manière exhaustive, Zhang et Meng [156] mettent en évidence la nécessité d'une meilleure compréhension physique de ce phénomène afin de permettre une interprétation théorique plus appropriée. L'apparition et l'évolution de la cavitation dans les contacts lubrifiés sont influencées par la géométrie des surfaces et bien évidemment par les conditions de fonctionnement. De plus, les propriétés physiques et chimiques du lubrifiant jouent aussi un rôle très important. Ainsi, de diverses procédures de dégazage peuvent être employées afin de baisser le niveau de pression qui détermine la cavitation. D'une autre manière, l'apparition de la cavitation dans le contact peut aussi être évitée par une augmentation de la pression d'alimentation ou par un réglage de la vitesse des surfaces ou de la charge appliquée.

L'utilisation d'une pression de cavitation nulle (p_{cav} = 0MPa) dans la modélisation des textures pourrait être considérée inadaptée à la réalité physique, puisqu'une telle valeur impliquerait l'existence du vide dans le contact (lorsque nous considérons que l'échelle de

pression est absolue). Un tel effet contredirait le principe de base qui définit le phénomène de cavitation, c'est-à-dire l'existence de l'air ou du gaz dans la zone de rupture. Cependant, dans le traitement théorique des contacts lubrifiés, associer une valeur de 0MPa pour la pression de cavitation est une procédure relativement étendue et a été appliquée par de nombreux auteurs [81,141,155]. Cette procédure n'a pas de signification physique et est plutôt basée sur un raisonnement numérique censé mettre en évidence l'écart par rapport à la pression atmosphérique.

Dans la perspective de la modélisation numérique des textures, les résultats sont principalement influencés par l'écart entre p_0 et p_{cav}, et non par leurs valeurs spécifiques. En d'autres termes, les résultats présentés dans nos analyses seraient indubitablement les mêmes pour des valeurs différentes de p_0 et p_{cav}, avec la condition indispensable que la différence (p_0 - p_{cav}) soit constante à 0,1MPa. Pour le démontrer, considérons des valeurs différentes de p_0 et p_{cav} dans le cas de référence. Comme le montre la figure 2.30, la pression générée dans le patin ne subit pas de changements en terme de distribution, mais un simple décalage qui est conforme aux valeurs de p_0 et p_{cav}. Le décalage s'explique simplement par le calcul de la pression du lubrifiant qui, à travers la variable universelle D (équation (2.7)), inclut la valeur de la pression de cavitation dans chaque point du domaine. En ce qui concerne la capacité de charge, la valeur spécifique de p_{cav} est encore moins importante, puisque seules les pressions supérieures à la pression ambiante p_0 sont considérées dans le calcul.

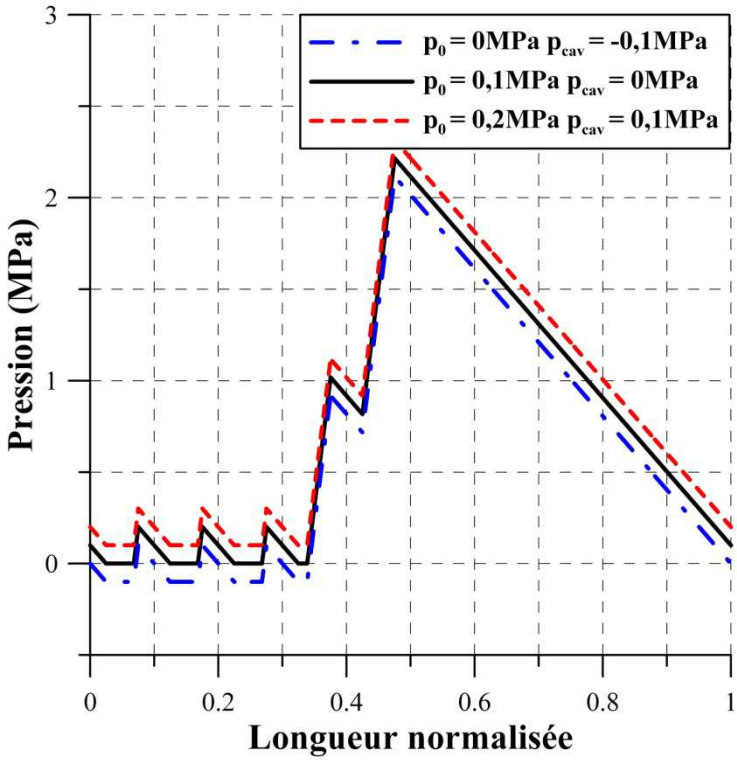

Figure 2.30. Distribution de la pression dans le cas de référence, pour différentes valeurs de p_0 et p_{cav}.

En tenant compte de tous ces éléments, une analyse de l'écart entre la pression ambiante et la pression de cavitation paraît le plus appropriée à la problématique traitée dans notre étude. Considérons d'abord la variable ψ qui permet de définir cet écart (en valeur absolue) :

$$\psi = p_0 - p_{cav} \tag{2.26}$$

Une augmentation de ψ de 0 à 0,1MPa dans le cas de référence (Fig. 2.31) induit une variation très importante de la pression générée dans le patin. En effet, le gradient de pression est directement lié à la valeur de ψ. Ainsi, lorsque ψ = 0, la pression reste constante et égale à la pression de cavitation sur toute la longueur du patin, ce qui ne permet pas d'obtenir un effet de portance hydrodynamique. L'augmentation de ψ résulte dans une réduction de la zone de cavitation et une croissance du gradient de pression. Evidemment, ces tendances ne seraient pas obtenues si la géométrie de la texture permettait une augmentation instantanée de la pression à l'entrée du patin (voir par exemple les cellules asymétriques en amont).

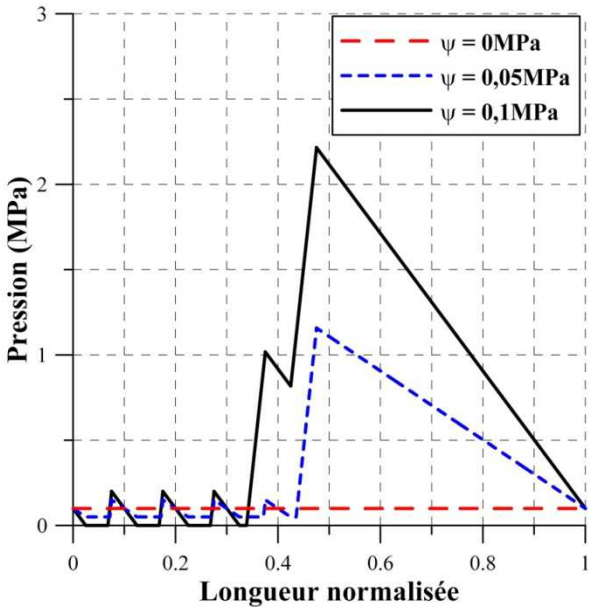

Figure 2.31. Influence de ψ sur la distribution de pression, dans le cas de référence.

Vitesse et viscosité

L'influence de la vitesse relative des surfaces U et de la viscosité dynamique μ sur les effets induits par la texturation peut être quantifiée à travers l'analyse d'une seule variable S définie comme le produit de ces deux paramètres :

$$S = U\mu \tag{2.27}$$

La variation de S dans le cas de référence (Fig. 2.32) met en évidence les conditions, en termes de vitesse et de viscosité, qui favorisent l'apparition du phénomène de cavitation. Ainsi, pour des faibles valeurs de S (S = 0,001 - 0,005 N/m), les zones de film rompu sont

limitées ou bien éliminées du contact, alors qu'une augmentation de S conduit à la propagation de la cavitation. Evidemment, comme nous l'avons déjà vu dans l'analyse des autres paramètres, la cavitation présente un effet bivalent par rapport à la portance hydrodynamique, puisque l'ampleur des zones inactives peut augmenter ou diminuer l'étendue du champ de pression. Il est aussi intéressant d'observer que dans le cas de référence, pour des valeurs élevées, l'influence du paramètre S devient limitée par rapport à la pression. Cela signifie que l'étendue de la zone de cavitation ne peut pas dépasser les limites spatiales de la texture, quelles que soient la vitesse des surfaces ou la viscosité du lubrifiant.

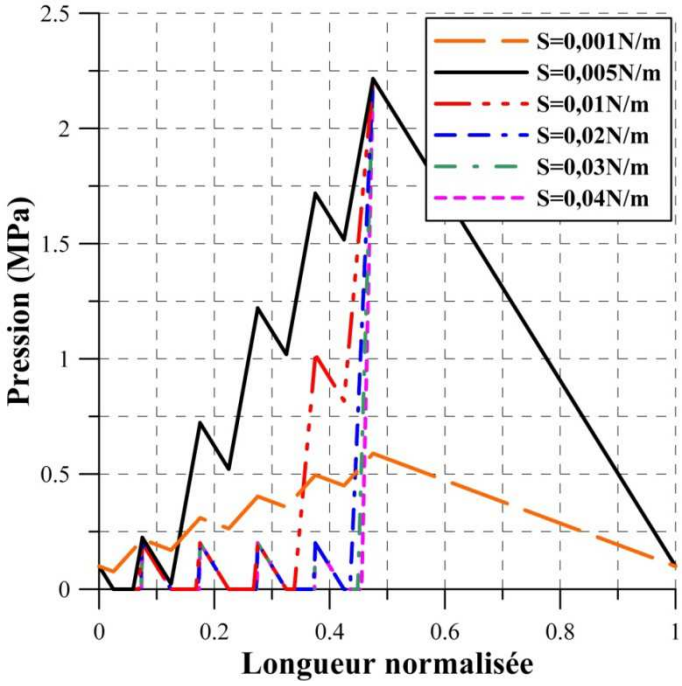

Figure 2.32. Influence du paramètre S sur la distribution de pression, dans le cas de référence.

La figure 2.33 présente l'influence du paramètre S sur la capacité de charge et la force de frottement, dans le cas de référence, pour un taux de texturation α allant de 10 à 100%. En terme de charge (Fig. 2.33 (a)), la variation de S produit une gamme très variée d'effets. Pour la valeur minimale (S = 0,001 N/m), le phénomène de cavitation est moins susceptible d'apparaître dans le patin et la charge connait une variation très similaire à celle obtenue à travers un blochet. Comme nous l'avons vu ci-dessus, une augmentation de S conduit à l'apparition de la cavitation, avec des effets bénéfiques sur la portance, pour une valeur faible de α. En contrepartie, lorsque le taux de texturation devient important, il est plus probable que la charge maximale soit obtenue à travers un niveau de S plus faible. Il est aussi important à souligner la limite illustrée par les courbes correspondantes à S = 0,03 N/m et S = 0,04 N/m qui sont quasi-confondues, ce qui suggère que la capacité de charge ne peut plus être améliorée à travers l'augmentation de la vitesse ou bien de la viscosité.

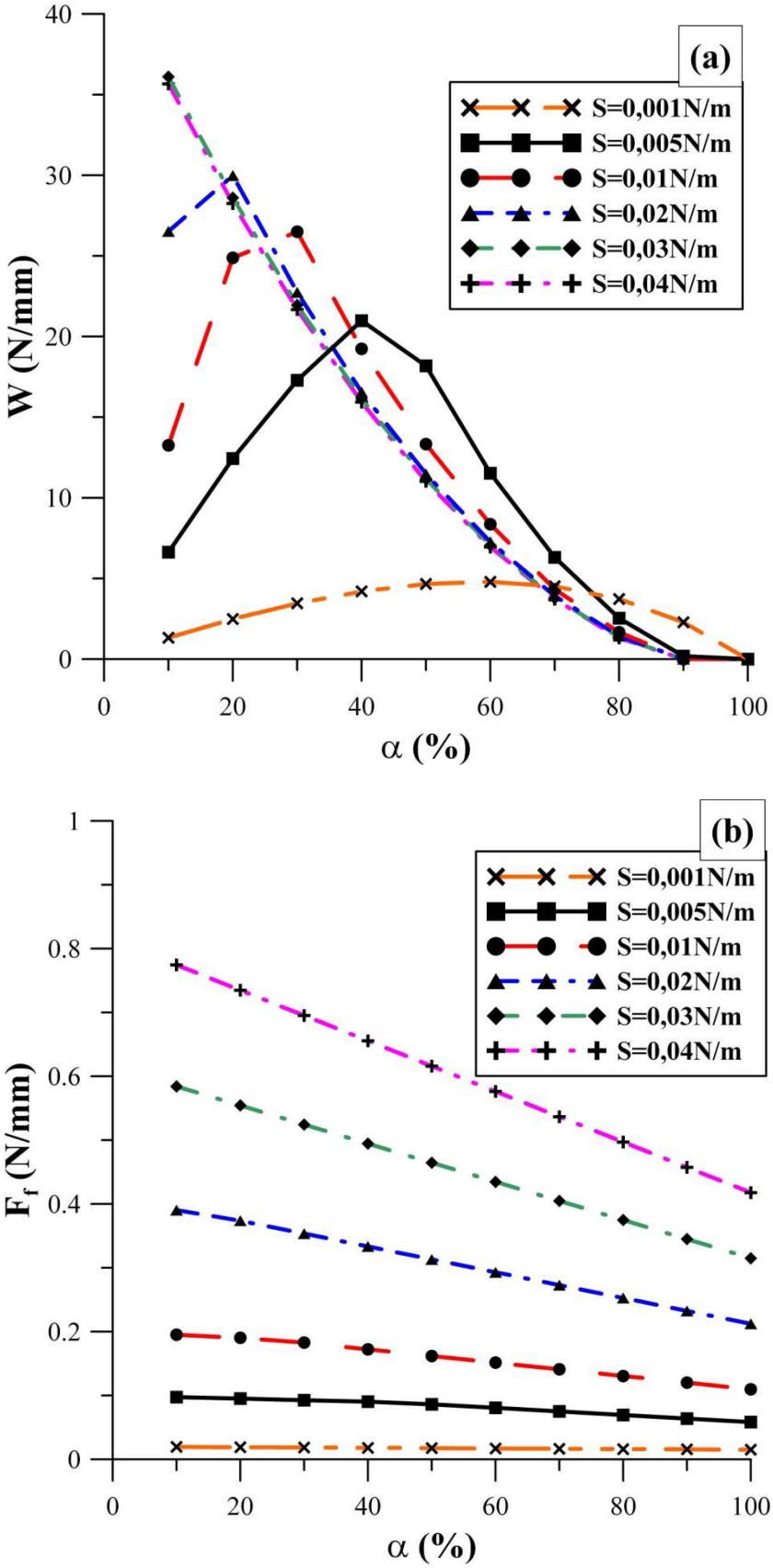

Figure 2.33. Influence du paramètre S (a) sur la capacité de charge ; (b) sur la force de frottement, pour α entre 10 et 100%.

Par rapport à la force de frottement, la figure 2.33 (b) expose une influence du paramètre S qui est plus facile à interpréter. Ainsi, son augmentation conduit à une croissance de la force de frottement, quel que soit le taux de texturation. Bien entendu, le seuil maximal observé en terme de capacité de charge n'est plus retrouvé dans ce cas-ci, puisque la force de frottement ne cesse d'augmenter avec la vitesse des surfaces et la viscosité du lubrifiant.

2.2.5 Conclusions

L'étude du comportement des surfaces texturées dans un régime d'écoulement stationnaire nous a permis d'employer une forme simplifiée du modèle présenté dans la première partie du chapitre. L'élimination de la variable temporelle et l'absence d'une condition d'équilibrage de la charge ont favorisé une diminution de l'effort de calcul et une extension du nombre de cas étudiés. Deuxièmement, l'étude stationnaire nous a permis d'exposer les principaux problèmes numériques qui sont posés par la modélisation des textures. Les méthodes employées pour la gestion du phénomène de cavitation et pour le traitement des discontinuités dans le film lubrifiant ont été validées à travers des comparaisons avec une étude analytique.

L'efficacité du calcul dans le cas stationnaire a favorisé l'étude d'un nombre important de paramètres aussi bien géométriques que de fonctionnement. Les conclusions suivantes pourraient synthétiser l'ensemble des résultats obtenus à travers l'étude stationnaire :

- dans une configuration géométrique basée sur l'utilisation des cellules symétriques, seule la texturation partielle du contact permet d'obtenir un effet de portance hydrodynamique ; le taux de texturation optimal varie entre 20 et 40%, selon la longueur des cellules ;
- la force de frottement diminue avec l'augmentation du taux de texturation, quelle que soit la configuration géométrique des textures ;
- l'augmentation de la densité des textures a des effets bénéfiques en termes de charge et de frottement ; la densité maximale de 100% correspondante au patin échelon permet d'obtenir un maximum de performance en termes de charge ;
- les poches superficielles favorisent l'apparition de la cavitation dans le contact ; cet effet est bénéfique pour un taux de texturation faible, mais devient préjudiciable pour des valeurs plus importantes de α ; dans ce cas, les poches plus profondes deviennent plus efficaces ;
- quatre formes de textures ont été évaluées : rectangulaire, triangulaire, trapézoïdale et parabolique ; l'effet de la forme s'est révélé négligeable pour un taux de texturation supérieur à 30% ; pour une valeur faible de α, les textures de forme rectangulaire ont fourni un niveau de charge inférieur ;
- l'asymétrie des cellules est un élément géométrique particulièrement important ; les cellules asymétriques à gauche permettent d'éviter l'apparition de la cavitation dans le contact et fournissent des charges élevées, même dans le cas d'une texturation intégrale ;
- dans une configuration de type "blochet", la texturation conduit à une baisse de la capacité de charge et a une diminution de la force de frottement ;

- dans certaines configurations géométriques, la charge peut être équilibrée à travers deux valeurs différentes de l'épaisseur minimale du film : une valeur faible qui favorise l'apparition de la cavitation dans le contact et une valeur supérieure qui permet d'éviter ce phénomène ;
- la différence ψ entre la pression ambiante et la pression de cavitation est essentielle par rapport au comportement des textures ; une augmentation de cet écart favorise l'augmentation de la capacité de charge ;
- une augmentation de la vitesse relative des surfaces et de la viscosité du lubrifiant favorise l'apparition de la cavitation dans le contact, ce qui peut entraîner des effets aussi bien bénéfiques que nuisibles par rapport à la charge ; dans tous les cas, la croissance de ces deux paramètres génère une augmentation de la force de frottement.

Enfin, nous rappelons que pour certifier la stationnarité des cas analysés et pour assurer la validité des résultats présentés, deux hypothèses importantes ont été appliquées. D'abord, nous avons considéré que les deux faces du patin sont immobiles dans la direction y, ce qui a conduit à une simplification significative du problème. La seconde hypothèse est liée au profil géométrique de la surface inférieure du patin, qui a été considéré négligeable par rapport à la surface supérieure. Ces deux hypothèses ont permis d'obtenir une géométrie du patin invariable au cours du temps, ce qui numériquement s'est traduit par une élimination des variables temporelles dans l'équation générale (2.10).

Pour une analyse compréhensive des effets induits par la présence des surfaces texturées dans un contact lubrifié, la partie suivante de ce deuxième chapitre portera sur l'étude de la géométrie des surfaces dans un régime d'écoulement transitoire. D'une part, l'abandon des hypothèses utilisées dans le cas stationnaire conduira bien évidemment à une complication du calcul. En revanche, le domaine d'applicabilité du modèle pourra être étendu à des cas plus complexes et le profil géométrique des surfaces pourra être étudié d'une manière plus approfondie.

2.3 Analyse du cas non-stationnaire

Il est bien connu qu'en réalité, il n'existe pas de surfaces parfaitement lisses. Par conséquent, les principes classiques de la mécanique des fluides dictent que l'écoulement du fluide à l'interface de deux surfaces en mouvement relatif est fondamentalement non-stationnaire. Le film lubrifiant peut ainsi enregistrer des oscillations plus ou moins importantes au cours de l'écoulement. Que ce soit des textures, des ondulations ou bien des rugosités, le profil géométrique des surfaces exerce une influence directe sur les caractéristiques de ces oscillations.

Dans le domaine de la lubrification, l'objectif principal des simulations numériques est de déterminer le champ de pression généré dans le film lubrifiant situé à l'interface de deux surfaces en mouvement relatif. Lorsque les deux surfaces présentent un profil géométrique non-négligeable (textures, ondulations, aspérités), l'équation décrivant l'écoulement inclut des termes transitoires.

A cause des complications d'ordre numérique qui apparaissent lors de la résolution d'une équation contenant des termes transitoires, les études qui traitent l'écoulement entre deux surfaces rugueuses / texturées sont assez rares. L'un des premiers travaux sur ce sujet a été réalisé en 2002 par Buscaglia et al. [88]. Les auteurs ont appliqué une forme homogénéisée de l'équation de Reynolds non-stationnaire pour étudier le contact lubrifié entre deux surfaces rugueuses. La technique d'homogénéisation a été également appliquée avec succès par Almqvist et al. [157] pour l'étude des problèmes transitoires. En 2007, Shen et Salant [155] ont utilisé un modèle de cavitation non-stationnaire pour analyser le régime de lubrification mixte à l'interface de deux profils de rugosité représentant la surface d'un palier et la surface d'un joint à lèvre. Récemment, Tomanik [148] a employé un modèle transitoire pour étudier l'influence des textures obtenues par laser sur le comportement hydrodynamique de l'ensemble segment – piston – chemise. L'une des rares études s'intéressant à la position optimale des textures dans un contact lubrifié (sur la surface fixe ou la surface mobile) a été réalisée par Nanbu et al. [84]. Malgré le fait que le modèle appliqué ne prenait pas en compte les effets induits par la cavitation, les auteurs ont réussi à montrer que la texturation de la surface mobile (ou bien de la surface la plus rapide lorsque les deux surfaces sont mobiles) peut entraîner une augmentation du débit et donc une augmentation de l'épaisseur du film.

Dans notre étude, la formulation transitoire sera bien évidemment appliquée pour l'analyse des effets induits par la texturation dans des conditions géométriques plus complexes. Pour une meilleure illustration de notre approche, considérons le contact linéique entre les deux faces parallèles (1) et (2) d'un patin, dont la largeur définie dans la direction z peut être considérée infinie par rapport à sa longueur selon x (Fig. 2.34). La surface supérieure est fixe (U_{21} = U_{22} = 0), alors que la surface inférieure est mobile dans les directions x et y.

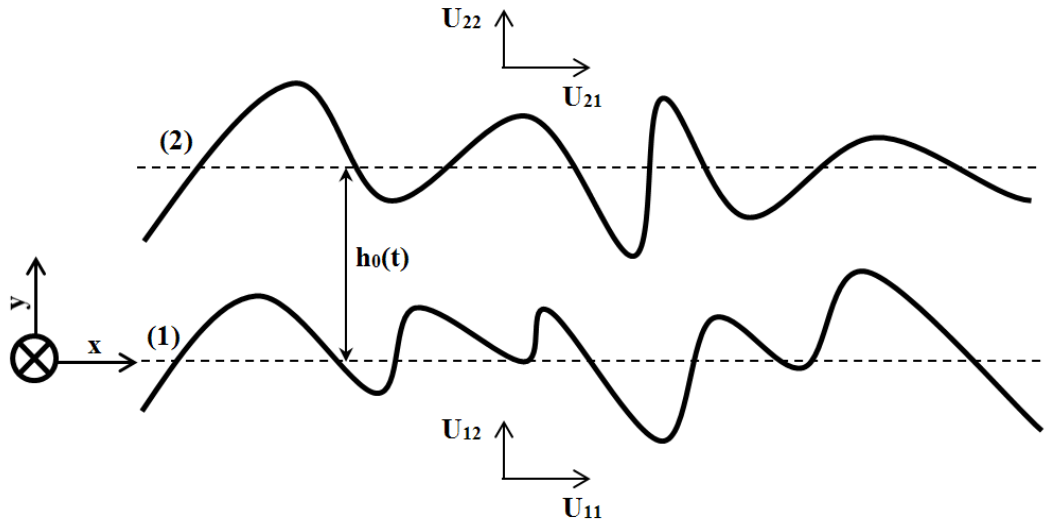

Figure 2.34. Schéma du problème non-stationnaire.

Comme les deux surfaces présentent un profil géométrique non-négligeable, l'épaisseur du film h(x,t) varie à travers la longueur du patin, mais aussi au cours du temps. La formulation suivante est employée pour calculer l'épaisseur du film dans chaque point du domaine et pour chaque pas du temps :

$$h(x,t) = h_2(x) - h_1(x,t) + h_0(t) \tag{2.28}$$

Comme la surface supérieure est fixe, sa géométrie h_2 ne dépend que de la coordonnée x. La surface inférieure est mobile et donc h_1 dépend aussi du temps. La variable h_0 caractérise l'épaisseur moyenne du film qui sépare les deux surfaces à chaque pas de temps. Pour calculer la distribution de pression, l'épaisseur du film h(x, t) est injectée dans l'équation de Reynolds modifiée, dans sa forme unidimensionnelle non-stationnaire :

$$\left\{\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{h^3}{12\mu}\frac{\partial D}{\partial x}\right)\right\}F = \frac{U}{2}\frac{\partial h}{\partial x} + \frac{\partial h}{\partial t} + \left\{\frac{U}{2}\frac{\partial D}{\partial x} + \frac{\partial D}{\partial t}\right\}(1-F) \tag{2.29}$$

Nous rappelons qu'à travers les manipulations numériques présentées dans l'équation (2.3), cette équation est parfaitement applicable pour le calcul de la pression générée dans un lubrifiant séparant deux surfaces à géométrie variable.

2.3.1 Analyse des surfaces sinusoïdales

Pour une meilleure compréhension des effets induits par la géométrie des surfaces dans des conditions d'écoulement transitoires, nous nous intéressons tout d'abord à une configuration simplifiée consistant dans un profil sinusoïdal des surfaces. Selon la longueur d'onde, ce profil pourrait être assimilé à des ondulations ou bien à des rugosités périodiques. L'utilisation des surfaces sinusoïdales nous permettra également d'étudier les caractéristiques de l'algorithme utilisé (maillage, discrétisation temporelle, équilibrage de la charge etc.) dans les nouvelles conditions de calcul.

Considérons donc un patin dont les faces présentent un profil sinusoïdal (Fig. 2.35). La géométrie des surfaces est obtenue à travers les expressions suivantes :

$$h_1(x,t) = A_1 \cos\left(2\pi f_1 \frac{(x - Ut)}{B}\right) \tag{2.30}$$

$$h_2(x) = A_2 \sin\left(2\pi f_2 \frac{x}{B}\right) \tag{2.31}$$

où (A_1, A_2) et (f_1, f_2) représentent respectivement les amplitudes et les fréquences des sinusoïdes. La surface supérieure h_2 est fixe, alors que la surface inférieure h_1 est mobile dans les directions x et y.

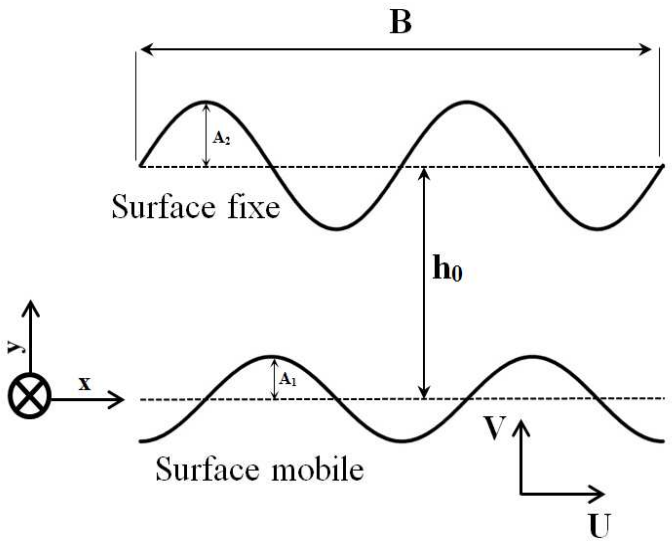

Figure 2.35. Géométrie du patin composé par des surfaces sinusoïdales.

La vitesse de glissement U est utilisée pour définir la période T_t, qui correspond au temps nécessaire pour que chaque point de la surface inférieure revienne à sa position initiale, tel que $h_1(x, T_t) = h_1(x, 0)$. La période T_t est par conséquent calculée comme étant le rapport entre la longueur du patin B et la vitesse U. Une charge constante dans le temps $W_a = 1$ N/mm est également appliquée au contact. L'ensemble des paramètres utilisés dans cette analyse est présenté dans le Tableau 2.5.

Tableau 2.5. Caractéristiques générales du patin.

Longueur totale	B	20 mm
Vitesse de la surface inférieure	U	1 m/s
Viscosité dynamique	μ	0.01Pa.s
Pression ambiante	p_0	0.1 MPa
Pression de cavitation	p_{cav}	0 MPa
Période	$T_t = B/U$	0.02s
Charge appliquée	W_a	1N/mm

Précision numérique

Afin d'évaluer l'influence du maillage sur la précision du modèle dans les conditions non-stationnaires, un cas géométrique a été choisi tel que $A_1 = 0{,}5\mu m$, $A_2 = 1\mu m$ et $f_1 = f_2 = 2$. Pour cette configuration spécifique, l'épaisseur moyenne du film h_0 a été évaluée pour différentes tailles du maillage Δx (calculé comme le rapport entre la longueur du domaine et le nombre de nœuds de discrétisation N_x) et différentes valeurs du pas de temps Δt (calculé comme le rapport entre la période T_t et le nombre des nœuds N_t sur l'échelle temporelle). L'influence de Δx et Δt sur h_0 est présentée sous forme graphique dans la figure 2.36 (en fonction du temps t) et sous forme numérique dans le Tableau 2.6 (pour des valeurs moyennées h_{0_moy} à travers la période T_t).

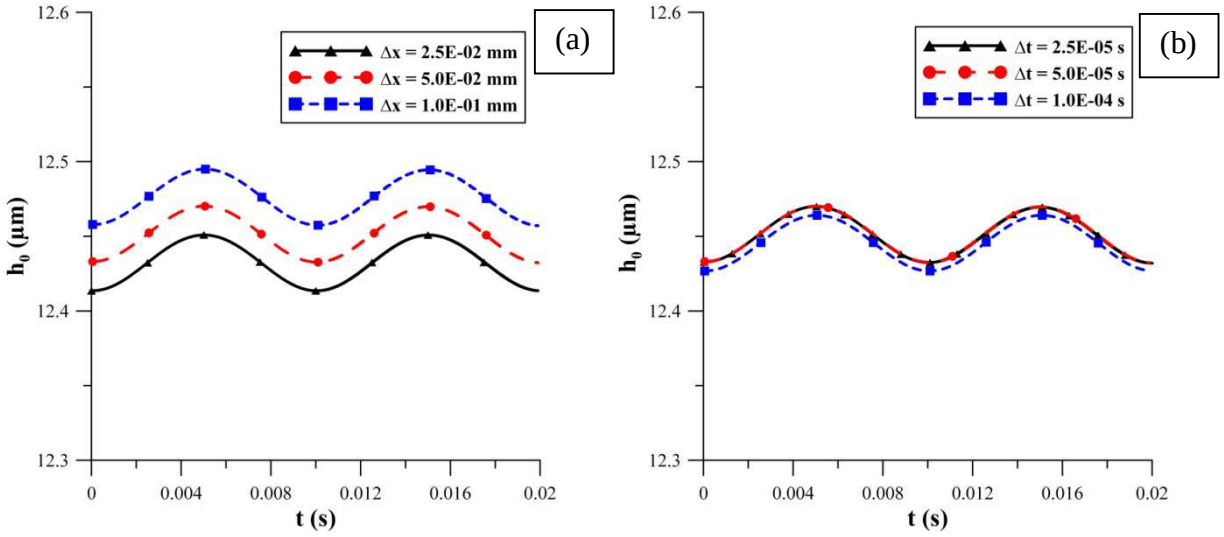

Figure 2.36. Influence (a) de la taille du maillage Δx (pour Δt = 5.0E-05 s) et (b) du pas de temps Δt (pour Δx = 5.0E-02 mm) sur l'épaisseur minimale du film h_0, pour A_1 = 0,5µm, A_2 = 1µm et $f_1 = f_2 = 2$.

Premièrement, la figure 2.36 met en évidence une plus grande influence de la taille du maillage Δx en comparaison avec le pas de temps Δt. Le Tableau 2.6 montre également que l'erreur relative (obtenue par une comparaison au maillage le plus fin) est plus faible dans le cas d'une variation de Δt. De plus, dans tous les cas analysés, l'erreur relative est inférieure à 1%.

Tableau 2.6. Influence de la taille du maillage Δx et du pas de temps Δt sur h_{0_moy}.

Influence de Δx, pour Δt = 5.0E-05s			
N_x	200	400	800
$\Delta x = B/N_x$ [mm]	1.0E-01	5.0E-02	2.5E-02
h_{0_moy} [µm]	12.4763	12.4516	12.4324
Erreur relative [%]	0.35	0.15	-
Influence de Δt, pour Δx = 5.0E-02mm			
N_t	200	400	800
$\Delta t = T_t/N_t$ [s]	1.0E-04	5.0E-05	2.5E-05
h_{0_moy} [µm]	12.4457	12.4516	12.4513
Erreur relative [%]	0.045	0.002	-

Amplitude

En ce qui concerne le comportement transitoire du patin, le profil géométrique de la surface mobile du patin présente le plus d'intérêt par rapport aux oscillations induites par l'écoulement. Afin d'évaluer l'influence de l'amplitude A_1 sur le comportement hydrodynamique du patin, sa valeur est graduellement augmentée de 0 (correspondant à une surface parfaitement lisse) jusqu'à 1µm, alors que la valeur de A_2 est maintenue constante à 0,5µm et $f_1 = f_2 = 2$. Les effets de cette modification sont quantifiés dans la figure 2.37 en termes d'épaisseur moyenne du film h_0, force de frottement F_f et débit volumique Q, variables en fonction du temps t. Nous rappelons qu'une charge $W_a = 1$ N/mm est appliquée au patin.

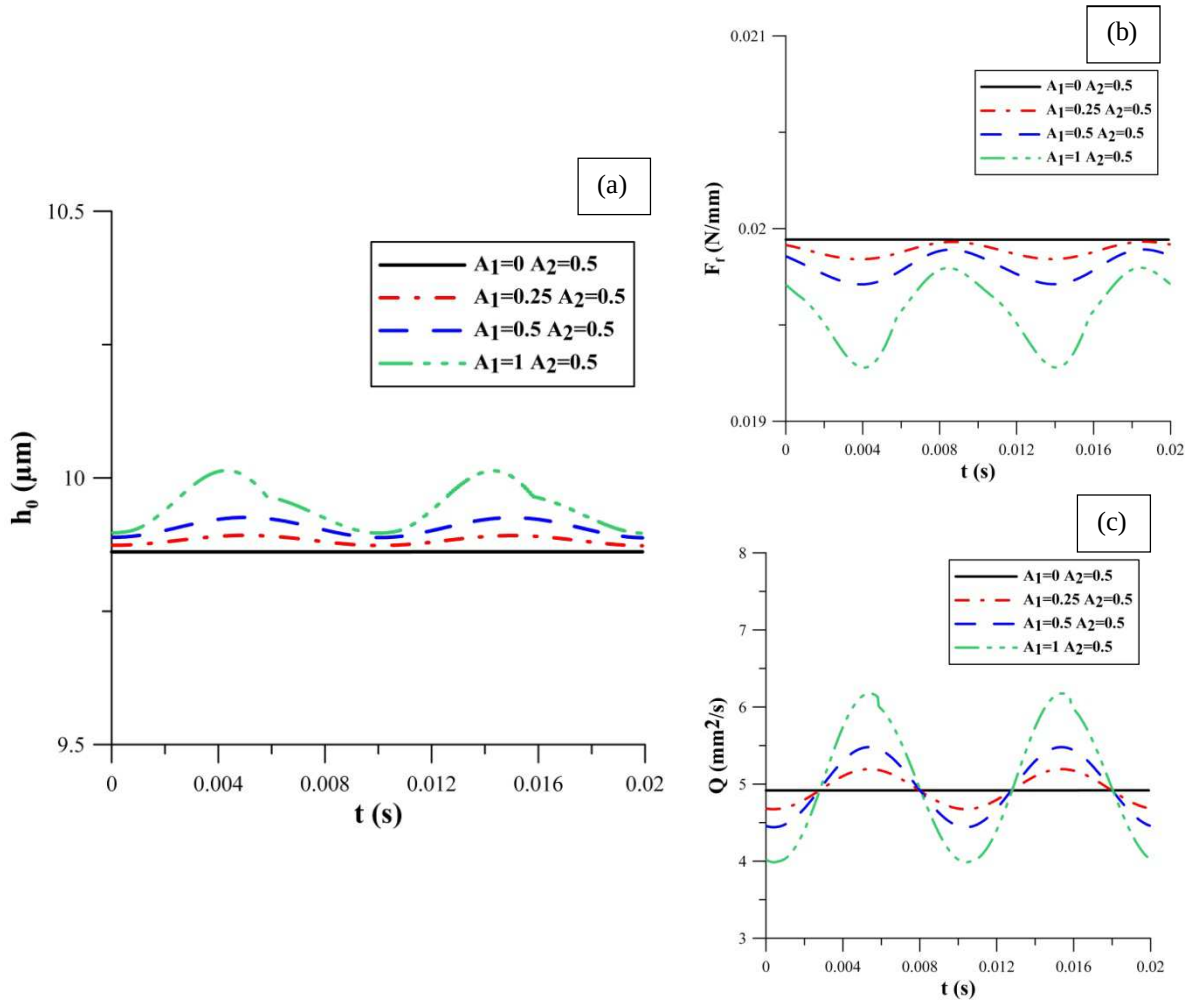

Figure 2.37. Influence de l'amplitude de la surface mobile sur (a) l'épaisseur moyenne du film h_0 (b) la force de frottement F_f et (c) la débit volumique Q.

La figure 2.37 (a) montre qu'une augmentation de A_1 induit une croissance de h_0, mais cet effet est négligeable, puisque les variations sont généralement inférieures à 1%. Des variations plus importantes (environ 5%) sont observées dans la figure 2.37 (b) illustrant l'évolution de la force de frottement, qui est diminuée à cause de la croissance de A_1. Les variations les plus importantes (environ 20%) sont enregistrées en terme de débit

(Fig. 2.37 (c)). Généralement, les résultats révèlent qu'une variation de la géométrie de la surface mobile du patin peut avoir un impact bénéfique sur les performances du patin, notamment en terme de frottement, mais aussi en ce qui concerne l'épaisseur du film. En même temps, il faut souligner que ces variations peuvent également induire des fluctuations importantes des paramètres hydrodynamiques, ce qui pourrait provoquer des effets nuisibles (éventuellement des vibrations) sur le fonctionnement du patin.

Fréquence

Pour analyser l'influence de ce paramètre, la valeur de f_1 est graduellement augmentée à partir de 0 (correspondant à une surface parfaitement lisse) jusqu'à une valeur maximale de 20, pour une valeur constante de f_2. Cette opération est réalisée pour deux configurations distinctes. Dans la première, les deux surfaces du patin présentent la même amplitude ($A_1 = A_2 = 0{,}5\mu m$), alors que dans la seconde, les amplitudes sont différentes ($A_1 = 0{,}5\mu m$ et $A_2 = 1\mu m$). Les effets produits par la modification de la fréquence f_1 sur l'épaisseur moyenne du film h_0 sont illustrées dans la figure 2.38.

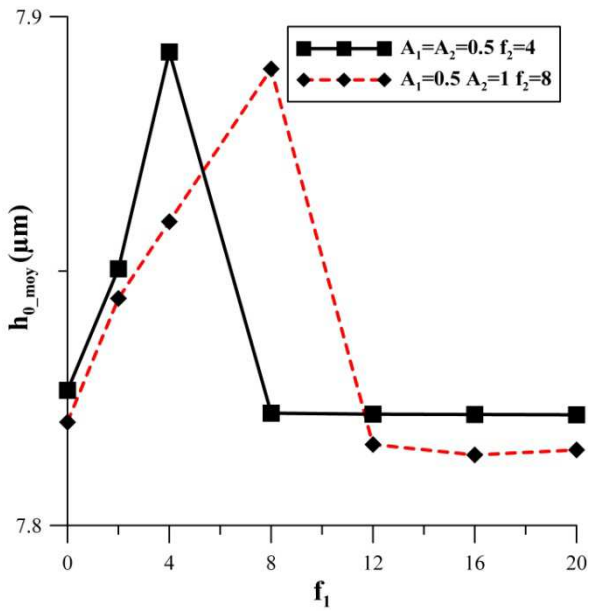

Figure 2.38. Influence de la fréquence f_1 sur l'épaisseur moyenne du film h_{0_moy}.

Premièrement, les résultats montrent que dans les deux cas analysés, il existe une fréquence optimale qui permet d'obtenir une valeur maximale de l'épaisseur du film. De manière intéressante, il faut noter que cette valeur est obtenue lorsque $f_1 = f_2$, quelle que soit l'amplitude des sinusoïdes. De plus, les courbes suggèrent qu'une valeur élevée de la fréquence f_1 (équivalente à une rugosité périodique) n'a plus d'influence sur h_{0_moy}, dont la valeur reste constante et approximativement égale à celle obtenue pour $f_1 = 0$, correspondante à une surface parfaitement lisse.

Charge appliquée et cavitation

La charge appliquée W_a est un paramètre de fonctionnement essentiel en ce qui concerne l'épaisseur moyenne du film et son évolution à travers une période T_t. Par conséquent, la compréhension de son influence dans des conditions d'écoulement transitoires devient ainsi indispensable. Considérons d'abord une configuration similaire d'un patin, composé par deux surfaces ayant un même profil sinusoïdal, avec la même amplitude $A_1 = A_2 = 0{,}5\mu m$ et la même fréquence $f_1 = f_2 = 2$. La figure 2.39 présente l'influence de la charge appliquée W_a sur les valeurs moyennées dans le temps de l'épaisseur du film h_{0_moy}, de la force de frottement F_{f_moy} et du débit volumique $Q_{_moy}$, pour différentes valeurs de la vitesse U.

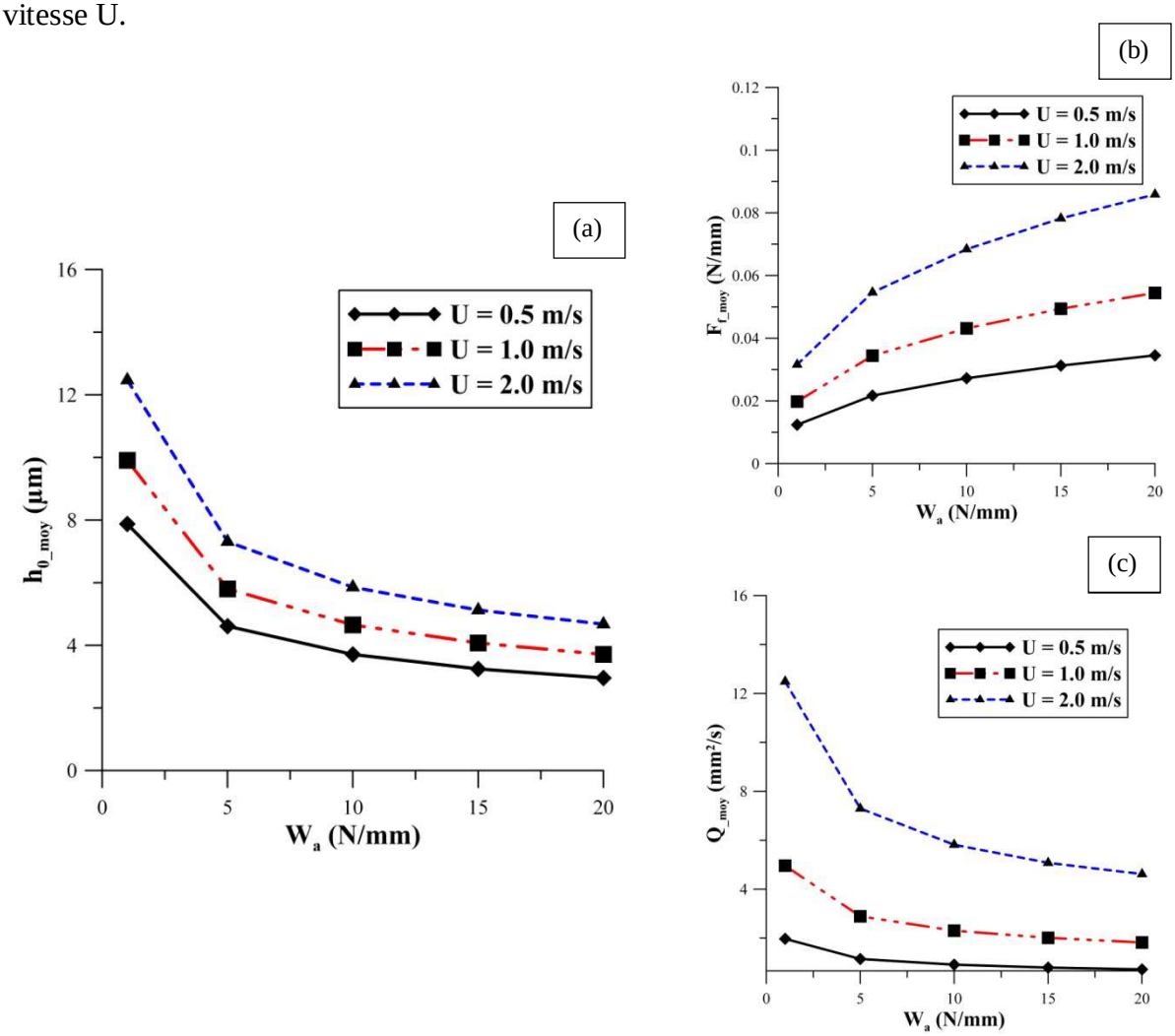

Figure 2.39. Influence de la charge appliquée W_a sur (a) l'épaisseur moyenne du film h_{0_moy}, (b) la force de frottement F_{f_moy} et (c) le débit volumique $Q_{_moy}$, pour différentes valeurs de la vitesse U.

Les résultats sont généralement conformes avec les principes classiques de la lubrification. En termes d'épaisseur du film, la figure 2.39 (a) montre que l'augmentation de la charge W_a conduit à une diminution de h_{0_moy}, alors que l'augmentation de la vitesse U induit

sa croissance. Dans une situation analogue, la force de frottement F_{f_moy} (Fig. 2.39 (b)) augmente avec la croissance de la charge et de la vitesse, alors que le débit volumique Q_{moy} (Fig. 2.39 (c)) suit une tendance similaire à celle de l'épaisseur moyenne du film.

Comme nous l'avons vu dans l'étude stationnaire, les zones divergentes du film lubrifiant peuvent provoquer l'apparition de la cavitation dans le contact. Il devient ainsi intéressant d'analyser l'évolution de ce phénomène en fonction de la charge appliquée et de la vitesse des surfaces. Considérons d'abord le taux de cavitation C_a, défini comme le rapport entre la longueur des zones où la pression du lubrifiant est égale à la pression de cavitation ($p = p_{cav}$) et la longueur totale du domaine B. La figure 2.40 décrit l'évolution de ce paramètre en fonction de la charge appliquée W_a et de la vitesse U, pour la même géométrie du patin ($A_1 = A_2 = 0{,}5\mu m$ et $f_1 = f_2 = 2$).

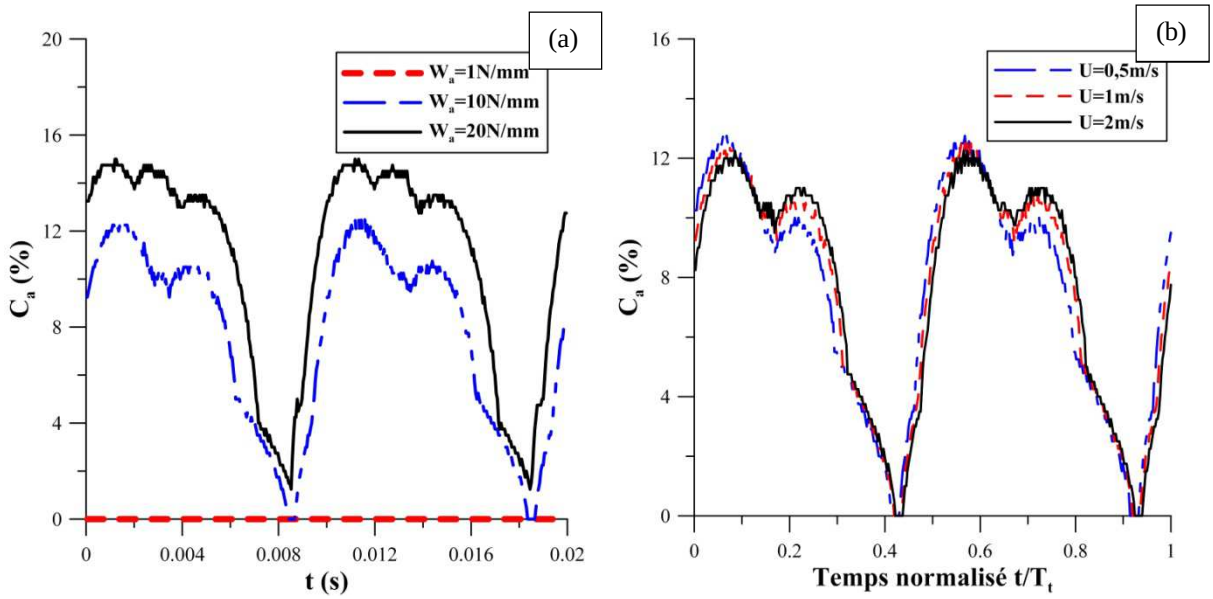

Figure 2.40. Evolution du taux de cavitation C_a en fonction (a) de la charge appliquée W_a – pour U = 1 m/s et (b) de la vitesse U – pour W_a = 10 N/mm.

Dans la figure 2.40 (a), il est montré que pour une valeur faible de la charge, il n'existe pas de cavitation dans le contact ($C_a = 0$). En revanche, d'une augmentation de la charge en résulte une croissance du taux de cavitation et pour une charge maximale W_a = 20 N/mm, C_a atteint une valeur d'environ 15%. La figure 2.40 (b) présente la variation du taux de cavitation C_a en fonction du temps normalisé (à cause de la dépendance entre la période T_t et la vitesse U), pour trois valeurs de la vitesse U. Dans ce cas, l'influence de la vitesse est beaucoup moins importante, puisque l'évolution de C_a reste généralement inchangée dans les trois cas analysés. Cet effet pourrait sembler surprenant, en tenant compte des résultats obtenus dans le cas stationnaire, où l'augmentation de la vitesse a induit une propagation du phénomène de cavitation dans le contact. Cette contradiction n'est qu'apparente, car le profil des surfaces sinusoïdales présente des caractéristiques géométriques qui ont un impact différent de celui des textures sur la distribution de pression.

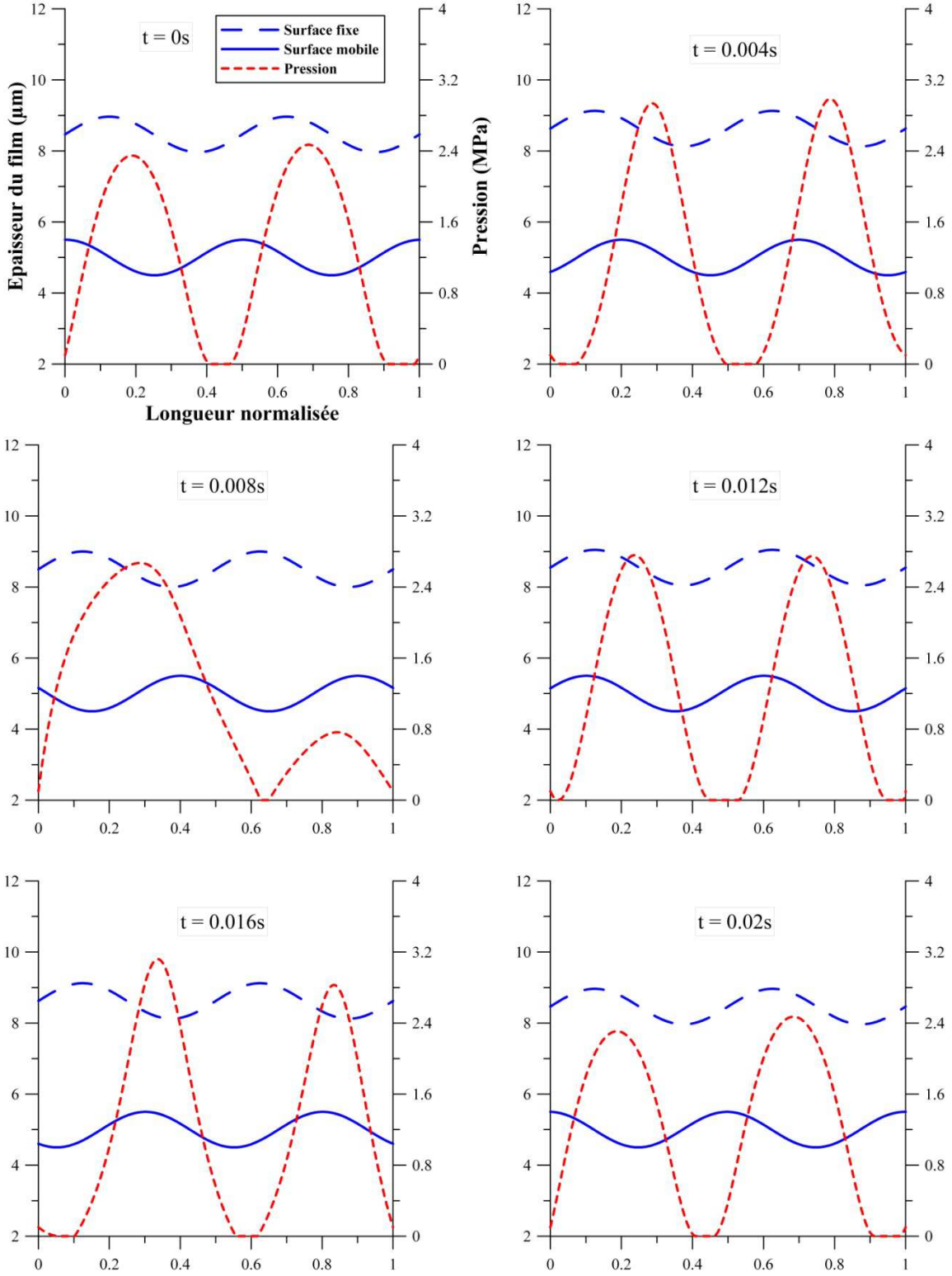

Figure 2.41. Evolution de la géométrie du patin et de la distribution de pression à différents instants, pour U = 1 m/s et W_a = 20 N/mm ($A_1 = A_2 = 0{,}5\mu m$ et $f_1 = f_2 = 2$).

L'influence du profil sinusoïdal des surfaces sur le champ de pression généré dans le patin est présentée dans la figure 2.41, à différents instants de la période T_t. Il est montré que la pression est soumise à des variations importantes dans les différentes régions du patin. De plus, le film lubrifiant peut enregistrer plusieurs phases de rupture et de reformation dans une même zone du patin à travers une seule période. La périodicité du champ de pression peut être déduite à partir de la figure 2.40, qui donne l'évolution du taux de cavitation en fonction du temps. Ainsi, il devient évident que la périodicité correspond à la fréquence utilisée ($f_1 = f_2 = 2$) et que la pression connait une distribution analogue à chaque pas de temps t et ($t + T_t / 2$).

Conclusions

L'analyse des surfaces sinusoïdales nous a permis de comprendre, pour des configurations simplifiées, l'influence de la géométrie des surfaces dans des conditions d'écoulement transitoires. Du point de vue numérique, la périodicité et la continuité des surfaces sinusoïdales ont favorisé la stabilité numérique du modèle et la résolution rapide et précise du problème.

Nous avons bien évidemment insisté sur les effets induits par la surface mobile, dont la géométrie est à l'origine du comportement non-stationnaire du patin. Les résultats ont montré que l'amplitude des sinusoïdes a une influence importante sur l'oscillation au cours du temps des paramètres qui décrivent le comportement hydrodynamique du contact. Les variations sont moins importantes en terme d'épaisseur du film, mais plus significatives dans le cas de la force de frottement et du débit volumique. Une fréquence faible (correspondant à des ondulations) conduit à une augmentation de l'épaisseur du film, alors qu'une fréquence importante (décrivant une rugosité périodique) n'a pas une influence significative sur h_0.

En réalité, les surfaces soumises à un procédé de texturation ne sont jamais parfaitement lisses, et donc l'interaction des textures avec des surfaces ayant un profile variable (défauts de forme, ondulations, rugosités) devient un sujet d'étude essentiel. Par conséquent, les éléments présentés ci-dessus nous permettront aussi de mettre en évidence les effets qui viennent se rajouter, grâce aux textures, dans un contact contenant de telles surfaces.

2.3.2 Analyse des textures

Discrétisation des dérivées temporelles

Tout d'abord, nous tenons à souligner que dans le cas des textures, la cinématique du contact nécessite un traitement numérique différent de celui appliqué dans le cas des surfaces ayant un profil sinusoïdal. Une première différence entre les deux configurations provient de la manière dont est réalisée la simulation du déplacement de la surface mobile. Alors que dans le cas des sinusoïdes ce déplacement est effectué de manière intrinsèque à travers la formulation analytique utilisée (voir l'équation (2.30)), pour les textures, ce déplacement est réalisé numériquement, en utilisant le maillage du domaine. De même, comme nous l'avons déjà vu dans l'analyse du cas stationnaire, la variation rapide de l'épaisseur du film dans les

zones de discontinuité produit des perturbations numériques qui peuvent influencer la pertinence des résultats. Dans ces circonstances, la méthode utilisée pour la discrétisation des dérivées temporelles devient particulièrement importante.

Lorsque nous prenons comme exemple la dérivée de l'épaisseur du film h, deux méthodes de résolution différentes seraient envisageables [151]. Si l'on suppose que la fonction h est continûment dérivable du temps, un développement en série de Taylor permet d'écrire la valeur de h à l'instant $t - \Delta t$ en fonction des valeurs de h et de ses dérivées à l'instant t. En limitant le développement au premier ordre nous obtenons l'expression d'approximation de la dérivée :

$$\frac{\partial h}{\partial t} \approx \frac{h(t) - h(t - \Delta t)}{\Delta t} \tag{2.32}$$

où Δt représente le pas de temps.

Pour écrire le développement au second ordre, il faut considérer les instants $t - \Delta t_1 - \Delta t_2$, $t - \Delta t_1$ et t. Δt_1 et Δt_2 représentent respectivement le dernier et l'avant dernier pas de temps. En écrivant le développement de Taylor limité au second ordre aux instants $t - \Delta t_1$ et $t - \Delta t_1 - \Delta t_2$, il est possible d'éliminer le terme dépendant de la dérivée seconde en t et d'obtenir une approximation de la dérivée première :

$$\frac{\partial h}{\partial t} \approx \frac{(2\Delta t_1 + \Delta t_2)}{\Delta t_1(\Delta t_1 + \Delta t_2)} h(t) - \frac{\Delta t_1 + \Delta t_2}{\Delta t_1 \Delta t_2} h(t - \Delta t) + \frac{\Delta t_1}{\Delta t_2(\Delta t_1 + \Delta t_2)} h(t - \Delta t_1 - \Delta t_2) \tag{2.33}$$

Quand les pas de temps sont identiques ($\Delta t_1 = \Delta t_2$), cette approximation s'écrit :

$$\frac{\partial h}{\partial t} \approx \frac{3h(t) - 4h(t - \Delta t) + h(t - 2\Delta t)}{2\Delta t} \tag{2.34}$$

Il faut noter que l'approximation au second ordre permet d'évaluer la dérivée à l'instant correspondant à celui du calcul de la pression p, contrairement à l'approximation au premier ordre. Ainsi, lorsque les pas de temps sont grands et/ou la variation de la fonction à dériver est rapide, l'approximation au second ordre est recommandée [151].

En ce qui concerne l'analyse des surfaces sinusoïdales, l'utilisation d'une méthode de discrétisation temporelle au premier ordre ne pose aucun problème numérique et fournit des résultats identiques à ceux obtenus avec une discrétisation au second ordre. Ceci est expliqué par la nature continue des surfaces et par les faibles variations de l'épaisseur du film à travers un pas de temps Δt. En revanche, dans le cas des textures, l'approximation au premier ordre n'est pas suffisante pour assurer la pertinence des résultats. Pour le démontrer, nous nous intéressons à un cas élémentaire où la texture est composée par une seule poche. Considérons la géométrie d'un patin à faces parallèles (Fig. 2.42), similaire à celle proposée par Fowell et al. [126]. Ici, la poche de forme rectangulaire est placée sur la surface mobile du patin, alors que la surface fixe est considérée parfaitement lisse. Les paramètres de fonctionnement du patin restent en conformité avec le Tableau 2.5, alors que la position initiale de la poche (à t = 0 s) est illustrée dans le Tableau 2.7. Comme dans le cas des surfaces sinusoïdales, la

période T_t est calculée comme le rapport B/U et représente la durée de temps nécessaire pour que la poche couvre la longueur totale du patin et revienne à sa position initiale. Il est également important de noter que pour une telle géométrie, l'épaisseur moyenne du film h_0 devient équivalente à une épaisseur minimale du film. Comme auparavant, cette quantité est variable en fonction du temps et dépend de la charge appliquée W_a.

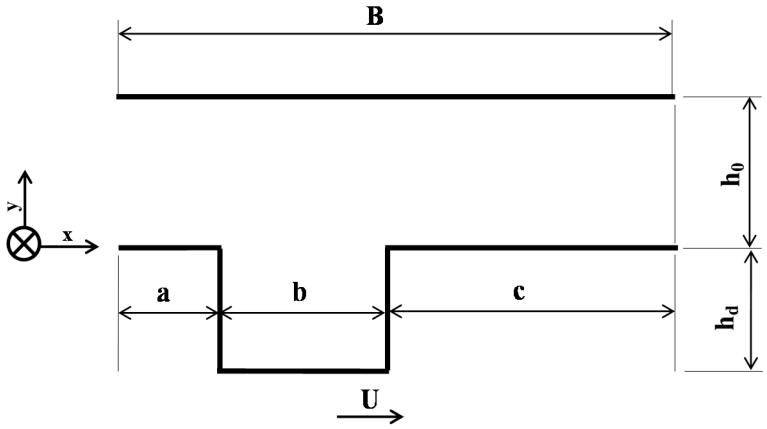

Figure 2.42. Schéma du patin avec une poche localisée sur la surface mobile.

Tableau 2.7. Caractéristiques géométriques du patin.

Longueur totale	B	20 mm
Longueur entrée (à t=0s)	a	4 mm
Longueur poche	b	6 mm
Longueur sortie (à t=0s)	c	10 mm
Profondeur poche	h_d	5 µm

Pour comparer les deux méthodes de discrétisation des dérivées temporelles présentées ci-dessus, nous nous intéressons premièrement à la pression générée dans le patin à différents instants. Bien évidemment, pour certifier la pertinence de la comparaison, le maillage utilisé doit rester le même, quelle que soit la méthode employée. Dans ce cas spécifique, un nombre de 400 nœuds (Δx = 5.0E-02 mm et Δt = 5.0E-05 s) permet d'éliminer l'influence du maillage sur les résultats.

La figure 2.43 présente l'évolution de la géométrie du patin et de la distribution de pression à travers une période T_t, pour une charge appliquée W_a = 1 N/mm. La succession de graphiques montre que la méthode d'approximation employée a une influence importante sur la distribution de pression. Ainsi, l'approximation au premier ordre conduit à une pression maximale plus élevée, mais aussi à une zone de cavitation plus étendue. En revanche, l'approximation au second ordre fournit une pression maximale plus faible, mais en même temps, une réduction significative des zones inactives. Bien entendu, dans les deux cas, l'intégration de la pression sur le domaine d'étude conduit à une même valeur de la charge qui est conforme à la charge appliquée au contact W_a = 1 N/mm.

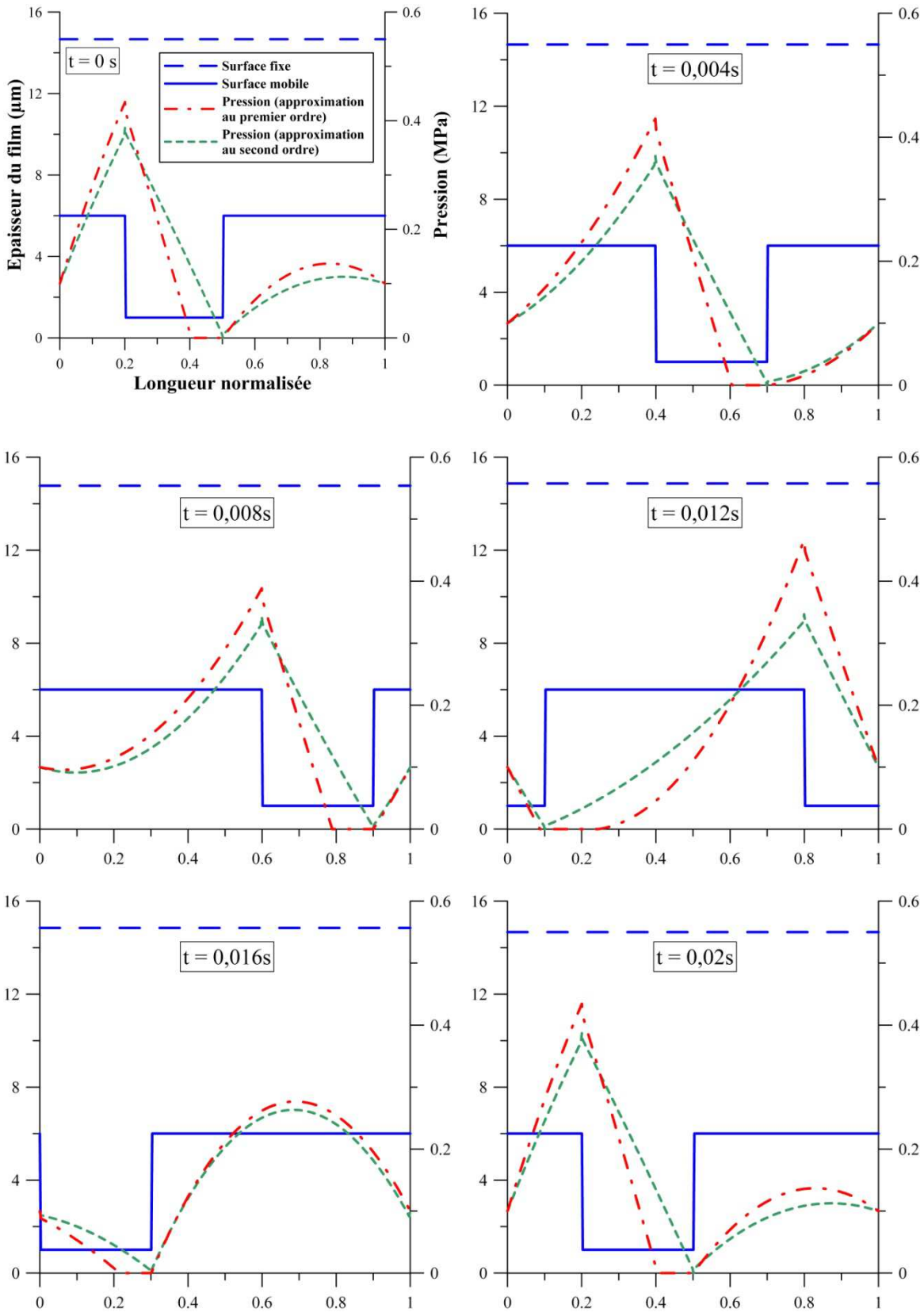

Figure 2.43. Evolution de la géométrie du patin et de la distribution de pression à travers une période T_t = 0,02 s (U = 1 m/s et W_a = 1 N/mm).

La figure 2.44 présente l'évolution de l'épaisseur minimale du film h_0 à travers une période, pour la même configuration présentée ci-dessus. Dans ce cas, même si l'aspect global de la variation de h_0 est similaire pour les deux méthodes, les différences des valeurs moyennées dans le temps h_{0_moy} sont importantes. Ainsi, les valeurs de h_0 fournis par la discrétisation au premier ordre conduit à une diminution d'environ 20% par rapport à la discrétisation au second ordre. Cette différence suggère en effet que l'approximation au premier ordre conduit à une sous-estimation de la pression dans le patin et par conséquent, pour équilibrer la charge appliquée, une épaisseur inférieure est nécessaire. La distribution de pression présentée dans la figure 2.43 est conforme avec cette observation, puisque la présence de la cavitation dans le patin (obtenue que pour la discrétisation au premier ordre) conduit à une baisse de la capacité de charge générée W.

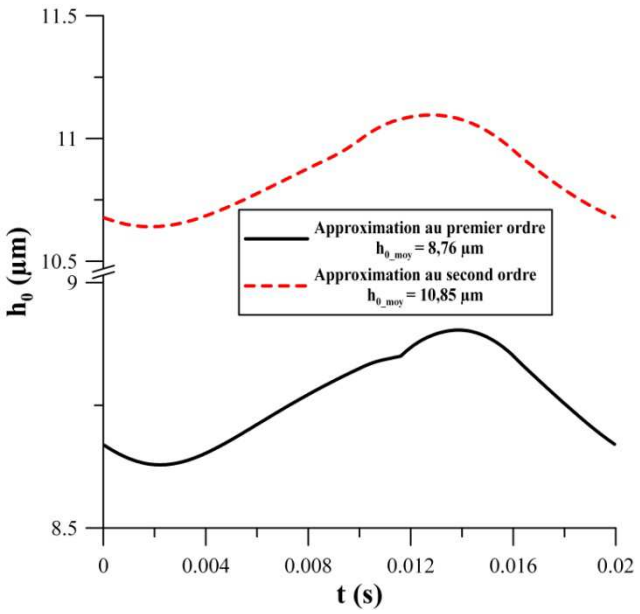

Figure 2.44. Influence de la méthode de discrétisation des dérivées temporelles sur l'épaisseur minimale du film h_0, dans le cas d'une poche (W_a = 1 N/mm).

La rareté des études numériques qui traitent le comportement des textures dans un régime d'écoulement transitoire ne permet pas de comparer la formulation transitoire proposée avec d'autres travaux théoriques. Cependant, la validité des résultats fournis par la discrétisation au second ordre des dérivées temporelles a été confirmée à travers la comparaison avec la formulation en éléments finis, qui sera présentée dans le troisième chapitre de ce mémoire.

Effets de la texturation de la surface mobile

Considérons d'abord les résultats présentés dans la figure 2.43 obtenus à partir de la discrétisation au second ordre. Il est intéressant d'observer que la poche permet de générer de la pression dans le lubrifiant, mais d'une manière inverse à celle illustrée dans le cas stationnaire. Ainsi, la pression maximale correspond généralement, quel que soit le temps t,

au point d'entrée de la poche, alors que dans le cas stationnaire, cette valeur maximale est toujours obtenue à la sortie. L'effet est expliqué par la direction de déplacement de la surface mobile du patin, qui entraîne un gradient d'épaisseur $\partial h/\partial t$ négatif à l'entrée de la poche et positif à la sortie. Autrement dit, l'épaisseur du lubrifiant connait, à l'entrée de la poche, un passage d'une épaisseur grande ($h_0 + h_d$) à l'épaisseur minimale h_0, ce qui entraîne une hausse de pression. A la sortie de la poche, un effet inverse explique la chute de pression. Il est également important à mettre en évidence la hausse de la pression maximale qui est observée à t = 0,012 s et qui correspond au basculement de la poche de la sortie vers l'entrée du patin.

La figure 2.44, qui donne l'évolution de h_0 à travers une période T_t, montre premièrement que l'emplacement de la poche sur la surface mobile du patin entraîne une variation relativement importante (environ 3%) de l'épaisseur du film. Deuxièmement, le graphique permet de confirmer les effets observés dans la figure 2.41. Ainsi, il est montré que la poche permet de générer plus de pression dans la deuxième moitié de la période T_t (quand la poche bascule vers l'entrée du patin), ce qui produit une augmentation de l'épaisseur minimale du film h_0.

La cavitation et les conditions de fonctionnement

La figure 2.43 a montré que pour les conditions données (U = 1 m/s et W_a = 1 N/mm), le phénomène de cavitation présente une influence minimale par rapport à la distribution de pression. Bien évidemment, il devient intéressant d'analyser lorsqu'une augmentation de la charge appliquée W_a ou une modification de la vitesse U produit un changement du taux de cavitation C_a.

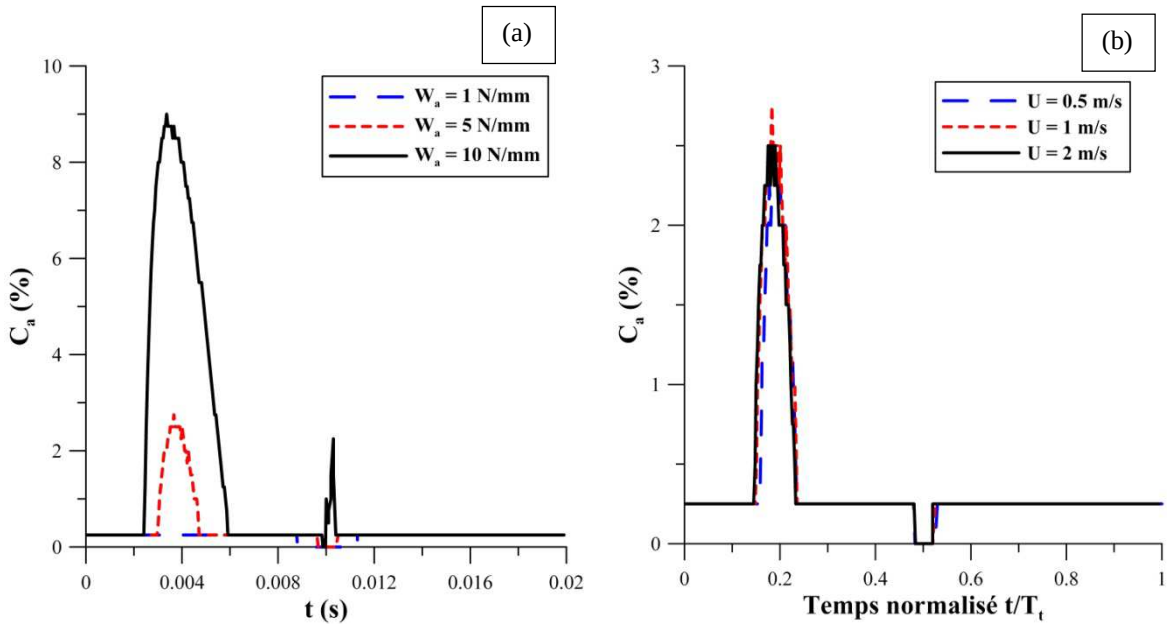

Figure 2.45. Evolution du taux de cavitation C_a en fonction (a) de la charge appliquée W_a – pour U = 1 m/s et (b) de la vitesse U – pour W_a = 5 N/mm.

La figure 2.45 permet d'observer l'influence de la vitesse de la surface mobile et de la charge appliquée sur le taux de cavitation C_a. Dans un premier temps, nous observons que l'augmentation de la charge appliquée W_a (Fig. 2.45 (a)) favorise l'apparition du phénomène de cavitation dans le patin. Ainsi, pour une charge égale à 10 N/mm, le taux de cavitation peut atteindre une valeur voisinant le 10%. En revanche, comme nous l'avons vu aussi dans le cas des surfaces ayant un profil sinusoïdal, la vitesse (Fig. 2.45 (b)) n'a pas une influence particulièrement importante sur le taux de cavitation, puisque le paramètre C_a reste généralement inchangé dans les trois cas analysés. Enfin, il est intéressant à mettre en évidence le fait que le taux de cavitation enregistre une variation importante à des instants très précis qui ne changent pas avec les conditions de fonctionnement. Le premier instant est enregistré pour une valeur de t comprise entre 0,004 et 0,006 s (quand la poche est située au milieu du patin), alors que le second est obtenu à environ 0,01 s (quand la poche est située à la sortie du patin).

La figure 2.46 présente la distribution de pression dans le patin à l'instant t = 0,004 s, pour une vitesse U égale à 1 m/s et pour différentes valeurs de la charge appliquée W_a. Il devient ainsi évident que suite à une hausse de la charge appliquée, la pression maximale dans le lubrifiant connaît une augmentation significative, alors que le phénomène de cavitation devient de plus en plus prépondérant à la sortie du patin.

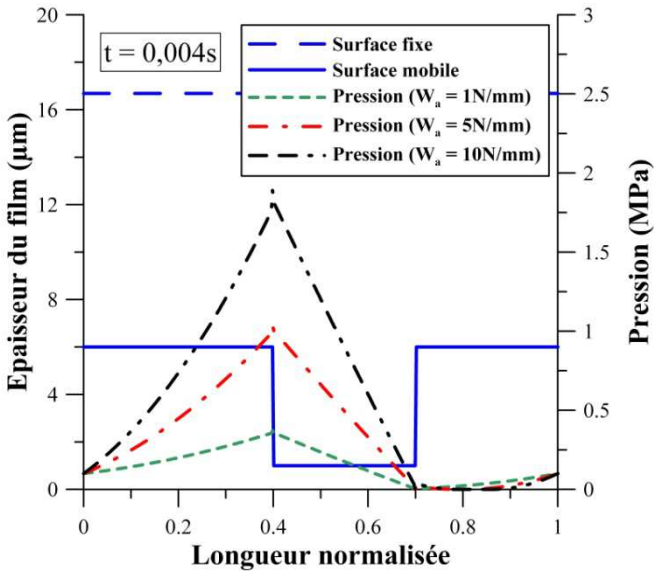

Figure 2.46. La pression dans le patin à t = 4 ms, pour U = 1 m/s et différentes valeurs de la charge appliquée W_a.

Paramètres géométriques

Comme la poche est située sur la surface mobile du patin, ses coordonnées (a et c) ne présentent pas d'intérêt particulier. Les seuls paramètres géométriques qui peuvent influencer le comportement global du patin sont la profondeur h_d et la largeur b de la poche. La figure 2.47 présente l'influence de ces deux paramètres sur les valeurs moyennées dans le temps de l'épaisseur minimale du film h_0, de la force de frottement F_f et du débit volumique Q.

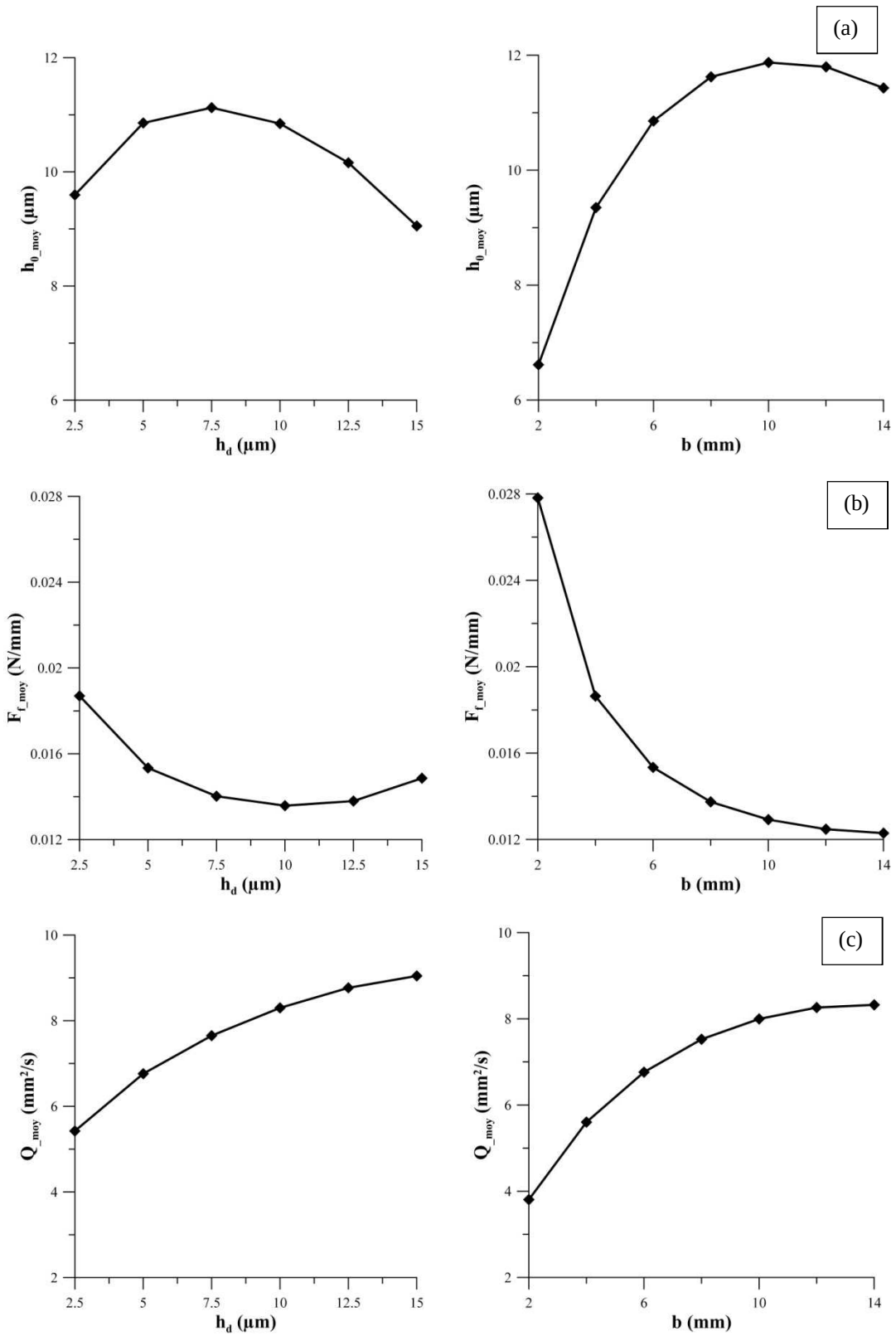

Figure 2.47. Influence de la profondeur h_d (à gauche) et de la longueur b (à droite) de la poche sur les valeurs moyennées dans le temps de (a) l'épaisseur minimale du film h_{0_moy}, (b) la force de frottement F_{f_moy} et (c) le débit volumique $Q_{_moy}$ (W_a = 1 N/mm, U = 1 m/s).

Les résultats révèlent que pour une valeur constante de la longueur de la poche (b = 6 mm), une augmentation de la profondeur h_d entraîne une variation non-linéaire des performances hydrodynamiques. Ainsi, une augmentation initiale de h_d produit une croissance de l'épaisseur minimale du film et du débit, et une diminution de la force de frottement. En même temps, une valeur trop élevée de la profondeur conduit à une inversion des courbes. La seule exception est enregistrée en terme de débit, où l'augmentation de h_d conduit à une croissance systématique de $Q_{_moy}$.

Pour une profondeur h_d égale à 5 µm, la variation de la longueur b entre 2 et 14 mm produit un effet similaire en terme d'épaisseur minimale du film. Ainsi, une extension initiale de la poche sur la surface du patin permet entraîne une augmentation de h_0, mais cet effet disparaît pour des valeurs plus élevées de b. En contrepartie, l'augmentation de la longueur b permet d'obtenir une réduction de la force de frottement et une croissance du débit.

Position de la texture

Les études dédiées au comportement des surfaces texturées dans des conditions d'écoulement transitoires sont extrêmement rares. Dans les simulations théoriques, les textures sont généralement placées sur une surface fixe, alors que la géométrie de la surface mobile est considérée comme lisse. Comme nous l'avons vu aussi dans notre étude, ces hypothèses conduisent à un comportement stationnaire, ce qui permet une simplification significative de la modélisation théorique.

Dans la perspective de l'optimisation des performances hydrodynamiques d'un contact lubrifié, le positionnement de la texture sur la composante mobile (au détriment de la composante fixe) d'un ensemble mécanique pourrait amener certains bénéfices. Par conséquent, dans la suite de notre étude, nous nous préoccuperons principalement de la position de la texture. Pour mieux comprendre l'influence de la position des textures dans le contact, trois configurations géométriques seront analysées en détail (Fig. 2.48). La géométrie et la position de la poche sur la surface fixe, ou bien sa position initiale lorsqu'elle est située sur la surface mobile, restent en conformité avec le Tableau 2.7.

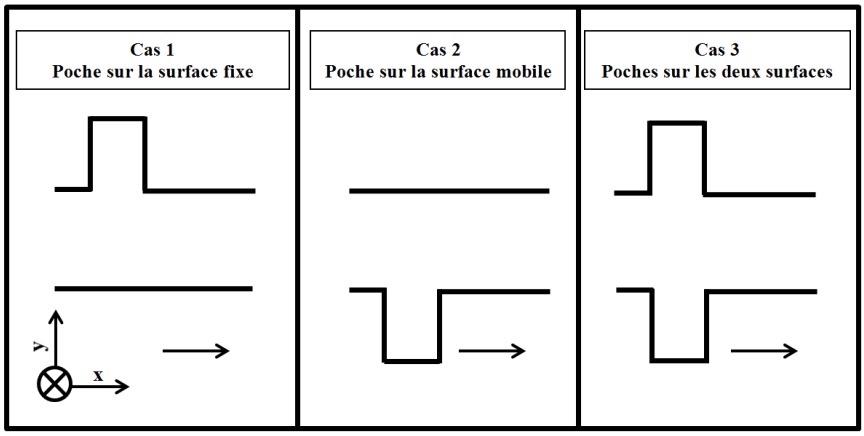

Figure 2.48. Différentes positions de la poche dans le patin.

La figure 2.49 présente l'influence des trois configurations géométriques sur l'épaisseur minimale du film h_0, pour une charge appliquée W_a = 1 N/mm et une vitesse U = 1 m/s. Evidemment, le premier cas analysé est stationnaire et produit une épaisseur du film constante à travers la période T_t. Dans le deuxième cas, l'emplacement de la poche sur la surface mobile au lieu de la surface fixe conduit à une croissance de l'épaisseur minimale du film d'approximativement 24%. En même temps, l'épaisseur du film enregistre une variation de 3% au cours de la période T_t. Dans la dernière configuration, le positionnement d'une poche sur chacune de deux surfaces du patin entraîne une augmentation supplémentaire d'environ 25% de l'épaisseur minimale du film h_0. Dans ce cas, la variation de l'épaisseur pendant la période T_t se maintient à un même niveau d'approximativement 3%.

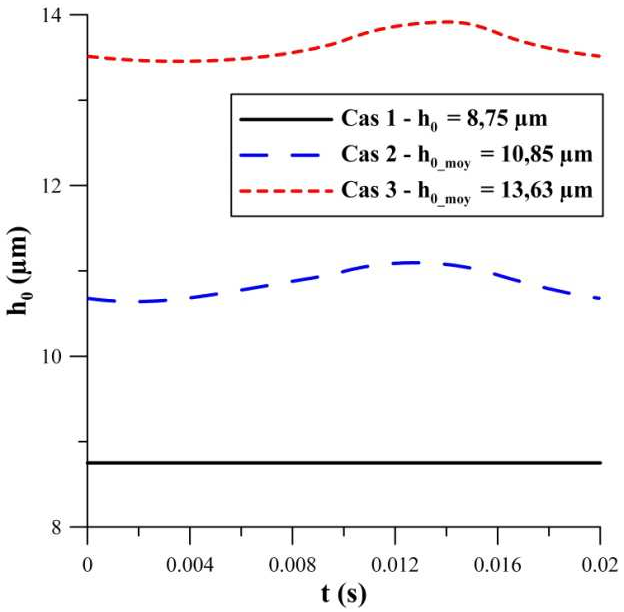

Figure 2.49. Influence de la position de la poche sur l'épaisseur minimale du film h_0 (W_a = 1 N/mm, U = 1 m/s).

Le Tableau 2.8 présente les performances du patin pour les trois configurations, en termes d'épaisseur minimale du film, force de frottement et débit. Les résultats traduisent généralement les effets observés dans la figure 2.49. Ainsi, par rapport à la première configuration, la force de frottement moyennée dans le temps F_{f_moy} diminue de 24% dans le deuxième cas et de 41% dans le troisième. En ce qui concerne le débit $Q_{_moy}$, les résultats mettent en évidence une augmentation de 50% dans le deuxième cas et de 85% dans le troisième.

Tableau 2.8 Influence de la position de la poche dans le contact sur les valeurs moyennées dans le temps de l'épaisseur minimale du film h_{0_moy}, de la force de frottement F_{f_moy} et du débit volumique $Q_{_moy}$.

	h_{0_moy} (µm)	F_{f_moy} (N/mm)	$Q_{_moy}$ (mm^2/s)
Cas 1	8,75	2,01E-02	4,51
Cas 2	10,85	1,53E-02	6,76
Cas 3	13,63	1,18E-02	8,31

L'ensemble de ces résultats montre que la texturation d'une surface en mouvement engendre deux types d'effets. D'une part, l'écoulement du lubrifiant devient non-stationnaire et des variations plus ou moins importantes sont induites au niveau des paramètres hydrodynamiques. Cet effet pourrait devenir nuisible, car ces variations peuvent produire des vibrations au niveau du fonctionnement du patin. D'autre part, les performances hydrodynamiques du contact peuvent être améliorées de manière significative, même si la surface fixe est aussi texturée. Il faut noter que pour les conditions données, les meilleures performances ont été obtenues lorsqu'une poche a été placée sur chacune des deux surfaces du patin.

Texturation des surfaces sinusoïdales

Nous revenons dans cette dernière partie du chapitre sur le principe de la texturation des surfaces sinusoïdales. Selon la longueur d'onde, une surface ayant un profil sinusoïdal pourrait être assimilée soit à une ondulation (ou bien un défaut de forme ou de planéité), soit à une rugosité périodique. Comme en réalité les surfaces qui sont soumises à une procédure de texturation n'ont pas un profil parfaitement lisse, nous traitons ici trois cas particuliers (Fig. 2.50) qui permettent une meilleure simulation de ces conditions.

Dans les trois cas, la surface supérieure présente une ondulation décrite par une sinusoïde avec une amplitude A_2 = 0,5 µm et une fréquence f_2 = 2. La rugosité de deux surfaces du patin est simulée dans le premier et deuxième cas à travers une sinusoïde d'amplitude A_r = 0,5µm et une fréquence f_r = 40. La poche, appliquée dans le deuxième et le troisième cas, est décrite par les mêmes paramètres géométriques exposés dans le tableau 2.7. La charge appliquée dans les trois cas est W_a = 1 N/mm, alors que la vitesse de la surface mobile est U = 1 m/s. L'étude de ces trois configurations géométriques nous permettra d'observer, de manière simultanée, l'influence de la texturation, de l'ondulation ou de la rugosité des surfaces sur les performances hydrodynamiques du patin.

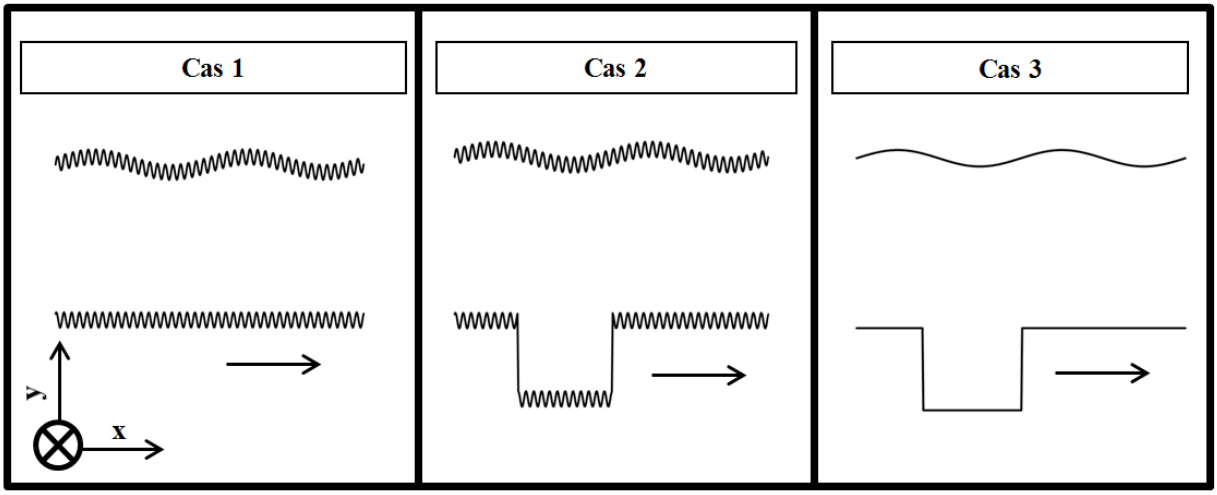

Figure 2.50. Différentes configurations géométriques du patin, avec / sans texture et avec / sans rugosité.

Les paramètres hydrodynamiques obtenus dans les trois configurations sont présentés sous forme numérique (en termes d'épaisseur, frottement et débit) dans le Tableau 2.9 et sous forme graphique (pour l'épaisseur moyenne du film) dans la figure 2.51. Comme nous l'avons déjà vu précédemment, une haute fréquence de la sinusoïde induit un effet similaire à une surface lisse. Par conséquent, dans le premier cas exposé, le déplacement de la surface mobile n'induit aucune variation de h_0 (ou bien les fluctuations sont imperceptibles à l'échelle micrométrique) et l'écoulement devient quasi-stationnaire. La texturation de la surface mobile (deuxième cas) entraîne une augmentation très importante de l'épaisseur moyenne du film (d'environ 16%) et du débit (40%), et produit une diminution significative de la force de frottement (30%). En revanche, la texturation induit aussi une variation de h_0 d'environ 3% à travers la période T_t et conduit donc à un comportement non-stationnaire.

Tableau 2.9 Influence de la géométrie du patin sur les valeurs moyennées dans le temps de l'épaisseur minimale du film h_{0_moy}, de la force de frottement F_{f_moy} et du débit volumique $Q_{_moy}$

	h_{0_moy} (µm)	F_{f_moy} (N/mm)	$Q_{_moy}$ (mm^2/s)
Cas 1	9,96	1,97E-02	5,02
Cas 2	11,59	1,44E-02	7,09
Cas 3	11,54	1,44E-02	7,01

La comparaison entre le deuxième et le troisième cas permet une évaluation de l'influence de la rugosité. Ainsi, l'absence des aspérités conduit à une légère diminution de l'épaisseur moyenne du film (d'environ 0,5%) et du débit (1%), alors que la force de frottement reste inchangée. Comme le montre la figure 2.51, la variation de h_0 à travers la période T_t est maintenue à un même niveau d'environ 3%.

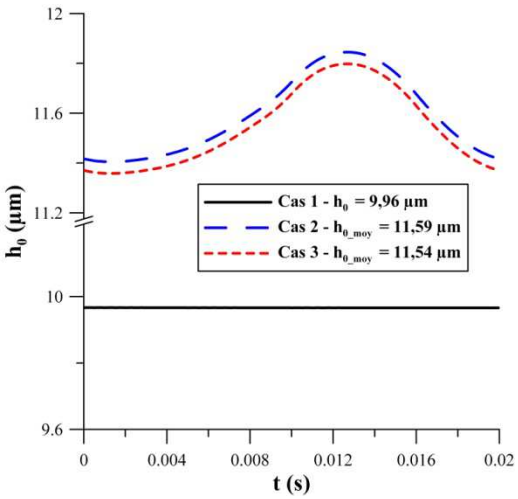

Figure 2.51. Influence de la texturation sur l'épaisseur moyenne du film h_0, dans différentes configurations géométriques (W_a = 1 N/mm, U = 1 m/s).

En conclusion, l'étude de la texturation dans un régime d'écoulement transitoire nous a permis de mettre en évidence les mécanismes de lubrification qui permettent à une texture en mouvement de générer un effet de portance hydrodynamique. Ces mécanismes diffèrent de ceux qui ont été observés dans le régime stationnaire et sont principalement basés sur un effet d'écrasement, causé par le déplacement de la texture à travers le contact.

En ce qui concerne la position optimale de la texture, les résultats ont montré que pour une charge appliquée, la texturation de la surface mobile d'un élément mécanique peut conduire à une augmentation du débit et à une réduction de la force de frottement. En contrepartie, la variation de ces paramètres au cours du temps peut également provoquer des perturbations par rapport à la stabilité de l'écoulement.

Finalement, l'introduction des profils sinusoïdaux dans les analyses numériques a facilité l'étude du fonctionnement des textures en présence d'ondulations ou bien de rugosités. Les résultats ont révélé que les effets introduits par la texturation sont améliorés à travers de telles surfaces grâce à une amplification de l'effet d'écrasement.

2.4 Conclusion

Dans un premier temps, ce chapitre nous a permis de présenter les éléments essentiels qui constituent le modèle théorique utilisé dans notre étude. Basé sur une forme modifiée de l'équation de Reynolds proposée initialement par Hajjam et Bonneau [115], l'algorithme employé assure la conservation du débit massique sur l'intégralité du domaine d'étude, ce qui certifie son application pour l'évaluation des surfaces texturées. La résolution de l'équation est effectuée par le couplage d'un algorithme de résolution direct [153] avec une discrétisation par la méthode des volumes finis, ce qui permet un calcul rapide et précis. La validation du modèle employé est réalisée à travers une comparaison avec une étude analytique [126].

Les résultats[7] obtenus par l'application du modèle à la problématique de la texturation ont été classifiés selon le régime d'écoulement du lubrifiant. Dans l'analyse du cas stationnaire, nous nous sommes intéressés principalement à l'influence des divers paramètres permettant de définir la géométrie d'un patin texturé. L'influence du phénomène de cavitation, pour différentes conditions de fonctionnement, a été également évaluée de manière exhaustive.

Dans l'analyse du cas non-stationnaire, l'utilisation des surfaces ayant un profil sinusoïdal nous a permis d'abord d'exposer de manière générale les différents effets qui peuvent apparaître lors d'un régime d'écoulement transitoire. Ensuite, nous avons mis en évidence les mécanismes de lubrification qui permettent de générer de la portance hydrodynamique à travers la texturation d'une surface en mouvement. La position optimale des textures dans le contact et leur comportement en présence des ondulations ou rugosités périodiques ont été analysés dans la partie finale du chapitre.

La réduction du domaine d'étude à l'espace unidimensionnel nous a permis d'identifier les principaux éléments qui caractérisent le fonctionnement des surfaces texturées dans un régime de lubrification hydrodynamique. De plus, la simplification numérique du modèle

[7] Les résultats théoriques exposés à travers ce chapitre ont été présentés lors de deux conférences internationales [158,159] et publiés dans une revue scientifique [160,161].

théorique a favorisé la réduction du temps de calcul et l'amélioration de la précision numérique des résultats. En même temps, il faut souligner que la validité des résultats obtenus à travers l'analyse unidimensionnelle est conditionnée par certaines hypothèses qui sont liées à la taille du domaine d'étude dans la direction z. Par conséquent, pour aboutir à une analyse pertinente des effets induits par les surfaces texturées dans un contact lubrifié, il est évident qu'une analyse bidimensionnelle devient indispensable. Cette analyse fera l'objet du troisième chapitre de ce mémoire.

Chapitre 3

Étude Bidimensionnelle

Le troisième chapitre de ce mémoire est entièrement dédié à l'étude des surfaces texturées dans un espace bidimensionnel. Par rapport aux analyses présentées dans le chapitre précédent, l'addition d'une deuxième dimension nous permettra de dépasser les limitations posées par l'espace unidimensionnel. Nous pourrons ainsi nous intéresser à des configurations géométriques réelles. Bien évidemment, l'extension du domaine d'étude implique une modélisation complexe, ce qui conduit à une augmentation significative de l'effort de calcul. En même temps, la variation géométrique selon la deuxième dimension entraîne une multiplication des paramètres qui permettent de définir les textures. Dans ce contexte, notre étude sera limitée au cas les plus représentatifs par rapport à la problématique de la texturation.

En ce qui concerne la modélisation 2-D des textures, la méthodologie générale choisie pour la résolution du problème reste similaire à celle présentée dans le chapitre précédent. L'équation de base est en revanche discrétisée par la méthode des éléments finis, qui permet une meilleure modélisation des configurations géométriques complexes. Nous consacrons donc une première partie de ce chapitre à la présentation de la formulation en éléments finis. Ensuite, l'étude portera sur une analyse du modèle et bien entendu sur une procédure de validation. La pertinence des résultats présentés dans le chapitre précèdent par rapport à l'espace 2-D sera aussi analysée à travers ce chapitre.

La partie principale du chapitre est dédiée à l'analyse des effets induits par les différents types de textures. Le passage d'un domaine d'étude monodimensionnel à un domaine 2-D nécessitera certainement une extension de la procédure de paramétrage afin d'inclure les caractéristiques géométriques essentielles des textures. Comme dans le chapitre précédent, l'étude inclura une analyse compréhensive de ces caractéristiques dans un régime d'écoulement aussi bien stationnaire que transitoire.

3.1 Formulation éléments finis

Au début des années 2000, Bonneau et Hajjam [162] ont développé une formulation de type éléments finis qui permet l'analyse fine du problème de rupture et de reformation des films lubrifiants. La formulation a été appliquée avec succès pour l'étude d'une gamme très

variée de dispositifs [115,142,151] fonctionnant dans différents régimes de lubrification. L'algorithme a été convenablement adapté pour l'étude des effets induits par la texturation dans un régime de lubrification hydrodynamique. Nous présentons ici quelques éléments de base de la formulation éléments finis.

Premièrement, nous rappelons la forme bidimensionnelle de l'équation de Reynolds modifiée à résoudre :

$$\left\{\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{h^3}{12\mu}\frac{\partial D}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{h^3}{12\mu}\frac{\partial D}{\partial z}\right)\right\}F=\frac{U}{2}\frac{\partial h}{\partial x}+\frac{\partial h}{\partial t}+\left\{\frac{U}{2}\frac{\partial D}{\partial x}+\frac{\partial D}{\partial t}\right\}(1-F) \tag{3.1}$$

Ensuite, considérons la forme intégrale :

$$E^*(D)=\int_\Omega W^*\left(F\left(-\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{h^3}{12\mu}\frac{\partial D}{\partial x}\right)-\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{h^3}{12\mu}\frac{\partial D}{\partial z}\right)\right)+\right.$$
$$\left.+\left(\frac{U}{2}\frac{\partial h}{\partial x}+\frac{\partial h}{\partial t}\right)+(1-F)\left(\frac{U}{2}\frac{\partial D}{\partial x}+\frac{\partial D}{\partial t}\right)\right)d\Omega \tag{3.2}$$

où W^* est une fonction suffisamment différentiable définie sur Ω. Une intégration par parties de certains termes, puis l'addition d'intégrales complémentaires définies sur les frontières de transition entre les zones actives et inactives permettent, d'une part, de réduire l'ordre de dérivabilité des fonctions (formulation faible) et d'autre part, de rendre naturelles les conditions aux limites de rupture et de reformation du film nécessaires au traitement du problème. De plus, il faut souligner que le terme $\partial h/\partial x$ nécessite un traitement particulier, notamment dans le cas des discontinuités d'épaisseur, où la dérivée $\partial h/\partial x$ au sein des éléments est nulle en tout point. Pour résoudre ce problème, il suffit d'intégrer par parties le terme dépendant de $\partial h/\partial x$ pour faire reporter la dérivation sur la fonction de pondération, qui possède toutes les propriétés de dérivabilité nécessaires [151] :

$$E(D)=\int_\Omega\left(F\frac{h^3}{12\mu}\left(\frac{\partial W}{\partial x}\frac{\partial D}{\partial x}+\frac{\partial W}{\partial z}\frac{\partial D}{\partial z}\right)-\frac{U}{2}\frac{\partial W}{\partial x}h+W\frac{\partial h}{\partial t}-\right.$$
$$\left.-(1-F)\frac{U}{2}\frac{\partial W}{\partial x}D\right)d\Omega-\frac{\partial}{\partial t}\int_\Omega(1-F)WD\,d\Omega \tag{3.3}$$

Afin de ne pas faire apparaître les termes complémentaires de l'intégration par parties, les fonctions W sont choisies nulles sur la frontière $\partial\Omega$. La solution du problème est obtenue en recherchant les fonctions D qui satisfont aux conditions aux limites sur les frontières extérieures $\partial\Omega$ du film et telles que E(D) = 0. La résolution de l'équation E(D) = 0 permettra d'obtenir la localisation des zones actives et inactives du film.

La discrétisation de l'équation (3.3) est basée sur l'utilisation des éléments linéaires isoparamétriques à quatre nœuds. Le caractère particulier de l'équation de Reynolds modifiée, lorsqu'elle s'applique aux zones inactives (l'équation (2.6) est hyperbolique), rend nécessaire le décentrement des fonctions d'interpolation. Or, il est connu que les fonctions d'interpolation linéaires sont facilement décentrables.

Les fonctions d'interpolation N choisies permettent d'interpoler à la fois les variables géométriques et les différents paramètres. Par conséquent, l'intégrale (3.3) évaluée au nœud j d'un élément Ω_e s'écrit :

$$\begin{aligned} E_j(\Omega_e) = \sum_{m=1}^{n_{pg}} \Bigg(& \frac{h_m^3}{12\mu} \sum_{k=1}^{nn_e} \left(\frac{\partial W_{mj}}{\partial x} \frac{\partial N_{mk}}{\partial x} + \frac{\partial W_{mj}}{\partial z} \frac{\partial N_{mk}}{\partial z} \right) F_k D_k + \\ & + W_{mj} \frac{h_m(t) - h_m(t-\Delta t)}{\Delta t} - \frac{U}{2} \frac{\partial W_{mj}}{\partial x} h_m - \\ & - \sum_{k=1}^{nn_e} \frac{\partial W_{mj}}{\partial x} N_{mk} (1 - F_k) D_k - \\ & - \frac{1}{\Delta t} \sum_{k=1}^{nn_e} W_{mj} N_{mk} (1 - F_k(t)) D_k(t) - \\ & - (1 - F_k(t-\Delta t)) D_k(t-\Delta t) \Big) \Big) \Delta\Omega_m \end{aligned} \tag{3.4}$$

où m est l'un des n_{pg} points de Gauss sur cet élément et nn_e le nombre de nœuds par élément. W_{mj} est la fonction de pondération relative au nœud j et N_{mk} est la fonction d'interpolation relative au nœud k appartenant à Ω_e ; elles sont évaluées au point de Gauss m. F_k représente l'état du nœud k et prend la valeur 1 s'il est dans une zone active ou 0 dans le cas contraire. Lorsque la totalité des nœuds de l'élément Ω_e est en zone active, l'élément se dit actif et dans ce cas les fonctions d'interpolation sont choisies comme fonctions de pondération. Dans le cas contraire, en raison du caractère hyperbolique de l'équation à résoudre, les fonctions de pondération sont des fonctions polynomiales décentrées vers l'amont relativement à la vitesse U.

La sommation de l'ensemble des équations (3.4) écrites sur chacun des n_e éléments du domaine Ω conduit à un système d'équations algébriques linéaires en D, qui s'écrit sous la forme matricielle suivante :

$$R = [M]D + B = 0 \tag{3.5}$$

où R et D sont respectivement les vecteurs résidus de l'équation de Reynolds modifiée et de la variable universelle D. Soit n le nombre total de nœuds définis sur le domaine étudié Ω. La matrice [M] est de rang n. Ainsi, un terme M_{jk} s'écrit :

$$M_{jk} = \sum_{n=1}^{n_e} \sum_{m=1}^{n_{pg}} \left(\left(\frac{h_m^3}{12\mu} \sum_{k=1}^{nn_e} \left(\frac{\partial N_{mj}}{\partial x} \frac{\partial N_{mk}}{\partial x} + \frac{\partial N_{mj}}{\partial z} \frac{\partial N_{mk}}{\partial z} \right) F_k - \right.\right.$$
$$- \sum_{k=1}^{nn_e} \frac{\partial N_{mj}}{\partial x} N_{mk} \left(1 - F_k\right) -$$
$$\left. - \frac{1}{\Delta t} \sum_{k=1}^{nn_e} N_{mj} N_{mk} \left(1 - F_k(t)\right)\right) \Delta\Omega_m \tag{3.6}$$

B représente le second membre de l'équation de Reynolds modifiée.

Le terme B_j a pour expression :

$$B_j = \sum_{n=1}^{n_e} \sum_{m=1}^{n_{pg}} \left(-\frac{U}{2} \frac{\partial N_{mj}}{\partial x} h_m + N_{mj} \frac{h_m(t) - h_m(t - \Delta t)}{\Delta t} \right) +$$
$$+ \frac{1}{\Delta t} \sum_{k=1}^{nn_e} N_{mj} N_{mk} \left(1 - F_k(t - \Delta t)\right) D_k(t - \Delta t)\Big) \Delta\Omega_m \tag{3.7}$$

La résolution du système d'équations (3.5) permet de déterminer la valeur de D sur chaque élément du domaine. La méthode de Crout [163] a été préférée parmi les différentes méthodes qui peuvent être employées pour la résolution du système. Basée sur une procédure numérique d'élimination gaussienne, la méthode permet une décomposition (de type LU) efficace de la matrice du système et une résolution rapide du problème. De manière subséquente, le calcul de la capacité de charge, de la force de frottement, du débit ou de l'épaisseur du film (lorsqu'une condition de charge est imposée) est réalisée en conformité avec les procédures décrites dans le deuxième chapitre. Nous tenons à rappeler également que dans le traitement des problèmes non-stationnaires, la convergence numérique des résultats ne peut être obtenue qu'après plusieurs cycles de temps. Cette procédure est indispensable pour assurer l'existence d'un historique permettant la stabilisation des variables temporelles.

3.2 Analyse du modèle 2-D

3.2.1 Conditions de symétrie

Considérons le contact lubrifié entre les deux faces parallèles (1) et (2) d'un patin, tel qu'il est montré dans la figure 3.1. Pour maintenir la concordance avec l'interprétation géométrique du chapitre précèdent, la longueur B de deux plaques est mesurée dans la direction de l'écoulement x, alors que la largeur L est représentée suivant l'axe z. De même, la direction y correspond à l'épaisseur du film h séparant les deux surfaces.

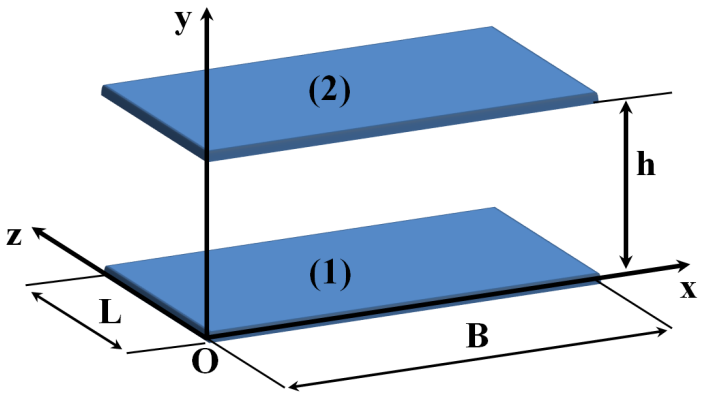

Figure 3.1. Système d'axes et notations.

La prise en compte d'une deuxième direction nécessite l'implémentation des conditions supplémentaires sur les frontières extérieures du domaine d'étude (Fig. 3.2). Un nouveau paramètre p_{ext} (que nous appellerons de manière vulgarisée "pression extérieure") est donc défini pour établir le niveau de pression pour z = 0 et z = L. Bien évidemment, selon les conditions de fonctionnement du patin, la pression extérieure p_{ext} peut prendre des valeurs égales ou différentes de la pression ambiante (ou d'alimentation) p_0, qui est imposée pour x = 0 et x = B.

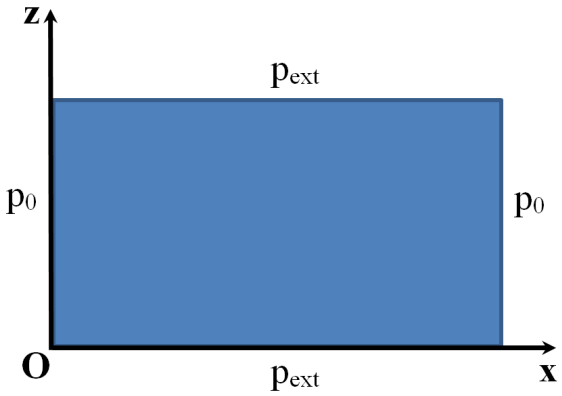

Figure 3.2. Conditions sur les frontières extérieures du domaine d'étude bidimensionnel.

Il est important de mentionner que dans la perspective de la modélisation bidimensionnelle, une élimination de l'influence de la pression extérieure conduit à une condition dite "de symétrie". L'application d'une telle condition dans l'espace 2-D implique une invariabilité de la pression selon la direction z et mène à des résultats équivalents au cas unidimensionnel. Pour le démontrer, des conditions de symétrie ont été appliquées dans le cas de deux géométries simples qui ont été analysées à travers le deuxième chapitre.

Le premier cas choisi est stationnaire et consiste dans un patin texturé, tel que proposé par Fowell et al. [126]. La géométrie du patin et les conditions de fonctionnement ont été présentées dans le chapitre précèdent sous forme graphique dans la figure 2.6 et

numériquement dans le Tableau 2.1. Pour avoir une même interprétation quantitative des résultats, une largeur L = 1 mm a été convenablement appliquée au patin (Fig. 3.3 (a)).

En ce qui concerne les résultats, la figure 3.3 (b) montre premièrement que la distribution de pression reste similaire à celle obtenue dans le cas 1-D. Par rapport au calcul des paramètres hydrodynamiques, le Tableau 3.1 présente la différence relative (en termes de pression maximale, capacité de charge et force de frottement) entre la solution analytique fournie par Fowell et al. [126] et la solution numérique obtenue à travers la formulation en éléments finis. Il est ainsi révélé que le modèle 2-D fournit des résultats très précis, même pour un maillage relativement grossier. L'amélioration par rapport au modèle 1-D (Tableau 2.2) est due principalement à un meilleur traitement numérique des discontinuités de l'épaisseur du film qui est assuré à travers la formulation en éléments finis. Autrement, en terme de frottement, l'écart entre les résultats reste à un niveau similaire à celui obtenu dans le cas 1-D d'environ 3,7%, ce qui est conforme avec les hypothèses évoquées dans le chapitre précédent.

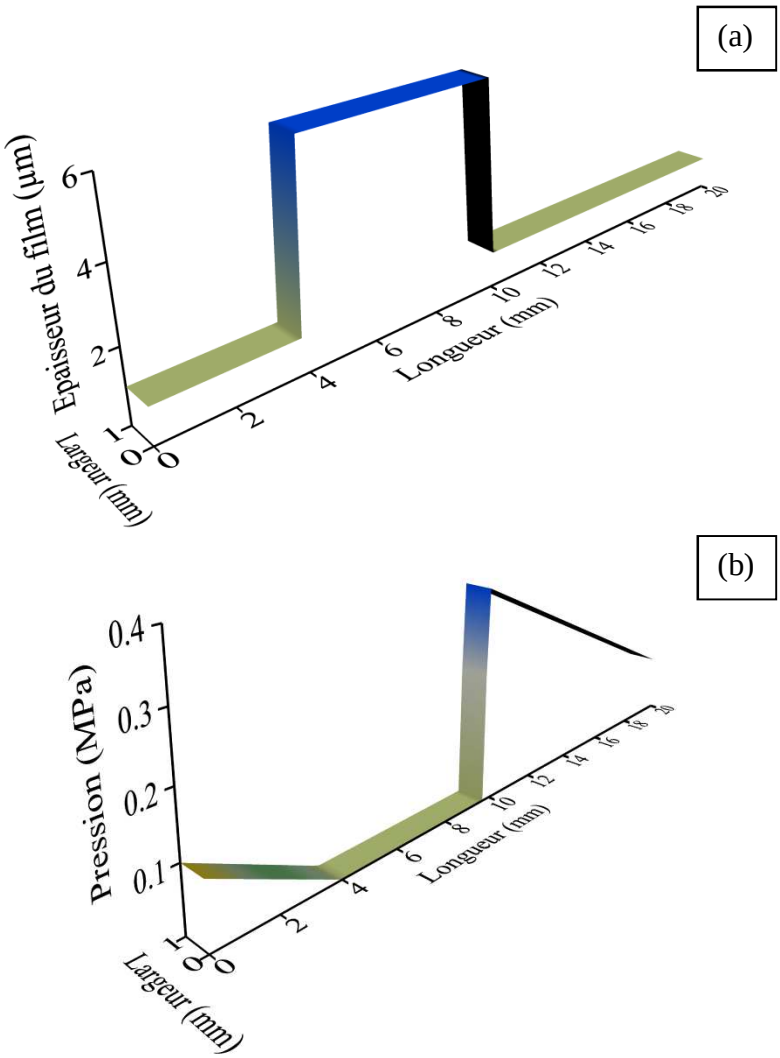

Figure 3.3. (a) La géométrie du patin texturé et (b) la distribution de pression avec condition de symétrie, dans l'espace 2-D.

Tableau 3.1 Différence relative entre les résultats de Fowell et al. [126] et la solution numérique en éléments finis, pour la pression maximale, la capacité de charge et la force de frottement.

	Taille du maillage (nombre d'éléments)				
	50	**200**	**400**	**1 000**	**4 000**
Pression maximale	0%	0%	0%	0%	0%
Capacité de charge	5,24%	0,35%	0,01%	0,01%	0%
Force de frottement	11,16%	5,57%	4,63%	4,07%	3,79%

L'application d'une condition de symétrie dans le cas non-stationnaire conduit également à des résultats équivalents à ceux obtenus dans l'espace unidimensionnel. Pour une configuration constituée par deux surfaces sinusoïdales (A_1 = 0,5µm, A_2 = 1µm et $f_1 = f_2 = 2$) et des conditions de fonctionnement identiques (Tableau 2.5), la comparaison exposée dans le Tableau 3.2 confirme cette équivalence. Ainsi, pour un même maillage (Δx = 5.0E-02 mm et Δt = 5.0E-05 s), les valeurs moyennées dans le temps de l'épaisseur du film h_{0_moy}, de la force de frottement F_{f_moy} et du débit $Q_{_moy}$ fournis par le deux modèles présentent des différences très faibles.

Tableau 3.2 Valeurs moyennées dans le temps de l'épaisseur du film h_{0_moy}, de la force de frottement F_{f_moy} et du débit $Q_{_moy}$, pour un cas non-stationnaire (A_1 = 0,5 µm, A_2 = 1 µm et $f_1 = f_2 = 2$; W_a = 1 N/mm et U = 1 m/s), avec Δx = 5.0E-02 mm et Δt = 5.0E-05 s.

	$\mathbf{h_{0_moy}}$	$\mathbf{F_{f_moy}}$	$\mathbf{Q_{_moy}}$
Modèle 1-D (volumes finis)	12,45 µm	1,56E-02 N/mm	6,19 mm^2/s
Modèle 2-D (éléments finis)	12,44 µm	1,63E-02 N	6,18 mm^3/s

Dans la perspective de la modélisation 2-D, l'utilisation d'une condition de symétrie a facilité la comparaison avec l'étude 1-D et a favorisé également la validation du calcul de divers paramètres hydrodynamiques dans un régime d'écoulement aussi bien stationnaire que transitoire. D'autre part, le parallèle entre la formulation volumes finis et celle en éléments finis nous permet de souligner les caractéristiques de chaque approche. Ainsi, la discrétisation par la méthode des volumes finis offre une implémentation numérique plus facile et un calcul très rapide, mais la précision des résultats est fortement liée à la taille du maillage employé, notamment dans le cas des géométries présentant des discontinuités d'épaisseur. La méthode des éléments finis, malgré sa complexité, présente une efficacité dans le traitement numérique

des discontinuités et permet d'obtenir un niveau de précision élevé, même dans le cas d'un maillage grossier. Cet avantage devient très important dans le cas d'un domaine d'étude bidimensionnel, où la taille du maillage exerce une influence significative sur l'effort de calcul.

3.2.2 Pertinence du modèle 1-D

La validité de la modélisation 1-D est bien évidemment mise en question lorsque nous abandonnons la condition de symétrie. Dans ce cas, pour pouvoir évaluer la pertinence des résultats présentés dans le chapitre précédent, notre analyse sera dirigée vers l'influence de la géométrie de la texture dans la deuxième direction z. Lorsque nous considérons l'espace 2-D, la géométrie unidimensionnelle proposée par Fowell et al. [126] (Fig. 2.6) peut être en effet interprétée de deux façons différentes : sous la forme d'une rainure débouchante ou sous la forme d'une poche.

Rainure débouchante

Tout d'abord, nous nous intéressons au premier cas évoqué, celui d'une rainure débouchante. Pour établir la comparaison avec le cas unidimensionnel, considérons une section longitudinale suivant la direction de l'écoulement x, pour z = L/2, tel qu'il est illustré dans la figure 3.4, pour B = L = 20 mm.

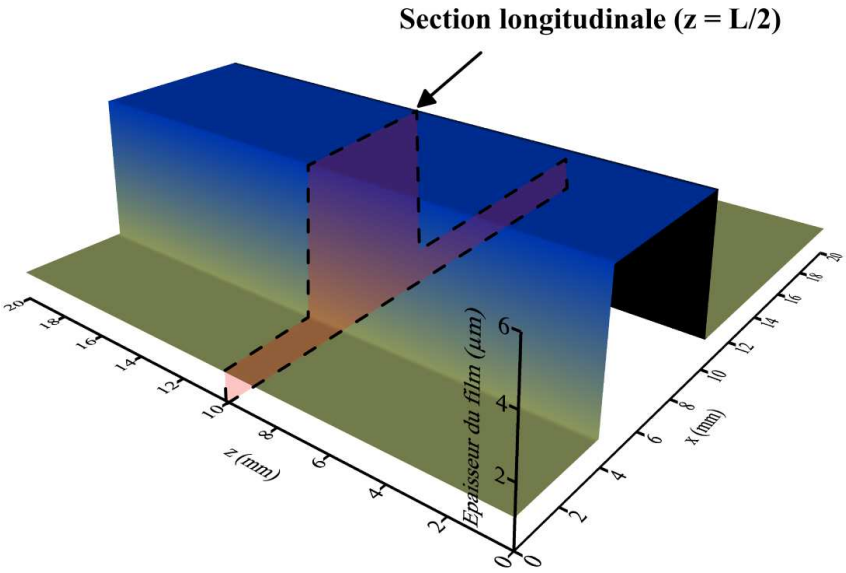

Figure 3.4. Géométrie de la rainure débouchante
et localisation de la section longitudinale, pour L = B = 20 mm.

La figure 3.5 présente la distribution de pression à travers la section longitudinale, pour une longueur constante B = 20 mm et différentes largeurs du patin. Dans tous les cas, quelle que soit la largeur L du patin, la section est située à z = L / 2, alors que la pression extérieure

est mise au même niveau que la pression ambiante ($p_{ext} = p_0$). Pour une largeur faible (L = 1 mm), la pression générée dans le patin est fortement influencée par la pression extérieure et l'effet de portance hydrodynamique devient très faible. De plus, la zone de cavitation qui est habituellement retrouvée à l'entrée de la rainure est réduite de manière significative. L'élargissement du patin (L = 100 mm) entraîne un affaiblissement de l'influence de la pression extérieure et les frontières de la zone de rupture (dans la direction x) coïncident avec celles observées dans le cas 1-D. De même, la pression maximale diminue avec l'augmentation de la largeur du patin. Ainsi, l'aspect global de la distribution de pression devient quasi-identique à la solution unidimensionnelle pour une largeur L = 300 mm. Bien évidemment, dans cette situation, la largeur du patin L dépasse la longueur B par un facteur multiplicateur de 15, ce qui conduit à une contradiction des termes qui désignent les dimensions du patin.

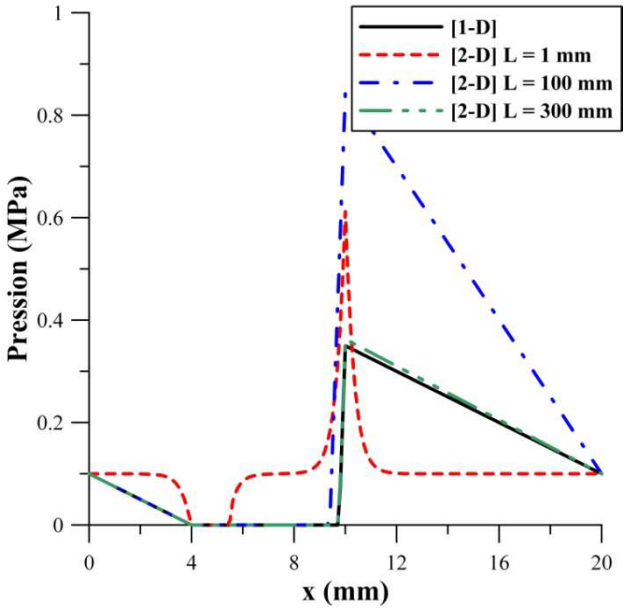

Figure 3.5. Distribution de pression dans la section longitudinale (z = L / 2), pour différentes largeurs L du patin.

Poche

Considérons maintenant le deuxième cas mentionné, celui de la poche. Cette approche nécessite, dès le départ, l'énoncé d'une hypothèse qui concerne la géométrie dans la direction z. Dans une perspective de simplification, la poche est placée symétriquement au milieu du patin (selon la direction z), alors que sa largeur est égale à sa longueur (b = 6 mm). De manière analogue, une section longitudinale est définie pour z = L/2. La configuration géométrique et l'emplacement de la section sont illustrés (pour L = B = 20 mm) dans la figure 3.6.

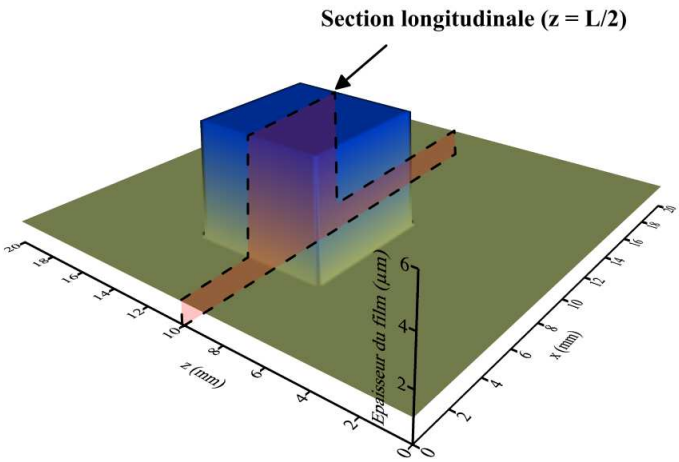

Figure 3.6. Géométrie de la poche et localisation de la section longitudinale, pour L = B = 20 mm.

La figure 3.7 expose la distribution de pression à travers le patin, pour différentes valeurs de la largeur L. La longueur B du patin et les dimensions de la poche ont été maintenues à des valeurs constantes dans tous les cas analysés. Premièrement, la figure montre que l'élargissement du patin n'a aucune influence sur la pression à travers la section longitudinale. Cet effet est expliqué par la présence des parois latérales de la poche (dans la direction z), qui permettent de limiter l'influence de la pression extérieure. En ce qui concerne les frontières de la zone de cavitation, la comparaison avec le cas unidimensionnel révèle une bonne concordance des résultats. De même, l'aspect global de la distribution de pression est très similaire à celui observé dans le cas 1-D. En revanche, la pression maximale présente une valeur légèrement supérieure. Contrairement au cas de la rainure débouchante, cette valeur ne diminue pas avec l'augmentation de la largeur du patin.

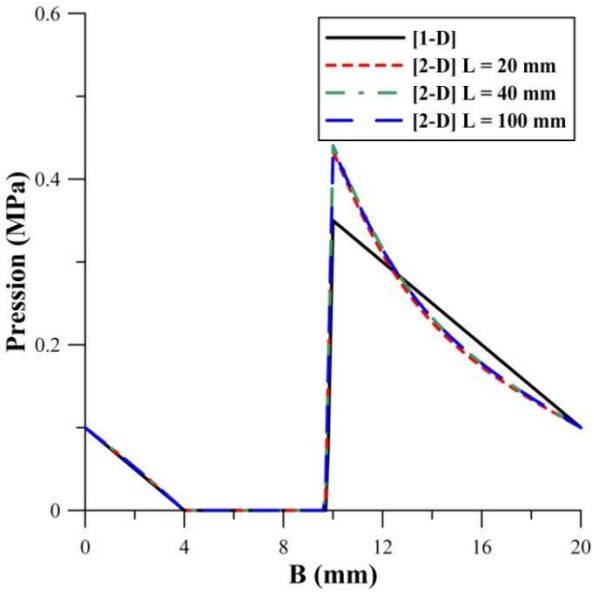

Figure 3.7. Distribution de pression dans la section longitudinale (z = L / 2), pour différentes largeurs L du patin.

Les analyses présentées ci-dessus ont montré que par rapport à l'espace bidimensionnel, la modélisation 1-D des textures pourrait être justifiée aussi bien pour des rainures débouchantes que pour des poches. Dans le cas des rainures, les résultats du modèle 2-D (à travers la section longitudinale) convergent vers les résultats 1-D avec l'élargissement du patin et coïncident pour un rapport L / B supérieur à 15. Dans le cas des poches, les résultats sont relativement proches même pour un rapport L / B faible, mais ne convergent pas avec l'augmentation de la largeur du patin.

Pour souligner la différence des effets induits par la rainure débouchante et par la poche dans l'espace bidimensionnel, la figure 3.8 révèle les champs de pression générés[8] à travers les géométries présentées respectivement dans les figures 3.4 et 3.6 (L = B = 20 mm). Il devient ainsi plus évident qu'une modification de la largeur du patin induit des effets plus importants dans le cas de la rainure, où la pression du lubrifiant est plus facilement influencée par le milieu ambiant et donc par le niveau de la pression extérieure p_{ext}.

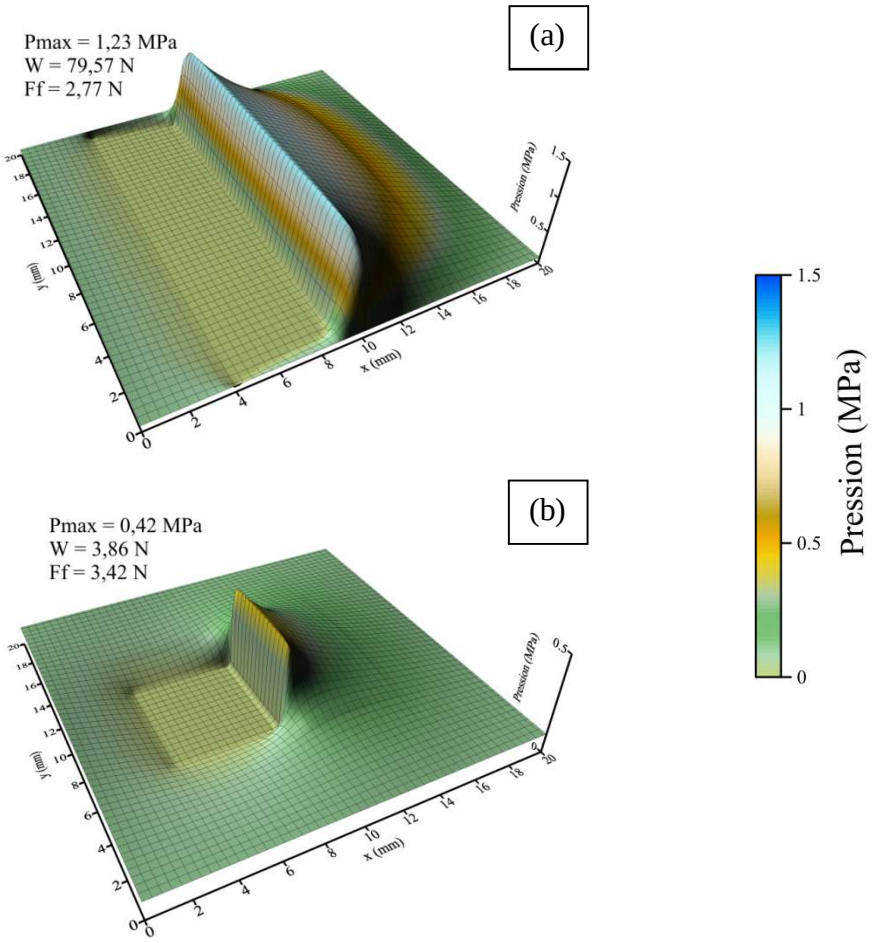

Figure 3.8. Distribution de pression dans le patin (L = B = 20 mm) contenant (a) une rainure débouchante et (b) une poche.

[8] Dans ce troisième chapitre, le maillage présenté dans les graphiques 2-D a été réduit par rapport au maillage réel (200 x 200) pour améliorer le niveau de clarté des images.

3.3 Analyse du cas stationnaire

Pour l'analyse bidimensionnelle des textures nous suivrons une procédure similaire à celle appliquée dans le chapitre précédent et nous commencerons donc par l'étude du cas stationnaire. Nous nous intéressons ainsi au comportement en régime de lubrification hydrodynamique d'un patin à faces parallèles, tel qu'il est illustré dans la figure 3.9. Les deux plaques sont immobiles dans la direction y (U_{12} = U_{22} = 0) et dans la direction z (U_{13} = U_{23} = 0), alors qu'une vitesse de glissement U = U_{11} + U_{21} est définie pour décrire le mouvement relatif entre les deux surfaces dans la direction x de l'écoulement. Pour certifier le régime stationnaire, nous supposerons aussi que le profil de surface de la plaque inférieure est négligeable. Par conséquent, l'épaisseur du film h(x, z) dépendra uniquement de la géométrie de la surface supérieure.

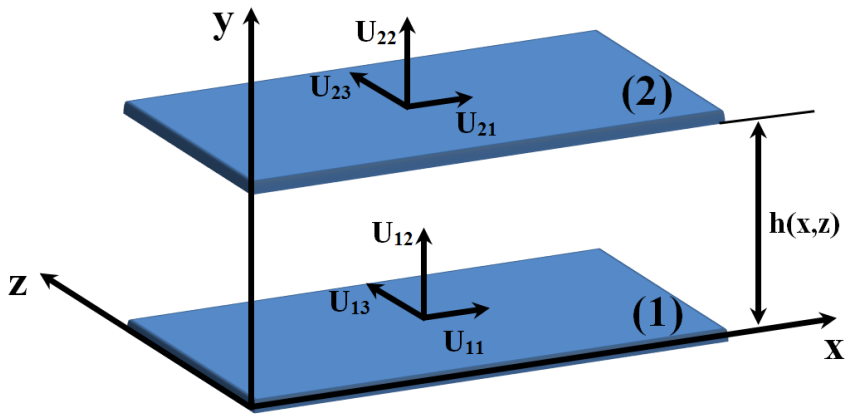

Figure 3.9. Schéma du problème stationnaire dans le cas bidimensionnel.

Dans ce cas, l'équation de Reynolds modifiée (3.1) permettant de calculer le champ de pression généré dans le film fluide qui sépare les deux plaques se réduit à :

$$\left\{\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{h^3}{12\mu}\frac{\partial D}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{h^3}{12\mu}\frac{\partial D}{\partial z}\right)\right\}F=\frac{U}{2}\frac{\partial h}{\partial x}+\left\{\frac{U}{2}\frac{\partial D}{\partial x}\right\}(1-F) \tag{3.8}$$

3.3.1 Paramétrage géométrique

L'étude des surfaces texturées dans le domaine d'étude bidimensionnel devient bien évidemment plus complexe, puisque l'introduction d'une deuxième dimension conduit pratiquement à une multiplication par un facteur deux le nombre des paramètres permettant de décrire la géométrie des textures. Pour assurer la continuité de nos analyses et pour faciliter la comparaison avec les résultats présentés précédemment, la procédure de paramétrage employée à travers cette étude bidimensionnelle sera basée sur des hypothèses similaires à celles évoquées dans le deuxième chapitre. En conséquence, la symétrie géométrique et la décomposition des textures en cellules élémentaires seront encore les éléments essentiels de

cette étape de paramétrage. La figure 3.10 expose les paramètres géométriques permettant de décrire la cellule élémentaire dans l'espace 2-D. La poche est placée au centre de la cellule suivant les directions x et z, ce qui permet d'assurer la condition de symétrie.

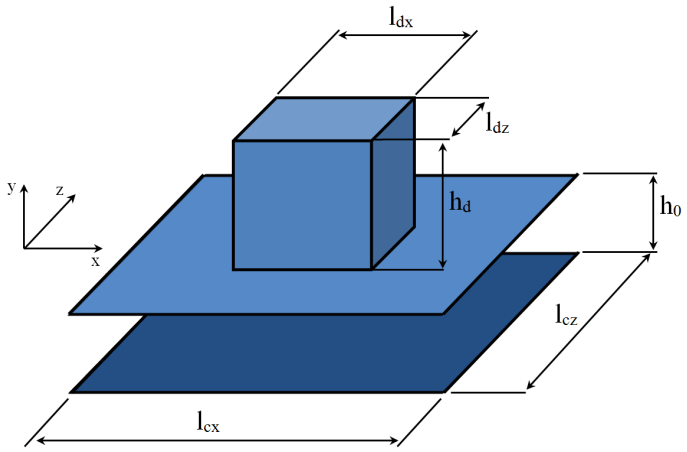

Figure 3.10. Géométrie de la cellule élémentaire dans l'espace bidimensionnel.

Afin de caractériser la géométrie globale de la texture, considérons d'abord un patin à faces parallèles dont la longueur B est de 20 mm et la largeur L de 12 mm. Pour faciliter l'application de la texture, la surface supérieure du patin est divisée, de manière similaire à un échiquier, en 60 éléments surfaciques de forme carrée (Fig. 3.11). La texture est obtenue par une distribution symétrique (selon z) des cellules sur la surface du patin, à partir d'un point de coordonnées x = 0 et z = 6 mm. Le nombre total de cellules N appliquées sur la surface du patin est obtenu par une multiplication des paramètres N_x et N_z, qui représentent le nombre de cellules correspondant respectivement aux directions x et z. A titre d'exemple, la figure 3.11 présente une texture composée par un nombre total de cellules N égal à 20 (pour N_x = 5 et N_z = 4).

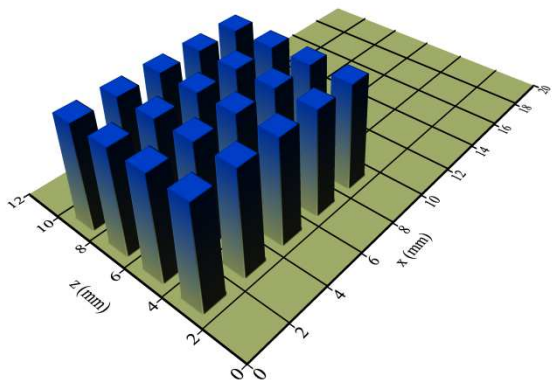

Figure 3.11. Géométrie d'une texture contenant 20 poches et répartition des cellules élémentaires sur la surface supérieure du patin.

Comme dans le cas 1-D, nous considérerons qu'aucune charge extérieure n'est appliquée au patin et l'épaisseur minimale du film h_0 est établie à 1 µm. Les conditions de fonctionnement et la liste complète des paramètres géométriques permettant la caractérisation exacte du patin sont exposées dans le Tableau 3.3. Dans la suite de l'étude bidimensionnelle, nous utiliserons ce cas spécifique comme base de comparaison dans l'analyse de divers paramètres géométriques des textures.

Tableau 3.3. Géométrie et conditions de fonctionnement du patin texturé.

Caractéristiques générales du patin				
Longueur	B		20 mm	
Largeur	L		12 mm	
Epaisseur minimale du film	h_0		1 µm	
Vitesse	U		1 m/s	
Viscosité dynamique	μ		0,01 Pa.s	
Pression ambiante	p_0		0,1 MPa	
Pression extérieure	p_{ext}		0,1 MPa	
Pression de cavitation	p_{cav}		0 MPa	
Caractéristiques de la texture				
	Direction x		**Direction z**	
Longueur cellules	l_{cx}	2 mm	l_{cz}	2 mm
Longueur poches	l_{dx}	1 mm	l_{dz}	1 mm
Nombre de cellules	N_x	5	N_z	4
Densité	ρ_{tx}	50%	ρ_{tz}	50%
Symétrie cellules	–	Oui	–	Oui
Caractéristiques globales de la texture				
Forme	–		parallélépipédique	
Profondeur	h_d		5 µm	
Densité totale	ρ_t		25%	
Taux de texturation	α		30%	
Nombre total de cellules	N		20	

3.3.2 Géométrie des textures

Taux de texturation et positionnement des cellules

Dans le domaine bidimensionnel, le taux de texturation α (exprimé en pourcentage) est calculé comme étant le rapport entre la surface occupée par l'ensemble de cellules N de la texture et la surface totale du contact B x L :

$$\alpha = \frac{(l_{cx} \cdot l_{cz}) \cdot N}{B \cdot L} \cdot 100 \tag{3.9}$$

Il faut souligner qu'une analyse de l'influence du taux de texturation implique aussi un choix au niveau du positionnement des cellules dans le contact. Par exemple, pour les conditions données, un taux de texturation α = 20% peut être obtenu uniquement pour N = 12, mais en même temps, les 12 cellules peuvent être distribuées dans le contact d'une manière très diversifiée (la condition N = 12 peut être assurée par plusieurs valeurs de N_x et de N_z).

Pour déterminer quel est le type de distribution le plus efficace, trois types de textures ont été analysés. Les trois configurations contiennent 12 cellules chacune et présentent donc un même taux de texturation α = 20%. En revanche, les cellules sont positionnées différemment selon les directions x et z, tel qu'il est illustré dans la figure 3.12.

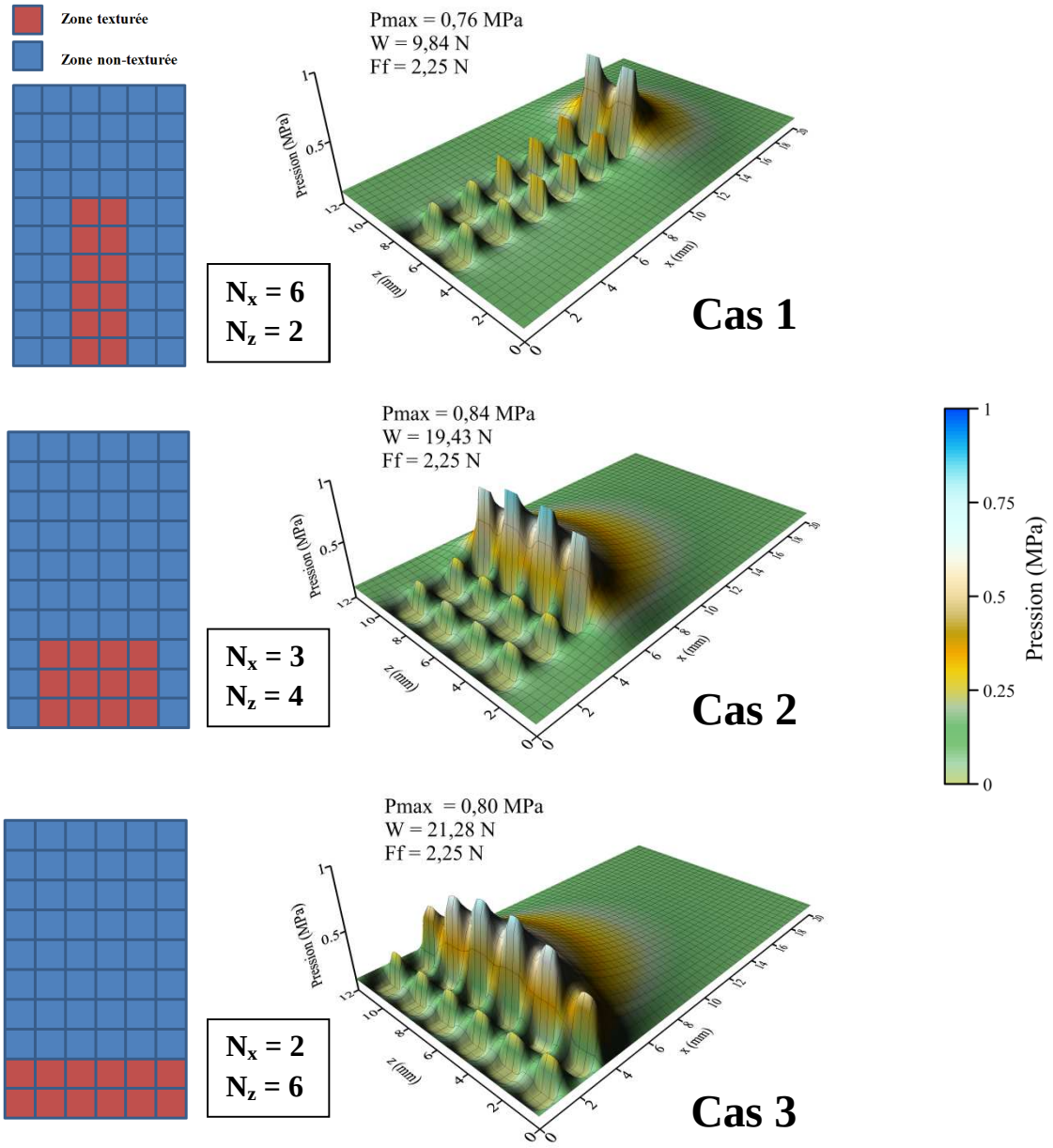

Figure 3.12. Influence du positionnement des cellules sur la distribution de pression, pour un taux de texturation α = 20%.

Les résultats présentés dans la figure 3.12 montrent qu'une distribution des cellules dans la direction z (sur la largeur du patin), est plus avantageuse pour la capacité de charge W. Par rapport à une distribution selon la longueur (Cas 1), le positionnement d'un nombre supérieur de cellules à l'entrée du contact (Cas 2 et 3) permet d'augmenter le niveau de la pression maximale et d'obtenir ainsi un champ de pression plus étendu. En outre, les résultats montrent également que les trois configurations produisent quasiment le même niveau de frottement. Ce résultat est expliqué par la dominance de la composante de l'écoulement de Couette dans le calcul de la force de frottement F_f. Comme il est montré dans le Tableau 3.4, le terme de Poiseuille qui lie le frottement au gradient de pression représente moins de 1% de la force totale et sa contribution devient donc négligeable. D'autre part, comme le nombre de cellules est le même dans tous les cas analysés (N = 12), les valeurs de la composante de l'écoulement de Couette restent quasiment constantes, quel que soit le positionnement des poches.

Tableau 3.4. Valeurs des composantes de la force de frottement (Couette et Poiseuille) dans les trois configurations géométriques présentées dans la figure 3.12.

	Cas 1	**Cas 2**	**Cas 3**
Composante Couette [N]	2,26	2,26	2,26
Composante Poiseuille [N]	1,03E-02	1,27E-02	1,41E-02
Force de frottement [N]	2,25	2,25	2,25

Pour déterminer si les effets observés ci-dessus se produisent pour d'autres configurations similaires, nous nous intéressons en particulier aux paramètres N_x et N_z qui désignent le nombre respectif de cellules dans les directions x et z. Ainsi, dans le cas de référence, nous procédons à une augmentation de N_x de 1 à 10, pour trois valeurs différentes de N_z. La répartition des cellules sur la surface du patin est réalisée de manière symétrique (similaire à celle exposée dans la figure 3.12). La figure 3.13 présente l'évolution de la capacité de charge et de la force de frottement en fonction des paramètres N_x et N_z. Nous rappelons que le nombre total de cellules N est obtenu par la multiplication de N_x avec N_z. De manière directe, l'augmentation de N entraîne une augmentation du taux de texturation α. Une variation de α entre 10% et 100% est obtenue pour $N_z = 6$ et une augmentation de N_x de 1 à 10.

Pour la capacité de charge, la figure 3.13 (a) révèle plusieurs effets. Premièrement, il est montré que l'augmentation du nombre de cellules dans la direction x produit des effets similaires à ceux observés dans le cas unidimensionnel. Ainsi, quel que soit le nombre de cellules N_z, une croissance initiale de N_x entraîne une amélioration de l'effet de portance. En même temps, des valeurs élevées de N_x conduisent à une baisse de la charge et pour $N_x = 10$, l'effet de portance devient nul, quel que soit N_z. Deuxièmement, les courbes montrent qu'en ce qui concerne la texturation dans la direction z, l'augmentation du nombre de cellules N_z produit une amélioration dans tous les cas analysés. Encore une fois, ces résultats mettent en évidence les avantages obtenus par le positionnement des cellules sur la largeur du patin.

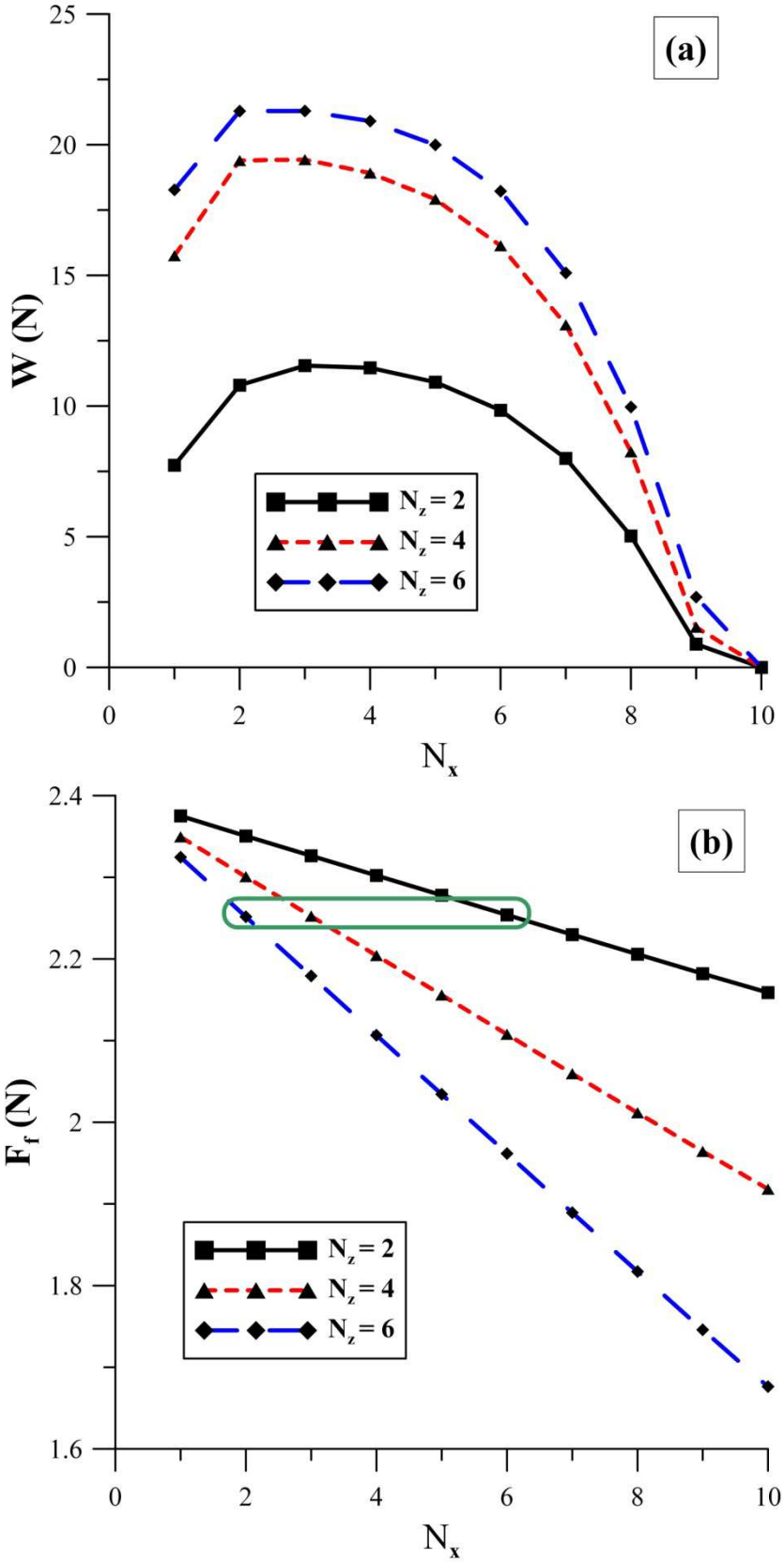

Figure 3.13. Influence du nombre des cellules dans les directions x et z (a) sur la capacité de charge W et (b) sur la force de frottement F_f.

Par rapport à la force de frottement générée dans le patin, la figure 3.13 (b) révèle également un effet observé précédemment. Ainsi, lorsque le nombre total de cellules $N = N_x \cdot N_z$ coïncide à plusieurs configurations géométriques, la force de frottement présente quasiment la même valeur, quels que soient N_x et N_z. Il faut mentionner que lorsqu'une condition de charge serait imposée, cet effet ne pourrait pas apparaître, puisque l'épaisseur minimale du film h_0 serait différente dans chaque cas.

Taille des cellules

La taille des cellules est incontestablement une caractéristique essentielle des surfaces texturées. Une modification des paramètres l_{cx} et l_{cz} (les dimensions des cellules dans les directions x et z) permet d'étendre ou de limiter le nombre de cellules nécessaire pour obtenir un certain taux de texturation. Dans les analyses antérieures, la taille des cellules ($l_{cx} = l_{cz} = 2$ mm) a permis la division de la surface totale du patin B x L en 60 éléments surfaciques. Ainsi, le nombre total de cellules a été également limité à une valeur maximale $N_{max} = 60$. En conservant le principe des cellules carrées ($l_{cx} = l_{cz}$) et symétriques (poches au centre des cellules), nous nous intéressons ensuite à d'autres valeurs pour l_{cx} et l_{cz} .

La figure 3.14 expose la distribution de pression correspondante à trois configurations géométriques différentes, qui présentent un même taux de texturation $\alpha = 20\%$. La première configuration (Cas 1) correspond au cas de référence ($l_{cx} = l_{cz} = 2$ mm) et donc le taux de texturation de 20% est obtenu par l'application de N = 12 cellules. La deuxième géométrie (Cas 2) est obtenue par une réduction de moitié de la taille des cellules, tel que $l_{cx} = l_{cz} = 1$ mm. Cette modification permet la division de la surface totale du patin en 240 éléments surfaciques. Dans ce cas, 48 poches sont nécessaires pour atteindre $\alpha = 20\%$. La troisième géométrie consiste en une taille plus importante des cellules ($l_{cx} = l_{cz} = 4$ mm). Ainsi, trois poches sont suffisantes pour obtenir un taux de texturation de 20%.

La figure 3.14 révèle que la diminution de la taille des cellules (Cas 2) entraîne une amélioration de l'effet de portance hydrodynamique. Cet effet est obtenu par une augmentation de la pression maximale et par une réduction de l'étendue des zones affectées par le phénomène de cavitation. Lorsque les cellules (et implicitement les poches) sont plus grandes (Cas 3), un effet inverse est observé, c'est-à-dire une diminution de la pression et une amplification de la cavitation. La modification de la taille des cellules implique automatiquement le changement de la distance qui sépare les poches et les frontières extérieures du patin. Cette distance est diminuée dans le cas des cellules de petite taille (Cas 2), ce qui conduit à un gradient de pression plus important et donc à une amélioration de l'effet de portance.

En ce qui concerne la force de frottement, les résultats montrent que la taille des cellules a une influence négligeable. Comme nous l'avons montré antérieurement, pour les conditions données, la composante de Couette devient dominante dans le calcul de la force de frottement. Ainsi, comme les trois configurations présentent une même épaisseur du film (dû au fait que le taux de texturation est identique pour les trois textures), la force de frottement reste quasiment inchangée dans tous les cas analysés.

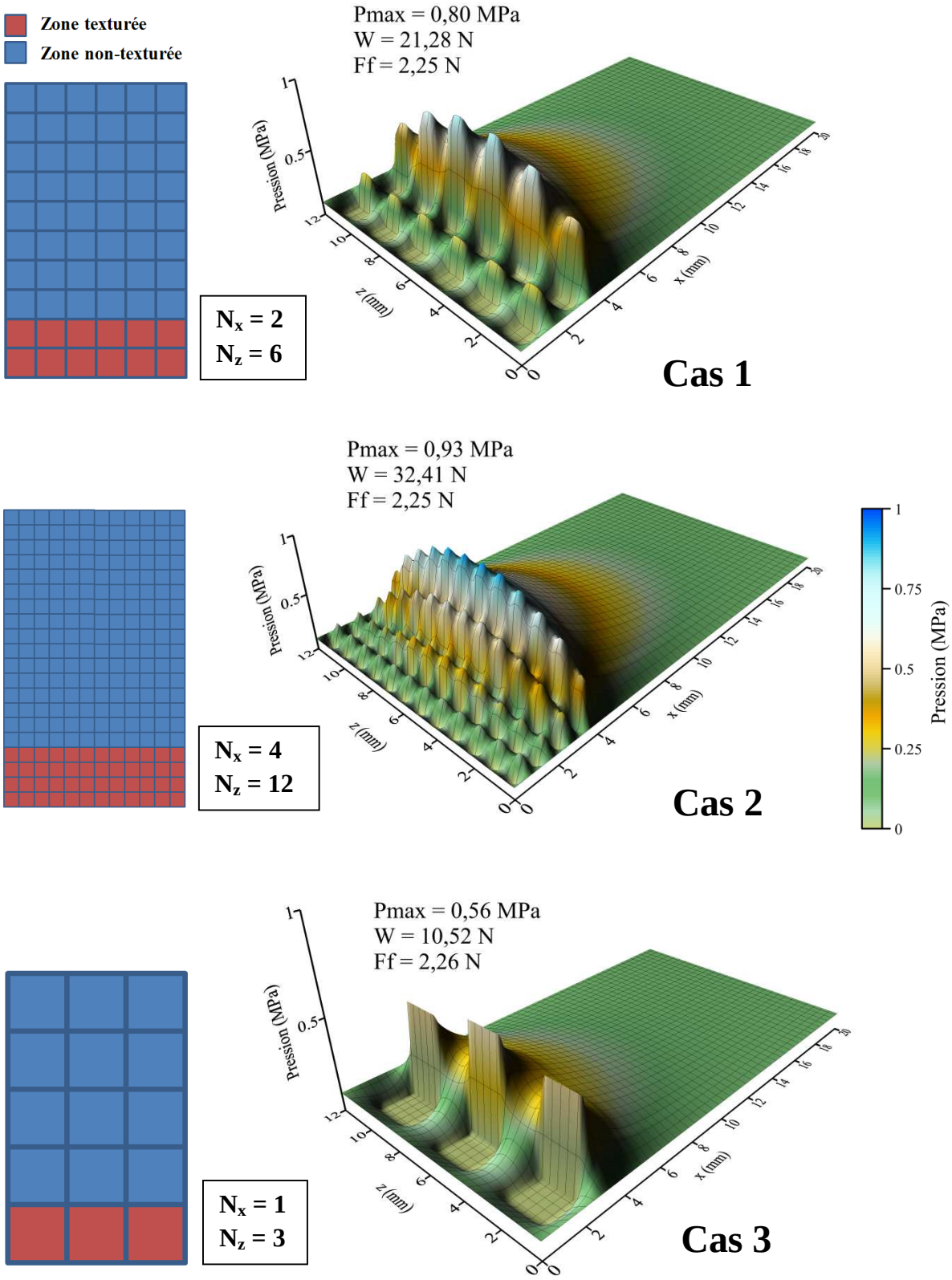

Figure 3.14. Influence de la taille des cellules sur la distribution de pression, pour un taux de texturation α = 20%.

Densité

Dans le cas d'une texture homogène (contenant des cellules identiques), la densité (totale) ρ_t peut être calculée comme le rapport entre la surface de la poche ($S_p = l_{dx} \cdot l_{dz}$) et la surface de la cellule ($S_c = l_{cx} \cdot l_{cz}$). La modification de la densité ρ_t peut être réalisée par la variation des dimensions de la poche (ou de la cellule) dans les deux directions x et z. Par conséquent, la densité totale des textures (en pourcentage) peut être décomposée selon x et z, tel que :

$$\rho_t = \rho_{tx} \cdot \rho_{tz} = \left(\frac{l_{dx}}{l_{cx}} \cdot 100\right) \cdot \left(\frac{l_{dz}}{l_{cz}} \cdot 100\right) \tag{3.10}$$

Dans le contexte d'un espace bidimensionnel, l'analyse des paramètres ρ_{tx} et ρ_{tz} permettra une meilleure compréhension de l'influence de la densité sur les effets induits par la texturation des surfaces.

Dans un premier temps, nous nous intéressons à l'influence de la densité dans le cas des textures composées par des cellules symétriques, telles que présentées dans le cas de référence. Pour augmenter la densité des textures, tout en maintenant la symétrie géométrique, la condition $\rho_{tx} = \rho_{tz}$ doit être satisfaite, quelle que soit la densité totale ρ_t.

La figure 3.15 présente la distribution de pression et les niveaux de charge et de frottement correspondants à la géométrie de référence, pour trois valeurs différentes de la densité ρ_t. Dans le premier cas présenté (le cas de référence), la densité totale $\rho_t = 25\%$ est obtenue par l'application d'une densité de 50% aussi bien dans la direction x que dans la direction z. Les cas 2 et 3 présentent respectivement une densité totale de 50% et de 75%.

Les résultats obtenus dans les trois cas mettent en évidence une tendance similaire à celle observé dans le cas unidimensionnel. Ainsi, l'augmentation de la densité conduit à une croissance de la pression maximale à la sortie du patin, ce qui entraîne une amplification du champ de pression et donc une amélioration de l'effet de portance. Des performances supérieures sont enregistrées également en ce qui concerne la force de frottement, qui diminue d'environ 10% dans le deuxième cas et de 20% dans le troisième.

Pour identifier l'influence des composantes directionnelles de la densité, ρ_{tx} et ρ_{tz}, la figure 3.16 expose deux configurations particulières. Le quatrième cas présente des rainures disposées de manière transversale sur la surface du patin. La géométrie est obtenue par une augmentation, à partir du cas de référence, de la densité de la texture dans la direction z, telle que $\rho_{tz} = 100\%$. La densité totale augmente aussi jusqu'à 50%, ce qui correspond au deuxième cas illustré dans la figure 3.15. La comparaison de ces deux géométries spécifiques (Cas 2 et Cas 4) met en évidence une baisse de la capacité de charge. Ainsi, malgré le fait d'avoir une même densité totale, les rainures entraînent une chute de la pression maximale et donc une diminution de la capacité de charge. Autrement, comme le taux de texturation est quasiment le même dans les deux cas, la force de frottement reste à un niveau similaire.

Le cinquième cas (Fig. 3.16) expose des rainures longitudinales, obtenues par l'application d'une densité de 100% dans la direction x. Les résultats correspondants à ce cas montrent les bénéfices obtenus grâce à l'augmentation de la densité dans la direction x

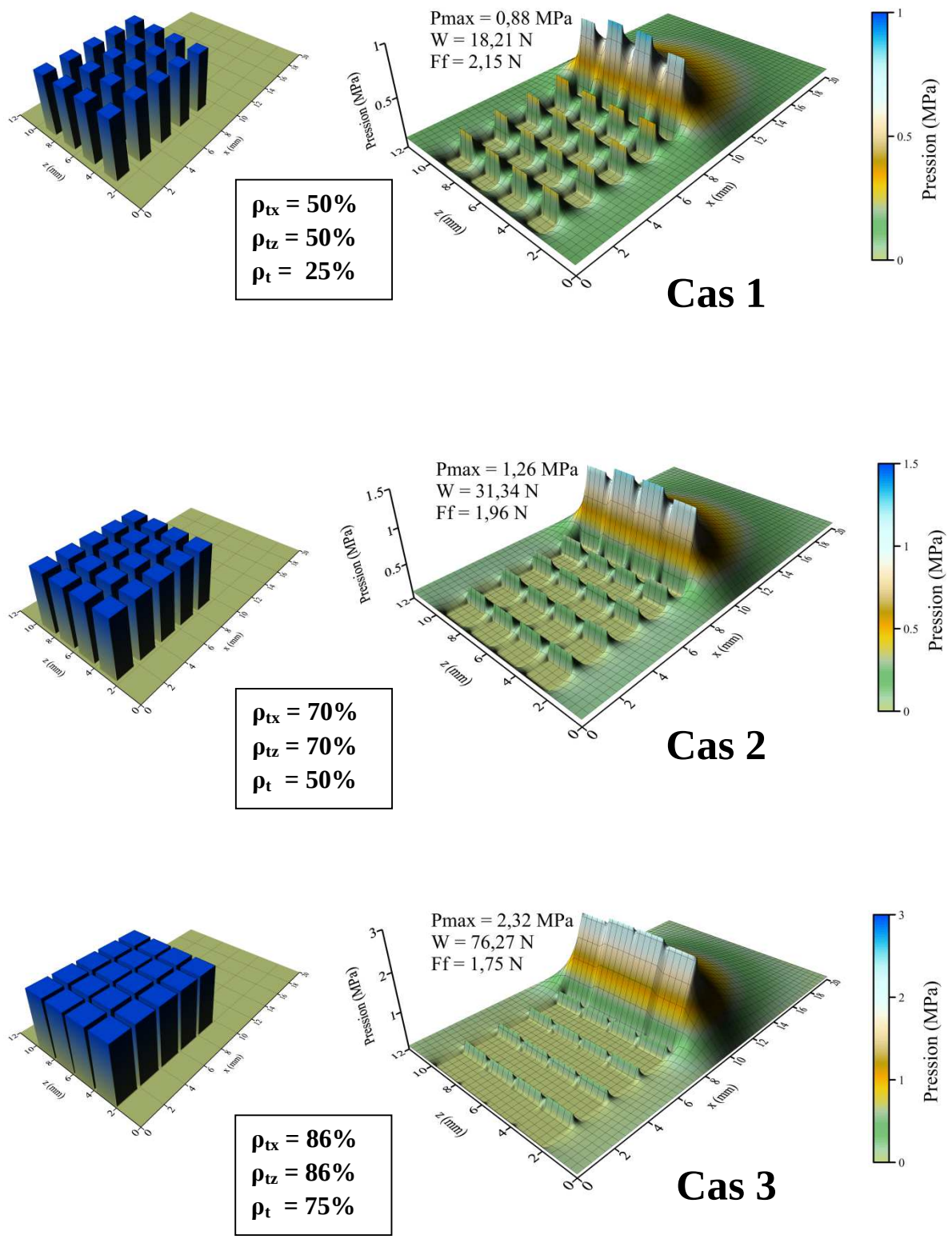

Figure 3.15. Influence de la densité des textures, pour des cellules symétriques ($\rho_{tx} = \rho_{tz}$).

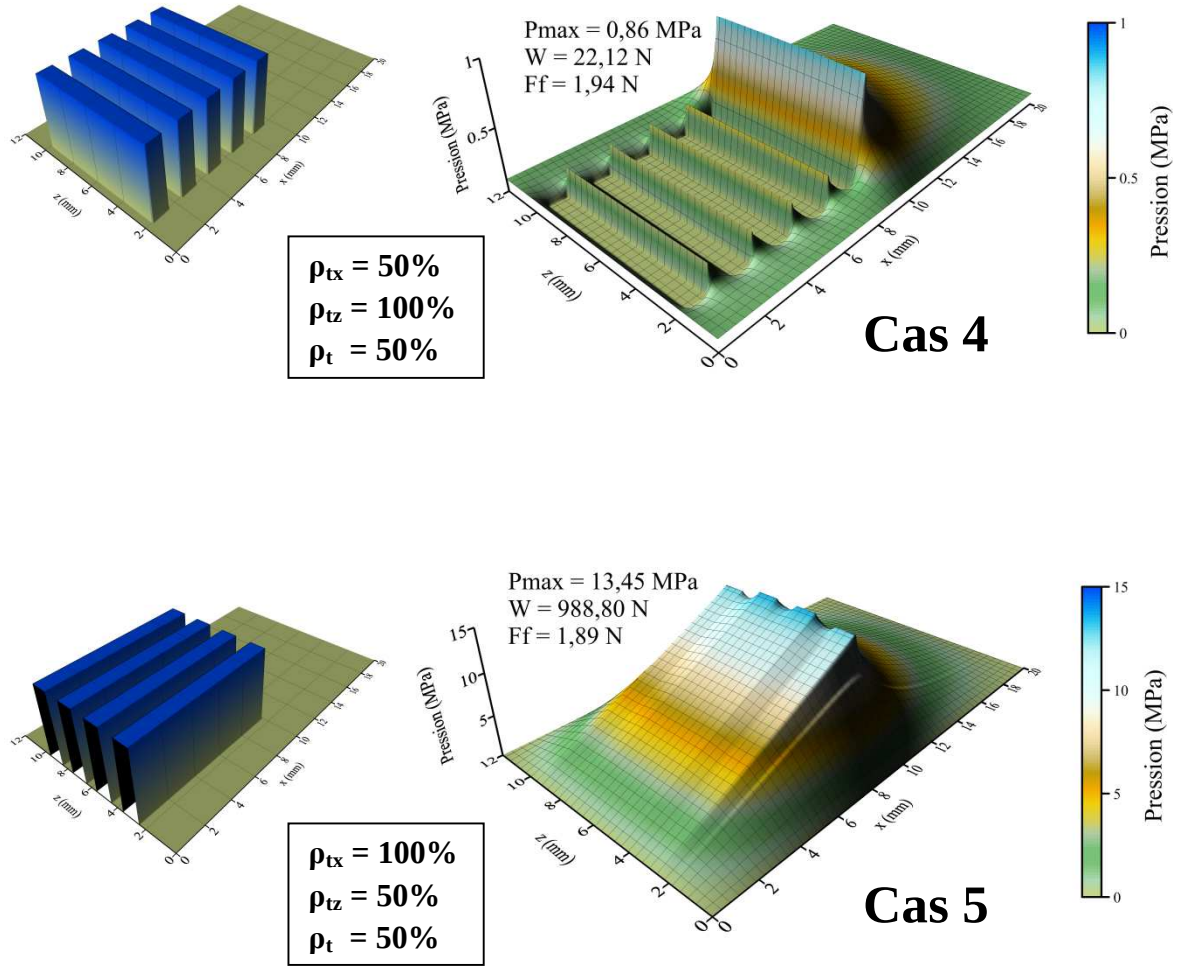

Figure 3.16. Influence de la densité des textures, pour des cellules asymétriques ($\rho_{tx} \neq \rho_{tz}$).

de l'écoulement x. Pour ρ_{tx} = 100% et ρ_{tz} = 50%, la densité totale est égale à celle obtenue dans les cas 2 et 4. Cependant, les différences en termes de capacité de charge et force de frottement sont évidentes. Comme nous l'avons déjà évoqué dans le deuxième chapitre, une densité de 100% (dans la direction de l'écoulement) conduit à une géométrie de type patin échelon, qui produit des performances largement supérieures à celles fournies par les textures.

Les résultats présentés ci-dessus suggéreraient que les rainures longitudinales sont plus efficaces que les rainures transversales. Il faut mentionner que ce n'est pas le cas lorsque les rainures sont débouchantes. Dans cette situation, les rainures longitudinales ne permettent de générer aucun effet de portance, puisqu'elles ne fournissent aucune résistance à l'écoulement du lubrifiant dans la direction x (le gradient d'épaisseur dh/dx serait nul sur l'intégralité du domaine). En contrepartie, les rainures transversales ne poseraient pas ce problème particulier.

Profondeur

Pour analyser l'influence de la profondeur h_d des textures, nous suivrons une procédure similaire à celle présentée dans le cas unidimensionnel. Ainsi, pour un taux de texturation allant de 10 à 100%, nous évaluerons trois valeurs différentes de la profondeur, qui seront systématiquement appliquées dans le cas de référence. Parmi les différentes configurations qui permettent une variation de α entre 10 et 100%, nous choisissons la configuration la plus efficace qui consiste dans le positionnement d'un nombre maximal de cellules dans la direction z du patin (N_x = 1:10, N_z = 6). Finalement, pour faciliter la comparaison avec les résultats de l'étude 1-D, nous analyserons les mêmes valeurs de h_d : 2,5, 5 et 7,5 µm.

La figure 3.17 (a) présente l'évolution de la capacité de charge W en fonction du taux de texturation α. Les courbes traduisent des variations similaires à celles observées dans le chapitre précèdent, puisque l'influence de la profondeur sur l'effet de portance diminue, d'une manière similaire, avec l'augmentation de α. Le graphique montre également que les poches superficielles sont plus efficaces que les poches profondes, même pour α = 60%. Lorsque le taux de texturation devient très important, les différences en terme de capacité de charge deviennent négligeables. Une faible amélioration produite par les poches plus profondes peut être observée uniquement pour α = 90%.

Pour la force de frottement générée dans le patin, nous distinguons dans la figure 3.17 (b) une évolution assez prévisible. Ainsi, l'augmentation de la profondeur et du taux de texturation entraînent simultanément une diminution linéaire de celle-ci.

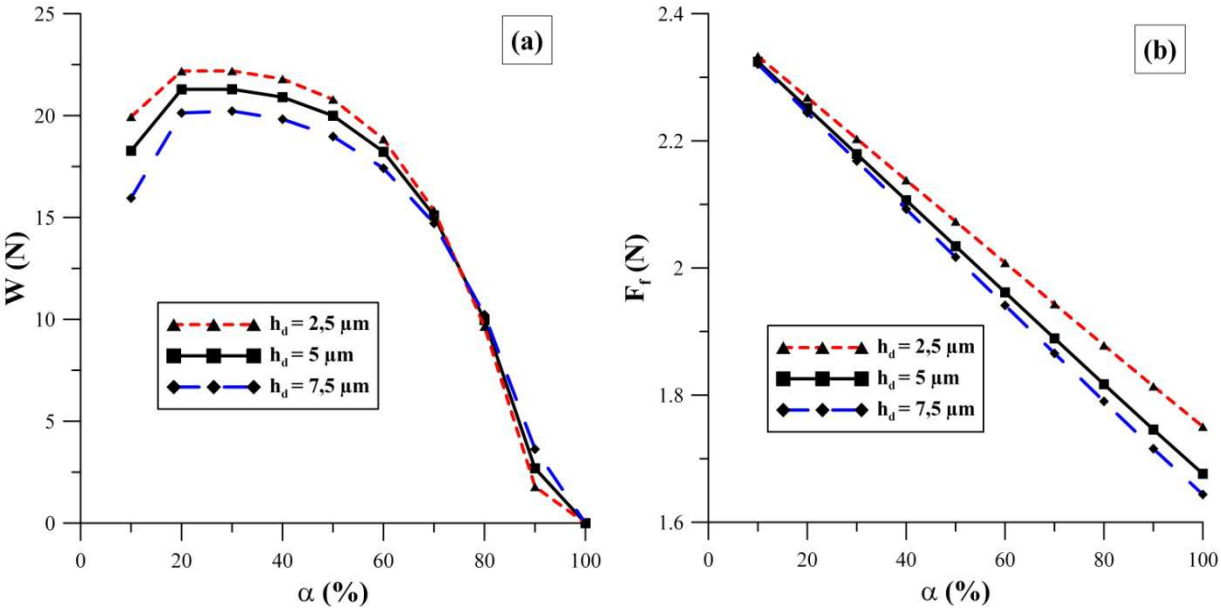

Figure 3.17. Influence de la profondeur des textures (a) sur la capacité de charge W et (b) sur la force de frottement, pour α de 10 à 100% (N_x = 1:10 et N_z = 6).

Positionnement de la zone texturée

Pour étudier l'influence de la position de la zone texturée sur la surface fixe du patin, six géométries distinctes seront analysées (Fig. 3.18). Les configurations sont obtenues par un déplacement de la texture (définie préalablement dans le cas de référence) dans différentes zones du patin, sans changer aucune autre caractéristique géométrique. Parmi les six positions considérées, les trois premières respectent la condition de symétrie par rapport à l'axe médian (selon z), ce qui permet d'assurer une distribution uniforme de la pression sur la surface du patin. L'influence d'un décentrement des textures par rapport à l'axe z sera étudiée à travers les trois dernières positions proposées.

Les résultats illustrés dans la figure 3.19 montrent premièrement que le déplacement de la texture vers la sortie du patin conduit à une perte de l'effet de portance hydrodynamique. Cette tendance peut être également observée lorsque la texture est décentrée. En ce qui concerne la force de frottement, il s'avère encore une fois que lorsque le taux de texturation et la densité des textures restent inchangés, les variations sont très faibles.

La comparaison des résultats produits par les configurations 1 et 4 montre que si les textures sont placées à l'entrée du patin, le décentrement conduit à une baisse de la capacité de charge. Ce n'est pas le cas lorsque la texture est positionnée au centre du patin (Positions 2 et

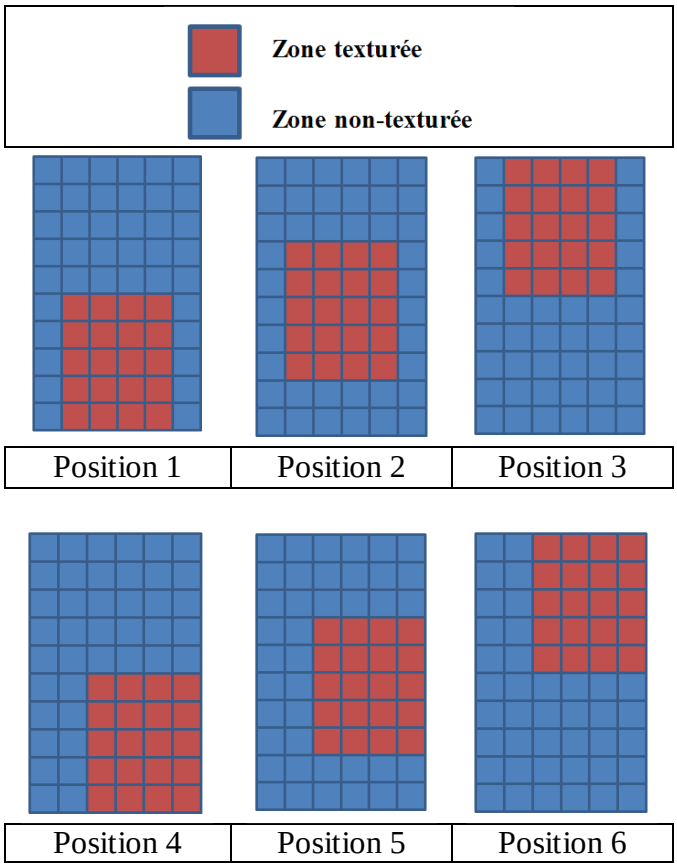

Figure 3.18. Différentes positions de la texture (cas de référence) sur la surface supérieure du patin.

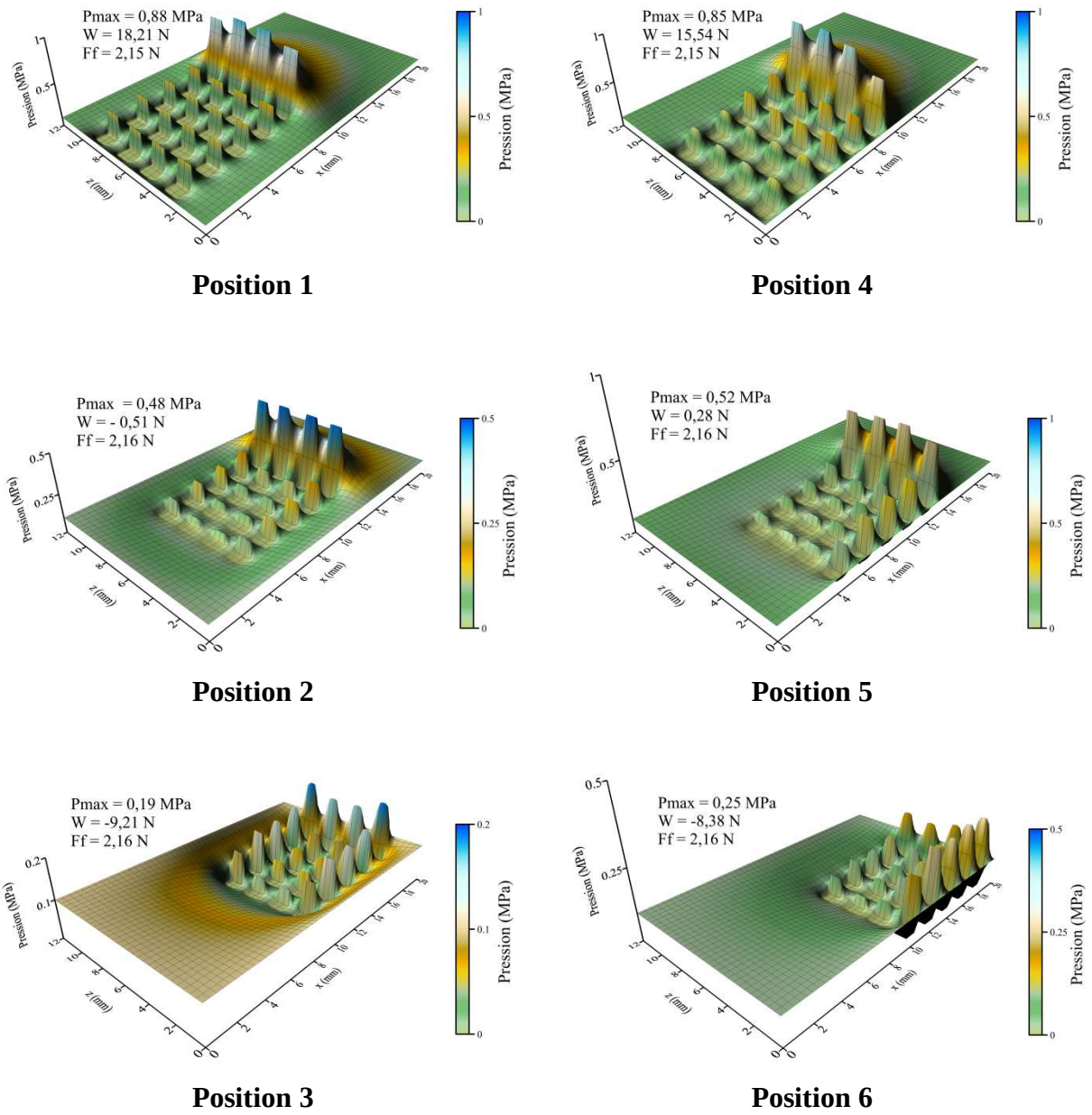

Figure 3.19. Distribution de pression en fonction de la position de la texture sur la surface fixe du patin.

5), puisque dans ces configurations, le décentrement de la texture entraîne une légère croissance de la pression maximale et de la capacité de charge.

Lorsque nous comparons ces résultats avec ceux qui ont été obtenus dans l'étude du positionnement des cellules, il devient plus évident que pour obtenir des performances optimales en terme de capacité de charge, les cellules qui composent les textures doivent être idéalement placées à l'entrée du patin. De plus, une distribution des cellules dans la direction z et vers les frontières latérales du domaine (x = 0 et x = L) permet d'amplifier l'effet de portance hydrodynamique.

Taux de convergence

Les résultats présentés dans le chapitre précédent ont indiqué que la texturation d'un patin incliné conduit généralement à une baisse de la capacité de charge et en même temps, à une diminution de la force de frottement. Pour vérifier la validité de ces conclusions dans l'espace bidimensionnel, nous nous intéressons, de manière similaire, à l'évolution de ces paramètres (capacité de charge et force de frottement) en fonction du taux de convergence K (toujours calculé à partir de l'équation (2.25)). Ainsi, une comparaison systématique est réalisée entre les performances fournies par un patin incliné parfaitement lisse (sans texture) et un patin qui présente la texture décrite dans le cas de référence (Tableau 3.3). Comme dans le chapitre précédent, la variation de K est obtenue par une modification de l'épaisseur du film h_1 à l'entrée du patin (x = 0), alors que la valeur de h_0 (à x = B) est maintenue constante à 1 µm.

Pour la capacité de charge, la figure 3.20 (a) expose une diminution causée par la texturation, notamment dans le cas d'un taux de convergence K supérieur à 0,5. En même temps, il faut souligner que les écarts entre les résultats sont très faibles par rapport à ceux observés dans l'étude unidimensionnelle.

En ce qui concerne le frottement (Fig. 3.20 (b)), les résultats sont en parfaite concordance avec les analyses 1-D. Ainsi, la force de frottement est diminuée à travers la texturation, quel que soit le taux de convergence K.

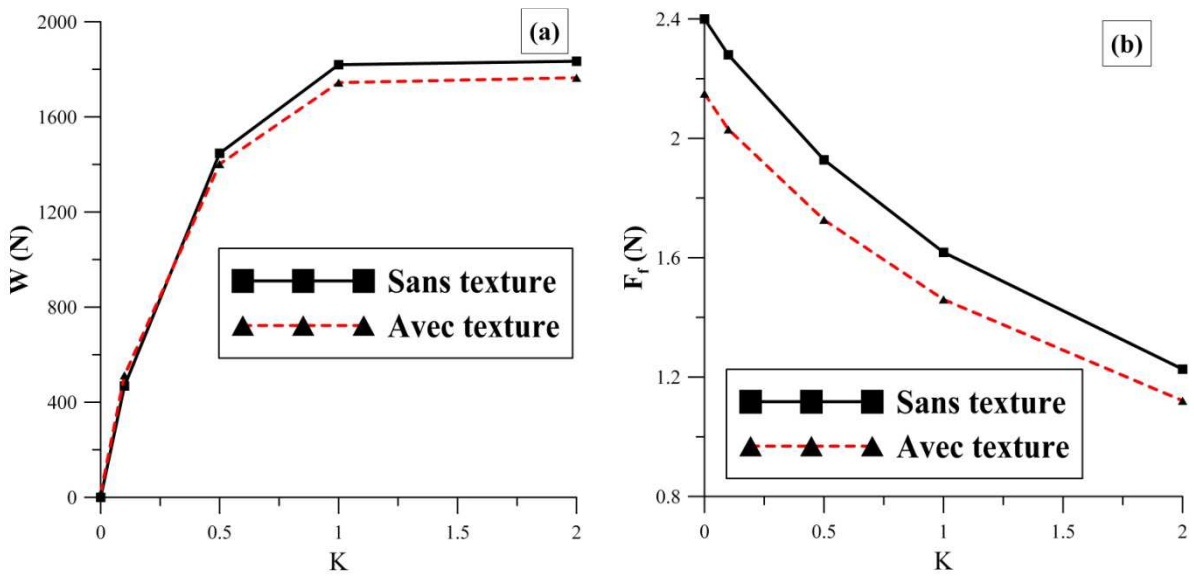

Figure 3.20. Influence de la texturation (a) sur la capacité de charge W et (b) sur la force de frottement F_f, pour un taux de convergence K de 0 à 2.

Epaisseur minimale du film

De manière analogue au chapitre précèdent, nous incluons l'analyse de l'épaisseur minimale du film h_0 dans l'étude de la géométrie des textures, même si ce paramètre est plutôt lié aux conditions de fonctionnement. Dans l'étude 1-D, l'augmentation de h_0 a révélé un effet particulièrement inhabituel par rapport à l'effet de portance généré dans le contact. Ainsi, les résultats ont montré que pour une même configuration géométrique de la texture, deux valeurs différentes de h_0 pouvaient conduire à une valeur équivalente de la capacité de charge. Il s'avère que dans l'espace bidimensionnel, cet effet est fortement dépendant de l'influence de la pression extérieure p_{ext} et donc son apparition varie avec la largeur du patin L. Pour le démontrer, nous analysons le cas élémentaire d'une poche, dont la géométrie a été déjà présentée dans la figure 3.6. Nous rappelons que la poche est placée de façon symétrique selon l'axe z, alors que sa largeur est égale à sa longueur (b = 6 mm).

La figure 3.21 présente l'évolution de la charge W en fonction de l'épaisseur minimale du film h_0 (varié entre 1 et 20 µm par un pas Δh = 1µm), pour différentes valeurs de la largeur L du patin. Les courbes montrent que pour L = 12 mm, l'augmentation de h_0 conduit à une diminution quasi-linéaire de la charge. Un élargissement du patin à 40 mm ou bien 60 mm conduit naturellement à une amélioration globale de l'effet de portance hydrodynamique. En même temps, l'effet ambivalent de h_0 (croissance et diminution de la charge) devient de plus en plus évident. Il est aussi intéressant de noter qu'une augmentation supplémentaire de la largeur à 80 ou 120 mm conduit à une baisse globale de W, quelle que soit l'épaisseur h_0. Cette baisse est néanmoins limitée à un niveau quasi-équivalent qui coïncide à la largeur L = 40 mm.

Les résultats présentés dans la figure 3.21 confirment que dans l'espace bidimensionnel, l'effet produit par la pression extérieure est très important. En effet, l'élargissement du patin permet de limiter l'influence de la pression extérieure sur la pression générée dans la poche.

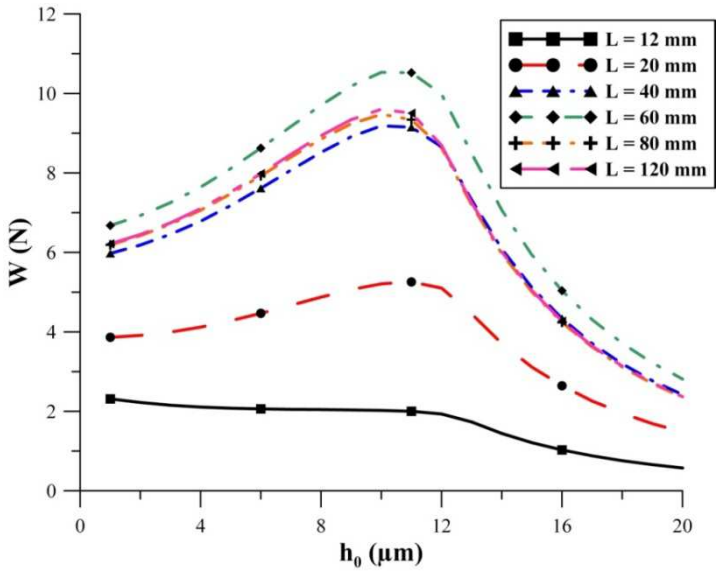

Figure 3.21. Influence de l'épaisseur minimale du film h_0 sur la capacité de charge W, pour différentes valeurs de la largeur du patin L.

Les résultats suggèrent que cette influence présente également un caractère ambivalent par rapport à l'effet de portance. Ainsi, une augmentation initiale de la largeur entraîne une croissance de la charge, alors que pour un patin très large, l'effet de portance diminue.

3.3.3 Influence des conditions de fonctionnement

Pression de cavitation, pression ambiante et pression extérieure

Dans l'espace unidimensionnel, l'analyse de la pression de cavitation p_{cav} et de la pression ambiante p_0 a montré que l'écart entre ces deux valeurs est essentiel par rapport à la capacité des textures à générer un effet de portance hydrodynamique. Dans le domaine 2-D, comme nous l'avons déjà observé à plusieurs occasions à travers cette étude, l'influence de la pression extérieure p_{ext} est également importante. Pour vérifier si les tendances observées dans le cas 1-D se transposent dans le domaine bidimensionnel, une analyse du paramètre ψ (défini comme l'écart entre p_0 et p_{cav}) est nécessaire. Comme précédemment, ψ sera soumis à une variation allant de 0 à 0,1 MPa, pour le cas de référence (Tableau 3.3). Les différentes valeurs de ψ sont obtenues pour une variation de la pression de cavitation p_{cav} entre 0 et 0,1 MPa, alors que la pression ambiante et la pression extérieure sont maintenues à un niveau constant ($p_0 = p_{ext} = 0{,}1$ MPa).

La figure 3.22 présente l'évolution de la pression à travers une section longitudinale[9] (z = 7 mm) dans le cas de référence, pour trois valeurs différentes de ψ. Les résultats sont très similaires à ceux observés dans l'étude 1-D, ce qui confirme les conclusions émises à travers chapitre précèdent.

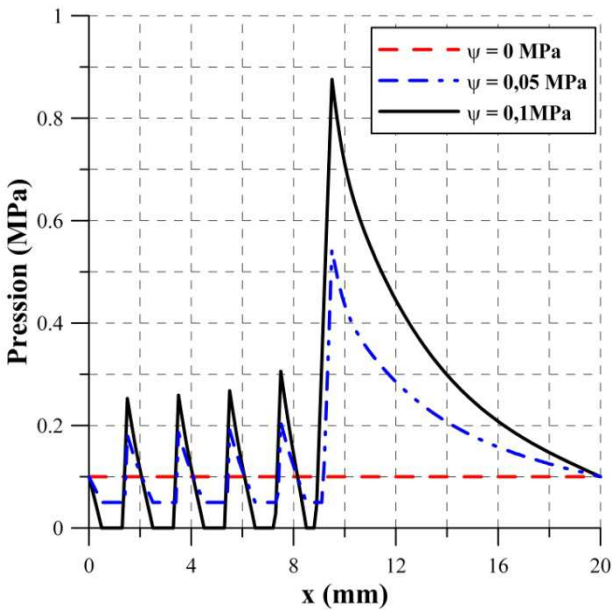

Figure 3.22. Distribution de pression en fonction de ψ à travers une section longitudinale (z = 7 mm), dans le cas de référence.

[9] La section a été décentrée (z = 7 mm) par rapport à la largeur du patin pour permettre la visualisation de la distribution de pression à travers les poches ; pour z = 6 mm, l'épaisseur du film est constante selon x.

Vitesse et viscosité

Pour analyser l'influence de la vitesse U et de la viscosité μ, nous utiliserons le même paramètre global S, défini antérieurement comme le produit de ces deux variables. La figure 3.23 présente la distribution de pression en fonction de S à travers une même section longitudinale (z = 7 mm), dans le cas de référence. Les résultats confirment encore une fois les tendances observés dans le cas unidimensionnel.

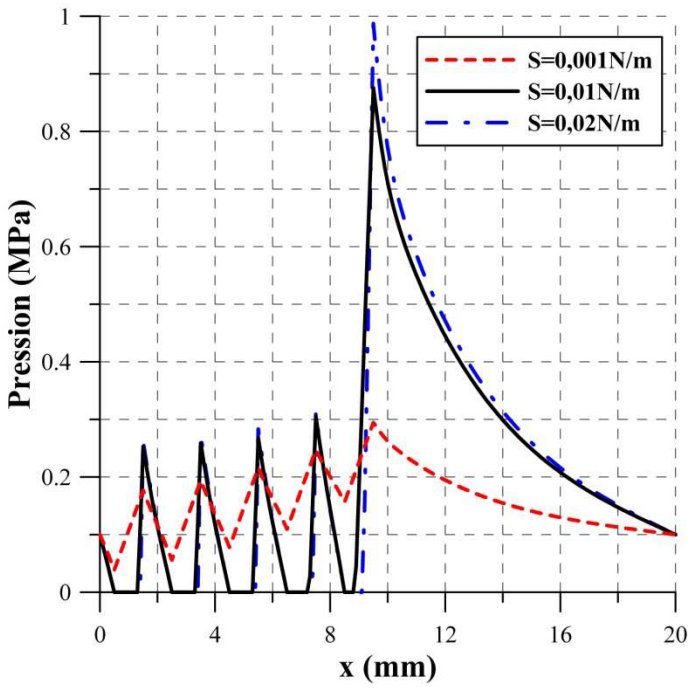

Figure 3.23. Distribution de pression en fonction de S à travers une section longitudinale (z = 7 mm), dans le cas de référence.

3.3.4 Conclusions

L'extension de l'étude stationnaire des surfaces texturées au domaine bidimensionnel nous a permis d'atteindre deux objectifs. D'une part, nous avons pu certifier la pertinence des conclusions émises dans le chapitre précédent, puisque la comparaison des résultats (lorsqu'elle est possible) confirme les tendances générales évoqués dans l'étude 1-D. D'autre part, les analyses présentées dans ce troisième chapitre nous ont permis d'étudier des caractéristiques géométriques qui sont strictement liées à la deuxième dimension du domaine et qui, par conséquent, n'ont pas une équivalence dans l'espace unidimensionnel. Nous présentons ci-dessous les conclusions les plus significatives qui ont pu être relevées à partir de l'étude du cas stationnaire :

- une texturation intégrale du contact dans la direction z (transversale à la direction de l'écoulement) entraîne une amélioration de l'effet de portance hydrodynamique ; en revanche, la texturation dans la direction x (de l'écoulement) entraîne des effets

similaires à ceux observés dans le cas 1-D, c'est-à-dire une variation non-linéaire de la capacité de charge ;

- pour un même taux de texturation, le positionnement des cellules dans la zone d'entrée du contact permet d'augmenter la capacité de charge ; en terme de frottement, le positionnement des cellules a montré une influence minimale ;
- une réduction de la taille des cellules entraîne une croissance de la capacité de charge ; aucun effet de la taille des cellules n'a été observé sur la force de frottement ;
- l'augmentation de la densité des textures fournit une amélioration en termes de charge et de frottement ; ces bénéfices sont principalement obtenus grâce à l'augmentation de la densité dans la direction de l'écoulement ρ_{tx} ;
- les rainures (débouchantes ou non-débouchantes) sont obtenues par une augmentation de la densité des textures dans une seule direction ; dans le cas d'une texturation partielle, les rainures longitudinales sont plus efficaces que les rainures transversales ; lorsque la texturation est totale, les rainures longitudinales (débouchantes) ne permettent pas de générer un effet de portance hydrodynamique ;
- en termes de charge, les poches superficielles sont plus efficaces que les poches profondes ; en revanche, les poches plus profondes permettent une diminution plus importante de la force de frottement ;
- pour améliorer l'effet de portance hydrodynamique, la zone texturée doit être préférablement placée à l'entrée du contact (selon x) et dans une position centrée par rapport à la direction z ;
- dans un patin incliné, la texturation conduit à une légère baisse de la capacité de charge, notamment lorsque le taux de convergence est important ; en contrepartie, la texturation permet de réduire la force de frottement, quel que soit le taux de convergence ;
- pour une faible largeur du patin, une augmentation de l'épaisseur minimale du film conduit à une baisse quasi-linéaire de la capacité de charge ; une croissance de la largeur permet de mettre en évidence le caractère ambivalent de h_0 observé dans le cas 1-D ;
- dans l'espace bidimensionnel, l'influence des conditions de fonctionnement reste en concordance avec les tendances présentées dans le chapitre précédent.

L'extension du domaine d'étude à l'espace bidimensionnel a permis d'obtenir un aperçu plus réaliste sur les effets induits par la texturation des surfaces. En même temps, la complexité du modèle 2-D a conduit à une amplification de l'effort de calcul et à une réduction subséquente du nombre de cas analysés. L'imposition du principe de symétrie et l'utilisation exclusive des poches de forme parallélépipédique ont simplifié la procédure de paramétrage et nous ont permis de mener cette étude vers les cas les plus représentatifs par rapport à la problématique des surfaces texturées. Evidemment, pour aboutir à une évaluation plus exhaustive des effets induits par la texturation, ces principes doivent être abandonnés. Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, les distributions asymétriques (nid d'abeilles, arête de poisson, chevrons etc.) peuvent induire des effets physiques tout à fait

différents. En ce qui concerne la forme des poches, les résultats obtenus dans le cas unidimensionnel ont suggéré que cette caractéristique géométrique joue un rôle relativement négligeable, notamment lorsque les poches présentent un même volume et le taux de texturation devient important. Cependant, cette conclusion n'a pas été confirmée dans l'espace bidimensionnel, où l'analyse de la forme nécessiterait une extension de la gamme des paramètres globaux qui permettent de définir la géométrie des textures. La suite de notre étude portera sur les effets induits par la configuration 2-D dans un régime d'écoulement transitoire.

3.4 Analyse du cas non-stationnaire

Dans le cas 1-D, l'analyse des surfaces texturées fonctionnant dans un régime d'écoulement transitoire a montré que les phénomènes qui apparaissent sont tout à fait différents de ceux observés dans le cas stationnaire. Pour évaluer les caractéristiques de ces phénomènes dans un domaine bidimensionnel, nous nous intéressons au comportement hydrodynamique d'un patin à faces parallèles, tel qu'il est exposé dans la figure 3.24. En effet, les conditions qui décrivent le régime d'écoulement non-stationnaire sont similaires à ceux appliquées dans le cas unidimensionnel. Ainsi, nous supposerons que la surface supérieure du patin est fixe ($U_{21} = U_{22} = 0$), alors que la surface inférieure est mobile dans les directions x et y. Nous rappelons aussi une hypothèse essentielle à notre étude qui stipule que la vitesse de deux surfaces dans la direction z est nulle ($U_{13} = U_{23} = 0$).

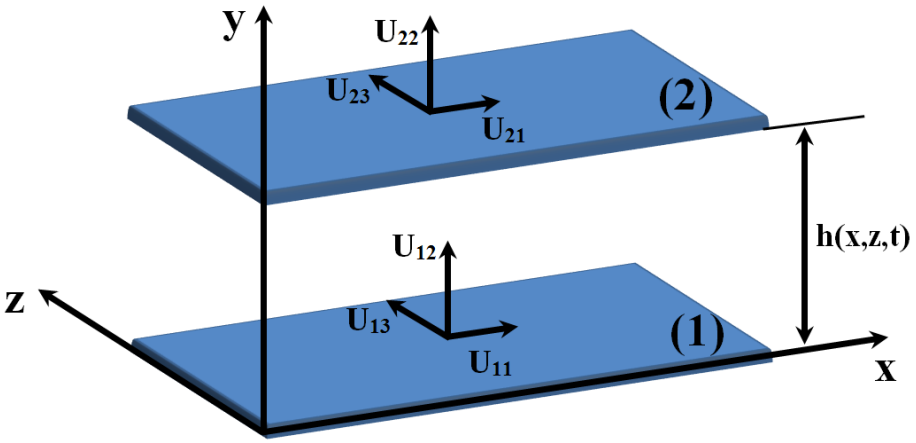

Figure 3.24. Schéma du problème non-stationnaire dans le cas bidimensionnel.

Dans ce cas, l'épaisseur du film lubrifiant h(x, z, t) qui sépare les deux surfaces est calculée à partir de l'expression suivante :

$$h(x,z,t) = h_2(x,z) - h_1(x,z,t) + h_0(t) \tag{3.11}$$

L'épaisseur du film h(x, z, t) varie donc à travers la longueur et la largeur du patin, mais aussi au cours du temps. Comme la surface supérieure est fixe, sa géométrie h_2 ne dépend que de coordonnées x et z. La surface inférieure est mobile et donc h_1 dépend aussi du temps. La variable h_0 caractérise l'épaisseur moyenne (ou bien minimale) du film qui sépare les deux surfaces à chaque pas de temps. Dans cette configuration, l'équation de Reynolds modifiée permettant de calculer la distribution de pression dans le film lubrifiant s'écrit :

$$\left\{\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{h^3}{12\mu}\frac{\partial D}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{h^3}{12\mu}\frac{\partial D}{\partial z}\right)\right\}F=\frac{U}{2}\frac{\partial h}{\partial x}+\frac{\partial h}{\partial t}+\left\{\frac{U}{2}\frac{\partial D}{\partial x}+\frac{\partial D}{\partial t}\right\}(1-F) \tag{3.12}$$

3.4.1 Paramétrage géométrique

Dans la suite de cette étude nous appliquons une procédure de paramétrage géométrique similaire à celle présentée au début de ce chapitre, ce qui nous permettra d'assurer la cohérence de nos analyses. Dans une même perspective, nous maintenons les mêmes caractéristiques générales du patin (géométrie et conditions de fonctionnement) qui ont été préalablement exposées dans le Tableau 3.3. De manière analogue, nous utiliserons la vitesse de glissement U pour définir la période T_t, qui correspond au temps nécessaire pour que chaque point de la surface inférieure revienne à sa position initiale, tel que $h_1(x, z, T_t) = h_1(x, z, 0)$. Ainsi, la période T_t est calculée comme étant le rapport entre la longueur du patin B et la vitesse U.

En ce qui concerne l'étude paramétrique des textures dans le régime d'écoulement transitoire, nous tenons à souligner que le nombre de simulations sera considérablement limité à cause de l'effort numérique, qui devient extrêmement chronophage. L'amplification du temps de calcul est principalement liée à deux éléments essentiels. Premièrement, il s'agit de l'apparition des variables temporelles, ce qui implique l'existence d'un cycle itératif qui permet la résolution du système à partir d'un critère de convergence préalablement établi. Le second élément est la condition d'équilibrage de la charge, qui nécessite également un nombre important des boucles itératives afin de déterminer l'épaisseur minimale du film h_0. De plus, le fonctionnement de ces procédures numériques augmente le temps de calcul à cause de la taille du maillage qui, dans le cas 2-D, est très importante.

3.4.2 Discrétisation des dérivées temporelles

Nous revenons au début de cette étude non-stationnaire sur le problème de la discrétisation des dérivées temporelles. Dans le chapitre précèdent, nous avons montré que dans le cas d'une poche, la présence des discontinuités dans l'épaisseur du film lubrifiant peut engendrer des perturbations numériques pour l'estimation des dérivées temporelles. Nous avons prouvé également que ces perturbations provoquent des écarts importants sur les résultats, en fonction de la méthode de discrétisation employée. Ainsi, pour assurer la pertinence de ces résultats, l'approche basée sur la discrétisation au premier ordre a été abandonnée en faveur d'une discrétisation au second ordre, qui est recommandée [151] dans le cas d'une variation rapide de la fonction à dériver.

Dans la formulation en éléments finis, les discontinuités posent moins de problèmes numériques que dans le cas d'une discrétisation par volumes finis, puisque les valeurs de l'épaisseur du film sont définies par élément. Par conséquent, l'ordre de discrétisation des dérivées temporelles n'a pas une influence significative sur les résultats. Pour le démontrer, nous analysons ci-dessous le même cas qui a été traité dans le chapitre précèdent qui consiste dans une poche placée sur la surface mobile du patin. La géométrie du patin a été définie numériquement dans le Tableau 2.7 et représentée graphiquement dans la figure 2.40. Pour certifier la comparaison avec les résultats 1-D, la condition de symétrie est convenablement appliquée, alors que la largeur du patin L est établie à 1 mm, pour pouvoir générer une charge équivalente.

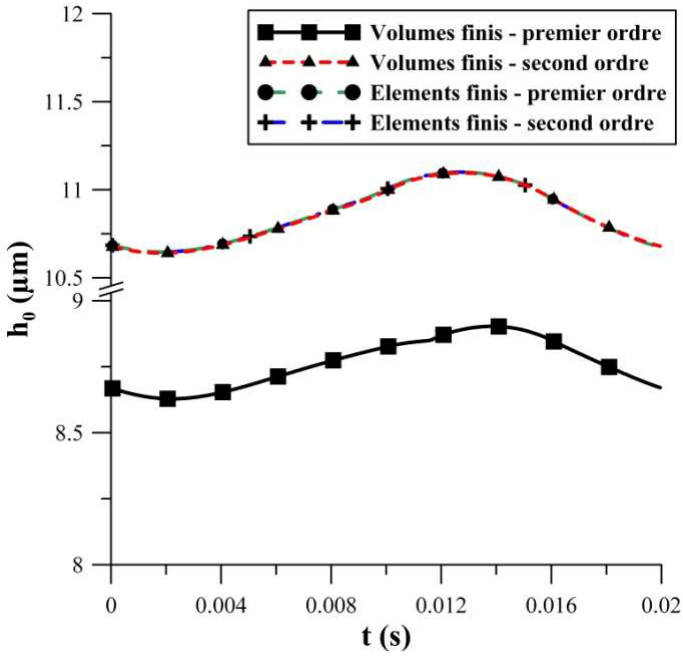

Figure 3.25. Influence de la méthode de discrétisation des dérivées temporelles sur l'épaisseur minimale du film h_0, dans le cas d'une poche (W_a = 1 N et U = 1 m/s) ; comparaison entre les formulations volumes finis et éléments finis.

La figure 3.25 présente l'évolution de l'épaisseur minimale du film h_0, obtenue à partir de différentes méthodes de discrétisation. Les résultats générés par le modèle unidimensionnel en volumes finis (pour 400 nœuds) sont comparés avec ceux obtenus avec la méthode des éléments finis (pour 400 éléments), pour une discrétisation au premier et au second ordre des dérivées temporelles. Le graphique montre d'abord que pour la formulation en éléments finis, l'ordre de discrétisation des dérivées temporelles n'a aucune influence sur les résultats. Deuxièmement, les résultats prouvent que pour la formulation en volumes finis, la discrétisation au premier ordre des dérivées temporelles n'est pas suffisante pour assurer la pertinence des résultats. En revanche, la discrétisation au second ordre permet de retrouver les mêmes résultats que ceux fournis par la méthode des éléments finis.

3.4.3 Effets transitoires dans le domaine bidimensionnel

Pour étudier les effets transitoires dans le domaine bidimensionnel, nous nous intéressons tout d'abord à une configuration géométrique simplifiée qui consiste dans une seule poche (Fig. 3.26) placée de manière symétrique (selon la direction z) sur la surface inférieure (mobile) du patin. En revanche, la surface supérieure (fixe) est considérée parfaitement lisse. Les principales caractéristiques géométriques de la configuration sont illustrées dans le Tableau 3.5.

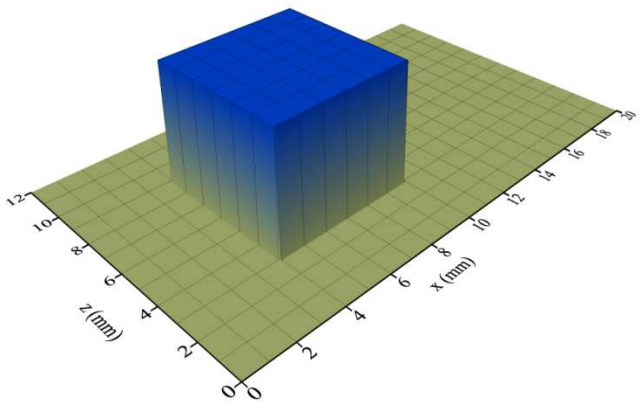

Figure 3.26. Position de la poche sur la surface mobile du patin, pour t = 0 s.

Tableau 3.5. Caractéristiques géométriques du patin.

Longueur	B	20 mm
Largeur	L	12 mm
Longueur entrée (à t=0s)	a	4 mm
Longueur poche	b_x	6 mm
Largeur poche	b_z	6 mm
Longueur sortie (à t=0s)	c	10 mm
Profondeur poche	h_d	5 µm

La figure 3.27 présente l'évolution de la distribution de pression dans le patin à travers une période T_t = 0,02 s. La vitesse de la surface inférieure U est égale à 1 m/s, tandis que la charge appliquée W_a est égale à 1 N. Globalement, les résultats confirment les tendances observées à travers l'analyse 1-D. Il devient évident que la poche permet de générer de la pression grâce notamment à l'effet d'écrasement $\partial h/\partial t$. Ainsi, la pression maximale est généralement obtenue à l'entrée de la poche, où le gradient d'épaisseur $\partial h/\partial t$ devient négatif. Il est intéressant de souligner aussi que le niveau de pression maximale reste quasiment constant pendant toute la période T_t, l'exception étant obtenue à l'instant où la poche est fractionnée (par exemple à t = 0,016 s).

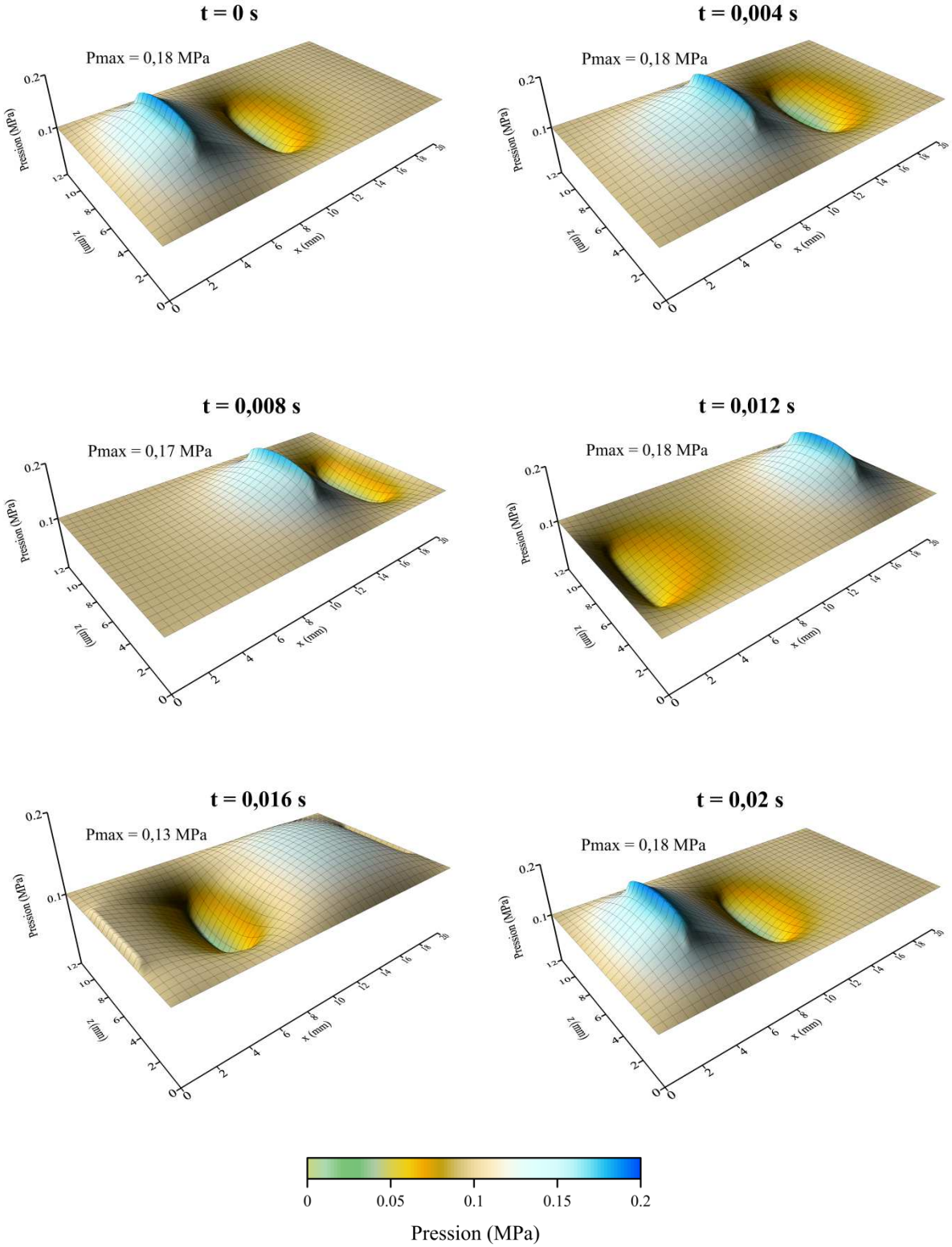

Figure 3.27. Evolution de la distribution de pression à travers une période T_t = 0,02 s (U = 1 m/s et W_a = 1 N).

La figure 3.28 présente l'évolution de l'épaisseur minimale du film h_0 dans le cas présenté ci-dessus. A titre de comparaison, nous avons rajouté deux courbes qui correspondent aux différentes positions de la poche sur les surfaces du patin. Alors que les variations ressemblent à celles obtenues dans le cas 1-D, il est intéressant d'observer que la configuration stationnaire, obtenue par le positionnement de la poche sur la surface fixe du patin, devient plus efficace. Ainsi, l'épaisseur du film h_0 obtenue dans ce cas dépasse la valeur fournie dans la configuration transitoire, où la poche est placée sur la surface mobile. Ceci indique qu'en ce qui concerne la génération de pression dans le patin, la contribution du terme $\partial h/\partial t$ (qui était dominante dans le cas 1-D) diminue dans la configuration 2-D, où la pression extérieure p_{ext} joue aussi un rôle significatif. Lorsqu'une poche est placée simultanément sur la surface mobile et sur la surface fixe du patin, la cumulation des phénomènes générés permet une augmentation importante de l'épaisseur minimale du film h_0. En effet, dans une telle configuration, la poche placée sur la surface fixe assure un niveau constant de pression pendant la période T_t, alors que la poche située sur la surface mobile permet d'obtenir, grâce à l'effet d'écrasement, une croissance supplémentaire de la pression.

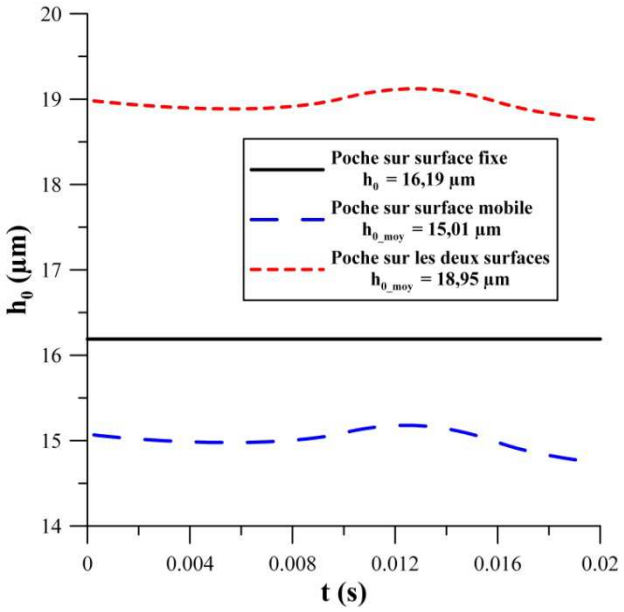

Figure 3.28. Evolution de l'épaisseur minimale du film h_0 à travers une période T_t = 0,02s (U = 1 m/s et W_a = 1 N), en fonction de la position de la poche.

Le Tableau 3.6 permet de quantifier les performances hydrodynamiques de ces trois configurations, en termes d'épaisseur du film, force de frottement et débit. Il est ainsi montré que dans les configurations à une seule poche, les paramètres hydrodynamiques restent généralement à des niveaux similaires. En revanche, lorsque le patin présente une poche sur chaque surface, l'épaisseur minimale du film h_{0_moy} enregistre une croissance importante d'environ 20%. La croissance de l'épaisseur se traduit de manière subséquente par une augmentation significative du débit $Q_{_moy}$ (20%) et une réduction de la force de frottement F_{f_moy} (15%).

Tableau 3.6 Influence de la position de la poche dans le contact sur les valeurs moyennées dans le temps de l'épaisseur minimale du film h_{0_moy}, de la force de frottement F_{f_moy} et du débit volumique $Q_{_moy}$.

	h_{0_moy} (µm)	F_{f_moy} (N)	$Q_{_moy}$ (mm^3/s)
Poche sur surface fixe	16,19	0,13	97,80
Poche sur surface mobile	15,01	0,15	96,65
Poches sur les deux surfaces	18,95	0,11	120,63

3.4.4 Géométrie des textures

D'une manière très brève, nous nous intéressons dans la suite de cette étude sur quelques éléments importants qui concernent la géométrie des textures situées sur une surface en mouvement. Pour vérifier si les effets engendrés par les différents paramètres géométriques dans le cas stationnaire se retrouvent dans un régime d'écoulement transitoire, nous analyserons des configurations similaires à celles présentées précédemment.

Considérons d'abord la texture associée au cas de référence (Fig. 3.29), dont les paramètres géométriques ont été préalablement définis dans le Tableau 3.3. Lorsque la même texture est placée sur la surface mobile du patin, le régime d'écoulement devient non-stationnaire. Pour une vitesse U égale à 1 m/s et une charge appliquée de 10 N, la figure 3.30 présente l'évolution de la distribution de pression à travers une période T_t égale à 0,02 s.

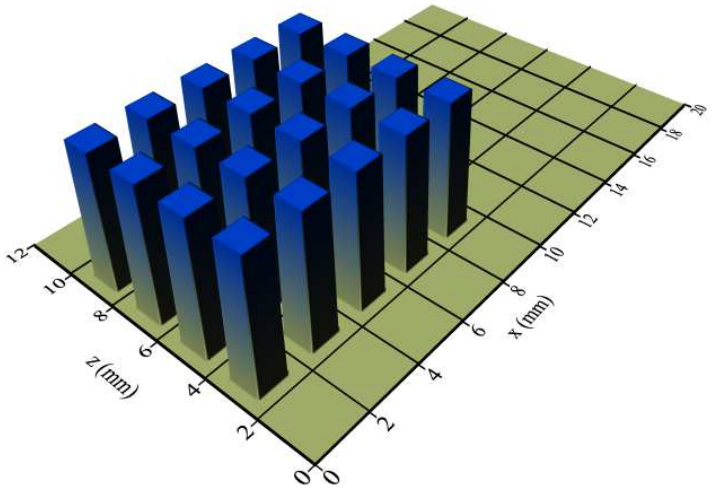

Figure 3.29. Géométrie de la texture appliquée sur la surface mobile du patin.

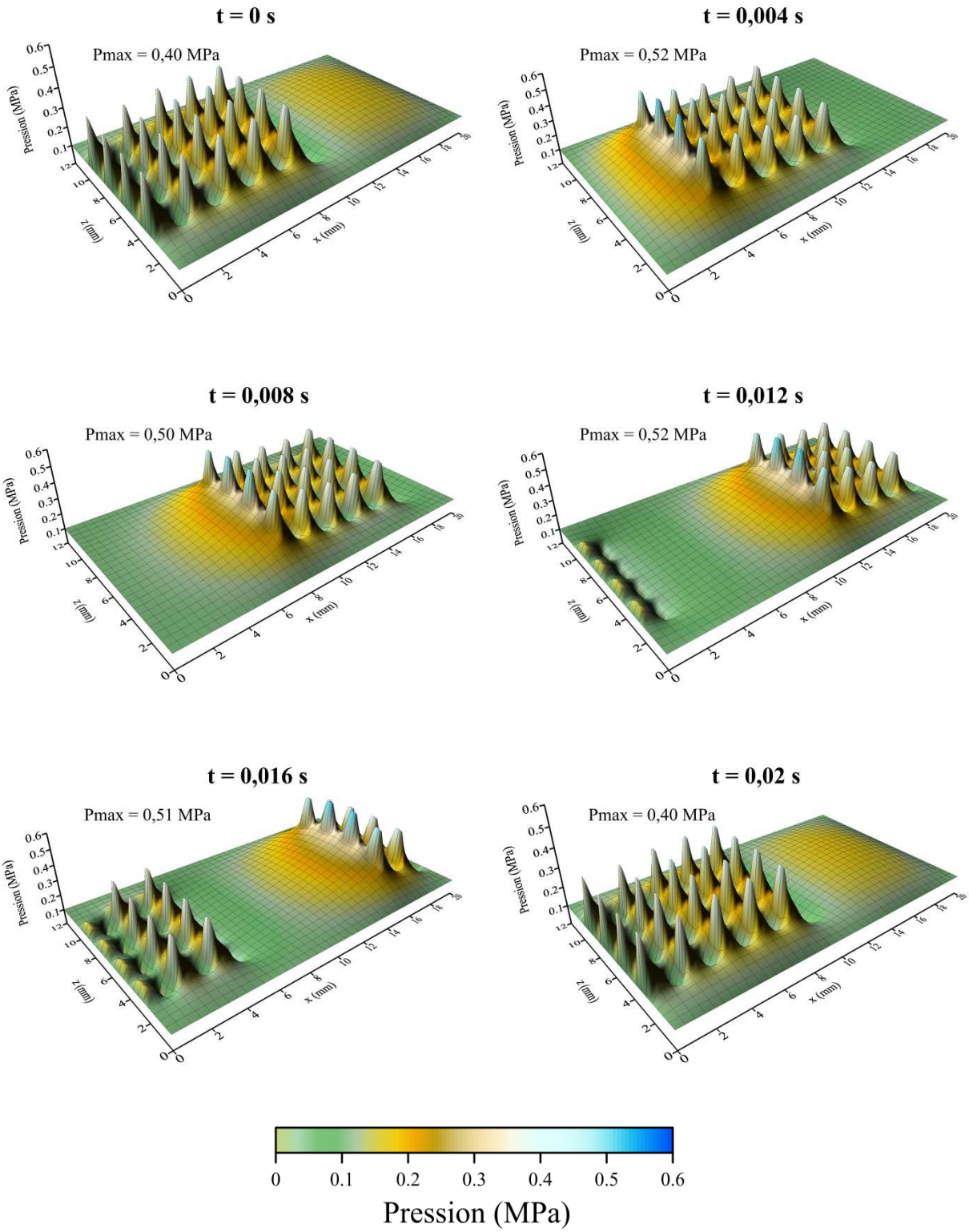

Figure 3.30. Evolution de la distribution de pression dans un patin texturé à travers une période T_t = 0,02 s (U = 1 m/s et W_a = 10 N).

La figure 3.30 montre une évolution de distribution de pression similaire à celle observée dans le cas d'une poche placée sur la surface mobile du patin. Ainsi, la pression maximale (dont la valeur reste quasiment constante) est généralement obtenue sur la première rangée de cellules. En contrepartie, dans le cas de la texture, chaque micro-poche permet d'obtenir une pression significative même dans la partie située en aval de l'écoulement, où généralement la pression est plus faible à cause d'un gradient $\partial h/\partial t$ positif. Les performances de cette géométrie du patin en termes d'épaisseur du film, de débit et de frottement seront présentées en détail à la fin du chapitre, où elles seront comparées à d'autres configurations.

Positionnement des cellules et taux de texturation

Les analyses présentées au début du chapitre ont montré que lorsque la texture est placée sur la surface fixe du patin, une distribution des cellules dans la direction z (sur la largeur du patin) permet d'améliorer l'effet de portance hydrodynamique. Pour vérifier si cette tendance se transpose aussi dans le cas transitoire, nous analyserons trois configurations géométriques, schématisées dans la figure 3.31. Nous rappelons que malgré le positionnement différent des cellules, le taux de texturation α est égal à 20% dans tous les cas. Autrement, les caractéristiques générales sont maintenues en conformité avec le Tableau 3.3 et la charge appliquée W_a est égale à 10 N.

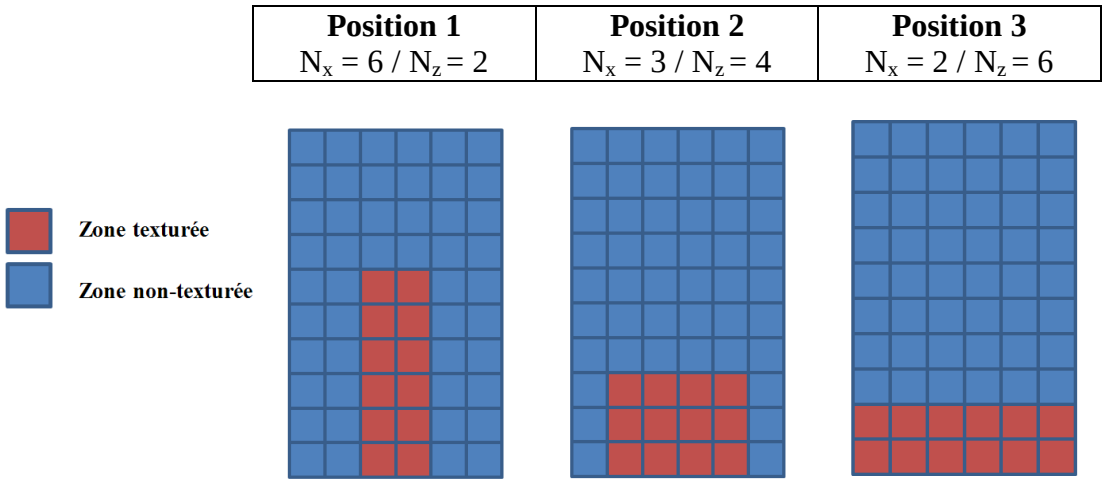

Figure 3.31. Schématisation du positionnement des cellules sur la surface mobile du patin.

Le Tableau 3.7 présente les performances de ces trois configurations en termes d'épaisseur minimale du film, force de frottement et débit. Les résultats montrent que le positionnement des cellules peut avoir une influence importante sur le comportement hydrodynamique du patin. Ainsi, les performances optimales sont obtenues pour la deuxième position, où les valeurs de N_x et N_z sont très proches. Lorsque la différence entre N_x et N_z devient significative, tel qu'il est le cas pour les positions 1 et 3, les paramètres hydrodynamiques enregistrent une baisse plus ou moins importante.

Tableau 3.7. Influence du positionnement des cellules sur h_{0_moy}, F_{f_moy} $Q_{_moy}$.

		h_{0_moy} (µm)	F_{f_moy} (N)	$Q_{_moy}$ (mm^3/s)
Position 1	$N_x = 6$ / $N_z = 2$	5,05	0,46	32,68
Position 2	$N_x = 3$ / $N_z = 4$	5,50	0,43	35,75
Position 3	$N_x = 2$ / $N_z = 6$	5,28	0,44	34,49

La figure 3.32 donne la variation de l'épaisseur minimale du film h_0 pour chacune des trois configurations considérées[10]. Les graphiques montrent d'abord que la texturation de la surface mobile du patin introduit une variation de h_0 non seulement au niveau global (sur la période T_t), mais aussi au niveau local (d'un pas de temps à l'autre). Cette variation est plus ou moins importante et dépend bien évidemment de la géométrie de la texture. A l'échelle globale, la variation de h_0 ne dépasse pas 1%, quelle que soit la position des cellules.

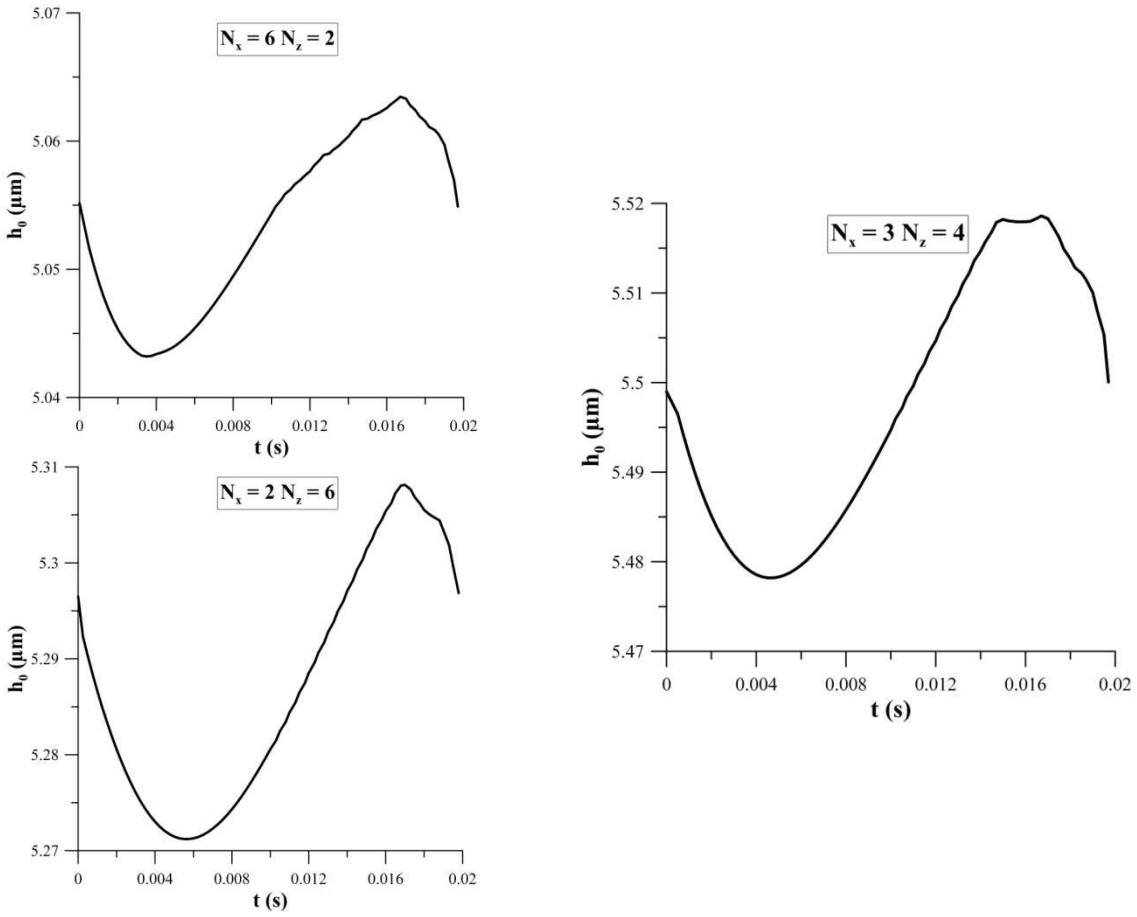

Figure 3.32. Influence de l'emplacement des cellules sur la variation de l'épaisseur minimale du film h_0.

[10] La représentation des trois courbes sur un même graphique ne permettrait pas de visualiser la variation de h_0 au cours de temps.

Il est intéressant d'observer également qu'une augmentation de N_x par rapport à N_z (Position 1) entraîne des oscillations de h_0 qui sont beaucoup plus importantes que dans le troisième cas, où $N_z = 6$ et $N_x = 2$. Les oscillations sont très visibles dans la deuxième moitié de la période T_t et sont causées principalement par le basculement de la texture vers l'entrée du patin. En ce qui concerne les performances hydrodynamiques du contact, ces oscillations semblent avoir un effet néfaste, car l'épaisseur du film h_{0_moy} et le débit $Q_{_moy}$ enregistrent une baisse significative, alors que la force de frottement F_{f_moy} est plus importante.

Pour étudier l'influence du taux de texturation α, nous nous intéressons à trois configurations géométriques (conformes avec les paramètres établis dans le Tableau 3.3) qui présentent un nombre maximal de cellules dans la direction z, tel que $N_z = 6$. Ainsi, la variation de N_x (le nombre de cellules dans la direction x) nous permet d'obtenir, d'une manière très simple, trois valeurs différentes de α : 20%, 50% et 80%. Dans les trois cas, la charge appliquée est maintenue à un même niveau de 10 N.

Tableau 3.8. Influence du taux de texturation α sur h_{0_moy}, F_{f_moy} et $Q_{_moy}$.

		h_{0_moy} (µm)	F_{f_moy} (N)	$Q_{_moy}$ (mm^3/s)
α = 20%	**$N_x = 2$ / $N_z = 6$**	5,28	0,44	34,49
α = 50%	**$N_x = 5$ / $N_z = 6$**	6,08	0,37	43,18
α = 80%	**$N_x = 8$ / $N_z = 6$**	5,46	0,41	49,73

Le Tableau 3.8 révèle les performances hydrodynamiques fournies par les trois configurations géométriques. Comme nous l'avons observé aussi dans le cas 1-D, l'extension de la zone texturée, obtenue ici à travers l'augmentation de α, permet d'obtenir une croissance du débit. En même temps, la croissance de α de 20 à 50 % entraîne une augmentation de l'épaisseur minimale du film h_{0_moy} et une diminution de la force de frottement F_{f_moy}. En contrepartie, une croissance de α de 50 à 80% induit une diminution de h_{0_moy} et une augmentation de F_{f_moy}. Ces résultats respectent les tendances observées dans les analyses antérieures du taux de texturation, qui ont montré que le taux de texturation présente généralement une valeur optimale qui varie entre 30 et 60%.

Taille des cellules

La taille des cellules a une influence directe sur le nombre de poches nécessaires pour atteindre un certain taux de texturation. Ainsi, pour une même valeur de α, la multiplication des cellules qui composent la texture détermine de manière directe l'influence du terme d'écrasement $\partial h/\partial t$ qui permet de générer de la pression à travers le déplacement des textures. Pour analyser les effets induits par une modification de la taille des cellules, nous traitons ci-dessous trois configurations géométriques (Fig. 3.33) similaires à celles étudiées dans la première partie du chapitre. Bien évidemment, les textures sont placées ici sur la surface mobile du patin. Le taux de texturation α est maintenu à 20% dans tous les cas.

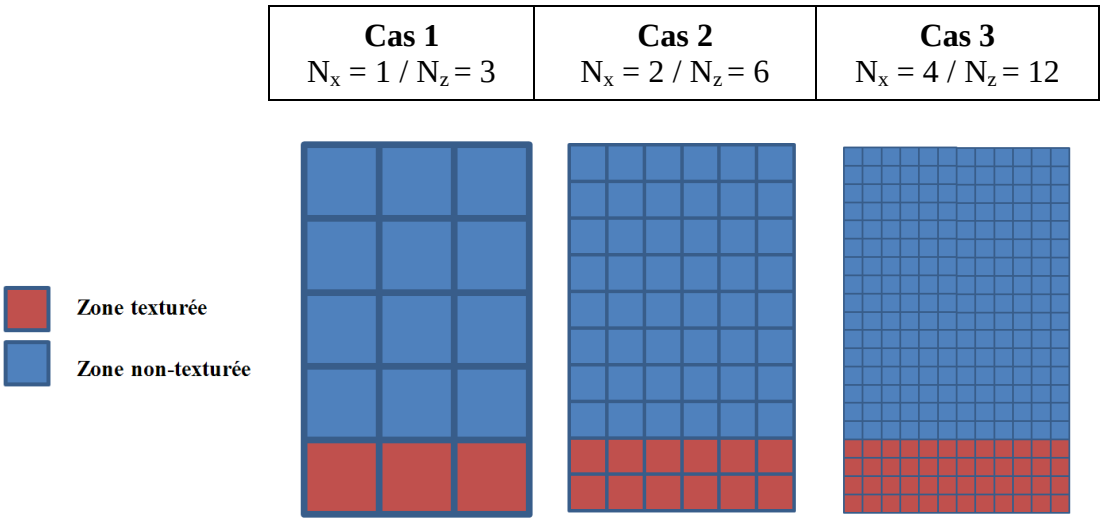

Figure 3.33. Schématisation de la géométrie de la surface mobile du patin, pour α = 20% et différentes tailles des cellules.

En suivant la méthodologie utilisée systématiquement dans notre étude, nous analysons d'abord les quantités (moyennés dans le temps) qui permettent de caractériser les performances hydrodynamiques du patin, dans les trois cas présentés ci-dessus. Le Tableau 3.9 montre que pour une charge appliquée W_a égale à 10 N, la diminution de la taille des cellules conduit à une diminution globale des performances du patin, qui se traduit par une baisse de l'épaisseur du film h_{0_moy} et du débit $Q_{_moy}$ et par une croissance de la force de frottement F_{f_moy}.

Tableau 3.9. Influence de la taille des cellules h_{0_moy}, F_{f_moy} et $Q_{_moy}$.

		h_{0_moy} (µm)	F_{f_moy} (N)	$Q_{_moy}$ (mm^3/s)
Cas 1	**$N_x = 1 / N_z = 3$**	5,88	0,40	38,02
Cas 2	**$N_x = 2 / N_z = 6$**	5,28	0,44	34,49
Cas 3	**$N_x = 4 / N_z = 12$**	4,55	0,51	30,15

La figure 3.34 expose l'évolution de l'épaisseur du film h_0 dans les Cas 1 et 3 (la variation de h_0 dans le Cas 2 a été déjà présentée dans la figure 3.32). Les graphiques mettent encore une fois en évidence le fait que l'augmentation du nombre de cellules (N_x = 4 et N_z = 12) induit des oscillations importantes non seulement au niveau de la période T_t, mais aussi d'un pas de temps à l'autre, ce qui conduit à une dégradation des performances hydrodynamiques.

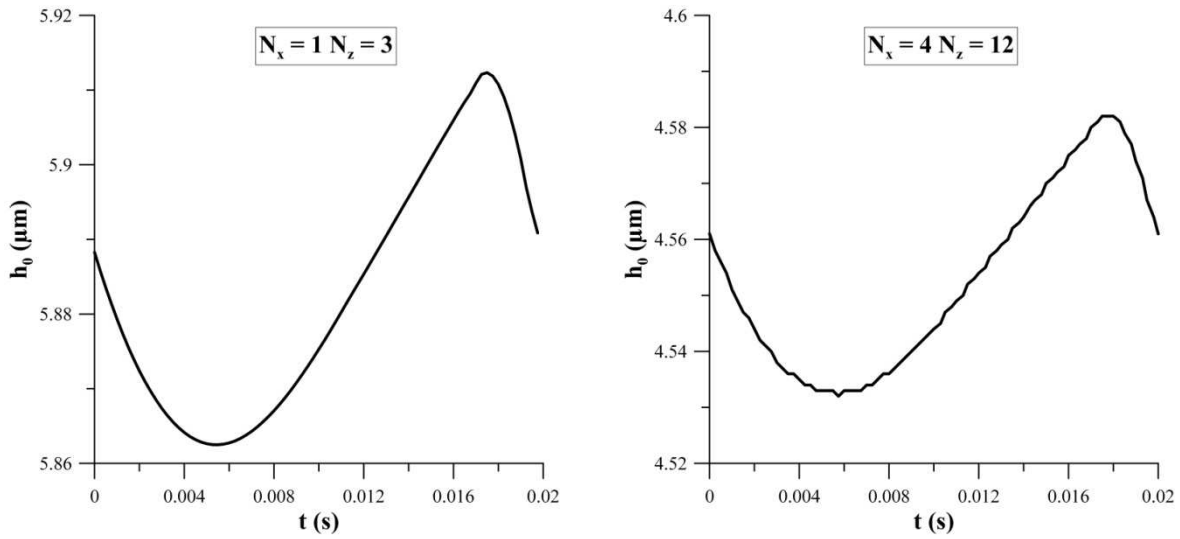

Figure 3.34. Influence de la taille des cellules sur la variation de l'épaisseur minimale du film h_0.

Densité

Pour analyser l'influence de la densité des textures dans le cas d'un écoulement transitoire, nous revenons sur la texture de référence, présentée dans la figure 3.29 et décrite dans le Tableau 3.3 (N_x = 5 et N_z = 4). Dans une perspective de simplification, nous limiterons notre analyse à la densité totale de la texture ρ_t, alors que les paramètres ρ_{tx} et ρ_{tz} seront considérés égaux dans tous les cas.

Les effets produits par une augmentation de la densité totale ρ_t sur les performances du patin sont assez prédictibles, puisque la contribution du terme $\partial h/\partial t$ devient bien évidemment plus importante lorsque les dimensions des poches augmentent par rapport à la taille des cellules. Ainsi, comme le montre le Tableau 3.10, une grande densité entraîne une augmentation importante de l'épaisseur du film h_{0_moy} et du débit $Q_{_moy}$, alors que la force de frottement enregistre une diminution significative.

Tableau 3.10. Influence de la densité ρ_t sur h_{0_moy}, F_{f_moy} et $Q_{_moy}$.

	h_{0_moy} (µm)	F_{f_moy} (N)	$Q_{_moy}$ (mm^3/s)
ρ_t = 25%	5,80	0,40	39,44
ρ_t = 50%	6,73	0,33	47,21
ρ_t = 75%	7,58	0,29	54,93

Profondeur

Les effets produits par une augmentation de la profondeur h_d dans le même cas de référence sont présentés dans le Tableau 3.11. Les valeurs de h_{0_moy}, F_{f_moy} et $Q_{_moy}$ augmentent avec la profondeur, ce qui s'explique également par une contribution plus importante du terme $\partial h/\partial t$ dans le processus de génération de pression.

Tableau 3.11. Influence de la profondeur h_d sur h_{0_moy}, F_{f_moy} et $Q_{_moy}$.

	h_{0_moy} (µm)	F_{f_moy} (N)	$Q_{_moy}$ (mm^3/s)
h_d = 2,5 µm	5,62	0,41	35,83
h_d = 5 µm	5,80	0,40	39,44
h_d = 7,5 µm	5,95	0,39	42,97

Position de la texture

Dans cette dernière analyse qui nous permettra d'ailleurs de clôturer ce chapitre, nous nous intéressons à la position de la texture dans le contact. Les analyses effectuées préalablement (dans le cas unidimensionnel, mais aussi dans le domaine 2-D) ont montré que les performances hydrodynamiques du contact pourraient être améliorées lorsque les deux surfaces du patin présentent simultanément une poche. Nous vérifierons ici que ces tendances se transposent également dans le cas des textures composées par plusieurs micro-poches. Dans ce but, la texture utilisée comme géométrie de référence sera appliquée de manière similaire sur les deux surfaces du patin, pour obtenir trois configurations différentes. La charge appliquée au patin est toujours égale à 10 N.

Le Tableau 3.12 démontre qu'effectivement la configuration géométrique la plus efficace est obtenue par une texturation simultanée de deux surfaces du patin. D'autre part, il s'avère également que la texturation de la surface mobile au détriment de la surface fixe conduit à une dégradation des performances hydrodynamiques du contact.

Tableau 3.12. Influence de la position de la texture sur h_{0_moy}, F_{f_moy} et $Q_{_moy}$.

	h_{0_moy} (µm)	F_{f_moy} (N)	$Q_{_moy}$ (mm^3/s)
Texture sur surface fixe	6,59	0,35	39,67
Texture sur surface mobile	5,80	0,40	39,44
Textures sur les deux surfaces	7,04	0,30	46,61

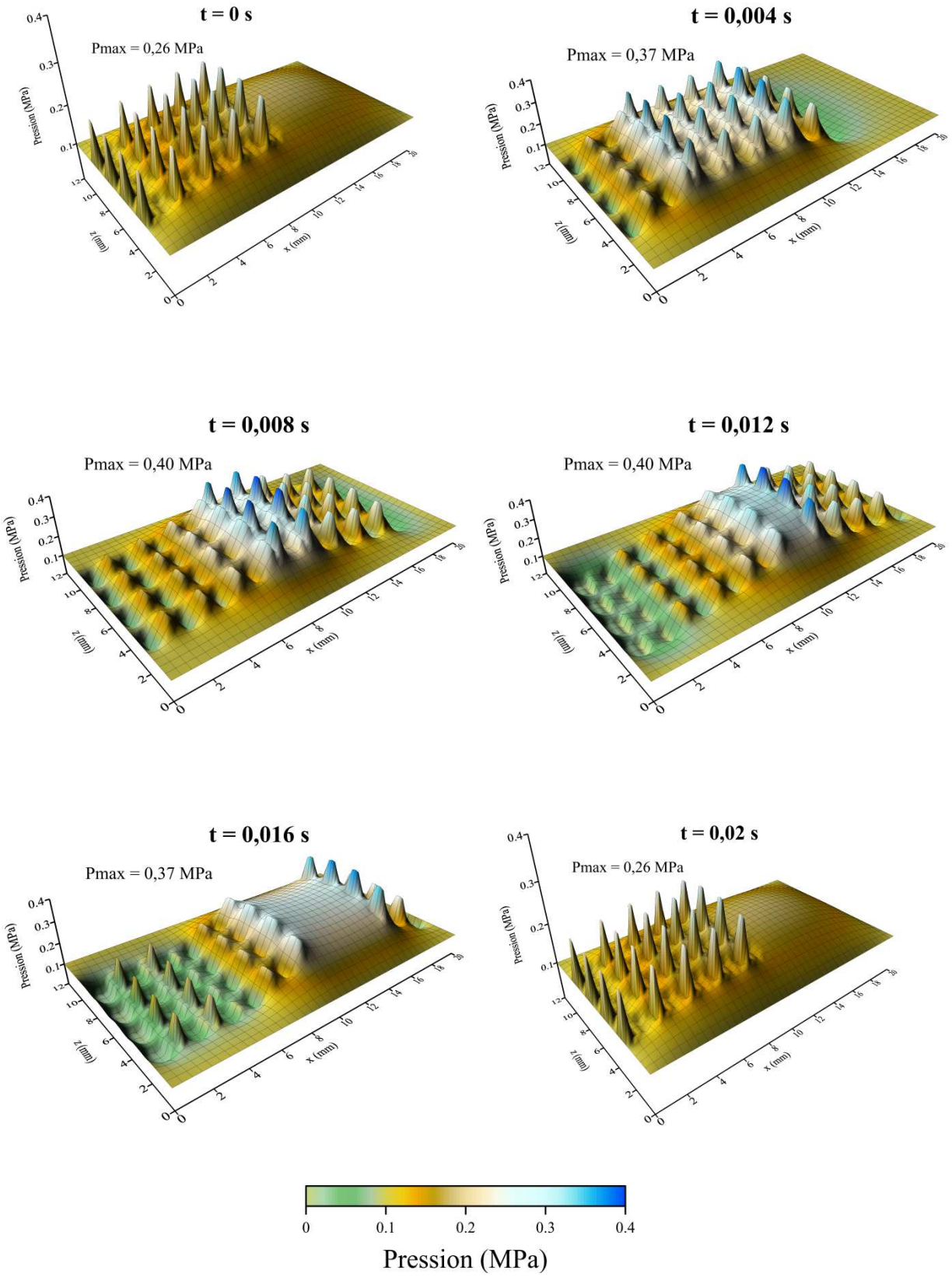

Figure 3.35. Evolution de la distribution de pression entre deux surfaces texturées à travers une période T_t = 0,02 s (U = 1 m/s et W_a = 10 N).

La figure 3.35 permet de visualiser la distribution de pression dans le patin, lorsque les deux surfaces sont simultanément texturées. Les graphiques montrent que sur une partie importante de la période T_t, l'accumulation des effets induits par les textures positionnées sur les deux surfaces entraîne une augmentation de l'étendue de la distribution de pression dans le patin. Lorsque la texture est placée uniquement sur la surface fixe (Fig. 3.36), les zones de haute pression ne restent bien évidemment que dans une région spécifique du contact.

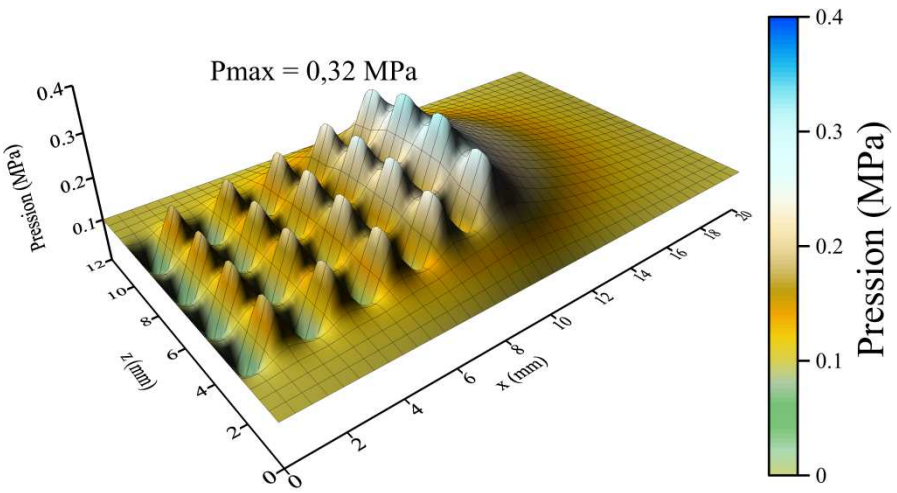

Figure 3.36. Distribution de pression dans le patin pour une texturation de la surface fixe (U = 1 m/s et W_a = 10 N).

3.4.5 Conclusions

La texturation de la surface mobile d'un composant mécanique lubrifié entraîne l'apparition d'une gamme de phénomènes physiques complexes qui nécessitent une étude très approfondie. Les analyses présentées ci-dessus ne peuvent offrir qu'un bref aperçu des effets transitoires qui caractérisent de telles configurations.

En suivant la méthodologie utilisée dans le chapitre précèdent, nous nous sommes préoccupés de plus près de l'influence de la géométrie de la texture, lorsque celle-ci est située sur une surface en mouvement. Les résultats obtenus dans le cas non-stationnaire pourraient être résumés dans les conclusions suivantes :

- la texturation de la surface mobile au détriment de la surface fixe entraîne une diminution des paramètres hydrodynamiques ; en revanche, la texturation simultanée de la surface fixe et de la surface mobile permet d'améliorer sensiblement les performances du contact ;
- le taux de texturation exerce une influence similaire à celle observée dans le cas stationnaire ; pour produire des performances optimales, une valeur de α comprise entre 30 et 60% serait préférable ;
- contrairement au cas stationnaire, la diminution de la taille des cellules ne conduit pas à une amélioration des performances ;

- une augmentation de la densité et/ou de la profondeur d'une texture placée sur une surface mobile conduit à une amélioration importante du comportement hydrodynamique du contact.

Enfin, nous tenons à rappeler que malgré les bénéfices qui pourraient être obtenues par la texturation de la surface mobile d'un élément mécanique, cette procédure conduit également à une amplification des effets transitoires qui se traduit généralement par une variation temporelle plus ou moins importante des paramètres qui caractérisent l'écoulement. Ainsi, l'introduction d'un comportement hydrodynamique non-stationnaire peut entraîner des effets défavorables (par exemple des vibrations) sur le fonctionnement des éléments mécaniques lubrifiés.

3.5 Conclusion

Dans ce troisième chapitre du mémoire, nous avons présenté la transposition d'un modèle de cavitation basé sur une formulation en éléments finis pour l'étude bidimensionnelle des surfaces texturées.

Tout d'abord, la comparaison de la formulation en éléments finis avec le modèle unidimensionnel en volumes finis nous a permis de démontrer la pertinence, mais aussi les limites de la modélisation 1-D. Ainsi, les analyses ont montré que par rapport à l'espace bidimensionnel, la modélisation 1-D des textures pouvait être justifiée aussi bien pour des rainures débouchantes que pour des poches, en fonction des caractéristiques du domaine d'étude selon la direction transversale à l'écoulement.

Ensuite, en suivant la méthodologie du chapitre précédent, nous avons classifié les effets induits par les textures selon le régime d'écoulement du lubrifiant. Dans l'étude du cas stationnaire, nous nous sommes intéressés principalement aux caractéristiques géométriques qui ne pouvaient pas être abordées dans le cadre de la modélisation 1-D, telles que le positionnement des cellules ou de la zone texturée.

Le comportement des surfaces texturées dans des conditions transitoires a fait l'objet de la dernière partie de ce chapitre. L'amplification du temps de calcul, qui est inhérente à ce type de simulations, nous a obligé à limiter nos analyses à quelques cas représentatifs. Nous avons pu ainsi évaluer, de manière non-exhaustive, l'influence de divers paramètres géométriques sur les performances hydrodynamiques du contact.

Le chapitre suivant, qui nous permettra par ailleurs d'achever ce travail, sera entièrement dédié à l'étude théorique des effets induits par les surfaces texturées dans le cas d'une application de type industriel. La butée hydrodynamique a été ainsi choisie afin d'illustrer la pertinence et l'applicabilité de nos recherches.

Chapitre 4

Texturation de la butée

La butée est un élément mécanique de supportage, essentiel notamment dans le fonctionnement des turbomachines. L'optimisation des butées fait l'objet de recherches depuis plus d'un siècle et de nombreuses améliorations lui ont été apportées au cours des années. Aujourd'hui, le développement de nouvelles techniques d'usinage permet de maîtriser la géométrie des surfaces jusqu'au niveau micro voire même nanométrique. Ainsi, l'amélioration du fonctionnement des butées reste toujours un sujet d'actualité. Par ailleurs, l'augmentation de la capacité de charge des butées permettrait une réduction de leurs dimensions, ce qui serait conforme avec les tendances technologiques actuelles qui exigent la réduction de la taille des composants mécaniques. Comme nous l'avons déjà vu à maintes occasions à travers le premier chapitre, l'optimisation du fonctionnement de la butée à travers la texturation des surfaces fait maintenant l'objet d'un nombre croissant de travaux aussi bien théoriques qu'expérimentaux.

Dans ce contexte, nous dédions ce dernier chapitre à l'étude des effets induits par les surfaces texturées sur les performances d'une butée fonctionnant en régime hydrodynamique. Premièrement, cette étude nous permettra d'analyser l'influence des textures au niveau d'une application de type industriel. De plus, l'étude nous offrira la possibilité de vérifier si les résultats obtenus dans les chapitres précédents restent valides dans le cas de la butée, où la géométrie et les caractéristiques du contact sont très spécifiques.

Une première partie du chapitre portera sur une présentation générale des butées. Nous exposerons ensuite, de manière succincte, les principes qui gouvernent, du point de vue théorique, le fonctionnement de la butée. L'algorithme utilisé pour la modélisation de la butée est obtenu à travers une adaptation de la formulation en éléments finis qui a été présentée dans le chapitre précèdent. Pour démonter l'applicabilité de cet algorithme dans le cas des butées, le chapitre portera bien évidemment sur une procédure de validation.

La partie principale du chapitre est une analyse approfondie des effets induits par les différentes caractéristiques géométriques des textures sur les performances hydrodynamiques d'une butée, en régime stationnaire et non-stationnaire.

4.1 Présentation générale

La butée est l'un des éléments mécaniques de supportage le plus représentatifs. Utilisée dans le cas des processus à charges et durabilités importantes, la butée permet d'équilibrer la force axiale exercée notamment par le poids dans diverses applications industrielles. Les méthodes employées pour l'optimisation du comportement hydrodynamique des butées (il s'agit généralement d'une augmentation de la capacité de charge) sont très souvent liées à la géométrie du stator et du rotor. Nous pouvons ainsi distinguer plusieurs types de butées (Fig. 4.1) qui sont plus ou moins efficaces selon les différentes conditions de fonctionnement.

La texturation devient un moyen d'optimisation particulièrement intéressant, puisque son application est possible pour tous les types de butées. Ainsi, les textures peuvent être appliquées sur une partie limitée ou bien sur l'étendue intégrale des butées. En même temps,

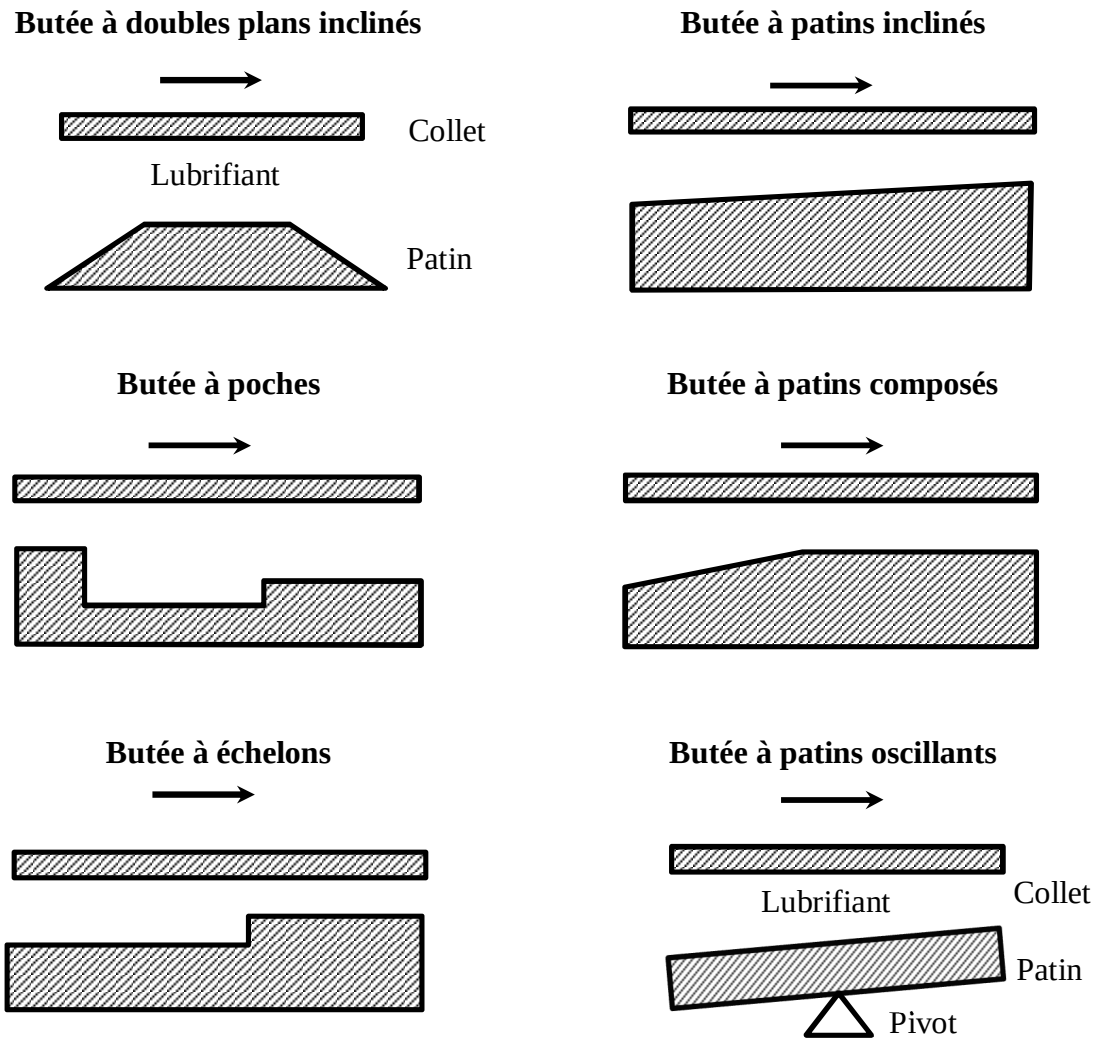

Figure 4.1. Schémas de différents types de butées [164].

les textures peuvent être appliquées aussi bien sur leur partie fixe (le stator) que sur leur partie mobile (le rotor). Dans une perspective de simplification, nous nous intéressons exclusivement à des configurations à géométrie fixe. Ainsi, les butées à patins oscillants, qui nécessitent des conditions supplémentaires pour la simulation théorique de leur fonctionnement, ne seront pas incluses dans notre étude.

Il est bien connu que les phénomènes physiques qui peuvent apparaître pendant le fonctionnement des butées sont très divers. Les déformations thermiques et mécaniques, les phénomènes de mésalignement ou de sous-alimentation en sont quelques exemples. Tous ces effets sont très complexes et nécessitent indubitablement un traitement théorique très approfondi. Ces effets ne seront pas inclus dans notre étude, ce qui nous permettra de mettre en évidence les phénomènes induits uniquement par les textures.

4.2 Modélisation

4.2.1 Principe

La figure 4.2 présente le schéma d'un palier de butée à géométrie fixe, tel que proposé par Frêne et al. [150]. La butée est constituée de plusieurs patins dont le nombre est généralement compris entre 6 et 20. Les patins sont formés de plans inclinés qui dans certains cas présentent une partie plane parallèle au grain mobile. Par ailleurs, les rainures situées entre les patins peuvent être inclinées de 10 à 20° dans le sens de rotation du grain mobile.

La charge et le couple de frottement calculés pour un patin sont multipliés par le nombre de patins pour obtenir les caractéristiques globales du mécanisme. Le calcul du débit est différent par rapport à ce qui a été présenté dans les chapitres précédents, car il faut tenir compte des conditions d'alimentation de la butée et du fluide qui sort d'un patin et sert à alimenter le suivant. Ainsi, pour un patin, le débit total peut être décomposé en quatre débits, tel qu'il est montré dans la figure 4.2 : le débit radial au rayon intérieur Q_{r1}, le débit radial au rayon extérieur Q_{r2}, le débit entrant Q_e et le débit sortant Q_s.

Le mouvement du grain mobile est caractérisé par la vitesse de rotation ω (tr/min), W_T est la charge totale appliquée à la butée, alors que le paramètre β permet de définir l'amplitude angulaire des patins.

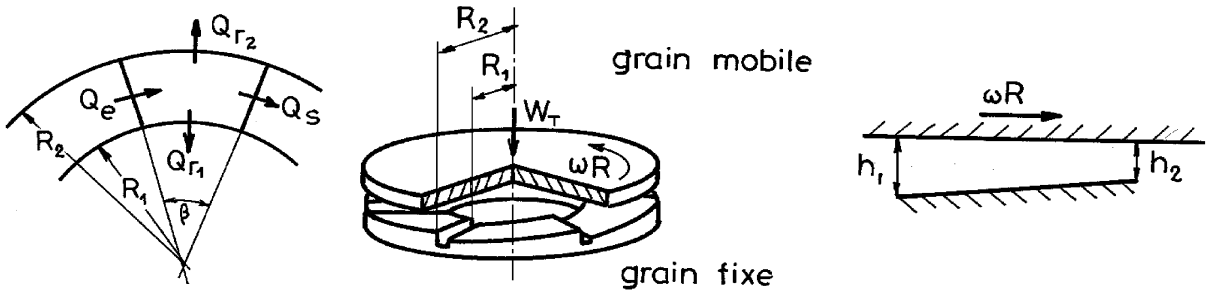

Figure 4.2. Schéma d'une butée à patins inclinés [150].

4.2.2 Equation de Reynolds en coordonnées cylindriques

Tout d'abord, il faut rappeler que la configuration particulière de la butée nécessite des coordonnées adaptées. En ce qui concerne la modélisation de l'écoulement du lubrifiant, ceci se traduit par une adaptation de l'équation de Reynolds au système de référence en coordonnées cylindriques.

Considérons un système d'axes de référence tel qu'il est illustré dans la figure 4.3 présentée ci-dessous. Un point M_1 (assimilé éventuellement à la surface inférieure de la butée) a une coordonnée H_1 suivant y et possède une vitesse de composantes U_1^r (vitesse radiale), U_1^θ (vitesse tangentielle) et U_1^y (vitesse axiale) suivant les directions r, θ et y. De même, un point M_2 (assimilé éventuellement à la surface supérieure) a une coordonnée H_2 suivant y et possède une vitesse de composantes U_2^r, U_2^θ et U_2^y.

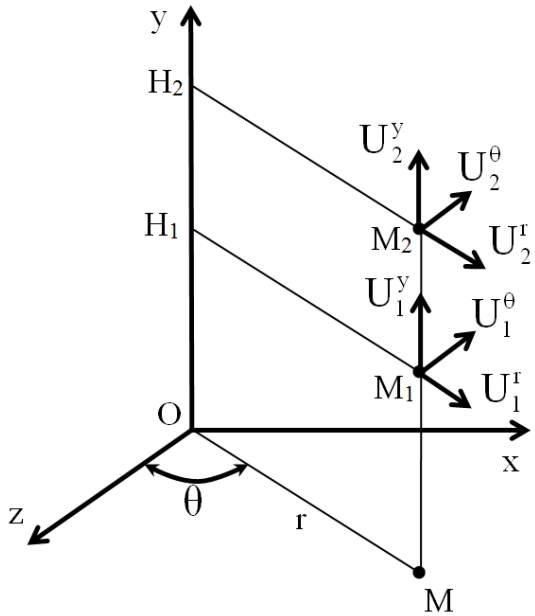

Figure 4.3. Système d'axes et représentation des vitesses [165].

Dans ces conditions, l'équation des films minces visqueux en coordonnées cylindriques s'écrit [165] :

$$\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{\rho r}{\mu}(H_2-H_1)^3\frac{\partial p}{\partial r}\right)+\frac{\partial}{\partial \theta}\left(\frac{\rho}{r\mu}(H_2-H_1)^3\frac{\partial p}{\partial \theta}\right)=$$
$$=6\frac{\partial}{\partial r}\left[\rho r\left(U_1^r+U_2^r\right)(H_2-H_1)\right]-12\rho r U_2^r\frac{\partial H_2}{\partial r}+12\rho r U_1^r\frac{\partial H_1}{\partial r}+$$
$$+6\frac{\partial}{\partial \theta}\left[\rho\left(U_1^\theta+U_2^\theta\right)(H_2-H_1)\right]-12\rho U_2^\theta\frac{\partial H_2}{\partial \theta}+12\rho U_1^\theta\frac{\partial H_1}{\partial \theta}+$$
$$+12\rho r\left(U_2^y-U_1^y\right)+12r(H_2-H_1)\frac{\partial \rho}{\partial t} \qquad (4.1)$$

En admettant que les vitesses des points M_1 et M_2 satisfont les conditions suivantes :

$$\vec{U}(M_1)\begin{cases} U_1^r = 0 \\ U_1^\theta \neq 0 \\ U_1^y = 0 \end{cases} \quad \text{et} \quad \vec{U}(M_2)\begin{cases} U_2^r = 0 \\ U_2^\theta = 0 \\ U_2^y \neq 0 \end{cases} \tag{4.2}$$

Ainsi, dans le cas d'un fluide incompressible, l'équation (4.1) peut s'écrire :

$$\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{r}{\mu}h^3\frac{\partial p}{\partial r}\right)+\frac{\partial}{\partial \theta}\left(\frac{1}{\mu r}h^3\frac{\partial p}{\partial \theta}\right)=6U_1^\theta\frac{\partial(H_1+H_2)}{\partial \theta}+12rU_2^y \tag{4.3}$$

où $h = H_2 - H_1$.

Comme l'algorithme en éléments finis est réalisé en coordonnés cartésiennes, il devient convenable d'effectuer un passage de coordonnés cylindriques (r, θ, z) en coordonnées cartésiennes (x, y, z) (Fig. 4.4). Nous illustrons ci-dessous les éléments essentiels qui permettent d'effectuer ce passage. Le développement numérique intégral et l'adaptation à la formulation en éléments finis ont été présentés de manière exhaustive par Huitric [165].

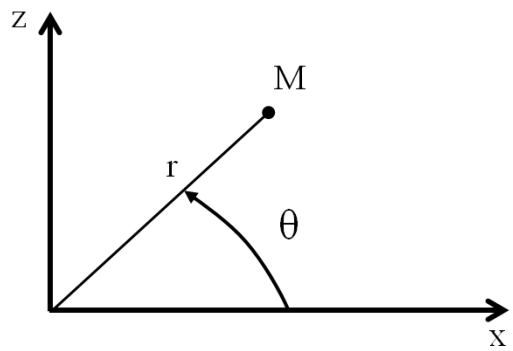

Figure 4.4. Schéma graphique de la procédure de changement de coordonnées cylindriques en coordonnées cartésiennes [165].

Le changement de coordonnées implique les relations mathématiques suivantes :

$$\begin{cases} x = r\cos\theta \ ; \ z = r\sin\theta \\ \dfrac{\partial x}{\partial r} = \cos\theta = \dfrac{x}{r}; \dfrac{\partial x}{\partial \theta} = -r\sin\theta = -z \\ \dfrac{\partial z}{\partial r} = \sin\theta = \dfrac{z}{r}; \dfrac{\partial z}{\partial \theta} = r\cos\theta = x \end{cases} \tag{4.4}$$

En utilisant ces relations, nous pouvons écrire l'équation de Reynolds modifiée en coordonnées cartésiennes, applicable aussi bien dans les zones actives que dans les zones inactives du film lubrifiant :

$$
\begin{aligned}
&F\left\{\frac{\partial}{\partial x}\left[\frac{h^3}{\mu}\left(\frac{\partial D}{\partial x}x+\frac{\partial D}{\partial z}z\right)\right]\frac{x}{r}+\frac{\partial}{\partial z}\left[\frac{h^3}{\mu}\left(\frac{\partial D}{\partial x}x+\frac{\partial D}{\partial z}z\right)\right]\frac{z}{r}-\right.\\
&\left.-\frac{\partial}{\partial x}\left[\frac{h^3}{\mu r}\left(\frac{\partial D}{\partial z}x-\frac{\partial D}{\partial x}z\right)\right]z+\frac{\partial}{\partial z}\left[\frac{h^3}{\mu r}\left(\frac{\partial D}{\partial z}x-\frac{\partial D}{\partial x}z\right)\right]x\right\}=\\
&\qquad=6U_1^{\theta}\left(\frac{\partial h}{\partial x}x-\frac{\partial h}{\partial z}z\right)+12U_1^{\theta}\left(\frac{\partial H_1}{\partial z}x-\frac{\partial H_1}{\partial x}z\right)+\\
&\qquad+12rU_2^{y}+(1-F)\left\{6U_1^{\theta}\left(\frac{\partial D}{\partial x}x-\frac{\partial D}{\partial z}z\right)+12r\frac{\partial D}{\partial t}\right\}
\end{aligned}
\tag{4.5}
$$

Cette équation est ensuite soumise à une procédure de résolution similaire à celle présentée dans les chapitres précédents.

4.2.3 Validation du modèle

Butée à patins inclinés

Pour valider la pertinence du modèle utilisé pour l'analyse de la butée en régime hydrodynamique, nous nous intéressons tout d'abord à une configuration à patins inclinés (présentée ci-dessus dans la figure 4.2), préalablement proposée en 1961 par Pinkus et Sternlicht [166] et reprise en 1990 par Frêne et al. [150]. Le tableau 4.1 présente les conditions de fonctionnement et les paramètres géométriques permettant de définir quatre configurations différentes d'une butée à patins inclinés.

Tableau 4.1. Conditions de fonctionnement et géométrie de la butée à patins inclinés [166].

Caractéristiques générales					
Nombre de patins	$\mathbf{N_p}$	6			
Vitesse de rotation [tr/min]	$\boldsymbol{\omega}$	3000			
Viscosité dynamique [Pa.s]	$\boldsymbol{\mu}$	0,02			
Géométrie des patins		**Cas 1**	**Cas 2**	**Cas 3**	**Cas 4**
Rayon intérieur [mm]	$\mathbf{R_1}$	100	100	100	100
Rayon extérieur [mm]	$\mathbf{R_2}$	200	200	150	300
Amplitude angulaire	$\boldsymbol{\beta}$	55°	80°	55°	30°
Epaisseur maximale du film [µm]	$\mathbf{h_1}$	60	60	60	90
Epaisseur minimale du film [µm]	$\mathbf{h_2}$	30	30	30	10

Afin d'obtenir la validation du modèle proposé, les résultats (en termes de capacité de charge W, de couple C et de débit Q_T[11]) obtenus dans les quatre cas considérés sont comparés avec les résultats fournis par Pinkus et Sternlicht [166]. Pour mieux certifier la validité des résultats, nous rajoutons à cette comparaison les résultats obtenus à partir d'une formulation en différences finies, préalablement proposée par Bouyahia [164]. Il faut noter que cette formulation n'inclut pas un algorithme de cavitation. La comparaison des modèles est ainsi possible grâce aux caractéristiques générales utilisées (paramètres de fonctionnement et géométrie), qui ne permettent pas l'apparition du phénomène de cavitation.

Le Tableau 4.2 donne les valeurs de la charge W, du couple C et du débit Q_T pour les quatre configurations proposées. Les valeurs proposées par Pinkus et Sternlicht [166] ont été relevées à partir d'un tableau de valeurs, alors que les résultats associés au modèle en différences finies (Bouyahia [164]) ont été obtenus après un calcul numérique, pour un maillage contenant 2911 nœuds (71 nœuds dans la direction circonférentielle et 41 nœuds dans la direction radiale). Pour le modèle proposé, les résultats sont obtenus pour un maillage de 3200 éléments (80 éléments dans la direction circonférentielle et 40 éléments dans la direction radiale).

Tableau 4.2. Comparaison avec des études antérieures pour une butée à patins inclinés.

	Capacité de charge – W [N]			
	Cas 1	**Cas 2**	**Cas 3**	**Cas 4**
Pinkus et Sternlicht	642 193	811 229	90 243	9 110 618
Bouyahia	596 098	746 652	82 634	7 223 220
Modèle proposé	597 486	748 672	82 874	7 292 705
	Couple – C [N.m]			
	Cas 1	**Cas 2**	**Cas 3**	**Cas 4**
Pinkus et Sternlicht	313,6	464,00	85,25	1664,55
Bouyahia	321,44	460,79	85,55	1675,99
Modèle proposé	285,89	335,18	73,94	1633,66
	Débit – Q_T [m^3/s]			
	Cas 1	**Cas 2**	**Cas 3**	**Cas 4**
Pinkus et Sternlicht	2,04E-04	2,29E-04	9,33E-05	9,50E-04
Bouyahia	1,73E-04	1,99E-04	7,91E-05	7,55E-04
Modèle proposé	1,73E-04	1,98E-04	7,89E-05	7,51E-04

En terme de capacité de charge W, une très bonne concordance est obtenue entre les résultats fournis par le modèle proposé et l'algorithme en différences finies de Bouyahia, car les écarts sont généralement inférieures à 1%. La comparaison des résultats avec les valeurs

[11] Le paramètre Q_T représente le débit radial calculé au rayon extérieur.

proposées par Pinkus et Sternlicht met en évidence une différence relative qui, généralement, ne dépasse pas 10%. En ce qui concerne le couple C, la comparaison montre que les différences les plus importantes (environ 10%) sont enregistrées entre les résultats fournis par le modèle proposé et ceux donnés par Pinkus et Sternlicht. Enfin, par rapport au débit Q_T, la comparaison des données met en évidence encore une fois une bonne corrélation entre la formulation en différences finies de Bouyahia et le modèle proposé. En revanche, les écarts par rapport aux résultats proposés par Pinkus et Sternlicht varient entre 10 et 20%.

Butée partiellement texturée

Une deuxième comparaison qui nous permettra de valider le modèle proposé concerne une butée à patins parallèles partiellement texturée. Nous revenons ainsi sur une étude numérique et expérimentale qui a été déjà mentionnée dans le premier chapitre et qui a été réalisée en 2007 par Marian et al. [67]. La butée qui fera l'objet de notre analyse comprend 12 patins, chacun texturé de manière identique, et 12 rainures d'alimentation. La géométrie d'un patin texturé, illustré dans la figure 4.5, a été obtenue après une succession de procédés d'usinage tels que la photolithographie et la gravure électrolytique.

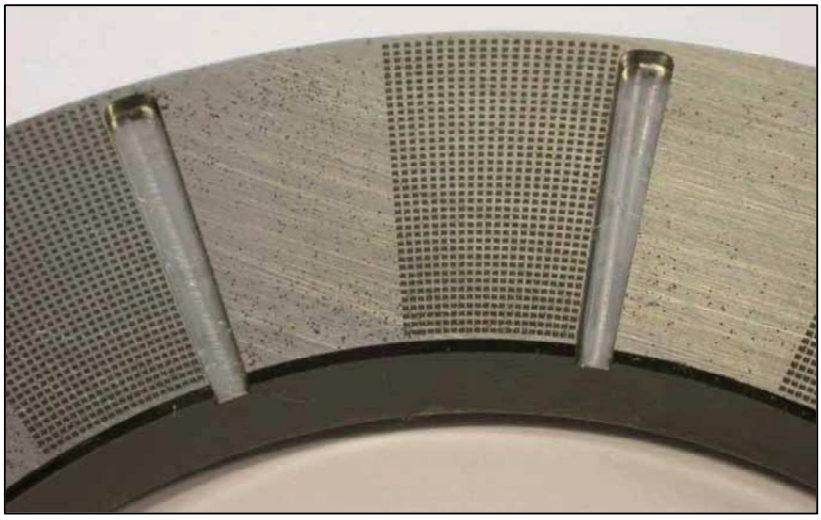

Figure 4.5. Image d'un patin partiellement texturé d'une butée à patins parallèles [67].

Les textures sont appliquées sur la surface du grain fixe, alors que le grain mobile, qui est soumis à une vitesse de rotation ω, présente une surface parfaitement lisse. A noter que le système n'est pas immergé dans un bain d'huile, car le lubrifiant nécessaire est fourni à travers un gicleur d'huile.

La géométrie des patins est conçue sur le principe d'une texturation partielle dans la direction circonférentielle (α_θ = 50%) et d'une texturation intégrale (α_r = 90%) dans la direction radiale. Il faut souligner aussi que les poches sont positionnées symétriquement sur la surface du patin, en conformité avec la direction circonférentielle. De même, les poches sont localisées (de manière virtuelle) au centre de cellules de forme carrée, ce qui permet

également d'assurer la symétrie géométrique de la texture. La longueur des poches est égale à leur largeur ($l_\theta = l_r = 0{,}2$ mm), alors que la profondeur h_d est de 9 µm. La densité totale de la texture ρ_t est égale à 25%. Les conditions de fonctionnement et la totalité des paramètres permettant de définir la géométrie de la butée sont illustrées dans le Tableau 4.3.

Tableau 4.3. Conditions de fonctionnement et géométrie de la butée texturée, telles que proposées par Marian et al. [67].

Caractéristiques générales de la butée		
Nombre de patins	N_p	12
Charge axiale appliquée [N]	W_a	100 et 200
Vitesse de rotation [tr/min]	ω	de 500 à 800
Viscosité dynamique [Pa.s]	μ	0,022
Masse volumique de l'huile [kg/m^3]	ρ	848
Température de l'huile à l'entrée du patin [°C]	T_i	45
Géométrie des patins		
Rayon intérieur [mm]	R_1	28,5
Rayon extérieur [mm]	R_2	45
Amplitude angulaire [deg]	β	≈ 28°
Géométrie de la texture		
Forme poches	-	Parallélépipédique
Longueur poches [mm]	l_θ	0,2
Largeur poches [mm]	l_r	0,2
Profondeur poches [µm]	h_d	9
Nombre de poches dans la direction circonférentielle	N_θ	22
Nombre de poches dans la direction radiale	N_r	38
Taux de texturation dans la direction circonférentielle	α_θ	50%
Taux de texturation dans la direction radiale	α_r	90%
Densité	ρ_t	25%

En dehors des essais expérimentaux, Marian et al. [67] ont également utilisé un modèle théorique afin de simuler le fonctionnement de la butée texturée. En profitant de l'absence du phénomène de cavitation, qui ne se produit pas dans cette configuration, les auteurs ont pu appliquer une forme classique de l'équation de Reynolds (en coordonnées cylindriques), qui a été subséquemment discrétisée avec la méthode des différences finies. Pour déterminer le champ de température généré à travers le patin, les auteurs ont utilisé l'approximation de Couette qui consiste à négliger l'impact du gradient de pression sur la contrainte de cisaillement. Le modèle employé néglige également l'échange de chaleur entre le lubrifiant et les parois.

La figure 4.6 révèle la comparaison entre les résultats théoriques et expérimentaux (en termes d'épaisseur minimale de film h_0 et de couple C) présentés par Marian et al. [67] et la solution numérique obtenue à travers le modèle proposé dans notre étude. En tenant compte du fait que la formulation proposée ici néglige la variation de la température et de la viscosité du lubrifiant à travers le patin, les résultats fournis semblent être assez précis. Pour un maillage de 160 000 éléments (400 x 400), la solution obtenue par la modélisation par éléments finis est généralement située entre les résultats numériques et les résultats expérimentaux proposés par Marian et al. En dehors des effets thermiques, l'écart entre la solution numérique et les résultats expérimentaux pourrait être expliqué également par le fait que la butée n'est pas immergée dans un bain d'huile, ce qui conduit à une sous-alimentation dans certaines régions du contact. Numériquement, nous n'avons pas tenu compte de cette sous-alimentation, ce qui entraîne une surestimation de l'épaisseur minimale du film h_0 et une sous-estimation du couple C.

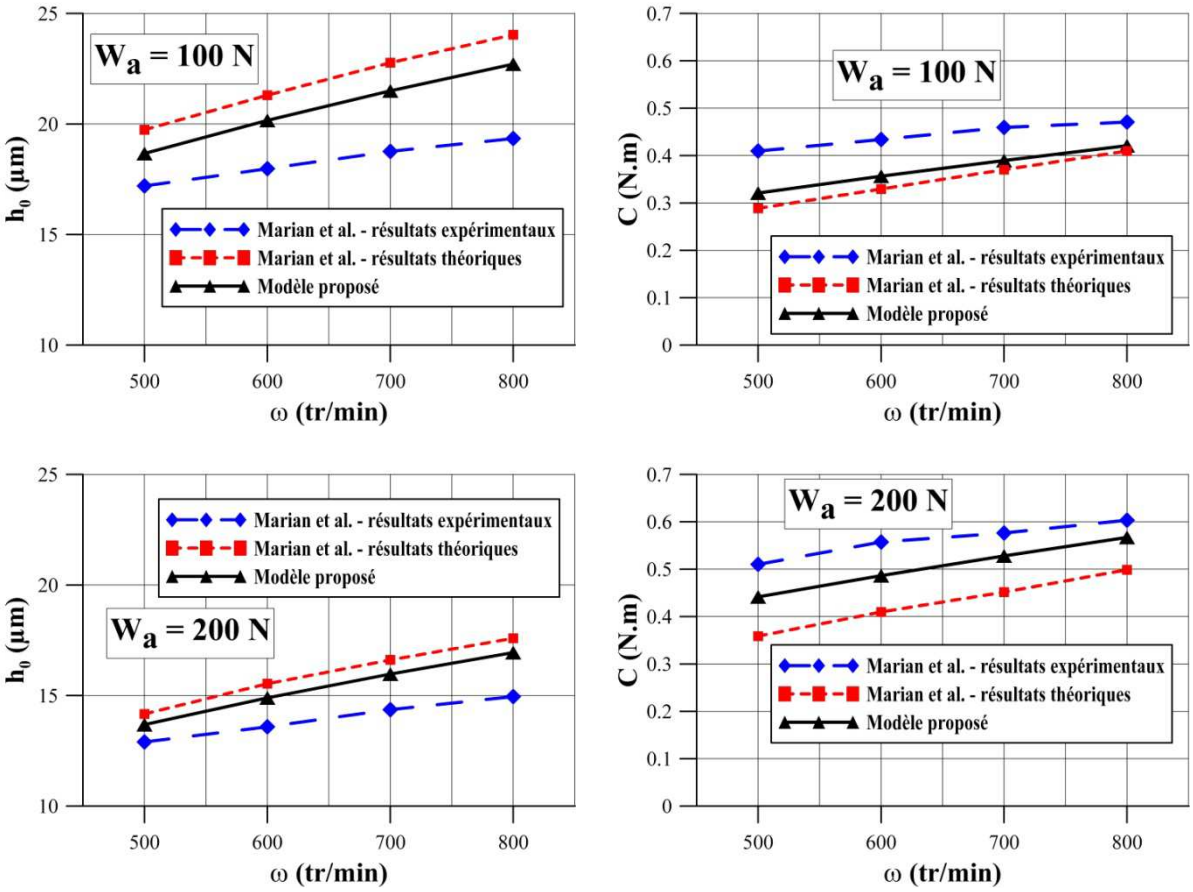

Figure 4.6. Comparaison avec les résultats numériques et expérimentaux de Marian et al. [67], pour une charge appliquée W_a de 100 et 200 N.

Pour un cas donné (W_a = 200 N et ω = 500 tr/min), le Tableau 4.4 montre l'influence du maillage sur l'épaisseur minimale du film h_0 et sur le couple C. L'évolution des résultats montre que pour assurer leur pertinence, le grand nombre de poches qui composent la géométrie de la texture (N_r = 38 et N_θ = 22) nous obligent à employer un maillage

extrêmement fin aussi bien dans la direction circonférentielle que dans la direction radiale. Ainsi, un maillage de 40 000 éléments (200 x 200) devient insuffisant et conduit à des écarts assez grands. Pour éliminer l'influence du maillage, un nombre de 160 000 éléments (400 x 400) a été utilisé dans ce cas spécifique.

Tableau 4.4. Influence de la taille du maillage sur l'épaisseur minimale du film h_0 et le couple C, pour une charge appliquée W_a = 200 N et une vitesse de rotation ω = 500 tr/min.

	Taille du maillage			
	200 x 200	**300 x 300**	**400 x 400**	**500 x 500**
h_0 [µm]	11,67	13,06	13,68	13,72
C [N.m]	0,53	0,47	0,44	0,44

La figure 4.7 présente la distribution de pression[12] dans un patin texturé, pour une charge appliquée W_a égale à 200 N et une vitesse de rotation ω de 500 tr/min. La pression minimale enregistrée dans le patin est supérieure à 0,05 MPa et donc le phénomène de cavitation (p_{cav} = 0 MPa) ne se produit pas. Le graphique montre également que la pression maximale d'environ 0,29 MPa est obtenue sur la dernière rangée de cellules selon la direction circonférentielle et au centre du patin, selon la direction radiale.

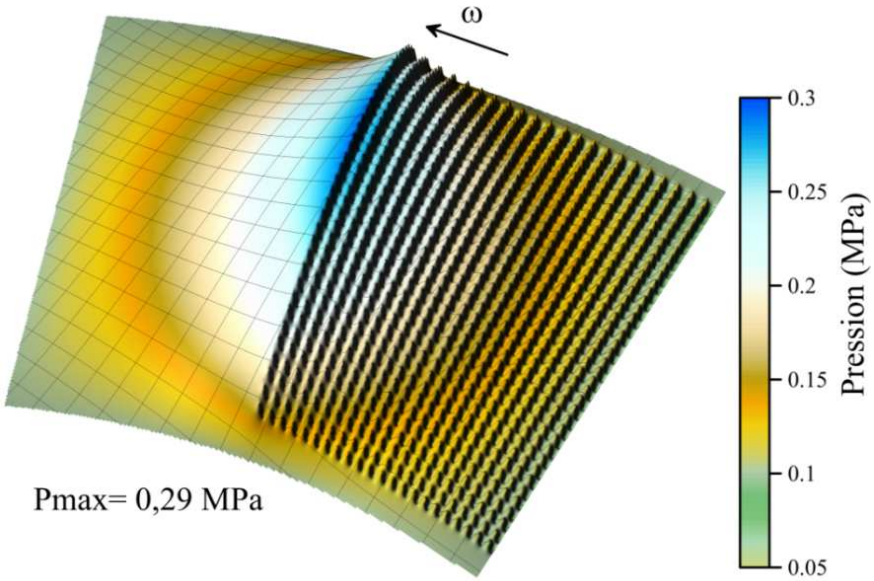

Figure 4.7. Distribution de pression dans un patin texturé, pour W_a = 200 N et ω = 500 tr/min.

[12] Comme précédemment, dans ce chapitre, le maillage présenté dans les graphiques 2-D a été réduit par rapport au maillage réel (400x400) pour améliorer le niveau de clarté des images.

4.2.4 Paramétrage géométrique

Les paramètres qui ont été utilisés dans les chapitres antérieurs pour établir la géométrie des textures nécessitent bien évidemment une adaptation à la configuration particulière de la butée. Par conséquent, notre approche sera basée ici sur la définition d'une zone texturée, positionnée de manière symétrique sur la surface du patin selon la direction radiale (Fig. 4.8). La zone texturée présente une largeur L_r dans la direction radiale r et une amplitude angulaire β_t dans la direction circonférentielle θ. Les dimensions des poches seront ainsi établies à travers le nombre de cellules N_r dans la direction radiale et N_θ dans la direction circonférentielle. De même, la distribution des poches sera toujours réalisée en conformité avec le principe de symétrie géométrique. Enfin, nous mentionnons que dans une perspective de simplification, notre étude portera sur les performances hydrodynamiques d'un seul patin, dont les caractéristiques générales sont illustrées dans le Tableau 4.5.

Tableau 4.5. Conditions de fonctionnement et géométrie du patin texturé.

Caractéristiques générales		
Charge appliquée [N]	W_a	10
Vitesse de rotation [tr/min]	ω	500
Viscosité dynamique [Pa.s]	μ	0,02
Pression ambiante [MPa]	p_0	0,1
Pression de cavitation [MPa]	p_{cav}	0
Géométrie du patin		
Amplitude angulaire [deg]	β	30°
Rayon intérieur [mm]	R_1	30
Rayon extérieur [mm]	R_2	50
Géométrie de la texture		
Forme poches	-	Parallélépipédique
Amplitude angulaire de la zone texturée [deg]	β_t	15°
Largeur de la zone texturée [mm]	L_r	8
Profondeur poches [µm]	h_d	5
Nombre de poches dans la direction circonférentielle	N_θ	5
Nombre de poches dans la direction radiale	N_r	4
Taux de texturation dans la direction circonférentielle	α_θ	50%
Taux de texturation dans la direction radiale	α_r	40%
Densité	ρ_t	25%

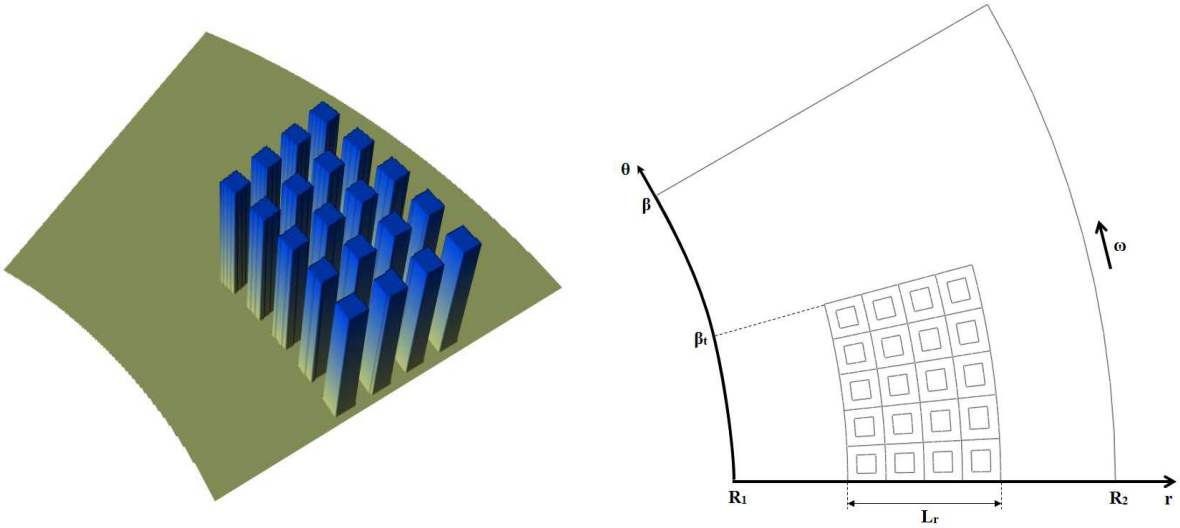

Figure 4.8. Schéma d'un patin texturé et notations.

La géométrie présentée ci-dessus servira comme base de comparaison dans l'étude de divers paramètres géométriques permettant de définir la texture. Pour mieux représenter le fonctionnement réel d'une butée en régime hydrodynamique, une condition d'équilibrage de la charge sera systématiquement exigée, quelle que soit la configuration géométrique analysée. Subséquemment, l'évaluation quantitative des performances hydrodynamiques du contact sera réalisée à travers une analyse de l'épaisseur minimale du film h_0, du couple C et du débit Q_T (calculé au rayon extérieur du patin). Enfin, il faut noter qu'une charge appliquée de 10 N a été choisie afin de permettre l'extension de l'étude à plusieurs types de textures.

4.3 Texturation du grain fixe

Nous nous intéressons tout d'abord aux effets engendrés par la texturation du grain fixe de la butée en régime hydrodynamique. En supposant que le profil géométrique du grain mobile est négligeable, le régime d'écoulement du lubrifiant devient stationnaire et l'épaisseur du film dépend uniquement du profil de surface du grain fixe. Il faut mentionner également que les surfaces du grain fixe et du grain mobile seront considérées parallèles à la direction de l'écoulement. L'analyse présentée ci-dessous portera sur l'influence des principales caractéristiques géométriques permettant de définir la texturation du grain fixe.

4.3.1 Géométrie de la texture

Taux de texturation

Pour une meilleure compréhension des effets qu'il induit sur les performances hydrodynamiques du patin, le taux de texturation total α est décomposé selon les deux directions considérées, pour obtenir un taux de texturation dans la direction radiale α_r et un taux de texturation dans la direction circonférentielle α_θ, calculés selon les expressions suivantes :

$$\alpha_r = \frac{L_r}{R_2 - R_1} \cdot 100 \text{ et } \alpha_\theta = \frac{\beta_t}{\beta} \cdot 100 \tag{4.6}$$

Pour évaluer l'impact de α_r et α_θ sur les performances de la butée, les dimensions de la zone texturée, telles que définies dans le Tableau 4.5, seront modifiées à travers les paramètres L_r et β_t. De même, les valeurs de N_r et N_θ seront aussi modifiées afin de maintenir une même taille des poches dans tous les cas analysés.

Les résultats obtenus (Fig. 4.9) montrent qu'une augmentation du taux de texturation dans la direction radiale α_r entraîne une amélioration globale des performances hydrodynamiques qui se traduit par une augmentation de l'épaisseur minimale du film h_0 et du débit Q_T et par une diminution du couple C. En revanche, une croissance du taux de texturation dans la direction circonférentielle α_θ produit un effet différent. Ainsi, parmi les trois valeurs testées (20, 50 et 80%), les meilleures performances sont obtenues pour α_θ = 50%, puisque dans ce cas, l'épaisseur du film et le débit augmentent de manière significative, alors que le couple est sensiblement diminué. Il est intéressant de noter que pour une valeur de α_θ égale à 20% ou bien 80%, les performances du patin sont très similaires.

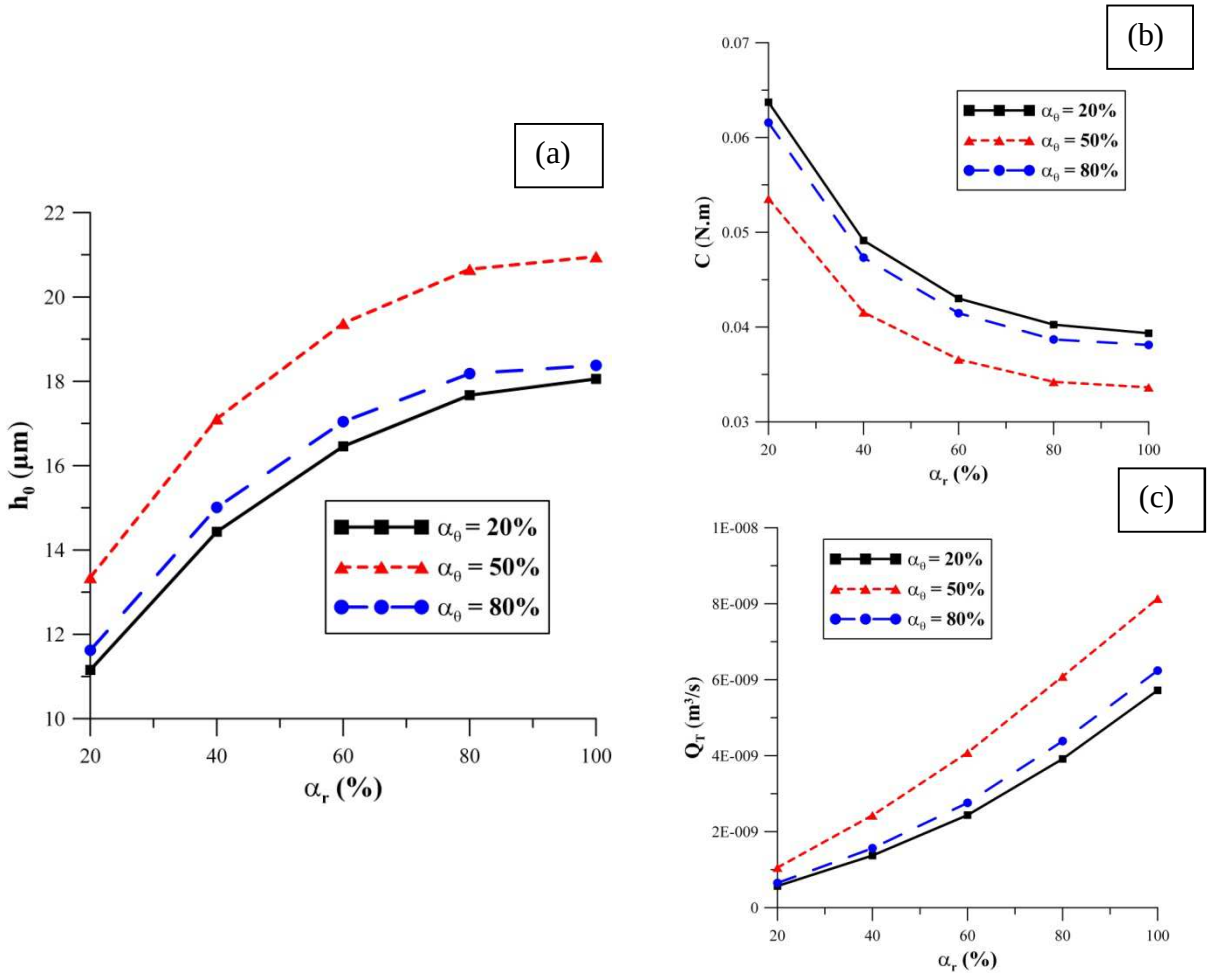

Figure 4.9. Influence de α_r et α_θ sur (a) l'épaisseur minimale du film h_0, (b) le couple C et (c) le débit Q_T.

Ces résultats sont conformes aux tendances observées dans les chapitres précédents (analyses 1-D et 2-D), où une augmentation initiale du taux de texturation (dans la direction de l'écoulement) permettrait une amélioration des performances, alors qu'une valeur trop élevée de α conduirait à des effets défavorables. Enfin, il faut mentionner que la texturation intégrale du patin ($\alpha_r = \alpha_\theta = 100\%$) ne permet pas de supporter la charge appliquée de 10 N.

Densité

Les effets produits par une augmentation de la densité de la texture dans le cas de référence (Tableau 4.5) sont illustrés dans la figure 4.10, en termes de pression, d'épaisseur du film, de couple et de débit. Les graphiques montrent que l'augmentation de la densité ρ_t de la texture permet de réduire l'étendue des régions où le gradient de pression est négatif (correspondant aux zones qui séparent les poches). Pour une charge appliquée au contact, cet effet se traduit par une augmentation de l'épaisseur minimale du film et du débit et par une réduction du couple.

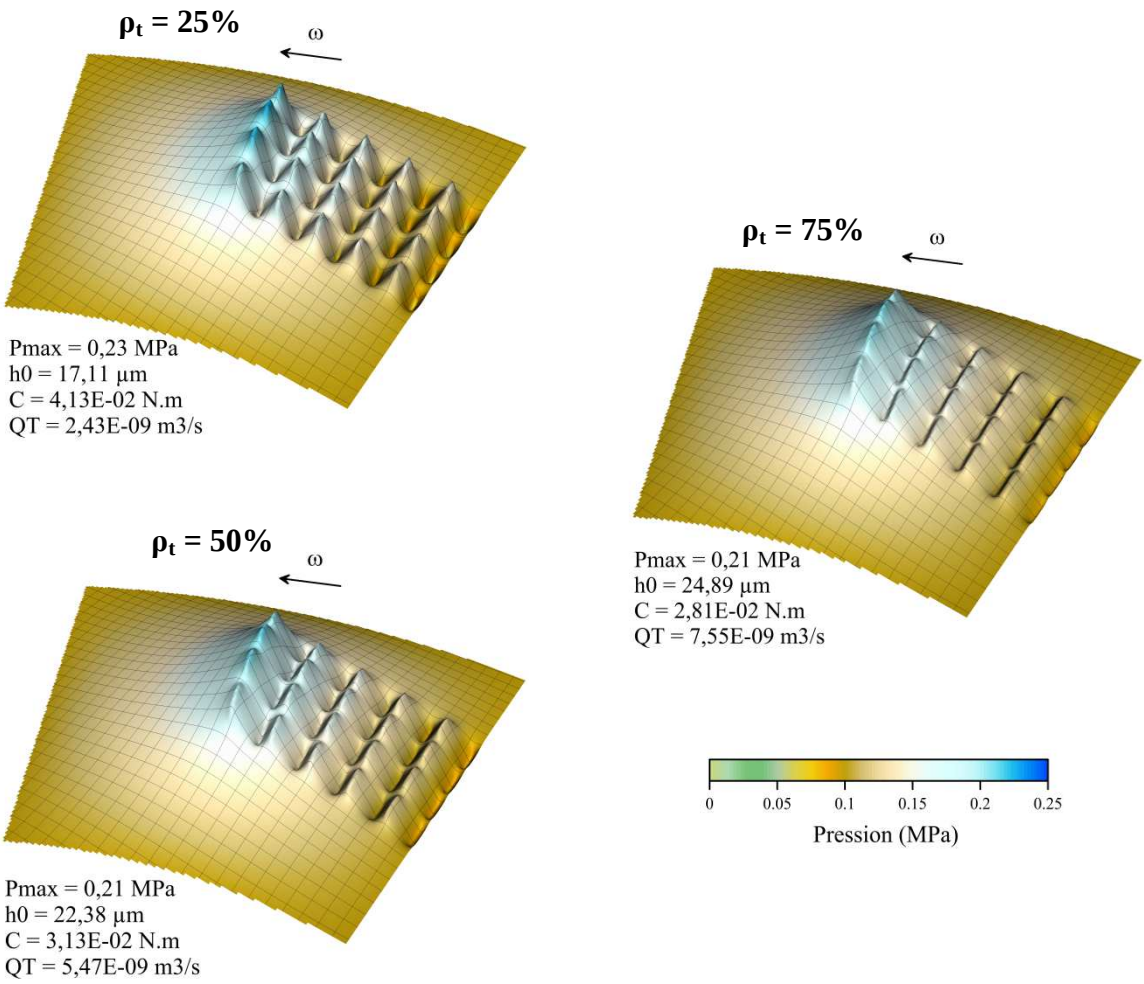

Figure 4.10. Influence de la densité de la texture sur la distribution de pression, l'épaisseur minimale du film h_0, le couple C et le débit Q_T.

Décentrement de la zone texturée

Dans le cas de la butée, la vitesse du fluide varie selon la direction radiale et par conséquent, il devient intéressant d'étudier si un décentrement de la zone texturée pourrait avoir des conséquences significatives sur les performances du patin. Dans ce but, la texture définie dans le Tableau 4.5 est déplacée soit vers le rayon intérieur (où la vitesse est plus faible), soit vers le rayon extérieur (où la vitesse du fluide est légèrement supérieure).

La figure 4.11 présente la distribution de pression et les caractéristiques hydrodynamiques correspondantes aux configurations analysées. Il faut souligner qu'en tenant compte de la taille du patin, la variation de la vitesse du fluide dans la direction radiale n'est pas très importante. Cependant, les résultats montrent qu'un décentrement de la zone texturée vers le rayon extérieur produit des performances hydrodynamiques supérieures. Ainsi, l'épaisseur du film h_0 est le débit Q_T augmentent de manière significative, alors que le couple C diminue.

Enfin, la comparaison des résultats avec la configuration centrée (présentée ci-dessus dans la figure 4.10, pour ρ_t = 25%) montre que le décentrement de la texture conduit en effet (quelle que soit la direction du décentrement) à une dégradation importante des performances du patin. Comme nous l'avons vu aussi dans le chapitre précédent, le positionnement de la zone texturée de manière symétrique par rapport à la direction de l'écoulement conduit à une distribution de pression plus étendue et à une amélioration de l'effet de portance hydrodynamique.

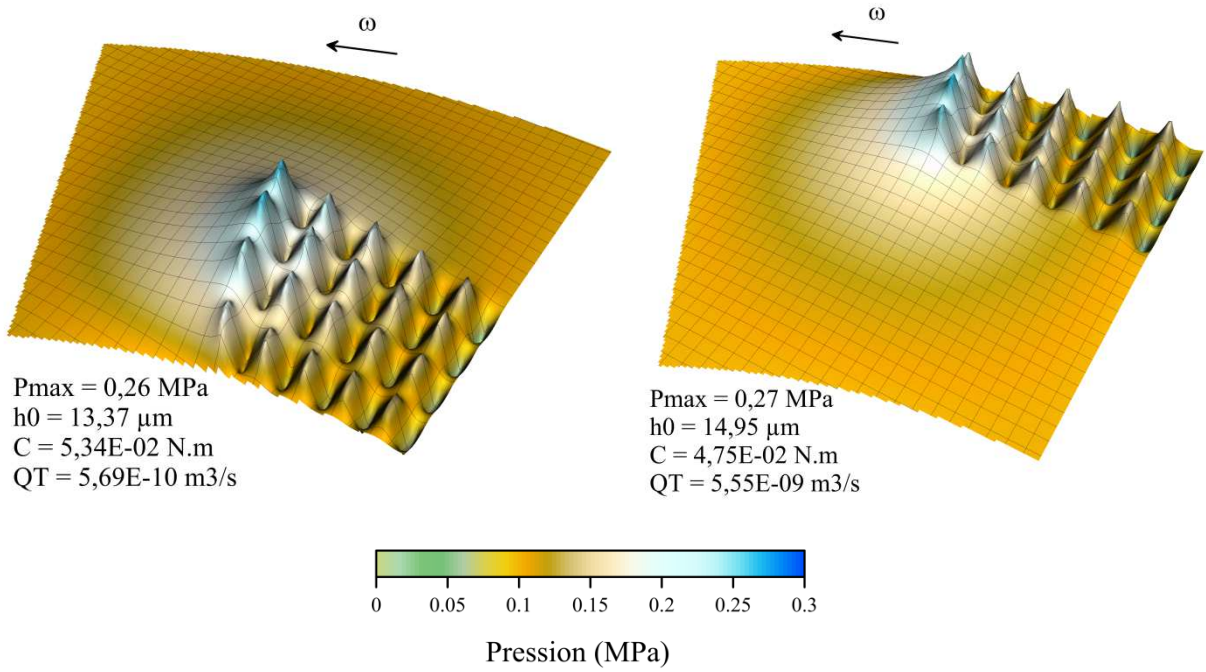

Figure 4.11. Effet du décentrement de la zone texturée sur la distribution de pression.

Rainures radiales et circonférentielles

Les analyses présentées dans le chapitre précédent ont montré que les rainures longitudinales et les rainures transversales produisent des effets très différents sur la lubrification du contact. Il devient donc intéressant d'étudier cette problématique dans le cas de la butée, où les rainures peuvent être orientées soit dans la direction radiale, soit dans la direction circonférentielle.

Tout d'abord il faut mentionner que quelle que soit l'orientation des rainures, une texturation intégrale du contact ne permet pas d'obtenir un effet de portance hydrodynamique significatif. Ainsi, pour pouvoir analyser l'influence des textures constituées par des rainures, le taux de texturation dans la direction circonférentielle α_θ est réduit à 50%, alors que la valeur de α_r est maintenue à 100%. La figure 4.12 présente les deux configurations géométriques et les résultats correspondants.

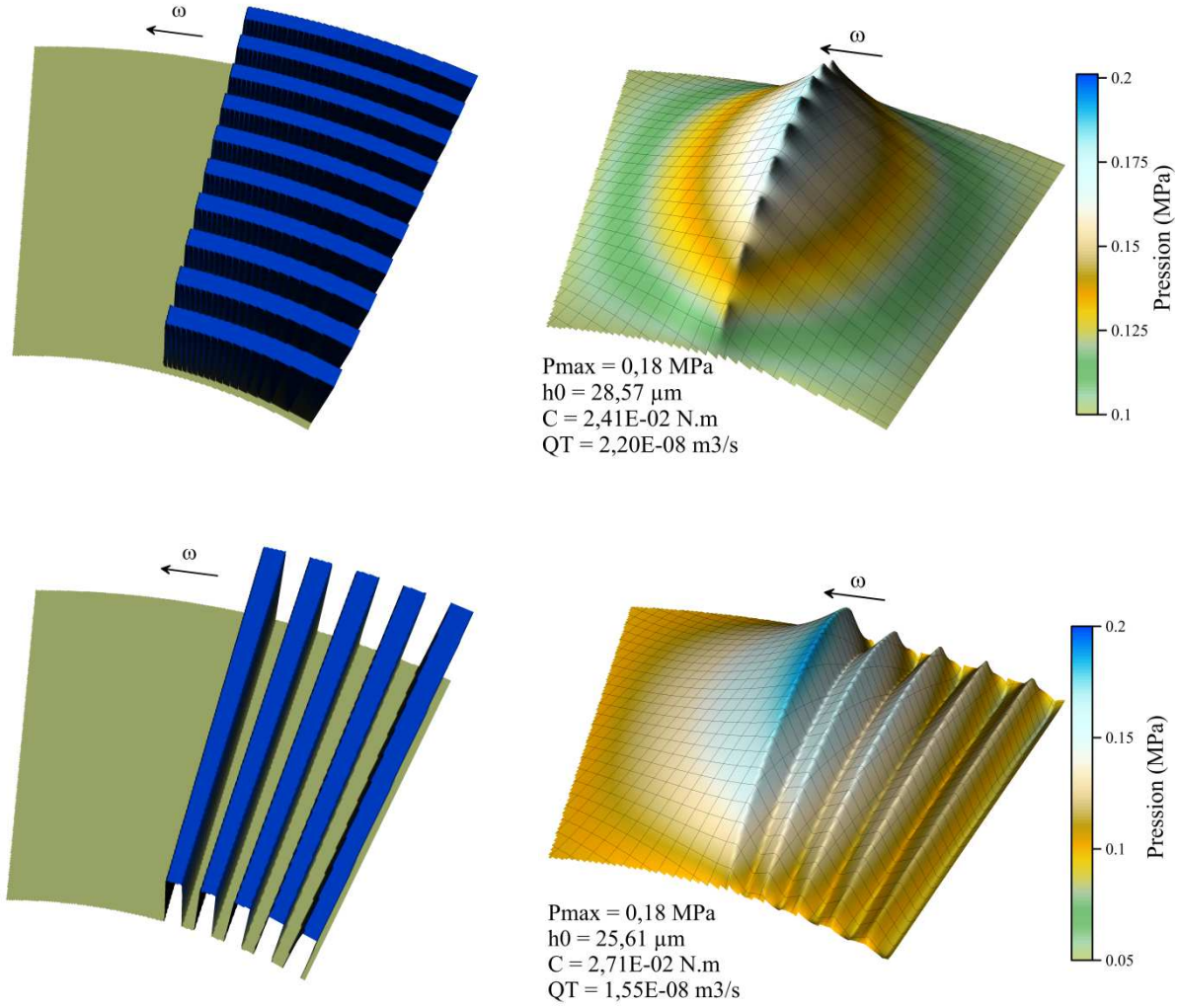

Figure 4.12. Influence des rainures circonférentielles et radiales sur la distribution de pression, l'épaisseur minimale du film h_0, le couple C et le débit Q_T.

Pour les conditions données dans le Tableau 4.5, les deux configurations présentent des aspects tout à fait différents en terme de pression. Dans le cas des rainures circonférentielles, la pression augmente de manière quasi-linéaire et atteint un maximum pour les rainures placées au centre du patin (dans la direction radiale). Pour les rainures radiales, la pression enregistre des croissances et des chutes successives (dans la direction θ) et atteint son maximum sur la dernière rainure (dans la même direction θ). Parmi les deux configurations, les rainures circonférentielles semblent fournir des performances supérieures qui se traduisent par une épaisseur du film plus importante et un couple plus faible.

Profondeur

La figure 4.13 montre l'influence de la profondeur des poches sur les performances de la butée, pour une variation de α_θ comprise entre 10 et 90%, pour le cas de référence. Les résultats révèlent que l'augmentation de la profondeur h_d permet d'améliorer les paramètres hydrodynamiques considérés, quel que soit le taux de texturation α_θ. Cette tendance s'explique par l'absence du phénomène de cavitation, qui ne se produit pas pour les conditions données.

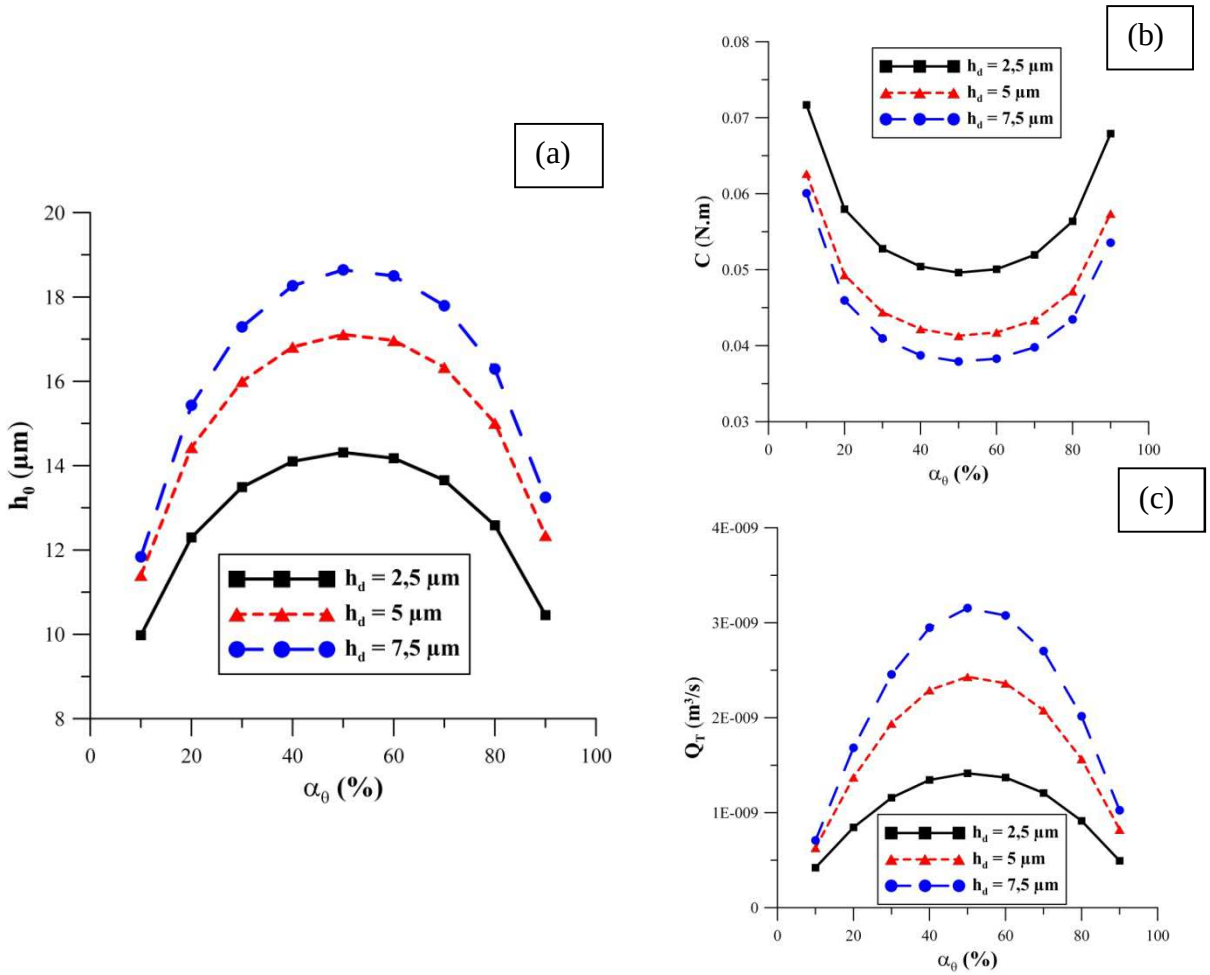

Figure 4.13. Influence de la profondeur des poches h_d sur l'épaisseur minimale du film h_0, le couple C et le débit Q_T en fonction de α_θ, pour $\alpha_r = 40\%$.

Ainsi, l'effet d'aspiration du fluide à l'entrée du patin ne se produit plus et les poches superficielles deviennent inefficaces. Pour la charge appliquée de 10 N, l'épaisseur du film minimale h_0 enregistre des valeurs assez importantes, quelle que soit la géométrie de la texture. Par conséquent, en absence de la cavitation, les poches sont intégralement remplies avec du lubrifiant et l'augmentation de leur profondeur permet d'augmenter le débit, et subséquemment, les performances globales du contact.

Il faut souligner également l'évolution des résultats en fonction du taux de texturation α_θ dans la direction circonférentielle θ. Ainsi, les graphiques montrent qu'un taux de texturation α_θ égal à 50% conduit à une configuration géométrique optimale par rapport aux performances hydrodynamiques du patin, quelle que soit la profondeur des poches.

Texturation de la butée à patins inclinés

Du point de vue théorique, lorsque nous négligeons les effets produits par la déformation thermique des surfaces, une butée à patins parfaitement lisses et parallèles à la direction d'écoulement ne permet pas de supporter une charge. Dans ces conditions, il devient difficile d'évaluer et de comparer le fonctionnement d'une butée non-texturée avec celui d'une butée texturée. Cependant, cette comparaison est possible dans le cas d'une butée à patins inclinés.

En tenant compte du fait que pour les conditions données, l'épaisseur minimale du film h_0 varie en fonction de la charge appliquée W_a, l'utilisation du taux de convergence K tel que défini dans l'équation (2.25) serait inadaptée pour cette analyse. Pour caractériser l'inclinaison du grain fixe, nous utiliserons le paramètre δ, défini comme la différence entre l'épaisseur du film maximale h_1 (à l'entrée du patin) et l'épaisseur minimale (à la sortie du patin) h_0. Ce changement nous permettra de maintenir la même inclinaison du grain fixe, qu'il soit texturé ou lisse, pour une valeur variable de h_0.

$$\delta = h_1 - h_0 \tag{4.7}$$

Pour trois valeurs différentes de δ (1, 5 et 10 µm) et trois valeurs de la charge appliquée W_a (10, 20 et 30 N), la figure 4.14 présente l'influence de la texturation des patins inclinés sur l'épaisseur du film minimale h_0. La texture utilisée correspond au cas de référence, présenté préalablement dans le Tableau 4.5. Premièrement, le graphique montre que dans le cas d'un patin incliné, les valeurs de l'épaisseur augmentent de manière significative et la butée est capable de supporter des charges plus importantes. La comparaison avec les performances fournies par une surface parfaitement lisse du grain fixe montre que la texturation permet d'améliorer les performances hydrodynamiques du contact, quelle que soit la charge appliquée. L'amélioration est plus significative (environ 15%) pour une valeur faible de δ correspondant à une inclinaison plus légère du patin. L'effet de la texturation diminue avec l'augmentation de l'inclinaison du grain fixe et pour δ = 10 µm, la croissance de h_0 est réduite, pour le patin texturé, à environ 3%.

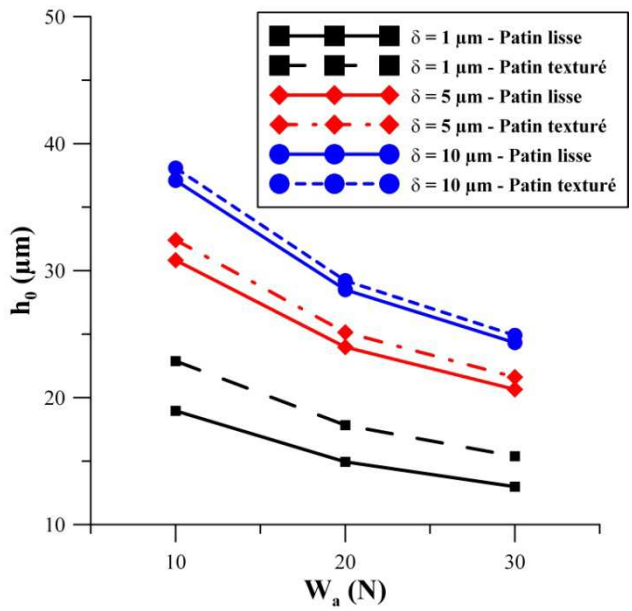

Figure 4.14. Influence de la texturation d'un patin incliné sur l'épaisseur du film minimale h_0, pour différentes valeurs de δ.

La figure 4.15 présente l'influence de la texturation d'un patin incliné sur la distribution de pression, pour δ = 1 µm et W_a = 30 N. Les résultats montrent que pour les conditions données, la texture induit une pression maximale supérieure, ce qui permet d'augmenter

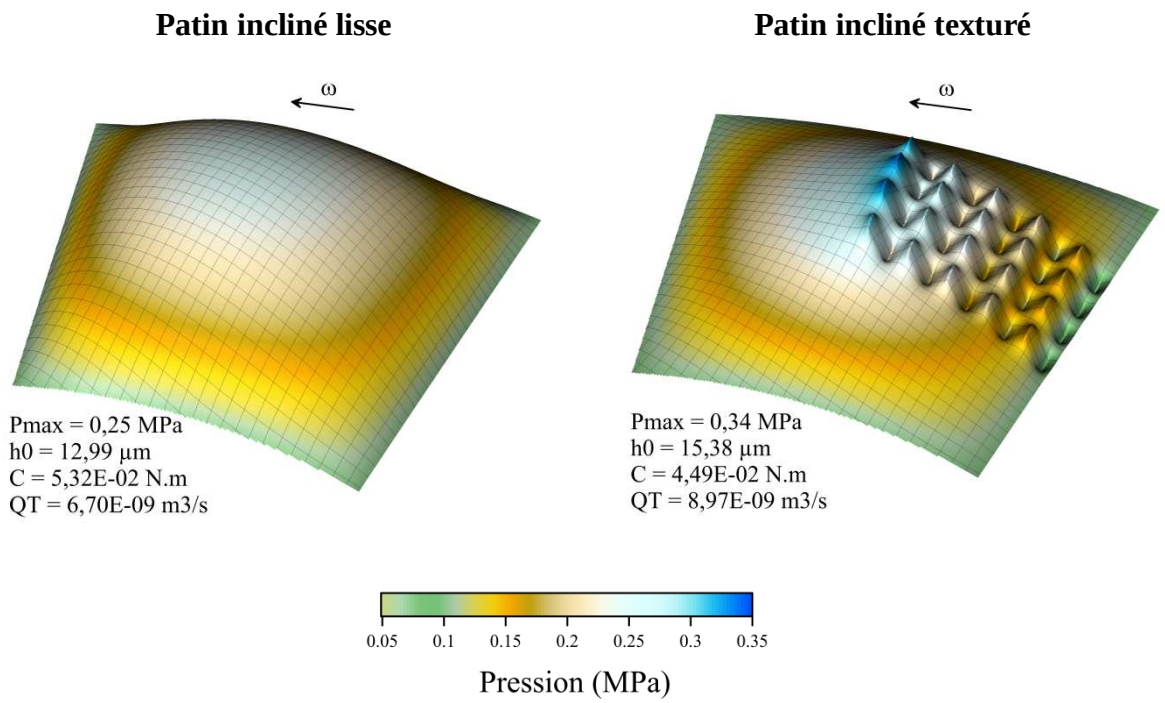

Figure 4.15. Influence de la texturation sur la distribution de pression, pour δ = 1 µm et W_a = 30 N.

l'épaisseur minimale du film h_0 et les performances globales du contact. Encore une fois, les résultats s'expliquent par le niveau élevé de l'épaisseur du film, qui permet un remplissage complet des poches avec du lubrifiant. Ce remplissage entraîne ainsi une augmentation de la pression à travers chaque cellule de la texture, qui se traduit finalement par une amélioration du comportement hydrodynamique du contact.

4.3.2 Butée à poches

Pour une meilleure compréhension des phénomènes qui se produisent lors de la texturation de la butée, nous réduisons la géométrie de la texture au cas le plus simple d'une poche, qui est positionnée sur la surface du grain fixe (Fig. 4.16). La configuration est obtenue par une réduction, dans le cas de référence, du nombre de cellules dans les directions r et θ, tel que $N_r = N_\theta = 1$, alors que les autres paramètres restent inchangés.

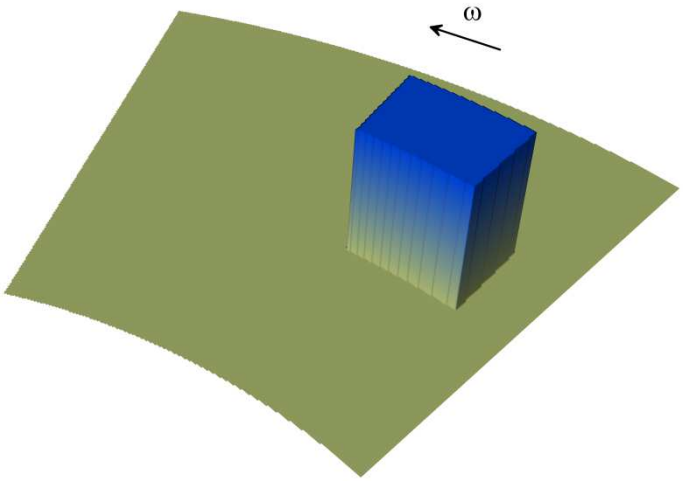

Figure 4.16. Géométrie du patin d'une butée à poches.

Charge appliquée et cavitation

Comme nous l'avons déjà observé à plusieurs occasions dans les chapitres précédents, une augmentation de la capacité de charge devient l'un des éléments principaux qui contribuent à l'apparition du phénomène de cavitation dans un contact texturé. Il devient donc intéressant d'étudier cet effet dans le cas de la butée.

L'impact de la charge appliquée W_a par rapport à l'apparition du phénomène de cavitation dans la butée à poche est illustré dans la figure 4.17, présentée ci-dessous. Pour une charge de 1 N, la pression minimale p_{min} reste au-dessus de la pression de cavitation (p_{cav} = 0 MPa), alors que la pression maximale p_{max} n'est que légèrement supérieure à la pression ambiante (p_0 = 0,1 MPa). Une augmentation de la charge appliquée à 5 N entraîne

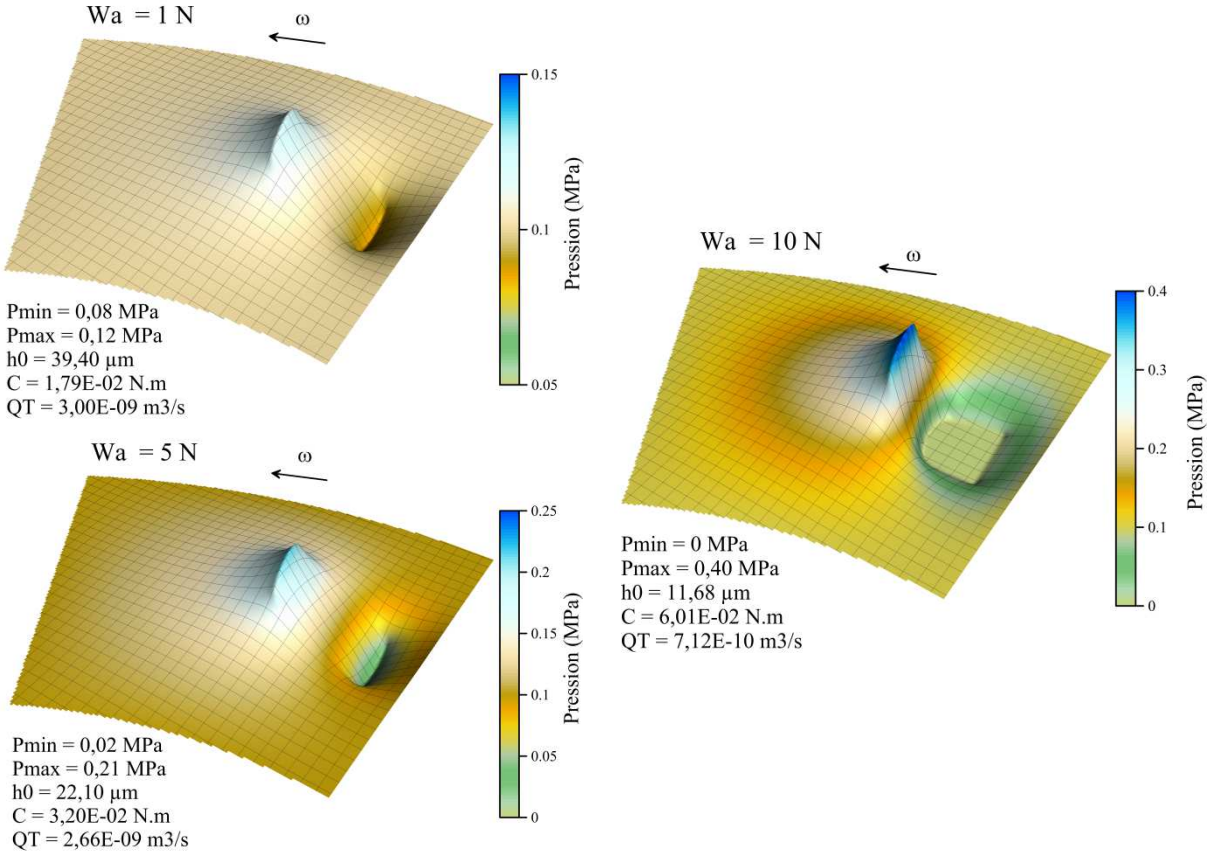

Figure 4.17. Influence de la charge W_a sur la distribution de pression dans une butée à poche.

une baisse de p_{min} et une augmentation de p_{max}. En même temps, l'épaisseur du film et le débit diminuent, alors que le couple enregistre une croissance significative. Enfin, une augmentation supplémentaire de la charge (W_a = 10 N) provoque l'apparition du phénomène de cavitation. Alors que la pression minimale générée dans le patin atteint le niveau de la pression de cavitation, la pression maximale augmente à un niveau presque deux fois supérieur à celui obtenu pour une charge de 5 N. Evidemment, l'épaisseur minimale du film et le débit connaissent aussi une baisse importante, tandis que le couple augmente de manière significative.

Vitesse de rotation et cavitation

La vitesse de rotation ω est un autre élément essentiel par rapport à la cavitation, car une variation de ce paramètre à des conséquences importantes sur le comportement hydrodynamique du patin. Pour une charge de 10 N, la figure 4.18 montre les effets de la vitesse de rotation ω (pour 50 et 1000 tr/min) sur les principales caractéristiques de la butée. En comparant ces résultats avec la distribution présentée dans la figure 4.17 (pour W_a = 10 N) où la vitesse ω était de 500 tr/min, plusieurs phénomènes peuvent être observés. Premièrement, il est montré qu'une réduction de la vitesse ω à 50 tr/min entraîne une

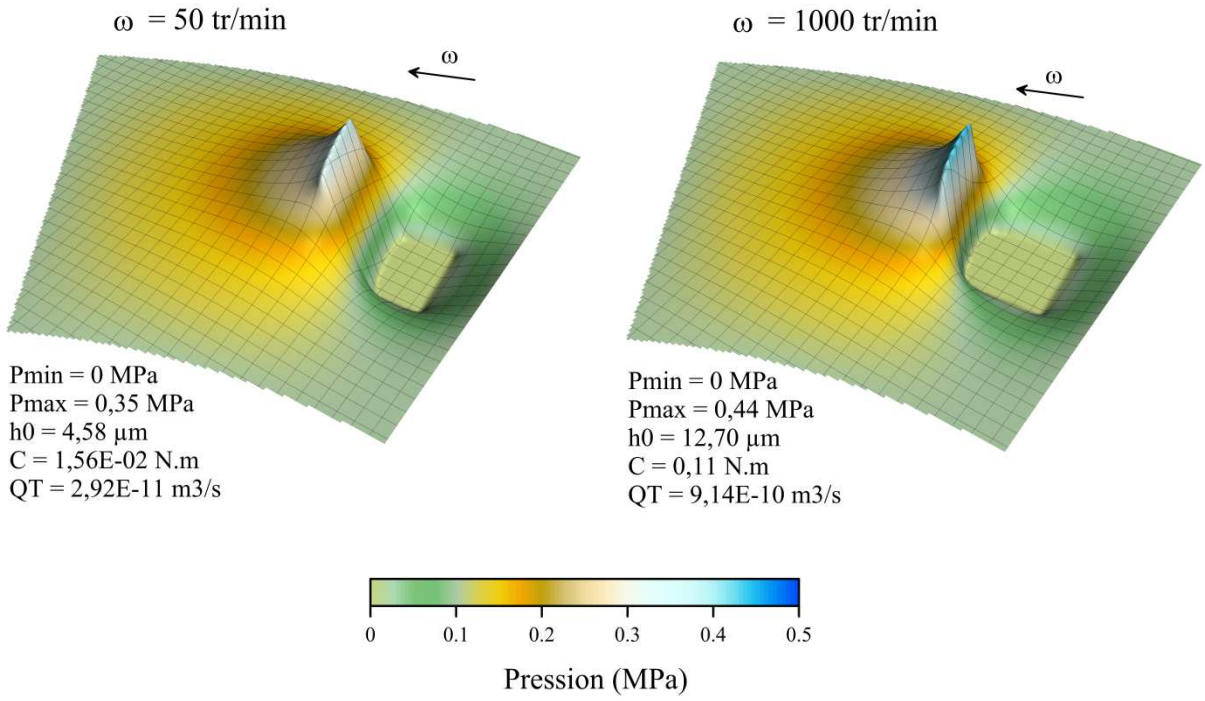

Figure 4.18. Influence de la vitesse de rotation ω sur la distribution de pression dans une butée à poche, pour W_a = 10 N.

diminution de l'étendue de la zone de cavitation. En même temps, la pression maximale est réduite de 0,40 à 0,35 MPa, alors que l'épaisseur du film h_0 et le débit Q_T enregistrent une baisse importante. En contrepartie, il faut souligner que la réduction de ω permet également de diminuer le couple C. D'autre part, l'augmentation de la vitesse ω à 1000 tr/min entraîne évidemment un élargissement de la région inactive. La pression maximale augmente, ainsi que l'épaisseur du film et le débit. L'effet défavorable est cette fois lié au couple, qui augmente de manière significative.

Profondeur et cavitation

Nous avons observé dans les chapitres précédents que dans des circonstances particulières, il existe une forte interdépendance entre le phénomène de cavitation et la profondeur h_d de la texture. Les analyses ont ainsi montré que lorsque la cavitation est présente dans le contact, l'effet d'aspiration du fluide obtenu à l'entrée du patin permettrait d'augmenter le débit et la pression générée. Nous avons vu également que les poches superficielles "cavitent" plus facilement et que grâce à cet effet, elles permettent d'améliorer les performances hydrodynamiques du contact.

Pour vérifier la présence de tous ces effets dans le cas de la butée à poche, nous analysons deux valeurs de la profondeur h_d : 2,5 et 7,5 µm. Pour une charge de 10 N, qui est censée conduire à l'apparition de la cavitation, la figure 4.19 présente la distribution de pression dans le patin correspondante à ces deux valeurs de h_d.

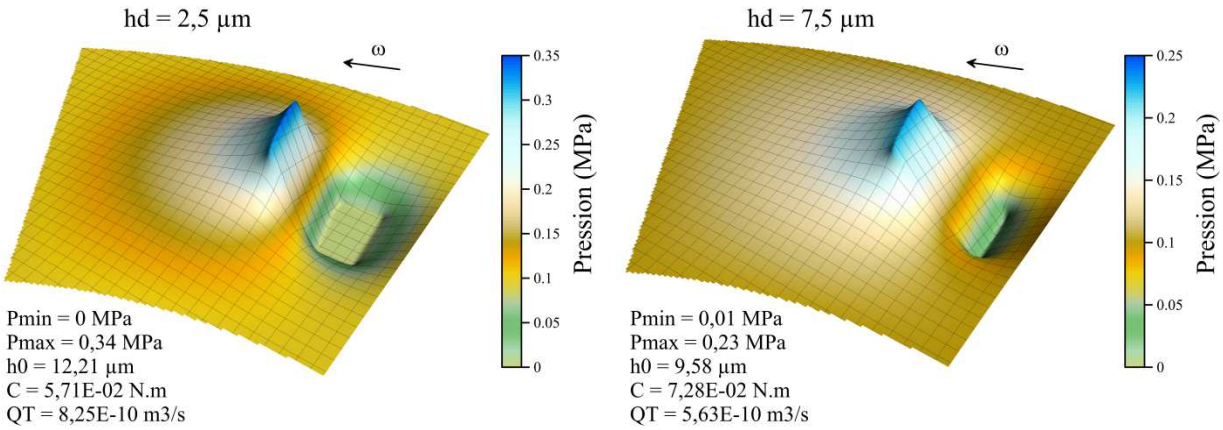

Figure 4.19. Influence de la profondeur h_d sur la distribution de pression dans une butée à poche, pour W_a = 10 N.

Les résultats montrent que parmi les deux configurations analysées, la poche à 2,5 µm de profondeur entraîne une rupture du film à l'entrée du patin, ce qui permet d'obtenir une épaisseur minimale du film supérieure et une amélioration globale des performances hydrodynamiques. Dans le cas de la poche à 7,5 µm, la cavitation ne se produit pas, puisque la pression minimale est légèrement supérieure à la pression de cavitation. En absence de ce phénomène, l'effet d'aspiration est éliminé et la pression est diminuée de manière significative. En conséquence, les performances hydrodynamiques de la butée enregistrent une dégradation importante.

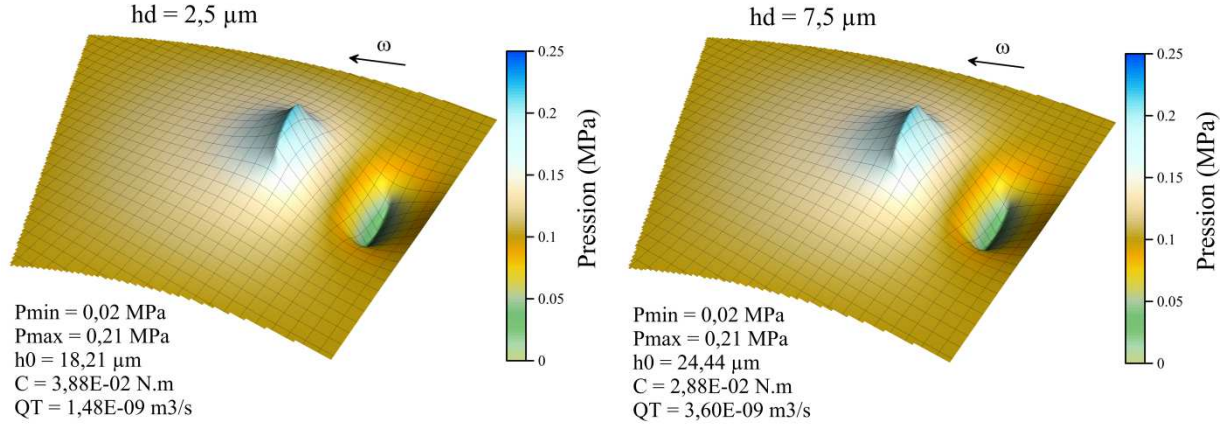

Figure 4.20. Influence de la profondeur h_d sur la distribution de pression dans une butée à poche, pour W_a = 5 N.

Lorsque la charge appliquée W_a est réduite à 5 N, les tendances changent de manière importante. Pour une comparaison similaire (2,5 et 7,5 µm), la figure 4.20 montre que la poche plus profonde entraîne une augmentation de h_0 et une amélioration globale des performances. Dans les deux cas, la pression minimale est de 0,02 MPa et donc la cavitation ne se manifeste pas dans le contact. Par conséquent, la poche superficielle ingère une quantité inférieure de fluide, ce qui conduit à une diminution du débit et de la pression.

4.3.3 Conclusions

En utilisant une approche basée sur le principe d'équilibrage de la charge, les analyses présentées ci-dessus nous ont permis d'obtenir une évaluation non-exhaustive des principaux effets engendrés par la texturation du grain fixe d'une butée en régime hydrodynamique. Les résultats ont montré que la texturation reste un moyen efficace pour l'amélioration des performances du contact. L'étude a montré également que l'influence de différents paramètres tels que le taux de texturation ou la densité reste en conformité avec les tendances observées dans les chapitres précédents. En même temps, nous avons vu qu'en fonction des caractéristiques du contact (épaisseur du film, charge appliquée, présence de la cavitation), les différentes configurations géométriques peuvent produire des effets très variés. Ainsi, les résultats ont révélé qu'en absence du phénomène de cavitation, les poches superficielles perdent leur efficacité, alors que pour une épaisseur du film plus importante (qui permet le remplissage intégral des poches), la texturation des patins inclinés entraîne une amélioration des performances hydrodynamiques.

L'étude du comportement d'une butée à poches nous a permis de mette en évidence le rôle significatif de la cavitation. Ce phénomène, qui est susceptible d'apparaître à des charges ou à des vitesses de rotation élevées, peut avoir une influence aussi bien bénéfique que nuisible sur les performances du contact. En ayant pris comme exemple la profondeur h_d, nous avons montré qu'en présence de la cavitation, les poches superficielles peuvent conduire à une amélioration de l'effet de portance hydrodynamique. En absence de la cavitation, les poches profondes permettent l'ingestion d'une quantité supérieure de fluide et une augmentation de l'épaisseur minimale du film.

La dernière partie de ce chapitre portera sur l'analyse des effets induits par la texturation du grain mobile de la butée en régime hydrodynamique. L'étude des effets transitoires générés par le mouvement de la surface texturée constituera bien évidemment le point de focalisation de nos recherches. L'influence du positionnement de la texture sur le grain fixe ou bien sur le grain mobile de la butée constituera aussi un point important de l'étude.

4.4 Texturation du grain mobile

Tout d'abord, il faut rappeler qu'à l'exception des phases de démarrage de d'arrêt, les butées fonctionnent généralement à régime établi et donc l'induction d'un comportement transitoire, inévitable lorsque le grain mobile est texturé, pourrait devenir problématique. Malgré cet inconvénient, nous nous intéressons néanmoins à quelques configurations géométriques, dont l'analyse nous permettra d'identifier les principaux phénomènes qui sont susceptibles d'apparaître lors de la texturation du grain mobile. Nous tenons à rappeler également que la simulation de ce type de configurations nécessite un effort de calcul extrêmement important et par conséquent, l'étude sera limitée à seulement quelques cas représentatifs.

Les textures appliquées sur la surface du grain mobile seront convenablement définies de manière similaire à celles employées dans le cas du grain fixe. Dans cette perspective, les

paramètres géométriques et les conditions de fonctionnement exposés dans le Tableau 4.5 seront également utilisés pour les analyses présentées ci-dessous. De plus, la durée d'une période T_t est définie ici comme le rapport entre l'amplitude angulaire du patin β et la vitesse de rotation ω du grain mobile :

$$T_t = \frac{\beta}{\omega} \tag{4.8}$$

La période T_t correspond toujours au temps nécessaire pour que chaque point du grain mobile revienne après un cycle à sa position initiale, tel que $h_1(r, \theta, T_t) = h_1(r, \theta, 0)$. Pour les conditions données ($\beta = 30°$ et $\omega = 500$ tr/min), cette période est égale à 0,01 s.

4.4.1 Butée à poches

Poche sur le grain mobile

Nous étudions d'abord une géométrie simplifiée qui implique la présence d'une seule poche sur la surface du grain mobile. Comme précédemment, la configuration est obtenue par une réduction, dans le cas de référence (Tableau 4.5), du nombre des cellules, tel que $N_r = N_\theta = 1$. La position initiale de la poche sur la surface du grain mobile (équivalente à la géométrie présentée dans la figure 4.16) reste en conformité avec le Tableau 4.5, alors que le déplacement de la poche est réalisé dans la direction circonférentielle θ, en suivant bien-évidemment le principe de symétrie géométrique.

La figure 4.21 présente la variation de l'épaisseur minimale du film h_0 à travers une période T_t, pour une charge appliquée égale à 10 N et une vitesse de rotation de 500 tr/min. Il s'avère que l'évolution de h_0 est très similaire aux courbes observées dans les chapitres

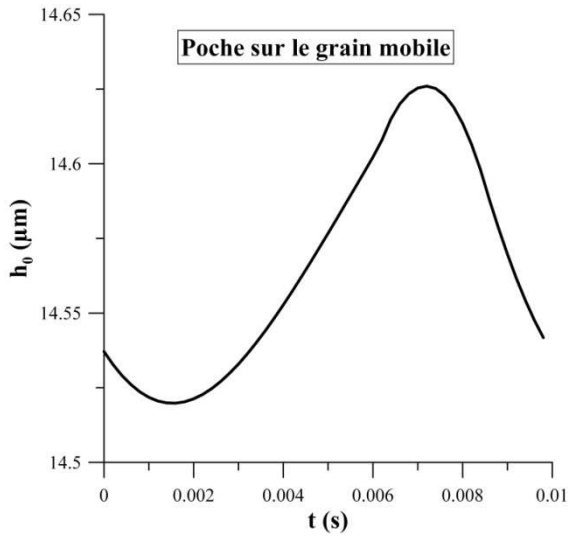

Figure 4.21. Evolution de l'épaisseur minimale du film h_0 pour une poche située sur la surface du grain mobile ($W_a = 10$ N et $\omega = 500$ tr/min).

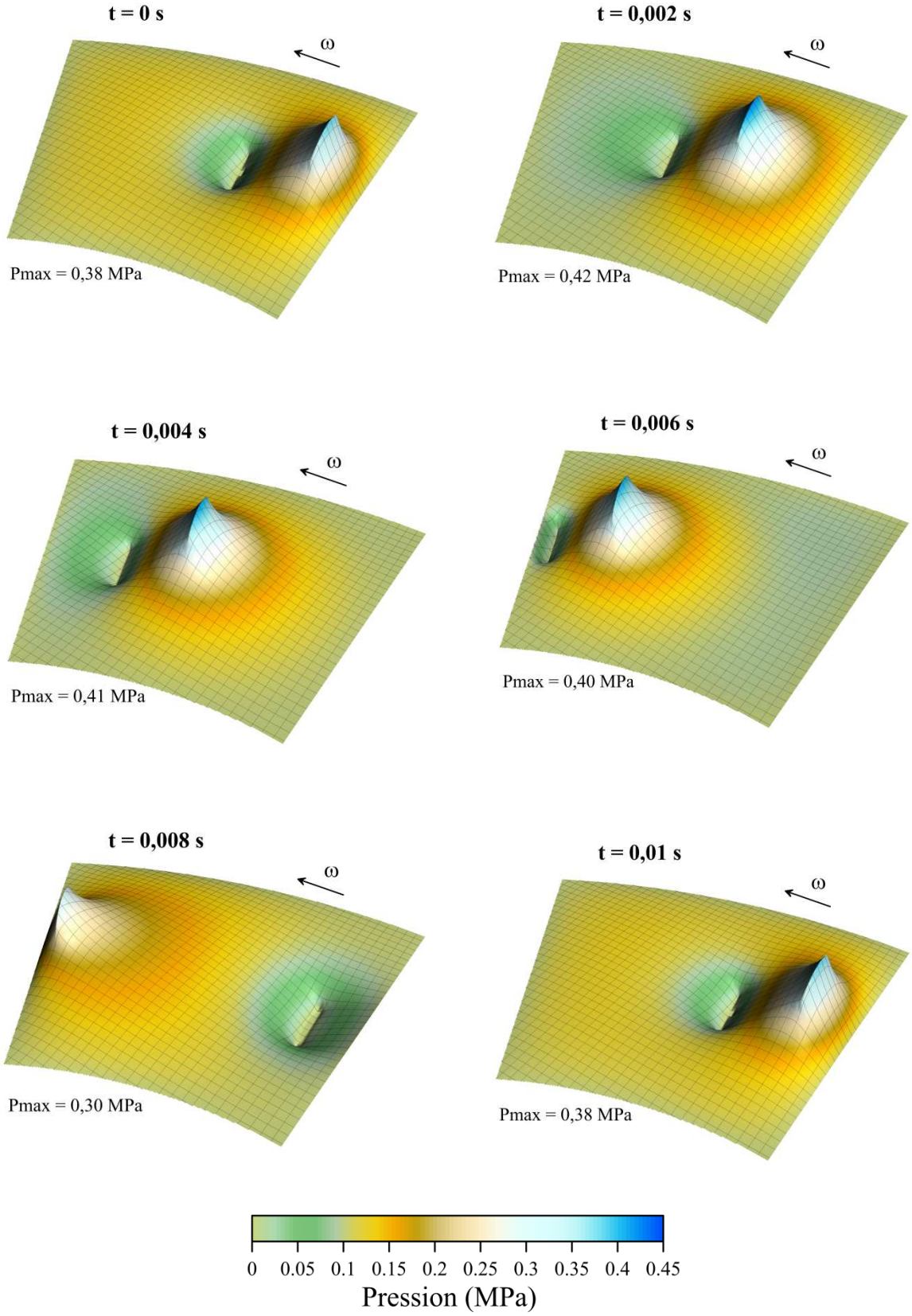

Figure 4.22. Evolution de la distribution à travers une période T_t = 0,01 s, pour une poche placée sur le grain mobile (W_a = 10 N et ω = 500 tr/min).

précédents. Ainsi, h_0 enregistre une diminution au début du cycle et une croissance plus importante dans la deuxième moitié de la période. De plus, la figure montre que la variation de h_0 ne dépasse pas 0,1 µm, valeur qui correspond à environ 1,5% de l'épaisseur moyennée dans le temps (h_{0_moy} = 14,56µm).

Pour une meilleure compréhension des effets transitoires induits par la texturation du grain mobile, la figure 4.22 présente l'évolution de la distribution de pression à travers la période T_t, correspondante à la configuration décrite ci-dessus. Les résultats montrent encore une fois que dans le cas non-stationnaire, l'effet de portance hydrodynamique est principalement obtenu grâce au gradient $\partial h/\partial t$ qui se traduit par un écrasement du film lubrifiant. Cet écrasement est toujours obtenu à l'entrée de la poche et correspond, quel que soit le temps t, à la pression maximale p_{max}. Il faut souligner également que pour la charge appliquée de 10 N, le phénomène de cavitation ne se produit pas, ce qui n'est pas le cas lorsque la poche est positionnée sur le grain fixe (Fig. 4.17).

Poches sur le grain fixe et sur le grain mobile

Nous traitons ensuite une configuration géométrique qui implique la présence de la même poche aussi bien sur le grain mobile que sur le grain fixe. La position de la poche sur le grain fixe (ou bien sa position initiale sur le grain mobile) correspondent toujours aux paramètres présentés dans le Tableau 4.5, pour $N_r = N_\theta = 1$.

La figure 4.23 présente la variation de l'épaisseur minimale du film h_0 à travers une même période T_t égale à 0,01 s. L'évolution de h_0 présente un aspect similaire à celui observé dans le cas précédent et la variation globale reste à un niveau inférieur à 1%. De même, h_0 enregistre une baisse au début de la période et une augmentation plus importante dans la deuxième moitié du cycle.

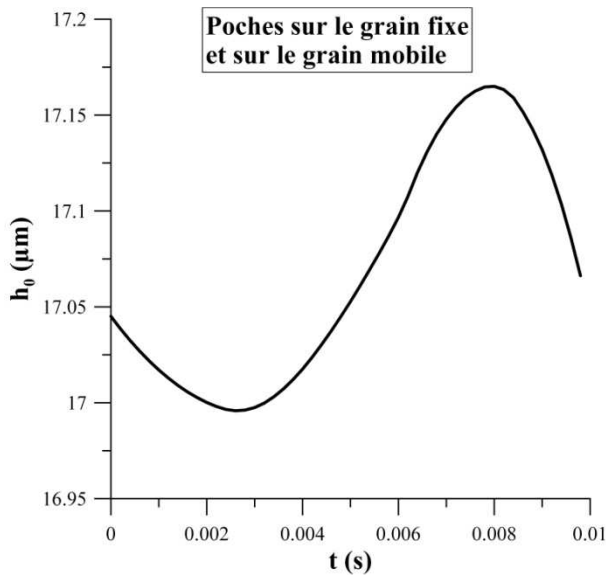

Figure 4.23. Evolution de l'épaisseur minimale du film h_0
pour une configuration à deux poches (W_a = 10 N et ω = 500 tr/min).

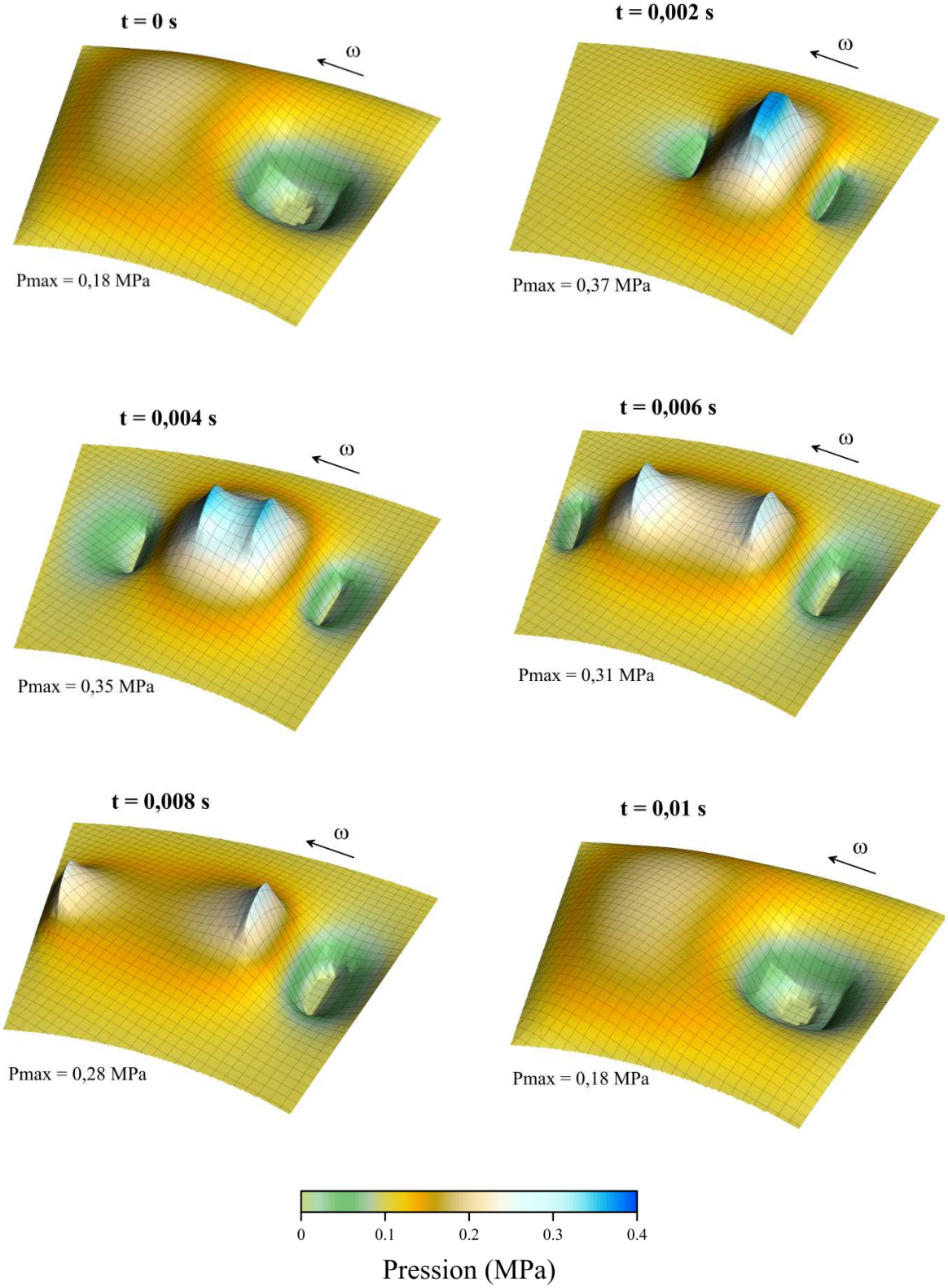

Figure 4.24. Evolution de la distribution à travers une période T_t = 0,01 s, pour des poche placées sur le grain fixe et sur le grain mobile (W_a = 10 N et ω = 500 tr/min).

La distribution de pression à travers la période T_t est illustrée dans la figure 4.24. D'abord, il est intéressant d'observer que pour t = 0 s (ou bien t = 0,01 s), la distribution ne présente aucun pic de pression visible, tel que nous pourrions l'observer pour les autres instants t. Il faut noter qu'à t = 0 s (et à t = 0,01), la position des poches sur le grain fixe et sur le grain mobile est en effet la même. Cet alignement géométrique des poches conduit à une chute importante de la pression à l'entrée du patin et conduit, comme nous l'avons vu dans la figure 4.23, à une diminution de l'épaisseur du film h_0.

D'autre part, les résultats montrent que le déplacement de la poche avec le grain mobile entraîne une augmentation globale de la pression à travers le patin et assure une distribution de pression plus étendue. Cette distribution se traduit par une amélioration de l'effet de portance et une croissance de l'épaisseur minimale du film.

Position optimale

Les analyses présentées ci-dessus nous permettent de déterminer la position optimale de la poche dans le contact par rapport aux principaux paramètres qui caractérisent le comportement hydrodynamique de la butée. Le Tableau 4.6 présente l'influence de la position de la poche sur les valeurs moyennées dans le temps de l'épaisseur minimale du film h_{0_moy}, du couple $C_{_moy}$ est du débit Q_{T_moy}. Les résultats montrent que pour les conditions données (W_a = 10 N et ω = 500 tr/ min), le positionnement de la poche sur le grain mobile permet d'améliorer les performances globales du contact. Lorsque la poche est placée sur le grain mobile au lieu du grain fixe, l'épaisseur du film h_0 enregistre une croissance de 24%, le couple diminue de 19%, alors que le débit augmente de 86%. Le positionnement simultané de la poche sur le grain fixe et sur le grain mobile permet encore d'améliorer le comportement hydrodynamique du patin. Dans ce cas, h_0 et Q_T augmentent respectivement de 17% et 78%, tandis que le couple C diminue de 14%.

Enfin, nous rappelons que malgré l'amélioration des performances qui pourrait être obtenue à travers la texturation du grain mobile, l'emplacement d'une ou plusieurs poches sur la surface mobile de la butée induit également une variation des paramètres au cours d'un cycle de temps. En effet, cette variation pourrait empêcher la stabilisation du fonctionnement de la butée et pourrait même conduire à l'apparition des effets néfastes tels que les vibrations.

Tableau 4.6. Influence de la position de la poche sur h_{0_moy}, $C_{_moy}$ et Q_{T_moy}.

	h_{0_moy} (µm)	$C_{_moy}$ (N.m)	Q_{T_moy} (m^3/s)
Poche sur le grain fixe	11,68	6,01E-02	7,12E-10
Poche sur le grain mobile	14,56	4,84E-02	1,33E-09
Poches sur le grain fixe et sur le grain mobile	17,06	4,12E-02	2,38E-09

4.4.2 Butée texturée

Texture sur le grain mobile

Nous analysons dans cette partie finale du chapitre les effets générés par les textures positionnées sur le grain mobile de la butée. En conformité avec la méthodologie utilisée jusqu'ici, la géométrie de la texture et les conditions de fonctionnement seront établis selon le cas de référence, décrit dans le Tableau 4.5 et illustré dans la figure 4.8. Puisque l'amplitude angulaire β du patin et la vitesse de rotation ω ne changent pas par rapport à la section précédente, la période T_t reste égale à 0,01 s.

Dans la figure 4.25 présentée ci-dessous, nous constatons que la variation globale de h_0 reste à un niveau très faible qui, dans ce cas spécifique, atteint environ 0,1% de la valeur moyennée dans le temps (h_{0_moy} = 15,48 µm). Comme nous l'avons vu aussi à travers le chapitre précédent dans le cas d'un patin de forme rectangulaire, l'augmentation du nombre de poches conduit à l'introduction d'oscillations locales qui sont particulièrement visibles dans la deuxième moitié de la période, quand les poches qui composent la texture reviennent dans la zone d'entrée du patin.

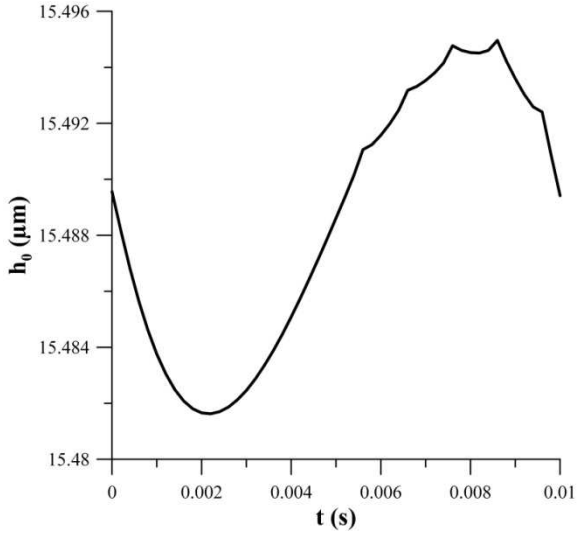

Figure 4.25. Influence de la texturation du grain mobile sur l'épaisseur minimale du film h_0 (W_a = 10 N et ω = 500 tr/min).

Nous présentons ensuite, dans la figure 4.26, les effets induits par la présence de la texture sur le grain mobile par rapport à la distribution de pression, à différents instants de la période T_t. Nous pouvons remarquer que la pression maximale est généralement obtenue sur la première rangée de cellules, où l'effet d'écrasement du film lubrifiant est le plus significatif. En contrepartie, la pression minimale est enregistrée sur la dernière rangée, où le passage d'une épaisseur faible à une épaisseur importante se traduit par un effet inverse. Nous tenons également à signaler la faible variation de la pression maximale p_{max} à travers la période T_t, qui explique d'ailleurs la faible variation de l'épaisseur minimale h_0 pendant la même durée de temps.

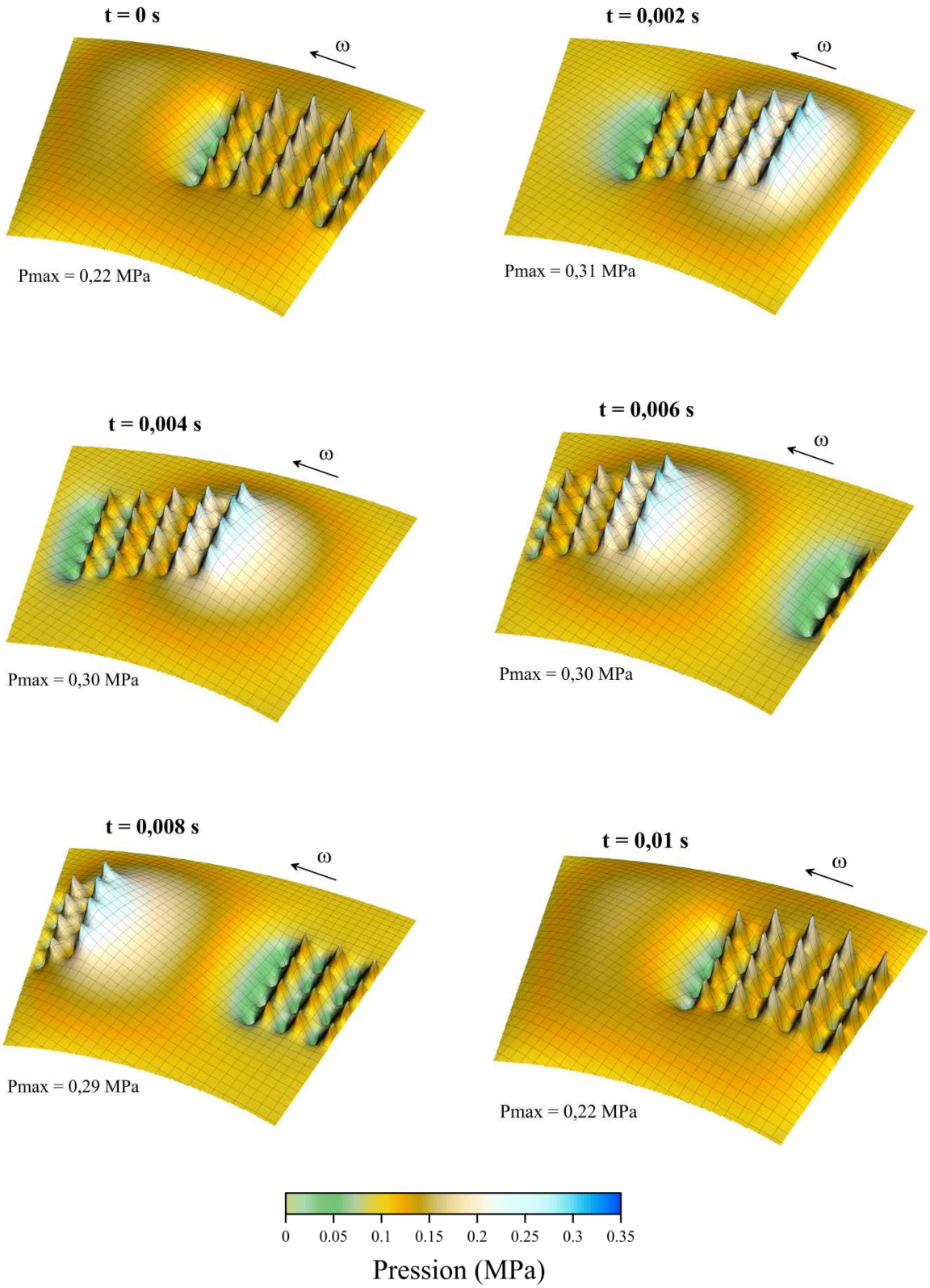

Figure 4.26. Influence de la texturation du grain mobile sur l'évolution de la distribution de pression à travers une période T_t = 0,01 s, pour W_a = 10 N et ω = 500 tr/min.

Texture sur le grain fixe et sur le grain mobile

Nous nous intéressons ici à une configuration qui implique la présence de la texture (telle que définie dans le cas de référence) aussi bien sur le grain fixe que sur le grain mobile. La variation de l'épaisseur minimale du film engendrée par cette géométrie est illustrée ci-dessous dans la figure 4.27. D'une part, le graphique montre que la variation globale de h_0 reste à un niveau similaire qui est inférieur à 1% de l'épaisseur moyennée dans le temps (h_{0_moy} = 19,67 µm). D'autre part, nous pouvons constater que les fluctuations locales qui apparaissent dans la deuxième moitié de la période deviennent moins perceptibles. Cet effet est vraisemblablement dû au niveau de la pression, qui dans ce cas spécifique, est plus faible que dans la configuration précédente. Les valeurs plus faibles de la pression se traduisent ainsi par des variations moins significatives de l'épaisseur h_0.

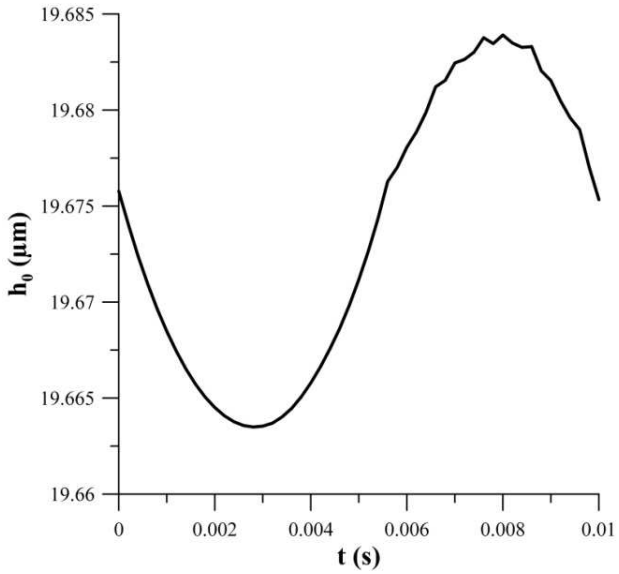

Figure 4.27. Influence de la texturation du grain fixe et du grain mobile sur l'épaisseur minimale du film h_0 (W_a = 10 N et ω = 500 tr/min).

L'évolution de la distribution de pression pendant la période T_t est illustrée dans la figure 4.28. Il faut d'abord remarquer que la présence concomitante des textures sur le stator et sur le rotor de la butée permet de générer de la pression dans le film lubrifiant à travers deux mécanismes de lubrification distincts. D'une part, la texture située sur le grain fixe entraîne une augmentation progressive de la pression à l'entrée du patin grâce au passage systématique entre les zones divergentes et les zones convergentes. D'autre part, la texture en mouvement génère de la pression à travers l'effet d'écrasement. Comme le montre les différents graphiques, le maximum de pression est obtenu soit sur la dernière rangée de cellules, pour la texture située sur le grain fixe, soit sur la première rangée, pour la texture positionnée sur le grain mobile. Les avantages fournis par cette configuration géométrique se traduisent par une distribution de pression plus étendue, ce qui permet d'équilibrer la charge appliquée de 10 N pour une valeur supérieure de l'épaisseur minimale du film h_0.

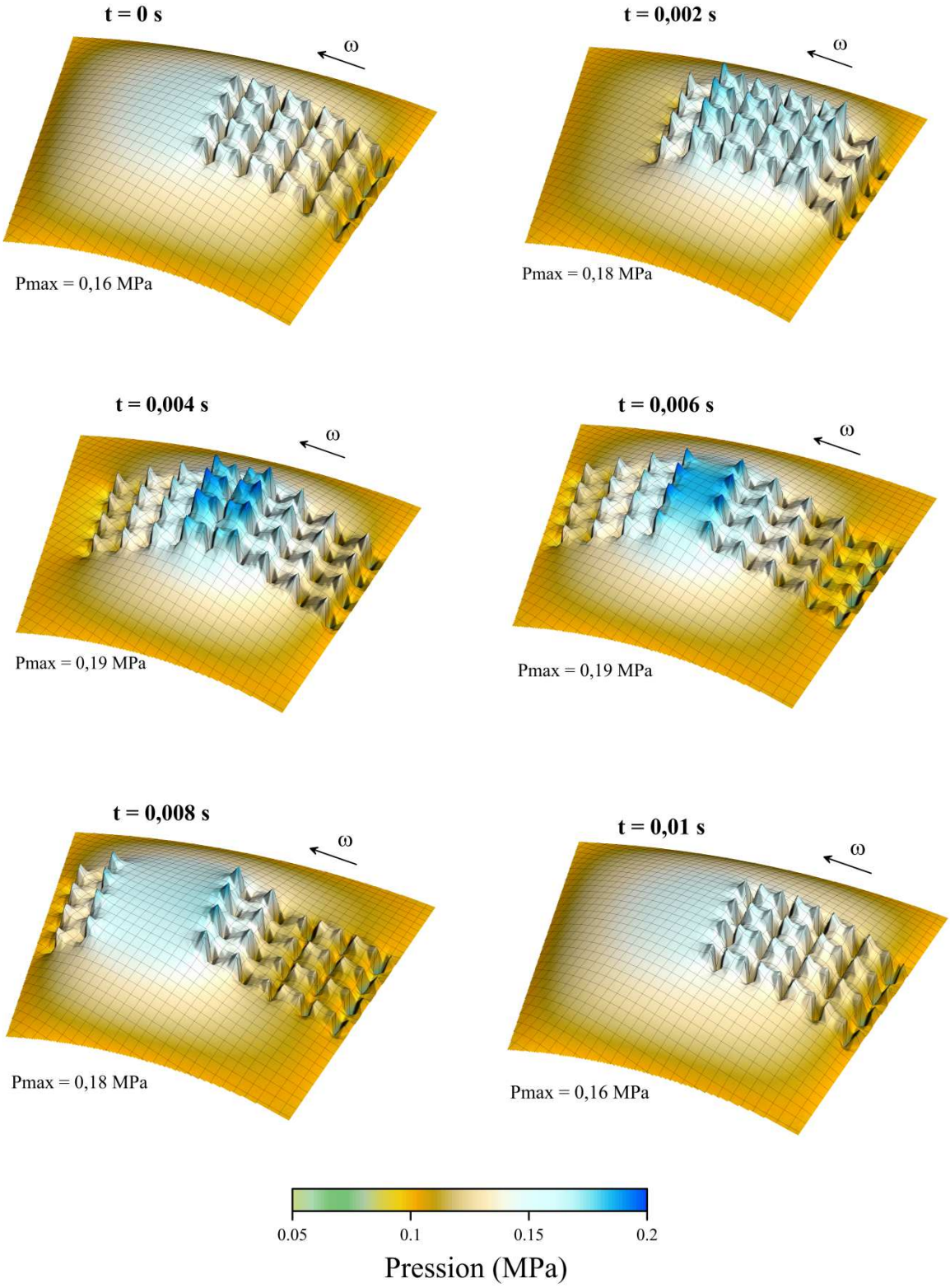

Figure 4.28. Influence de la texturation du grain mobile et du grain fixe sur l'évolution de la distribution de pression à travers une période T_t = 0,01 s, pour W_a = 10 N et ω = 500 tr/min.

Position optimale

Nous analysons finalement, tel que nous l'avons fait aussi dans le cas de la butée à poches, la position optimale de la texture dans le contact. Nous rappelons que les conclusions de cette analyse sont émises tout en faisant abstraction des effets transitoires (fluctuation des paramètres hydrodynamiques au cours du temps) qui sont introduits par la texturation du grain mobile et qui peuvent être nuisibles par rapport au fonctionnement de la butée.

Le Tableau 4.7 donne les valeurs moyennées dans le temps de l'épaisseur du film h_{0_moy}, le couple $C_{_moy}$ et le débit Q_{T_moy}, en fonction de la position de la texture. Les résultats montrent que la texturation du grain fixe au détriment du grain mobile entraîne une amélioration générale du comportement hydrodynamique. Ainsi, l'épaisseur h_0 augmente de 10%, le couple C est réduit de 21%, alors que le débit Q_T enregistre une croissance d'environ 50%. Cette tendance n'est pas conforme avec les résultats obtenus dans le cas de la butée à poches, ce qui indique que la position optimale de la texture dans le contact dépend aussi de sa géométrie. Une étude plus exhaustive serait donc nécessaire afin de déterminer les phénomènes qui sont à l'origine de ces résultats.

Parmi les trois configurations traitées, les meilleures performances sont obtenues dans le cas où les textures sont présentes aussi bien sur le grain fixe que sur le grain mobile. La comparaison de cette configuration avec le cas stationnaire (quand la texture est située uniquement sur le grain mobile) met en évidence une augmentation supplémentaire de h_0 d'environ 14%, une réduction du couple C de 22% et une croissance du débit Q_T de 40%.

Tableau 4.7. Influence de la position de la texture sur h_{0_moy}, $C_{_moy}$ et Q_{T_moy}.

	h_{0_moy} (µm)	$C_{_moy}$ (N.m)	Q_{T_moy} (m^3/s)
Texture sur le grain fixe	17,11	4,13E-02	2,43E-09
Texture sur le grain mobile	15,48	5,23E-02	1,63E-09
Textures sur le grain fixe et sur le grain mobile	19,67	3,22E-02	3,38E-09

Pour conclure, nous tenons à souligner les principaux résultats qui ont été obtenus à travers cette analyse des effets induits par la texturation du grain mobile de la butée. Premièrement, il a été montré que le principal mécanisme de lubrification qui permet d'obtenir un effet de portance hydrodynamique (par la texturation du grain mobile) est essentiellement basé sur l'effet d'écrasement. D'ailleurs, cette conclusion est conforme avec les résultats observés dans les chapitres précédents, où la géométrie du contact était différente. Deuxièmement, il a été montré que quelle que soit la géométrie du patin (poche ou texture), la texturation simultanée du grain fixe et du grain mobile permet d'améliorer les performances hydrodynamiques de la butée grâce à l'accumulation des effets stationnaires et transitoires. Enfin, nous tenons à rappeler que l'effort de calcul nécessaire pour réaliser ce type de simulations est extrêmement important, ce qui a limité de manière considérable le nombre des

configurations étudiées. Par conséquent, il faut noter qu'une étude plus exhaustive serait nécessaire afin d'établir la validité de nos conclusions dans d'autres configurations géométriques et pour d'autres conditions de fonctionnement.

4.5 Conclusion

Dans ce dernier chapitre du mémoire, nous avons présenté la transposition du modèle de cavitation en éléments finis pour l'étude des effets induits par la texturation sur le comportement d'une butée fonctionnant en régime hydrodynamique. La motivation pour cette étude a été basée sur deux éléments principaux. Premièrement, le contexte scientifique actuel justifie en effet l'analyse approfondie des effets générés par la texturation des surfaces sur les performances hydrodynamiques des butées. Comme nous l'avons déjà vu à travers le premier chapitre, cette problématique suscite un grand intérêt et le nombre de travaux dédiés à ce sujet a récemment augmenté de manière importante. Deuxièmement, les analyses exposées à travers ce chapitre nous ont permis aussi d'illustrer la pertinence et l'applicabilité de nos recherches dans le cas d'une application de type industriel, où la géométrie du contact présente des caractéristiques très spécifiques.

La configuration géométrique de la butée a nécessité une adaptation de l'équation de Reynolds à un système de référence en coordonnées cylindriques. La procédure numérique permettant d'effectuer le changement de coordonnées a été présentée au début du chapitre. Ensuite, l'étude a porté sur une procédure de validation du modèle proposé. La comparaison avec plusieurs travaux numériques et expérimentaux, qui ont servi comme base de référence, nous ont permis de certifier l'applicabilité du modèle proposé pour l'analyse de tous types de butées, qu'elles soient à patins inclinés ou texturées.

La partie principale du chapitre a été dédiée à l'analyse des effets induits par les différents types de textures sur les performances hydrodynamiques d'une butée texturée. Pour mieux représenter le comportement réel d'une butée, une approche numérique basée sur l'équilibrage de la charge a été systématiquement adoptée dans toutes les analyses. L'étude des effets engendrés à travers la texturation du grain fixe nous a permis d'exposer l'influence de différents paramètres géométriques. L'impact du phénomène de cavitation sur les performances de la butée a été également traité. Nous avons montré que la cavitation, qui est susceptible d'apparaître à des charges ou bien des vitesses élevées, peut avoir des effets aussi bien bénéfiques que nuisibles, en fonction de la géométrie de la texture.

L'analyse des effets induits par la texturation du grain mobile a constitué la partie finale du chapitre. En négligeant les effets nuisibles qui peuvent apparaître lors d'un régime d'écoulement transitoire, nous avons montré que le positionnement des textures sur le rotor de la butée pourrait conduire, dans certaines conditions, à une amélioration des performances hydrodynamiques.

Conclusions et perspectives

La possibilité offerte par les surfaces texturées pour améliorer les performances des contacts secs ou lubrifiés a été déjà démontrée au cours des années passées à travers de nombreuses études, aussi bien théoriques qu'expérimentales. Par conséquent, l'application des textures a été envisagée dans une gamme étendue d'applications confrontées aux problèmes de nature tribologique. Cependant, l'utilisation des composants texturés reste toujours limitée non seulement par l'imprédictibilité de leur comportement, mais aussi par le manque de compréhension des phénomènes qu'ils induisent. Dans ce contexte, ce travail a été entrepris afin d'étudier et de comprendre les effets qui interviennent dans le fonctionnement des surfaces texturées.

Premièrement, une recherche bibliographique nous a permis de présenter les différentes problématiques qui entourent actuellement le sujet de la texturation et qui justifient, en même temps, les objectifs de cette thèse.

Les effets induits par les surfaces texturées dans les différents régimes de lubrification ont été illustrés dans un récapitulatif des principaux travaux expérimentaux qui ont été réalisés au cours des années. Il a été ainsi montré que les effets générés par la texturation peuvent être aussi bien bénéfiques que néfastes par rapport aux performances des contacts. De plus, ces effets dépendent non seulement de la géométrie des textures, mais aussi des conditions de fonctionnement et des propriétés du lubrifiant.

En ce qui concerne l'analyse théorique de la texturation, l'étude bibliographique a montré que la modélisation du comportement des surfaces texturées dans un contact sec ou dans un régime de lubrification mixte ou limite devient particulièrement difficile. Bien évidemment, une meilleure compréhension des phénomènes liés à l'usure des surfaces serait nécessaire avant d'aborder ce type de problématiques. Avec cette perspective, la plupart des études théoriques qui s'intéressent actuellement au sujet de la texturation sont menées vers l'analyse des effets hydrodynamiques.

L'étude de la texturation dans un régime de lubrification hydrodynamique pose néanmoins d'autres difficultés. La spécificité géométrique des textures, qui consiste généralement dans une alternance de zones divergentes et convergentes, fait que la cavitation apparaît très souvent dans ce type de configurations. Ainsi, l'évaluation des effets induits par ce phénomène devient très importante. Cependant, dans beaucoup d'études théoriques, la cavitation est souvent traitée de manière rudimentaire (avec des algorithmes de cavitation non-conservatifs) ou même négligée, ce qui conduit, dans la plupart des cas, à des résultats approximatifs.

L'application d'un modèle de cavitation conservatif, dont la pertinence a été démontrée à travers plusieurs procédures de validation, nous a permis d'obtenir une évaluation plus appropriée des effets induits par les surfaces texturées dans un contact lubrifié. Ces effets ont été représentés numériquement à travers une forme modifiée de l'équation de Reynolds qui est basée sur le principe de séparation du film lubrifiant en des zones actives et inactives, selon la pression du fluide. Il faut mentionner que, d'une part, l'emploi d'une seule équation sur l'intégralité du domaine d'étude permet une simplification de l'algorithme numérique. D'autre part, le passage entre les zones actives et inactives du film lubrifiant reste toujours problématique à cause de la nature discontinue des fonctions utilisées, telles que la variable universelle D ou la fonction de basculement F. Réaliser la transition entre les différentes zones du film à travers des fonctions continues serait certainement un objectif très intéressant qui permettrait une amélioration significative du modèle proposé.

La discrétisation de l'équation de Reynolds modifiée par la méthode des volumes finis et la réduction du problème à un domaine monodimensionnel ont favorisé une diminution significative de l'effort de calcul. Nous avons pu ainsi effectuer une étude exhaustive de la texturation dans un régime d'écoulement aussi bien stationnaire que transitoire. Dans le cas stationnaire, nous avons analysé l'influence de la texturation dans une gamme étendue de configurations, ce qui nous a permis d'obtenir une meilleure compréhension des effets générés par les différents paramètres géométriques. La modélisation du comportement des surfaces texturées dans un régime d'écoulement transitoire nous a permis aussi d'aborder des thématiques très sensibles. Les effets générés par la texturation des surfaces en mouvement ou l'interaction des textures avec des surfaces ayant un profil sinusoïdal sont des sujets qui méritent incontestablement une analyse plus approfondie.

Grâce à son efficacité reconnue dans l'analyse des structures géométriques complexes, la méthode des éléments finis a été utilisée pour la modélisation 2-D des surfaces texturées. Dans un premier temps, nous nous sommes préoccupés de la pertinence des résultats 1-D par rapport à l'espace bidimensionnel. A travers plusieurs comparaisons, nous avons démontré que la modélisation unidimensionnelle des textures pourrait être justifiée aussi bien pour des rainures débouchantes que pour des poches. Ces comparaisons ont ainsi montré que l'équivalence entre les résultats 1-D et les résultats 2-D dépend principalement de la géométrie de la texture dans la deuxième direction considérée.

Comme nous l'avons déjà souligné à plusieurs occasions dans ce mémoire, l'effort de calcul est fortement amplifié, aussi bien dans le cas 1-D que dans le cas 2-D, par deux procédures numériques. La première procédure concerne la condition d'équilibrage de la charge, alors que la seconde implique le critère de convergence pour les variables temporelles. Pour la modélisation unidimensionnelle, le nombre de points de discrétisation est généralement faible et par conséquent, ces procédures numériques sont effectuées dans des temps raisonnables. En revanche, dans le cas du modèle 2-D, les temps de calcul deviennent prohibitifs, notamment si les deux procédures mentionnées sont employées simultanément. L'optimisation des méthodes de résolution serait donc une priorité pour l'amélioration du modèle présenté et pour l'approfondissement de l'étude 2-D transitoire.

Dans le même ordre d'idée, il faut noter que dans l'espace bidimensionnel, la représentation numérique de la géométrie des textures nécessite un raffinement du maillage,

notamment lorsque le nombre de motifs (poches, aspérités) est important. De toute évidence, ce raffinement conduit également à une augmentation importante de l'effort de calcul. Par conséquent, l'utilisation des méthodes numériques de type homogénéisation ou multi-échelle serait aussi envisageable afin d'optimiser la modélisation théorique des textures.

Dans des circonstances caractérisées par un effort de calcul significatif, l'étude 2-D de la texturation a été menée vers une analyse des éléments géométriques le plus représentatifs, tels que le taux de texturation, la taille ou la densité des textures. Ainsi, certaines caractéristiques géométriques, comme la forme et l'orientation des poches ou les différents types de distributions (nid d'abeilles, arête de poisson, chevrons etc.) n'ont pas été analysées dans ce mémoire. Pourtant, ces éléments pourraient conduire à l'apparition d'effets particuliers qui mériteraient une étude plus approfondie.

Il faut rappeler également que dans notre étude, les textures composées par des poches ont été délibérément choisies comme objet principal d'analyse. Ce choix a été réalisé dans la perspective où la plupart des techniques modernes de texturation sont basées sur un principe d'enlèvement de matière. Cependant, l'analyse des effets induits par les textures composées par des aspérités serait aussi un sujet d'étude intéressant.

Pour vérifier la pertinence du modèle proposé dans le cas d'une application réelle et pour illustrer les effets de la texturation, une butée fonctionnant en régime hydrodynamique a été choisie. Alors que la comparaison des résultats numériques avec des données expérimentales a mis en évidence une bonne concordance, il faut néanmoins signaler que la précision du modèle pourrait être encore améliorée. La prise en compte des effets thermiques et piezo-visqueux pourrait conduire à une telle amélioration. Par ailleurs, il serait souhaitable de mener une gamme plus étendue d'expérimentations afin de confirmer toutes nos observations et conclusions.

En ce qui concerne l'étude paramétrique des textures, nous devons souligner que les analyses ont été généralement basées sur l'utilisation des grandeurs dimensionnées, ce qui nous a permis d'obtenir une meilleure interprétation physique des phénomènes observés. Cependant, il faut noter qu'une approche théorique basée sur l'adimensionnement des paramètres géométriques ou de fonctionnement pourrait conduire à des conclusions encore plus exhaustives que celles présentées ici.

Enfin, nous tenons à mentionner que les résultats présentés dans ce mémoire sont la preuve irréfutable de la complexité des effets induits par les surfaces texturées. La géométrie des textures, les conditions de fonctionnement et les propriétés du lubrifiant ne sont que quelques éléments qui agissent sur les mécanismes de lubrification. Par conséquent, le développement d'outils numériques permettant l'optimisation de la géométrie des surfaces restera toujours une préoccupation importante des chercheurs. Dans cette perspective, à part la texturation, d'autres méthodes seraient envisageables pour l'amélioration du comportement tribologique des machines. Par exemple, dans un domaine très proche, les chercheurs essaient de modifier les propriétés de mouillabilité des surfaces (hydrophilie et hydrophobie) pour améliorer les performances des contacts lubrifiés.

Bibliographie

[1] **Willis, E.** (1986), "Surface finish in relation to cylinder liners," Wear, 109, pp. 351-366.

[2] **Organisciak, M.** (2007), "Optimisation de la microgéométrie des chemises de moteurs à combustion interne," Thèse de doctorat, L'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon.

[3] **Hamilton, D.B., Walowit J.A., Allen, C.M.** (1966), "A Theory of Lubrication by Microirregularities," Journal of Basic Engineering-Transactions of the ASME, 88, pp. 177-185.

[4] **Moore, D.F.** (1969), "A history of research on surface texture effects," Wear, 13, pp. 381-412.

[5] **Moore, D.F.** (1965), "Drainage criteria for runway surface roughness," J. Roy. Aeron. Soc., 3.

[6] **Williamson, J.B., Hunt, R.T.** (1968), "Relocation profilometry," Journal of Physics E: Scientific Instruments, 1, pp. 749.

[7] **Tzeng, S.T., Saibel, E.** (1967), "Surface Roughness Effect on Slider Bearing Lubrication," ASLE Trans, 10, pp. 334-338.

[8] **Christensen, H.** (1969), "Stochastic Models for Hydrodynamic Lubrication of Rough Surfaces," Proc. Instn. Mech. Engrs., Tribology Group 184, Part 1, 55, pp. 1013.

[9] **Christensen, H., Tønder, K.** (1971), "The Hydrodynamic Lubrication of Rough Bearing Surfaces of Finite Width," Journal of Lubrication Technology, Trans. ASME Series F, Vol. 93, pp. 324.

[10] **Tønder, K., Christensen, H.** (1972), "Waviness and Roughness in Hydrodynamic Lubrication," Proc. Instn. Mech. Engrs., Tribology Grp., 186, pp. 807.

[11] **Chow, L.S.H., Cheng, H.S.** (1976), "Influence of Surface Roughness and Waviness on Film Thickness and Pressure Distribution in EHD Contacts," NASA Contractor Report CR-2670.

[12] **Chow, L.S.H., Cheng, H.S.** (1976), "Influence of Surface Roughness on Average Film Thickness Between Lubricated Rollers," Journal of Lubrication Technology, Trans. ASME, Series F, 98, pp. 117.

[13] **Patir, N., Cheng, H.S.** (1978), "An Average Flow Model for Determining Effects of Three Dimensional Roughness on Partial Hydrodynamic Lubrication," Journal of Lubrication Technology, Trans. ASME, 100, pp. 12-18.

[14] **Patir, N., Cheng, H.S.** (1979), "Application of Average Flow Model to Lubrication Between Rough Sliding Surfaces," Journal of Lubrication Technology, Trans. ASME, 101, pp. 220-230.

[15] **Schneider, Y.G.** (1984), "Formation of Surfaces with Uniform Micropatterns on Precision Machine and Instrument Parts," Precis. Eng., 6, pp. 219-225.

[16] **Saka, N., Lio, M.J., Suh, N.P.** (1984), "The Role of Tribology in Electrical Contact Phenomena," Wear, 100, pp. 77-105.

[17] **Geiger, M., Roth, S., Becker, W.** (1998), "Influence of Laser-Produced Microstructures on the Tribological Behavior of Ceramics," Surface and Coatings Technology, 100-101, pp. 17-22.

[18] **Geiger, M., Popp, U., Engel, U.** (2002), "Eximer Laser Micro Texturing of Cold Forging Tool Surface – Influence on Tool Life," Annals of the CIRP, 51, pp. 231-234.

[19] **Etsion, I., Burstein, L.** (1996), "A model for mechanical seals with Regular Microsurface Structure," Tribology Transactions, 39, pp. 677-683.

[20] **Etsion, I., Halperin, G., Greenberg, Y.** (1997), "Increasing Mechanical Seal Life with Laser-Textured Seal Faces," Proc. 15th Int. Conf. on Fluid Sealing, BHR Group, Maastricht, pp. 3-11.

[21] **Wakuda, M., Yamauchi, Y., Kanzaky, S., Yasuda, Y.** (2003), "Effect of Surface Texturing on Friction Reduction Between Ceramic and Steel Materials under Lubricated Sliding Contact," Wear, 254, pp. 356-363.

[22] **Wang, X., Kato, K.** (2003), "Improving the Anti-Seizure Ability of SiC Seal in Water with RIE texturing," Tribology Letters, 14 (4), pp. 275-280.

[23] **Pettersson, U., Jacobson, S.** (2003), "Influence of Surface Texture on Boundary Lubricated Sliding Contacts," Tribology International, 36 (11), pp. 857-864.

[24] **Ronen, A., Etsion, I., Kligerman, Y.** (2001), "Friction-Reducing Surface Texturing in Reciprocating Automotive Components," Tribology Transactions, 44(3), pp. 359-366.

[25] **Ryk, G., Kligerman, Y., Etsion, I.** (2002), "Experimental Investigation of Laser Surface Texturing for Reciprocating Automotive Components," Tribology Transactions, 45(4), pp. 444-449.

[26] **Lo, S.W., Wilson, W.R.D.** (1999), "A Theoretical Model of Micro-Pool Lubrication in Metal Forming", Journal of Tribology, 121(4), pp. 731-738.

[27] **Baumgart, P., Krajnovich, D.J., Nguyen, T.A., Tam, A.C.** (1995), "A new laser texturing technique for high performance magnetic disk drives," I. Trans. On Magnetics, 31, pp. 2946-2951.

[28] **Komvopoulos, K.** (2003), "Adhesion and Friction Forces in Microelectromechanical Systems: Mechanisms, Measurement, Surface Modification Techniques, and Adhesion Theory," Journal of Adhesion Science and Technology, 17(4), pp. 477-517.

[29] **Varenberg, M., Halperin, G., Etsion, I.** (2002), "Different Aspects of the Role of Wear Debris in in Fretting Wear," Wear, 252, pp. 902-910.

[30] **Pettersson, U., Jacobson, J.** (2003), "Influence of surface texture on boundary lubricated sliding contacts," Tribology International, 36, 857-864.

[31] Borghi, A., Gualtieri, E., Marchetto, D., Moretti, L., Valeri, S. (2008), "Tribological effects of surface texturing on nitriding steel for high-performance engine applications," Wear, 265, pp. 1046-1051.

[32] Tian, H., Saka, N., Suh, N.P. (1989), "Boundary Lubrication of Undulated Metal Surfaces at Elevated Temperatures," Tribology Transactions, 32(3), pp. 289-296.

[33] Ryk, G., Kligerman, Y., Etsion, I. (2002), "Experimental Investigation of Laser Surface Texturing for Reciprocating Automotive Components," Tribology Transactions, 45(4), pp. 449-449.

[34] Uehara, Y., Wakuda, M., Yamauchi, Y., Kanzaki, S., Sakaguchi, S. (2004), "Tribological properties of dimpled silicon nitride under oil lubrication," Journal of the European Ceramic Society, 24, pp. 369-373.

[35] Vilhena, L.M., Sedlacek, M., Podgornik, B., Vizintin, J., Babnik, A., Mozina, J. (2009), "Surface texturing by pulsed Nd:YAG laser," Tribology International, 42, pp. 1496-1504.

[36] Pawlus, P., Galda, L., Dzierwa, A., Koszela, W. (2009), "Abrasive wear resistance of textured steel rings," Wear, 267, pp. 1873-1882.

[37] Mishra, S.P., Polycarpou, A.A. (2011), "Tribological studies of unpolished laser surface textures under starved lubrication conditions for use in air-conditioning and refrigeration compressors," Tribology International, 44, pp. 1890-1901.

[38] Cho, M.H., Park, S. (2011), "Micro CNC surface texturing on polyoxymethylene (POM) and its tribological performance in lubricated sliding," Tribology International, 44, pp. 859-867.

[39] Ze, W., Jianxin, D., Youqiang, X., Hongwei, C., Jun, Z. (2012), "Effect of surface texturing on friction properties of WC/Co cemented carbide," Materials and Design, 41, pp.142-149.

[40] Koszela, W., Dzierwa, A., Galda, L., Pwalus, P. (2012), "Experimental investigation of oil pockets on abrasive wear resistance," Tribology International, 46, pp. 145-153.

[41] Kovalchenko, A., Ajayi, O., Erdemir, A., Fenske, G. (2011), "Friction and wear behavior of laser textured surface under lubricated initial point contact," Wear, pp. 1719-1725.

[42] Wang, X., Kato, K., Adachi, K., Aizawa, K. (2001), "The effect of laser texturing of SiC surface on the critical load for the transition of water lubrication mode from hydrodynamic to mixed," Tribology International, 34, pp. 703-711.

[43] Kovalchenko, A., Ajayi, O., Erdemir, A., Fenske, G., Etsion, I. (2005), "The effect of laser surface texturing on transitions in lubrication regimes during unidirectional sliding contact," Tribology International, 38, pp. 219-225.

[44] Galda, L., Pawlus, P., Sep, J. (2009), "Dimple shape and distribution effect on characteristics of Stribeck curve," Tribology International, 42, pp. 1505-1512.

[45] Wakuda, M., Yamauchi, Y., Kanzaki, S., Yasuda, Y. (2003), "Effect of surface texturing on friction reduction between ceramic and steel materials under lubricated sliding contact," Wear, 254, pp. 356-363.

[46] **Mourier, L., Mazuyer, D., Lubrecht, A.A., Donnet, C.** (2006), "Transient increase of film thickness in micro-textured EHL contacts," Tribology International, 39, pp. 1745-1756.

[47] **Krupka, I., Hartl, M. (2007),** "The effect of surface texturing on thin EHD lubrication films," Tribology International, 40, 1100-1110.

[48] **Krupka, I., Vrbka, M., Hartl, M.** (2008), "Effect of surface texturing on mixed lubricated non-conformal contacts," Tribology International, 41, pp. 1063-1073.

[49] **Krupka, I., Poliscuk, R., Hartl.** (2009), "Behavior of thin viscous boundary films in lubricated contacts between micro-textured surfaces," Tribology International, 42, pp. 535-541.

[50] **Krupka, I., Svoboda, P., Hartl, M.** (2010), "Effect of surface topography on mixed lubrication film formation during start up under rolling/sliding conditions," Tribology International, 43, pp. 1035-1042.

[51] **Suh, M., Chae, Y., Kim, S., Hinoki, T., Kohyama, A.** (2010), "Effect of geometrical parameters in micro-grooved crosshatch pattern under lubricated sliding friction," Tribology International, 43, pp. 1508-1517.

[52] **Qiu, Y., Khonsari, M.M.** (2011), "Experimental investigation of tribological performance of laser textured stainless steel rings," Tribology International, 44, pp. 635-644.

[53] **Ramesh, A., Akram, W., Mishra, S., Cannon, A., Polycarpou, A., King, W.** (2013), "Friction characteristics of microtextured surfaces under mixed and hydrodynamic lubrication," Tribology International, 57, pp. 170-176.

[54] **Dowson, D., Taylor, C.M.** (1975), "Fundamental Aspects of Cavitation in Bearings," Proceedings of the 1st Lyon-Leeds Symposium in Tribology, Cavitation and Related Phenomena in Lubrication, Mechanical Engineering Publications Limited, New York, pp. 15-28.

[55] **Anno, J.N., Walowit, J.A., Allen, C.M.** (1968), "Microasperity Lubrication," ASME, Journal of Basic Engineering, Series F, pp. 351-355.

[56] **Anno, J.N., Walowit, J.A., Allen, C.M.** (1969), "Load support and leakage from microasperity lubricated face seal," ASME, Journal of Basic Engineering, Series F, 726-731.

[57] **Etsion, I., Kligerman, Y., Halperin, G.** (1999), "Analytical and Experimental Investigation of Laser-Textured Mechanical Seal Faces," Tribology Transactions, 42, pp. 511-516.

[58] **Etsion, I., Halperin, G.** (2002), "A Laser Surface Textured Hydrostatic Mechanical Seal," Tribology Transaction, 45(3), pp. 430-434.

[59] **Kligerman, Y., Etsion, I.** (2004), "Analysis of the Hydrodynamic Effects in a Surface Textured Circumferential Gas Seal," Tribology Transactions, 44(3), pp. 472-478.

[60] **Brizmer, V., Kligerman, Y., Etsion, I.** (2003), "A Laser Surface Textured Parallel Thrust Bearing," Tribology Transactions, 46(3), pp. 397-403.

[61] **Etsion, I., Halperin, G., Brizmer, V., Kligerman, Y.** (2004), "Experimental investigation of laser surface textured parallel thrust bearings," Tribology Letters, 17(2), pp.295-300.

[62] Etsion, I., Sher, E. (2009), "Improving fuel efficiency with laser surface textured piston rings," Tribology International, 42, pp. 542-547.

[63] Ryk, G., Kligerman, Y., Etsion, I., Shinkarenko, A. (2005), "Experimental Investigation of Partial Laser Surface Texturing for Piston-Ring Friction Reduction," Tribology Transactions, 48, pp. 583-588.

[64] Kligerman, Y., Etsion, I., Shinkarenko, A. (2005), "Improving Tribological Performance of Piston Rings by Partial Surface Texturing," ASME Journal of Tribology, 127, pp.632-638.

[65] Ryk, G., Etsion, I. (2006), "Testing piston rings with partial laser surface texturing for friction reduction," Wear, 261, pp. 792-796.

[66] Wang, X., Adachi, K., Otsuka, K., Kato, K. (2006), "Optimization of the surface texture for silicon carbide sliding in water," Applied Surface Science, 253, pp. 1282-1286.

[67] Marian, V.G., Kilian, M., Scholz, W. (2007), "Theoretical and experimental analysis of a partially textured thrust bearing with square dimples," Part J: Journal of Engineering Tribology, 221, pp. 771-778.

[68] Costa, H.L., Hutchings, I.M. (2007), "Hydrodynamic lubrication of textured steel surfaces under reciprocating sliding conditions," Tribology International, 40, pp. 1277-1238.

[69] Yang, S.Y., Wang, H.F., Guo, F. (2011), "Experimental investigation on the groove effect in hydrodynamic lubrication," Part J: Journal of Engineering Tribology, 226, pp.263-273.

[70] Jia, X., Jung, S., Haas, W, Salant, R. (2011), "Numerical simulation and experimental study of shaft pumping by laser structured shafts with rotary lip seals," Tribology International, 44, pp. 651-659.

[71] Dobrica, M.B., Fillon, M. (2009), "About the validity of Reynolds equation and inertia effects in textured sliders of infinite width," Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part J: Journal of Engineering Tribology, 223(1), pp. 69-78.

[72] Tichy, J.A., Chen, S.H. (1985), "Plain Slider Bearing Load Due to Fluid Inertia – Experiment and Theory," ASME Journal of Tribology, 107(1), pp. 32-38.

[73] Arghir, M., Roucou, N., Helene, M., Frene, J. (2003), "Theoretical analysis of the incompressible laminar flow in a macro-roughness cell," ASME Journal of Tribology, 125, pp. 309-318.

[74] Song, D.J., Seo, D.K., Shults, W.W. (2003), "A Comparison Study Between Navier-Stokes Equation and Reynolds Equation in Lubricating Flow Regime," International Journal – KSME, 17(4), pp. 599-605.

[75] Sahlin, F., Glavatskih, S.B., Almqvist, T., Larsson, R. (2005), "Two-Dimensional CFD-Analysis of Micro-Patterned Surfaces in Hydrodynamic Lubrication," ASME Journal of Tribology, 127(1), pp. 96-102.

[76] Feldman, Y., Kligerman, Y., Etsion, I., Haber, S. (2006), "The Validity of the Reynolds Equation in Modeling Hydrostatic Effects in Gas Lubricated Textured Parallel Surfaces," Journal of Tribology, 128, pp. 345-350.

[77] Kraker, A., Ostayen, R.A.J., Beek, A., Rixen, D.J. (2007), "A multiscale method modeling surface texture effects," ASME Journal of Tribology, 129, pp.221-230.

[78] Dobrica, M.B., Fillon, M. (2005), "Reynolds' model suitability in simulating Rayleigh step bearing thermohydrodynamic problems," Tribology Transactions, 48, pp. 522-530.

[79] Arghir, M., Alsayed, A., Nicolas, D. (2002), "The finite volume solution of the Reynolds equation of lubrication with film discontinuities," International Journal of Mechanical Science, 44, pp. 2119-2132.

[80] Dobrica, M.B., Fillon, M. (2006), "Thermohydrodynamic behavior of a slider pocket bearing," ASME Journal of Tribology, 128, 312-318.

[81] Xiong, S., Wang, J.Q. (2012), "Steady-State Hydrodynamic Lubrication Modeled With the Payvar-Salant Mass Conservation Model," ASME Journal of Tribology, 134(3).

[82] Pei, S., Ma, S., Xu, H., Wang, F., Zhang, Y. (2011), "A multiscale method of modeling surface texture in hydrodynamic regime," Tribology International, 44, pp.1810-1818.

[83] Cupillard, S., Glavatskih, S., Cervantes, M.J. (2008), "Computational fluid dynamics analysis of a journal bearing with surface texturing," Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part J: Journal of Engineering Tribology, 222, pp. 97-107.

[84] Nanbu, T., Ren, N., Yasuda, Y., Zhu, Wang, J.Q. (2008), "Micro Textures in Concentrated Conformal-Contact Lubrication: Effects of Texture Bottom Shape and Surface Relative Motion," Tribology Letters, 29, pp. 241-252.

[85] Bayada, G., Faure, J.B. (1989), "A double scale analysis approach of the Reynolds roughness comments and application to the journal bearing," ASME Journal of Tribology, 111 (2), pp. 323-330.

[86] Bayada, G., Martin, S., Vazquez, C. (2005), "An average flow model of the Reynolds roughness including a mass-flow preserving cavitation model," ASME Journal of Tribology, 127 (4), pp. 793-802.

[87] Bayada, G., Martin, S., Vasquez, C. (2006), "Micro-roughness effects in (elasto)hydrodynamic lubrication including a mass-flow preserving cavitation model," ASME Journal of Tribology, 39, pp. 1707-1718.

[88] Buscaglia, G.C., Ciuperca, I., Jai, M. (2002), "Homogenization of the transient Reynolds equation," Asymptotic Analysis, 32, pp. 131-152.

[89] Buscaglia, G.C., Jai, M. (2004), "Homogenization of the generalized Reynolds equation for ultra-thin gas films and its resolution by FEM," ASME Journal of Tribology, 126, pp. 547-552.

[90] Buscaglia, G.C., Ciuperca, I., Jai, M. (2005), "The effect of periodic textures on the static characteristics of thrust bearings," ASME Journal of Tribology, 127, pp. 899-902.

[91] Buscaglia, G.C., Ciuperca, I., Jai, M. (2007), "On the optimization of surface textures for lubricated contacts," Journal of Mathematical Analysis and Applications, 335, pp. 1309-1327.

[92] Venner, C.H., Lubrecht, A.A. (1996), "Numerical analysis of the influence of waviness on the film thickness of a cicular ehl contact," ASME Journal of Tribology, 118 (1), pp.153-161.

[93] Venner, C.H., Lubrecht, A.A. (1999), "Amplitude reduction of non-isotropic harmonic patterns in circular ehl contacts, under pure rolling," Tribol. Ser., 36, pp. 151-162.

[94] Ausas, R., Ragot, P., Leiva, J., Jai, M., Bayada, G., Buscaglia, G.C. (2007), "The Impact of Cavitation Model in the Analysis of Microtextured Lubricated Journal Bearings," ASME Journal of Tribology, 129, pp. 868-875.

[95] Zarbane, K. (2009), "Etude numérique et expérimentale du comportement d'un film lubrifiant soumis à un chargement périodique," Thèse de doctorat, Université de Poitiers.

[96] Gehannin, J. (2009), "Analyse théorique des amortisseurs à filme fluide fonctionnant à des nombres de Reynolds élevés," Thèse de doctorat, Université de Poitiers.

[97] Gümbel, L. (1921), "Verglieich Der Ergebnisse Der rechnerischen Behaudlung des Lagerschmierungsproblem mit neuren Versuchsergebnissen," Montsblatter d. Berlin, Bezirks D.DI., pp.125-8.

[98] Swift, H.W. (1932), "The Stability of Lubricating Film Journal Bearings," Proc. Inst. of Civil Eng., 23, pp. 267-322.

[99] Stieber, W. (1933), "Das Schwimmlager Hydrodynamische Theorie des Geihagers," V.D.I. Verlag, Berlin.

[100] Knight, J.D., Niewiarowsky, A.J. (1990), "Effects of Two Film Rupture Models on the Thermal Analysis of a Journal Bearing," Journal of Tribology, 112, pp. 183-188.

[101] Nicolas, D. (1972), "Les Paliers Hydrodynamiques Soumis à un Torseur de Forces Quelconques," Thèse de doctorat, INSA Lyon.

[102] Pan, C.H.T. (1980), "An improved Short Bearing Analysis for the Submerged Operation of Plain Journal Bearings and Dampers," ASME Journal of Lubrication Technology, 102, pp. 320-332.

[103] Jakobsson, B., Floberg, L. (1957), “The Finite Journal Bearing Considering Vaporization,” Transactions of Chalmers University of Technology, Gunthenberg, Sweden, 190, pp 1-116.

[104] Olsson, K.O. (1965), “Cavitation in dynamically Loaded Bearing,” Transactions of Chalmers University of Technology, Gunthenberg, Sweden, 308, pp 1-60.

[105] Elrod, H.G., Adams, M.L. (1975), "A Computer Program for Cavitation and Starvation Problems," Cavitation and Related Phenomena in Lubrication, Proceedings of the 1st Leeds-lyon Symposium on Tribology, pp. 37-41.

[106] Elrod, H.G. (1981), "A Cavitation Algorithm," Journal of Lubrication Technology, 103, pp. 350-354.

[107] Dowson, D., Taylor, C.M., Miranda, A.A.S. (1985), "The Prediction of Liquid Film Journal Bearing Performance with a Consideration of Lubricant Film Reformation, Part I: Theoretical Results," Proc. Inst. Mech. Eng. C – Mech. Eng. Sci., 199, pp. 95-102.

[108] Miranda, A.A.S. (1983), "Cavitation and Film Reformation in Journal Bearings Including Interactive Computer-Aided Design Study," Ph.D. Thesis, Univ of Leeds, U.K.

[109] Vijayaraghavan, D., Keith, T.G. (1989), "Development and Evaluation of a Cavitation Algorithm," Tribology Transactions, 2, pp. 225-233.

[110] Vijayaraghavan, D., Keith, T.G. (1990), "An Efficient, Robust and Time Accurate Numerical Scheme Applied to a Cavitation Algorithm," ASME Journal of Tribology, 112(1), pp. 44-51.

[111] Payvar, P., Salant, R.F. (1992), "A Computational Method for Cavitation in a Wavy Mechanical Seal," Journal of Tribology, 114, pp. 199-204.

[112] Bavel Van, P.G.M., Ruiji, T.A.M., Leeuwem Van, H.J., Muijderman, E.A. (1996), "Upstream Pumping of Radial Lip Seals by Tangentially Deforming, Rough Seal Surfaces," ASME Journal f Tribology, 118, pp. 266-275.

[113] Wang, Y.S., Wang, Q.J., Lin, C. (2003), "Mixed Lubrication of Coupled Journal-Thrust-Bearing Systems Including Mass Conserving Cavitation," ASME Journal of Tribology, 125, pp. 748-755.

[114] To, H.Y., Sadeghi, F. (2001), "Groove Effects on Thrust Washer Lubrication," ASME Journal of Tribology, 123, pp. 295-304.

[115] Hajjam, M., Bonneau, D. (2007), "A transient finite element cavitation algorithm with application to radial lip seals," Tribology International, 40, pp. 1258-1269.

[116] Sahlin, F., Almqvist, A., Larsson, R., Glavatskih, S. (2007), "A cavitation algorithm for arbitrary lubricant compressibility," Tribology International, 40, pp. 1294-1300.

[117] Dowson, D., Higginson, G.R. (1966), "Elastohydrodynamic Lubrication," Oxford.

[118] Etsion, I., Burstein, L. (1996), "A Model for Mechanical Seals with Regular Microsurface Structure," Tribology Transactions, 39 (3), pp. 677-683.

[119] Etsion, I., Kligerman, Y., Halperin, G. (1999), "Analytical and Experimental Investigation of Laser-Textured Mechanical Seal Faces," Tribology Transactions, 42 (3), pp. 511-516.

[120] Tønder, K. (1996), "Dynamics of Rough Slider Bearings: Effects of One-Sided Roughness/Waviness," Tribology International, 29, pp. 117-122.

[121] Tønder, K. (2001), "Inlet Roughness Tribodevices: Dynamic Coefficients and Leakage," Tribology International, 34, pp. 847-852.

[122] Tønder, K. (2004), "Hydrodynamic Effects of Tailored Inlet Roughness: Extended Theory," Tribology International, 37, pp. 137-142.

[123] Tønder, K. (2011), "Micro- and macro-modifications of pivoted slider bearings: Performance comparison and texturing versus width reduction," Tribology International, 44, pp. 463-467.

[124] Bradjic-Mitidieri, P., Gosman, A.D., Ioannides, E., Spikes, H.A. (2005), "CFD Analysis of a Low Friction Pocketed Pad Bearing," ASME Journal of Tribology, 127, pp. 803-812.

[125] Olver, A.V., Fowell, M.T., Spikes, H.A., Pegg, I.G. (2006), " 'Inlet Suction,' a Load Support Mechanism in Non-Convergent, Pocketed, Hydrodynamic Bearings," Proc. Inst. Mech. Eng., Part J: J. Eng. Tribol., 220, pp. 105-108.

[126] Fowell, M., Olver, A.V., Gosman, A.D., Spikes, H.A., Pegg, I. (2007), "Entrainment and Inlet Suction: Two Mechanisms of Hydrodynamic Lubrication in Textured Bearings," ASME Journal of Tribology, 129, pp. 336-345.

[127] Fowell, M.T., Medina, S., Olver, A.V., Spikes, H.A., Pegg, I.G. (2013), "Parametric study of texturing in convergent bearings," Tribology International, 52, pp. 7-16.

[128] Rahmani, R., Shirvani, A., Shirvani, H. (2007), "Optimization of Partially Textured Parallel Thrust Bearings with Square-Shaped Micro-Dimples," Tribology Transactions, 50, pp. 401-406.

[129] Rahmani, R., Mirzee, I., Shirvani, A., Shirvani, H. (2010), "An analytical approach for analysis and optimization of slider bearings with infinite width parallel textures," Tribology International, 43, pp. 1551-1565.

[130] Ren, N., Nanbu, T., Yasuda, Y., Zhu, D., Wang, Q. (2007), "Micro Textures in Concentrated-Conformal-Contact Lubrication: Effect of Distribution Patterns," Tribology Letters, 28, pp. 275-285.

[131] Shinkarenko, A., Kligerman, Y., Etsion, I. (2009), "The effect of surface texturing in soft elasto-hydrodynamic lubrication," Tribology International, 42, pp. 284-292.

[132] Shinkarenko, A., Kligerman, Y., Etsion, I. (2009), "The effect of elastomer surface texturing in soft elasto-hydrodynamic lubrication," Tribology Letters, 36 (2), pp. 95-104.

[133] Kligerman, Y., Shinkarenko, A. (2011), "The effect of tapered edges on lubrication regimes in surface-textured elastomer seals," Tribology International, 44, pp. 2059-2066.

[134] Pascovici, M.D., Cicone, T., Fillon, M., Dobrica, M.B. (2009), "Analytical investigation of a partially textured parallel slider," Proc. IMechE Part J: J. Engineering Tribology, 223, pp. 151-158.

[135] Dobrica, M.B., Fillon, M., Pascovici, M.D., Cicone, T. (2010), "Optimizing surface texture for hydrodynamic lubricated contacts using a mass-conserving numerical approach," Proc. IMechE Part J: J. Engineering Tribology, 224, pp.737-750.

[136] Fesanghary, M., Khonsari, M.M. (2010), "On Self-Adaptive Surface Grooves," Tribology Transactions, 53, pp. 871-880.

[137] Tala-Ighil, N., Fillon, M., Maspeyrot, P. (2010), "Effect of textured area on the performances of a hydrodynamic journal bearing," Tribology International, 44 (3), pp. 211-219.

[138] Shi, Xi et Ni, T. (2011), "Effects of groove textures on fully lubricated sliding with cavitation," Tribology International, 44, pp. 2022-2028.

[139] Papadopoulos, C.I., Efstathiou, E.E., Nikolakopoulos, P.G., Kaiktsis, L. (2011), "Geometry Optimization of Textured Three-Dimensional Micro-Thrust Bearings," ASME Journal of Tribology, 133, pp. 041702.

[140] Papadopoulos, C.I., Nikolakopoulos, P.G., Kaiktsis, L. (2011), "Evolutionary Optimization of Micro-Thrust Bearings With Periodic Partial Trapezoidal Surface Texturing," ASME Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 133, pp. 012301.

[141] Wang, H., Yang, S., Guo, F. (2011), "Modeling of A Grooved Parallel Bearing with a Mass-Conserving Cavitation Algorithm," Tribology Transactions, 64, pp. 227-236.

[142] Fatu, A., Maspeyrot, P., Hajjam, M. (2011), "Wall slip effects in (elasto) hydrodynamic journal bearings," Tribology International, 44, pp. 868-877.

[143] Rao, T.V.V.L.N., Rani, A.M.A., Nagarajan, T., Hashim, F.M. (2012), "Analysis of slider and journal bearing using partially textured slip surface," Tribology International, 56, pp. 121-128.

[144] Qiu, Y., Khonsari, M.M. (2011), "Performance Analysis of Full-Film Textured Surfaces With Consideration of Roughness Effects," ASME Journal of Tribology, 133, pp. 021704.

[145] Brunetière, N., Tournerie, B. (2012), "Numerical analysis of a surface-textured mechanical seal operating in mixed lubrication regime," Tribology International, pp. 80-89.

[146] Brizmer, V., Kligerman, Y. (2012), "A Laser Surface Textured Journal Bearing," ASME Journal of Tribology, 134, pp. 031702-1.

[147] Fu, Y., Ji, J., Bi, Q. (2012), "The Influence of Partially Textured Slider with Oriented Parabolic Grooves on the Behavior of Hydrodynamic Lubrication," Tribology Transactions, 55, pp. 210-217.

[148] Tomanik, E. (2013), "Modelling the hydrodynamic support of cylinder bore and piston rings with laser textured surfaces," Tribology International, 59, pp. 90-96.

[149] Li, W., Stephens, L., Wenk, J. (2013), "Experimental Benchmarking of the Numerical Model of a Radial Lip Seal with a Surface Textured Shaft," Tribology Transactions, 56, pp. 75-87.

[150] Frêne, J., Nicolas, D., Degueurce, B., Berthe, D., Godet, M. (1990), "Lubrification Hydrodynamique. Paliers et Butées," Editions Eyrolles, Paris.

[151] Bonneau, D., Fatu, A., Souchet, D. (2011), "Paliers hydrodynamiques – équations, modèles numériques isothermes et lubrification mixte," Editure Lavoisier, Paris.

[152] Lebeck, A.O. (1991), "Principles and Design of Mechanical Face Seals," Wiley: New York.

[153] Thomas, L.H. (1949), "Elliptic problems in linear difference equations over a network," Watson Sci. Comput. Lab. Rept., Columbia University, New York.

[154] Yu, T.H., Sadeghi, F. (2001), "Groove effects on thrust washer lubrication," Journal of Tribology, 123, pp. 295-304.

[155] Shen, D., Salant, R. (2007), "An unsteady mixed EHL model, with application to a rotary lip seal," Tribology International, 40, pp. 646-651.

[156] Zhang, J., Meng, Y. (2012), "Direct Observation of Cavitation Phenomenon and Hydrodynamic Lubrication Analysis of Textured Surfaces," Tribology Letters, 46, pp. 147-158.

[157] Almqvist, A., Essel, E.K., Persson, E.-E., Wall, P. (2007), "Homogenization of the unstationary incompressible Reynolds equation," Tribology International, 40, pp. 1344-1350.

[158] Gherca, A.R., Maspeyrot, P., Hajjam, M., Fatu, A. (2012), "Influence of Texture Geometry on the Hydrodynamic Performances of Parallel Bearings," 2012 STLE Annual Meeting & Exhibition, May 6-10, 2012, St. Louis, Missouri, Etats-Unis.

[159] Gherca, A.R., Maspeyrot, P., Hajjam, M., Fatu, A. (2012), "Numerical Study on the Improvement of the Hydrodynamic Behavior of Parallel Bearings by Surface Texturing," Proceedings of the ASME 2012 11th Biennial Conference on Engineering Systems Design and Analysis, ESDA 2012, July 2-4, 2012, Nantes, France.

[160] Gherca, A.R., Maspeyrot, P., Hajjam, M., Fatu, A. (2013), "Influence of Texture Geometry on the Hydrodynamic Performances of Parallel Bearings," Tribology Transactions, 56, pp. 321-332.

[161] Gherca, A.R., Fatu, A., Hajjam, M., Maspeyrot, P. (2013), "Influence of Surface Geometry on the Hydrodynamic Performances of Parallel Bearings in Transient Flow Conditions," Tribology Transactions, accepté pour publication.

[162] Bonneau, D., Hajjam, M. (2001), "Modélisation de la rupture et de la formation des films lubrifiants dans les contacts élastohydrodynamiques," Revue Européenne des Eléments Finis, 10, pp. 679-704.

[163] Bathe, K.J. (1996), "Finite Element Procedures," Prentice Hall, New Jersey, Etats-Unis.

[164] Bouyahia, F. (2004), "Analyse thermodynamique du comportement des contacts lubrifiés par des fluides non Newtonien – Application aux butées à patins oscillants," Thèse de doctorat, Université de Poitiers.

[165] Huitric, J. (1993), "Contribution à l'étude des joints d'étanchéité à faces radiales rainurées, en présence de fluides compressibles ou incompressibles ; analyse par éléments finis," Thèse de doctorat, Université de Poitiers.

[166] Pinkus, O., Sternlicht, B. (1961), "Theory of hydrodynamic lubrication," McGraw-Hill, N.Y. (1961), pp.56-67 et 124-134.

Table des figures

Chapitre 1

Figure 1.1 La distribution de pression à travers une aspérité (a) en absence de la cavitation ; (b) en présence de la cavitation, selon Hamilton et al. [3].
Figure 1.2 Le principe de la texturation partielle.
Figure 1.3 Les conditions de cavitation de Gümbel et Swift-Stieber [95].

Chapitre 2

Figure 2.1 Système d'axes et notations.
Figure 2.2 Domaine d'étude : Ω zone active et Ω_0 zone inactive [115].
Figure 2.3 Elément de contrôle.
Figure 2.4 Schéma du contact.
Figure 2.5 Schéma du problème stationnaire.
Figure 2.6 Schéma d'un patin texturé [126].
Figure 2.7 La distribution de pression – comparaison entre la solution numérique et le résultat analytique de Fowell et al. [126].
Figure 2.8 Détail de la discrétisation numérique dans une zone de film discontinue (à gauche) et du champ de pression (à droite), pour différentes tailles du maillage.
Figure 2.9 Solutions pour le traitement numérique de la zone de film discontinue (a) ; (b) maillage non-uniforme ; (c) insertion des points artificiels ; (d) fonction h(x) exponentielle.
Figure 2.10 Schéma d'un patin à faces parallèles partiellement texturé.
Figure 2.11 Géométrie de la cellule élémentaire de la texture.
Figure 2.12 Influence du taux de texturation (a) sur la capacité de charge W ; (b) sur la force de frottement F_f, pour différentes géométries de la texture.
Figure 2.13 Influence du taux de texturation α sur la distribution de pression, pour le cas de référence (l_c = 2 mm, N_{max}=10, B = 20 mm).
Figure 2.14 Influence de la densité ρ_t sur la géométrie de la texture (à gauche) et sur le champ de pression (à droite), dans le cas de référence.

Figure 2.15 Influence de la densité des textures ρ_t (a) sur la capacité de charge W ; (b) sur la force de frottement F_f , pour l_c = 2 mm et α = 10 - 100%.
Figure 2.16 Influence de la profondeur des textures h_d (a) sur la capacité de charge W ; (b) sur la force de frottement F_f, pour l_c = 2mm et α = 10 - 100%.
Figure 2.17 Influence de la profondeur h_d sur la distribution de pression, pour différents taux de texturation.
Figure 2.18 (a) Géométrie de la texture pour α = 20% et les coordonnées d'une section transversale à l'épaisseur de film ; (b) profil de vitesse du lubrifiant à travers la section, pour h_d = 2,5µm et 7,5µm.
Figure 2.19 Poches avec différentes formes (rectangulaire, parabolique, triangulaire et trapézoïdale) (a) à volume équivalent ; (b) à profondeur égale.
Figure 2.20 Evolution de la capacité de charge en fonction du taux de texturation, pour différentes formes (a) à volume équivalent ; (b) à profondeur égale.
Figure 2.21 Evolution de la force de frottement en fonction du taux de texturation, pour différentes formes (a) à volume équivalent ; (b) à profondeur égale.
Figure 2.22 Cellule asymétrique (a) à gauche ; (b) à droite.
Figure 2.23 Influence de la symétrie / asymétrie des cellules (a) sur la capacité de charge ; (b) sur la force de frottement, pour α entre 10 et 100%.
Figure 2.24 Influence de la symétrie / asymétrie des cellules sur la distribution de pression, dans le cas de référence.
Figure 2.25 Géométrie d'un blochet texturé, pour α = 50%.
Figure 2.26 Influence du taux de texturation α sur la distribution de pression, pour K = 0,5.
Figure 2.27 Influence de la convergence K (a) sur la capacité de charge ; (b) sur la force de frottement, pour α compris entre 0 et 100%.
Figure 2.28 Influence de l'épaisseur minimale du film h_0 sur la capacité de charge W, pour différentes valeurs de α.
Figure 2.29 Champs de pression permettant d'équilibrer une charge appliquée W_a = 15 N/mm, dans le cas de référence.
Figure 2.30 Distribution de la pression dans le cas de référence, pour différentes valeurs de p_0 et p_{cav}.
Figure 2.31 Influence de ψ sur la distribution de pression, dans le cas de référence.
Figure 2.32 Influence du paramètre S sur la distribution de pression, dans le cas de référence.
Figure 2.33 Influence du paramètre S (a) sur la capacité de charge ; (b) sur la force de frottement, pour α entre 10 et 100%.
Figure 2.34 Schéma du problème non-stationnaire.
Figure 2.35 Géométrie du patin composé par des surfaces sinusoïdales.
Figure 2.36 Influence (a) de la taille du maillage Δx (pour Δt = 5.0E-05 s) et (b) du pas de temps Δt (pour Δx = 5.0E-02 mm) sur l'épaisseur minimale du film h_0, pour A_1 = 0,5µm, A_2 = 1µm et $f_1 = f_2 = 2$.
Figure 2.37 Influence de l'amplitude de la surface mobile sur (a) l'épaisseur moyenne du film h_0 (b) la force de frottement F_f et (c) la débit volumique Q.

Figure 2.38 Influence de la fréquence f_1 sur l'épaisseur moyenne du film h_{0_moy}.
Figure 2.39 Influence de la charge appliquée W_a sur (a) l'épaisseur moyenne du film h_{0_moy}, (b) la force de frottement F_{f_moy} et (c) le débit volumique $Q_{_moy}$, pour différentes valeurs de la vitesse U.
Figure 2.40 Evolution du taux de cavitation C_a en fonction (a) de la charge appliquée W_a – pour U = 1 m/s et (b) de la vitesse U – pour W_a = 10 N/mm.
Figure 2.41 Evolution de la géométrie du patin et de la distribution de pression à différents instants, pour U = 1 m/s et W_a = 20 N/mm ($A_1 = A_2 = 0{,}5\mu m$ et $f_1 = f_2 = 2$).
Figure 2.42 Schéma du patin avec une poche localisée sur la surface mobile.
Figure 2.43 Evolution de la géométrie du patin et de la distribution de pression à travers une période T_t = 0,02 s (U = 1 m/s et W_a = 1 N/mm).
Figure 2.44 Influence de la méthode de discrétisation des dérivées temporelles sur l'épaisseur minimale du film h_0, dans le cas d'une poche (W_a = 1 N/mm).
Figure 2.45 Evolution du taux de cavitation C_a en fonction (a) de la charge appliquée W_a – pour U = 1 m/s et (b) de la vitesse U – pour W_a = 5 N/mm.
Figure 2.46 La pression dans le patin à t = 4 ms, pour U = 1 m/s et différentes valeurs de la charge appliquée W_a.
Figure 2.47 Influence de la profondeur h_d (à gauche) et de la longueur b (à droite) de la poche sur les valeurs moyennées dans le temps de (a) l'épaisseur minimale du film h_{0_moy}, (b) la force de frottement F_{f_moy} et (c) le débit volumique $Q_{_moy}$ (W_a = 1 N/mm, U = 1 m/s).
Figure 2.48 Différentes positions de la poche dans le patin.
Figure 2.49 Influence de la position de la poche sur l'épaisseur minimale du film h_0 (W_a = 1 N/mm, U = 1 m/s).
Figure 2.50 Différentes configurations géométriques du patin, avec / sans texture et avec / sans rugosité.
Figure 2.51 Influence de la texturation sur l'épaisseur moyenne du film h_0, dans différentes configurations géométriques (W_a = 1 N/mm, U = 1 m/s).

Chapitre 3

Figure 3.1 Système d'axes et notations.
Figure 3.2 Conditions sur les frontières extérieures du domaine d'étude bidimensionnel.
Figure 3.3 (a) La géométrie du patin texturé et (b) la distribution de pression avec condition de symétrie, dans l'espace 2-D.
Figure 3.4 Géométrie de la rainure débouchante et localisation de la section longitudinale, pour L = B = 20 mm.
Figure 3.5 Distribution de pression dans la section longitudinale (z=L/2), pour différentes largeurs L du patin.
Figure 3.6 Géométrie de la poche et localisation de la section longitudinale, pour L = B = 20 mm.

Figure 3.7 Distribution de pression dans la section longitudinale (z=L/2), pour différentes largeurs L du patin.
Figure 3.8 Distribution de pression dans le patin (L=B =20 mm) contenant (a) une rainure débouchante et (b) une poche.
Figure 3.9 Schéma du problème stationnaire dans le cas bidimensionnel.
Figure 3.10 Géométrie de la cellule élémentaire dans l'espace bidimensionnel.
Figure 3.11 Géométrie d'une texture contenant 20 poches et répartition des cellules élémentaires sur la surface supérieure du patin.
Figure 3.12 Influence du positionnement des cellules sur la distribution de pression, pour un taux de texturation α = 20%.
Figure 3.13 Influence du nombre des cellules dans les directions x et z (a) sur la capacité de charge W et (b) sur la force de frottement F_f.
Figure 3.14 Influence de la taille des cellules sur la distribution de pression, pour un taux de texturation α = 20%.
Figure 3.15 Influence de la densité des textures, pour des cellules symétriques ($\rho_{tx} = \rho_{tz}$).
Figure 3.16 Influence de la densité des textures, pour des cellules asymétriques ($\rho_{tx} \neq \rho_{tz}$).
Figure 3.17 Influence de la profondeur des textures (a) sur la capacité de charge W et (b) sur la force de frottement, pour α de 10 à 100% (N_x = 1:10 et N_z = 6).
Figure 3.18 Différentes positions de la texture (cas de référence) sur la surface supérieure du patin.
Figure 3.19 Distribution de pression en fonction de la position de la texture sur la surface fixe du patin.
Figure 3.20 Influence de la texturation (a) sur la capacité de charge W et (b) sur la force de frottement F_f, pour un taux de convergence K de 0 à 2.
Figure 3.21 Influence de l'épaisseur minimale du film h_0 sur la capacité de charge W, pour différentes valeurs de la largeur du patin L.
Figure 3.22 Distribution de pression en fonction de ψ à travers une section longitudinale (z = 7 mm), dans le cas de référence.
Figure 3.23 Distribution de pression en fonction de S à travers une section longitudinale (z = 7 mm), dans le cas de référence.
Figure 3.24 Schéma du problème non-stationnaire dans le cas bidimensionnel.
Figure 3.25 Influence de la méthode de discrétisation des dérivées temporelles sur l'épaisseur minimale du film h_0, dans le cas d'une poche (W_a = 1 N et U = 1 m/s) ; comparaison entre les formulations volumes finis et éléments finis.
Figure 3.26 Position de la poche sur la surface mobile du patin, pour t = 0 s.
Figure 3.27 Evolution de la distribution de pression à travers une période T_t = 0,02 s (U = 1 m/s et W_a = 1 N).
Figure 3.28 Evolution de l'épaisseur minimale du film h_0 à travers une période T_t = 0,02 s (U = 1 m/s et W_a = 1 N), en fonction de la position de la poche.
Figure 3.29 Géométrie de la texture appliquée sur la surface mobile du patin.
Figure 3.30 Evolution de la distribution de pression dans un patin texturé à travers une période T_t = 0,02 s (U = 1 m/s et W_a = 10 N).

Figure 3.31 Schématisation du positionnement des cellules sur la surface mobile du patin.
Figure 3.32 Influence de l'emplacement des cellules sur la variation de l'épaisseur minimale du film h_0.
Figure 3.33 Schématisation de la géométrie de la surface mobile du patin, pour α = 20% et différentes tailles des cellules.
Figure 3.34 Influence de la taille des cellules sur la variation de l'épaisseur minimale du film h_0.
Figure 3.35 Evolution de la distribution de pression entre deux surfaces texturées à travers une période T_t = 0,02 s (U = 1 m/s et W_a = 10 N).
Figure 3.36 Distribution de pression dans le patin pour une texturation de la surface fixe (U = 1 m/s et W_a = 10 N).

Chapitre 4

Figure 4.1 Schémas de différents types de butées [164].
Figure 4.2 Schéma d'une butée à patins inclinés [150].
Figure 4.3 Système d'axes et représentation des vitesses [165].
Figure 4.4 Schéma graphique de la procédure de changement de coordonnées cylindriques en coordonnées cartésiennes [165].
Figure 4.5 Image d'un patin partiellement texturé d'une butée à patins parallèles [67].
Figure 4.6 Comparaison avec les résultats numériques et expérimentaux de Marian et al. [67], pour une charge appliquée W_a de 100 et 200 N.
Figure 4.7 Distribution de pression dans un patin texturé, pour W_a = 200 N et ω = 500 tr/min.
Figure 4.8 Schéma d'un patin texturé et notations.
Figure 4.9 Influence de α_r et α_θ sur (a) l'épaisseur minimale du film h_0, (b) le couple C et (c) le débit Q_T.
Figure 4.10 Influence de la densité de la texture sur la distribution de pression, l'épaisseur minimale du film h_0, le couple C et le débit Q_T.
Figure 4.11 Effet du décentrement de la zone texturée sur la distribution de pression.
Figure 4.12 Influence des rainures circonférentielles et radiales sur la distribution de pression, l'épaisseur minimale du film h_0, le couple C et le débit Q_T.
Figure 4.13 Influence de la profondeur des poches h_d sur l'épaisseur minimale du film h_0, le couple C et le débit Q_T en fonction de α_θ, pour α_r = 40%.
Figure 4.14 Influence de la texturation d'un patin incliné sur l'épaisseur du film minimale h_0, pour différentes valeurs de δ.
Figure 4.15 Influence de la texturation sur la distribution de pression, pour δ = 1 µm et W_a = 30 N.
Figure 4.16 Géométrie du patin d'une butée à poches.
Figure 4.17 Influence de la charge W_a sur la distribution de pression dans une butée à poche.

Figure 4.18 Influence de la vitesse de rotation ω sur la distribution de pression dans une butée à poche, pour W_a = 10 N.

Figure 4.19 Influence de la profondeur h_d sur la distribution de pression dans une butée à poche, pour W_a = 10 N.

Figure 4.20 Influence de la profondeur h_d sur la distribution de pression dans une butée à poche, pour W_a = 5 N.

Figure 4.21 Evolution de l'épaisseur minimale du film h_0 pour une poche située sur la surface du grain mobile (W_a = 10 N et ω = 500 tr/min).

Figure 4.22 Evolution de la distribution à travers une période T_t = 0,01 s, pour une poche placée sur le grain mobile (W_a = 10 N et ω = 500 tr/min).

Figure 4.23 Evolution de l'épaisseur minimale du film h_0 pour une configuration à deux poches (W_a = 10 N et ω = 500 tr/min).

Figure 4.24 Evolution de la distribution à travers une période T_t = 0,01 s, pour des poche placées sur le grain fixe et sur le grain mobile (W_a = 10 N et ω = 500 tr/min).

Figure 4.25 Influence de la texturation du grain mobile sur l'épaisseur minimale du film h_0 (W_a = 10 N et ω = 500 tr/min).

Figure 4.26 Influence de la texturation du grain mobile sur l'évolution de la distribution de pression à travers une période T_t = 0,01 s, pour W_a = 10 N et ω = 500 tr/min.

Figure 4.27 Influence de la texturation du grain fixe et du grain mobile sur l'épaisseur minimale du film h_0 (W_a = 10 N et ω = 500 tr/min).

Figure 4.28 Influence de la texturation du grain mobile et du grain fixe sur l'évolution de la distribution de pression à travers une période T_t = 0,01 s, pour W_a = 10 N et ω = 500 tr/min.

Liste des tableaux

Chapitre 2

Tableau 2.1 Géométrie et conditions de fonctionnement du patin texturé [126].

Tableau 2.2 Différence relative entre les résultats de Fowell et al. [126] et la solution numérique en volumes finis, pour la pression maximale, la capacité de charge et la force de frottement.

Tableau 2.3 Géométrie et conditions de fonctionnement du patin texturé.

Tableau 2.4 Caractéristiques du débit à travers la section transversale, en fonction de la profondeur h_d.

Tableau 2.5 Caractéristiques générales du patin.

Tableau 2.6 Influence de la taille du maillage Δx et du pas de temps Δt sur h_{0_moy}.

Tableau 2.7 Caractéristiques géométriques du patin.

Tableau 2.8 Influence de la position de la poche dans le contact sur les valeurs moyennées dans le temps de l'épaisseur minimale du film h_{0_moy}, de la force de frottement F_{f_moy} et du débit volumique $Q_{_moy}$.

Tableau 2.9 Influence de la géométrie du patin sur les valeurs moyennées dans le temps de l'épaisseur minimale du film h_{0_moy}, de la force de frottement F_{f_moy} et du débit volumique $Q_{_moy}$.

Chapitre 3

Tableau 3.1 Différence relative entre les résultats de Fowell et al. [126] et la solution numérique en éléments finis, pour la pression maximale, la capacité de charge et la force de frottement.

Tableau 3.2 Valeurs moyennées dans le temps de l'épaisseur du film h_{0_moy}, de la force de frottement F_{f_moy} et du débit $Q_{_moy}$, pour un cas non-stationnaire (A_1 = 0,5 µm, A_2 = 1 µm et $f_1 = f_2 = 2$; W_a = 1 N/mm et U = 1 m/s), avec Δx = 5.0E-02 mm et Δt = 5.0E-05 s.

Tableau 3.3 Géométrie et conditions de fonctionnement du patin texturé.

Tableau 3.4 Valeurs des composantes de la force de frottement (Couette et Poiseuille) dans les trois configurations géométriques présentées dans la figure 3.12.

Tableau 3.5 Caractéristiques géométriques du patin.

Tableau 3.6 Influence de la position de la poche dans le contact sur les valeurs moyennées dans le temps de l'épaisseur minimale du film h_{0_moy}, de la force de frottement F_{f_moy} et du débit volumique $Q_{_moy}$.

Tableau 3.7 Influence du positionnement des cellules sur les valeurs moyennées dans le temps de l'épaisseur minimale du film h_{0_moy}, de la force de frottement F_{f_moy} et du débit volumique $Q_{_moy}$.

Tableau 3.8 Influence du taux de texturation α sur h_{0_moy}, F_{f_moy} et $Q_{_moy}$.

Tableau 3.9 Influence de la taille des cellules h_{0_moy}, F_{f_moy} et $Q_{_moy}$.

Tableau 3.10 Influence de la densité ρ_t sur h_{0_moy}, F_{f_moy} et $Q_{_moy}$.

Tableau 3.11 Influence de la profondeur h_d sur h_{0_moy}, F_{f_moy} et $Q_{_moy}$.

Tableau 3.12 Influence de la position de la texture sur h_{0_moy}, F_{f_moy} et $Q_{_moy}$.

Chapitre 4

Tableau 4.1 Conditions de fonctionnement et géométrie de la butée à patins inclinés [150].

Tableau 4.2 Comparaison avec des études antérieures pour une butée à patins inclinés.

Tableau 4.3 Conditions de fonctionnement et géométrie de la butée texturée, telles que proposées par Marian et al. [67].

Tableau 4.4 Influence de la taille du maillage sur l'épaisseur minimale du film h_0 et le couple C, pour une charge appliquée W_a = 200 N et une vitesse de rotation ω = 500 tr/min.

Tableau 4.5 Conditions de fonctionnement et géométrie du patin texturé.

Tableau 4.6 Influence de la position de la poche sur h_{0_moy}, $C_{_moy}$ et Q_{T_moy}.

Tableau 4.7 Influence de la position de la texture sur h_{0_moy}, $C_{_moy}$ et Q_{T_moy}.

Modélisation de la lubrification des surfaces texturées
– Application à la butée en régime hydrodynamique –

La compréhension et la modélisation d'un contact lubrifié en présence de texturation nécessitent une description physique très fine pour comprendre les analyses contradictoires et pour expliquer les résultats très différents en terme de performance présentés dans la littérature internationale. De nombreuses études théoriques et expérimentales ont montré que la texturation des surfaces pourrait améliorer les caractéristiques tribologiques des contacts. La capacité de charge, le coefficient de frottement et la résistance à l'usure sont les principales caractéristiques susceptibles d'être améliorées. La texturation de surface fait appel à de nombreux paramètres géométriques, qui peuvent agir de façon très différente selon le contact. Enfin, les phénomènes supposés expliquer l'apport de la texturation ne font pas l'unanimité dans la communauté scientifique. Ainsi, les différentes contradictions font que ce domaine de recherche est en pleine évolution.

Dans ce contexte scientifique, l'objectif principal de cette thèse est de conduire, à travers une étude théorique et numérique approfondie, vers une meilleure compréhension des effets induits par la texturation dans un contact lubrifié. Les paramètres géométriques, essentiels par rapport aux phénomènes physiques générés, font l'objet d'une analyse étendue. Les éléments théoriques obtenus à travers cette étude permettront une optimisation opérationnelle de tous types de dispositifs fonctionnant dans un milieu lubrifié. Parmi ces nombreuses applications, la butée en régime hydrodynamique a été choisie afin d'illustrer la pertinence des résultats de nos recherches.

Mots-clés : Tribologie, Lubrification hydrodynamique, Texture, Cavitation, Analyse numérique, Butée, Capacité de charge, Force de frottement

Modeling the lubrication effects induced by textured surfaces
– Application to the hydrodynamic thrust bearing –

Understanding and modeling a lubricated contact in the presence of surface textures requires a refined physical description in order to comprehend and explain the contradicting results that are currently presented in international literature. An increasing number of theoretical and experimental studies have shown that surface texturing could improve the tribological properties of lubricated or even dry contacts. The load-carrying capacity, the friction coefficient or the wear resistance are the main characteristics that can be improved through texturing. Nevertheless, the lubrication mechanisms that might explain these effects are still the subject of debate within the scientific community. These various contradictions have led to a significant development of this particular field of research.

In this scientific context, the main objective of this thesis is to lead, by means of a thorough numerical and theoretical analysis, towards a better understanding of the physical effects induced by surface texturing in lubricated contacts. The geometrical parameters, which are essential with regard to the generated effects, are submitted to a detailed investigation that also takes into account the influence of the operating conditions (surface speed, viscosity, ambient pressure etc.). The theoretical conclusions obtained throughout this investigation should lead to an improvement in texture design and should allow an optimization of most devices operating in lubricated conditions. Among these various applications, the hydrodynamic thrust bearing has been chosen in order to illustrate the relevance of our findings.

Key words : Tribology, Hydrodynamic Lubrication, Texture, Cavitation, Numerical Analysis, Thrust Bearing, Load-carrying Capacity, Friction Force