



HAL
open science

Modélisation fluide-structure d'un contact Elasto-HydroDynamique

Vincent Bruyere, Nicolas Fillot, Guillermo Morales-Espejel, Philippe Vergne

► **To cite this version:**

Vincent Bruyere, Nicolas Fillot, Guillermo Morales-Espejel, Philippe Vergne. Modélisation fluide-structure d'un contact Elasto-HydroDynamique. 10e colloque national en calcul des structures, May 2011, Giens, France. pp.Clé USB. hal-00592799

HAL Id: hal-00592799

<https://hal.science/hal-00592799>

Submitted on 3 May 2011

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

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

Modélisation fluide-structure d'un contact lubrifié en régime Thermo-Elasto-HydroDynamique

V. Bruyere¹, N. Fillot¹, G.E. Morales-Espejel¹⁻², P. Vergne¹

¹ Université de Lyon, CNRS INSA-Lyon, LaMCoS UMR5259, F-69621, Villeurbanne, France

² SKF Engineering and Research Centre 3430 DT, Nieuwegein, The Netherlands

Résumé — Un modèle numérique original d'un contact lubrifié en régime Thermo-Elasto-Hydrodynamique (TEHD) est présenté ici. Contrairement aux modèles classiques approximant le lubrifiant par un film mince (équation de Reynolds), on se propose de modéliser explicitement toute l'épaisseur du lubrifiant (équations de Navier-Stokes) afin d'obtenir des informations supplémentaires sur son comportement. Les massifs se déformant élastiquement sous l'effet de la pression, l'utilisation d'un maillage mobile est alors nécessaire pour assurer le couplage fluide/solide. Les résultats obtenus sont validés par rapport à des modèles classiques, et il est montré que la prise en compte des effets non-newtoniens et thermiques peut s'effectuer de manière beaucoup plus directe.

Mots clefs — Elasto-HydroDynamique, couplages multi-physiques, ALE

1 Introduction

La modélisation des contacts lubrifiés, tels que ceux que l'on trouve dans de nombreux mécanismes familiers (piston/chemise dans un moteur, oeil/paupière, essuie-glace/pare-brise, etc.) arrivent maintenant à un stade avancé pour estimer avec une certaine précision l'épaisseur de lubrifiant entraîné dans le contact, mais ne prédisent pas de manière satisfaisante le coefficient de frottement engendré. En effet, classiquement, la dimension de l'épaisseur du lubrifiant n'est pas modélisée explicitement, mais déterminée à partir de l'équation de Reynolds, résolue sur une frontière du domaine solide, correspondant à la surface de contact [1]. Ces approches simplifiées rendent alors très difficile la prise en compte des effets rhéologiques plus complexes du lubrifiant ainsi que les effets thermiques, souvent importants sous les sollicitations rencontrées. Compte tenu de l'essor de la CFD (Computational Fluid Dynamics) et des méthodes de couplage fluide/solide, on se propose de développer ici une modélisation fluide-structure d'un contact Elasto-HydroDynamique (EHD), plus complète, afin d'intégrer ces effets de manière plus directe.

2 Modélisation du contact lubrifié en régime TEHD

Un moyen de réduire le frottement dans un contact consiste à le lubrifier, en séparant les surfaces en contact par un film de lubrifiant. La mise en place et la préservation du film requiert une génération de pression dans ce dernier. Dans de nombreux cas évoqués précédemment, la lubrification est dite EHD car la pression générée dans le film (de l'ordre du GPa) est suffisamment élevée pour induire une déformation élastique significative des surfaces en contact. Les déformations ont alors une importance primordiale dans la prédiction de l'épaisseur de film (celle-ci étant de l'ordre du μm). Il existe donc un couplage fort entre le fluide et les solides antagonistes.

2.1 Géométrie

On considère alors la géométrie simplifiée représentée Figure 1. Le solide Ω_1 est animé d'une vitesse linéaire u_1 . Le cylindre Ω_2 est animé d'une vitesse angulaire $\omega_2 = \frac{u_2}{R}$ et subit l'action du fluide

(représenté par le domaine Ω_3) à l'interface fluide/solide $\partial\Gamma_{3-2}$. Un déplacement vertical Δ est alors imposé au plan pour "presser" les deux solides l'un contre l'autre jusqu'à atteindre la charge souhaitée W .

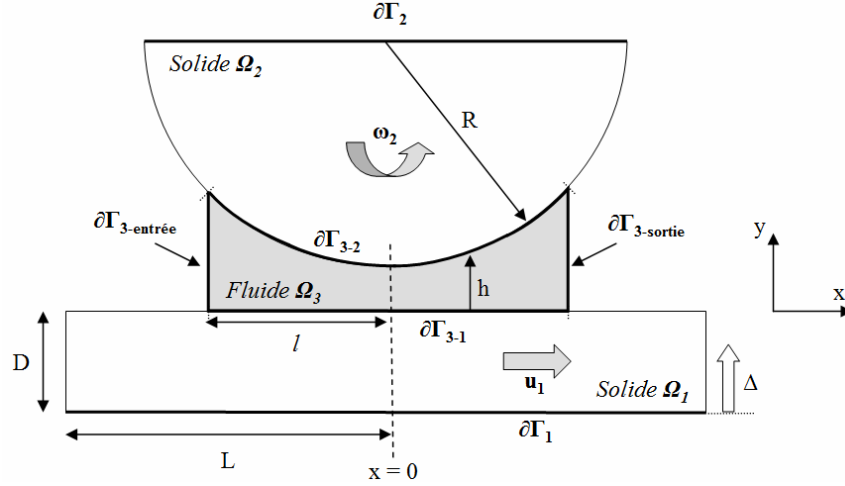


FIG. 1 – Géométrie du problème EHD, cylindre/plan

2.2 Domaine fluide

Les équations de Navier-Stokes sont appliquées sous leur forme stationnaire dans le domaine fluide Ω_3 :

$$\nabla \cdot (\rho_3 \mathbf{u}_3) = 0 \quad (1)$$

$$\rho_3 (\mathbf{u}_3 \cdot \nabla \mathbf{u}_3) = \nabla \cdot \sigma_f \quad (2)$$

avec ρ_3 la masse volumique, \mathbf{u}_3 le vecteur vitesse et σ_f le tenseur des contraintes du fluide.

Les termes de gravité seront négligés selon l'analyse du nombre de Froude ($Fr = \frac{u}{\sqrt{gh}} \gg 1$).

Compte tenu des faibles nombres de Reynolds ($Re = \frac{\rho_3 u h}{\eta} < 100$) rencontrés, l'écoulement sera considéré comme laminaire. La loi de comportement suivante issue de [2] sera utilisée:

$$\sigma_f = (-p + \frac{2}{3} \eta \nabla \cdot \mathbf{u}_3) I + \eta (\nabla \mathbf{u}_3 + (\nabla \mathbf{u}_3)^T) \quad (3)$$

avec p la pression dans le fluide et η sa viscosité, variable.

Un paramètre prépondérant dans le problème EHD est l'évolution de la viscosité. En effet, c'est le produit ηU qui domine la quantité de lubrifiant entraîné dans le contact et le coefficient de frottement, $C_f = \frac{1}{W} \int_{-l}^l \eta \dot{\gamma} dx$ est aussi directement lié à son évolution. Ainsi, les variations de viscosité en fonction de la pression et de la température seront prises en compte, en utilisant la loi issue de [3]:

$$\eta_N(p, T) = \eta_0 \exp \left((\ln(\eta_0) + 9,67) \left(-1 + \left(1 + \frac{p}{1.98 \cdot 10^8} \right)^{z_0} \right) \left(\frac{T - 138}{T_0 - 138} \right) - (\delta^* (T - T_0)) \right)$$

et

$$\delta^* = (\ln(\eta_0) + 9,67) \left(1 + \frac{p}{1.98 \cdot 10^8} \right)^{z_0} \frac{S_0}{T_0 - 138}, \quad z_0 = \frac{\alpha \cdot 1.98 \cdot 10^8}{\ln(\eta_0) + 9,67}, \quad S_0 = \frac{\beta(T_0 - 138)}{\ln(\eta_0) + 9,67}, \quad (4)$$

avec T la température, α l'index de pression-viscosité, β la constante de thermoviscosité et η_0 et T_0 les valeurs références de viscosité et de température.

De plus, sous les sollicitations rencontrées, le comportement du fluide ne peut plus être considéré comme newtonien. En effet, la viscosité apparente diminue avec l'augmentation du taux de cisaillement ($\dot{\gamma} = (\nabla \mathbf{u}_3 + (\nabla \mathbf{u}_3)^T)$). On introduit alors un modèle rhéofluidifiant de type Eyring [4], dans la loi de comportement (3), pour obtenir l'évolution globale de la viscosité :

$$\eta(p, T, \dot{\gamma}_{eq}) = \frac{\tau_0}{\dot{\gamma}_{eq}} \sinh^{-1} \left(\frac{\eta_N \cdot \dot{\gamma}_{eq}}{\tau_0} \right) \quad (5)$$

avec τ_0 la contrainte référence d'Eyring et $\dot{\gamma}_{eq} = \sqrt{\frac{1}{2} \dot{\gamma} \otimes \dot{\gamma}}$ le taux de cisaillement équivalent.

Concernant les conditions aux limites, on fera l'hypothèse que le fluide adhère aux parois (frontières $\partial\Gamma_{3-1}$ et $\partial\Gamma_{3-2}$). Concernant les frontières latérales $\partial\Gamma_{3-in}$ et $\partial\Gamma_{3-out}$, la pression est imposée à sa valeur de référence.

2.3 Domaine Solide

Afin de simplifier le problème, seul le cylindre Ω_2 sera considéré comme élastique; le solide Ω_1 sera considéré comme indéformable. Le problème linéaire élastique consiste alors à trouver le vecteur déplacement \mathbf{U} dans le domaine Ω_2 tel que:

$$\nabla \cdot \sigma_s = 0 \quad (6)$$

Avec $\sigma_s = C \varepsilon_s(\mathbf{U})$, $\varepsilon_s = (\nabla \mathbf{U} + (\nabla \mathbf{U})^T)$, C le tenseur de rigidité contenant les propriétés matériaux (module d'Young et coefficient de Poisson), $\mathbf{U} = \{U, V\}$, U et V les déplacements respectivement selon X et Y .

Les solides étant considérés comme infiniment long selon z , on utilise l'hypothèse des déformations planes. Concernant les conditions aux limites, la frontière supérieure $\partial\Gamma_2$ est considérée comme encastree $U = V = 0$ et on imposera la continuité des contraintes à l'interface fluide-solide $\partial\Gamma_{3-2}$ (voir 2.5).

2.3 Conservation de l'Energie

Compte tenu des très faibles épaisseurs rencontrées et pour des valeurs importantes du taux de glissement (12), les effets thermiques jouent un rôle très important dans l'évolution de la viscosité et donc dans celle du coefficient de frottement. On applique alors dans chaque domaine $[\Omega_i]$ le principe de conservation de l'énergie, exprimé en fonction de la température et en considérant les capacités thermiques à pression constante C_{p_i} , comme constantes :

$$\rho_i C_{p_i} (\mathbf{u}_i \cdot \nabla T) = \nabla \cdot (k_i \nabla T) + Q_i \quad (7)$$

avec $i = 1, 2$ pour les solides et 3 pour le fluide, k_i les conductivités thermiques du domaine i , \mathbf{u}_i les vecteurs vitesse du domaine i et Q_i les termes source avec $Q_1 = Q_2 = 0$ et $Q_3 = Q_{cisail} + Q_{compr}$. Concernant les termes sources, il n'y a pas de source de chaleur dans les solides. Dans le fluide, le lubrifiant subit de forts taux de cisaillement créant un échauffement visqueux (8) et est aussi soumis à de fortes compressions (9) issues du travail de la pression, traduits par :

$$Q_{cisail} = \eta (\nabla \mathbf{u}_3 \otimes \nabla \mathbf{u}_3 + \nabla \mathbf{u}_3 \otimes (\nabla \mathbf{u}_3)^T) - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{u}_3)^2 \quad (8)$$

$$Q_{compr} = - \frac{T}{\rho_3} \frac{\partial \rho_3}{\partial T} \Big|_p (\mathbf{u}_3 \cdot \nabla p) \quad (9)$$

La température est imposée à l'entrée $\partial\Gamma_{3-entree}$ et à la sortie $\partial\Gamma_{3-sortie}$ du domaine fluide (seulement quand le fluide rentre dans le domaine) et aux frontières solides $\partial\Gamma_1$ et $\partial\Gamma_2$, comme valeur

de référence T_0 . A l'interface liquide solide, $\partial\Gamma_{3-1}$ et $\partial\Gamma_{3-2}$, des conditions classiques de continuité du flux de chaleur sont appliquées.

2.4 Maillage mobile

Après avoir décrit les différents mécanismes physiques pris en compte dans notre modèle, l'utilisation d'un maillage mobile est nécessaire pour assurer le couplage fluide/solide. En effet, le problème EHD est caractérisé par le fait que les déplacements dus aux déformations des solides sont du même ordre de grandeur que les épaisseurs de film rencontrées. Numériquement, ces déformations vont donc déterminer la taille du domaine fluide. Classiquement, on exprime les équations de la mécanique des fluides en utilisant une description *Eulerienne*, fixant un domaine et regardant l'évolution des particules fluides. Concernant les équations du solide, on utilise une approche *Lagrangienne*, dans laquelle chaque nœud du domaine suit la particule solide associée. Dans le but de conserver la forme classique de chaque équation et de combiner les deux approches, une méthode Arbitrary-Lagrangian-Eulerian (ALE) est utilisée afin d'assurer le couplage fluide/solide. Deux systèmes de coordonnées sont alors définis :

- Un système de coordonnées dans lequel le maillage est **mobile**, défini par les coordonnées spatiales (x, y)
- Un système de coordonnées (X, Y) , dans lequel le maillage est **fixe**

Le comportement du fluide et les équations de conservation de l'énergie, sont exprimés dans le système de coordonnées mobile alors que les équations des solides sont écrites dans le système fixe. Deux degrés de liberté par nœuds (x, y) sont donc ajoutés, décrivant l'évolution du repère mobile par rapport au repère fixe. Comme montré (Figure 1), l'entrefer entre les deux solides est contrôlé par l'intermédiaire du paramètre Δ , imposé à chaque nœud du domaine Ω_1 . Concernant les nœuds du domaine solide déformable Ω_2 , on impose au maillage mobile de se déplacer en fonction des déplacements résolus dans (6). Enfin, les déplacements des nœuds du domaine fluide sont lissés en résolvant un *Laplacien* à l'intérieur du domaine Ω_3 (10), et avec les conditions aux interfaces $\partial\Gamma_{3-2}$ et $\partial\Gamma_{3-1}$ décrites précédemment pour les domaines adjacents:

$$\frac{\partial^2 x}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 x}{\partial Y^2} \text{ et } \frac{\partial^2 y}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 y}{\partial Y^2} \quad (10)$$

En effet, il est nécessaire que les nœuds aux frontières du domaine fluide, suivent strictement les conditions limites imposées; alors que l'on cherche simplement à ce que les nœuds dans le domaine fluide s'accommodent au mieux des déplacements imposés sur les frontières, sans changer la topologie du maillage.

2.5 Conservation de la charge

Classiquement en EHD, la donnée du problème est la charge W et non pas l'entrefer résultant h fonction de Δ (voir Figure 1). Pour finaliser la formulation du problème, on introduit donc une équation supplémentaire assurant la conservation de la charge au cours du calcul:

$$\text{Trouver } \Delta \text{ tel que, } \int_{\partial\Gamma_{3-2}} \sigma_f \cdot \mathbf{n} \cdot d\Gamma - W = 0 \quad (11)$$

La modélisation du problème Thermo-EHD a donc été effectuée de manière originale, en modélisant explicitement la dimension de l'épaisseur de lubrifiant (contrairement aux approches simplifiées classiques). Une méthode de type éléments finis est alors employée pour résoudre le problème.

3 Résolution numérique et validation

3.1 Résolution

La méthode des éléments finis est utilisée pour approximer chaque variable du problème. Chaque équation est écrite sous sa forme faible, et chaque variable est approximée avec des polynômes de Lagrange comme fonctions de forme sur chaque élément. Pour les variables déplacements (x_1 et y_1), coordonnées du maillage mobile (x et y) et température T , des éléments d'ordre 1 sont utilisés compte tenu de la nature des équations résolues. Pour les variables du domaine fluide, des éléments d'ordre 2 en pression (p) et d'ordre 3 en vitesse (u, v) sont utilisés afin d'obtenir un ordre d'approximation plus élevé sur les taux de cisaillement, tout en minimisant le nombre d'éléments dans l'épaisseur.

Les équations résolues étant non-linéaires (par nature et par couplage entre les différentes physiques), un algorithme de type *Newton-Raphson* est appliqué pour linéariser le problème (voir Figure 2). Le système linéaire obtenu est alors résolu par factorisation de type LU. Le couplage fort entre les différentes équations résolues et leurs fortes non-linéarités imposent alors, pour assurer la convergence de l'algorithme et la rapidité de résolution, une condition initiale issue d'approche analytique classique [3].

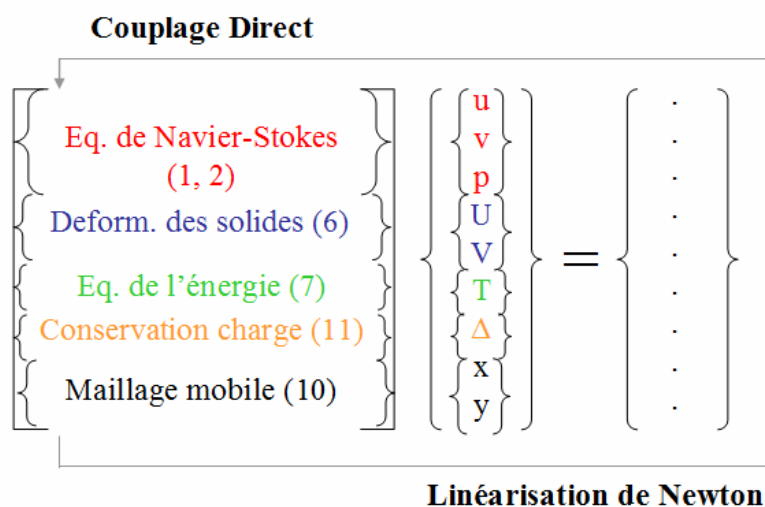


FIG. 2 – Principe de résolution directe à couplage fort

3.2 Validation du modèle

Afin de comparer l'approche développée avec les résultats issus de modèles de la littérature, un cas à faible glissement isotherme, newtonien est effectué, cas où les hypothèses de la lubrification classique s'appliquent. Les résultats obtenus sont alors comparés (Figure 3) aux modèles de la littérature [1] concernant la prédiction de l'épaisseur de film (vert) et du champ de pression (bleu).

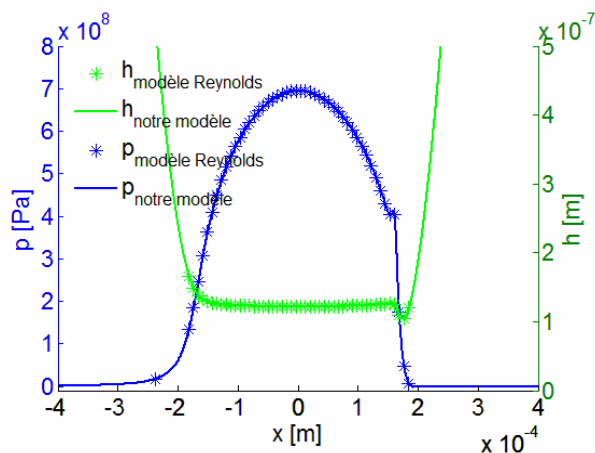


FIG. 3 – Epaisseurs de film (vert) et champ de pression (bleu) obtenus avec une méthode classique (modèle Reynolds) et l'approche présentée (notre modèle)

Les allures caractéristiques du champ de pression et de l'épaisseur de film comportant un "plateau" puis une zone de striction en sortie, sont retrouvées [3]. Un très faible écart (2% en norme 2) est alors noté, validant les hypothèses effectuées classiquement (dans les cas où les effets thermiques et non-newtoniens sont négligeables) et permettant la validation de notre approche.

4 Résultats

Une fois le modèle validé sur des cas d'étude "classiques", l'approche développée est utilisée pour mieux comprendre les différents couplages (fluide/solide et thermique) influant sur le coefficient de frottement voire sur l'épaisseur de film.

4.1 Evolution du coefficient de frottement

Une étude sur l'évolution du coefficient de frottement (Figure 4) est alors effectuée en faisant varier le taux de glissement :

$$SRR = \frac{u_1 - u_2}{\frac{u_1 + u_2}{2}} \quad (12)$$

On remarque comme décrit dans [3], que la prise en compte des effets non-newtoniens (courbe bleu) et non-newtoniens thermiques (courbe rouge) est essentielle pour tenter de prédire l'évolution du coefficient de frottement, grandeur fondamentale pour estimer les pertes énergétiques.

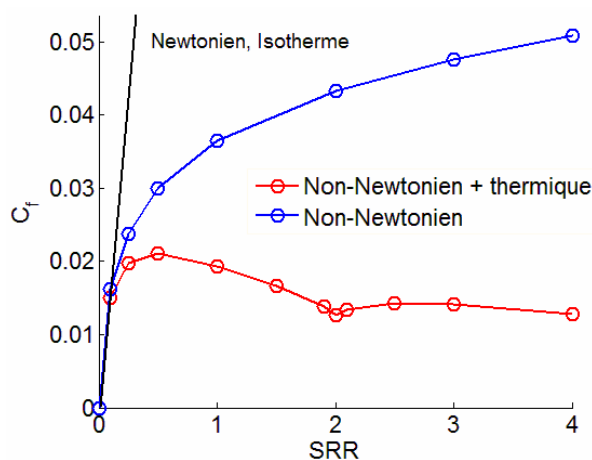


FIG. 4 – Evolution du coefficient de frottement

On remarque que la prise en compte des effets non-newtoniens implique que le frottement n'augmente plus linéairement. En prenant en compte les effets thermiques, la valeur maximale de C_f est encore réduite et l'on assiste à une diminution du frottement quand le SRR augmente. En effet, l'augmentation du terme (8), impose une augmentation de la température dans le contact, et donc une diminution de viscosité, entraînant la diminution du coefficient de frottement.

4.2 Cas à fort glissement

Lorsque le paramètre SRR est supérieur à 2, les vitesses des solides antagonistes sont alors opposées. Le fluide à température T_0 est entraîné par le solide Ω_1 de la gauche vers la droite avec une vitesse $u_1 = 7.5m \cdot s^{-1}$ et par le cylindre Ω_2 de la droite vers la gauche avec une vitesse $u_2 = -2.5m \cdot s^{-1}$. Le champ de température est tracé dans les trois domaines, dans la configuration

déformée (Figure 5-a). Une élévation de température de 38K, principalement causée par le cisaillement du fluide, est alors notée au centre du contact. Le fluide chaud est conduit hors du contact par convection, par l'intermédiaire de chaque solide. A l'entrée principale (sur la gauche), le fluide entrant va alors subir un échauffement par conduction avec le fluide sortant. La viscosité diminue dans la zone du convergent, réduisant ainsi l'épaisseur de film dans le contact. En traçant par exemple, l'évolution de la viscosité dans l'épaisseur de film (Figure 5-b), on remarque de très fortes variations dans l'épaisseur ($\eta_0 = 0.01[Pa \cdot s]$).

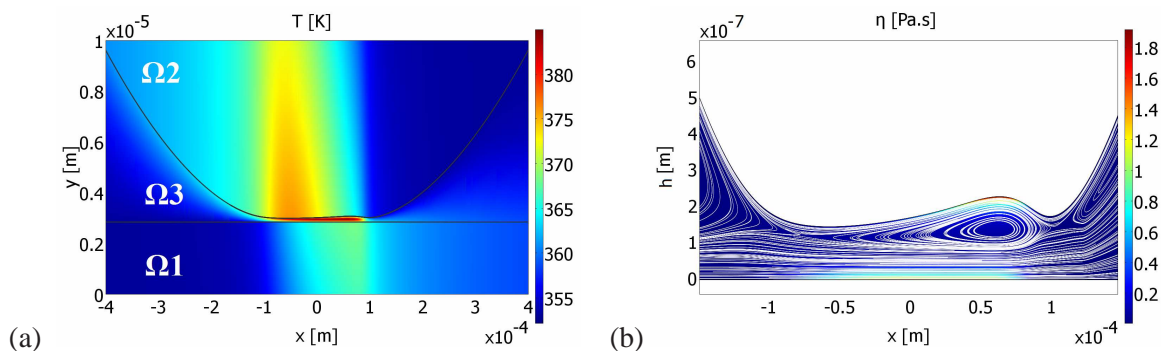


FIG. 5 – Evolution du champ de température dans les différents domaines (à gauche) et de la viscosité (à droite), sur des cas à fort glissement (lignes de courant en blanc)

Le maximum en viscosité est atteint là où la pression est maximum et où la température est plus faible. On observe alors une modification de la forme de l'épaisseur de film et la création d'un "dimple", augmentation locale de l'épaisseur centrale classiquement constante. La résolution des équations de la mécanique des fluides nous permet également de remarquer la présence d'une zone de recirculation engendrée par la rencontre des deux couches de fluides chacune entraînée par les surfaces antagonistes, dans le sens opposé. Une particule entrant dans le contact peut ainsi être piégée dans cette zone de forte pression.

4.2 Cas "Zero Entrainement Velocity (ZEV)"

Avec le même matériau pour les deux solides, et en augmentant le SRR jusqu'à $u_1 = -u_2$, les approches classiques de type Reynolds, prédisent qu'aucune épaisseur de film n'est générée puisque la vitesse d'entraînement du fluide ($u_1 + u_2$) est nulle. Mais, comme observé par Dyson et al. [5], une épaisseur de film est néanmoins établie expérimentalement sous ces conditions. Plusieurs propositions ont été effectuées dont une, postulée par Cameron [6] expliquant qu'un gradient de température à travers l'épaisseur de film génère un gradient de viscosité, impliquant un gradient de pression horizontal, et donc une génération d'épaisseur de film. L'approche développée permet de reproduire numériquement de tels cas extrêmes et de fournir des informations sur les différents gradients dans l'épaisseur. On représente les résultats obtenus (Figure 6-a) concernant l'évolution du champ de température. Le maximum est atteint au centre du contact. Les vitesses de chaque surface étant opposées (Figure 6-b), la chaleur est évacuée par convection de chaque côté par chaque solide.

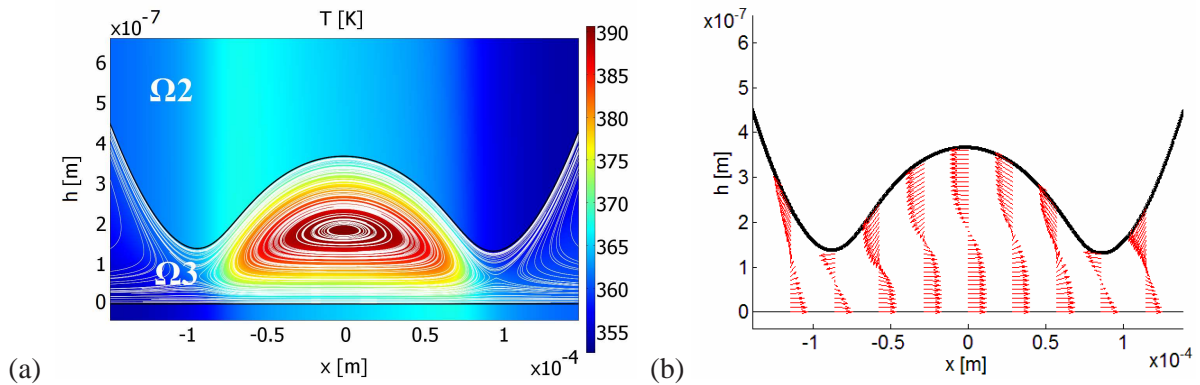


FIG. 6 – Champ de température (à gauche) et champ de vitesse (à droite) dans le fluide, pour un cas ZEV (lignes de courant en blanc)

Un gradient de température vertical est observé à chaque extrémité de la zone du contact, expliquant ainsi le gradient de viscosité et la création d'une épaisseur de film conformément aux observations de [5]. Une zone de recirculation est également observée grâce à l'approche développée, apportant des informations plus précises sur le comportement du lubrifiant dans ce type de conditions.

Conclusion

Une approche fluide-solide a donc été développée afin d'apporter des éléments nouveaux dans la compréhension des différents couplages apparaissant dans des cas de fort glissement dans un contact en régime Thermo-EHD, en utilisant une méthode de maillage mobile pour assurer le couplage. Les équations de Navier-Stokes, de l'élasticité et de la conservation de l'énergie ont été résolues dans un même système avec couplage fort en s'affranchissant ainsi des nombreuses hypothèses classiquement effectuées et permettant ainsi une meilleure évaluation du coefficient de frottement et la résolution de cas extrêmes de lubrification, impossible à appréhender avec l'approche classique de Reynolds.

Références

- [1] W. Habchi. *A full system finite element approach to elastohydrodynamic lubrication problems: application to ultra-low-viscosity fluids*. PhD thesis, INSA de Lyon, 2008.
- [2] J.N. Gence. *Les écoulements de fluides newtoniens - Principaux mécanismes associés aux mouvements des fluides*. Ellipses, 2007.
- [3] R. Gohar. *Elastohydrodynamics*. Imperial College Press, 2001.
- [4] H. Eyring. Viscosity, plasticity and diffusion as examples of absolute reaction rates. *J. Chem. Phys.*, 4: 283–291, 1936.
- [5] A. Dyson and A. R. Wilson. Film thickness in elastohydrodynamic lubrication at high slide/roll ratios. *Proc. Inst. Mech. Eng.*, 183 (3P): 81–97, 1968-1969.
- [6] A. Cameron. The viscosity wedge. *ASLE Trans.*, 1: 248–253, 1958.