

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique



Ecole Nationale Polytechnique
Département de Génie Mécanique
Laboratoire de Génie Mécanique
et de Développement

LGMD

Thèse

de Doctorat en Sciences
Spécialité : Génie Mécanique

Présenté par :
MALKI Maamar
Magister en Génie Mécanique

Intitulé

Influence du Comportement Rhéologique des Lubrifiants sur les Caractéristiques des Paliers Poreux Autolubrifiants

Devant le Jury Composé de :

<i>Président :</i>	<i>Mr. RECHAK Saïd</i>	<i>Professeur, ENP</i>
<i>Directeur :</i>	<i>Mr. LARBI Salah</i>	<i>Professeur, ENP</i>
<i>Examineurs :</i>	<i>Mr. AIT SAADA Mabrouk</i>	<i>Professeur, USTHB</i>
	<i>Mr. BENKOUSSAS Bouzid</i>	<i>Professeur, ENP</i>
	<i>Mr. DRAOUI Belkacem</i>	<i>Professeur, U. Bechar</i>
	<i>Mr. TALA IGHIL Nacer</i>	<i>Directeur de Recherche, CRTI Chéraga</i>
<i>Invité :</i>	<i>Mr. BOUBENDIR Sid Ali</i>	<i>MCB, USTHB</i>

ENP 2019

Laboratoire de Génie Mécanique et de Développement, Ecole Nationale Polytechnique (ENP)
10, Avenue Pasteur, Hassen Badi, BP. 182, 16200 El Harrach, Alger, Algérie

www.enp.edu.dz

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique



Ecole Nationale Polytechnique
Département de Génie Mécanique
Laboratoire de Génie Mécanique
et de Développement

LGMD

Thèse

de Doctorat en Sciences
Spécialité : Génie Mécanique

Présenté par :
MALKI Maamar
Magister en Génie Mécanique

Intitulé

Influence du Comportement Rhéologique des Lubrifiants sur les Caractéristiques des Paliers Poreux Autolubrifiants

Devant le Jury Composé de :

<i>Président :</i>	<i>Mr. RECHAK Saïd</i>	<i>Professeur, ENP</i>
<i>Directeur :</i>	<i>Mr. LARBI Salah</i>	<i>Professeur, ENP</i>
<i>Examineurs :</i>	<i>Mr. AIT SAADA Mabrouk</i>	<i>Professeur, USTHB</i>
	<i>Mr. BENKOUSSAS Bouzid</i>	<i>Professeur, ENP</i>
	<i>Mr. DRAOUI Belkacem</i>	<i>Professeur, U. Bechar</i>
	<i>Mr. TALA IGHIL Nacer</i>	<i>Directeur de Recherche, CRTI Chéraga</i>
<i>Invité :</i>	<i>Mr. BOUBENDIR Sid Ali</i>	<i>MCB, USTHB</i>

ENP 2019

Laboratoire de Génie Mécanique et de Développement, Ecole Nationale Polytechnique (ENP)
10, Avenue Pasteur, Hassen Badi, BP. 182, 16200 El Harrach, Alger, Algérie

www.enp.edu.dz

Dédicaces

A mes parents

A ma femme et ma fille

A mes frères et sœurs

A toute ma famille

A tous mes amis...



REMERCIEMENTS

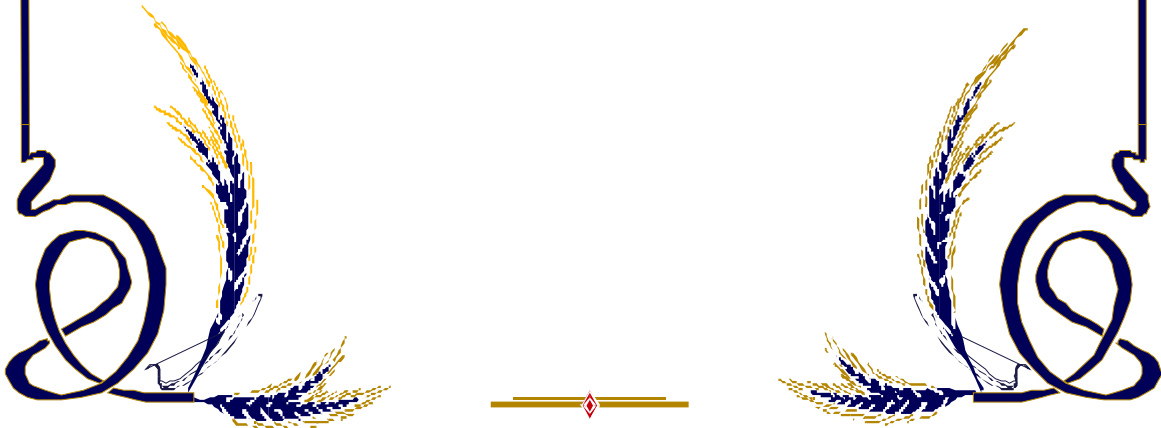
Tout d'abord, je tiens à exprimer toute ma gratitude et ma sympathie à Mr **LARBI Salah**, Professeur à l'Ecole Nationale Polytechnique d'ALGER, qu'il trouve ici l'expression de ma profonde reconnaissance, pour sa compétence, ses encouragements et sa disponibilité.

Pour Mr **BOUBENDIR Sid Ali**, Maître de conférences à l'Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumédiène, je lui exprime mes sincères remerciements pour son aide précieuse dans ce travail, ainsi que pour toutes ses qualités scientifiques et humaines.

Je tiens à remercier aussi Mr **RECHAK Saïd**, Professeur à l'Ecole Nationale Polytechnique, pour m'avoir fait l'honneur d'accepter la présidence du jury.

Mes remerciements vont aussi à Messieurs, **BENKOUSSAS Bouzid**, Professeur à l'Ecole Nationale Polytechnique, **AIT SAADA Mabrouk**, Professeur à l'Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumédiène, **DRAOUI Belkacem**, Professeur à l'université de Béchar et **TALA IGHIL Nacer**, Directeur de Recherche au Centre de Recherche en Technologies Industrielles de Chéraga pour avoir accepté d'examiner ce travail.

Mes remerciements vont également à tous mes amis et collègues.



ملخص:

العمل المقدم في هذه الرسالة يهدف لدراسة التزييت الهيدروديناميكي لحامل أسطواني نفاذ أوتوماتيكي التزييت ذا أبعاد منتهية، مع الأخذ بعين الاعتبار السلوك الريولوجي لزيت التشحيم. تم استخدام معادلة رينولدس المعدلة التي تعتبر كلا من تدفق السائل في الوسط المسامي والسلوك غير النيوتوني للزيت حيث تم ادراج قانون دارسي والنموذج الآسي للسائل. تم حل المعادلات التفاضلية باستخدام طريقة الفرق المحدد. أظهرت النتائج التي تم الحصول عليها أن المؤشر الآسي كان له تأثيرات مهمة على أداء الحامل المسامي. لوحظ تحسن في خصائص الحامل (الضغط وسعة الحمولة) بالنسبة للسوائل المتوسعة بينما تنخفض هذه الخصائص بالنسبة للسوائل شبه بلاستيكية. نفاذية البنية المسامية لها تأثيرات مهمة على أداء الحامل ذو الطول المنتهي، خاصة عند معدلات الانحراف الكبيرة. تم ملاحظة توافق جيد بين النتائج التي تم الحصول عليها وتلك الخاصة بالمرجعيات.

الكلمات المفتاحية: تزييت هيدروديناميكي، حامل أوتوماتيكي التزييت، سائل غير نيوتوني، قانون آسي.

Abstract:

In this work, the hydrodynamic lubrication of finite porous self-lubricating journal bearings is investigated taking into account the rheological lubricant behavior effect. The modified Reynolds equation is derived by considering both the fluid flow in the porous matrix and the lubricant rheological behavior where Darcy's law and power-law model were used. Governing differential equations were solved numerically using the finite difference method. Obtained results showed that the power law index, n , has important effects on the performance of porous bearings. An improvement in the fluid bearing characteristics (load capacity, pressure) is observed for dilatant fluids while these characteristics decreased for pseudo-plastic fluids. The permeability of the porous structure has significant effects on the performance of porous journal bearings of finite length, particularly at higher eccentricity ratios. Good agreement is observed between the results obtained in this study and those of literature revue.

Keywords: Hydrodynamic lubrication; Porous journal bearing; Rheological behavior; Power law.

Résumé :

Le travail présenté est relatif à une étude de la lubrification hydrodynamique des paliers poreux autolubrifiants de dimensions finies par prise en charge du comportement rhéologique des lubrifiants. L'équation de Reynolds modifiée a été établie en considérant l'écoulement du fluide dans la matrice poreuse et le comportement rhéologique du lubrifiant où la loi de Darcy et le modèle de loi de puissance ont été utilisés. Les équations différentielles gouvernantes ont été résolues numériquement en utilisant la méthode des différences finies. Les résultats obtenus ont montré que l'indice de la loi de puissance, n , a des effets importants sur les performances des paliers poreux. Une amélioration des caractéristiques du palier fluide (capacité de charge, pression) est observée pour les fluides dilatants alors que ces caractéristiques diminuent pour les fluides pseudo-plastiques. La perméabilité de la structure poreuse a des effets importants sur les performances des paliers poreux de longueur finie, en particulier à des taux d'excentricité très élevés. Un bon accord est observé entre les résultats obtenus dans cette étude et ceux issus de littérature.

Mots clés : Lubrification hydrodynamique ; Palier autolubrifiant ; Comportement rhéologique ; Loi de puissance.

SOMMAIRE

LISTE DES NOTATIONS ET ABREVIATIONS

LISTE DES FIGURES ET TABLEAUX

INTRODUCTION GENERALE 14

Chapitre I: GENERALITES SUR LES MILIEUX POREUX ET LE COMPORTEMENT RHEOLOGIQUE DES LUBRIFIANTS

I.1 INTRODUCTION	19
I.2 LES MILIEUX POREUX	19
I.2.1 Définitions	19
I.2.2 Caractérisation des milieux poreux	20
I.2.2.1 Volume élémentaire représentatif (V.E.R)	20
I.2.2.2 La porosité	21
I.2.2.3 La tortuosité	21
I.2.2.4 La perméabilité	21
I.3 LOI D'ECOULEMENTS DE FLUIDES DANS UN MILIEUX POREUX	23
I.3.1 Loi de Darcy	23
I.3.2 Correction de Brinkman	24
I.3.3 Correction de Forchheimer	25
I.3.4 Modèle généralisé	25
I.4 RHEOLOGIE DES FLUIDES COMPLEXES	26
I.4.1 Définition	26
I.4.2 Viscosité	26
I.4.3 Classification des fluides non-Newtoniens	27
I.5 LOIS DE COMPORTEMENT RHEOLOGIQUE	30
I.5.1 Fluides Newtoniens	31
I.5.2 Loi de puissance	31
I.5.3 Modèle de Carreau	32
I.5.4 Modèle Rabinowitsch	33
I.5.5 Modèle de fluide à couple de contrainte	33
I.5.6 Modèle de fluide micro polaire	34
I.5.7 Fluide de Bingham	35

I.6 DIFFERENTS MODES DE FROTTEMENT	35
I.7 CONCLUSION	37

Chapitre II : CONTEXTE BIBLIOGRAPHIQUE

II.1 INTRODUCTION	40
II.2 LUBRIFICATION DES PALIERS POREUX	41
II.3 CAS DES LUBRIFIANTS NON NEWTONIENS	45
II.4 CONCLUSION	51

Chapitre III : MODELISATION MATHEMATIQUE ET RESOLUTION NUMERIQUE

III.1 INTRODUCTION	54
III.2 HYDRODYNAMIQUE DES PALIERS	54
III.2.1 Palier lisse	54
III.2.2 Palier poreux	55
III.3 GEOMETRIE DU PALIER	58
III.4 COMPORTEMENT NON-NEWTONIEN DU FLUIDE	60
III.5 EQUATION DE REYNOLDS GENERALISEE	61
III.6 MODELE MATHEMATIQUE	63
III.7 FORME ADIMENSIONNELLE DES EQUATIONS	65
III.8 CONDITIONS LIMITES ASSOCIEES	65
III.8.1 Dans le film lubrifiant	65
III.8.2 Dans le Coussinet poreux	68
III.8.3 Interface Film- Coussinet Poreux	68
III.9 CARACTERISTIQUES STATIQUES DU PALIER	68
III.9.1 Charge portante et angle de calage	69
III.9.2 Débit de fuite du palier	69
III.9.3 Calcul du couple de frottement	69
III.10 RESOLUTION NUMERIQUE	70
III.10.1 Discrétisation par la méthode des différence finies	71
III.10.2 Algorithme de résolution	73
III.11 CONCLUSION	75

Chapitre IV : RESULTATS ET DISCUSSIONS

IV.1 INTRODUCTION	78
IV.2 VALIDATION DU CODE DE CALCUL	78
IV.3 PRESENTATION DES CHAMPS DE PRESSIONS ET DES VITESSES	85
IV.4 EFFET DE L'EXCENTRICITE	93
IV.5 EFFET DE LA PERMEABILITE	98
IV.6 EFFET DE L'INDICE DE PUISSANCE	102
IV.7 CONCLUSION	105
<i>CONCLUSION GENERALE</i>	108
<i>REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES</i>	111
<i>ANNEXE A</i> <i>EPAISSEUR DU FILM D'HUILE</i>	122
<i>ANNEXE B</i> <i>MODELISATION MATHEMATIQUE DES</i> <i>FLUIDES NON-NEWTONIENS PAR LE MODELE «LOI DE</i> <i>PUISSANCE»</i>	124

LISTE DES FIGURES

Figure I.1. Représentation d'un milieu poreux et d'un volume élémentaire représentatif.

Figure I.2. Ecoulement de cisaillement simple.

Figure I.3. Classification des fluides non-Newtoniens.

Figure I.4. Lois de comportement rhéologique usuel.

Figure I.5. Différents régimes de lubrification (Courbe de Stribeck).

Figure III.1. Schéma simplifié d'un palier lisse.

Figure III.2. Schéma d'un palier autolubrifiant.

Figure III.3. Schéma simplifié d'un palier poreux ouvert.

Figure III.4. Schéma simplifié d'un palier poreux auto-lubrifiant étanche.

Figure III.5. Coupe médiane d'un palier poreux.

Figure III.6. Schéma simplifié d'un palier développé.

Figure III.7. Système d'axes et notations.

Figure III.8. Illustration de la condition de SOMMERFELD.

Figure III.9. Illustration de la condition de GÜMBEL.

Figure III.10. Illustration de la condition de REYNOLDS.

Figure III.11. Schéma de discrétisation du film fluide.

Figure III.12. Schéma de discrétisation du coussinet.

Figure III.13. Organigramme de résolution relatif au cas d'étude.

Figure IV.1. Evolution de la charge en fonction de l'excentricité.

Comparaison avec les résultats de Ju et al. [5].

Figure IV.2. Evolution de la charge en fonction de l'excentricité.

Comparaison avec les résultats expérimentaux de Mokhtar et al. [6].

Figure IV.3. Evolution de la pression maximale en fonction de l'excentricité pour différentes valeurs d'indice de puissance et une perméabilité $k=10^{-2}$.

Figure IV.4. Evolution de la pression maximale en fonction de la perméabilité pour différentes valeur d'indice de puissance.

Figure IV.5. Evolution de la portance hydrodynamique en fonction de l'excentricité pour différentes valeurs d'indice de puissance et une perméabilité $k=10^{-2}$.

Figure IV.6. Evolution de la portance hydrodynamique en fonction de la perméabilité pour différentes valeurs d'indice de puissance.

Figure IV.7. Evolution du coefficient de frottement en fonction de l'excentricité pour différentes valeurs d'indice de puissance et une perméabilité $k=10^{-2}$.

Figure IV.8. Evolution du coefficient de frottement en fonction de la perméabilité pour différentes valeurs d'indice de puissance.

Figure IV.9. Répartition du champ de pression dans le film fluide.

Cas d'un palier étanche ($\varepsilon = 0.7$, $k = 10^{-2}$, $L/D = 1$, $n = 0.9$).

Figure IV.10. Répartition du champ de pression dans le film fluide.

Cas d'un palier étanche ($\varepsilon = 0.7$, $k = 10^{-2}$, $L/D = 1$, $n = 1$).

Figure IV.11. Répartition du champ de pression dans le film fluide.

Cas d'un palier étanche ($\varepsilon = 0.7$, $k = 10^{-2}$, $L/D = 1$, $n = 1.1$).

Figure IV.12. Evolution de la pression circonférentielle en fonction de l'indice de puissance et de la perméabilité pour : $L/D = 1$.

Figure IV.13. Evolution de la pression circonférentielle en fonction de l'indice de puissance et de la perméabilité pour : $L/D = 3$.

Figure IV.14. Evolution de la pression axiale en fonction de l'indice de puissance et de la perméabilité pour : $L/D = 1$.

Figure IV.15. Evolution de la pression axiale en fonction de l'indice de puissance et de la perméabilité pour : $L/D = 3$.

Figure IV.16. Carte isobare et ligne de courant du coussinet poreux dans le plan médian pour ($\varepsilon = 0.7$, $L/D = 1$, $n = 0.9$, $k = 10^{-2}$).

Figure IV.17. Carte isobare et ligne de courant du coussinet poreux dans le plan médian pour ($\varepsilon = 0.7$, $L/D = 1$, $n = 1$, $k = 10^{-2}$).

Figure IV.18. Carte isobare et ligne de courant du coussinet poreux dans le plan médian pour ($\varepsilon = 0.7$, $L/D = 1$, $n = 1.1$, $k = 10^{-2}$).

Figure IV.19. Carte isobare et ligne de courant du coussinet poreux dans le plan médian pour ($\varepsilon = 0.7$, $L/D = 1$, $n = 0.9$, $k = 10^{-3}$).

Figure IV.20. Carte isobare et ligne de courant du coussinet poreux dans le plan médian pour ($\varepsilon = 0.7$, $L/D = 1$, $n = 1$, $k = 10^{-3}$).

Figure IV.21. Carte isobare et ligne de courant du coussinet poreux dans le plan médian pour ($\varepsilon = 0.7, L/D = 1, n = 1.1, k = 10^{-3}$).

Figure IV.22. Champ de vitesses dans le film fluide.

Figure IV.23. Variation de la vitesse de filtration en fonction de l'indice de puissance et du rapport géométrique L/D pour : $k=10^{-2}$.

Figure IV.24. Variation de la vitesse de filtration en fonction de l'indice de puissance et du rapport géométrique L/D pour : $k=10^{-3}$.

Figure IV.25. Variation de la pression maximale en fonction de l'excentricité pour différentes valeurs de la perméabilité et de l'indice de puissance et pour $L/D=1$.

Figure IV.26. Variation de la pression maximale en fonction de l'excentricité pour différentes valeurs de la perméabilité et de l'indice de puissance et pour $L/D=3$.

Figure IV.27. Variation de la charge hydrodynamique en fonction de l'excentricité pour différentes valeurs de la perméabilité et de l'indice de puissance et pour $L/D=1$.

Figure IV.28. Variation de la charge hydrodynamique en fonction de l'excentricité pour différentes valeurs de la perméabilité et de l'indice de puissance et pour $L/D=3$.

Figure IV.29. Variation de l'angle de calage en fonction de l'excentricité pour différentes valeurs de la perméabilité et de l'indice de puissance et pour : $L/D=1$.

Figure IV.30. Variation de l'angle de calage en fonction de l'excentricité pour différentes valeurs de la perméabilité et de l'indice de puissance et pour : $L/D=3$.

Figure IV.31. Variation du débit de fuite en fonction de l'excentricité pour différentes valeurs de la perméabilité et de l'indice de puissance et du rapport géométrique L/D .

Figure IV.32. Variation du coefficient de frottement en fonction de l'excentricité pour différentes valeurs de la perméabilité et de l'indice de puissance et pour $L/D=1$.

Figure IV.33. Variation du coefficient de frottement en fonction de l'excentricité pour différentes valeurs de la perméabilité et de l'indice de puissance et pour $L/D=3$.

Figure IV. 34. Variation de la pression maximale en fonction de la perméabilité et de l'indice de puissance pour deux valeurs du rapport géométrique L/D .

Figure IV. 35. Variation de la portance hydrodynamique en fonction de la perméabilité et de l'indice de puissance pour deux valeurs du rapport géométrique L/D .

Figure IV. 36. Variation de l'angle de calage en fonction de la perméabilité et de l'indice de puissance pour deux valeurs du rapport géométrique L/D .

Figure IV. 37. Variation du débit en fonction de la perméabilité et de l'indice de puissance pour deux valeurs du rapport géométrique L/D .

Figure IV. 38. Variation du coefficient de frottement en fonction de la perméabilité et de l'indice de puissance pour deux valeurs du rapport géométrique L/D .

Figure IV. 39. Variation de la pression maximale en fonction de l'indice de puissance, n , pour deux valeurs de la perméabilité et de l'excentricité relative et pour $L/D=1$.

Figure IV.40. Variation de la charge hydrodynamique en fonction de l'indice de puissance, n , pour deux valeurs de la perméabilité et de l'excentricité relative et pour $L/D=1$.

Figure IV.41. Variation de l'angle de calage en fonction de l'indice de puissance, n , pour deux valeurs de la perméabilité et de l'excentricité relative et pour : $L/D=1$.

Figure IV.42. Variation du débit en fonction de l'indice de puissance, n , pour deux valeurs de la perméabilité et de l'excentricité relative et pour : $L/D=1$.

Figure IV.43. Variation du coefficient de frottement en fonction de l'indice de puissance, n , pour deux valeurs de la perméabilité et de l'excentricité relative et pour : $L/D=1$.

LISTE DES TABLEAUX

Tableau I.1. Perméabilité de quelques matériaux poreux [15].

Tableau I.2. Valeurs typiques de l'indice d'écoulement pour certains fluides non-Newtoniens connus [29].

Tableau IV.1. Données du palier utilisé par Ju et al. [5].

Tableau IV.2. Données de palier utilisé par Mokhtar et al. [6].

Tableau IV.3. Caractéristiques du palier utilisé dans la simulation numérique.

Liste des Notations et abréviations

Lettres latines :

C	Jeu radial [m]
C _a	Couple de frottement sur l'arbre [N.m]
D	Diamètre du palier [m]
e	Excentricité absolue de l'arbre [m]
h	Epaisseur du film lubrifiant [m]
K	Perméabilité du milieu poreux [m ²]
k	Perméabilité adimensionnelle
L	Longueur du palier [m]
m	Consistance [Pa.s ⁿ]
n	Indice de puissance
N	Vitesse de rotation de l'arbre [tr/s]
P	Pression [Pa]
Q	Portance hydrodynamique [N]
q	Débit volumique [m ³ /s]
R	Rayon [m]
U,V,W	Composantes de la vitesse du fluide dans le film [m/s]
u,v,w	Composantes de la vitesse du fluide dans la matrice poreuse [m/s]
X,Y,Z	Coordonnées

Lettres grecques :

Ω	Coefficient de relaxation
ε	Excentricité relative
ε	Tenseur de déformation [s ⁻¹]
φ	Angle de calage [rad]
η	Rapports adimensionnels
μ	Viscosité dynamique [kg/m.s]
θ	Coordonnée angulaire [rad]
ρ	Masse volumique [kg/m ³]
τ _{ij}	Composante du tenseur de cisaillement [Pa]
ω	Vitesse angulaire de l'arbre [rad/s]
ψ	Porosité
γ	Gradient de vitesse [s ⁻¹]

Indices et Exposants :

—	Paramètres sans dimensions
*	Milieu poreux
a	Arbre
c	Coussinet
e	Surface externe

INTRODUCTION GENERALE

INTRODUCTION GENERALE

Le frottement entraîne une consommation importante d'énergie alors que l'usure peut raccourcir la durée de vie des mécanismes. Il est ainsi important de contrôler ces deux paramètres pour toute machine. D'un point de vue économique, la réduction des frottements et donc de la dissipation de puissance au sein des différents contacts améliore l'efficacité des machines. Du point de vue de la fiabilité, éviter toute dégradation de surface permet une augmentation considérable de la durée de vie du mécanisme tout en évitant sa défaillance. L'importance de ces problèmes dans les applications industrielles justifie les efforts considérables déployés dans le domaine de la tribologie au cours de ces dernières décennies [1].

Les paliers fluides hydrodynamiques sont des éléments de machines utilisés depuis le début de la révolution industrielle pour supporter les arbres en rotation. On les trouve généralement dans les véhicules, les centrales électriques (hydrauliques, thermoélectriques, nucléaires, éoliennes) et en général dans tous les systèmes mécaniques à arbres rotatifs soumis à des vitesses ou charges élevées (turbines, compresseurs, pompes, boîtes de vitesses, moteurs à combustion interne, etc.). Leurs dimensions varient de l'ordre de quelques millimètres (appareils électroménagers) jusqu'au mètre (centrales électriques).

Contrairement aux paliers classiques, certains types de paliers poreux ne nécessitent pas une alimentation externe en lubrifiant via une rainure ou un orifice. C'est la raison pour laquelle les paliers poreux autolubrifiants sont utilisés dans les situations d'encombrement et les conditions de fonctionnement où la contamination est intolérable. La forte demande industrielle de ces types de paliers pour différentes utilisations avec les défaillances enregistrées au cours des applications (usure prématurée, perte d'huile, vibration) exige l'utilisation d'huiles innovantes à haut pouvoir lubrifiant qui permet d'optimiser les performances et d'augmenter la durée de vie.

Le coussinet poreux sert de réservoir d'huile à partir duquel l'espace entre l'arbre et l'alésage est rempli de lubrifiant. Il est réalisé par frittage, en bronze ou en alliages ferreux, puis rempli d'huile par imprégnation.

Les récents travaux sur les paliers poreux [2-4] ont été consacrés à l'étude de la lubrification hydrodynamique et à la détermination des caractéristiques des paliers en utilisant des fluides à comportement Newtonien pour différentes variables : excentricité, perméabilité, conditions aux limites. Ces études ont montré que l'augmentation de la perméabilité engendrait une diminution des caractéristiques des paliers poreux : capacité de charge, pression. Néanmoins, l'hypothèse consistant à considérer le fluide à comportement Newtonien n'est pas une approche satisfaisante pour de nombreux fluides lubrifiants où le gradient de pression est important et le taux de cisaillement élevé.

L'utilisation répandue des fluides non-Newtoniens en lubrification est une conséquence de l'amélioration de la qualité des huiles, une réponse à l'évolution technologique et les exigences industrielles de fonctionnement de plus en plus sévères (vitesse de rotation, température, charge appliquée, ...etc.), ce qui traduit la recherche continue des performances optimales des mécanismes.

De nos jours, la composition chimique des lubrifiants est relativement complexe compte tenu de l'introduction d'additifs à base de polymères ou autres substances. Ces additifs ont pour but essentiel d'augmenter la durée de vie des lubrifiants par la limitation de la dégradation de leur viscosité avec la température ou autres sollicitations. Ce qui rend leur comportement encore plus difficile à modéliser compte tenu que ces lubrifiants ne possèdent pas le comportement linéaire de fluide Newtonien et exige une modélisation à comportement non-Newtonien. Le comportement non-Newtonien d'un lubrifiant varie selon les sollicitations auxquelles est soumis le fluide considéré qui pourra être modélisé suivant différentes lois (loi de Carreau, loi de puissance, loi de couple de contrainte, ...etc).

La compréhension et la maîtrise des phénomènes de transfert dans les paliers poreux autolubrifiants des machines tournantes en utilisant les fluides non-Newtoniens revêt un caractère essentiel dans la conception des machines, afin d'assurer des conditions opérationnelles optimales et contribuer à l'amélioration de leurs performances et augmenter leur durée de vie.

Le travail présenté dans cette thèse est relatif à une analyse des effets du comportement non-Newtonien des lubrifiants, en utilisant la loi de puissance, sur le comportement des paliers poreux autolubrifiants de dimensions finies.

Le premier chapitre est relatif à des généralités et définitions de base relatives à la modélisation de l'écoulement de fluides dans les milieux poreux. Y sont intégrés des rappels sur les lois de comportement rhéologique des lubrifiants tirés de la littérature en vue de leur modélisation ainsi qu'une introduction à la lubrification.

Le second chapitre concerne le contexte bibliographique ou état de l'art sur le sujet de recherche abordé dans cette thèse afin de positionner la présente étude par rapport aux travaux réalisés dans la thématique. Il est divisé en deux parties essentielles : la première partie est relative à une présentation de quelques travaux sur les paliers poreux avec et sans source d'alimentation externe, la seconde partie est consacrée à des études liées à la mécanique des films minces visqueux utilisant des fluides à comportement non-Newtoniens.

Le troisième chapitre est relatif à la modélisation mathématique ainsi que la résolution numérique des paliers poreux autolubrifiants en régime hydrodynamique. Le modèle mathématique est basé sur l'équation de Reynolds généralisée dans le film fluide en tenant compte du comportement non-Newtonien des lubrifiants et de l'infiltration à travers le coussinet poreux ou l'équation de Darcy est considérée afin d'étudier l'écoulement dans la matrice poreuse. Ainsi, les conditions aux limites associées, la géométrie du contact, la variation de la viscosité suivant le modèle de loi de puissance sont présentés. Les systèmes d'équations linéaires obtenues sont résolus numériquement en vue de déterminer les caractéristiques statiques des paliers.

Dans le dernier chapitre, une validation du code de calcul numérique développé dans le cadre de cette étude par rapport à ceux issus de la littérature [5-6] est présentée. L'influence des effets non-Newtoniens des fluides sur les performances des paliers autolubrifiants a été présentée et discutée.

Enfin, une conclusion générale est présentée pour rappeler l'essentiel des résultats obtenus ainsi que des perspectives à envisager pour la continuité du présent travail.

Chapitre I

GENERALITES SUR LES MILIEUX POREUX ET LE COMPORTEMENT RHEOLOGIQUE DES LUBRIFIANTS

I.1 INTRODUCTION

I.2 LES MILIEUX POREUX

I.2.1 Définitions

I.2.2 Caractérisation des milieux poreux

I.2.2.1 Volume élémentaire représentatif (V.E.R)

I.2.2.2 La porosité

I.2.2.3 La tortuosité

I.2.2.4 La perméabilité

I.3 LOI D'ECOULEMENTS DE FLUIDES DANS UN MILIEUX POREUX

I.3.1 Loi de Darcy

I.3.2 Correction de Brinkman

I.3.3 Correction de Forchheimer

I.3.4 Modèle généralisé

I.4 RHEOLOGIE DES FLUIDES COMPLEXES

I.4.1 Définition

I.4.2 Viscosité

I.4.3 Classification des fluides non-Newtoniens

I.5 LOIS DE COMPORTEMENT RHEOLOGIQUE

I.5.1 Fluides Newtoniens

I.5.2 Loi de puissance

I.5.3 Modèle de Carreau

I.5.4 Modèle Rabinowitsch

I.5.5 Modèle de fluide à couple de contrainte

I.5.6 Modèle de fluide micro polaire

I.5.7 Fluide de Bingham

I.6 DIFFERENTS MODES DE FROTTEMENT

I.7 CONCLUSION

I.1 INTRODUCTION

La tribologie est la science qui étudie le comportement du contact entre deux corps. Son domaine couvre l'étude du frottement, l'usure ainsi que la lubrification.

L'élément principal dans la lubrification est le fluide qui sépare totalement les surfaces en contact. L'avancée technologique permet de développer des fluides qui ont un comportement complexe pour répondre aux différentes exigences industrielles.

La réduction du frottement d'un mécanisme lubrifié passe par un choix judicieux des matériaux antifriction telle que le bronze et le plomb. Dans certaines configurations telles que les paliers autolubrifiants on opte pour des coussinets poreux perméables pour faciliter la recirculation du fluide.

Dans ce chapitre nous présentons des généralités sur les milieux poreux et les phénomènes de transport au sein de ces milieux, les équations qui décrivent les différents phénomènes sont étudiées à l'échelle macroscopique. Les lois de comportement rhéologique utilisées en lubrification sont également présentées.

I.2 LES MILIEUX POREUX

I.2.1 Définitions

Un milieu poreux est un matériau massif à l'intérieur duquel se trouve des cavités appelées pores. Ces pores peuvent communiquer entre eux ou isolées et peuvent contenir une ou plusieurs phases fluides pouvant s'écouler et, éventuellement, échanger entre elles de la matière et de l'énergie. Certains matériaux artificiels requièrent d'être poreux dans le processus de fabrication pour jouer un rôle de filtration, ou assurer une perméabilité à un écoulement de fluide (liquide ou gaz) : cas des bagues et coussinet poreux [7].

On rencontre plusieurs matériaux poreux dans la nature et dans l'industrie : mécanique et biomécanique (structure alvéolaire), chimie (catalyse, séparation, milieux désordonnés), anatomie (structure osseuse), agroalimentaire (pâtes, pain), géologie (structure des sols, forage pétrolier) etc.... Le diamètre moyen de ces vides peut être de la taille d'un macro-pore avec $d > 300 \mu\text{m}$, d'un micropore avec $0.05 \mu\text{m} < d < 300 \mu\text{m}$ ou d'un nanopore avec $d < 0.005 \mu\text{m}$ [8].

I.2.2 Caractérisation des milieux poreux

La distribution et la taille des pores dans les milieux poreux naturels sont irrégulières. La variation des paramètres régissant l'écoulement au sein d'un milieu poreux est par conséquent irrégulière. Toutefois dans le domaine de l'ingénierie, les valeurs moyennes de ces paramètres sont requises (porosité, surface spécifique, tortuosité, perméabilité, etc.). La technique utilisée est la méthode de prise de moyenne volumique [9] définie comme étant une moyenne spatiale appropriée sur un volume dit « Volume Élémentaire Représentatif » (VER).

I.2.2.1 Volume élémentaire représentatif (V.E.R)

Pour quantifier un problème de physique en utilisant les outils mathématiques qu'offrent les équations différentielles, il est nécessaire d'avoir un milieu continu pour établir des relations aux dérivées partielles. Dans les milieux poreux, les propriétés physiques (porosité, perméabilité, ...) sont discontinues au niveau microscopique. La dérivation de solutions de problèmes d'écoulement doit donc toujours faire appel, implicitement ou explicitement, à la définition d'un volume élémentaire représentatif, VER (Figure I.1) à l'intérieur duquel les propriétés moyennes des fluides et des matériaux sont supposées uniformes et continues [10].

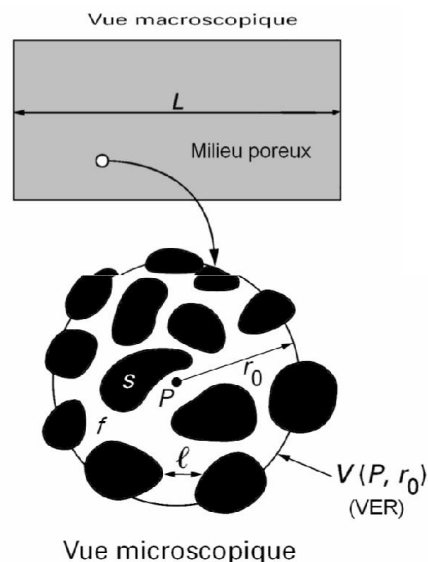


Figure I.1. Représentation d'un milieu poreux et d'un volume élémentaire représentatif.

Le VER doit être suffisamment grand pour que des propriétés globales moyennes puissent être définies sans que les fluctuations d'un pore à l'autre ne soient significatives (la

taille l du VER doit être suffisamment grande à la taille du pore, de rayon r_0). Le VER doit cependant être suffisamment petit pour que les variations d'un paramètre dans le domaine d'étude puisse être représentées par des fonctions continues (la taille l du VER doit être suffisamment petite par rapport à la taille caractéristique du milieu L) [11]. La figure I.1 donne la représentation du milieu poreux et du volume élémentaire représentatif.

I.2.2.2 La porosité

Elle est définie comme étant le pourcentage de vides qui peuvent être occupés par des fluides. La porosité représente le rapport du volume des pores sur le volume total. Soit :

$$\psi = \frac{\text{Volume des pores}}{\text{Volume total de la matrice poreuse}} \quad (\text{I. 1})$$

Cette grandeur est indépendante de la forme et des distributions des pores.

I.2.2.3 La tortuosité

La trajectoire du fluide dans un milieu poreux n'est pas tout à fait parallèle à la direction moyenne de l'écoulement compte tenu de la présence d'obstacles constitués de grains solides, donc le fluide contourne les différentes particules à son passage.

La tortuosité est définie comme le rapport entre la longueur des lignes de courant, L_e , du fluide traversant un échantillon de longueur, L, d'un milieu poreux modélisé sous la forme d'un réseau. Elle est donnée par l'expression :

$$\tau = \frac{L_e}{L} \quad (\text{I. 2})$$

I.2.2.4 La perméabilité

La perméabilité d'un milieu poreux mesure son aptitude à se laisser traverser par un fluide sous l'effet d'un gradient de pression ou d'un champ de gravité. Elle est traduite comme étant l'effet de résistance à l'écoulement du fluide due aux forces de frottement entre la surface des grains solides et le fluide.

Il existe des relations permettant d'estimer la perméabilité, K , pour des milieux poreux de géométrie simple. Certains travaux ont donné des relations empiriques pour la détermination de la perméabilité dans le cas de géométries particulières :

- Kozeny–Carmen [12] ont déterminé une relation empirique entre la perméabilité, la porosité ψ , et d_p , dimension caractéristique de la taille des pores pour un milieu poreux non consolidé constitué d'éléments identiques de géométrie simples:

$$K = \frac{d_p^2 \psi^3}{180 (1 - \psi)^2} \quad (I.3)$$

- D'autres formules prennent en considération la morphologie de la matrice poreuse, tel que celle de Guyon et al. [13]. Les auteurs ont modélisé le milieu poreux comme étant un assemblage de canaux tortueux. La formule correspondante s'écrit sous la forme:

$$K = \frac{r_0^2 \psi}{8 \tau} \quad (I.4)$$

Avec :

τ : tortuosité des canaux ;

r_0 : rayon de canaux.

- Pour les géométries quelconques du milieu, la perméabilité est mesurée expérimentalement. Elle est donnée par la loi empirique de Darcy [14] :

$$k = \mu \left(Q_v / A \right) / \left(dp / dx \right) \quad (1.5)$$

Avec :

Q_v : débit volumique du fluide à travers le milieu poreux ;

Q_v / A : vitesse moyenne ou vitesse de Darcy à travers la section droite de surface A ;

μ : viscosité dynamique du fluide ;

$\frac{dP}{dx}$: gradient de pression.

Le tableau I.1 donne les valeurs de la perméabilité de quelques matériaux poreux courants.

Tableau I.1. Perméabilité de quelques matériaux poreux [15].

Matériaux	Perméabilité [m ²]
Briques	4,8.10 ⁻¹⁵ – 2,2.10 ⁻¹³
Pierre à chaud, Dolomite	2,0.10 ⁻¹⁵ –4,5.10 ⁻¹⁴
Cuir	9,5.10 ⁻¹⁴ –1,2.10 ⁻¹³
Poudre d'ardoise noire	4,9.10 ⁻¹⁴ –1,2.10 ⁻¹³
Terre	2,9.10 ⁻¹³ –1,4.10 ⁻¹¹
Fibre de verre	2,4.10 ⁻¹¹ –5,1.10 ⁻¹¹
Sable	2,0.10 ⁻¹¹ –1,8.10 ⁻¹⁰
Plaque de liège	3,3.10 ⁻¹⁰ –1,5.10 ⁻⁹
Fils à tisser	3,8.10 ⁻⁹ –1.10 ⁻⁸

I.3 LOI D'ÉCOULEMENTS DE FLUIDES DANS UN MILIEUX POREUX

I.3.1 Loi de Darcy

L'étude de base des écoulements dans les milieux poreux a été réalisée par l'ingénieur Darcy en 1856 [14]. L'auteur a réalisé des expériences pour évaluer la capacité d'écoulement à travers des filtres de sable.

Darcy a mesuré le débit d'eau entraîné par gravité sur des colonnes de sables homogènes verticales, constitués de sable homogène. Cette loi, a mis en évidence la proportionnalité du gradient de pression appliqué, le débit d'eau traversant la colonne de sable, ainsi que la section d'écoulement. Depuis, les sciences hydrogéologiques sont basées sur la loi de Darcy même pour les écoulements multidirectionnels. En milieu homogène et isotrope, la loi de Darcy généralisée est donnée par une relation linéaire entre le débit et le gradient de pression associé aux forces de gravité. Cette relation est donnée par l'expression :

$$\vec{q} = -\frac{K}{\mu} s (\vec{\nabla} P - \rho \vec{g} z) \quad (\text{I. 6})$$

La vitesse moyenne de filtration est ainsi définie par :

$$\vec{V} = -\frac{K}{\mu} (\vec{\nabla} P - \rho \vec{g} z) \quad (\text{I. 7})$$

Le nombre de Reynolds pour un écoulement en milieu poreux est basé sur la dimension du pore, δ , et la vitesse moyenne du fluide, V , est donné par :

$$\mathcal{R}_e = V \delta / \nu \quad (I.8)$$

La loi de Darcy a été vérifiée par de nombreux résultats expérimentaux [10] pour des nombres de Reynolds au-dessous d'un nombre limite dans l'intervalle 1–10. Elle a également été vérifiée par des simulations directes des équations de Navier–Stokes.

Bien que la loi de Darcy soit largement utilisée, elle s'est avérée insuffisante dans certaines situations d'écoulement. En effet, lorsque la vitesse de filtration augmente, les effets combinés d'inertie et de viscosité ne sont plus négligeable. Pour prendre en compte cet effet, des modifications de la loi de Darcy ont été proposé par : Brinkman [16], Forchheimer [17].

I.3.2 Correction de Brinkman

Une alternative à l'équation de Darcy pour les porosités importantes là où il faut tenir compte des effets de diffusion visqueux, est ce qu'on appelle couramment l'équation de Darcy–Brinkman [16] donnée par l'expression :

$$\vec{\nabla}P = \rho \vec{g} z - \frac{\mu}{K} \vec{V} + \mu_e \nabla^2 \vec{V} \quad (I.9)$$

Où : μ_e , est la viscosité dynamique effective qui est égale à la viscosité dynamique du fluide μ , d'après Brinkman [16].

Dans cette loi empirique, on note le premier terme usuel de Darcy et le second appelé «terme de Brinkman» qui est similaire au terme Laplacien qui apparaît dans l'équation de Navier–Stokes sous forme vectorielle.

Bien que l'utilisation de la correction de Brinkman permette d'imposer la continuité des vitesses et des contraintes tangentielles à l'interface fluide–pore, elle fait intervenir la viscosité effective μ_e du milieu poreux dont la détermination reste controversée [18].

L'équation de Brinkman peut se réduire à une forme d'équation de Navier–Stokes quand $K \rightarrow \infty$, ou à l'équation de Darcy quand $\mu_e \rightarrow 0$.

I.3.3 Correction de Forchheimer

Lorsque la vitesse de filtration augmente, l'effet d'inertie n'est plus négligeable. Pour prendre en compte cet effet, Forchheimer [17] a montré expérimentalement la nécessité de corriger l'équation de Darcy par une relation non linéaire du second ordre.

L'équation modifiée empiriquement de Darcy–Forchheimer s'écrit sous la forme vectorielle suivante :

$$\vec{\nabla} P = \rho \vec{g} z - \frac{\mu}{K} \vec{V} + b \rho |\vec{V}| \vec{V} \quad (\text{I.10})$$

Avec :

$|\vec{V}|$: module du vecteur vitesse de filtration ;

$b\rho|\vec{V}|\vec{V}$: représente le terme quadratique des effets inertiels de Forchheimer.

I.3.4 Modèle généralisé

Les écoulements de fluides visqueux et incompressibles à travers les milieux poreux peuvent être décrits mathématiquement en utilisant un modèle généralisé dans lequel les effets inertiels ou visqueux à l'échelle du pore ou du milieu poreux sont pris en considération dans ce modèle qui regroupe tous les termes du type Darcien ou non Darcien [19].

En outre, les termes convectifs et temporels sont inclus dans la forme générale de l'équation de quantité de mouvement afin de rendre le modèle de Darcy–Brinkman–Forchheimer plus général.

Cette équation de conservation de quantité de mouvement généralisée peut être écrite comme suit [19] :

$$\frac{\rho}{\psi} \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \frac{\rho}{\psi} (\vec{V} \vec{\nabla}) \vec{V} = - \vec{\nabla} P - \frac{\mu}{K} \vec{V} + \mu_e \nabla^2 \vec{V} - \rho \frac{\Psi F}{\sqrt{K}} |\vec{V}| \vec{V} + \rho \vec{F}_v \quad (\text{I.11})$$

Avec :

F : force d'inertie microscopique ;

F_v : forces de volume.

Toutes les quantités présentes dans cette équation sont représentées par leurs valeurs moyennes dans le VER. L'équation de quantité de mouvement généralisée a été obtenue théoriquement et a été largement utilisée avec succès dans la littérature [20-21].

I.4 RHEOLOGIE DES FLUIDES COMPLEXES

I.4.1 Définition

La rhéologie est la science des déformations, des écoulements de matière, des contraintes qui en résultent et des efforts qu'il faut appliquer pour les obtenir [22]. L'objet de la rhéologie est de trouver une équation reliant le tenseur des contraintes au tenseur des déformations. Il existe une grande variété de comportements rhéologiques, d'une simple relation linéaire entre les contraintes et les taux de déformation, à des lois de comportements complexes, pouvant dépendre des vitesses de déformation, de l'historique du fluide ou des conditions d'écoulement [23].

I.4.2 Viscosité

De toutes les propriétés physiques et chimiques considérées en lubrification, la viscosité est l'une des plus importantes. C'est la viscosité qui détermine les pertes par frottement, le rendement mécanique, la capacité de charge et l'épaisseur du film d'huile dans les paliers, les engrenages et les systèmes hydrauliques où le régime de fonctionnement est hydrodynamique.

La viscosité est véritablement une mesure de l'aptitude physique d'un fluide à assurer la lubrification par film fluide sous des conditions définies de vitesse, de charge et de température [24].

Selon la norme N.F.T 60-100 de Novembre 1959 : « La viscosité d'un liquide est la propriété de ce liquide, résultant de la résistance qu'opposent ses molécules à une force tendant à les déplacer par glissement dans son sein ».

Isaac Newton considère un écoulement de cisaillement simple pour mesurer la résistance du fluide au mouvement. La figure I.2 montre un écoulement de cisaillement simple.

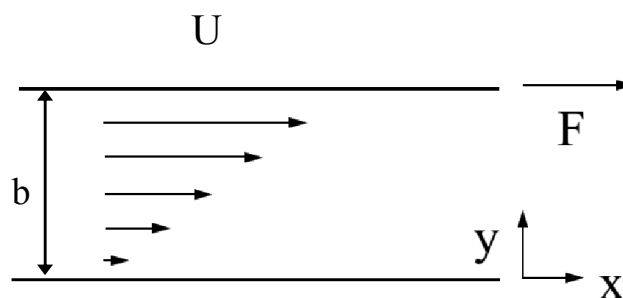


Figure I.2. Ecoulement de cisaillement simple.

Dans son expérience, il considère l'écoulement visqueux dans l'espace entre deux plaques planes de surface S , parallèles et séparées par une petite distance b . Le fluide est mis en mouvement par une force F appliquée sur la plaque supérieure. L'expérience a montré que cette force est proportionnelle à la vitesse U et à la surface de la plaque S , et inversement proportionnelle à la distance, b :

$$\frac{F}{S} = \mu \left(\frac{U}{b} \right) \quad (I.12)$$

Sous une forme générale et conformément à la loi de Newton, la contrainte tangentielle σ_{xy} appelée fréquemment contrainte de cisaillement, et notée « τ », est donnée par l'expression:

$$\tau = \sigma_{xy} = \mu \frac{du}{dy} \quad (I.13)$$

La viscosité cinématique est définie par la relation suivante :

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (I.14)$$

I.4.3 Classification des fluides non– Newtoniens

Les fluides dont la viscosité ne suit pas la loi de Newton sont des fluides non Newtoniens. Dans ce cas, la relation entre la contrainte de cisaillement et le taux de déformation est non linéaire, la viscosité est variable même si la température et la pression demeurent constantes. La figure I.3 montre une classification des différents types de comportement des fluides non– Newtoniens.

Le comportement d'un fluide est dit visqueux si la courbe d'écoulement passe par l'origine et viscoplastique si elle ne passe pas par l'origine. La figure I.4 résume les grandes catégories de comportement rhéologiques des fluides. Suivant les caractéristiques physiques des fluides, on peut regrouper les fluides non– Newtoniens en trois grandes familles [25].

- ❖ Les fluides purement visqueux qui ont un comportement indépendant du temps, donc la contrainte de cisaillement appliquée dépend uniquement du taux de déformation [25].

On peut citer dans cette catégorie les fluides suivants :

➤ Fluide pseudo-plastique ou rhéo-fluidifiant :

Les fluides pseudo-plastiques sont caractérisés par une viscosité apparente qui diminue quand la contrainte de cisaillement appliquée augmente. Ce phénomène s'explique par des modifications de la structure du fluide entre les états de repos et de mouvement. Parmi les fluides pseudo-plastiques, on rencontre par exemple : les solutions et les suspensions aqueuses concentrées (certains polymères, pâte à papier, savon, colle, etc.) [25].

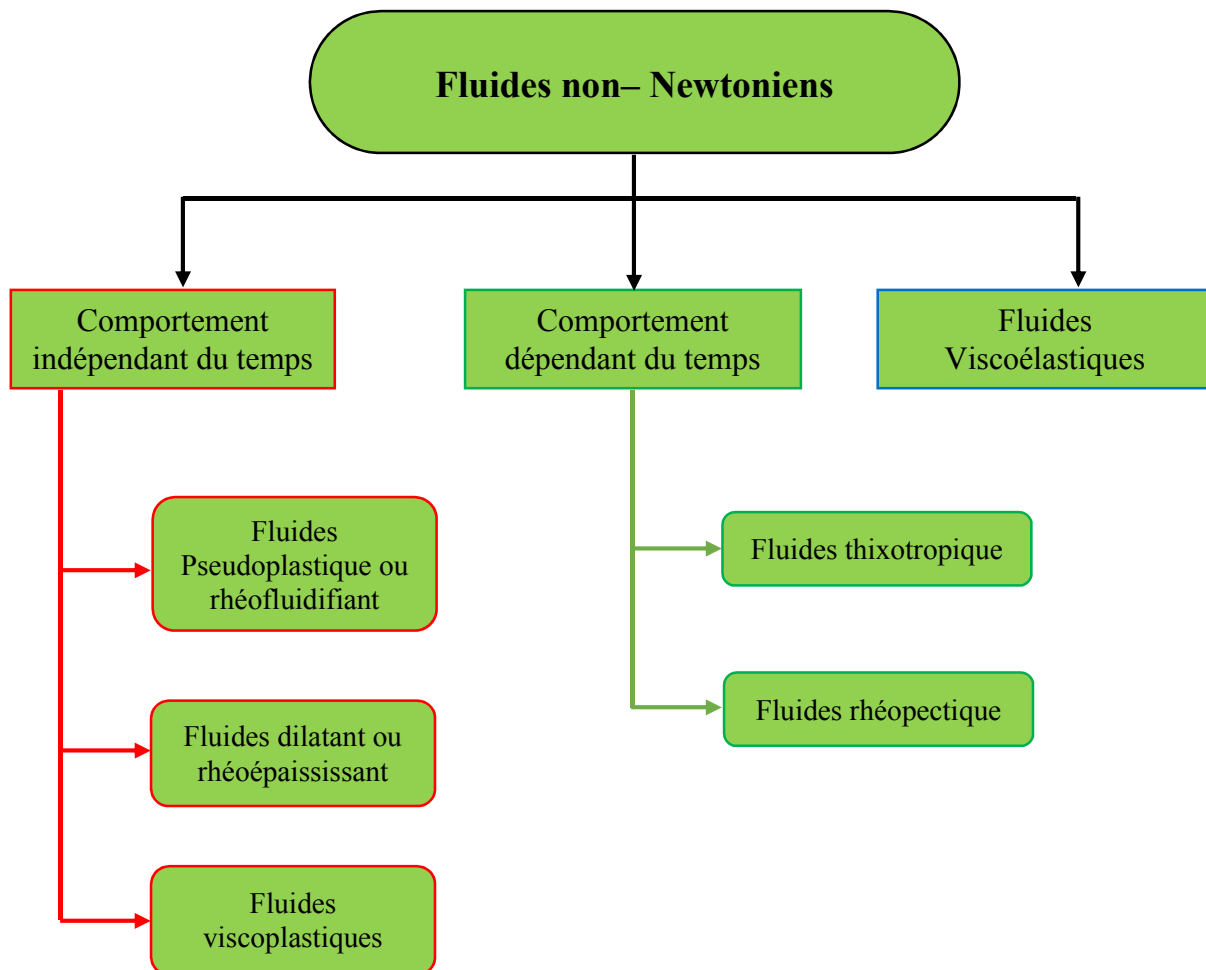


Figure I.3. Classification des fluides non-Newtoniens.

➤ Fluide dilatant ou rhéo-épaississant :

Ce sont des fluides caractérisés par une viscosité apparente qui augmente quand la contrainte de cisaillement augmente. En effet le fluide mouille les particules et les colle les unes aux autres, ce qui permet d'amortir la contrainte et donc d'augmenter la résistance au cisaillement. On retrouve ce type de comportement dans les suspensions solides fortement concentrées, telles que les peintures, les vernis et les colles [25].

➤ Fluide viscoplastique :

Ce sont des fluides caractérisés par une contrainte de cisaillement résiduelle τ_0 (contrainte interne). Cette dernière doit être supérieure avant que le fluide puisse s'écouler ou se déformer. Une fois cette contrainte atteinte, le comportement peut être linéaire ou non linéaire [26] comme le montre la figure I.4. Les fluides viscoplastiques à comportement linéaire sont appelés «fluides plastiques de Bingham» [25], leur viscosité plastique étant constante, exemple : solutions savonneuses, solution de polymères, etc...

- ❖ Les fluides visqueux qui ont un comportement dépendant du temps, sont des fluides complexes donc la contrainte de cisaillement dépend du taux de déformation et de leur historique [25]. On peut citer dans cette catégorie les fluides suivants :

➤ Fluide thixotropique :

D'une part, la viscosité des fluides thixotropiques augmente au repos, d'autre part, ces fluides admettent un seuil de contrainte comme les fluides viscoplastiques. Cependant ce seuil augmente avec le temps quand le fluide est au repos, et diminue après agitation. Le phénomène est réversible [27] : il provient de l'existence d'une structure ordonnée qui se met lentement en place dans le fluide au repos et qui est détruite sous l'action de la contrainte appliquée. Ces corps durcissent à nouveau quand on les laisse au repos. Parmi les fluides thixotropiques, on peut citer les gels, les mélanges eau-alcool et les encres d'imprimerie [25].

La définition donnée dans le dictionnaire de rhéologie édité par le Groupe Français de Rhéologie [22] : "Un corps est dit thixotrope si après un long temps de repos, la contrainte ou la vitesse de cisaillement étant brusquement appliquée puis maintenue

fixe, la viscosité apparente est une fonction décroissante de la durée d'écoulement et le corps retrouvant son état initial après un repos assez long".

➤ **Fluide rhéo-pectique ou anti-thixotropique :**

La rhéopexie est le phénomène inverse de la thixotropie : le fluide durcit par agitation, par exemple : les suspensions aqueuses de gypse [25].

Au contraire, il existe certains matériaux qui ont le comportement inverse. En effet, dans certains cas, le matériau se structure sous agitation [27].

- ❖ Les fluides viscoélastiques ont une capacité à emmagasiner l'énergie. En effet, ces fluides ont la particularité de revenir partiellement à un état initial après avoir retiré la contrainte appliquée. L'écoulement parfaitement visqueux et la déformation élastique sont les deux cas limites du comportement visco-élastique (exemples de fluides synoviaux, les solutions savonneuses, etc...) [25].

I.5 LOIS DE COMPORTEMENT RHEOLOGIQUE

De nombreux modèles ont été développés afin de décrire les comportements rhéologiques les plus couramment rencontrés reliant la contrainte de cisaillement au taux de déformation. Le cas le plus simple correspond à celui des fluides Newtoniens (Cf. figure I.4).

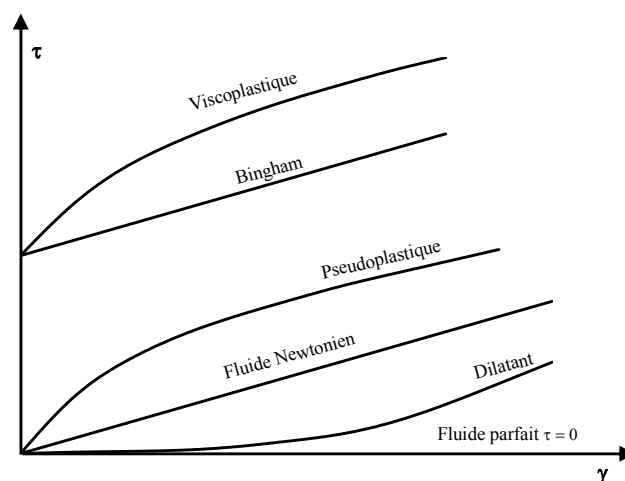


Figure I.4. Lois de comportement rhéologique usuel.

I.5.1 Fluides Newtoniens

Le modèle rhéologique le plus simple pour décrire les fluides visqueux est le modèle Newtonien selon lequel la contrainte de cisaillement est fonction linéaire de la vitesse de déformation. La viscosité dynamique du fluide est indépendante du taux de cisaillement et du temps et les contraintes s'annulent immédiatement lorsque l'écoulement est arrêté.

Dans le cas général, pour un fluide Newtonien, le tenseur des contraintes est lié au tenseur des taux de déformation par la relation suivante :

$$\sigma_{ij} = (-p + \lambda \operatorname{tr}(\epsilon_{ij}))\delta_{ij} + 2 \mu \epsilon_{ij} \quad (\text{I.15})$$

Avec :

λ : coefficient de viscosité ;

ϵ_{ij} : tenseur des taux de vitesse de déformation (définie en Annexe B) ;

$\operatorname{tr}(\epsilon_{ij})$: trace de ϵ_{ij} , et $\operatorname{tr}(\epsilon_{ij}) = \epsilon_{11} + \epsilon_{22} + \epsilon_{33}$;

δ_{ij} : symbole de Kronecker.

I.5.2 Loi de puissance

Cette loi empirique qui définit la relation entre la contrainte de cisaillement et le taux de déformation permet de résoudre un bon nombre de problèmes d'écoulement de fluides non-Newtoniens. Elle a été proposée par Ostwald- de Waele (1925) [28]. Par ailleurs, cette loi n'est pas valable pour les cas extrêmes (faible ou fort taux de cisaillement) et que les paramètres caractérisant les effets non-Newtoniens (n et m) n'ont pas d'interprétation physique claire.

Pour les comportements (rhéo-fluidifiant et rhéo-épaississant), Ostwald a proposé l'expression ci-dessous qui relie les taux de déformations aux taux de cisaillement :

$$\tau = m \dot{\gamma}^n \quad (\text{I.16})$$

et

$$\mu = m \dot{\gamma}^{n-1} \quad (\text{I.17})$$

L'indice de puissance joue un rôle essentiel dans l'étude des écoulements de fluides non-Newtoniens. Son écart par rapport à l'unité détermine le comportement de fluides non-Newtoniens. Ainsi :

$n < 1$: correspond au comportement visqueux rhéo–fluidifiant ou pseudo plastique ;

$n = 1$: au comportement Newtonien ;

$n > 1$: au comportement visqueux rhéo–épaississant ou dilatant.

Le tableau I.2 donne les valeurs typiques de l'indice d'écoulement pour certains fluides non–Newtoniens connus.

Tableau I.2. Valeurs typiques de l'indice d'écoulement pour certains fluides non–Newtoniens connus [29].

Category	Composition	Power law index
Pseudoplastic fluids	ASTM N°.2 grease	0.57
	Carboxymethyl cellulose in water	
	1.50 wt. %	0.554
	3.00 wt. %	0.566
	0.67 wt. %	0.716
	0.35% ammonium alginate in water	0.8
	0.15% ammonium alginate in water	0.9
Dilatant fluids	27% titanium dioxide water suspension; particle size, 0.2–1.0 μm	1.14
	38% titanium dioxide water suspension; particle size, 0.2–1.0 μm	1.4
	Corn starch suspensions in ethylene glycol or in ethylene glycolglycerine (with small amount of water)	1.15 – 2.5 Depending on concentration of starch

I.5.3 Modèle de Carreau

Comme la loi de puissance d'Ostwald– de Waele n'est pas représentative pour les fluides à faible taux de cisaillement, une extension du modèle en loi de puissance est la relation

de Carreau qui prend en compte les valeurs limites de la viscosité μ_0 et μ_∞ . Le modèle de Carreau–Yasuda [30] s'écrit sous la forme ci-dessous :

$$\frac{\mu - \mu_\infty}{\mu_0 - \mu_\infty} = [1 + (\lambda \dot{\gamma})^a]^{\frac{n-1}{a}} \quad (\text{I.18})$$

Où :

μ_0 : viscosité à cisaillement nul ;

μ_∞ : viscosité à cisaillement infini ;

λ : constante de temps.

n : exposant de loi de puissance ;

a : paramètre décrivant la transition entre le comportement à faible cisaillement et la région en loi de puissance.

I.5.4 Modèle Rabinowitsch

Le modèle de Rabinowitsch [31] est basé sur une équation cubique qui établit la relation non linéaire entre la contrainte de cisaillement et le taux de déformation. Ce modèle empirique permet de bien décrire le comportement des fluides non–Newtoniens de type rhéo–fluidifiant ou rhéo–épaississant.

Le modèle rhéologique de Rabinowitsch s'écrit sous la forme suivante :

$$\tau + \kappa \tau^3 = \mu \frac{d\gamma}{dx} \quad (\text{I.19})$$

Avec : κ , le coefficient pseudo–plasticité. Sa valeur dépend du fluide utilisé.

Pour :

$\kappa < 0$: fluide dilatant ;

$\kappa = 0$: fluide Newtonien ;

$\kappa > 0$: fluide pseudo plastique.

I.5.5 Modèle de fluide à couple de contrainte

La quasi–totalité des lubrifiants contiennent des additifs pour améliorer les performances des huiles. Ces additifs entraînent une modification du comportement rhéologique de ces huiles.

La théorie de Vijay Kumar Stokes [32] permet de prendre en compte le mouvement des particules et les couples de contraintes dus à la présence des additifs. La loi de comportement rhéologique correspondante s'écrit sous la forme :

$$\sigma_{ij} = -p \delta_{ij} + \mu(u_{ij} + u_{ji}) - \frac{1}{2} e_{ijk} M_{rk} \quad (I. 20)$$

$$M_{ij} = \frac{1}{3} M_{nn} \delta_{ij} + 4 \eta K_{ij} \quad (I. 21)$$

Avec :

σ_{ij} : tenseur de contraintes ;

M_{rk} : tenseur de couple de contraintes ;

e_{ijk} : tenseur de permutation d'ordre trois ;

η : propriété constante du fluide à couple de contrainte ;

K_{ij} : tenseur du taux de rotation.

I.5.6 Modèle de fluide micro polaire

Le comportement du fluide micro- polaire est influencé par ses caractéristiques physicochimiques de microstructure qui ont un effet sur la distribution des vitesses, qui permet de prendre en compte la rotation angulaire des particules fluides.

L'écoulement d'un fluide micro polaire est caractérisé par un champ de vitesses et un champ de micro rotation, ω . Deux tenseurs sont donc introduits : le tenseur de couple de contraintes ξ et le tenseur de contraintes σ .

Pour un fluide micro polaire, la relation qui lie les contraintes aux vitesses de translation et de rotation s'écrit sous la forme [33] :

$$\sigma_{ij} = -p \delta_{ij} + \frac{1}{2} (2\mu + \kappa)(u_{ij} + u_{ji}) + \kappa e_{ijk}(\omega_k - w_k) \quad (I. 22)$$

$$\xi_{ij} = \alpha w_{k,k} \delta_{ij} + \beta w_{i,j} + \gamma w_{j,i} \quad (I. 23)$$

Où :

σ_{ij} : tenseur des contraintes ;

ξ_{ij} : tenseur de couple de contraintes ;

δ_{ij} : symbole de Kronecker ;

ϵ_{ijk} : tenseur de permutation ;

ω_i : vecteur de vorticité ;

w : vecteur du micro-rotation ;

κ : gyro viscosité ;

α , β et γ : coefficients qui satisfont les inégalités suivantes.

$$2\mu + \kappa \geq 0, \quad \kappa \geq 0, \quad 3\alpha + \beta + \gamma \geq 0, \quad \gamma \geq |\beta| \quad (\text{I.24})$$

I.5.7 Fluide de Bingham

Dans le cas où l'écoulement ne se produit que lorsque la contrainte de cisaillement dépasse un seuil, τ_0 , autrement dit, dans le cas où la courbe d'écoulement ne passe pas par l'origine, on dit que ce fluide présente un comportement viscoplastique [34]. Un exemple courant de fluide à seuil est la pâte de dentifrice. Elle ne peut sortir du tube sous l'effet de son propre poids, il faut lui appliquer une contrainte nettement supérieure pour qu'elle s'écoule.

Les fluides de Bingham ont la particularité de s'écouler au-dessus d'un seuil critique τ_0 . Leur équation rhéologique est donnée par la relation :

$$\tau = \tau_0 + \mu_p \gamma \quad (\text{I.25})$$

Avec :

τ_0 , la contrainte seuil ;

μ_p est appelée : viscosité plastique.

Bien que la loi de comportement dite de Bingham soit établie théoriquement, de nombreuses expériences ont montré qu'elle est applicable pour une gamme très large de produits lubrifiants tels que les graisses [35].

I.6 DIFFERENTS MODES DE FROTTEMENT

L'illustration des différents types de contacts est présentée sur la courbe de Stribeck [36] (Figure I.5). Elle représente l'évolution du coefficient de frottement en fonction des paramètres contrôlant la lubrification (la charge appliquée, la vitesse et la viscosité du lubrifiant). Cette courbe permet de différencier trois principaux modes de fonctionnement :

- le régime de lubrification limite ou sec ;

- le régime de lubrification mixte ;
- le régime de lubrification hydrodynamique.

Régime de lubrification limite:

Dans ce régime, la charge appliquée est principalement supportée par les aspérités des surfaces en contact. Ces aspérités étant recouvertes d'un film complet ou partiellement rompu de lubrifiant adsorbé [36].

Physiquement, les aspérités des deux surfaces viennent s'entrechoquer et rompre, sous l'intensité du contact. L'accroissement du frottement et de l'usure peut être provoqué par adhérence des matériaux en contact. Les valeurs du coefficient de frottement sont élevées et dépendent des propriétés des surfaces ainsi que par les propriétés physico-chimiques.

Régime de lubrification mixte ou onctueuse :

Dans cette zone, le mouvement relatif entre les deux surfaces n'est pas encore suffisant pour générer une pression hydrodynamique assurant complètement la portance de la charge qui tend à mettre en contact les deux surfaces [36]. Le régime mixte est un régime intermédiaire entre le régime limite et hydrodynamique.

L'effet hydrodynamique prend progressivement de l'importance et tend à séparer les surfaces alors que par ailleurs les surfaces restent encore en contact.

Régime de lubrification hydrodynamique :

En lubrification hydrodynamique, une pression engendrée par le film lubrifiant sépare totalement les deux surfaces. Il existe deux types pour engendrer ce phénomène :

- Le premier est relatif au coin convergent qui est dû au changement de section. Il peut survenir dans un palier à cause du décalage du centre de rotation de l'arbre par rapport à celui du coussinet. La pression générée est suffisante pour séparer totalement l'arbre de l'alésage et supporter la charge appliquée sur l'arbre.
- L'effet d'écrasement du film est le second type de lubrification hydrodynamique qui est rencontré dans les paliers de bielle des moteurs thermiques par le déplacement rapide du centre de l'arbre sans rotation propre de celui-ci.

Dans le cas où la vitesse relative entre les deux surfaces est faible pour générer une pression hydrodynamique capable de séparer les surfaces en contact, on peut introduire un fluide sous pression via des alvéoles (lubrification hydrostatique). Lorsque cette vitesse augmente et génère une pression hydrodynamique en présence de la lubrification hydrostatique, on parle de lubrification hybride [35].

Si le palier lubrifié supporte des charges radiales, on parle alors de palier lisse. Si la charge supportée est axiale, on parle de palier de butée. Bien qu'ils diffèrent fondamentalement dans la forme, ils reposent sur le même concept, à savoir la lubrification. Contrairement à un palier lisse, un palier poreux autolubrifiant ne nécessite pas une alimentation externe grâce à son coussinet poreux, qui sert de réservoir d'alimentation en lubrifiant.

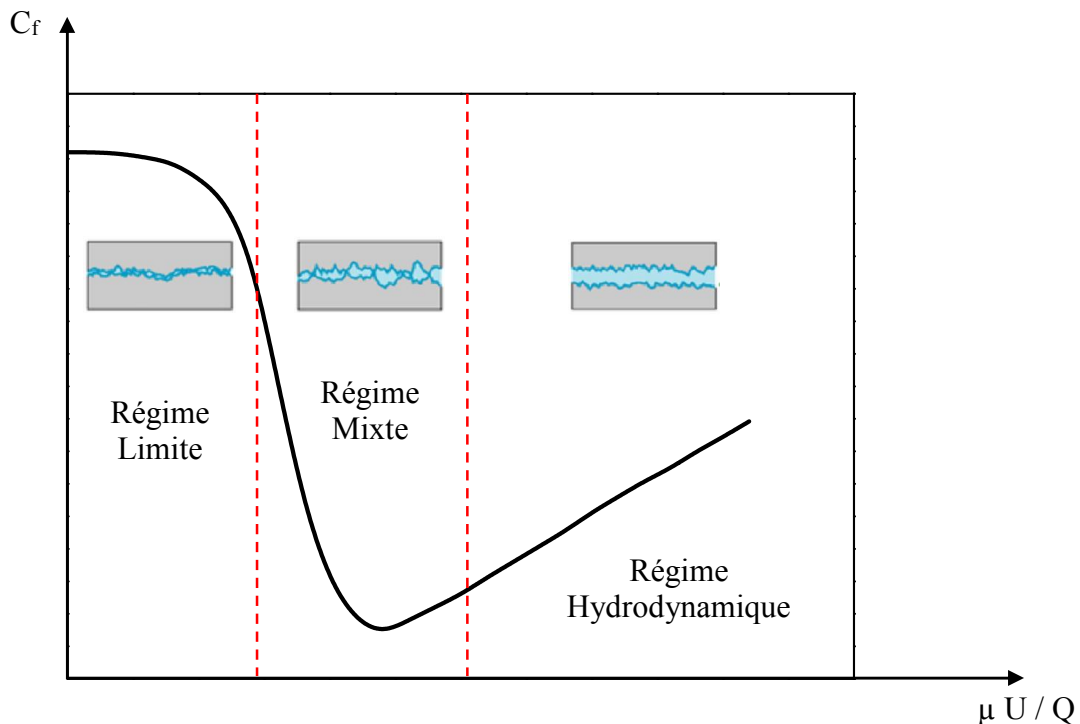


Figure I.5. Différents régimes de lubrification (Courbe de Stribeck).

I.7 CONCLUSION

Ce chapitre a été consacré principalement à une description et des définitions sur les milieux poreux. La modélisation d'écoulements de fluides au sein de ces milieux a été donnée

à travers les équations de Darcy et Darcy- Brinkman- Forchheimer. Y sont rappelées également quelques modèles rhéologiques susceptibles de modéliser le comportement des lubrifiants.

Une présentation des différents types de contact existant en tribologie a été donnée et la lubrification hydrodynamique utilisée dans notre travail a été abordée.

Chapitre II

CONTEXTE BIBLIOGRAPHIQUE

II.1 INTRODUCTION

II.2 LUBRIFICATION DES PALIERS POREUX

II.3 CAS DES LUBRIFIANTS NON NEWTONIENS

II.4 CONCLUSION

II.1 INTRODUCTION

Les paliers hydrodynamiques sont largement utilisés comme élément de machine en rotation servant à supporter des charges et guider des arbres de transmission. Les premiers travaux sur la lubrification remontent à 1854 avec les travaux de Hirn [37]. L'auteur a vérifié dans ses expériences que le couple et la vitesse de rotation sont proportionnels et dépendent de la viscosité.

En 1883, Beauchamp Tower [38], qui est considéré comme étant le pionnier dans le domaine de la lubrification, dans son étude expérimentale a mis en évidence pour la première fois le fait que les surfaces rigides des solides en contact étaient complètement séparées par un film d'huile dans un palier de wagon de chemin de fer lubrifié par barbotage.

La théorie de la lubrification hydrodynamique a commencé en 1886, avec l'apparition de l'équation de Reynolds [39] ayant permis d'interpréter théoriquement le phénomène de la portance observé par Tower [38]. Le fluide qui adhère aux surfaces en mouvement lorsqu'il entre dans le convergent génère un champ de pression capable de supporter une charge. La mise en équation du comportement de la pression dans le film mince visqueux s'appuie sur les équations de Navier-Stockes. Cette formulation mathématique tient compte de la relation entre la géométrie du film lubrifiant et la cinématique des surfaces et la pression.

Désormais l'équation de Reynolds est la base de toutes les théories actuelles de la lubrification, par la suite, des travaux se sont focalisés sur les méthodes de résolution et les conditions aux limites associées.

Sommerfeld en 1904 [40], Gumbel [41] en 1921, Swift [42] en 1931 et Stieber [43] en 1933, proposèrent différentes conditions aux limites sur le champ de pression. Réellement ces dernières sont plus représentatives de la réalité car elles prennent en considération la continuité du débit dans la zone de rupture du film, ces conditions dites de Reynolds sont universellement utilisées. Une méthode numérique de résolution de l'équation de Reynolds utilisant ces conditions, a été proposée par Christopherson [44] en 1941.

Depuis plus d'un siècle, de grandes réalisations ont été accomplies tant dans le domaine de la lubrification en matière de performance que sur la fiabilité des éléments de

machines lubrifiés. Ceci est rendu possible grâce à la longue expérience cumulée et aux études à caractères théoriques et expérimentales toujours croissantes des travaux présentant ces améliorations, notamment l'étude des transferts thermiques, des déformations de surfaces, des états de surfaces, du comportement rhéologique des lubrifiants ou encore les défauts de fonctionnement comme le mésalignement ou l'usure. Ces nombreux travaux ont été réalisés afin de répondre aux préoccupations industrielles majeures et environnementales : augmenter la durée de vie des mécanismes (fiabilité), optimiser la consommation énergétique en réduisant le frottement, diminuer le bruit, réduire les vibrations,...etc., pour des conditions de fonctionnement de plus en plus sévères [45].

II.2 LUBRIFICATION DES PALIERS POREUX

Les paliers poreux sont utilisés dans des domaines où les paliers classiques sont inutilisables tels que les situations d'inaccessibilité pour la lubrification ou manque d'espace, ou bien là où la contamination est intolérable comme l'industrie du textile et l'agroalimentaire. C'est le cas de nombreux appareils tels que : appareils ménagers, ventilateurs, démarreurs automobiles, pompe à eau, moteurs électriques,...etc. Ils fonctionnent silencieusement et sans entretien, leur coût est considérablement moins cher que les paliers similaires et extérieurement lubrifiés [46]. D'autres aspects ont fait l'objet des travaux [47] sur des roulements avec cage poreuse imprégnée de lubrifiant pour une mission spatiale dans un environnement où la maintenance n'est pas envisageable.

Morgan et Cameron [48] sont les premiers chercheurs à avoir établi un travail théorique sur la lubrification des paliers poreux. Ils ont modifié l'équation de Reynolds pour prendre en compte l'écoulement d'huile vers la matrice poreuse. La capacité de charge des paliers poreux a été calculée en utilisant l'approximation de DuBois et Ocvirk [49]. Suite à ces travaux, Cameron, Morgan et Stainsby [50] ont montré que les paliers poreux peuvent fonctionner dans des conditions entièrement hydrodynamiques au-dessus d'un nombre de Sommerfeld critique. Cusano [51] a confirmé qu'en dessous de cette valeur critique, le rapport d'excentricité relative est proche de l'unité et la lubrification par fluide ne peut avoir lieu.

La recherche de solution analytique pour les problèmes de lubrification a été réalisée par Murti [52] pour un palier poreux long. La distribution de la pression est déterminée par

une solution simultanée de l'équation de Reynolds pour le film d'huile et l'équation de Darcy pour le coussinet poreux tout en maintenant la continuité de la pression à l'interface du film. Les résultats obtenus illustraient la diminution de la capacité de charge et l'augmentation de la force de frottement et l'angle de calage avec l'augmentation de la perméabilité adimensionnelle. La répartition de la pression dans le film est plus uniforme lorsque la perméabilité augmente.

Une année plus tard Murti [53] a publié un travail pour le cas d'un palier court qui permet de négliger l'écoulement circonférentiel du lubrifiant par rapport à l'écoulement axial. L'équation de Reynolds modifiée a alors une forme plus simple. L'auteur a noté que pour des valeurs de perméabilité adimensionnelle inférieures à 0,001, le palier poreux se comporte comme un palier solide.

La circulation d'huile à travers la matrice poreuse et à l'interface entre le coussinet poreux et le film lubrifiant, qui contribuerait à la lubrification des paliers poreux, a été donnée sous forme de photographies par Kaneko et Obara [54]. Les résultats expérimentaux ont montré que le flux d'huile dans la matrice poreuse s'écoule de la position de la ligne de charge vers la région non chargée dans le régime hydrodynamique. Dans des conditions de lubrification limites, le débit est significativement affecté par la pression d'alimentation en huile d'une source externe. Lorsque cette pression est négligeable, l'huile se déplace vers la région où la pression du film d'huile est minimale, tandis que pour les valeurs relativement plus élevées, la configuration de l'écoulement est similaire à celle des conditions de lubrification hydrodynamiques.

Afin de mieux comprendre les causes de défaillance des paliers poreux de faible diamètre, une étude expérimentale a été menée par Braun [55]. L'auteur a observé que la disparition d'huile du contact entre les deux surfaces est la cause principale de l'usure prématurée notamment pour les paliers poreux fonctionnant en continu dans un régime de lubrification mixte. Cette perte de lubrifiant dépend du type d'huile utilisé, de la viscosité de l'huile, de la rugosité de l'arbre et des gradients de température.

Le travail expérimental de Mokhtar et al. [6] constitue un travail de référence pour plusieurs recherches récentes [56-58] sur les paliers poreux étanches fonctionnant dans des

conditions de charge constante. Les auteurs ont montré qu'une perméabilité accrue du coussinet nuirait à la capacité de charge et conduirait à des valeurs plus élevées de l'angle de calage et du coefficient de frottement, limitant ainsi le champ d'application de ces paliers.

Iyam et al. [59] ont mené des expériences sur des paliers frittés en bronze afin de déterminer l'effet des dimensions du coussinet sur le coefficient de frottement et de la température. Ils ont constaté que le coefficient de frottement et la température diminuent avec la réduction de l'épaisseur des parois ou de l'accroissement de la longueur du palier. Cependant, une épaisseur faible du coussinet se traduit par une résistance plus faible et un volume de métal inférieur, ce qui réduit la durée de vie du coussinet.

La plupart des travaux de recherche sur les paliers poreux considèrent une alimentation externe via une rainure sur le coussinet [60-61]. Néanmoins, dans des situations où l'alimentation en huile n'est pas favorable, le besoin d'un palier autolubrifiant est indispensable.

Balasoïu et al. [4] ont fait une étude numérique à 3D en régime isotherme d'un palier poreux hydrodynamique caractérisé par un système de lubrification à circulation automatique en éliminant l'alimentation externe. La simulation numérique conduite, via un code commercial, utilise la méthode de volumes finis pour discrétiser les équations de Navier–Stokes pour le film fluide et la formulation de Darcy–Brinkman–Forchheimer pour la matrice poreuse en prenant en considération un modèle de cavitation proposé par Singhal et al. [62]. Les auteurs ont montré la faisabilité d'un système tribologique autolubrifiant où le fluide circule en continu entre l'épaisseur du film, un milieu poreux et un réservoir de recirculation grâce à des différentiels de pression en l'absence d'un système de circulation. Le système comprend un coussinet poreux fixe dont le diamètre extérieur fait face à un réservoir d'huile enroulé. Ils ont constaté que la perméabilité du milieu poreux permet de contrôler la pression fluide du palier, ainsi que dans la région du réservoir. L'augmentation de la perméabilité ou de la porosité s'est traduite par une diminution de la pression et donc de la capacité de charge.

Un modèle réaliste pour les paliers poreux autolubrifiants en régime hydrodynamique est présenté par Meurisse et Giudicelli [58]. Ce modèle conservateur est basé sur la loi de

Darcy pour le coussinet poreux et une adaptation de l'algorithme d'Elrod [63] à l'équation de Reynolds généralisée pour l'écoulement dans le film d'huile avec la condition de non glissement à l'interface film lubrifiant– milieu poreux, et l'équilibre des débits entrant et sortant dans le film fluide et la matrice poreuse. Ce travail a permis d'illustrer l'influence de la pression de cavitation, et que l'aspiration d'huile sera favorable si cette pression est inférieure à la pression atmosphérique.

L'équation de Reynolds modifiée par Li [64] et Vijayaraghavan et al. [65] en tenant compte de l'algorithme de cavitation d'Elrod qui prédit la rupture et la reformation du film d'huile ainsi que la condition de saut de contrainte à l'interface fluide– milieu poreux a été appliquée par Elsharkawy et Guedouar [66] pour le cas d'un palier flexible de dimension finie en régime hydrodynamique. Le modèle de Brinkman a été utilisé pour modéliser l'écoulement dans la matrice poreuse. Les auteurs ont trouvé que la perméabilité a des effets significatifs sur les performances des paliers poreux, en particulier pour les rapports d'excentricité importante. La capacité de charge diminue et le coefficient de frottement ainsi que l'angle de calage augmentent avec l'augmentation de la perméabilité.

En s'inspirant des travaux d'Ochao–Tapia [67-68], Chen et al. [69] ont étudié le comportement des paliers poreux avec rainure d'alimentation sur la base du modèle de Darcy– Brinkman avec des conditions de saut de contrainte à l'interface fluide– coussinet poreux. La distribution de pression dans le film mince est déterminée par l'équation de Reynolds modifiée en utilisant l'algorithme d'Elrod [63] pour déterminer la région de rupture avec précision. Les résultats obtenus ont montré que l'augmentation de la perméabilité et du paramètre de saut de contrainte entraîne une diminution de la capacité de charge, une augmentation du frottement et de l'angle de calage.

L'ensemble des travaux expérimentaux ou théoriques, analytique et numérique, sur les paliers poreux cylindriques ou à lobes [70] avec et sans rainure d'alimentation, ont montré que les performances d'un palier poreux à savoir la portance et la pression se dégradent avec l'augmentation de la perméabilité du coussinet poreux, quel que soit le modèle d'écoulement considéré dans la matrice poreuse (Darcy, Brinkman ou Forchheimer).

Fondamentalement, ces études sont axées sur les caractéristiques des paliers poreux lubrifiés avec un fluide Newtonien, où les vitesses de déformations sont directement proportionnelles aux contraintes de cisaillement. Cette hypothèse ne constitue pas une approche satisfaisante pour de nombreux fluides lubrifiants dont le gradient de pression est important et le taux de cisaillement élevé. Les travaux de recherche analysant les effets rhéologiques dans les paliers poreux ne sont pas nombreux. La plupart des travaux théoriques considèrent les lubrifiants comme des fluides Newtoniens pour simplifier la modélisation mathématique et optimiser le temps de calcul. A cet effet, la suite de notre analyse bibliographique sera focalisée sur l'utilisation des différents modèles de fluides non-Newtoniens en lubrification ainsi que l'analyse des effets rhéologiques dans le domaine de la lubrification.

II.3 CAS DES LUBRIFIANTS NON NEWTONIENS

Plusieurs développements théoriques ont été réalisés au cours de ces dernières décennies pour décrire le comportement non-Newtonien des lubrifiants. Gecim [71] a démontré que le modèle Newtonien ne peut pas prédire les huiles multigrades utilisées pour la lubrification des moteurs, même lorsqu'une viscosité à haut taux de cisaillement est utilisée. Certains chercheurs ont étudiés avec succès des problèmes de lubrification basés sur un modèle loi de puissance [72-73]. Les trois grandes familles rhéologiques utilisées pour simuler le comportement des lubrifiants sont : la loi de puissance (pour les fluides rhéofluidifiant et rhéo-épaississant), le couple de contrainte, et le modèle micro-polaire.

Sinha et Singh [29] ont analysé le comportement des roulements sphériques lubrifiés avec un fluide non-Newtonien décrit par le modèle de loi de puissance. Ils ont montré que la capacité de charge portante augmentait avec l'augmentation de l'indice de puissance et l'excentricité relative. Cette augmentation est très significative pour des valeurs importantes du rapport d'excentricité. Dans leur étude, les auteurs ont utilisé des valeurs de l'indice de puissance comprises entre 0,1 et 3,3. Néanmoins, sur la quasi-totalité des travaux de recherche [5,72,74,75] on trouve que l'indice de puissance est toujours supérieur à 0,9 et ne dépasse pas 1,1.

Chu et al. [72] ont présenté une étude approfondie, basée sur l'équation de Reynolds modifiée 1-D, et utilisant un modèle de loi de puissance au moyen de la théorie de l'adsorption visqueuse pour la lubrification élasto-hydrodynamique en couches minces. Ils ont constaté que l'indice de puissance, n , affecte de manière significative les caractéristiques de la lubrification : l'épaisseur du film, la vitesse et la distribution de la pression. Plus l'indice de puissance est élevé, plus le pic de pression est important et plus le pic de pression a tendance à se déplacer vers le centre.

Lin et al. [76] ont mené des études sur des lubrifiants Newtoniens en ajoutant des additifs (huiles épaissies aux polymères, agents améliorant l'indice de viscosité, poly-iso-butylène). Les auteurs ont analysé les propriétés dilatantes et pseudo-plastiques sur la base du modèle d'écoulement de Rabinowitsch [31]. Une équation de Reynolds non-Newtonienne et non linéaire a été utilisée pour l'étude des paliers inclinés. Les auteurs ont noté que le comportement non-Newtonien des lubrifiants dilatant donne des valeurs plus élevées de la capacité de charge et du coefficient de frottement. Les propriétés non-Newtoniennes des fluides pseudo-plastiques fournissent des résultats inverses. Ils ont constaté également que le palier à film parabolique fournit des valeurs accrues de la capacité de charge et du coefficient de frottement par rapport à ceux du palier à plan incliné.

Lin et Wang [77] ont analysé le cas thermo-hydrodynamique d'un palier partiel de longueur finie avec rainure axiale. L'équation d'énergie, y compris les termes de dissipations visqueuses et les termes convectifs, est couplée à l'équation de Reynolds développée par Dien et Elrod [78] pour les fluides non-Newtoniens dont le modèle obéit à la loi de puissance, pour obtenir le champ de température et de pression dans le film fluide. Les résultats obtenus ont montré une amélioration de la capacité de charge et de la pression en utilisant des fluides dilatants.

Mongkolwongrojn et al. [79] ont fait une étude numérique sur les effets du comportement rhéologique des lubrifiants et de la rugosité de surface sur la stabilité d'un rotor rigide sous lubrification TEHL (lubrification thermo élasto-hydrodynamique) avec un fluide non-Newtonien contenant des additifs polymères décrits par le modèle de viscosité de Carreau. Ils ont montré que la stabilité des paliers sous lubrification TEHL fonctionnant dans des conditions sévères, se détériorait avec la diminution à la fois de l'indice de puissance et du

module élastique du matériau de la garniture. Les paliers à surface rugueuse dans la direction circonférentielle présentent une meilleure stabilité par rapport aux paliers à rugosité dans la direction axiale.

Le problème non-Newtonien des paliers lisses thermo- hydrodynamiques traité par Jang et Chang [80] avec des lubrifiants obéissant au modèle de loi de puissance a été repris une année plus tard par les mêmes chercheurs [81] en considérant le mésalignement du palier. La solution adiabatique montre que la capacité de charge peut être considérablement réduite à un tiers de sa valeur par rapport à celle donnée par les solutions isothermes. De plus, les effets thermiques sont plus importants pour des valeurs plus élevées de l'indice de puissance, de l'excentricité, de la vitesse de rotation et des angles de désalignement. Le maximum de température, la portance hydrodynamique et la force de frottement peuvent être considérablement augmentés en utilisant des lubrifiants dilatants ($n > 1$). Pour les fluides pseudo- plastiques ($n < 1$), ils ont observé des résultats opposés.

Ju et al. [5] ont analysé l'aspect thermo-hydrodynamique d'un palier de dimension finie utilisant des lubrifiants non-Newtoniens. Les lubrifiants utilisés sont décrits par le modèle de loi de puissance. L'équation de Reynolds modifiée, en utilisant la théorie des perturbations, est développée par Dien et Elrod [78] pour un écoulement laminaire en supposant que le flux est de type Couette. Les auteurs ont montré que les effets thermiques sont plus prononcés à des valeurs plus élevées d'indice de puissance, et d'excentricité. La résolution numérique du problème a montré une augmentation de la capacité de charge, de la température et de la pression pour le cas des fluides à rhéo- épaisissant ($n > 1$). Ces résultats ont été confirmés par Nessil et al. [82].

Kango et al. [74] ont analysé l'influence combinée du comportement rhéologique non-Newtonien des lubrifiants et la dissipation visqueuse sur les performances des paliers micro-texturés. La résolution des équations dynamiques et thermiques a été faite en utilisant la méthode des différences finies conjointement à un algorithme de conservation de masse JFO. Les auteurs ont constaté que la valeur élevée de l'indice de puissance ($n = 1,1$) donne une augmentation maximale de la capacité de charge (environ 10%). Des réductions de la température moyenne du lubrifiant ont été constatées en présence de texture de surface par rapport à la surface lisse du palier. La micro- texturation fournit des performances améliorées

des paliers pour des rapports d'excentricité faibles, la texturation partielle dans la zone convergente améliore la capacité de charge.

Elsharkawy [75] a présenté une solution numérique pour le problème de lubrification hydrodynamique d'un disque magnétique à tête rigide, lubrifié avec un fluide non-Newtonien à comportement de loi de puissance, en prenant en considération une rugosité de surface gaussienne. Les résultats obtenus par l'auteur ont montré que le pic de pression et la capacité de charge dépendent de l'épaisseur du film de bord de fuite, de l'exposant de la loi de puissance, n , et des caractéristiques géométriques et de la rugosité du mécanisme.

Lin [83] a présenté une analyse théorique du comportement hydrodynamique d'un palier partiel infiniment long, avec un lubrifiant à couple de contrainte. Sur la base de la théorie de Stokes [32], l'équation de Reynolds a été modifiée pour prendre en considération la présence des additifs en suspension dans le lubrifiant. L'étude faite par l'auteur a montré que l'existence d'additifs dans le lubrifiant permet d'améliorer considérablement les performances statiques du palier comparativement au cas Newtonien. Le couple de contrainte provoque une augmentation de la capacité de charge et du temps d'écrasement du film fluide ce qui empêche le contact entre l'arbre et le coussinet et prolonge par conséquent la durée de vie des paliers. Lorsque la valeur du paramètre de contrainte de couple est proche de zéro, les caractéristiques des paliers prédites se rapprochent du cas du lubrifiant Newtonien.

Une étude numérique pour prédire les effets de couple de contrainte résultant du mélange du lubrifiant avec divers additifs sur le comportement d'un palier partiel de dimensions finies soumis à une charge cyclique dépendante du temps a été réalisée par Lin et al. [84]. L'équation de Reynolds modifiée régissant la pression du film est obtenue à partir des équations de mouvement de Stokes. Selon les résultats dynamiques obtenus, les effets de couple de contrainte entraînent une diminution de la valeur de l'excentricité, une augmentation du jeu minimal autorisé et un délai plus long pour empêcher le contact arbre alésage.

L'influence rhéologique d'un fluide non-Newtonien à couple de contrainte sur un palier plan incliné a été étudiée numériquement par Lin et al. [85]. L'équation de Reynolds est obtenue en utilisant les équations de mouvement de Stokes pour tenir compte des additifs. La

comparaison des résultats obtenus à ceux des fluides Newtoniens ont montré que le couple de contrainte augmente la capacité de chargement et les coefficients d'amortissement et de raideur du palier. Cette augmentation est considérable lorsque la largeur est importante.

Naduvnamani et al. [86] ont fait une étude pour prévoir l'effet d'un lubrifiant à couple de contrainte sur le comportement statique et dynamique d'un palier poreux supportant une charge constante ou cyclique. L'équation de Reynolds modifiée pour un palier poreux, et celle de Darcy pour la matrice poreuse en tenant compte des effets de la percolation des additifs polaires dans la matrice poreuse ont été utilisées. Par rapport aux fluides Newtoniens, les lubrifiants à couple de contrainte engendrent une diminution de la vitesse du centre de l'arbre, une augmentation de l'épaisseur minimale du palier et de la capacité de charge. Cette augmentation est plus accentuée pour les grandes valeurs d'excentricité. Néanmoins l'analyse des effets de la matrice poreuse confirme que l'augmentation de la perméabilité entraîne une diminution de la pression et de la charge.

Une étude sur les effets combinés de couple de contrainte et de la rugosité de surface sur les caractéristiques de lubrification de palier poreux de type Rayleigh en considérant une forme mathématique générale de rugosité de surface caractérisée par une variable aléatoire stochastique avec une moyenne, une variance et une asymétrie non nulles, ont fait l'objet d'un travail mené par Naduvnamani et al. [87]. Le modèle mathématique est basé sur l'équation de Reynolds modifiée pour le film mince en tenant compte de la rhéologie du fluide, de l'infiltration à travers la surface poreuse et de la loi de Darcy pour l'écoulement dans la matrice poreuse. Les lubrifiants fluides à couple de contrainte fournissent une capacité de charge accrue et un coefficient de frottement moindre par rapport au cas Newtonien. Les auteurs ont noté que la rugosité de surface à inclinaison négative modifie favorablement les caractéristiques du palier poreux, tandis que des effets indésirables ont été observés pour le modèle de rugosité de surface à inclinaison positive.

Mokhiamer et al. [88] ont étudié les performances des paliers lisses de longueurs finies lubrifiés avec un fluide à couple de contrainte prenant en compte les déformations élastiques du coussinet. Il a été constaté que plus la longueur de chaîne de la molécule additive est grande, plus les effets du couple de contrainte sont importants et plus les caractéristiques statiques sont nettement améliorées. Par rapport aux lubrifiants Newtoniens, les lubrifiants à

couple de contrainte entraînent une augmentation de la charge, une réduction de l'angle de calage, du coefficient de frottement et du débit de fuite latéral, ses caractéristiques sont plus prononcées pour des valeurs plus élevées du rapport d'excentricité. Les déformations élastiques montrent une réduction de la charge et une augmentation du coefficient de frottement par rapport au cas rigide. L'effet de l'élasticité du palier est plus prononcé pour les valeurs élevées du paramètre de couple de contrainte et du rapport d'excentricité.

Récemment, Sakim et al. [89] ont étudié numériquement l'influence du couple de contrainte sur les performances des paliers élastiques poreux de dimensions finies. En utilisant la théorie de Stokes, les auteurs ont obtenu l'équation de Reynolds en tenant compte de la rhéologie du fluide. L'écoulement dans le milieu poreux est décrit par le modèle de Darcy en considérant les conditions de glissement Beavers– Joseph à l'interface. Les auteurs ont montré que le couple de contrainte engendre une augmentation de la charge, une diminution du coefficient de frottement et de l'angle de calage ainsi qu'une diminution du débit de fuite, tandis que la perméabilité et la déformation du palier entraînent des tendances inverses, en particulier lorsque ce palier fonctionne à des excentricités élevées.

L'effet des fluides micro-polaires sur les caractéristiques statiques et dynamiques de la lubrification des paliers poreux de longueurs finies a été étudié par Naduvinamani et al. [3]. L'équation de Reynolds modifiée est résolue numériquement en utilisant la méthode des différences finies. Les résultats obtenus ont montré que les fluides micro-polaires augmentent considérablement la pression du film fluide et la charge hydrodynamique par rapport au cas Newtonien correspondant. Sous une charge cyclique, les fluides micro-polaires réduisent la vitesse du centre de l'arbre. La présence de la matrice poreuse diminue la pression du film, et la capacité de charge et augmente la vitesse du centre de l'arbre.

Le traitement de la théorie de la lubrification micro-polaire par Das et al. [90] est appliqué aux problèmes des paliers hydrodynamiques mésalignés en régime permanent. Les auteurs ont conclu que les fluides micro-polaires ont le potentiel de décrire l'effet des additifs polymères, et présentent une meilleure charge hydrodynamique qu'un fluide Newtonien même dans des situations de mésalignement de l'arbre. Les fluides micro-polaires réduisent le coefficient de frottement pour les paliers mésalignés ce qui est très avantageux.

Wang et al. [91] ont fait une étude numérique du comportement non-Newtonien d'un palier lisse lubrifié avec des fluides micro-polaires à travers une rainure d'alimentation en tenant compte des effets thermiques. La modélisation du système physique par les équations, de Reynolds modifiée et de l'énergie, en utilisant l'algorithme de cavitation d'Elrod [63] a permis de mettre en évidence les champs de pression et de températures dans le film d'huile. Les résultats ont montré que les fluides micro-polaires présentent une augmentation de la charge hydrodynamique et de la température et une diminution du coefficient de frottement et du débit.

Une analyse des performances des paliers lisses circulaires et non circulaires à trois lobes a été conduite par Rahmatabadi et al. [92] en utilisant la méthode numérique (GDQ) pour résoudre l'équation de Reynolds modifiée lubrifiés avec des fluides micro-polaires. L'étude a montré que la micro-polarité des lubrifiants améliore les performances des paliers, en particulier, pour les excentricités plus élevées. La non-circularité des paliers influe sur le taux d'amélioration.

II.4 CONCLUSION

Ce chapitre a été consacré principalement à une revue bibliographique sur les principaux travaux de recherche liés à la rhéologie dont le comportement des lubrifiants influe sur les caractéristiques des différents mécanismes lubrifiés. Des travaux issue de la littérature, on peut conclure que l'hypothèse d'un fluide Newtonien ne permet pas d'obtenir des résultats significatifs surtout lorsque le cisaillement est important.

Les principaux travaux de recherche concernant la lubrification des paliers poreux ont été présentés. Leur analyse a montré clairement la tendance des chercheurs vers les fluides Newtoniens d'une part et d'une source d'alimentation externe d'autre part, ce qui ne reflète pas la réalité physique et le besoin croissant des paliers autolubrifiants.

L'analyse des travaux relatifs à la rhéologie des lubrifiants en présence ou non d'un milieu poreux est présentée. Ces travaux ont considéré que la viscosité du fluide varie suivant une loi de comportement de type loi de puissance pour prédire les fluides rhéo-épaississant et rhéo-fluidifiant. Le modèle de couple de contrainte ainsi que le modèle micro-polaire sont

considérés par la plupart des chercheurs comme les modèles les mieux adaptés pour décrire le comportement des additifs.

Sur la base de cette étude bibliographique, nous avons pu noter les efforts consentis pour améliorer les approches mathématiques et numériques afin de mieux dimensionner les éléments des mécanismes lubrifiés. Il est à souligner que très peu de travaux ont fait l'objet d'études sur les paliers poreux autolubrifiants lubrifiés par des fluides à comportement rhéologique non-Newtonien. Cette étude constitue une contribution sur cet aspect de lubrification des paliers autolubrifiants afin de fournir plus d'information sur ce type de paliers.

Chapitre III

MODELISATION MATHEMATIQUE ET RESOLUTION NUMERIQUE

III.1 INTRODUCTION

III.2 HYDRODYNAMIQUE DES PALIERS

III.2.1 Palier lisse

III.2.2 Palier poreux

III.3 GEOMETRIE DU PALIER

III.4 COMPORTEMENT NON-NEWTONIEN DU FLUIDE

III.5 EQUATION DE REYNOLDS GENERALISEE

III.6 MODELE MATHEMATIQUE

III.7 FORME ADIMENSIONNELLE DES EQUATIONS

III.8 CONDITIONS LIMITES ASSOCIEES

III.8.1 Dans le film lubrifiant

III.8.2 Dans le Coussinet poreux

III.8.3 Interface Film- Coussinet Poreux

III.9 CARACTERISTIQUES STATIQUES DU PALIER

III.9.1 Charge portante et angle de calage

III.9.2 Débit de fuite du palier

III.9.3 Calcul du couple de frottement

III.10 RESOLUTION NUMERIQUE

III.10.1 Discrétisation par la méthode des différences finies

III.10.2 Algorithme de résolution

III.11 CONCLUSION

III.1 INTRODUCTION

Le présent chapitre décrit le modèle théorique du problème physique considéré. Une étude statique d'un palier de forme cylindrique poreux et autolubrifiant fonctionnant en régime hydrodynamique en utilisant un fluide non-Newtonien obéissant à la loi de puissance est présentée. Cette modélisation consiste en l'utilisation des équations de Reynolds, des champs de vitesses dans le film fluide, des équations de conservation de la masse et de la loi de Darcy dans la matrice poreuse.

Les équations gouvernantes seront présentées sous leurs formes générales. Ainsi, les formes adimensionnelles seront déduites et les conditions aux limites associées seront discutées.

Nous présenterons par la suite la méthode de résolution numérique des équations aux dérivées partielles gouvernantes relatives au modèle physique étudié. Ces équations différentielles sont résolues numériquement en utilisant la méthode des différences finies.

III.2 HYDRODYNAMIQUE DES PALIERS

Les paliers à roulement sont adaptés aux démarrages ou arrêts fréquents. Néanmoins, leur durée de vie est limitée par rapport aux conditions d'utilisation. Les paliers fluides peuvent fonctionner à des vitesses élevées et fournir une rigidité et un amortissement sous des charges dynamiques grâce à un troisième corps de faible épaisseur (lubrifiant) qui sépare l'arbre et l'alésage, ce qui minimise les pertes par frottement et l'usure des composants pendant le fonctionnement.

III.2.1 Palier lisse

La figure III.1 montre un schéma simplifié d'un palier lisse hydrodynamique. Il est composé d'un arbre en rotation et d'un coussinet séparé complétement par un film d'huile. L'alimentation du lubrifiant est assurée via une rainure qui peut avoir des formes et des dimensions variables suivant les conditions de fonctionnement et le domaine d'utilisation. Le mouvement des surfaces de l'arbre par rapport à la surface du coussinet provoque l'apparition d'un champ de pression généré de manière hydrodynamique dans le film fluide, au niveau de la partie convergente. Cet effet, appelé portance hydrodynamique, compense éventuellement la charge appliquée et provoque la séparation complète des deux surfaces.

Une fois que le régime purement hydrodynamique est atteint, les forces de frottement deviennent très faibles. C'est pourquoi la durée de vie d'un palier (s'il est bien dimensionné) dépend principalement de la fréquence des démarrages et des arrêts, les seules occasions où un bref contact direct entre le coussinet et l'arbre est supposé se produire [93].

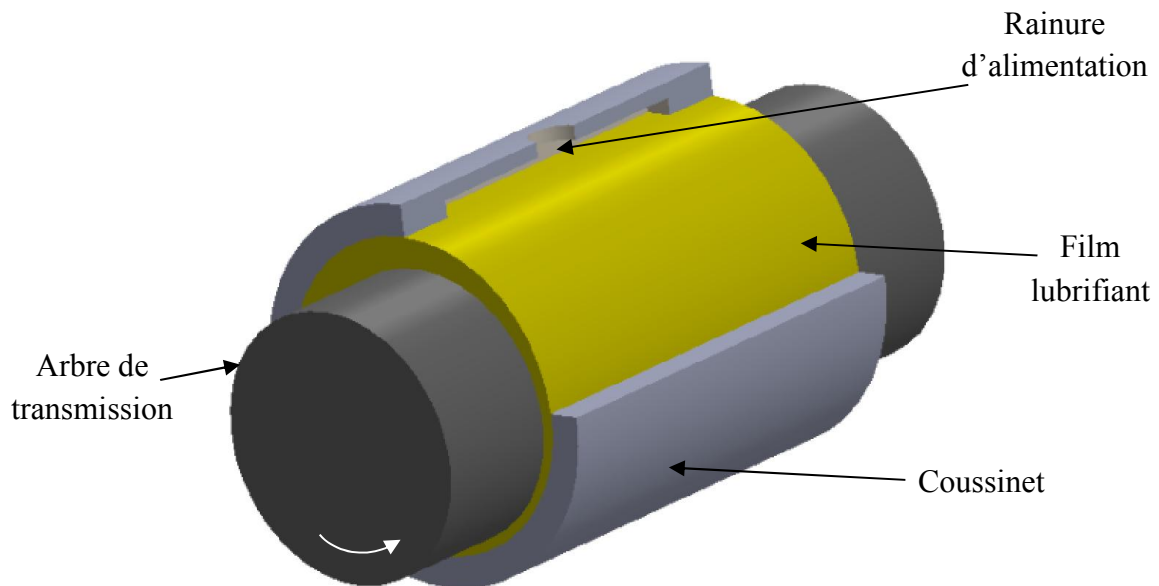


Figure III.1. Schéma simplifié d'un palier lisse.

III.2.2 Palier poreux

Le palier poreux est constitué d'un arbre en rotation et d'un coussinet poreux fabriqués par frittage, qu'est un processus consistant à obtenir un matériau solide à partir de poudres par un traitement thermique adapté, avec ou sans pression exercée. De nos jours, les bronzes utilisés pour les pièces de frottement peuvent contenir jusqu'à 30 % de plomb. En plus, les bronzes au plomb supportent assez bien le frottement à grande vitesse sous forte charge, à condition de ne pas dépasser 180°C [94], c'est la raison pour laquelle les coussinets poreux sont réalisés à partir du bronze ou d'alliage ferreux.

Le coussinet après frittage est calibré puis rempli d'huile par immersion ou par imprégnation, il est constamment lubrifié par cette même huile lors de l'utilisation [95]. La porosité est de 15 à 40 % du volume de la pièce. En pratique, il est possible d'imprégner jusqu'à 90 à 95 % du vide théorique [96].

En régime hydrodynamique une pression se crée entre l'arbre et le coussinet poreux dans la zone qui supporte la charge tandis qu'une dépression s'établit ailleurs. La portance hydrodynamique générée supporte l'arbre et équilibre la charge appliquée. En mouvement, l'huile est aspirée et circule autour de l'arbre pour assurer la lubrification, mais une quantité d'huile est forcée à travers les pores du coussinet dans la zone en pression tandis qu'une autre partie est aspirée dans la zone en dépression, et enfin une certaine quantité d'huile s'échappe latéralement.

La figure III.2 illustre la circulation d'huile coussinet poreux– film lubrifiant. Cette circulation d'huile est assurée par la différence de pression et la rotation de l'arbre. A chaque arrêt, l'huile est réabsorbée par le coussinet. Ainsi, le palier poreux n'est jamais sec au démarrage contrairement à un palier classique ce qui évite l'usure du palier. Plus la porosité est faible et plus la portance hydrodynamique est élevée. L'idéal serait d'avoir une bague pleine du coté pression et poreuse du coté dépression [96].

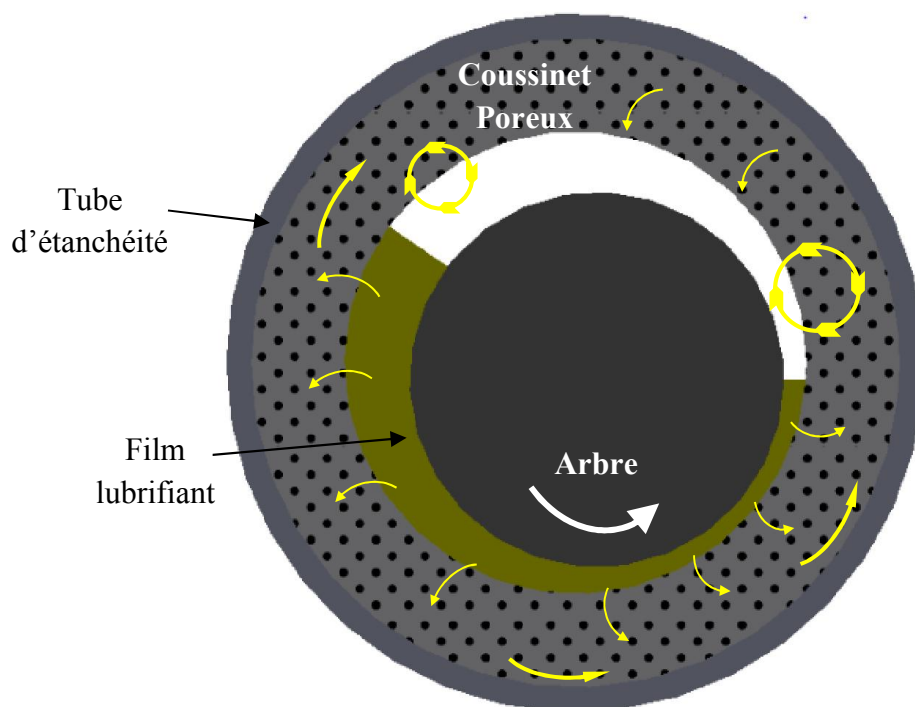


Figure III.2. Schéma d'un palier autolubrifiant.

Les paliers poreux autolubrifiants sont utilisés dans les situations de manque d'espace ou d'inaccessibilité. Ainsi, aucun système annexe n'est nécessaire pour alimenter le palier, et l'alimentation en lubrifiant est assurée par le coussinet poreux qui représente un réservoir d'huile grâce à ces pores. Contrairement aux paliers lisses, la lubrification des paliers poreux est assurée avec une petite quantité d'huile, c'est pourquoi ils sont considérés comme des paliers sans entretien, et leur coût est également bas, vu que leur fabrication ne nécessite pas beaucoup de précision [45]. Les avantages des paliers autolubrifiants sont contrebalancés par les valeurs admissibles de charge et de vitesse plus faibles que pour les paliers alimentés [58].

✓ **Palier débouchant :**

Sur ce type de paliers poreux les pores sur le rayon externe et les bords latéraux de la matrice poreuse peuvent être débouchant. La couche poreuse est épaisse et de très faible porosité [45]. La condition de Dirichlet relative à un palier ouvert utilisée dans la littérature ne peut être valable que dans le cas d'un coussinet de grandes épaisseurs, sinon sa durée de vie ne pourra pas excéder quelques minutes de fonctionnement [45]. L'avantage de cette condition à la limite est purement numérique permettant une stabilité rapide. C'est la raison pour laquelle elle est utilisée dans plusieurs travaux [97-99]. La figure III.3 montre le schéma simplifié d'un palier poreux ouvert.

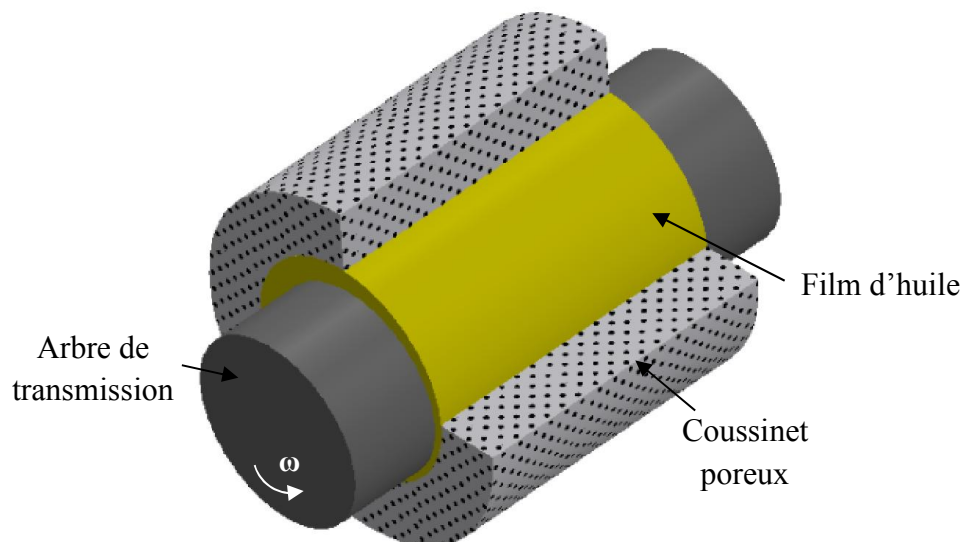


Figure III.3. Schéma simplifié d'un palier poreux ouvert.

✓ **Palier étanche :**

Pour les paliers poreux étanches autolubrifiants, le coussinet est emmanché dans un tube qui renforce sa tenue mécanique et assure une étanchéité du coussinet sur sa paroi externe. C'est le montage le plus fréquent, en particulier pour les coussinets de faible épaisseur, soit un rapport du diamètre extérieur sur le diamètre intérieur inférieur à 1.5 [6,58]. La condition à la limite de Neumann relative à ce type de palier permet d'interpréter physiquement le fait que le flux sortant sur la surface externe du coussinet et les faces latérales est nulle. Rares sont les travaux publiés sur les paliers autolubrifiants étanches [4, 57, 58] sans la nécessité d'un circuit d'alimentation externe. La figure III.4 montre le schéma simplifié d'un palier poreux auto-lubrifiant étanche.

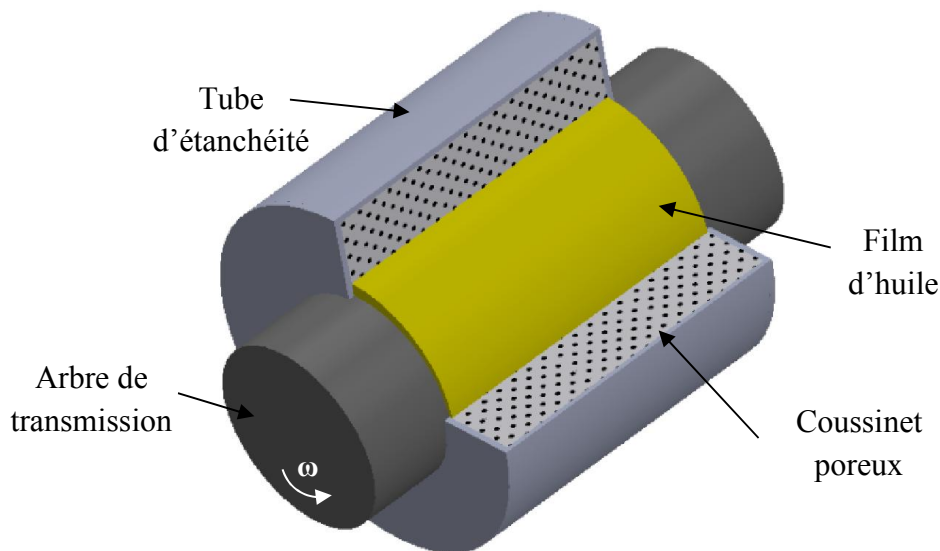


Figure III.4. Schéma simplifié d'un palier poreux auto-lubrifiant étanche.

III.3 GEOMETRIE DU PALIER

Le palier, objet de cette étude, est un palier poreux de forme cylindrique ne comportant pas de rainure d'alimentation (auto-lubrifiant). La configuration géométrique d'un palier est définie grâce à trois grandeurs qui sont : sa longueur, L , son diamètre, D , ou son rayon, R , et son jeu radial C .

Le palier considéré est constitué d'un coussinet poreux de centre O_c , de rayon interne R_c , et de rayon externe R_e , et d'un arbre de centre O_a et de rayon R_a . La figure III.5 représente

la section droite d'un palier poreux autolubrifiant, où l'arbre est excentré sous l'effet de la charge statique Q et les centres O_c et O_a ne coïncident pas. La distance $(O_c O_a)$ est appelée : excentricité absolue.

L'angle que fait la ligne des centres avec la direction de la charge est l'angle de calage, ϕ . Si les axes du coussinet et de l'arbre sont parallèles (palier aligné) et si l'on néglige les déformations élastiques des surfaces sous l'effet de la pression, ces paramètres sont suffisants pour repérer le positionnement de l'arbre à l'intérieur du coussinet [100]. Les rayons R_c et R_a étant très voisins ($(R_c - R_a)/R_c \approx 0,001$), on peut négliger la courbure du film, et développer le coussinet et l'assimiler à un plan (Figure III.6).

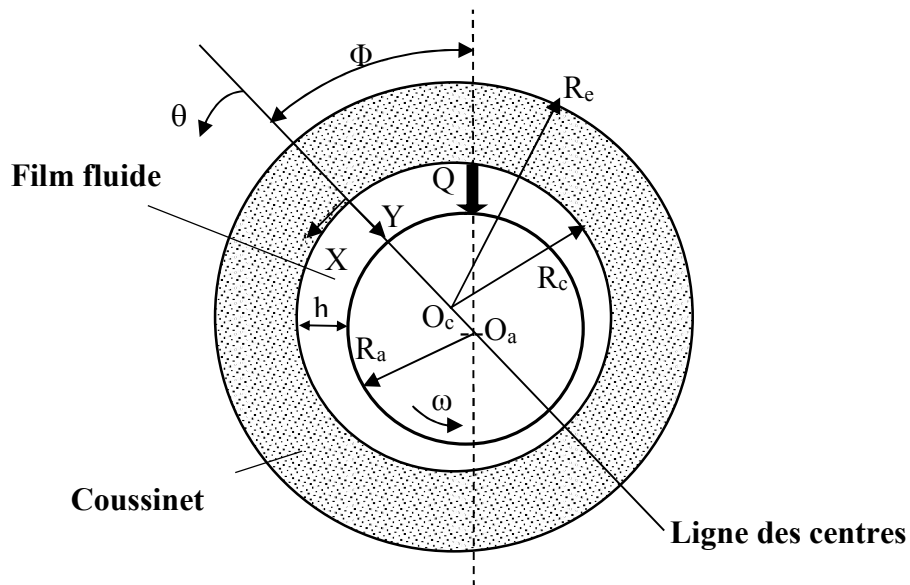


Figure III.5. Coupe médiane d'un palier poreux.

Compte tenu de ces hypothèses, l'épaisseur du film a pour expression :

$$h = C (1 + \varepsilon \cos \theta) \quad (\text{III. 1})$$

L'établissement de la relation III.1 relative à l'expression de l'épaisseur du film d'huile est détaillé en annexe A.

Où :

$$\begin{cases} \varepsilon = \frac{e}{c} \\ C = R_C - R_a \\ \theta = \frac{x}{R_a} \end{cases} \quad (\text{III. 2})$$

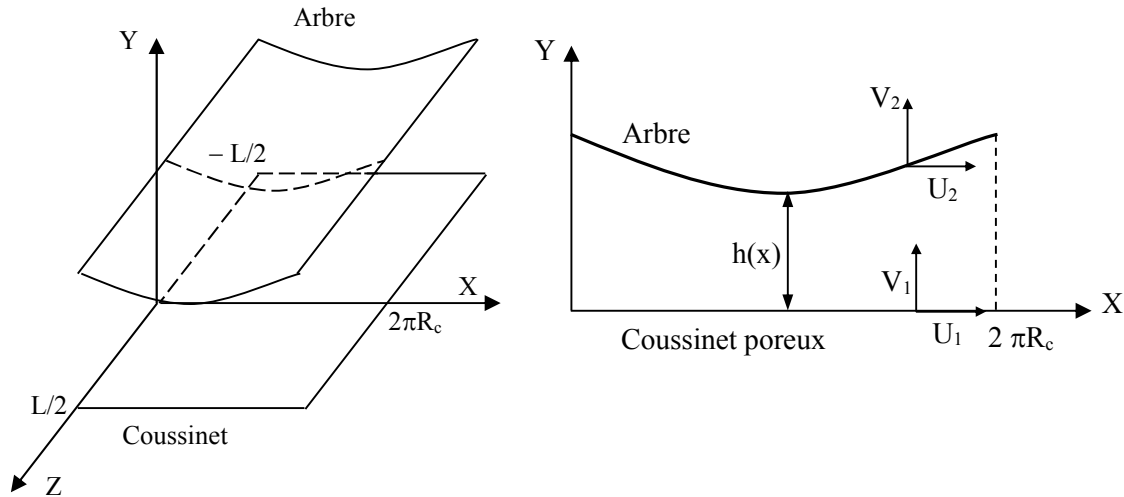


Figure III.6. Schéma simplifié d'un palier développé.

III.4 COMPORTEMENT NON-NEWTONIEN DU FLUIDE

L'expression générale de la viscosité d'un fluide incompressible et non-Newtonien avec comportement obéissant à la loi de puissance [101-102] est détaillée en annexe B. Elle est donnée par :

$$\mu = m (2 \Pi)^{\frac{(n-1)}{2}} \quad (\text{III. 3})$$

Où :

Π , représente la deuxième variante du tenseur de déformation donnée par :

$$\Pi = \sum_i \sum_j \epsilon_{ij} \epsilon_{ji} \quad (\text{III. 4})$$

On peut distinguer trois types de comportements de fluides :

- Comportement Newtonien pour : $n=1$;
- Comportement dilatant pour : $n>1$;
- Comportement pseudo-plastique pour : $n<1$.

III.5 EQUATION DE REYNOLDS GENERALISEE

Les relations utilisées en lubrification hydrodynamique sont très générales. On les présentera brièvement puis en déduira la forme particulière qui prédit le comportement de notre mécanisme illustré par un modèle physique.

L'équation de Reynolds est déduite des équations de Navier et Stokes et de continuité. La forme particulière de cette équation de lubrification est une équation aux dérivées partielles du second ordre dont l'inconnue principale est la pression.

L'équation de l'hydrodynamique des films minces visqueux (équation de Reynolds généralisée) peut s'appliquer à n'importe quel type de contact lubrifié.

Elle s'écrit sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \left[G \frac{\partial P}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[G \frac{\partial P}{\partial z} \right] = \frac{\partial}{\partial x} [U_2(R_2 - F) + U_1 F] - \rho_2 U_2 \frac{\partial h}{\partial x} \\ + \frac{\partial}{\partial z} [W_2(R_2 - F) + W_1 F] - \rho_2 W_2 \frac{\partial h}{\partial z} + \frac{\partial R_2}{\partial t} - \rho_2 \frac{\partial h}{\partial t} + \rho_2 V_2 - \rho_1 V_1 \quad (\text{III.5}) \end{aligned}$$

Les fonctions $I_2, J_2, I, J, R_1, R_2, F$ et G sont définies par :

$$\left\{ \begin{aligned} I_2 &= \int_0^h \frac{y}{\mu} dy \\ J_2 &= \int_0^h \frac{dy}{\mu} \\ I &= \int_0^y \frac{\xi}{\mu} d\xi \\ J &= \int_0^y \frac{d\xi}{\mu} \\ R_1 &= \int_0^y \rho(x, \xi, z, t) d\xi \\ R_2 &= \int_0^h \rho(x, y, z, t) dy \\ G &= \int_0^h \frac{R_1 y}{\mu} dy - I_2 F \\ F &= \frac{1}{J_2} \int_0^h \frac{R_1}{\mu} dy \end{aligned} \right. \quad (\text{III.6})$$

Cette équation a été obtenue en considérant les hypothèses simplificatrices suivantes [24,103] :

- le domaine fluide est continu ;
- l'épaisseur du film lubrifiant est trop faible par rapport aux autres dimensions du palier : c'est l'hypothèse de base de la lubrification ;
- les forces de volume et d'inerties sont négligeables devant les forces de viscosité et de pression ;
- le régime est hydrodynamique établi, il n'y a pas de contact entre les surfaces ;
- le fluide est incompressible ;
- le milieu poreux est considéré indéformable, homogène et isotrope ;
- le coussinet et l'arbre sont parfaitement cylindriques, homogènes et alignés ;
- le fluide adhère parfaitement aux parois (il n'y a pas de glissement aux parois),
- l'écoulement est laminaire.

Sous ces hypothèses on peut négliger la variation de la pression suivant la direction y [24]. Ainsi, la vitesse d'écoulement suivant cette direction est très petite par rapport aux autres directions.

Considérons l'écoulement de fluide entre deux surfaces parallèles comme le montre la figure III.7. La surface inférieure se déplace à une vitesse U_1 et la surface supérieure à une vitesse U_2 .

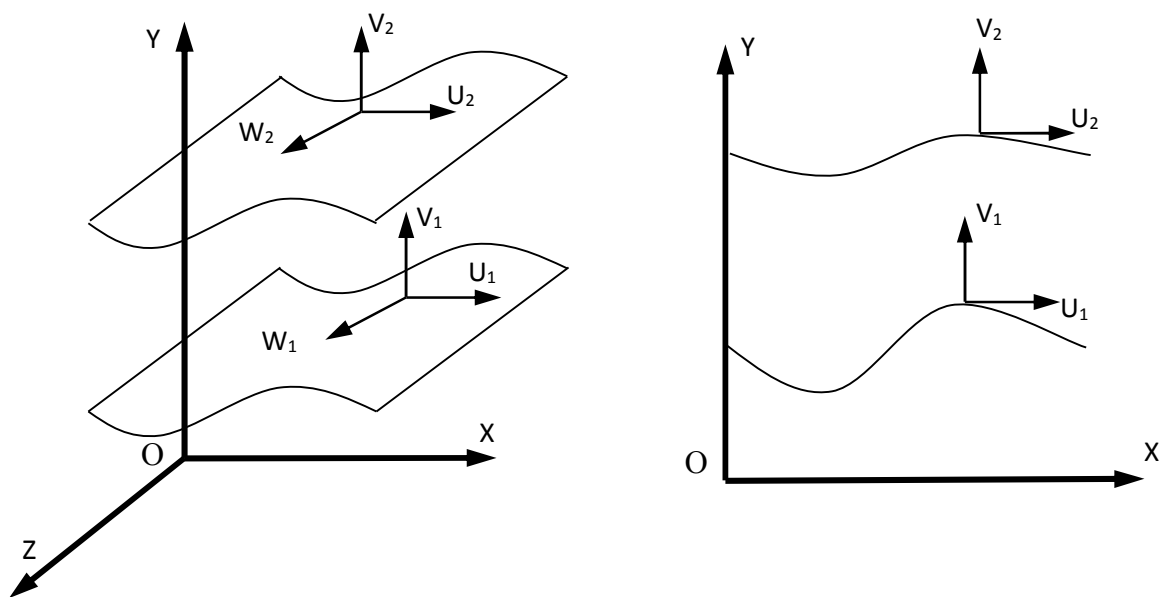


Figure III.7. Système d'axes et notations.

Le champ de vitesse dans le film fluide s'écrit :

$$\begin{cases} U = \frac{\partial P}{\partial x} \left(I - \frac{J I_2}{J_2} \right) + \frac{U_2 - U_1}{J_2} J + U_1 \\ W = \frac{\partial P}{\partial z} \left(I - \frac{J I_2}{J_2} \right) + \frac{W_2 - W_1}{J_2} J + W_1 \end{cases} \quad (\text{III. 7})$$

Les contraintes de cisaillement dans le fluide s'écrivent sous la forme :

$$\begin{cases} \sigma_{xy} = \mu \frac{\partial U}{\partial y} = \left(y - \frac{I_2}{J_2} \right) \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{U_2 - U_1}{J_2} \\ \sigma_{zy} = \mu \frac{\partial W}{\partial y} = \left(y - \frac{I_2}{J_2} \right) \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{W_2 - W_1}{J_2} \end{cases} \quad (\text{III. 8})$$

III.6 MODELE MATHEMATIQUE

La modélisation d'un palier poreux autolubrifiant passe par la connaissance de l'écoulement dans la matrice poreuse et dans le film lubrifiant ainsi que les conditions de raccord à l'interface des deux domaines, car le fluide s'écoule dans les deux domaines : le film lubrifiant et le coussinet poreux.

Afin d'éviter les fortes et nombreuses discontinuités de la matrice poreuse qui rendraient l'analyse assez complexe, on considère un milieu continu fictif où la formulation des phénomènes est effectuée sur une échelle macroscopique (taille du volume élémentaire représentatif, VER) très grande par rapport à celle des pores et des grains [45].

L'écoulement dans la matrice poreuse est décrit par la loi de Darcy [58]. Combinée avec l'équation de continuité, on aura :

$$\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{R}{\mu} \frac{\partial P^*}{\partial R} \right) + \frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{1}{\mu} \frac{\partial P^*}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{\mu} \frac{\partial P^*}{\partial z} \right) = 0 \quad (\text{III. 9})$$

Dans le repère de coordonnées cartésiennes associé à la figure III.7, le plan « XOZ » est confondu avec la surface développée du coussinet. En considérant la loi de Darcy pour caractériser le coussinet poreux, les conditions aux limites sur les vitesses sont :

➤ Sur le coussinet :

$$\begin{cases} U_1 = U(\theta, 0, z) = - \frac{K \partial P^*}{\mu \partial x} \Big|_{R=R_c} \\ V_1 = V(\theta, 0, z) = - \frac{K \partial P^*}{\mu \partial R} \Big|_{R=R_c} \\ W_1 = W(\theta, 0, z) = - \frac{K \partial P^*}{\mu \partial z} \Big|_{R=R_c} \end{cases} \quad (\text{III. 10})$$

➤ Pour l'interface fluide–arbre, les composantes de la vitesse sont :

$$\begin{cases} U_2 = U(\theta, h, z) = \omega R_a \\ V_2 = V(\theta, h, z) = \omega R_a \frac{dh}{dx} \\ W_2 = W(\theta, h, z) = 0 \end{cases} \quad (\text{III. 11})$$

L'équation de Reynolds caractérisant l'écoulement de fluide dans le film lubrifiant en considérant l'écoulement dans la matrice poreuse est déduite de l'équation des films minces visqueux, donnée par l'équation de Reynolds généralisée. Ainsi, l'équation régissant le phénomène est établie, en adoptant certaines hypothèses simplificatrices définies précédemment. L'équation de Reynolds s'écrit alors :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\left(G + \frac{K F}{\mu} \right) \frac{\partial P}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\left(G + \frac{K F}{\mu} \right) \frac{\partial P}{\partial z} \right] = \omega R_a \frac{\partial}{\partial x} (\rho h - F) - \rho \frac{K \partial P^*}{\mu \partial R} \Big|_{R=R_c} \quad (\text{III. 12})$$

Le champ de vitesse dans le film fluide est donné par :

$$\begin{cases} U = \frac{\partial P}{\partial x} (I - J F) + \frac{U_2 - U_1}{J_2} J + U_1 \\ W = \frac{\partial P}{\partial z} (I - J F) + \frac{W_2 - W_1}{J_2} J + W_1 \end{cases} \quad (\text{III. 13})$$

Les équations (III.9) et (III.12) sont des équations qui caractérisent les effets dynamiques dans le film fluide et la matrice poreuse. Ce sont des équations aux dérivées partielles du second ordre de type elliptique dans l'inconnue principale est la pression.

III.7 FORMES ADIMENSIONNELLE DES EQUATIONS

Les différentes équations relatives à la lubrification d'un palier poreux autolubrifiant sont adimensionnalisées par rapport aux grandeurs caractéristiques suivantes :

$$\begin{aligned} \bar{P} &= \frac{P C^2}{\mu_0 \omega R_a R_c}; \quad \bar{R} = \frac{R}{R_c}; \quad \bar{h} = \frac{h}{C}; \quad \bar{k} = \frac{K R_c}{C^3}; \quad \bar{C} = \frac{C}{R_c}; \quad \theta = \frac{x}{R_c}; \quad \bar{y} = \frac{y}{h}; \quad \bar{z} = \frac{z}{L}; \\ \eta &= \frac{R_c}{L}; \quad (\bar{U}, \bar{V}, \bar{W}) = \frac{(U, V, W)}{\omega R_a}; \quad \bar{\mu} = \frac{\mu}{\mu_0} \end{aligned} \quad (\text{III. 14})$$

Ainsi, les équations (III.9 et III.12) deviennent :

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \left[\left(\bar{h}^3 \bar{G} + \frac{\bar{k} \bar{C} \bar{h} \bar{F}}{\bar{\mu}} \right) \frac{\partial \bar{P}}{\partial \theta} \right] + \eta^2 \frac{\partial}{\partial \bar{z}} \left[\left(\bar{h}^3 \bar{G} + \frac{\bar{k} \bar{C} \bar{h} \bar{F}}{\bar{\mu}} \right) \frac{\partial \bar{P}}{\partial \bar{z}} \right] = \frac{\partial}{\partial \theta} [\bar{h}(1 - \bar{F})] - \frac{\bar{k}}{\bar{\mu}} \frac{\partial \bar{P}^*}{\partial \bar{R}} \Big|_{\bar{R}=1} \quad (\text{III. 15})$$

$$\frac{1}{\bar{R}} \frac{\partial}{\partial \bar{R}} \left(\frac{\bar{R}}{\bar{\mu}} \frac{\partial \bar{P}^*}{\partial \bar{R}} \right) + \frac{1}{\bar{R}^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{1}{\bar{\mu}} \frac{\partial \bar{P}^*}{\partial \theta} \right) + \eta^2 \frac{\partial}{\partial \bar{z}} \left(\frac{1}{\bar{\mu}} \frac{\partial \bar{P}^*}{\partial \bar{z}} \right) = 0 \quad (\text{III. 16})$$

Le champ de vitesse s'écrit également sous la forme :

$$\begin{cases} \bar{U} = \frac{\partial \bar{P}}{\partial \theta} \left[\bar{h}^2 (\bar{I} - \bar{J} \bar{F}) + \frac{\bar{k} \bar{C}}{\bar{\mu}} \left(\frac{\bar{J}}{\bar{J}_2} - 1 \right) \right] + \frac{\bar{J}}{\bar{J}_2} \\ \bar{W} = \eta \frac{\partial \bar{P}}{\partial \bar{z}} \left[\bar{h}^2 (\bar{I} - \bar{J} \bar{F}) + \frac{\bar{k} \bar{C}}{\bar{\mu}} \left(\frac{\bar{J}}{\bar{J}_2} - 1 \right) \right] \end{cases} \quad (\text{III. 17})$$

III.8 CONDITIONS LIMITES ASSOCIEES

L'équation de Reynolds dans le film fluide, et l'équation de Darcy dans le coussinet poreux, sont des équations aux dérivées partielles du second ordre, dont les inconnues sont la pression. La résolution de ces équations, nécessite la définition des conditions aux limites.

III.8.1 Dans le film lubrifiant :

Les conditions aux limites utilisées pour la résolution de l'équation de Reynolds modifiée pour le cas d'un palier poreux autolubrifiant de longueur finie, sont suivant deux directions :

➤ Suivant la direction axiale

i. Rainure d'alimentation

Si le palier est avec rainure d'alimentation, axiale et parallèle à l'axe du palier, la condition correspondante est :

$$\bar{P}(\theta_a, \bar{z}) = \bar{P}_a \quad (\text{III. 18})$$

On notera : P_a , la pression d'alimentation.

Pour le cas des paliers autolubrifiants (pas de rainure d'alimentation), on utilise la loi de périodicité (forme cylindrique) donnée par :

$$\bar{P}(0, \bar{z}) = \bar{P}(2\pi, \bar{z}) \quad (\text{III. 19})$$

ii. Sur les bords du palier

La condition correspondante est :

$$\bar{P}\left(\theta, \mp \frac{1}{2}\right) = 0 \quad (\text{III. 20})$$

➤ Suivant la direction circonférentielle

Les conditions aux limites les plus usuelles sont présentées dans ce qui suit :

- **Condition de Sommerfeld** (film complet) (cf. figure III.8). Cette condition suppose qu'il n'y a pas de rupture du film lubrifiant, c'est à dire que la pression reste toujours supérieure à la pression de vapeur saturante. Cette hypothèse est vérifiée pour les paliers immergés dans un film pressurisé. Le champ de pression obtenu après résolution est conservé sans modification.

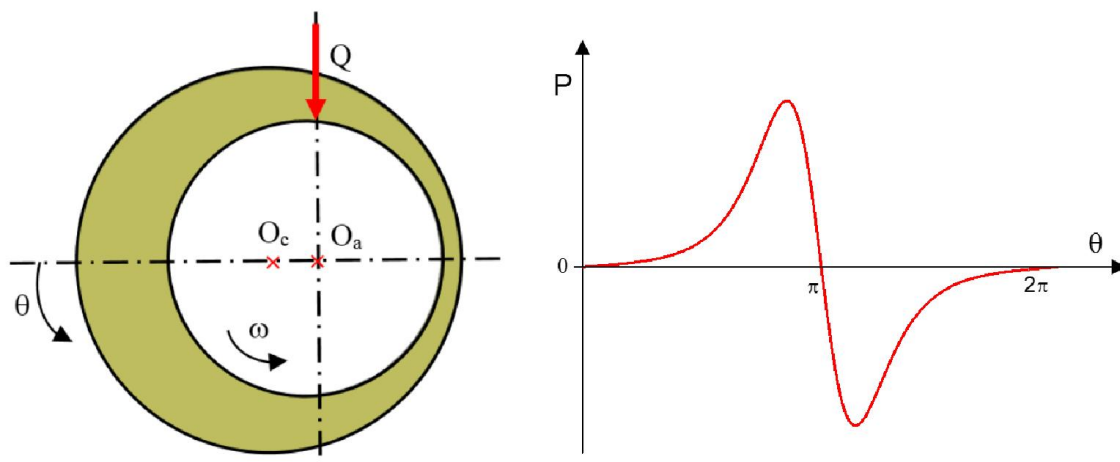


Figure III.8. Illustration de la condition de SOMMERFELD.

- **Conditions de Gümbel (demi-Sommerfeld)** (cf. figure III.9): Elles supposent qu'il y a rupture du film, c'est à dire que la pression peut s'annuler. La résolution numérique du champ de pression est effectuée, de la même manière que pour la condition de

Sommerfeld, la partie du champ de pression qui est inférieure à zéro (pression de vapeur saturante prise comme référence) est tout simplement négligée.

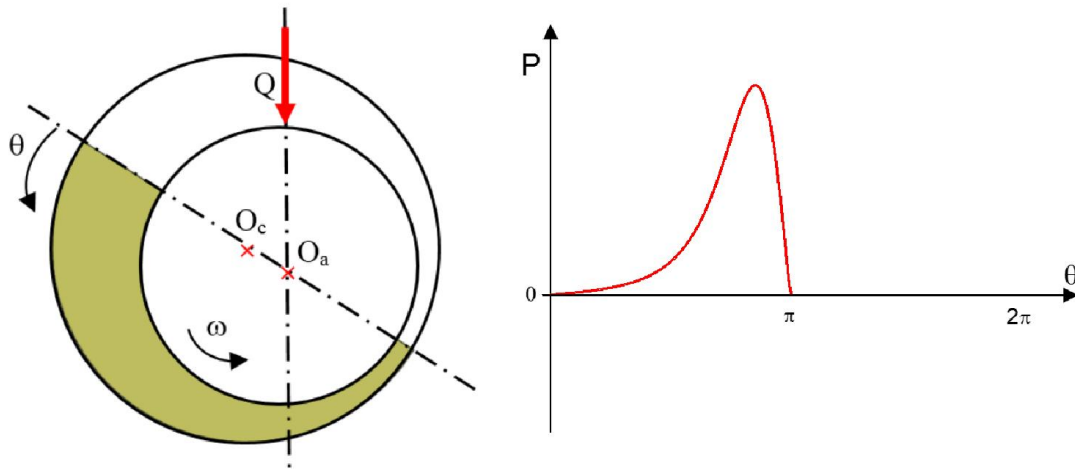


Figure III.9. Illustration de la condition de GÜMBEL.

- **Conditions de Swift–Stieber** : Aussi connues sous le nom de conditions de Reynolds. Elles sont plus proches de la réalité et supposent qu'à la frontière de rupture du film lubrifiant, la pression ainsi que sa dérivée s'annulent. Elles s'écrivent :

$$\bar{P}(\theta_c, z) = P_c, \quad \frac{\partial \bar{P}}{\partial \theta}(\theta_s, z) = 0 \quad (\text{III. 21})$$

P_c : est la pression critique, généralement assimilée à la pression atmosphérique (pression de référence).

Les conditions aux limites classiques de Reynolds sont utilisées pour résoudre l'équation de Reynolds afin de déterminer la zone de rupture du film fluide.

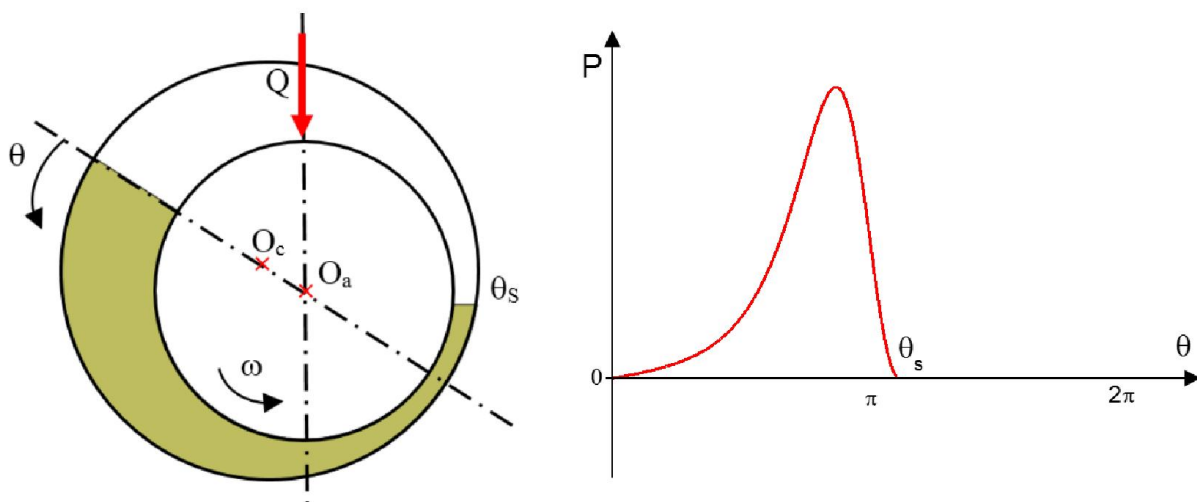


Figure III.10. Illustration de la condition de REYNOLDS.

III.8.2 Dans le Coussinet poreux :

Sur la surface externe du coussinet poreux, deux types de situations peuvent se présenter palier étanche (fermé) ou palier débouchant (ouvert) :

✓ **Palier étanche :**

Le coussinet poreux peut être emmanché dans un tube qui renforce la tenue mécanique et assure une étanchéité du coussinet sur son rayon externe. C'est le montage le plus fréquent, en particulier pour les coussinets de faible épaisseur (Condition de Neumann) :

$$\frac{\partial \bar{P}^*}{\partial \bar{R}} (\theta, \bar{R}_e, \bar{z}) = 0 \quad (\text{III. 22})$$

$$\frac{\partial \bar{P}^*}{\partial \bar{z}} \left(\theta, \bar{R}, \pm \frac{1}{2} \right) = 0 \quad (\text{III. 23})$$

✓ **Palier débouchant :**

Les pores sur le rayon externe et les bords latéraux de la matrice poreuse peuvent être débouchants, c'est le cas des paliers d'une couche poreuse épaisse et de très faible porosité (condition de Dirichlet). Les conditions correspondantes sont :

$$\bar{P}^* (\theta, \bar{R}_e, \bar{z}) = 0 \quad (\text{III. 24})$$

$$\bar{P}^* \left(\theta, \bar{R}, \mp \frac{1}{2} \right) = 0 \quad (\text{III. 25})$$

✓ La condition de périodicité pour le cas d'un palier cylindrique est :

$$\bar{P}^* (0, \bar{R}, \bar{z}) = \bar{P}^* (2\pi, \bar{R}, \bar{z}) \quad (\text{III. 26})$$

III.8.3 Interface Film– Coussinet Poreux :

Les conditions aux limites correspondantes sont celles de la continuité de la pression et des vitesses au niveau de l'interface film fluide– coussinet poreux. Ces conditions sont :

$$\bar{P}^* (\theta, \bar{R}_c, \bar{z}) = \bar{P} (\theta, \bar{z}) \quad (\text{III. 27})$$

III.9 CARACTERISTIQUES STATIQUES DU PALIER

Le calcul des caractéristiques statiques du palier, c'est-à-dire la portance, le débit de fuite et le couple résistant se font pour une excentricité de fonctionnement et une direction de

la charge imposée [24]. Ces différentes caractéristiques dépendent bien entendu de la géométrie du palier et des conditions de fonctionnement.

III.9.1 Charge portante et angle de calage :

Pour le calcul de la charge portante et l'angle de calage, nous devons intégrer le champ de pression sur toute la surface du contact lubrifié. A l'équilibre, dans le système repère Figure III.5, on a :

$$\bar{Q} = \frac{Q}{\mu_0 \omega R_c^3 L / C^2} = \sqrt{\bar{Q}_L^2 + \bar{Q}_K^2} \quad (\text{III. 28})$$

Avec :

$$\tan \phi = - \bar{Q}_L / \bar{Q}_K \quad (\text{III. 29})$$

$$\bar{Q}_L = \int_{-1/2}^{1/2} \int_0^{2\pi} \bar{P} \sin\theta \, d\theta \, d\bar{z} \quad (\text{III. 30})$$

$$\bar{Q}_K = \int_{-1/2}^{1/2} \int_0^{2\pi} \bar{P} \cos\theta \, d\theta \, d\bar{z} \quad (\text{III. 31})$$

III.9.2 Débit de fuite du palier:

Le débit axial du fluide, q , est obtenu par intégration de la vitesse du fluide suivant la direction axiale, z , et à travers la section du film.

Dans le cas d'un palier aligné (axe de l'arbre et du coussinet parallèles), la pression est symétrique, les débits volumiques, q_1 , et, q_2 , sortant des deux surfaces du palier sont égaux, on obtient :

$$\bar{q} = \frac{q}{\omega R_a^2 C} = 2 \int_0^{2\pi} \int_0^1 \bar{W} \left(\theta, \bar{y}, \mp \frac{1}{2} \right) \, d\theta \, d\bar{y} \quad (\text{III. 32})$$

III.9.3 Calcul du couple de frottement:

L'expression de la contrainte est donnée par :

$$\tau_{xy} = \left[y - \frac{l_2}{J_2} \right] \frac{\partial P}{\partial x} - \frac{U}{J_2} \quad (\text{III. 33})$$

Le calcul du couple de frottement sur l'arbre s'effectue par intégration des contraintes de cisaillement. Il s'écrit sous la forme suivante [24] :

$$C_a = \int_s R \tau_{xy}|_{y=h} ds \quad (\text{III. 34})$$

$$C_a = \int_{-L/2}^{L/2} \int_{\theta_e}^{\theta_s} \frac{R}{2} \frac{\partial P}{\partial \theta} h d\theta dz + \int_{-L/2}^{L/2} \int_{\theta_e}^{\theta_s} R^2 \frac{\omega R}{h} \mu d\theta dz + \int_{-L/2}^{L/2} \int_{\theta_s}^{\theta_e} R^2 \frac{\omega R}{h^2} h_s d\theta dz \quad (\text{III. 35})$$

Avec :

$[\theta_e, \theta_s]$: limites de la zone active du film lubrifiant ($P \geq 0$) ;

h_s : hauteur du film d'huile pour $\theta = \theta_s$.

Où : $\int_{-L/2}^{L/2} \int_{\theta_e}^{\theta_s} \frac{R}{2} \frac{\partial P}{\partial \theta} h d\theta dz$ est due au gradient de pression ;

Le terme : $\int_{-L/2}^{L/2} \int_{\theta_e}^{\theta_s} R^2 \frac{\omega R}{h} \mu d\theta dz$ est due au glissement des surfaces ;

Le terme : $\int_{-L/2}^{L/2} \int_{\theta_s}^{\theta_e} R^2 \frac{\omega R}{h^2} h_s d\theta dz$ est relatif à la zone inactive.

Sous une forme adimensionnelle, le couple de frottement est :

$$\bar{C}_a = \frac{C_a}{\mu D N L R} \left(\frac{C}{R} \right) \quad (\text{III. 36})$$

On peut ainsi écrire :

$$\bar{C}_a = \int_{-1/2}^{1/2} \int_{\theta_e}^{\theta_s} \left[\frac{\bar{h}}{2} \frac{\partial \bar{P}}{\partial \theta} + \frac{1}{\bar{h}} \right] d\theta d\bar{z} + \int_{-1/2}^{1/2} \int_{\theta_s}^{\theta_e} \frac{\bar{h}_s}{\bar{h}^2} d\theta d\bar{z} \quad (\text{III. 37})$$

III.10 RESOLUTION NUMERIQUE

Le comportement statique d'un palier poreux autolubrifiant fonctionnant en régime hydrodynamique (en supposant que l'arbre et le coussinet sont indéformables et parfaitement alignée) est déterminé par :

- l'équation de Reynolds généralisée avec les conditions aux limites correspondantes;
- l'équation de Darcy généralisée couplé aux conditions aux limites correspondantes;
- la relation de la géométrie du film d'huile ;
- la loi de variation de la viscosité.

La détermination de différentes caractéristiques statiques du problème hydrodynamique nécessite la résolution simultanée de toutes ces équations, compte tenu des conditions aux limites choisies.

Le système d'équations régissant le phénomène est assez complexe et n'admet pas de solution analytique, seuls les méthodes numériques peuvent le résoudre on peut citer la méthode des volumes finis, des différences finies ou d'éléments finis. La méthode des différences finies est bien adaptée à la résolution numérique de ces systèmes d'équations [104-105]. A cet effet, un code de calcul a été développé pour notre cas d'étude.

Les équations de mouvement relatives aux équations, de Reynolds dans le film fluide et de Darcy dans le milieu poreux, sont des équations aux dérivées partielles de second ordre type elliptiques. L'application de la méthode des différences finies permet de transformer les équations aux dérivées partielles en un système d'équations algébriques.

III.10.1 Discrétisation par la méthode des différences finies

Les équations de Reynolds et de Darcy sont discrétisées à l'aide d'un schéma aux différences finies centrées et sont résolues numériquement par utilisation de la méthode de Gauss– Seidel avec coefficient de sur– relaxation. La zone active du film est déterminée par la méthode de Christopherson [44].

L'équation de Reynolds dans le film fluide sous une forme adimensionnelle pour un palier poreux en régime permanent sous charge statique s'écrit d'après l'équation III.15 comme ceci :

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \left[\left(\bar{h}^3 \bar{G} + \frac{\bar{k} \bar{C} \bar{h} \bar{F}}{\bar{\mu}} \right) \frac{\partial \bar{P}}{\partial \theta} \right] + \eta^2 \frac{\partial}{\partial \bar{z}} \left[\left(\bar{h}^3 \bar{G} + \frac{\bar{k} \bar{C} \bar{h} \bar{F}}{\bar{\mu}} \right) \frac{\partial \bar{P}}{\partial \bar{z}} \right] = \frac{\partial}{\partial \theta} [\bar{h}(1 - \bar{F})] - \frac{\bar{k}}{\bar{\mu}} \frac{\partial \bar{P}^*}{\partial \bar{R}} \Bigg|_{\bar{R}=1} \quad (\text{III. 38})$$

Le domaine fluide du palier développé a été découpé en rectangles élémentaires. Le film lubrifiant est discrétisé à l'aide d'un maillage comme le montre la figure III.11.

La méthode des différences finies consiste aux remplacements des variables θ et Z par des variables discrètes i et j . Les expressions des dérivées de la pression s'écrivent sous la forme :

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \left(A \frac{\partial \bar{P}}{\partial \theta} \right) = \frac{1}{\Delta \theta} \left[A_{i+1,k} \frac{\bar{P}_{i+1,k} - \bar{P}_{i,k}}{\Delta \theta} - A_{i-1,k} \frac{\bar{P}_{i,k} - \bar{P}_{i-1,k}}{\Delta \theta} \right] \quad (\text{III. 39})$$

$$\frac{\partial}{\partial \bar{z}} \left(A \frac{\partial \bar{P}}{\partial \bar{z}} \right) = \frac{1}{\Delta \bar{z}} \left[A_{i,k+1} \frac{\bar{P}_{i,k+1} - \bar{P}_{i,k}}{\Delta \bar{z}} - A_{i,k-1} \frac{\bar{P}_{i,k} - \bar{P}_{i,k-1}}{\Delta \bar{z}} \right] \quad (\text{III. 40})$$

Avec:

$$A = \bar{h}^3 \bar{G} + \frac{\bar{k} \bar{C} \bar{h} \bar{F}}{\bar{\mu}} \quad (\text{III. 41})$$

$\bar{P}_{i,k}$: est la valeur de la pression adimensionnelle à un nœud (i,k) du maillage.

D_i (i=1,5) : sont des coefficients.

Après simplification on trouve :

$$\bar{P}_{i,k} = \Omega [D_1 \bar{P}_{i+1,k} + D_2 \bar{P}_{i-1,k} + D_3 \bar{P}_{i,k+1} + D_4 \bar{P}_{i,k-1} + D_5] + (1 - \Omega) \bar{P}_{i,k} \quad (\text{III. 42})$$

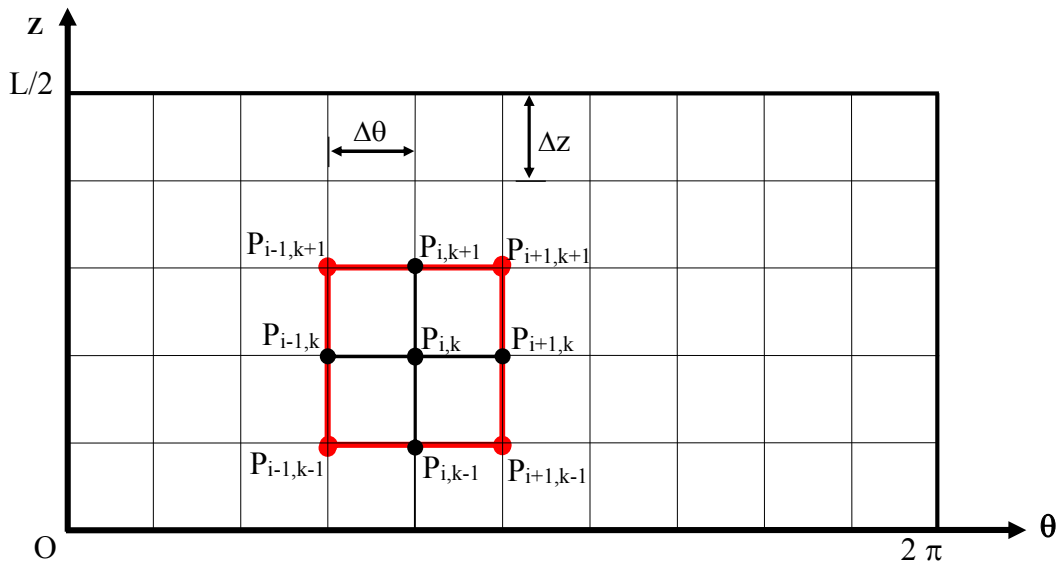


Figure III.11. Schéma de discrétisation du film fluide.

L'équation de Darcy dans la matrice poreuse est discrétisée à l'aide d'un schéma aux différences finies centrées et résolue numériquement.

L'équation de Darcy, sans dimension, s'écrit d'après l'équation III.16 comme ceci :

$$\frac{1}{\bar{R}} \frac{\partial}{\partial \bar{R}} \left(\frac{\bar{R}}{\bar{\mu}} \frac{\partial \bar{P}^*}{\partial \bar{R}} \right) + \frac{1}{\bar{R}^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{1}{\bar{\mu}} \frac{\partial \bar{P}^*}{\partial \theta} \right) + \eta^2 \frac{\partial}{\partial \bar{z}} \left(\frac{1}{\bar{\mu}} \frac{\partial \bar{P}^*}{\partial \bar{z}} \right) = 0 \quad (\text{III. 43})$$

Le maillage de la matrice poreuse a été découpé en éléments similaires, comme le montre la figure III.12.

Après simplification on trouve l'expression :

$$\bar{P}_{i,j,k}^* = \Omega [B_1 \bar{P}_{i+1,j,k}^* + B_2 \bar{P}_{i-1,j,k}^* + B_3 \bar{P}_{i,j+1,k}^* + B_4 \bar{P}_{i,j-1,k}^* + B_5 \bar{P}_{i,j,k+1}^* + B_6 \bar{P}_{i,j,k-1}^*] + (1 - \Omega) \bar{P}_{i,j,k}^* \quad (\text{III. 44})$$

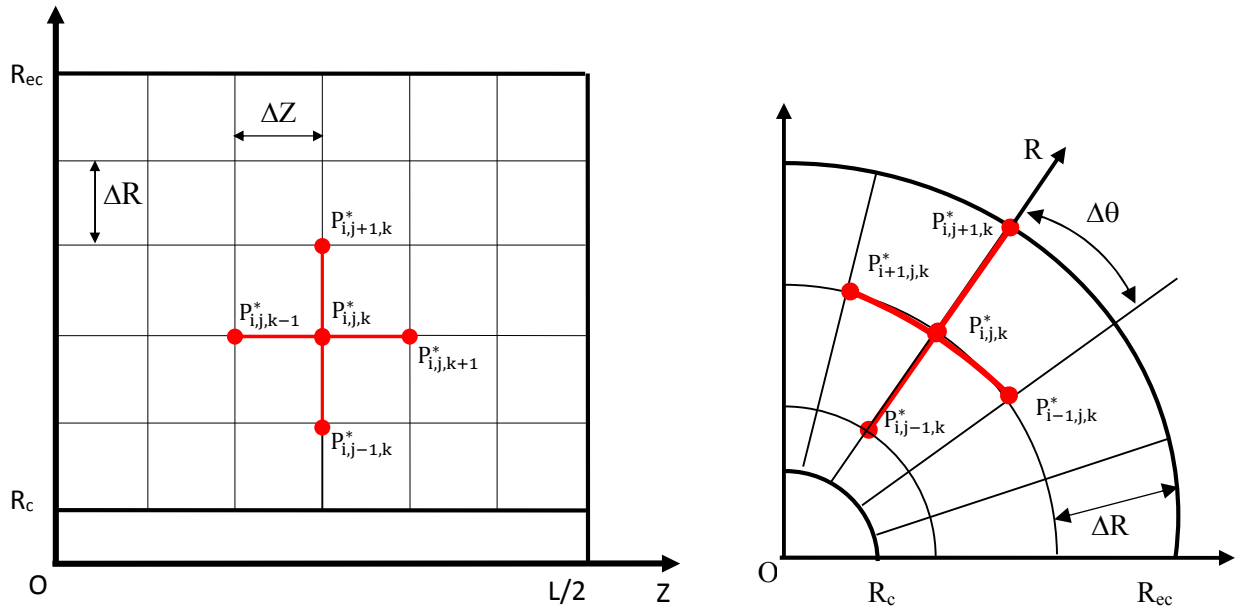


Figure III.12. Schéma de discrétisation du coussinet.

III.10.2 Algorithme de résolution

La méthode numérique présentée précédemment est illustrée dans un algorithme qui permet la résolution du problème hydrodynamique pour un palier poreux autolubrifiant. L'organigramme correspondant est donné dans la figure III.13.

La première étape consiste à introduire les paramètres nécessaires tels que : le maillage, les paramètres géométriques du palier, les caractéristiques du lubrifiant et de la matrice poreuse ainsi que la vitesse de rotation de l'arbre. Les calculs sont effectués à excentricité imposée, seule la pression est considérée comme inconnue pendant le calcul par la méthode de Gauss– Seidel avec un coefficient de sur– relaxation compris entre 1,5 et 1,8.

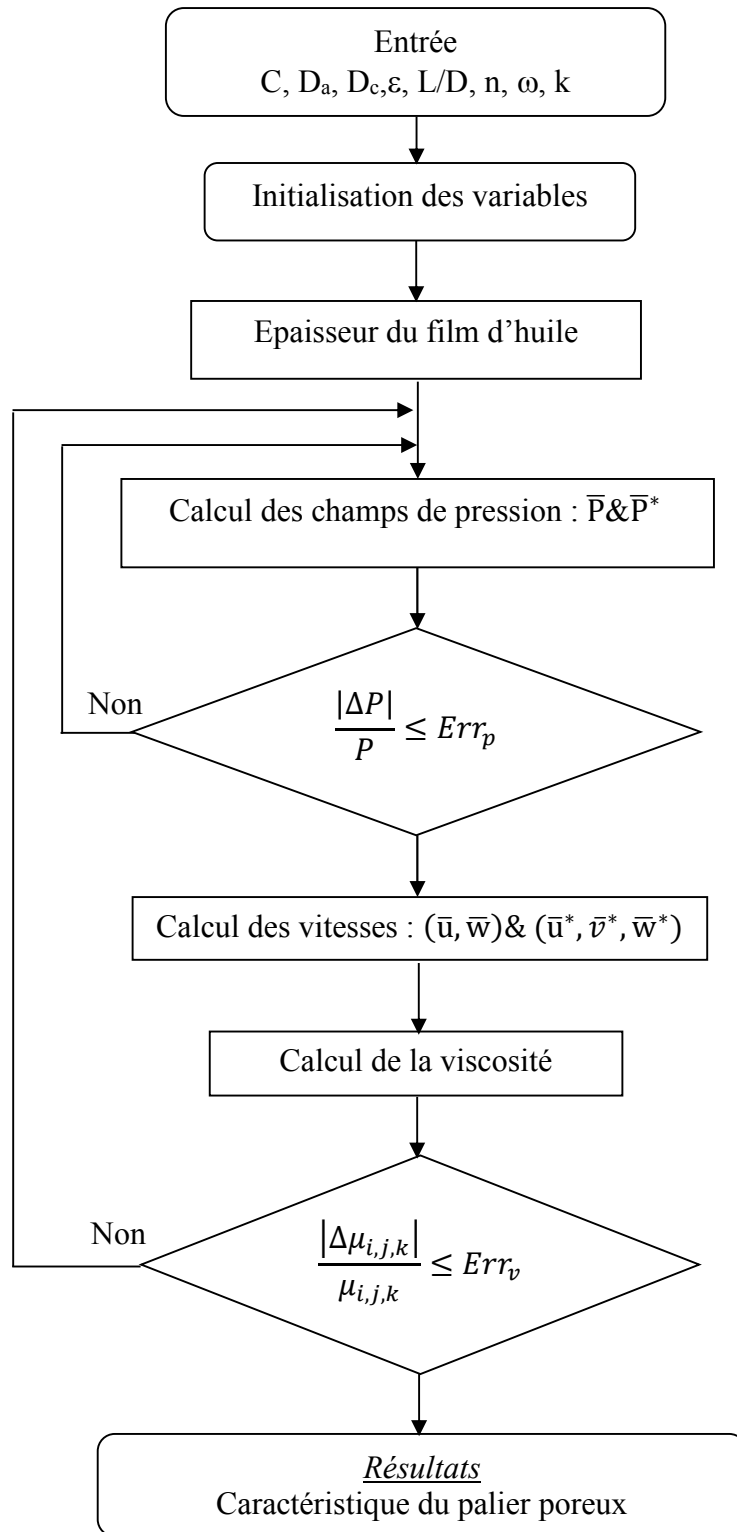


Figure III.13. Organigramme de résolution relatif au cas d'étude.

La résolution des équations de Reynolds généralisée et de Darcy permet de déterminer le champ de pressions dans le film fluide et dans le milieu poreux respectivement, en prenant en compte l'interaction entre les deux milieux. La convergence de la solution relative à la pression dans le film fluide et dans le milieu poreux est contrôlée en chaque nœud du maillage entre la nouvelle et l'ancienne valeur comme suit :

$$\frac{|\bar{p}^{\text{nouvelle}} - \bar{p}^{\text{ancienne}}|}{\bar{p}^{\text{ancienne}}} \leq 10^{-3} \quad (\text{III. 45})$$

Le champ de vitesses du fluide dans la matrice poreuse et dans le film fluide s'exprime alors aisément à partir des équations III.10 et III.13. Ceci est nécessaire pour la détermination de la viscosité obéissant à la loi de puissance, détaillée en annexe B. La convergence est établie lorsque l'erreur relative sur la viscosité locale du fluide est vérifiée en chaque point et à chaque itération comme suit :

$$\frac{|\bar{\mu}^{\text{nouvelle}} - \bar{\mu}^{\text{ancienne}}|}{\bar{\mu}^{\text{ancienne}}} \leq 10^{-3} \quad (\text{III. 46})$$

Après convergence de la solution relative à la pression et à la viscosité, les différentes caractéristiques statiques du palier poreux autolubrifiant sont déterminées : la charge hydrodynamique, l'angle de calage et le coefficient de frottement, etc....

La méthode d'intégration numérique utilisée dans notre code de calcul est celle de Simpson 2D.

III.11 CONCLUSION

Le problème de la lubrification non-Newtonienne des paliers poreux autolubrifiants a été défini en précisant les équations de base régissant l'écoulement : l'équation de Reynolds généralisée dans le film fluide mince visqueux, l'équation de Darcy dans la matrice poreuse et les conditions aux limites qui leur sont associées. Les équations, de Reynolds pour le film fluide et Darcy pour le coussinet poreux, donnant respectivement le champ de pression dans le film fluide et le coussinet ainsi que l'obtention des principales caractéristiques statiques du palier a été abordée.

La notion de fluide non-Newtonien tenant compte de la variation de la viscosité avec le cisaillement suivant le modèle de loi de puissance a été détaillée.

La solution du système d'équations aux dérivées partielles complexes nécessite la résolution numérique de toutes ces équations compte tenu des conditions aux limites et du couplage film fluide – milieu poreux comme continuité à l'interface.

Toutes les équations du problème hydrodynamique ont été discrétisées par la méthode des différences finies. Chaque sous système, film fluide et coussinet poreux, a été résolu par la méthode itérative de Gauss– Seidel avec coefficient de sur– relaxation.

Chapitre IV

RESULTATS ET DISCUSSIONS

IV.1 INTRODUCTION

IV.2 VALIDATION DU CODE DE CALCUL

IV.3 PRESENTATION DES CHAMPS DE PRESSIONS ET DES VITESSES

IV.4 EFFET DE L'EXCENTRICITE

IV.5 EFFET DE LA PERMEABILITE

IV.6 EFFET DE L'INDICE DE PUISSANCE

IV.7 CONCLUSION

IV.1 INTRODUCTION

Nous avons présenté au chapitre précédent le modèle théorique ainsi que la démarche de résolution numérique. Dans ce chapitre, nous présentons et nous analysons les résultats obtenus.

Après une validation du code de calcul numérique, développé dans le cadre de cette étude, une comparaison entre les paliers poreux ouverts sur l'atmosphère et les paliers poreux étanches a été faite pour illustrer la différence entre les deux cas.

L'analyse des résultats consiste à évaluer les caractéristiques statiques d'un palier poreux autolubrifiant étanche de dimensions finies, en régime hydrodynamique, avec variation des différents paramètres : rhéologique (indice de puissance relatif au type de lubrifiant), géométrique (excentricité relative et rapport géométrique L/D), structure de la matrice poreuse (perméabilité adimensionnelle), ainsi que la distribution de la pression dans les deux domaines (fluide et coussinet poreux) et la vitesse d'infiltration.

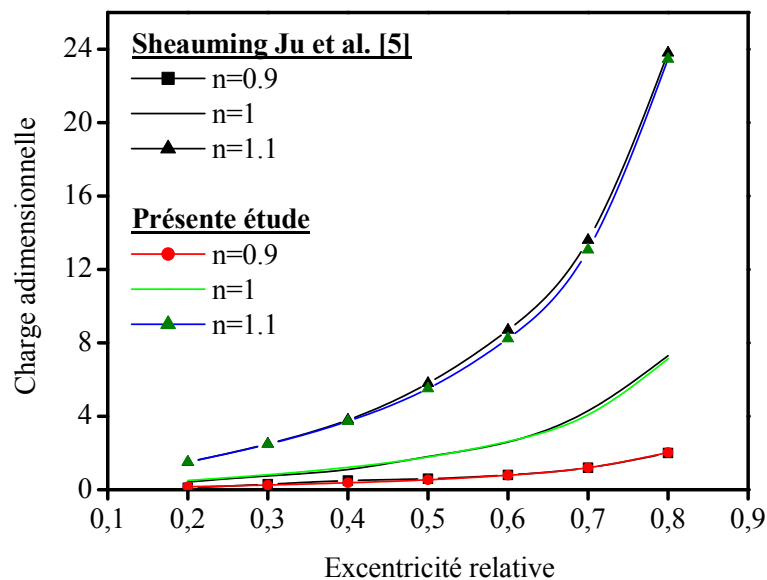
IV.2 VALIDATION DU CODE DE CALCUL

Sur la base des équations gouvernantes décrites au chapitre précédent, un code de calcul a été développé pour étudier les performances d'un palier poreux autolubrifiant de forme cylindrique en régime hydrodynamique de dimensions finies utilisant des lubrifiants non-Newtonien qui obéissent à la loi de puissance. Afin de démontrer la validité de la présente analyse ainsi que celle du code de calcul, des comparaisons avec des résultats issus de la littérature [5-6] ont été effectuées.

La figure IV.1 illustre la comparaison entre les résultats numériques issus de cette étude et ceux de Ju et al. [5] pour le cas d'un palier non poreux. Les caractéristiques géométriques sont illustrées dans le tableau IV.1. Ces résultats sont relatifs à la charge adimensionnelle en fonction de l'excentricité relative. La figure montre un bon accord entre les résultats des trois types de lubrifiants considérés (fluides pseudo-plastiques, Newtoniens et dilatants).

Tableau IV.1. Données du palier utilisé par Ju et al. [5].

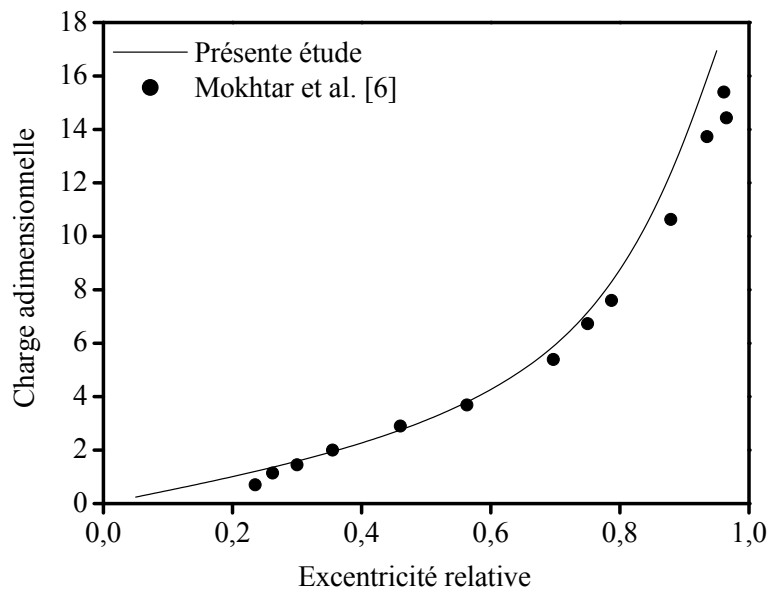
Désignation	Ju et al. [5]
Longueur du palier	100 mm
Diamètre du palier	100 mm
Diamètre extérieur du coussinet	200 mm
Jeu radial	0,1 mm
Position de la rainure d'alimentation	12°
Vitesse de rotation	2000 tr/mn
Excentricité relative	0,6
Pression d'alimentation	70.10 ³ Pa

**Figure IV.1.** Evolution de la charge en fonction de l'excentricité. Comparaison avec les résultats de Ju et al. [5].

La figure IV.2 montre la comparaison de la portance hydrodynamique adimensionnelle en fonction de l'excentricité relative entre nos résultats et les données expérimentales de Mokhtar et al. [6]. Les conditions opératoires utilisées par les auteurs sont illustrées dans le tableau IV.2. La figure montre, un bon accord entre nos résultats numériques et les données expérimentales de Mokhtar et al. [6]. La légère différence observée entre les différents résultats, pour les excentricités élevées, peut être due au fait que les effets thermiques sont négligés dans la modélisation mathématique.

Tableau IV.2. Données de palier utilisé par Mokhtar et al. [6].

Désignation	Mokhtar et al. [6]
Longueur du palier	33 mm
Diamètre du palier	19,035 mm
Diamètre extérieur du coussinet	25,08 mm
Position de la rainure d'alimentation	0°
Jeu radial	85,5 μm
Vitesse de rotation	720 tr/mn
Perméabilité	15.10^{-10} cm^2
Pression d'alimentation	$(P_{\text{atm}}) \text{ Pa}$

**Figure IV.2.** Evolution de la charge en fonction de l'excentricité. Comparaison avec les résultats expérimentaux de Mokhtar et al. [6].

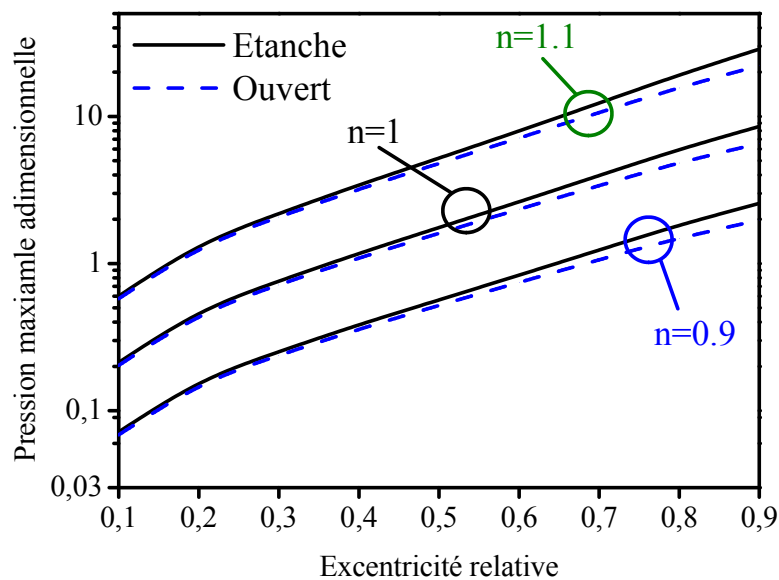
Dans cette partie d'exploitation de résultats, nous nous sommes intéressés à l'étude des paliers poreux et nous avons fait une comparaison entre les paliers débouchants et les paliers étanches pour justifier le choix des paliers fermés dans la suite de notre étude. Physiquement le mode d'un palier poreux autolubrifiant étanche est plus réaliste avec un coussinet servant de réservoir d'huile.

Les données techniques utilisées dans la simulation numérique, sauf indication contraire pour le cas d'un palier poreux autolubrifiant, sont données au tableau IV.3.

Tableau IV.3. Caractéristiques du palier utilisé dans la simulation numérique.

Diamètre de l'arbre	100 mm
Diamètre externe du coussinet	200 mm
Longueur du palier	100 mm & 300 mm
Jeu radial	100 μm
Vitesse de rotation	1000 tr/mn
Excentricité relative	0.7
Perméabilité adimensionnelle	$10^{-6} - 10^{-1}$
Indice de puissance	0,9. 1. 1,1

Les figures IV.3 et IV.4 illustrent respectivement l'évolution de la pression maximale en fonction de l'excentricité et de la perméabilité pour différentes valeurs d'indice de puissance et pour un rapport géométrique L/D égale à 1.

**Figure IV.3.** Evolution de la pression maximale en fonction de l'excentricité pour différentes valeurs d'indice de puissance et une perméabilité $k=10^{-2}$.

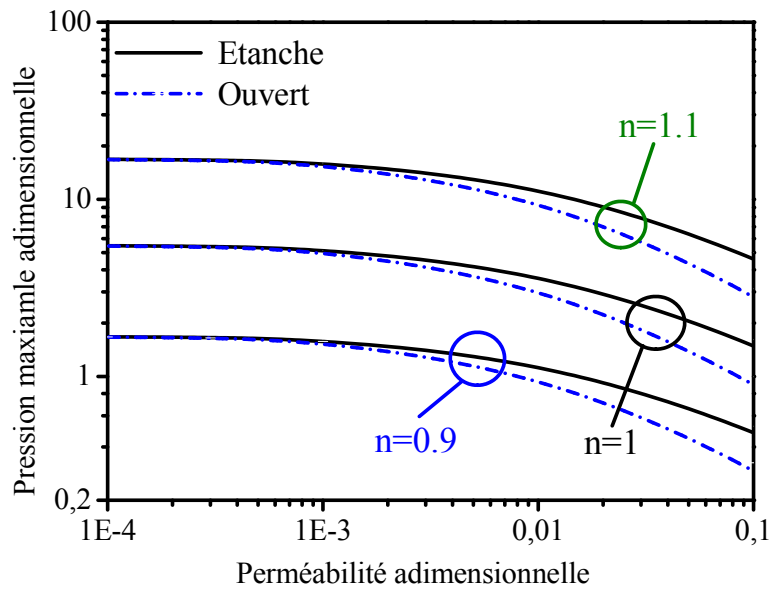


Figure IV.4. Evolution de la pression maximale en fonction de la perméabilité pour différentes valeur d'indice de puissance.

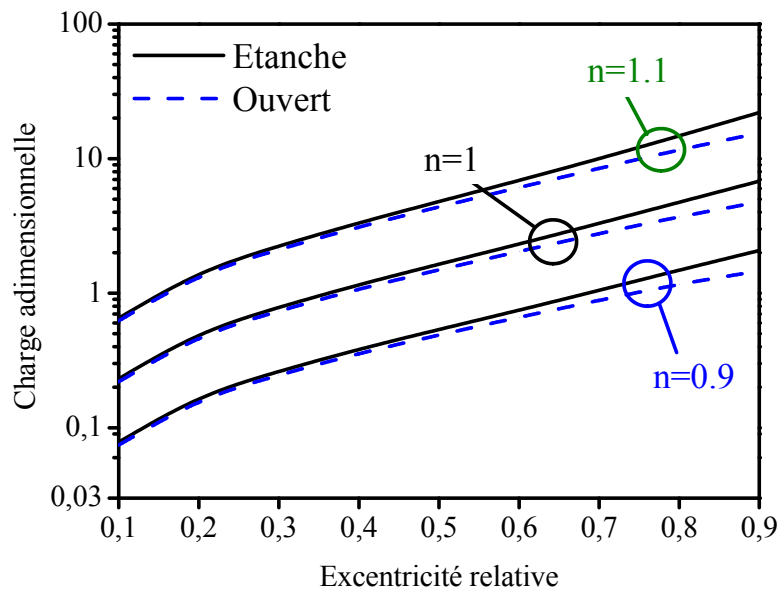


Figure IV.5. Evolution de la portance hydrodynamique en fonction de l'excentricité pour différentes valeurs d'indice de puissance et une perméabilité $k=10^{-2}$.

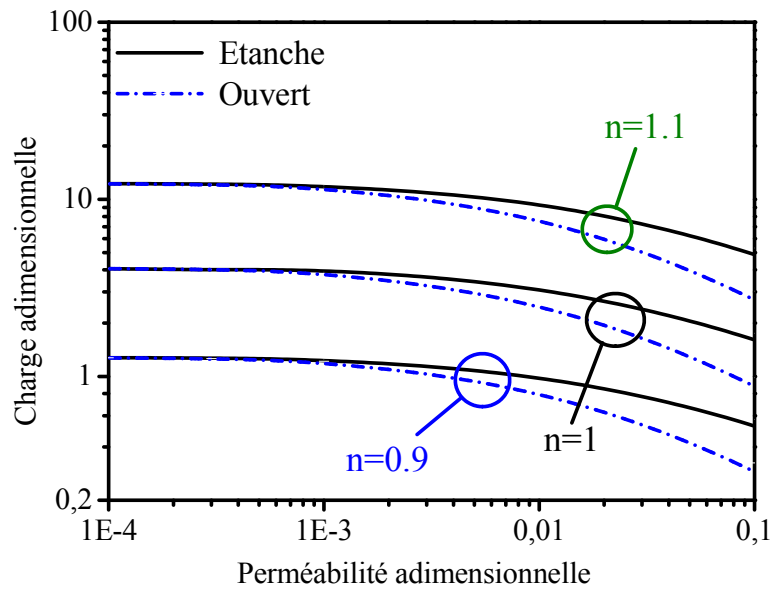


Figure IV.6. Evolution de la portance hydrodynamique en fonction de la perméabilité pour différentes valeurs d'indice de puissance.

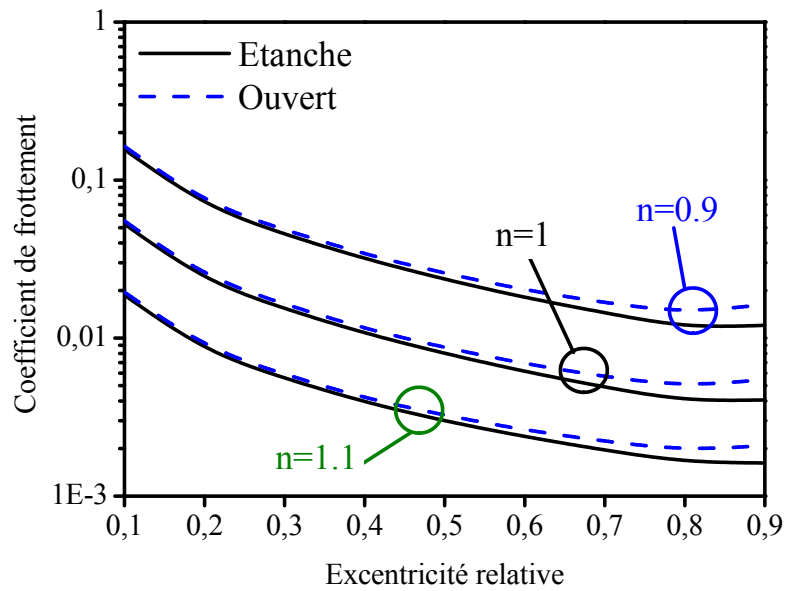


Figure IV.7. Evolution du coefficient de frottement en fonction de l'excentricité pour différentes valeurs d'indice de puissance et une perméabilité $k=10^{-2}$.

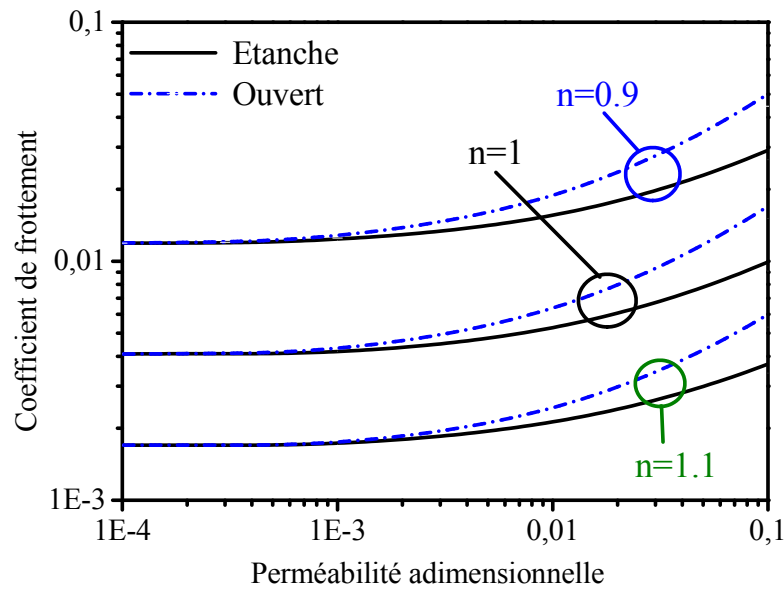


Figure IV.8. Evolution du coefficient de frottement en fonction de la perméabilité pour différentes valeurs d'indice de puissance.

Les figures IV.5 et IV.6 montrent respectivement l'évolution de la charge adimensionnelle en fonction de l'excentricité et de la perméabilité pour différentes valeurs d'indice de puissance et pour un rapport géométrique L/D égale à 1. L'ensemble des figures montre que le palier étanche présente des pressions maximales et des charges hydrodynamiques supérieures à un palier ouvert et cette différence est plus importante pour les grandes excentricités et les grandes perméabilités. De plus, l'influence des fluides dilatants sur la pression maximale et la portance est supérieure aux fluides, Newtoniens et pseudo-plastiques.

Le coefficient de frottement est défini comme étant le rapport entre la force de frottement et la charge hydrodynamique. Les figures IV.7 et IV.8 présentent respectivement l'évolution du coefficient de frottement en fonction de l'excentricité et de la perméabilité pour différentes valeurs d'indice de puissance et pour un rapport géométrique L/D égale à 1. Sur ces deux figures on remarque que le coefficient de frottement d'un palier fermé est toujours faible par rapport à un palier débouchant et cette différence est plus remarquable pour les grandes excentricités et forte perméabilité. On peut noter aussi que le fluide rhéo-épaississant a un coefficient plus faible que le fluide Newtonien et le fluide rhéo-fluidifiant.

Dans cette partie, on note que le palier étanche fournit de bien meilleures performances qu'un palier débouchant avec un faible coefficient du frottement et une meilleure portance hydrodynamique. Dans la suite de notre étude nous présenterons uniquement les résultats relatifs au palier poreux fermé.

IV.3 PRESENTATION DES CHAMPS DE PRESSIONS ET DES VITESSES

Les figures IV.9, IV.10 et IV.11 représentent la répartition spatiale du champ de pression dans le film fluide en fonction des coordonnées circonférentielle et axiale, d'un palier poreux autolubrifiant étanche avec ($\varepsilon = 0.7$, $K = 10^{-2}$, $L/D = 1$) respectivement pour un indice de puissance égales à 0.9, 1 et 1.1.

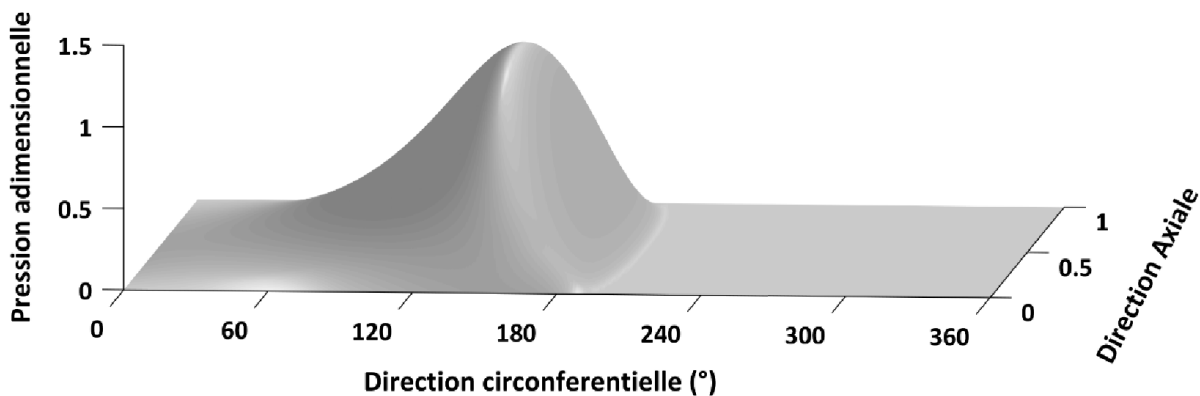


Figure IV.9. Répartition du champ de pression dans le film fluide.
Cas d'un palier étanche ($\varepsilon = 0.7$, $k = 10^{-2}$, $L/D = 1$, $n = 0.9$).

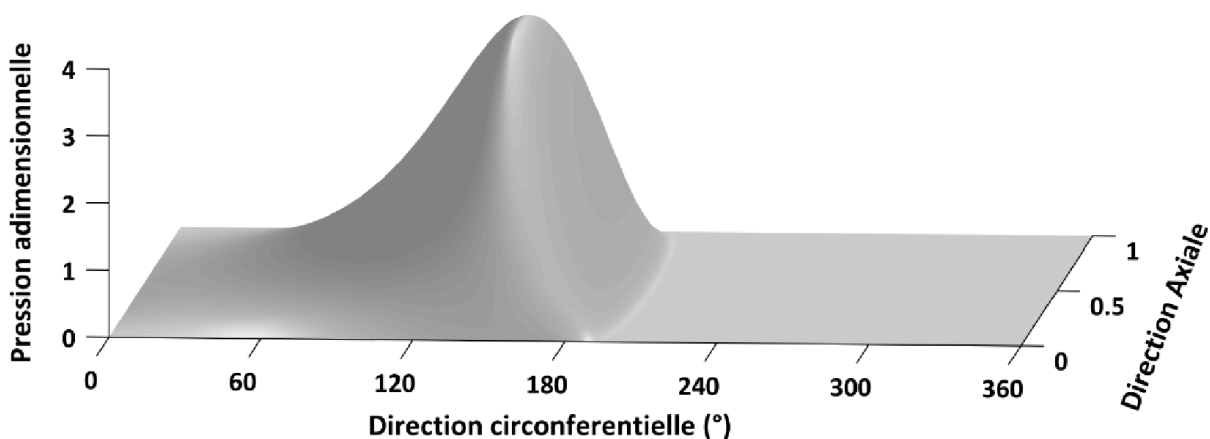


Figure IV.10. Répartition du champ de pression dans le film fluide.
Cas d'un palier étanche ($\varepsilon = 0.7$, $k = 10^{-2}$, $L/D = 1$, $n = 1$).

Les figures montrent l'existence d'une concentration de pression au milieu du palier pour une position angulaire de 160° et c'est la zone la plus sollicitée. Il est à noter que l'augmentation de l'indice de loi de puissance, n , génère une pression hydrodynamique considérable. Cette augmentation est environ 200% entre un fluide dilatant et un fluide Newtonien.

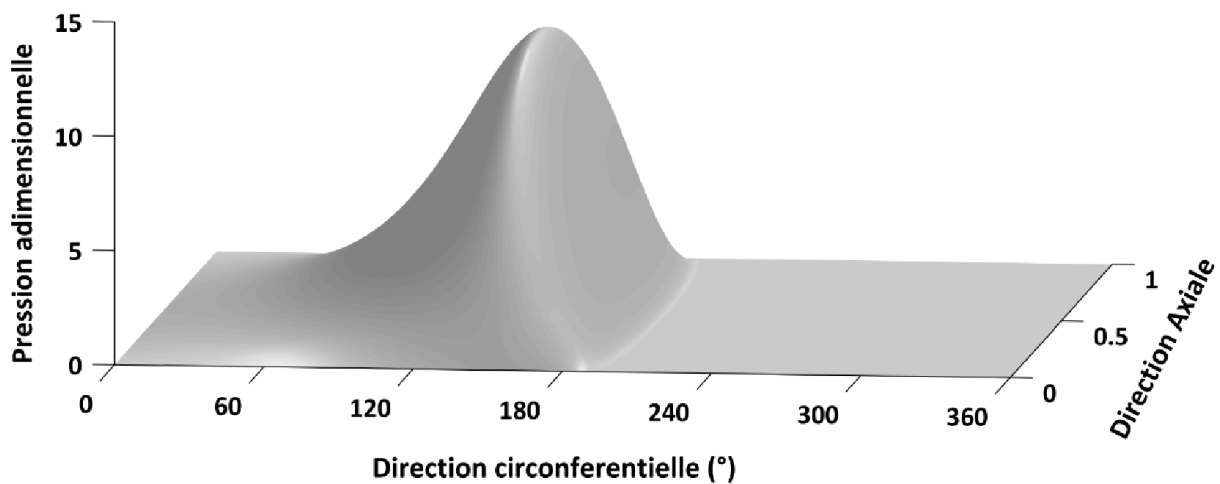


Figure IV.11. Répartition du champ de pression dans le film fluide.
Cas d'un palier étanche ($\varepsilon = 0.7$, $k = 10^{-2}$, $L/D = 1$, $n = 1.1$).

Les figures IV.12, IV.13 et IV.14, IV.15 représentent respectivement la distribution de pression sans dimension du film fluide dans le plan médian du palier suivant la coordonnée circonférentielle et la direction axiale. Les résultats sont liés à différentes valeurs de la perméabilité et d'indice de puissance pour deux valeurs du rapport géométrique L/D .

Les figures montrent l'existence d'une concentration de pression, au milieu du palier à une position angulaire de 160° . Il est à noter que l'augmentation de l'indice de loi de puissance, n , génère une pression hydrodynamique considérable.

La comparaison entre les figures IV.12, IV.13, IV.14 et IV.15, met en évidence le caractère proportionnel entre le pic de pression et le rapport géométrique L/D .

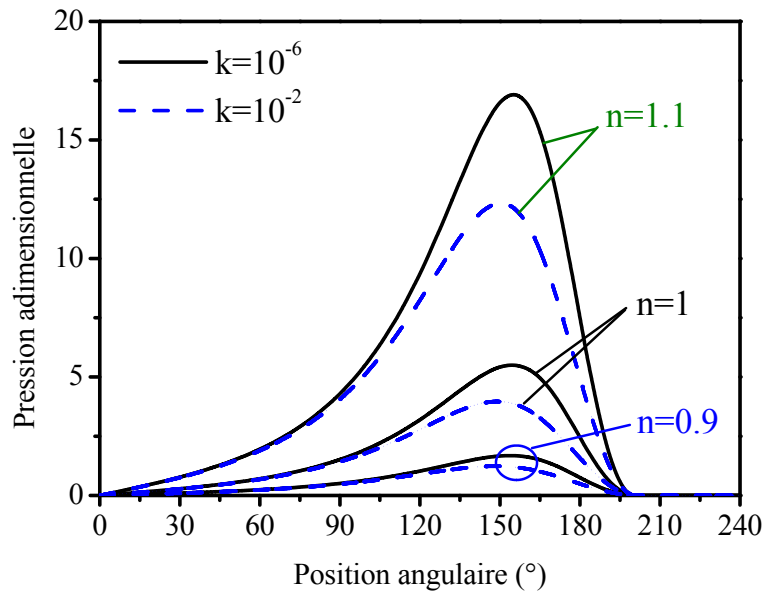


Figure IV.12. Evolution de la pression circonférentielle en fonction de l'indice de puissance et de la perméabilité pour : $L/D = 1$.

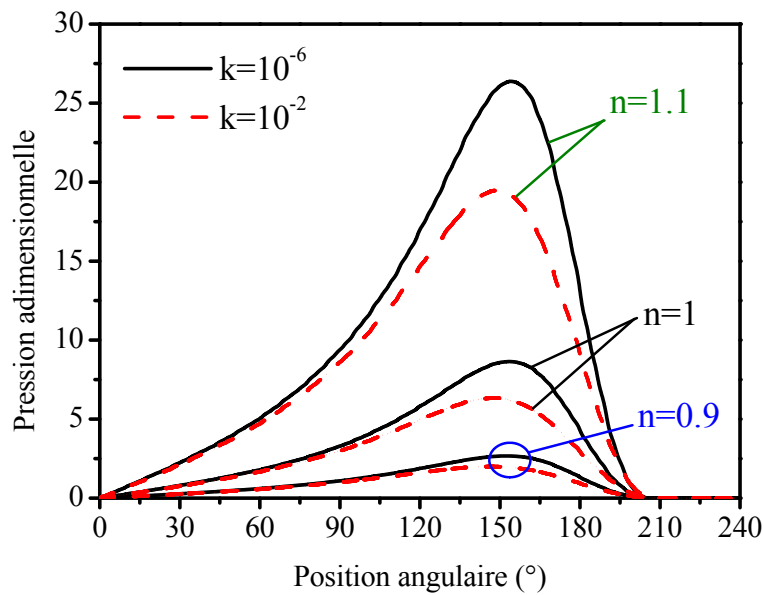


Figure IV.13. Evolution de la pression circonférentielle en fonction de l'indice de puissance et de la perméabilité pour : $L/D = 3$.

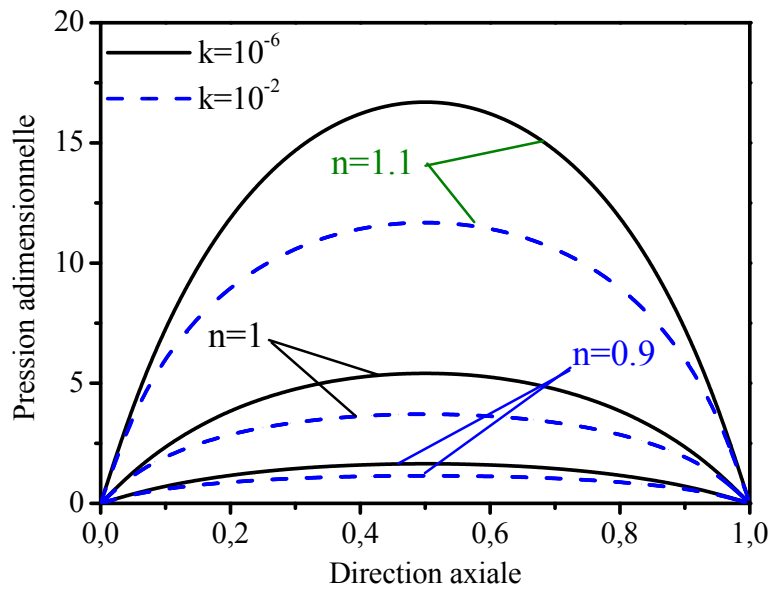


Figure IV.14. Evolution de la pression axiale en fonction de l'indice de puissance et de la perméabilité pour : $L/D = 1$.

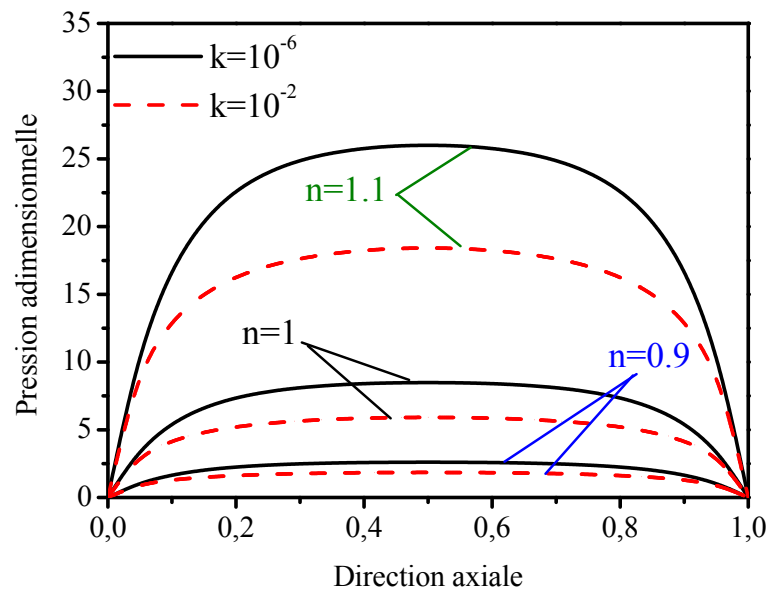


Figure IV.15. Evolution de la pression axiale en fonction de l'indice de puissance et de la perméabilité pour : $L/D = 3$.

Les figures IV.16, IV.17 et IV.18 représentent les cartes isobares et les lignes de courant dans le coussinet poreux au plan médian du palier pour des valeurs d'indice de puissance respectivement égales à 0,9, 1 et 1,1 et pour une perméabilité sans dimension, $k = 10^{-2}$.

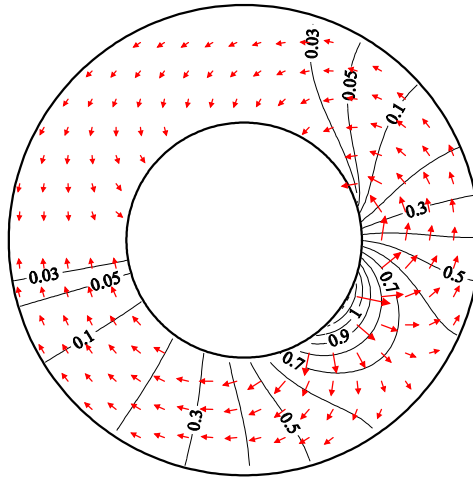


Figure IV.16. Carte isobare et ligne de courant du coussinet poreux dans le plan médian pour ($\varepsilon = 0.7$, $L/D = 1$, $n = 0.9$, $k = 10^{-2}$).

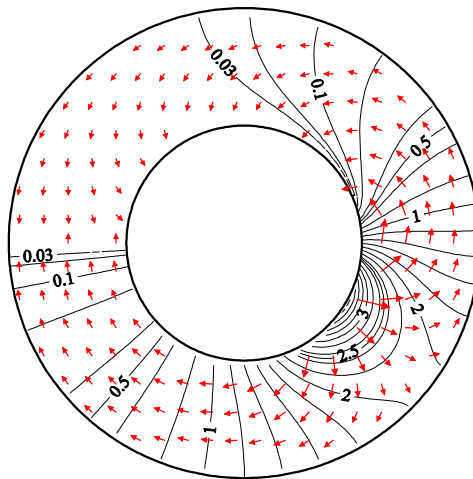


Figure IV.17. Carte isobare et ligne de courant du coussinet poreux dans le plan médian pour ($\varepsilon = 0.7$, $L/D = 1$, $n = 1$, $k = 10^{-2}$).

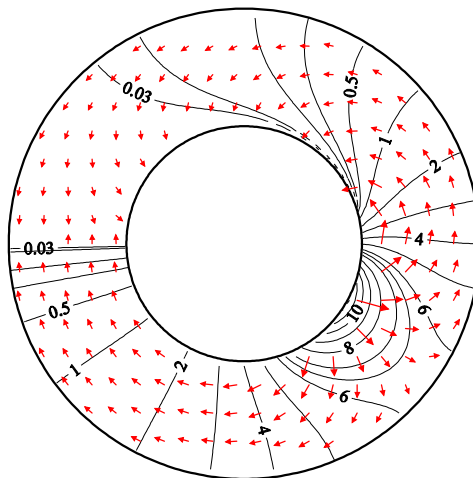


Figure IV.18. Carte isobare et ligne de courant du coussinet poreux dans le plan médian pour ($\varepsilon = 0.7$, $L/D = 1$, $n = 1.1$, $k = 10^{-2}$).

Les figures IV.19, IV.20 et IV.21 représentent les cartes isobares et les lignes de courant dans le coussinet poreux au plan médian du palier pour des valeurs d'indice de puissance respectivement égales à 0.9, 1 et 1.1 et pour une perméabilité sans dimension, $k = 10^{-3}$.

Ces figures montrent une fuite d'huile importante vers le coussinet poreux et une concentration de pression dans la région où l'épaisseur du film lubrifiant est faible (coin d'huile). Cette quantité d'huile s'écoule dans la matrice poreuse suivant la direction circonférentielle. De plus, on remarque un retour du fluide du coussinet poreux vers le film fluide. On peut noter également que l'augmentation de l'indice de puissance génère une pression élevée dans la matrice poreuse. Une diminution de la pression avec l'augmentation de la perméabilité est également à noter.

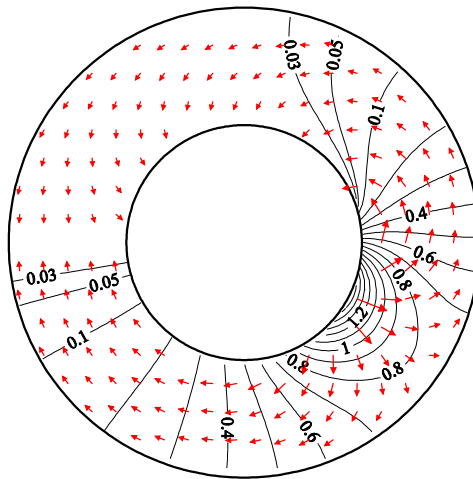


Figure IV.19. Carte isobare et ligne de courant du coussinet poreux dans le plan médian pour ($\varepsilon = 0.7$, $L/D = 1$, $n = 0.9$, $k = 10^{-3}$).

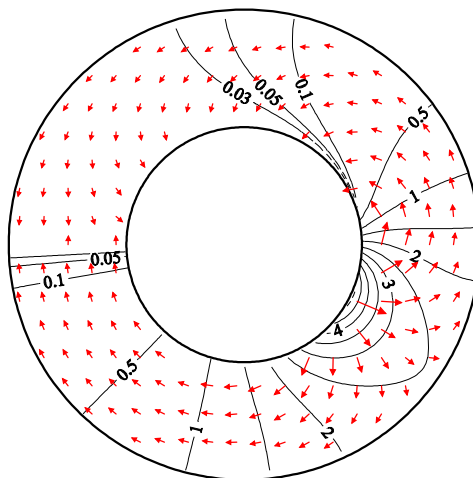


Figure IV.20. Carte isobare et ligne de courant du coussinet poreux dans le plan médian pour ($\varepsilon = 0.7$, $L/D = 1$, $n = 1$, $k = 10^{-3}$).

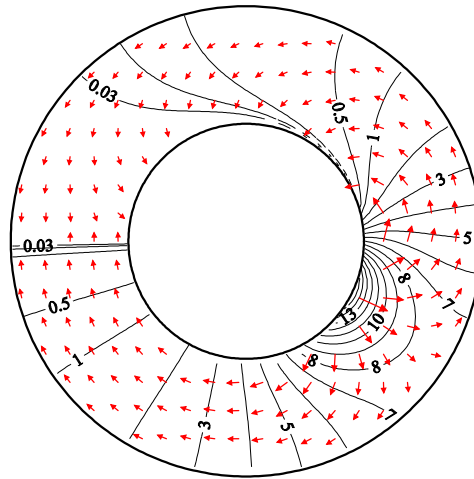


Figure IV.21. Carte isobare et ligne de courant du coussinet poreux dans le plan médian pour ($\varepsilon = 0.7$, $L/D = 1$, $n = 1.1$, $k = 10^{-3}$).

La figure IV.22 montre le champ de vitesses dans le film fluide pour le cas d'un palier poreux autolubrifiant étanche pour le cas ($\varepsilon = 0.7$, $L/D = 1$, $n = 1.1$, $k = 10^{-2}$). Sur cette figure on remarque que la vitesse du fluide au niveau de la partie inférieure est dominée par l'écoulement de type Poiseuille suivant la direction Z à cause du débit de fuite latéral, par contre la partie supérieure est dominé par l'écoulement de couette.

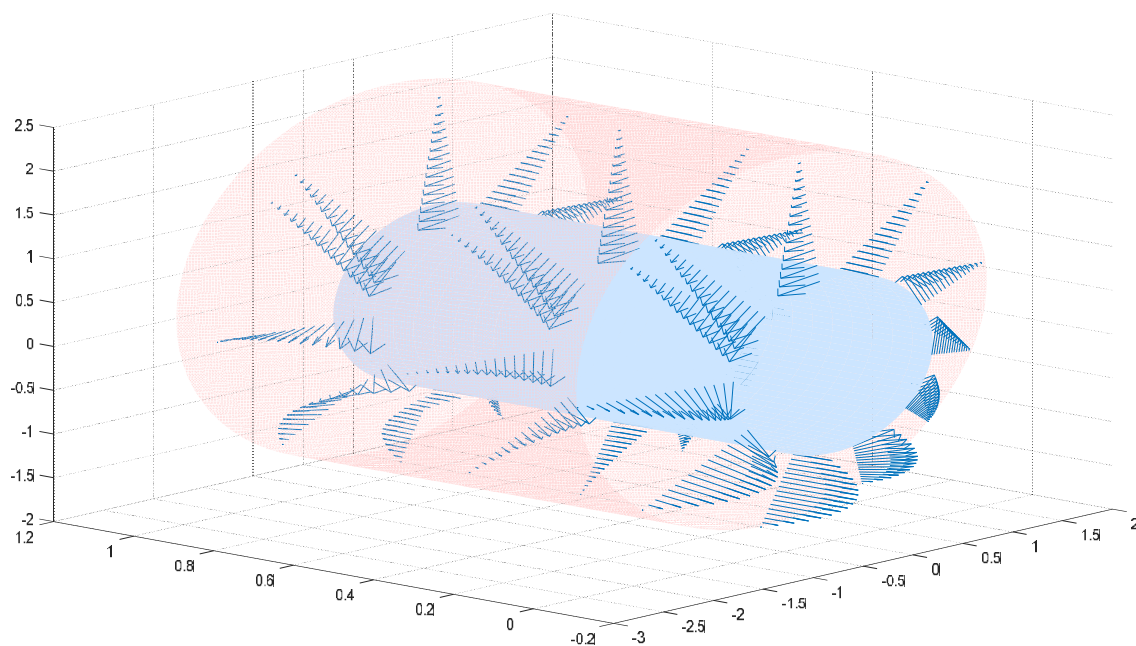


Figure IV.22. Champ de vitesses dans le film fluide.

Les figures IV.23 et IV.24 montrent la variation circonférentielle de la vitesse d'infiltration à l'interface film-coussinet dans le plan médian en fonction de l'indice de puissance pour deux valeurs du rapport géométrique 1 et 3, et pour une perméabilité sans dimension respectivement égales à 10^{-2} et 10^{-3} .

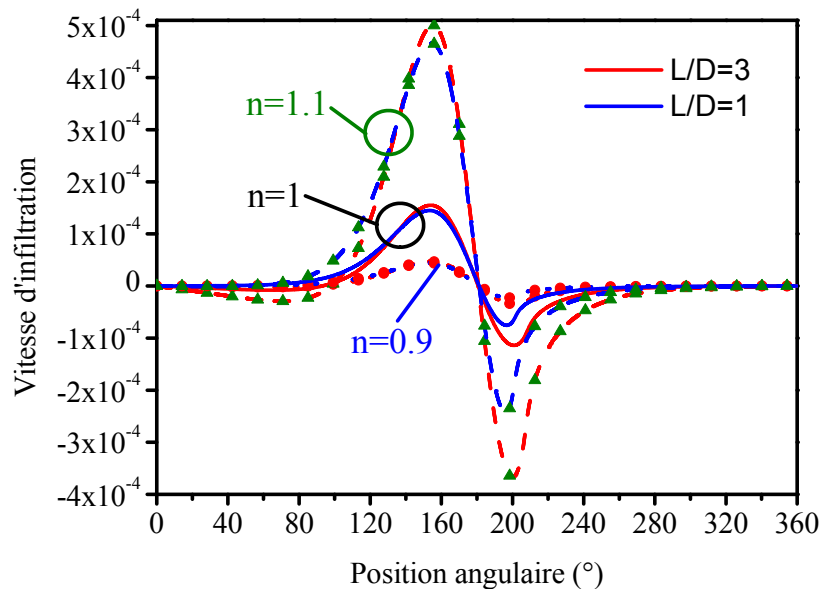


Figure IV.23. Variation de la vitesse de filtration en fonction de l'indice de puissance et du rapport géométrique L/D pour : $k=10^{-2}$.

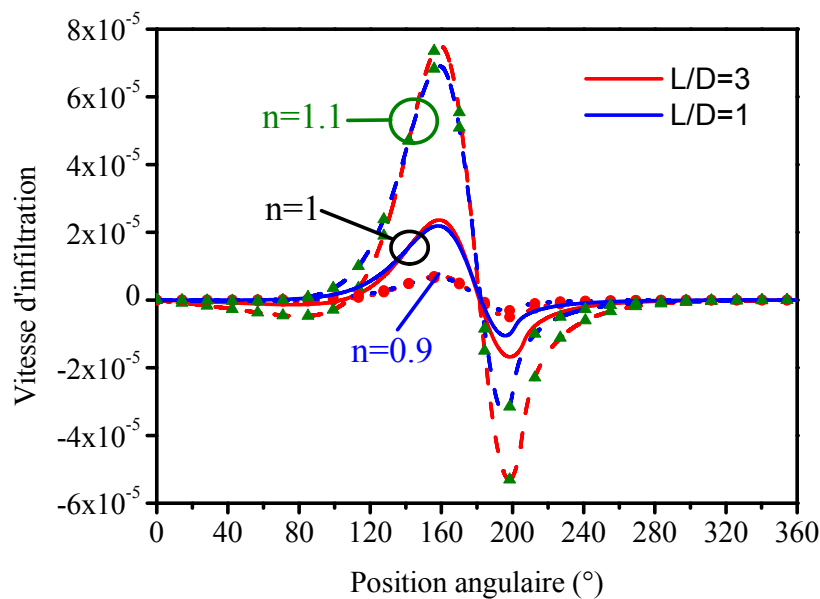


Figure IV.24. Variation de la vitesse de filtration en fonction de l'indice de puissance et du rapport géométrique L/D pour : $k=10^{-3}$.

On remarque que l'augmentation du rapport géométrique L/D engendre une augmentation de la vitesse d'infiltration et cette augmentation est très importante pour les fluides dilatants. L'analyse des deux figures permet de noter que la vitesse d'infiltration croît avec la perméabilité. Ce qui traduit que la fuite d'huile vers le coussinet poreux est plus significative dans le cas des fortes perméabilités.

On remarque également un pic de vitesse dans la zone positive au voisinage de 160° dans la zone du coin d'huile et un autre pic moins important dans la zone négative au voisinage de 200° ce qui explique l'écoulement inverse (recyclage) venant du coussinet poreux vers le film fluide.

IV.4 EFFET DE L'EXCENTRICITE

Les figures IV.25 et IV.26 illustrent l'évolution de la pression maximale sans dimension en fonction de l'excentricité relative pour un indice de puissance égal à 0.9, 1 et 1.1. Les résultats concernent deux valeurs du rapport géométrique L/D et de la perméabilité adimensionnelle. La comparaison entre ces figures montre que la valeur du pic de pression est proportionnelle au rapport géométrique L/D . Toutes ces figures démontrent que l'augmentation de l'indice de puissance, n , génère une augmentation significative de la pression. De plus, on peut noter que la pression augmente avec l'augmentation de l'excentricité relative.

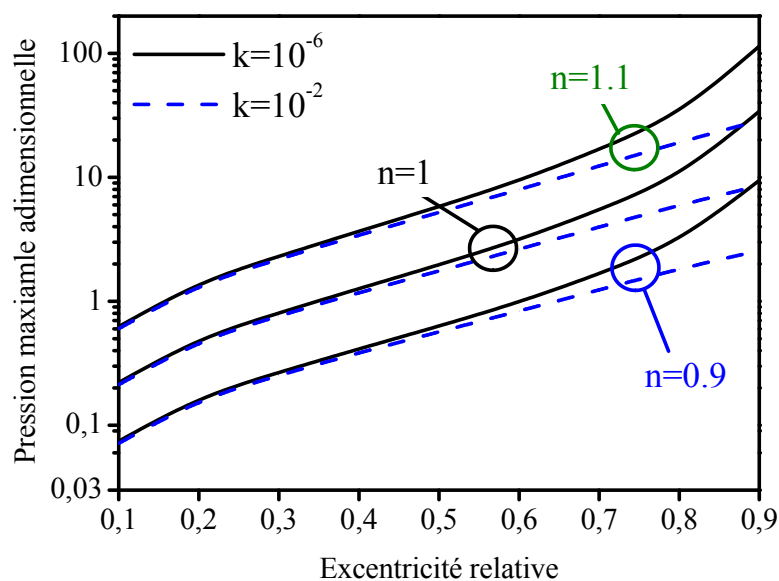


Figure IV.25. Variation de la pression maximale en fonction de l'excentricité pour différentes valeurs de la perméabilité et de l'indice de puissance et pour $L/D=1$.

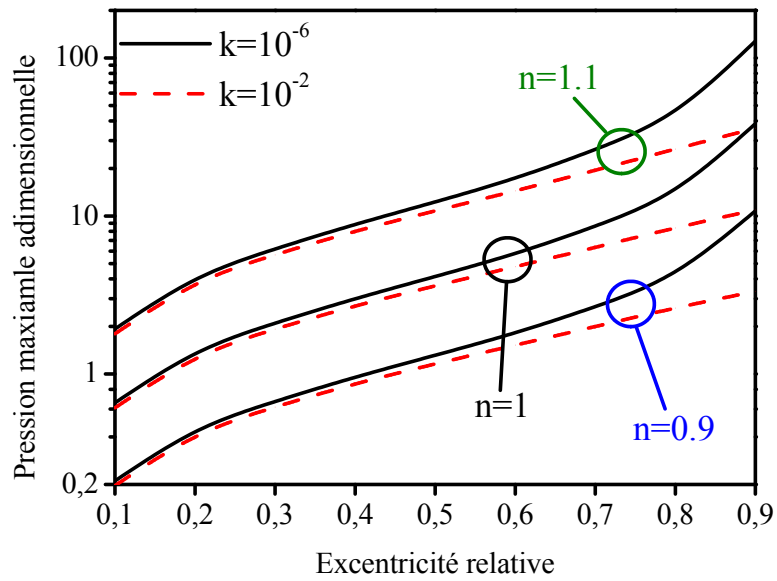


Figure IV.26. Variation de la pression maximale en fonction de l'excentricité pour différentes valeurs de la perméabilité et de l'indice de puissance et pour $L/D=3$.

Les figures IV.27 et IV.28 montrent la variation de la portance hydrodynamique en fonction de l'excentricité relative pour différentes valeurs d'indice de puissance et de rapport géométrique L/D et, pour deux valeurs de la perméabilité sans dimension.

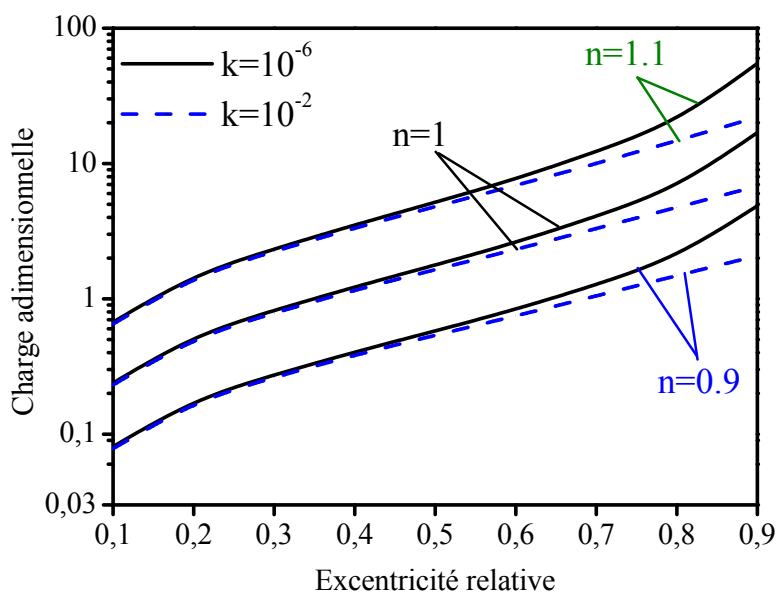


Figure IV.27. Variation de la charge hydrodynamique en fonction de l'excentricité pour différentes valeurs de la perméabilité et de l'indice de puissance et pour $L/D=1$.

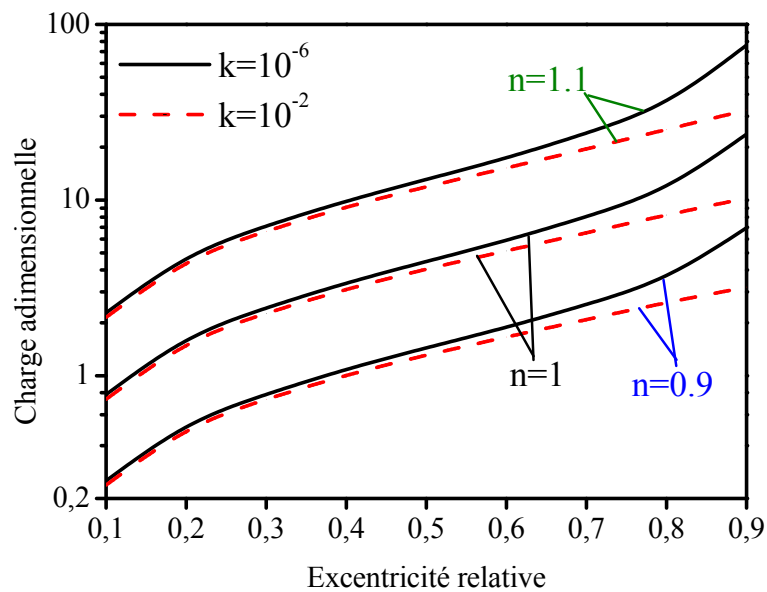


Figure IV.28. Variation de la charge hydrodynamique en fonction de l'excentricité pour différentes valeurs de la perméabilité et de l'indice de puissance et pour $L/D=3$.

Ces figures montrent une augmentation considérable de la charge hydrodynamique avec les fluides dilatants ($n > 1$). Cette augmentation devient significative avec l'augmentation de l'excentricité relative et du rapport géométrique L/D . On peut également noter que l'utilisation des fluides dilatants peut récupérer la dégradation causée par la présence de la matrice poreuse (la portance d'un palier poreux avec $k=10^{-2}$ et $n=1.1$ est toujours supérieure à celle d'un palier avec $k=10^{-6}$ et $n=1$).

Les figures IV.29 et IV.30 illustrent la variation de l'angle de calage représentant la position d'équilibre du palier en fonction de l'excentricité relative pour différentes valeurs d'indice de puissance et pour deux valeurs du rapport géométrique L/D et deux cas de perméabilités. On note sur ces figures que l'angle de calage est inversement proportionnel à l'indice de puissance, n , et à l'excentricité relative. L'indice de la loi de puissance, n , n'a pas une grande influence sur l'angle de calage pour les petites excentricités.

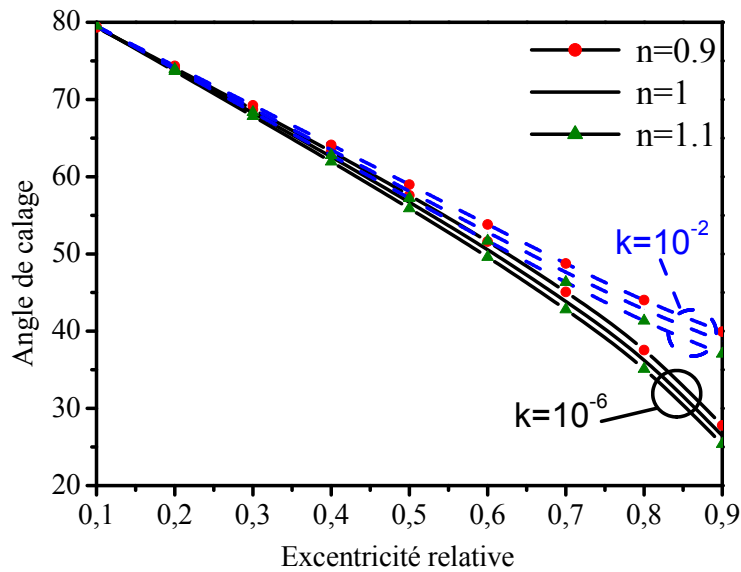


Figure IV.29. Variation de l'angle de calage en fonction de l'excentricité pour différentes valeurs de la perméabilité et de l'indice de puissance et pour : $L/D=1$.

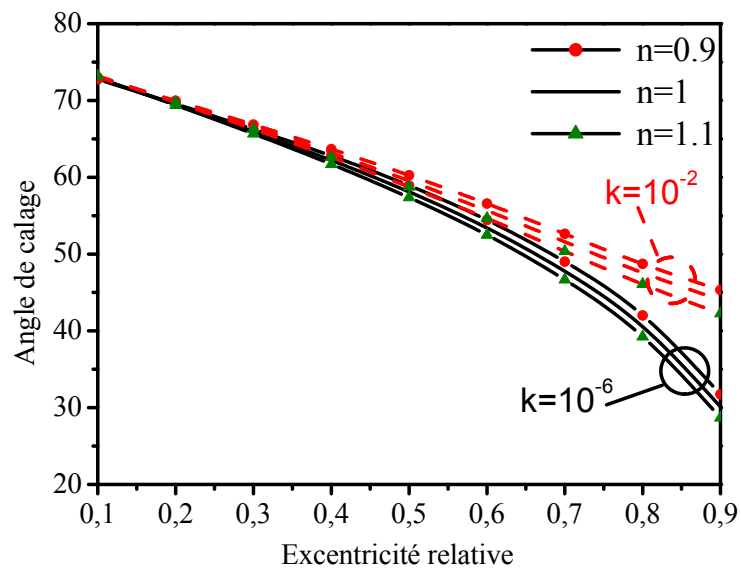


Figure IV.30. Variation de l'angle de calage en fonction de l'excentricité pour différentes valeurs de la perméabilité et de l'indice de puissance et pour : $L/D=3$.

La figure IV.31 donne la variation du débit de fuite en fonction de l'excentricité relative pour différentes valeurs de l'indice de puissance et pour deux valeurs du rapport géométrique L/D et de la perméabilité. On note sur cette figure que le débit est proportionnel à l'excentricité relative et inversement proportionnelle au rapport géométrique L/D , par contre l'indice de puissance, n , et la perméabilité adimensionnelle non pas une grande influence sur

le débit. On rappelle que le débit de fuite est calculé dans la région du film fluide évacué par les extrémités latérales du palier, et n'inclue pas le débit d'huile vers la matrice poreuse.

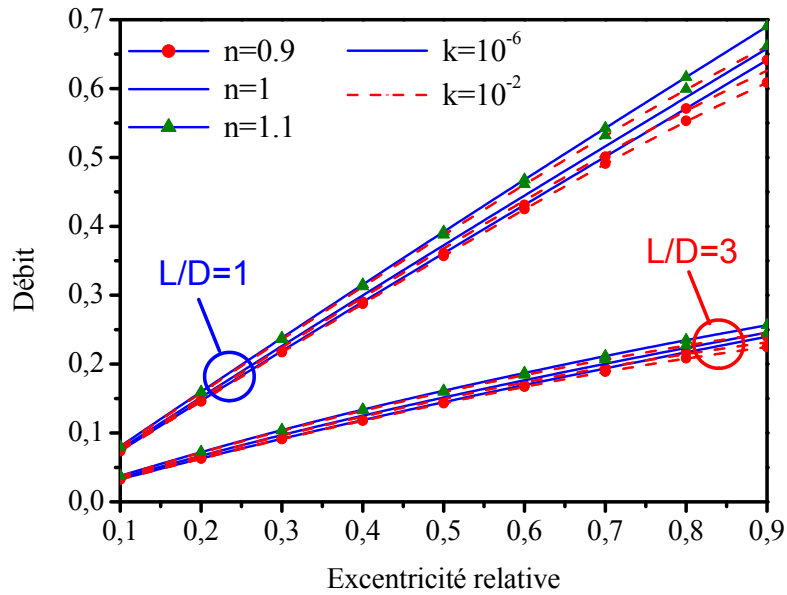


Figure IV.31. Variation du débit de fuite en fonction de l'excentricité pour différentes valeurs de la perméabilité et de l'indice de puissance et du rapport géométrique L/D.

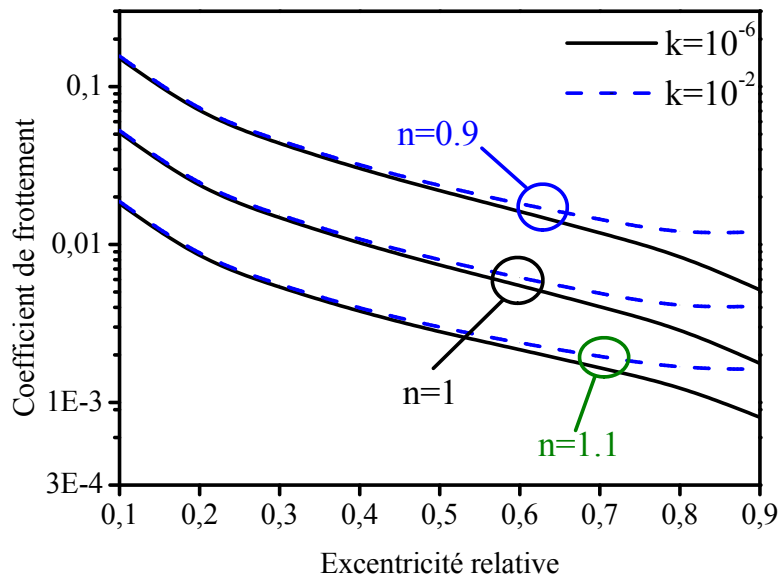


Figure IV.32. Variation du coefficient de frottement en fonction de l'excentricité pour différentes valeurs de la perméabilité et de l'indice de puissance et pour $L/D=1$.

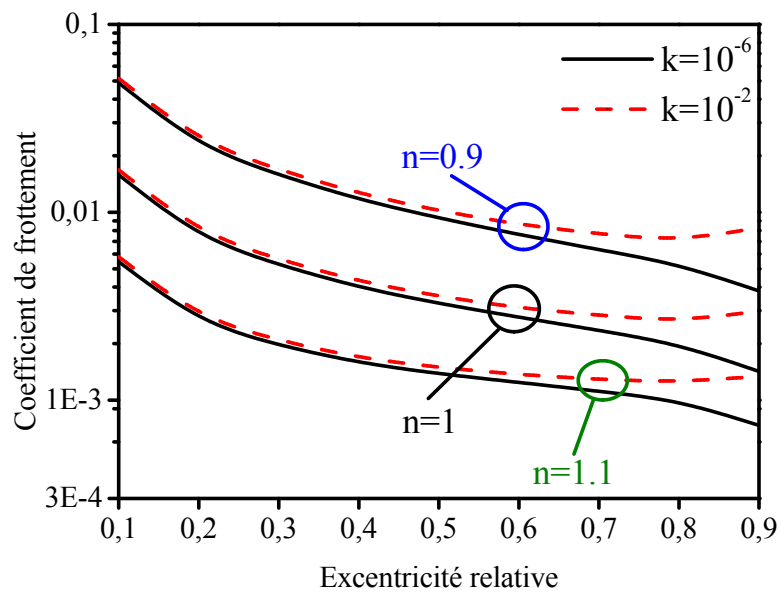


Figure IV.33. Variation du coefficient de frottement en fonction de l'excentricité pour différentes valeurs de la perméabilité et de l'indice de puissance et pour $L/D=3$.

L'évolution du coefficient de frottement en fonction de l'excentricité relative est présentée aux figures IV.32 et IV.33 pour deux valeurs de L/D égales à 1 et 3 et pour un indice de puissance de 0.9, 1 et 1.1, dans deux cas perméabilités. On peut noter que le coefficient de frottement diminue avec l'augmentation de l'indice de puissance, n , et de l'excentricité. Cette diminution devient plus sensible pour les grandes excentricités dans le cas de palier à faible perméabilité.

On peut également souligner que le paramètre de frottement est proportionnel à la perméabilité. La comparaison entre les figures IV.32 et IV.33 montre que les valeurs du coefficient de frottement pour $L/D=3$ sont inférieures à celles pour $L/D=1$.

IV.5 EFFET DE LA PERMEABILITE

La figure IV.34 donne l'évolution de la pression maximale en fonction de la perméabilité adimensionnelle pour un indice de puissance égal à 0.9, 1 et 1,1 et, pour deux valeurs du rapport géométrique. La figure montre que la perméabilité génère une diminution de la pression à partir d'une valeur critique de la perméabilité sans dimension [106] au voisinage de 10^{-3} . On peut également noter une augmentation considérable de la pression

maximale avec les fluides rhéo-épaississants ($n > 1$), et que cette augmentation est significative pour le cas $L/D = 3$.

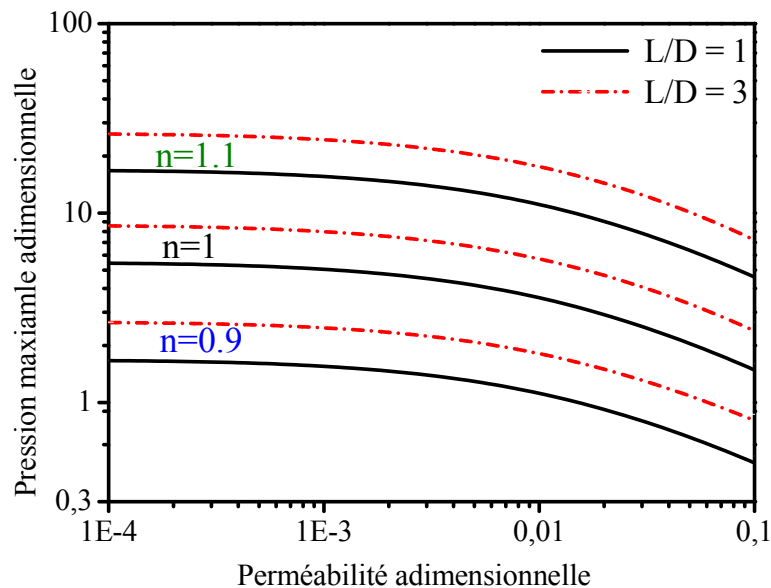


Figure IV. 34. Variation de la pression maximale en fonction de la perméabilité et de l'indice de puissance pour deux valeurs du rapport géométrique L/D .

La figure IV.35 montre la variation de la portance hydrodynamique en fonction de la perméabilité pour un indice de puissance égal à 0.9, 1 et 1.1 et, pour deux valeurs du rapport géométrique. On observe une augmentation significative de la capacité de charge avec les fluides dilatants, cette augmentation est plus considérable avec l'augmentation du rapport géométrique L/D . On peut également noter que la capacité de charge diminue avec l'augmentation de la perméabilité à partir d'une valeur critique de la perméabilité sans dimension au voisinage de 10^{-3} .

La figure IV.36 présente l'évolution de l'angle de calage en fonction de la perméabilité pour différentes valeurs de l'indice de puissance et deux rapports géométriques L/D égaux à 1 et 3.

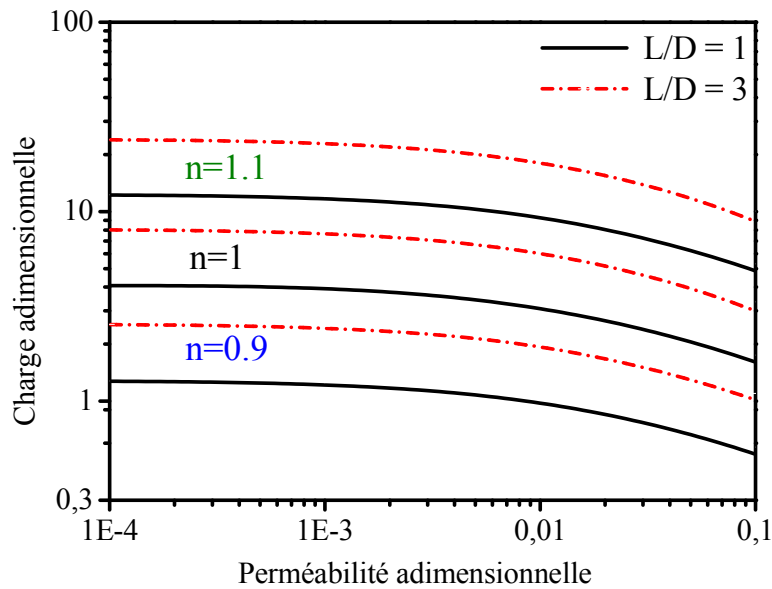


Figure IV. 35. Variation de la portance hydrodynamique en fonction de la perméabilité et de l'indice de puissance pour deux valeurs du rapport géométrique L/D.

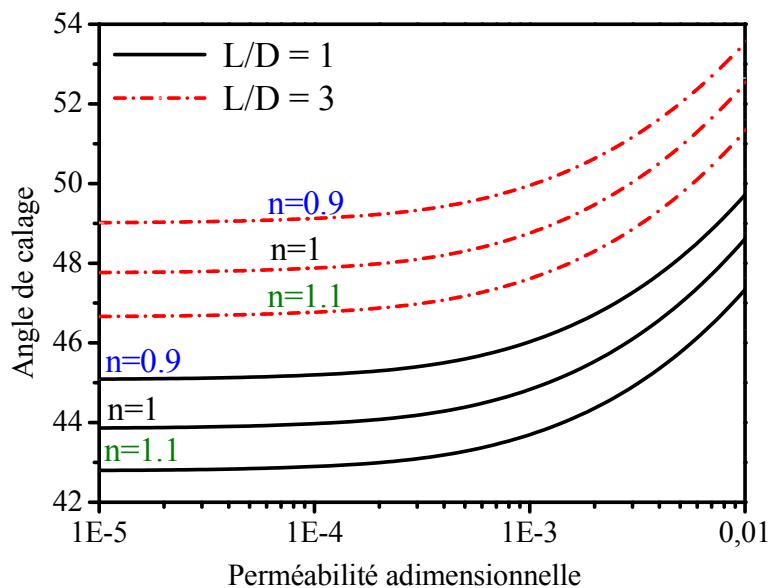


Figure IV. 36. Variation de l'angle de calage en fonction de la perméabilité et de l'indice de puissance pour deux valeurs du rapport géométrique L/D.

On remarque que l'augmentation du rapport géométrique L/D génère une augmentation de l'angle de calage. Notons de plus que l'angle de calage est inversement proportionnel à l'indice de puissance, n , et l'angle de calage augmente avec l'augmentation de la perméabilité à partir d'une valeur critique d'environ égale à 10^{-4} .

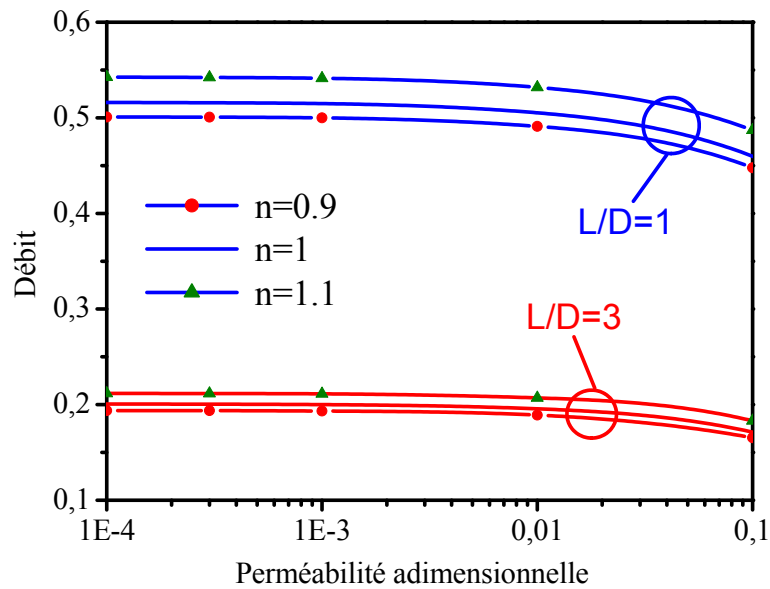


Figure IV. 37. Variation du débit en fonction de la perméabilité et de l'indice de puissance pour deux valeurs du rapport géométrique L/D .

La variation du débit en fonction de la perméabilité pour différentes valeurs d'indice de puissance et deux valeurs du rapport géométrique L/D est représentée sur la figure IV.37. La figure montre que le débit d'un fluide dilatant est supérieur au débit d'un fluide Newtonien et pseudo-plastique. On remarque également que le débit est inversement proportionnel au rapport géométrique L/D . La perméabilité n'a pas une grande influence sur le débit sauf pour les grandes valeurs de ce dernier.

La figure IV.38 illustre l'évolution du coefficient de frottement en fonction de la perméabilité pour différentes valeurs d'indice de puissance et deux rapports géométriques L/D égaux à 1 et 3. On remarque que l'augmentation du rapport géométrique L/D génère une diminution du coefficient de frottement. On peut noter également que le coefficient de frottement est inversement proportionnel à l'indice de puissance, n . De plus, le coefficient de frottement augmente avec l'augmentation de la perméabilité à partir d'une valeur critique d'environ 10^{-2} .

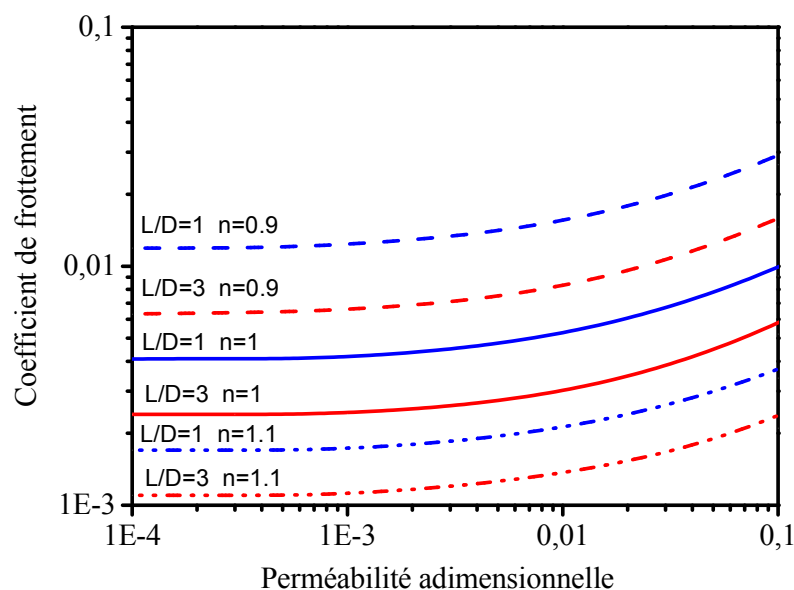


Figure IV. 38. Variation du coefficient de frottement en fonction de la perméabilité et de l'indice de puissance pour deux valeurs du rapport géométrique L/D .

IV.6 EFFET DE L'INDICE DE PUISSANCE

La figure IV.39 montre l'évolution de la pression maximale adimensionnelle en fonction de l'indice de puissance, n , pour deux valeurs de la perméabilité et deux rapports d'excentricités avec L/D égal à 1. On remarque que l'augmentation de l'indice de puissance, n , engendre une pression maximale importante dans tous les cas. On constate aussi une augmentation considérable de la pression pour les paliers à faible perméabilité pour les cas de grande excentricité relative.

La figure IV.40 illustre l'évolution de la charge hydrodynamique en fonction de l'indice de puissance, n , pour deux rapports d'excentricité et deux valeurs de la perméabilité avec L/D égal à 1. La figure confirme que l'augmentation de l'indice de puissance, n , génère une charge élevée dans tous les cas. Notons qu'une augmentation considérable de la capacité de charge est observée pour une faible perméabilité et pour les cas d'excentricité relative élevée.

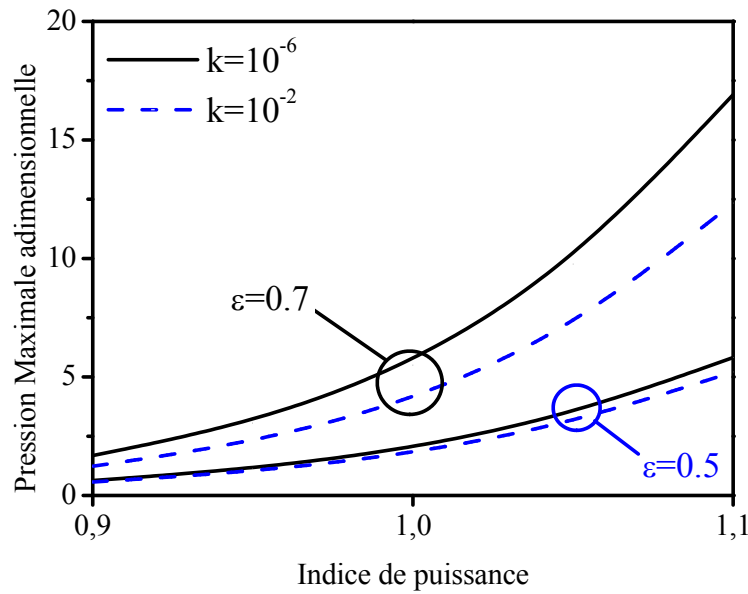


Figure IV.39. Variation de la pression maximale en fonction de l'indice de puissance, n , pour deux valeurs de la perméabilité et de l'excentricité relative et pour $L/D=1$.

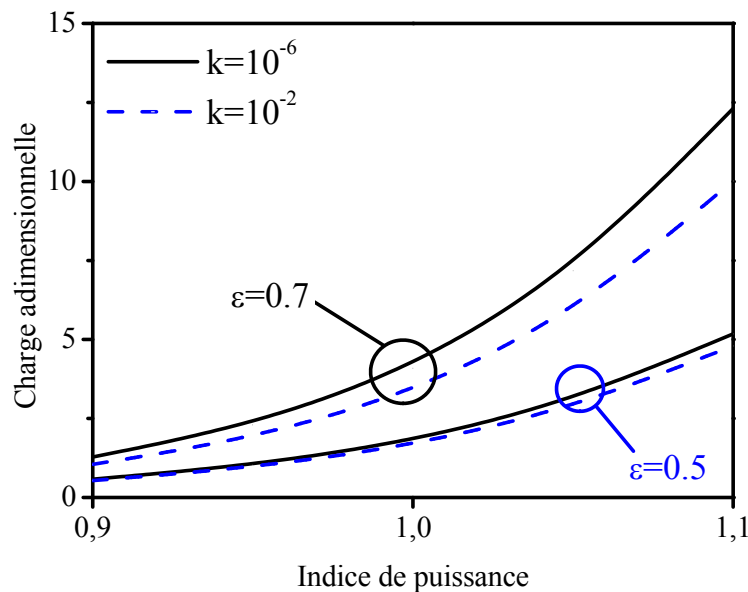


Figure IV.40. Variation de la charge hydrodynamique en fonction de l'indice de puissance, n , pour deux valeurs de la perméabilité et de l'excentricité relative et pour $L/D=1$.

La variation de l'angle de calage en fonction de l'indice de puissance, pour deux valeurs de la perméabilité et de l'excentricité relative avec pour $L/D=1$ est représentée sur la figure IV.41. On peut noter que l'excentricité relative et l'indice de puissance, n , sont inversement proportionnels à l'angle de calage, et que l'indice de puissance n n'influe pas

beaucoup sur la position d'équilibre du palier (la diminution ne dépasse pas 3°). On remarque également que l'angle de calage augmente avec l'augmentation de la perméabilité de la matrice poreuse. La figure IV.42 illustre l'évolution du débit de fuite sur les bords latéraux du coussinet en fonction de l'indice de puissance, n , pour deux valeurs de la perméabilité et deux rapports d'excentricité avec L/D égal à 1.

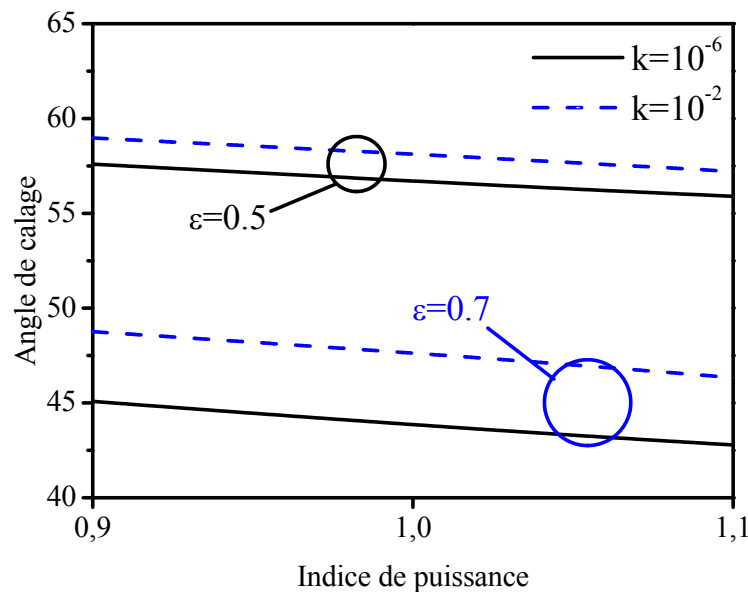


Figure IV.41. Variation de l'angle de calage en fonction de l'indice de puissance, n , pour deux valeurs de la perméabilité et de l'excentricité relative et pour : $L/D=1$.

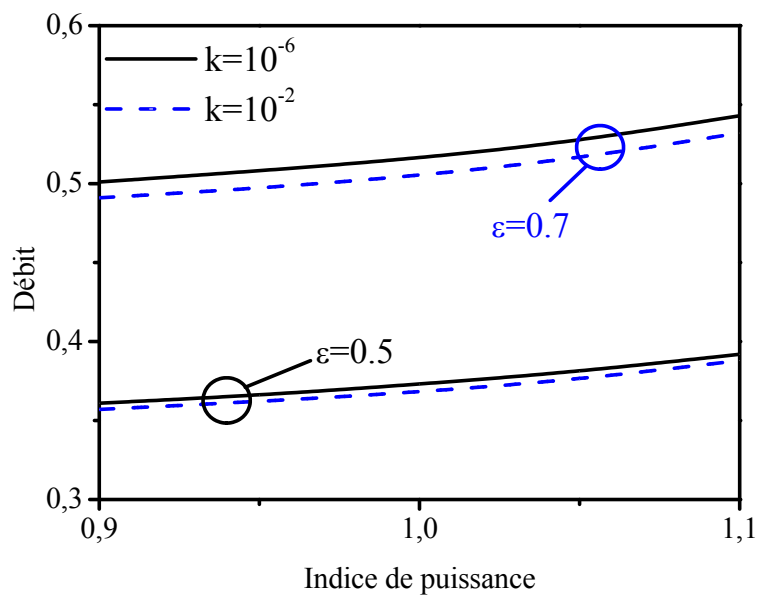


Figure IV.42. Variation du débit en fonction de l'indice de puissance, n , pour deux valeurs de la perméabilité et de l'excentricité relative et pour : $L/D=1$.

La figure IV.42 montre que l'indice de puissance et l'excentricité relative sont proportionnels au débit. On peut noter aussi que le débit d'un palier poreux avec une faible perméabilité est supérieur à celui d'une grande perméabilité.

La variation du coefficient de frottement en fonction de l'indice de puissance, n , pour deux valeurs de la perméabilité adimensionnelle et deux rapports d'excentricité avec L/D égal à 1 est montrée sur la figure IV.43. L'augmentation de l'indice de puissance, n , réduit le coefficient de frottement pour les paliers poreux dans les deux cas d'excentricités et de perméabilité. Notons que la faible valeur du coefficient de frottement est observée pour le cas d'un palier avec une grande excentricité en utilisant un fluide dilatant.

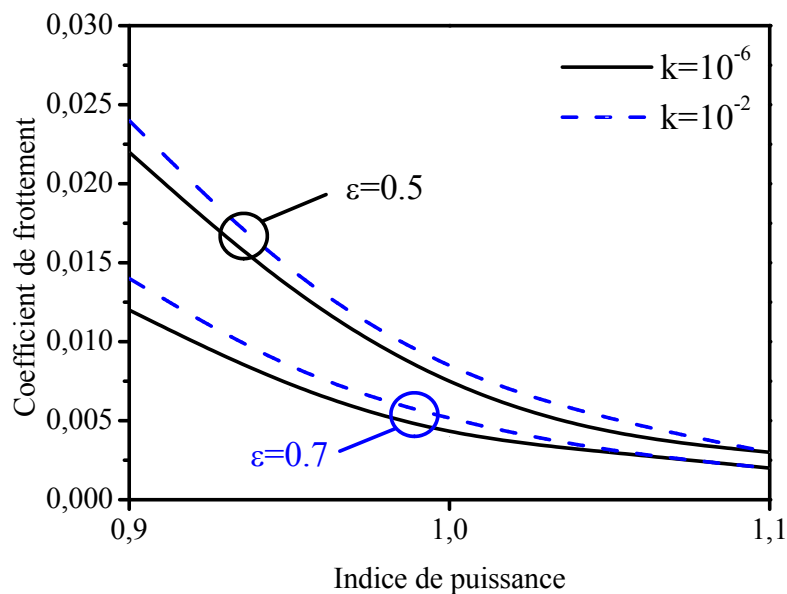


Figure IV.43. Variation du coefficient de frottement en fonction de l'indice de puissance, n , pour deux valeurs de la perméabilité et de l'excentricité relative et pour : $L/D=1$.

IV.7 CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons analysé le comportement d'un palier poreux autolubrifiant de longueur finie en utilisant un fluide de non-Newtonien obéissant à la loi de puissance, pour différentes conditions géométriques (excentricité et longueur du palier), et différentes perméabilités du coussinet poreux.

Les résultats obtenus ont montré que :

- l'indice de loi de puissance, n , a des effets importants sur les performances des paliers poreux ;
- le palier étanche présente un comportement meilleur qu'un palier ouvert ;
- l'augmentation de l'indice de puissance engendre une augmentation de la pression, de la charge, du débit de fuite latérale et une diminution de l'angle de calage et du coefficient de frottement ;
- l'utilisation des fluides dilatants est recommandée pour la lubrification des paliers poreux autolubrifiants permettant ainsi de récupérer la diminution des performances causée par la présence de la matrice poreuse ;
- la perméabilité a des effets significatifs sur les performances des paliers poreux de longueur finie, en particulier pour les rapports d'excentricité élevés ;
- lorsque la perméabilité augmente, la pression maximale et la capacité de charge diminuent le facteur de friction et l'angle de calage augmente ;
- l'augmentation de l'excentricité relative entraîne une augmentation de la capacité de charge et une diminution de l'angle de calage et du coefficient de frottement ;
- l'augmentation du rapport géométrique L/D induit une augmentation de la pression et de la capacité de charge ;
- un bon accord est observé entre les résultats obtenus dans le cadre de cette étude avec ceux issus de la littérature [5-6].

CONCLUSION GENERALE

CONCLUSION GENERALE

Le travail présenté dans cette thèse est relatif à l'influence du comportement rhéologique des lubrifiants sur les caractéristiques des paliers poreux auto-lubrifiants. Dans le cadre de cette étude, les effets du comportement rhéologique des fluides de types non-Newtoniens, obéissant à la loi de puissance, sur les paliers poreux autolubrifiants de longueur finie ont été spécifiquement analysés. Un modèle mathématique a été élaboré en tenant compte de la complexité des phénomènes dans le film fluide et le coussinet poreux. La non linéarité de la viscosité du fluide et son comportement rhéologique a permis de généraliser l'équation de Reynolds pour simuler l'écoulement dans le film mince et l'équation de Darcy dans le coussinet poreux.

Compte tenu du caractère non linéaire des équations gouvernantes et de leur couplage pour tenir compte des conditions d'interfaces, le recours aux méthodes numériques pour résoudre ces équations est nécessaire. La méthode utilisée dans le cadre de cette étude est celle des différences finies. La résolution des systèmes d'équations algébriques résultants est basée sur la méthode itérative de Gauss Seidel avec sur relaxation.

A cet effet, un code numérique de résolution et de calcul des caractéristiques hydrodynamiques des paliers poreux autolubrifiants soumis à une charge statique a été développé. Ce code a permis de mettre en évidence l'influence des paramètres géométriques, le film fluide, la loi de comportement du fluide et le coussinet poreux. Le modèle a été validé par comparaison avec des résultats issus de la littérature. Un bon accord a été observé entre les différents résultats.

Le palier à paroi externe du coussinet fermé, utilisant les conditions aux limites de type Neumann, a été retenu pour notre étude compte tenu de son bon comportement comparativement au palier ouvert à l'atmosphère et de sa bonne représentabilité de la réalité physique.

L'exploitation des résultats numériques obtenus a permis de mettre en évidence l'impact des fluides non-Newtoniens sur les paliers autolubrifiants avec rotor supposé lisse et rigide et coussinet poreux servant de réservoir pour lubrifier le contact arbre- alésage.

L'influence du comportement non-Newtonien des fluides présente des avantages et des inconvénients sur le mécanisme lubrifié. On cherche toujours à augmenter la charge supportée tout en réduisant les frottements et récupérer les pertes de performances engendrées par la

présence du coussinet poreux permettant ainsi de réduire l'usure et augmenter la durée de vie des mécanismes. Ces objectifs seront atteints par l'utilisation de fluides dilatants.

L'exploitation des grandeurs géométriques des paliers tels que l'excentricité et le rapport géométrique L/D a montré que l'augmentation de ces paramètres a un effet bénéfique sur les performances des paliers, en engendrant une augmentation de la portance hydrodynamique et de la pression et une diminution du coefficient de frottement. Néanmoins, ces paramètres restent dépendent de la conception et de l'utilisation des paliers autolubrifiants.

Un paramètre influent à souligner dans l'étude des coussinets poreux est celui de la perméabilité. En effet, pour emmagasiner une quantité importante d'huile dans la matrice poreuse, on doit songer à augmenter sa perméabilité. Cet aspect spécifique du coussinet est important : il joue le rôle de réservoir d'huile d'une part, et d'autre part évite la chute des performances en minimisant l'infiltration vers le coussinet poreux, en évitant les fuites sur la paroi externes tout en respectant la rigidité du système et les conditions de fabrication des garnitures poreuses.

Les perspectives à prévoir pour la continuité de ce travail sont nombreuses dont on peut citer :

- l'analyse du comportement des paliers mésalignés ;
- l'analyse des effets de la déformation du coussinet poreux ;
- l'étude des effets thermiques ;
- l'étude d'effets d'autres lois de comportement de fluides non-Newtoniens ;
- une étude expérimentale qui permettrait de valider l'étude numérique développée dans cette thèse.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

Références Bibliographiques

- [1] **W. Habchi**, A full system finite element approach to elastohydrodynamic lubrication problems: application to ultra-low-viscosity fluids. Thèse de doctorat, Institut National des sciences appliquées de Lyon, France, 2008.
- [2] **A. A. Elsharkawy, M. Guedouar**, Hydrodynamic lubrication of porous journal bearings using a modified Brinkman-extended Darcy model. *Tribology International*, 2001, Vol. 34, pp. 767–777.
- [3] **N. B. Naduvinamani, S. Santosh**, Micropolar fluid squeeze film lubrication of finite porous journal bearing. *Tribology International*, 2011, Vol. 44, pp. 409–416.
- [4] **A. M. Balasoiu, M. J. Braun, S. I. Moldovan**, A parametric study of a porous self-circulating hydrodynamic bearing. *Tribology International*, 2013, Vol. 61, pp. 176–193.
- [5] **S. M. Ju, C. I. Weng**, Thermo-hydrodynamic analysis of finite-width journal bearings with non-Newtonian lubricants. *Wear*, 1994, Vol. 171, pp. 41–49.
- [6] **M. Mokhtar, M. Raffat, G. S. Shawki**, Experimental investigations into the performance of porous journal bearings. S.A.E., 1984 paper, N°840097.
- [7] **M. Eudier**, Propriétés et applications des métaux frittés. *Technique de l'ingénieur*, 1995, M866.
- [8] **S. Bories, M. Prat**, Transfert de chaleur dans les milieux poreux. *Technique de l'ingénieur*, 1995, B8250.
- [9] **M. Quintard, S. Whitaker**, Transport in ordered and disordered porous media: volume-averaged equations, closure problems and comparison with experiments. *Chem. Eng. Sci.*, 1993, Vol. 48, pp. 2537–2564.
- [10] **J. Bear**, Dynamics of fluids in porous media. American Elsevier, 1972.
- [11] **S. Whitaker**, Diffusion and dispersion in porous media. *AICHE J.*, 1967, Vol. 13, pp. 420–427.

- [12] **P. C. Carman**, Fluid flow through granular beds. Trans. Inst. Chem. Eng., 1937, Vol. 15, pp. 150–166.
- [13] **E. Guyon, J. P. Hulin, L. Petit**, Hydrodynamique physique. EDP Sciences/CNRS, Editions Paris, 2001.
- [14] **H. Darcy**, Les fontaines publiques de la ville de Dijon. Edition Dalmont, Paris, 1856.
- [15] **A. E. Scheidegger**, The physics of flow through porous media. Third edition, University of Toronto press, Toronto, Canada, 1974.
- [16] **H. C. Brinkman**, A calculation of the viscous force exerted by a flowing fluid on a dense swarm of particles. Applied sciences research, 1947, A. 1, pp. 27–34.
- [17] **P. Forchheimer**, Wasserbugeng dusch Baden. V.D.I, 1901. Vol. 45, pp. 1782–1788.
- [18] **H. Liu, P. R. Patil, U. Narusawa**, On Darcy-Brinkman equation: viscous flow between two parallel plates packed with regular square arrays of cylinders. Entropy, 2007, Vol. 9, pp. 118–131.
- [19] **K. Vafai, C.L. Tien**, Boundary and inertia effects on convective heat transfer in porous media. Int. J. Heat mass transfer, 1981, Vol. 34, pp. 195–203.
- [20] **D. K. Gartling, C. E. Hickox, R.C. Givler**, Simulation of coupled viscous and porous flow problems. International journal of computational fluid dynamics, 1996, Vol. 7, pp. 23–48.
- [21] **P. Nithiarasu, K. N. Seetharamu, T. Sundararajan**, Numerical investigation of buoyancy driven flow in a fluid saturated non-Darcien porous medium. Int. J. Heat mass transfer, 1999, Vol. 42, pp. 1205–1215.
- [22] Groupe Français de Rhéologie. Dictionnaire de rhéologie. GFR Editions, 1990.
- [23] **M. Nabhani**, Contribution à l'étude du phénomène de l'écrasement de lubrifiants non-Newtoniens en présence de milieux poroélastiques. Thèse de doctorat, Institut National des sciences appliquées de Lyon, France, 2010.
- [24] **J. Frêne, D. Nicola, B. Degueurce, D. Berthe, M. Godet**, Lubrification hydrodynamique, paliers butées. Editions Eyrolles, France, 1990.

- [25] **R. P. Chhabra, J. F. Richardson**, Non-Newtonian flow in the process industries. Butterworth-Heinemann, 1999.
- [26] **R. P. Chhabra**, Fluid flow, heat, and mass transfer in non-Newtonian fluids: multiphase systems. *Advances in heat transfer*, 1993, Vol. 23, pp. 187–278.
- [27] **F. Gibouin**, Application de méthodes optiques couplées à l'étude d'écoulements de fluides biréfringents. Thèse de doctorat, Université de Poitiers, France, 2015.
- [28] **D. W. Ostwald**, About the rate function of the viscosity of dispersed systems. *Kolloid Zeitschrift*, 1925, Vol. 36, pp. 99–117.
- [29] **P. Sinha, C. Singh**, Non-Newtonian squeeze films in spherical bearings. *Wear*, 1981, Vol. 68, pp. 133–140.
- [30] **R. B. Bird, R. C. Armstrong, O. Hassager**, Dynamics of polymeric liquids. Wiley, New York, 1987.
- [31] **Rabinowitsch, B. Zeitschrift**, für Physikalische Chemie. Stochiometrie und Verwandtschaftslehre, 1929, A-145, 1.
- [32] **V.K. Stokes**, Couple stresses in fluids. *The Physics of Fluids*, 1966, Vol. 9, pp. 1709–1715.
- [33] **A.C. Eringen**, Theory for micropolar fluids. *J. Math. Mech.*, 1966, Vol. 16, pp.1–16.
- [34] **B. M. Aissoun**, Influence des caractéristiques rhéologiques des bétons autoplaçants sur leur durabilité. Thèse de doctorat, Université de Sherbrooke, Canada, 2015.
- [35] **J. L. Ligier**, Lubrification des paliers moteurs. Editions Technip, France, 1997.
- [36] **J. L. Ligier**, Matériaux pour paliers lisses. *Technique de l'ingénieur*, 1995, B5 330.
- [37] **G. Hirn**, Sur les principaux phénomènes qui présentent les frottements immédiats. *Bul. Soc. Ind.*, Mulhouse, 1854, Vol. 26, pp. 188–277.

- [38] **B. Tower**, First report on friction experiment. Proc. Inst. Rech. Eng, 1883, Vol. 34, pp. 632–659.
- [39] **O. Reynolds**, On the theory of lubrication and its application to M. Beauchamp Tower's experiment. Phil. Tran. Roy, London, 1886, Vol. A177, pp. 157–234.
- [40] **A. Sommerfeld**, Zur hydrodynamischen theorie der schiermittelreibung. Z. angew. Math. Phys, 1904, Vol. 50, pp. 97–155.
- [41] **L. Gumbel**, Vergleich der Ergebnisse der rechnerischen behandlung des lagerschmierungsproblem mit neuen versuchsergebnissen. Monatsblätter Berlin, Bezirk V.D.I., 1921, pp. 125–128.
- [42] **H. W. Swift**, The stability of lubricating films in journal bearings. Proc. Inst. Civil Eng, 1931, Vol. 233, pp. 267–322.
- [43] **W. Stieber**, Das schwimmlager. V.D.I., Berlin, Germany, 1933.
- [44] **D. G. Christopherson**, A new mathematical method for the solution of film lubrication problems. Proc. I.M.E., 1941, Vol. 146, pp. 126–194.
- [45] **S. Boubendir**, Analyse de la Lubrification Thermo-hydrodynamique des Paliers Fluides Poreux. Thèse de doctorat, Ecole Nationale Polytechnique d'Alger, 2011.
- [46] **S. Boubendir, S. Larbi, R. Bennacer**, A contribution to the analysis of the thermo-hydrodynamic lubrication of porous self-lubricating journal bearings. Defect and Diffusion Forum, 2010, Vols. 297–301, pp. 618–623.
- [47] **M. Marchetti**, Aspects globaux et locaux de la mise en œuvre de la lubrification fluide en ambiance spatiale. Thèse de doctorat, Institut National des sciences appliquées de Lyon, France, 2000.
- [48] **V. T. Morgan, A. A. Cameron**, Mechanisme of lubrication in porous metal bearings. Lubrication and Wear, Inst. of Mech. Eng., 1957, Vol. 89, pp. 151–157.
- [49] **G. B. DuBois, F. W. Ocvirk**, Analytical Derivation and Experimental Evaluation of Short Bearing Approximation for Full Journal Bearing, NACA Report 1157, 1953.

- [50] **A. Cameron, V. T. Morgan, A. E. Stainsby**, Critical conditions for hydrodynamic lubrication of porous metal bearings. *Lubrication and Wear*, 1962, Inst. of Mech. Eng., Vol. 176, pp. 761–770.
- [51] **C. Cusano**, Lubrication of porous journal bearings. *Journal of lubrication Technology ASME*, 1972, Vol. 94, pp. 69–73.
- [52] **P.R.K. Murti**, Hydrodynamic lubrication of long porous bearings. *Wear*, 1971, Vol. 18, pp. 449–460.
- [53] **P. R. K. Murti**, Hydrodynamic Lubrication of short porous metal bearings. *Wear*, 1972, Vol. 19, pp. 17–25.
- [54] **S. Kaneko, S. Obara**, Experimental investigation of mechanism of lubrication in porous journal bearings. Part: I Observation of oil flow in porous matrix. *ASME Journal of Tribology*, 1990, Vol. 112, pp. 618–623.
- [55] **A. L. Braun**, Porous bearings. *Tribology International*, 1982, Vol. 15, pp. 235–242.
- [56] **A. A. Elsharkawy, L. Guedouar**, Direct and inverse solutions for elastohydrodynamic lubrication of finite porous journal bearings. *Journal of Tribology*, 2001, Vol. 123, pp. 276–282.
- [57] **S. Boubendir, S. Larbi, R. Bennacer**, Numerical study of the thermo-hydrodynamic lubrication phenomena in porous journal bearings. *Tribology International*, 2011, Vol.44, pp. 1–8.
- [58] **M. H. Meurisse, B. Giudicelli**, A 3D Conservative model for self-lubricated porous journal bearings in a hydrodynamic steady state. *Journal of Tribology*, 1999, Vol. 121, pp. 529–537.
- [59] **P. Iyam Perumal, R. Raman**, Experimental study on the effects of bearing wall thickness and bearing length on the frictional characteristics of sintered bearings. *Wear*, 1985, Vol. 104, pp. 287–296.
- [60] **S. Dhiman**, Studies on the effect of positive full wave type transverse textures on the performance of porous journal bearings. *International Journal of Applied Engineering and Technology*, 2016, Vol. 6, pp. 89–96.

- [61] **J. Prakash, V. I. J. Sanjay Kumar**, Axially undefined porous journal bearings considering cavitation. *Wear*, 1972, Vol. 22, pp. 1–14.
- [62] **A. K. Singhal, H. Y. Li, M. M. Athavale, Y. Jiang**, Mathematical basis and validation of the full cavitation model. *Journal of fluids engineering*, 2002, Vol. 124, pp. 617–624.
- [63] **H. G. Elrod**, A cavitation algorithm. *Journal of Lubrication Technology ASME*, 1981, Vol. 103, pp. 350–354.
- [64] **W. Li**, Derivation of modified Reynolds equation –a porous media model. *Journal of Tribology*, 1999, Vol. 121, pp. 823–829.
- [65] **D. Vijayaraghavan, T. G. Keith**, Development and evaluation of a cavitation algorithm. *STLE, Tribology Transactions*, 1989, Vol. 31, pp. 225–233.
- [66] **A. A. Elsharkawy, L. Guedouar**, Hydrodynamic lubrication of porous journal bearings using a modified Brinkman-extended Darcy model. *Tribology International*, 2001, Vol. 34, pp. 767–777.
- [67] **J. A. Ochoa-Tapia, S. Whitaker**, Momentum transfert at the boundary between a porous medium and a homogenous fluid I. Theoretical development. *International Journal of Heat and Mass Transfert*, 1995, Vol. 38, pp. 2635–2646.
- [68] **J. A. Ochoa-Tapia, S. Whitaker**, Momentum transfer at the boundary between a porous; medium and a homogeneous fluid II. Comparison with experiment. *International Journal of Heat and Mass Transfert*, 1995, Vol. 38, pp. 2647–2655.
- [69] **M. D. Chen, K. M. Chang, J. W. Lin, W. Li**, Lubrication of journal bearings-influence of stress jump condition at the porous media/fluid film interface. *Tribology International*, 2002, Vol. 35, pp. 287–295.
- [70] **R. SINHASAN, M. MALIK, M. CHANDRA**, Analysis of two-lobe porous hydrodynamic journal bearings. *Tribology International*, 1980, Vol. 64, pp. 339–353.
- [71] **B. A. Gecim**, Non-Newtonian effects of multigrade oils on journal bearing performance. *STLE Tribology Transaction*, 1990, Vol. 33, pp 384–394.

- [72] **H. M. Chu, W. L. Li, Y. P. Chang**, Thin film elasto-hydrodynamic lubrication-a power-law fluid model. *Tribology International*, 2006, Vol. 39, pp. 1474–1481.
- [73] **D. Prasad, R. P. Chhabra**, Thermal and normal squeezing effects in lubrication of rollers by a power-law fluid. *Wear*, 1991, Vol. 145, pp. 61–76.
- [74] **S. Kango, R.K. Sharma, R.K. Pandey**, Thermal analysis of micro textured journal bearing using non-Newtonian rheology of lubricant and JFO boundary conditions. *Tribology International*, 2014, Vol. 69, pp. 19–29.
- [75] **A. A. Elsharkawy**, On the hydrodynamic liquid lubrication analysis of slider/disk interface. *International Journal of Mechanical Sciences*, 2001, Vol. 43, pp. 177–192.
- [76] **J. R. Lin, L.M. Chu, T. C. Hung, P.Y. Wang**, Derivation of two-dimensional non-Newtonian Reynolds equation and application to power-law film slider bearings: Rabinowitsch fluid model. *Applied Mathematical Modelling*, 2016, Vol. 40, pp. 8832–8841.
- [77] **J. F. Lin, L.Y. Wang**, Thermo-hydrodynamic analysis of finite-width, partial-arc journal bearings with non-Newtonian lubricants: Part II, *Tribology International*, 1990, Vol. 23, pp. 211–216.
- [78] **I. K. Dien, H. G. Elrod**, A generalized steady-state Reynolds equation for non-Newtonian fluids, with application to journal bearings. *ASME J. Lubr. Tech.*, 1983, Vol. 105, pp. 385–390
- [79] **M. Mongkolwongrojn, C. Aiumpronsin**, Stability analysis of rough journal bearings under TEHL with non-Newtonian lubricants. *Tribology International*, 2010, Vol. 43, pp. 1027–1034.
- [80] **J. Y. Jang, C. C. Chang**, Adiabatic solutions for a misaligned journal bearing with non-Newtonian lubricants. *Tribology International*, 1987, Vol. 20, pp. 267–275.
- [81] **J. Y. Jang, C. C. Chang**, Adiabatic analysis of finite width journal bearings with non-Newtonian lubricants. *Wear*, 1988, Vol. 122, pp. 63–75.

- [82] **A. Nessim, S. Larbi, H. Belhaneche, M. Malki**, Journal Bearings Lubrication Aspect Analysis Using Non-Newtonian Fluids. *Advances in Tribology*, 2013, Vol. 213, pp. 1–9.
- [83] **J. R. Lin**, Squeeze film characteristics of long partial journal bearings lubricated with couple stress fluids. *Tribology International*, 1997, Vol. 30, pp. 53–58.
- [84] **J. R. Lin, C. B. Yang, R. F. Lu**, Effects of couple stresses in the cyclic squeeze films of finite partial journal bearings. *Tribology international*, 2001, Vol. 34, pp. 119–125.
- [85] **J. R. Lin, R. F. Lu, T. B. Chang**, Derivation of dynamic couple-stress Reynold's equation of sliding-squeezing surfaces and numerical solution of plane inclined slider bearings. *Tribology International*, 2003, Vol. 36, pp. 679–685.
- [86] **N. B. Naduvinamani, P. S. Hiremath, G. Gurubasavaraj**, Squeeze film lubrication of short porous journal bearing with couple stress fluids. *Tribology International*, 2001, Vol. 34, pp. 739–747.
- [87] **N. B. Naduvinamani, A. Siddangouda**, Effect of surface roughness on the hydrodynamic lubrication of porous step-slider bearings with couple stress fluids. *Tribology International*, 2007, Vol. 40, pp. 780–793.
- [88] **U. M. Mokhiamer, W. A. Crosby, H. A. El-Gamal**, A study of a journal bearing lubricated by fluids with couple stress considering the elasticity of the liner. *Wear*, 1999, Vol. 224, pp. 194–201.
- [89] **A. Sakim, M. Nabhani, M. E .LKhelifi**, Non-Newtonian effects on porous elastic journal bearings. *Tribology International*, 2018, Vol. 120, pp. 23–33.
- [90] **S. Das, S. K. Guha, A. K. Chattopadhyay**, On the steady-state performance of misaligned hydrodynamic journal bearings lubricated with micropolar fluids. *Tribology International*, 2002, Vol. 35, pp. 201–210.
- [91] **X. Wang, K. Zhu**, Numerical analysis of journal bearings lubricated with micro-polar fluids including thermal and cavitating effects. *Tribology International*, 2006. Vol. 39, pp. 227–237.

- [92] **A. D. Rahmatabadi, M. Zare Mehrjardi, M. R. Fazel**, Performance analysis of micropolar lubricated journal bearings using GDQ method. *Tribology International*, 2010, Vol. 43, pp. 2000–2009.
- [93] **F. C. P. Brito**, Thermohydrodynamic performance of twin groove journal bearings considering realistic lubricant supply conditions: a theoretical and experimental study. Thèse de doctorat, Université de Minho Portugal, 2009.
- [94] **P. Guay**, Principes de base de la lubrification. *Technique de l'ingénieur*, 2014, TRI 1500.
- [95] **V. V. Andre**, modélisation numérique et expérimentale du procédé de frittage en métallurgie des poudres. Thèse de doctorat, Université de Laval Canada, 1998.
- [96] **H. J. Mathieu**, Analyse et technologie des surfaces : couches minces et tribologie. Presses polytechniques et universitaires romandes, 2003.
- [97] **A. A. Elsharkawy**, Effects of lubricant additives on the performance of hydrodynamically lubricated journal bearings. *Tribology Letters*, 2005, Vol. 18, pp. 63–73.
- [98] **J. R. Lin, C. C. Hwang, R. F. Yang** Hydrodynamic lubrication of long, flexible, porous journal bearings using the Brinkman model. *Wear* 1996. Vol. 198, pp. 156–164.
- [99] **A. A. Elsharkawy, L. Guedouar**, An inverse solution for finite journal bearings lubricated with couple stress fluids. *Tribology International* 2001. Vol. 34, pp. 107-118.
- [100] **R. Boncopain**, Les paliers lisses en régime thermo-hydrodynamique, aspect théoriques et expérimentaux. Thèse de doctorat, Université de Poitiers, France, 1984.
- [101] **M. Vijaysri, R. P. Chhabra, V. Eswaran**, Power-law fluid flow across an array of infinite circular cylinders: a numerical study. *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, 1999, Vol. 87, pp. 263–282.
- [102] **K. J. Al-Fadhlah, A. A. Elsharkawy**, Effect of non-Newtonian lubrication on the separation of a sphere from a flat. *Tribology International*, 2008, Vol. 41, pp. 1237–1246.

- [103] **M. D. Pascovici, T. Cicone**, *Elemente de Tribologie*. Bren, ISBN, Bucarest, 2001, 973-8143-41-1.
- [104] **R. J. BRUCKNER, C. DELLACORTE, J. M. PRAHL**, *Analytic Modeling of the Hydrodynamic, Thermal, and Structural Behavior of Foil Thrust Bearings*. Rapport, 2005, NASA/TM-2005-213811.
- [105] **S. A. AHMED, M. FILLON, P. MASPEYROT**, Influence of pad and runner mechanical deformations on the performance of a hydrodynamic fixed geometry thrust bearing. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part J: Journal of Engineering Tribology*, 2010, Vol. 224, pp. 305–315.
- [106] **M. Malki, S. Larbi, S. Boubendir, R. Bennacer**, Lubricant rheological behavior effect analysis on the performance of finite porous self-lubricating journal bearings. *Journal of Applied Fluid Mechanics*, 2018, Vol. 11, pp. 1557–1568.

ANNEXES

Annexe A

ÉPAISSEUR DU FILM D'HUILE

Considérons une section droite d'un palier fluide (Fig. A.1). Un point M appartenant à la surface du coussinet sera repéré par la coordonnée angulaire $\theta = (\overrightarrow{O_c A}, \overrightarrow{O_c M})$.

L'épaisseur du film d'huile est donnée par :

$$h = O_c M - O_c M' = R_c - O_c M' = R_a + C - O_c M' \quad (\text{A.1})$$

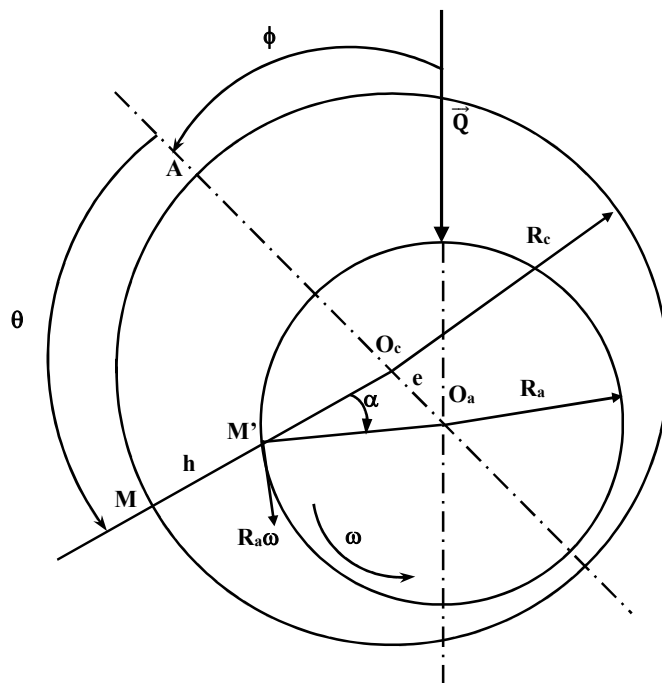


Figure A.1. Section droite du palier.

En appliquant la règle des sinus au triangle $O_a M' O_c$, on aura :

$$\frac{O_a M'}{\sin(O_a O_c M')} = \frac{e}{\sin \alpha} = \frac{R_a}{\sin \theta} \quad (\text{A.2})$$

D'où :

$$\sin \alpha = \frac{e}{R_a} \sin \theta \quad (\text{A.3})$$

et

$$O_c M' = \frac{R_a}{\sin \theta} \sin(O_c O_a M') \quad (\text{A.4})$$

or

$$\begin{aligned} (O_c O_a M') &= \theta - \alpha = \theta - \arcsin \left(\frac{e}{R_a} \sin \theta \right) \\ O_c M' &= \frac{R_a}{\sin \theta} \sin \left[\theta - \arcsin \left(\frac{e}{R_a} \sin \theta \right) \right] \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

En développant le sinus nous obtenons :

$$O_c M' = R_a \sqrt{1 - \left(\frac{e}{R_a} \sin \theta \right)^2} - e \cos \theta \quad (\text{A.6})$$

$e/R_a < C/R$, est très petite devant l'unité (de l'ordre de 10^{-3}), on peut donc négliger le terme $\left(\frac{e}{R_a} \sin \theta \right)^2$ devant 1.

L'épaisseur du film s'écrit alors :

$$h = C (1 + \varepsilon \cos \theta) \quad (\text{A.7})$$

où l'excentricité relative $\varepsilon = e/C$ varie de 0 à 1. Il faut remarquer que cette relation n'est valable que si $C/R \ll 1$.

Annexe B

MODELISATION MATHEMATIQUE DES FLUIDES NON-NEWTONIENS PAR LE MODELE « LOI DE PUISSANCE »

L'expression généralisée de la viscosité pour un fluide incompressible en loi de puissance, est donnée par :

$$\mu = m (2 \Pi)^{\frac{(n-1)}{2}} \quad (\text{B. 1})$$

$$\Pi = \sum_i \sum_j \epsilon_{ij} \epsilon_{ji} \quad (\text{B. 2})$$

On rappelle que le champ de vitesse fluide dans le film fluide s'écrit sous la forme :

$$\vec{V} = \begin{pmatrix} U_1 \\ U_2 \\ U_3 \end{pmatrix} \quad (\text{B. 3})$$

Le tenseur des taux de déformation, ϵ , est défini comme étant la partie symétrique du tenseur de gradient de vitesses. On a alors :

$$\epsilon = \frac{1}{2} (\text{grad } \vec{V} + \text{grad}^T \vec{V}) \quad (\text{B. 4})$$

Sous une autre forme :

$$\epsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial X_j} + \frac{\partial U_j}{\partial X_i} \right) \quad (\text{B. 5})$$

La matrice du tenseur des taux de déformation s'écrit :

$$\epsilon = \begin{bmatrix} \epsilon_{11} & \epsilon_{12} & \epsilon_{13} \\ \epsilon_{21} & \epsilon_{22} & \epsilon_{23} \\ \epsilon_{31} & \epsilon_{32} & \epsilon_{33} \end{bmatrix} \quad (\text{B. 6})$$

Ainsi, les composantes du tenseur de déformation s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{l} \epsilon_{11} = \frac{\partial U_1}{\partial X_1} \\ \epsilon_{22} = \frac{\partial U_2}{\partial X_2} \\ \epsilon_{33} = \frac{\partial U_3}{\partial X_3} \\ \epsilon_{12} = \epsilon_{21} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_1}{\partial X_2} + \frac{\partial U_2}{\partial X_1} \right) \\ \epsilon_{13} = \epsilon_{31} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_1}{\partial X_3} + \frac{\partial U_3}{\partial X_1} \right) \\ \epsilon_{23} = \epsilon_{32} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_3}{\partial X_2} + \frac{\partial U_2}{\partial X_3} \right) \end{array} \right. \quad (\text{B.7})$$

On peut écrire maintenant la deuxième variante du tenseur de déformation comme suit :

$$\Pi = (\epsilon_{11}^2 + \epsilon_{12}^2 + \epsilon_{13}^2 + \epsilon_{12}^2 + \epsilon_{22}^2 + \epsilon_{23}^2 + \epsilon_{13}^2 + \epsilon_{23}^2 + \epsilon_{33}^2) \quad (\text{B.8})$$

Après simplification :

$$\Pi = (\epsilon_{11}^2 + \epsilon_{22}^2 + \epsilon_{33}^2) + 2(\epsilon_{12}^2 + \epsilon_{23}^2 + \epsilon_{13}^2) \quad (\text{B.9})$$

$$\begin{aligned} \Pi = & \left(\frac{\partial U_1}{\partial X_1} \right)^2 + \left(\frac{\partial U_2}{\partial X_2} \right)^2 + \left(\frac{\partial U_3}{\partial X_3} \right)^2 \\ & + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial U_1}{\partial X_2} + \frac{\partial U_2}{\partial X_1} \right)^2 + \left(\frac{\partial U_1}{\partial X_3} + \frac{\partial U_3}{\partial X_1} \right)^2 + \left(\frac{\partial U_3}{\partial X_2} + \frac{\partial U_2}{\partial X_3} \right)^2 \right] \end{aligned} \quad (\text{B.10})$$

Finalement, on peut écrire la formule de la viscosité fluide pour le cas d'un film mince visqueux sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} \mu = m \left\{ 2 \left(\frac{\partial U_1}{\partial X_1} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial U_2}{\partial X_2} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial U_3}{\partial X_3} \right)^2 \right. \\ \left. + \left[\left(\frac{\partial U_1}{\partial X_2} + \frac{\partial U_2}{\partial X_1} \right)^2 + \left(\frac{\partial U_1}{\partial X_3} + \frac{\partial U_3}{\partial X_1} \right)^2 + \left(\frac{\partial U_3}{\partial X_2} + \frac{\partial U_2}{\partial X_3} \right)^2 \right] \right\}^{\frac{(n-1)}{2}} \end{aligned} \quad (\text{B.11})$$