



**HAL**  
open science

# Les garnitures mécaniques : Etude théorique et expérimentale

Noël Brunetière

► **To cite this version:**

Noël Brunetière. Les garnitures mécaniques : Etude théorique et expérimentale. Mécanique [physics.med-ph]. Université de Poitiers, 2010. tel-00506535

**HAL Id: tel-00506535**

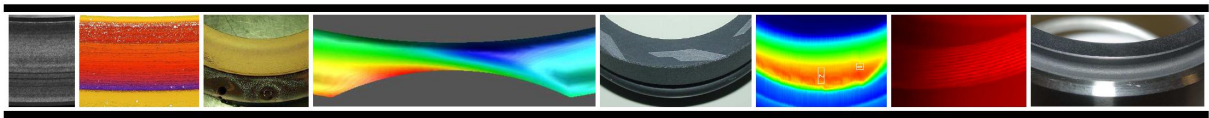
**<https://theses.hal.science/tel-00506535>**

Submitted on 28 Jul 2010

**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.

# Les garnitures mécaniques



## Étude théorique et expérimentale

Habilitation à diriger des recherches  
Université de Poitiers - CNRS  
Noël Brunetière

# Habilitation à diriger les recherches

Présentée par :

Noël BRUNETIÈRE

---

Université de Poitiers  
Faculté des Sciences Fondamentales et Appliquées

---

**Les garnitures mécaniques**

**Étude théorique et expérimentale**

---

Soutenance prévue le 9 juillet 2010

---

## JURY

<i>Rapporteurs :</i>	B. BOU-SAÏD	Maître de Conférence HDR, Insa de Lyon
	D. MAZUYER	Professeur, École Centrale de Lyon
	J. TICHY	Professeur, Rensselaer Polytechnic Institute, Troy
<i>Examineurs :</i>	M. ARGHIR	Professeur, Université de Poitiers
	D. LASSEUX	Chargé de Recherche CNRS, Laboratoire TREFLE, Talence
	T. LUBRECHT	Professeur, INSA de Lyon
	B. TOURNERIE	Professeur, Université de Poitiers

# Avant propos

Ce document est une synthèse d'environ dix années de recherche menée au sein de l'ancien LMS (Laboratoire du Mécanique des Solides) qui constitue, depuis le 1<sup>er</sup> janvier 2010, le département Génie Mécanique et Systèmes Complexes de l'Institut Pprime, à Poitiers. Je fais souvent référence au laboratoire dans ce document. Le lecteur comprendra qu'il s'agit de l'ancien laboratoire ou du nouveau département. Ces changements n'ont pas altéré l'excellente ambiance (de travail) qui règne au laboratoire. Elle résulte des compétences, de la bonne volonté et de la bonne humeur de l'ensemble de ses membres : ingénieurs, étudiants, secrétaires, techniciens, enseignants et chercheurs.

Le travail que je présente est le résultat d'une collaboration fructueuse avec Bernard Tournier depuis 1997, lorsqu'il m'a accueilli au LMS pour mon stage de DEA. Les avancées obtenues sont aussi et surtout le résultat des travaux de recherche des étudiants que j'ai eu le plaisir d'encadrer.

Je tiens enfin à remercier les membres du jury qui ont accepté de donner de leur temps afin d'examiner ce travail et, pour certains d'entre-eux, d'en faire un compte-rendu. Je remercie chaleureusement mes collègues (Bernard et Jean) qui ont fait un travail de fourmi dans la relecture de ce document.

Pour finir, je dédie ce recueil à Loriane, Edward et Florence, ma famille, qui sont ma raison d'avancer.



# Table des matières

<b>Avant propos</b>	<b>3</b>
<b>Table des matières</b>	<b>5</b>
<b>Introduction</b>	<b>11</b>
Un peu d'histoire ...	11
Les garnitures mécaniques	12
Motivations de l'étude	13
Plan du mémoire	14
Mode de lecture	14
<b>Partie I Généralités sur les garnitures mécaniques</b>	<b>15</b>
<b>1 Étude bibliographique</b>	<b>17</b>
1.1 Historique des garnitures mécaniques	17
1.1.1 Développement industriel	17
1.1.2 Quelques chiffres ...	20
1.1.3 L'évolution de la recherche	21
1.2 Phénoménologie des garnitures mécaniques	22
1.3 Lubrification des faces	24
1.3.1 Caractérisations des surfaces	24
1.3.2 Les régimes de lubrification	25
1.3.3 La lubrification hydrodynamique	27
1.3.4 La lubrification mixte	33
1.3.5 Conclusions	38
1.4 Comportement dynamique	39
1.4.1 Degrés de libertés et actions mécaniques	39
1.4.2 L'entraînement dynamique stable	40
1.4.3 Les critères de stabilité	40
1.4.4 Conclusions	41
1.5 Comportement thermo-élastique	41
1.5.1 Les transferts de chaleur	41
1.5.2 Les déformations des faces	49
1.5.3 Conclusions	50
1.6 Changement de phase	51
1.6.1 Mise en évidence expérimentale	51
1.6.2 Modélisation du changement de phase	52

1.6.3	Conclusions . . . . .	53
1.7	Les garnitures particulières . . . . .	53
1.7.1	Les joints hydrostatiques . . . . .	53
1.7.2	Les garnitures gaz . . . . .	54
1.7.3	Conclusions . . . . .	55
1.8	Conclusions . . . . .	55
<b>2</b>	<b>Description géométrique, cinématique et dynamique</b>	<b>57</b>
2.1	Configuration axisymétrique . . . . .	57
2.2	Configuration tridimensionnelle stationnaire . . . . .	59
2.3	Configuration tridimensionnelle tournante . . . . .	60
2.4	Conclusions . . . . .	61
<b>3</b>	<b>Analyse phénoménologique de l'écoulement</b>	<b>63</b>
3.1	Écoulement d'un fluide incompressible . . . . .	64
3.2	Écoulement d'un fluide compressible . . . . .	67
3.3	Conclusions . . . . .	68
<b>Partie II</b>	<b>Garnitures mécaniques à film mince</b>	<b>71</b>
<b>4</b>	<b>L'écoulement en film mince</b>	<b>73</b>
4.1	L'équation de Reynolds . . . . .	73
4.1.1	Expression de l'équation de Reynolds . . . . .	73
4.1.2	Résolution numérique . . . . .	74
4.2	L'équation de l'énergie . . . . .	76
4.2.1	Expression de l'équation de l'énergie . . . . .	76
4.2.2	Résolution . . . . .	77
4.3	Conclusions . . . . .	78
<b>5</b>	<b>Une approche simple</b>	<b>79</b>
5.1	Modèle . . . . .	79
5.1.1	Comportement du film fluide . . . . .	79
5.1.2	Comportement des solides . . . . .	81
5.1.3	Couplage fluide-solides . . . . .	82
5.2	Résultats . . . . .	83
5.2.1	Validation . . . . .	83
5.2.2	Discussion . . . . .	83
5.3	Conclusions . . . . .	86
<b>6</b>	<b>Le comportement TEHD</b>	<b>89</b>
6.1	Le couplage fluide-solides . . . . .	89
6.2	Étude numérique des garnitures mécaniques à faces lisses . . . . .	90
6.2.1	Présentation de l'étude . . . . .	90
6.2.2	Effet des déformations thermiques . . . . .	92
6.2.3	Influence de la vitesse de rotation . . . . .	93
6.2.4	Influence des matériaux . . . . .	93
6.2.5	Influence du mésalignement . . . . .	94

6.2.6	Conclusion . . . . .	95
6.3	Étude expérimentale . . . . .	95
6.3.1	Présentation du dispositif . . . . .	95
6.3.2	Comparaison théorie expérience . . . . .	95
6.3.3	Analyse des conditions d'échange fluide-solides . . . . .	98
6.4	Étude numérique des garnitures mécaniques à encoches . . . . .	103
6.4.1	Modèle . . . . .	103
6.4.2	Résultats . . . . .	104
6.4.3	Conclusions . . . . .	106
6.5	Conclusions . . . . .	108
<b>7</b>	<b>La lubrification mixte</b>	<b>109</b>
7.1	Caractérisation des surfaces . . . . .	109
7.1.1	Paramètres . . . . .	109
7.1.2	Mesures . . . . .	112
7.1.3	Résultats . . . . .	112
7.2	Modélisation de la lubrification mixte . . . . .	113
7.2.1	Description du modèle . . . . .	113
7.2.2	Modélisation des surfaces . . . . .	115
7.2.3	Écoulement entre les surfaces . . . . .	116
7.2.4	Contact des aspérités . . . . .	118
7.3	Résultats . . . . .	118
7.3.1	Configuration . . . . .	118
7.3.2	Exemple de résultats . . . . .	120
7.3.3	Influence du maillage . . . . .	120
7.3.4	Étude paramétrique . . . . .	121
7.4	Conclusions . . . . .	125
<b>8</b>	<b>Le changement de phase</b>	<b>127</b>
8.1	Modélisation du changement de phase . . . . .	127
8.1.1	Les différentes approches . . . . .	127
8.1.2	Comportement du film fluide . . . . .	129
8.1.3	Couplage fluide-solides . . . . .	130
8.1.4	Modélisation numérique . . . . .	131
8.2	Étude expérimentale . . . . .	131
8.2.1	Le banc d'essais . . . . .	131
8.2.2	Mesures optiques . . . . .	132
8.2.3	Comparaison théorie-expérience . . . . .	133
8.2.4	Comportement cyclique . . . . .	136
8.3	Exemples de résultat . . . . .	136
8.3.1	Influence de la largeur des faces . . . . .	138
8.3.2	Etude d'un cas sévère . . . . .	138
8.4	Conclusions . . . . .	140
<b>Partie III Garnitures mécaniques à film épais</b>		<b>141</b>
<b>9</b>	<b>L'écoulement en film épais</b>	<b>143</b>



9.1	Les régimes d'écoulement . . . . .	143
9.1.1	Configuration . . . . .	143
9.1.2	Écoulement de Couette entre un disque en rotation et un disque au repos . . . . .	144
9.1.3	Écoulement de Poiseuille entre deux disques au repos . . . . .	147
9.1.4	Écoulement inter-disques de Couette et Poiseuille combinés . . . . .	148
9.1.5	Cas des garnitures hydrostatiques . . . . .	149
9.2	Modélisation du régime turbulent . . . . .	149
9.2.1	Configuration et équations du problème . . . . .	149
9.2.2	Loi de paroi . . . . .	151
9.2.3	Loi de frottement . . . . .	152
9.2.4	Modèle de turbulence . . . . .	154
9.2.5	Transition vers la turbulence . . . . .	157
9.3	Équations de conservation dans le film lubrifiant . . . . .	157
9.3.1	Les équations de Navier Stokes . . . . .	157
9.3.2	Modélisation des termes d'inertie . . . . .	158
9.3.3	Résolution numérique . . . . .	160
9.3.4	L'équation de l'énergie . . . . .	161
9.4	Cas des fluides compressibles . . . . .	162
9.4.1	Équations de conservation dans le film lubrifiant . . . . .	162
9.4.2	Blocage sonore . . . . .	163
9.5	Conclusions . . . . .	164
<b>10</b>	<b>Les garnitures mécaniques hydrostatiques</b>	<b>165</b>
10.1	Introduction . . . . .	165
10.2	Présentation de l'étude . . . . .	166
10.3	Étude en configuration normale . . . . .	166
10.3.1	Influence des différents phénomènes . . . . .	166
10.3.2	Comparaison avec <i>Code_Saturne</i> . . . . .	167
10.3.3	Comparaison avec l'expérience . . . . .	169
10.4	Etude en configuration dégradée . . . . .	169
10.4.1	Effet d'un dépôt . . . . .	169
10.4.2	Effet d'un mésalignement . . . . .	170
10.4.3	Effet d'un excentrement . . . . .	174
10.5	Conclusions . . . . .	174
<b>11</b>	<b>Les garnitures mécaniques pour gaz</b>	<b>177</b>
11.1	Introduction . . . . .	177
11.2	Effets de la compressibilité . . . . .	177
11.2.1	Loi de comportement . . . . .	177
11.2.2	Conditions aux limites . . . . .	178
11.3	Comportement de l'écoulement . . . . .	179
11.3.1	Comparaison avec l'expérience . . . . .	180
11.3.2	Étude paramétrique . . . . .	180
11.3.3	Généralisation des résultats . . . . .	183
11.4	Couplage fluide solides . . . . .	184
11.5	Conclusions . . . . .	186

<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>189</b>
Synthèse des résultats . . . . .	189
Perspectives . . . . .	190
<b>A Lubrification Mixte</b>	<b>193</b>
A.1 Mise en équation . . . . .	193
A.2 Solution du problème . . . . .	194
<b>Bibliographie</b>	<b>197</b>



# Introduction

## Un peu d'histoire ...

Très tôt l'homme a éprouvé le besoin de pouvoir déplacer et conduire des fluides pour permettre le développement de ses activités et rendre son mode de vie plus confortable. Dès le IV<sup>ème</sup> millénaire avant notre ère, la naissance de grandes cités a nécessité la construction de systèmes d'adduction d'eau [Riv94]. Le principal mode de transport du fluide consiste alors à utiliser la gravité pour provoquer l'écoulement du fluide dans une conduite. Ce procédé naturel présente certaines limites notamment dans le sens d'écoulement et a conduit l'homme à envisager d'autres moyens plus performants et contrôlables où le fluide est mis en mouvement par un système mécanique comme une pompe. Ceci n'a été réellement possible que beaucoup plus tard lorsque de nouvelles inventions ont permis de transformer la chaleur en énergie mécanique utilisable pour entraîner la pompe. Il faut attendre 1690 avec l'invention de la machine à vapeur par Denis Papin . Le 19<sup>ème</sup> siècle voit la naissance de nouveaux moyens de génération d'énergie mécanique avec l'invention du moteur à combustion interne en 1859 et la mise au point du moteur électrique à induction en 1888. Le transport de l'eau peut alors se faire aisément en utilisant l'énergie mécanique fournie par un moteur. La figure 1 montre un exemple de pompe fabriquée à l'époque. Mais d'autres fluides vont présenter un intérêt qui va devenir primordial. Le premier puits de pétrole en 1859 va amorcer une seconde révolution industrielle [Riv94]. La nécessité de transporter et pomper des fluides va prendre les proportions que l'on connaît aujourd'hui. En faisant un rapide dénombrement des pompes et compresseurs qui nous entourent à la maison ou dans notre voiture (lave-linge, lave-vaisselle, frigo, congélateur, climatisation, circulateur de chauffage, pompe à carburant, pompe à injection, pompe de refroidissement, lave-glace, etc) on arrive assez rapidement à une nombre qui dépasse la dizaine. Il y a maintenant des fluides en circulation tout autour de nous.

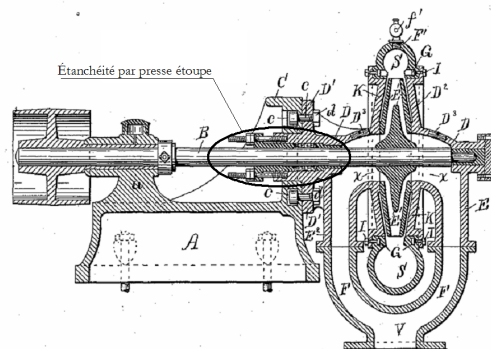


FIGURE 1 – Exemple de pompe centrifuge utilisée au 19<sup>ème</sup> siècle [Web86]

Tous ces systèmes ne peuvent fonctionner correctement que dans la mesure où l'étanchéité du fluide est assurée. Il faut mettre en oeuvre, d'une part, une étanchéité statique entre les différents constituants

et d'autre part, une étanchéité dynamique au niveau du passage de l'arbre au travers du carter. Cette dernière est beaucoup plus délicate à réaliser en raison du mouvement relatif des éléments contigus. Sur les premières pompes, comme celle présentée sur la figure 1, l'étanchéité est assurée par un presse étoupe qu'on appelle aussi tresse ou éventuellement garniture. A partir des années 1940, un nouveau système apparaît. Il s'agit des garnitures mécaniques. Celles-ci ont maintenant supplanté les presses étoupes dans de nombreuses applications. Mais nous développerons plus en détails l'historique de ce composant dans le chapitre bibliographique.

## Les garnitures mécaniques

L'analyse et la modélisation des garnitures mécaniques, que j'appellerai parfois joint d'étanchéité, ont constitué le coeur de mon activité de recherche depuis 1997 où j'ai commencé un DEA <sup>1</sup> sous la direction de Bernard Tournier (Laboratoire de Mécanique des Solides, UMR CNRS 6610, Université de Poitiers). Tout d'abord, essayons de présenter les garnitures mécaniques. Elles se composent principalement d'un ensemble tournant, ou rotor, lié à l'arbre et d'un ensemble fixe, ou stator, lié au carter de la machine. Un de ces deux éléments présente nécessairement une liaison flexible avec son support de manière à permettre un alignement parfait des faces du rotor et du stator. Sur le schéma de principe de la figure 2, c'est l'élément tournant qui bénéficie de la liaison souple. On parle alors de "rotor flottant" ou bien, dans le jargon industriel de "garniture tournante". Réciproquement, il existe des garnitures à "stator flottant" aussi dénommée "garniture stationnaire".

Les faces de frottement du rotor et du stator constituent la barrière entre les deux milieux que sont le fluide sous pression et l'atmosphère par exemple. Celles-ci sont maintenues en contact par l'effort exercé par les éléments élastiques (un ressort dans notre exemple) et par le fluide sous pression. Les étanchéités statiques entre les autres éléments de la garniture sont généralement assurées par des joints toriques comme sur la figure 2. Enfin, on trouve des éléments permettant l'entraînement ou le blocage en rotation du rotor et du stator. Ces dispositifs, qui ne sont pas représentés ici, peuvent être constitués de pions placés dans une rainure. Bien évidemment, il existe une grande variété de garnitures mécaniques qui diffèrent les unes des autres par leur agencement ou par les solutions techniques retenues pour les dispositifs annexes. Par exemple, sur certains modèles de garniture un soufflet métallique ou en élastomère remplace les ressorts et joue le rôle d'étanchéité secondaire. Cependant, le principe général reste le même et le lecteur qui souhaite plus de renseignement sur les divers types de garnitures pourra se reporter à l'article des Techniques de l'Ingénieur [AFM] ou à un des ouvrages suivants [SS92], [MN98] [Fli07].

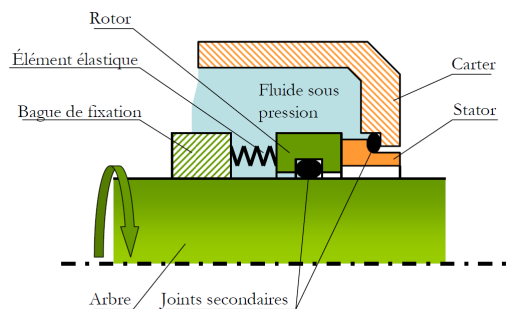


FIGURE 2 – Schéma de principe d'une garniture mécanique

Les garnitures mécaniques sont présentes dans tous les secteurs d'activités : chimie, industrie pétro-

lière et de transformation, agro-alimentaire, papeterie, transport, nucléaire... Elles sont donc amenées à assurer l'étanchéité de divers fluides liquides, pâteux ou gazeux et éventuellement chargés de particules solides sur de nombreuses machines telles que pompes, compresseurs, agitateurs, turbines à gaz. A ce titre, elles peuvent fonctionner dans des conditions d'exploitation extrêmement sévères [AFM] :

**hautes pressions** : plus de  $15\text{MPa}$  ;

**hautes et basses températures** : de  $-200$  à plus de  $400^\circ\text{C}$  ;

**grandes vitesses** : plus de  $10000\text{tr}/\text{min}$  ;

**grands diamètres** : supérieur à  $500\text{mm}$  ;

et ceci pour des durées de vie pouvant atteindre plusieurs dizaines de milliers d'heures.

## Motivations de l'étude

La question qui se pose maintenant est : "Pourquoi consacrer autant d'années de recherche à un tel composant ?". J'ai essayé de montrer dans le premier paragraphe de cette introduction la place qu'occupait les fluides en mouvement, et par suite les étanchéités, autour de nous. Si parallèlement on regarde les conditions de fonctionnement que peut supporter ce type de composant, il est évident qu'il a fallu résoudre certains problèmes techniques pour en arriver à ce stade de performances. Ceci a nécessité de comprendre le mode de fonctionnement des garnitures afin d'identifier les phénomènes physiques régissant leur comportement. Puis il a été possible de définir des modèles permettant de simuler et donc d'améliorer ce système d'étanchéité. On voit ici le rôle que les sciences ont pu jouer et ont encore à jouer. Cependant, il a fallu plusieurs facteurs pour motiver ces études. En effet, les garnitures mécaniques ont été mises en fonctionnement et ont fait, en partie, leurs preuves avant d'avoir été analysées d'un point de vue scientifique. Le premier facteur déclenchant est bien sûr économique : augmenter les performances ouvre de nouveaux marchés, améliorer la fiabilité évite les arrêts fortuits des machines que peut causer une rupture d'étanchéité. Nous donnerons quelques chiffres à ce sujet dans le chapitre bibliographique. Mais d'autres aspects plus essentiels ont aussi été à l'origine des travaux de recherches : la sécurité et la préservation de l'environnement. En effet, dans le cas de produits dangereux, toxiques voire radioactifs, un défaut d'étanchéité peut avoir des conséquences extrêmement graves pour les êtres vivants et l'environnement. On garde tous en mémoire l'issue dramatique du vol de la navette spatiale "Challenger", en 1986, qui a explosé suite à une avarie d'étanchéité.

Bien que ces facteurs aient une importance indéniable, ce qui m'a personnellement motivé est plutôt la curiosité et l'intérêt scientifique. En effet, l'étanchéité dynamique qui paraît anodine de prime abord, parce que présente dans de la plupart des machines créées par l'homme, fait interagir de nombreux phénomènes physiques qui rendent de ce fait le problème particulièrement complexe. Comme nous le verrons au cours du développement de ce mémoire, il est souvent nécessaire de faire appel à plusieurs disciplines telles que la mécanique des solides et des fluides, la thermodynamique, la science des matériaux, les mathématiques appliquées afin de d'étudier et de modéliser une garniture mécanique. Cet aspect m'a beaucoup plu et m'a permis de découvrir de nouveaux domaines scientifiques. Enfin pour illustrer mon propos, j'ose citer la préface de l'ouvrage de Müller et Nau [MN98] dans laquelle ils font remarquer qu'il n'existe pas dans la nature d'étanchéité dynamique, celle-ci étant remplacée par des systèmes de valves ou de diaphragmes. Pour eux, ceci peut être attribué à "l'incapacité de l'évolution biologique à développer des joints d'étanchéité dynamique avec un niveau d'étanchéité suffisant".

## Plan du mémoire

Il m'a semblé judicieux de découper le mémoire en trois parties pour les raisons suivantes. Tout d'abord, j'ai principalement participé à l'étude de deux types de garnitures mécaniques. L'étude de ces deux familles de garnitures nécessitent des outils communs qui feront l'objet de la première partie "Généralités sur les garnitures mécaniques"(chapitres 1 à 3). Les premières garnitures sur lesquelles j'ai travaillé sont assez classiques car l'écoulement entre leurs faces est régi par la célèbre équation de Reynolds. Je regrouperai toutes ces études dans la seconde partie intitulée "garnitures mécaniques à film mince" (chapitres 4 à 8). Enfin, d'autres types de garnitures mécaniques se distinguent des premières par un film fluide dont le comportement ne peut être décrit par l'équation précédente. Elles seront analysées dans la troisième partie appelée, assez logiquement, "garnitures mécaniques à film épais" (chapitres 9 à 11).

Le mémoire comprend onze chapitres que je vais décrire brièvement. Le chapitre 1 dresse un état de l'art des connaissances sur les garnitures mécaniques. Après avoir fait un bref historique de ce composant, je présente les différents phénomènes physiques intervenant dans son fonctionnement. Ceci permettra de situer notre contribution par rapport à la littérature. L'ensemble des configurations géométriques étudiées sont décrites dans le chapitre 2. On y trouve également les modèles cinématiques et dynamiques. Afin de bien différencier les garnitures à film mince des garnitures à film épais, une étude phénoménologique est réalisée dans le chapitre 3.

Le chapitre 4 est le premier de la partie dédiée aux garnitures à films minces. Il est donc logique qu'il soit consacré aux équations de l'écoulement en film mince. Les méthodes numériques de résolution sont également présentées. Le chapitre 5 présente un modèle analytique de comportement thermo-élastique des garnitures. Il permet de situer les différentes études les unes par rapport aux autres. Les travaux concernant l'étude théorique et expérimentale du comportement thermo-élasto-hydrodynamique des garnitures mécaniques sont synthétisés dans le chapitre 6. Il s'intéresse au couplage entre les déformations des faces, générées par la dissipation et le chargement de l'interface, sur le comportement de cette même interface. Le chapitre 7 est consacré aux cas où le film devient très mince. Les rugosités des surfaces entrent alors en contact et affectent le régime de lubrification qui devient mixte. Lorsque les températures entre les faces d'une garniture deviennent suffisamment élevées, le fluide peut se vaporiser. Cet aspect est étudié dans le chapitre 8.

Nous passons ensuite dans la partie consacrée aux garnitures mécaniques à film épais. Encore une fois, la partie débute par un chapitre dédié à la présentation des équations de l'écoulement. Ce chapitre 9 est assez conséquent car de nombreux aspects sont à étudier : régime d'écoulement, effets inertiels, etc. Le premier type de garniture à film épais est étudié dans le chapitre 10. Ce sont les garnitures hydrostatiques principalement utilisées sur les pompes de centrales nucléaires. Enfin, le chapitre 11 est consacré aux garnitures mécaniques pour gaz haute pression. Le mémoire se termine par un chapitre qui synthétise les conclusions et dégage les perspectives de recherches pour les années à venir.

## Mode de lecture

Ce document est assez dense et le nombre de chapitre peut être trop important. C'est pourquoi je propose deux modes de lecture. Le lecteur intéressé par le composant pourra lire l'ensemble des chapitres. Mais un mode de lecture plus rapide est envisageable en se limitant aux chapitres de résultats, c'est-à-dire aux chapitres 5, 6, 7, 8, 10 et 11. Je conseille également la lecture du chapitre de conclusion. Si vous en êtes là, c'est que vous avez déjà lu l'introduction. Je vous souhaite une bonne lecture.

## **Première partie**

# **Généralités sur les garnitures mécaniques**





# Chapitre 1

## Étude bibliographique

### 1.1 Historique des garnitures mécaniques

Au cours de discussions avec des fabricants de systèmes d'étanchéité et en examinant la littérature, il est apparu qu'il n'existait pas d'historique des garnitures mécaniques. Il m'a donc semblé opportun d'entamer ce chapitre d'état de l'art par un rappel chronologique du développement des garnitures mécaniques. Notons que les bases de données disponibles sur internet donnent accès à une quantité d'informations qui m'a grandement facilité la tâche. Nous nous intéresserons tout d'abord au développement industriel, puis quelques chiffres illustrant la nécessité des recherches sur ce composant seront présentés. Enfin, l'évolution des recherches fera l'objet de la troisième partie.

#### 1.1.1 Développement industriel

Comme je l'ai évoqué dans l'introduction, l'étanchéité sur les pompes est tout d'abord assurée par des presse-étoupes ou tresses. On en voit un exemple sur la pompe de la figure 1 dans l'introduction. Un presse-étoupe se compose principalement d'une tresse qui est introduite dans un espace annulaire entre l'arbre tournant et le carter (figure 1.1). A l'aide d'une bague et de vis de serrage, cet élément compliant est comprimé et entre alors en contact avec l'arbre. Le bon fonctionnement de ce type d'étanchéité dépend essentiellement du réglage de l'effort appliqué par les vis.

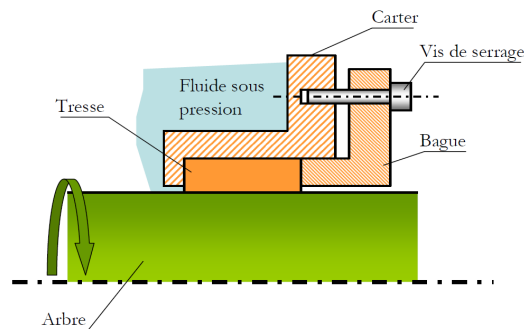


FIGURE 1.1 – Schéma de principe d'un presse-étoupe

Ce système d'étanchéité présente des inconvénients (encombrement axial, usure de l'arbre, sensibilité au mésalignement de l'arbre) qui ont conduit au développement de nouvelles solutions techniques. Dès le début du 20<sup>ème</sup> siècle apparaissent des systèmes qui s'apparentent à des garnitures mécaniques sans

toutefois en porter encore le nom. Les deux exemples présentés sur la figure 1.2 ont été mis au point pour assurer l'étanchéité de turbines à vapeur. Leur architecture est extrêmement proche de celle des garnitures mécaniques avec une surface de contact plane et de section annulaire.

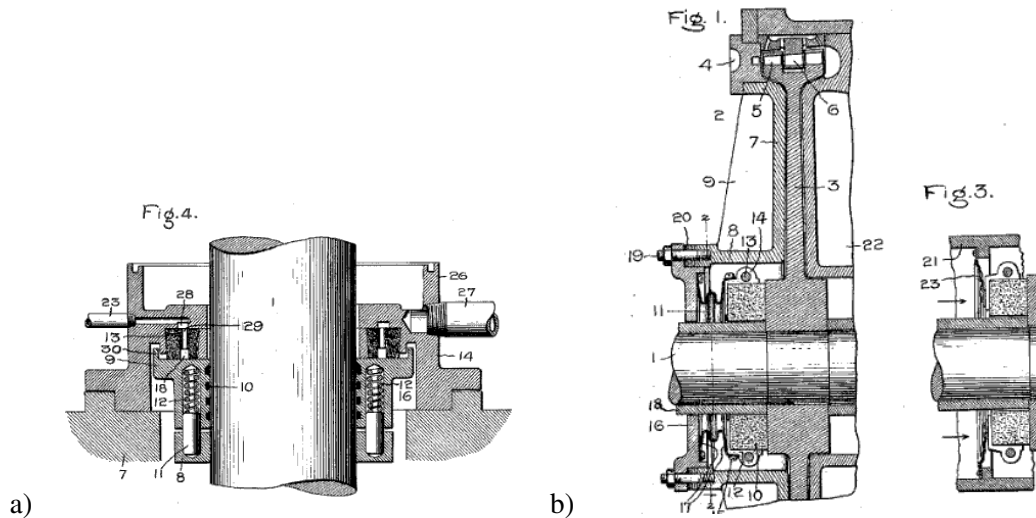


FIGURE 1.2 – Systèmes d'étanchéité pour turbines à vapeur, ancêtres des garnitures mécaniques, inventés en 1906 par a) Key [Key06] et b) Callan [Cal06]

En consultant les bases de données de brevets, ce n'est qu'à partir des années 30-40 que l'on voit apparaître les termes "garnitures mécaniques" ou plutôt "mechanical seal", car celles-ci semblent avoir été inventées aux Etats-Unis. En effet, selon un article de Wikipedia ([en.wikipedia.org/wiki/Rotating\\_face\\_mechanical\\_seal](https://en.wikipedia.org/wiki/Rotating_face_mechanical_seal)), les garnitures mécaniques auraient été inventées par un américain nommé George Cook. Je n'ai toutefois pu trouver aucun renseignement à ce sujet. La structure de ces systèmes d'étanchéité est alors très proche de celle des garnitures actuelles comme on peut le voir sur l'exemple de la figure 1.3. Dès 1942, des garnitures de type cartouche sont mises au point (figure 1.4). Elles présentent l'avantage de pouvoir se mettre en place sans démonter la pompe et peuvent se loger dans l'emplacement initialement occupé par un presse-étoupe. C'est à peu près à cette époque que John crane, le plus gros fabricant de garnitures mécaniques actuellement et, semble-t-il, un des pionniers dans le domaine, dépose son premier brevet. Il concerne l'étanchéité d'une pompe à eau de véhicule automobile ([www.johncrane.co.uk/About\\_history.asp](http://www.johncrane.co.uk/About_history.asp)).

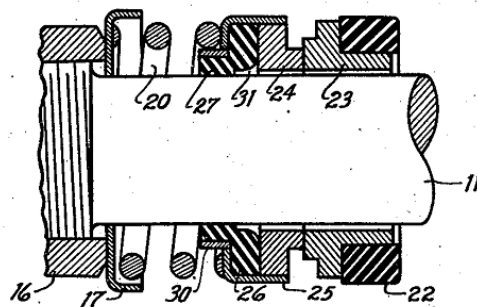


FIGURE 1.3 – Une des premières garnitures mécaniques, inventée en 1940 par Christman et Willet [CW40]

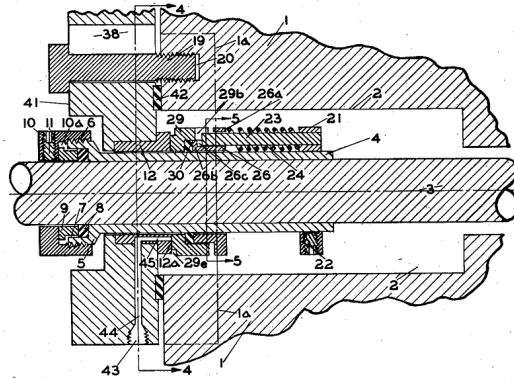


FIGURE 1.4 – Une garniture mécanique de type cartouche, inventée en 1942 par Wiessner [Wie42]

A partir des années 1950, le nombre de brevets déposés augmente rapidement pour atteindre un niveau d'environ 50 à 60 dépôts par décennie. Le graphe de la figure 1.5, qui illustre cette évolution, a été obtenu à partir du moteur de recherche google patents ([www.google.fr/patents](http://www.google.fr/patents)) en ne retenant que les brevets contenant l'expression "mechanical seal" dans leur titre. Même si les résultats obtenus ne sont pas exhaustifs, ils donnent certainement une bonne idée de l'évolution du nombre de brevets se rapportant à notre sujet.

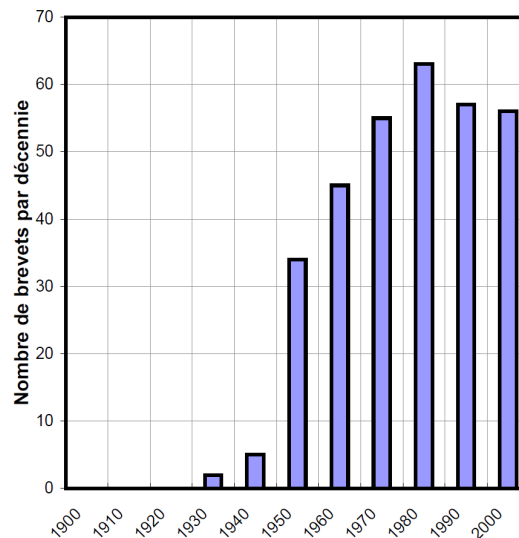


FIGURE 1.5 – Évolution du nombre de brevets déposés (résultats obtenus avec google patents le 5 mars 2008 en utilisant "intitle :\"mechanical seal\" ")

Cependant, il est légitime de se demander si le nombre de brevets est représentatif de l'utilisation du composant dans l'industrie. En 1944, Hollander [Hol44] tente de comparer les presse-étoupes aux garnitures mécaniques dans le cadre des applications pétrolières. Il reconnaît certains avantages aux garnitures mécaniques et des performances qui semblent intéressantes. Mais il souligne un manque de données expérimentales utiles à une meilleure compréhension du fonctionnement des garnitures mécaniques. Douze ans plus tard, Elonka [Elo56] est lui beaucoup plus enthousiaste. Son article commence par la phrase : "La nouvelle fille glamour de la famille grandissante des étanchéité est du type mécanique". Il fait une

comparaison entre les garnitures mécaniques et les presse-étoupes, qui est sévère pour ces dernières. En outre, il y présente tous les types de garnitures alors disponibles en fonction des sollicitations appliquées ainsi que les couples de matériaux. Il faut admettre que, dès 1956, on trouve bon nombre de solutions techniques et architectures qui sont encore actuellement sur le marché. Cependant, il souligne que les industriels sont encore réticents à utiliser les garnitures mécaniques au détriment des tresses. Et en effet, leur apparition comme composant courant dans l'industrie ne se fait que progressivement. La littérature française sur les pompes le démontre assez clairement. Dans l'ouvrage de Champly [Cha50] datant de 1950, seules les presse-étoupes sont présentés comme solution technique d'étanchéité pour les pompes centrifuges. Cinq ans plus tard, Thin [Thi55] présente les garnitures mécaniques comme une solution possible dans les cas particuliers où une très faible fuite est recherchée. Dans l'ouvrage de Sédille de 1967 ([Séd67]), les garnitures mécaniques occupent la même place que les tresses dans le chapitre traitant des systèmes d'étanchéité dans les pompes. Puis Chicha en 1971 [Chi71], souligne qu'il est possible d'utiliser une garniture mécanique sur tous les types de pompes centrifuges. Dans sa revue bibliographique, Nau [SS92] indique que les garnitures mécaniques apparaissent en 1969 dans le glossaire de l'ASLE (American Society of Lubrication Engineers) et que la première norme ISO les concernant est publiée en 1974. Enfin, dans l'édition 2006 du "Pump User's Handbook" ([BB06]), la garniture mécanique est le seul composant d'étanchéité présenté.

Je finirai en rappelant que le but de cette partie n'était pas de démontrer la supériorité des garnitures mécaniques sur les presses-étoupes mais plutôt de montrer comment elles ont pu se faire une place sur un marché essentiellement occupé par les tresses. Notons que celles-ci sont encore utilisées dans de nombreuses applications.

### 1.1.2 Quelques chiffres ...

Quelques données chiffrées sont maintenant utiles pour appréhender le poids économiques des garnitures mécaniques. Malheureusement la littérature est plutôt pauvre dans ce domaine. Grâce aux ouvrages successifs de Mayer [May72] et [May77], au livre de Lebeck [Leb91] et à des données provenant du "Census Bureau ([www.census.gov](http://www.census.gov))" des Etats Unis [Cen04], il a été possible d'obtenir quelques chiffres indiquant les tendances économiques dans ce domaine. Ceux-ci sont présentés sur la figure 1.6. Afin d'avoir une seule échelle les deutschmark ont été convertis en dollars à partir de cotations approximatives de l'époque. Il n'a évidemment pas été possible de convertir les données en euros. On peut observer des croissances extrêmement rapides aussi bien en Allemagne (production doublée en 8 années) qu'aux Etats Unis (chiffre d'affaires multiplié par 8 en moins de 40 ans). Alors que le nombre de brevets déposés stagne à partir des années 1970, les chiffres d'affaires augmentent jusqu'en 2007 environ, malgré une baisse en 2002. Ceci a probablement deux origines. D'une part, les garnitures mécaniques ont mis un temps certain à s'imposer face aux presse-étoupes. D'autre part, le nombre de pompes produites a également augmenté au cours de cette période (voir l'introduction de ce document). Pour finir, il est intéressant d'avoir une estimation du marché mondial qui aurait atteint le chiffre de 1 Milliard de dollars pour la seule année 1990, selon un article de Wikipédia ([en.wikipedia.org/wiki/Rotating\\_face\\_mechanical\\_seal](http://en.wikipedia.org/wiki/Rotating_face_mechanical_seal)).

Malgré leur succès commercial, les garnitures mécaniques ne sont pas encore suffisamment fiables et peuvent entraîner des coûts de maintenances importants. Dans l'introduction de son article, Will [Wil81] indique que, en 1981, les coûts de maintenance du parc de 14000 pompes centrifuges de la société Exxon s'élèvent à environ 15 Millions de dollars par an dont 70% sont dus aux garnitures mécaniques. D'après ces données, un joint à face radiale engendrerait 750 dollars de frais de maintenance annuelle. A partir d'une étude statistique portant sur 1000 pompes réparties dans 3 raffineries et 5 usines chimiques, Flitney et Nau [FN87a] confirment ces tendances en montrant que 70% des défaillances sont dues aux

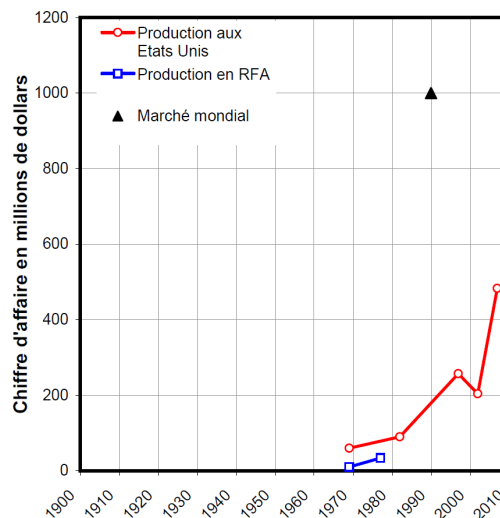


FIGURE 1.6 – Évolution des chiffres d'affaires réalisés sur les garnitures mécaniques dans différents pays)

garnitures mécaniques. Et en effet, selon Coombs [SS92], le MTBF (mean time between failure ou temps moyen entre avaries) d'une garniture mécanique est, en 1988, compris entre 8 et 13 mois ce qui est nettement inférieur aux autres composants d'une pompe comme les roulements à billes par exemple. Fort heureusement les choses vont s'améliorer. Après avoir analysé environ 1000 pompes pendant une période d'environ quatre ans, Beterle [Ber89] montre que seulement 27% des avaries seraient dues aux garnitures mécaniques. En outre 65 % des pompes n'ont souffert d'aucun problèmes au cours des tests. Pour EDF en 1992, la proportion d'avarie due aux garnitures est de 30 à 40 % pour les pompes de centrales électriques, selon Verry [Ver92]. Ces valeurs sont proches de celle obtenue par Beterle. Un peu plus tard, les travaux de Connor et Thew [CT94] montrent que le MTBF des garnitures mécaniques installées dans une usine comptant 900 pompes atteint 3 années, ce qui est maintenant du même ordre de grandeur que celui des paliers des pompes. Ceci est confirmé par une étude présentée dans le "Pump User's Handbook" [BB06] : En 2003-2004, les causes de défaillances enregistrées sur 3300 pompes dans une raffinerie située aux États Unis sont à 43 % dues aux garnitures mécaniques et à 40% engendrées par les paliers.

### 1.1.3 L'évolution de la recherche

Dès 1944, Hollander [Hol44] souligne le manque de résultats scientifiques qui permettraient une meilleure compréhension du fonctionnement des garnitures mécaniques. Et en effet, les recherches sur les garnitures mécaniques ne commencent que quelques années après que celles-ci soient commercialisées. Peut-être a-t-il fallu attendre que celles-ci atteignent un poids économique suffisant avant de solliciter des travaux de recherches.

Du point de vue scientifique, les premières publications apparaissent à la fin des années 1950 et au tout début des années 1960 comme le montre l'étude bibliographique de Nau [SS92]. En 1961, la création par le BHRA (British Hydrodynamic Research Association) du congrès "Fluid Sealing", totalement consacré à l'étanchéité, correspond à la montée en puissance de la littérature sur ce thème. Ce congrès en est à sa 20<sup>ème</sup> édition qui s'est déroulée à Nottingham en 2009. Selon Lebeck [Leb91], le premier ouvrage exclusivement consacré aux garnitures mécaniques et rédigé par Mayer paraît en 1966. La version fran-

çaise de cet ouvrage est publiée en 1972 [May72] suivie d'une seconde édition 5 ans plus tard [May77]. La littérature s'est depuis considérablement enrichie : [Leb91], [SS92], [MN98] ou [Fli07].

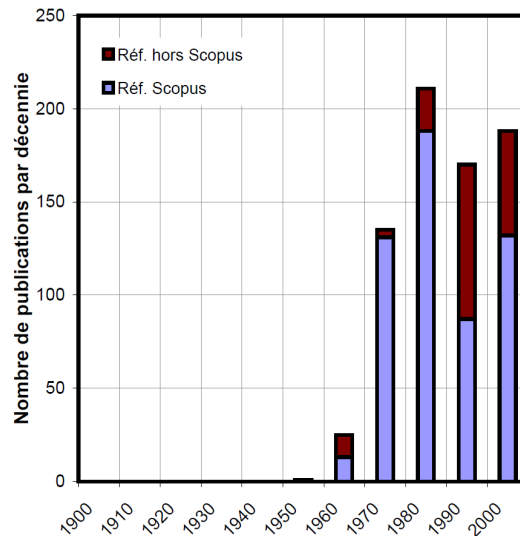


FIGURE 1.7 – Évolution du nombre de publications (résultats obtenus avec scopus [www.scopus.com](http://www.scopus.com) le 6 mars 2008 en utilisant "TITLE("mechanical seal") OR TITLE("face seal")")

La figure 1.7 montre une évolution indicative du nombre d'articles scientifiques traitant des garnitures mécaniques. On observe un plateau de 150 à 200 articles par décennies à partir des années 1980. Ce graphe illustre bien, si on le compare au nombre de brevets déposés (figure 1.5), le décalage temporel d'environ 20 ans existant entre développement industriel et recherche. Je ne m'attarderai pas plus longtemps sur ce sujet car c'est le contenu de ces recherches qui va faire l'objet de la suite de ce chapitre. Toutefois, la totalité des articles dénombrés sur la figure 1.7 ne sera pas présenté, leur nombre s'élevant à 730 !

## 1.2 Phénoménologie des garnitures mécaniques

Avant de rentrer dans le vif du sujet, il est utile de faire un rapide tour d'horizon des phénomènes physiques mis en jeu dans le comportement des garnitures mécaniques. La liste de ces phénomènes permettra d'effectuer un classement des travaux de la littérature. Bernard Tournerie a proposé un graphe présentant les différents phénomènes ainsi que leurs interactions. Celui-ci est repris sur la figure 1.8 et complété par un schéma d'illustration. Les phénomènes sont répertoriés par un numéro qui est reporté sur le schéma. Les interactions et actions sont respectivement illustrées par une flèche à double ou simple sens. Un trait plein est utilisé pour les interactions directes et il devient discontinu lorsque l'interaction est faible.

Une garniture mécanique est principalement composée de deux solides annulaires, l'un d'eux étant en rotation. Le fluide environnant sous pression conduit à la formation d'un film lubrifiant entre les faces du joint. Les caractéristiques de ce film conditionnent le comportement et les performances de l'étanchéité. C'est la clé de voûte permettant le fonctionnement d'une garniture mécanique. L'épaisseur de ce film, qui est généralement sub-micrométrique, est de  $10^3$  à  $10^5$  fois plus petite que les dimensions des solides constituant le joint d'étanchéité. L'écoulement se produisant au sein de ce mince espace est donc généralement régi par les équations de la lubrification et plus particulièrement l'équation de

Reynolds, qui relie les vitesses des surfaces au champ de pression local et à la viscosité du fluide. Étant donné sa très faible épaisseur, le film ne sépare pas nécessairement complètement les surfaces dont les aspérités peuvent entrer en contact. Ce phénomène est numéroté 1 sur la figure 1.8.

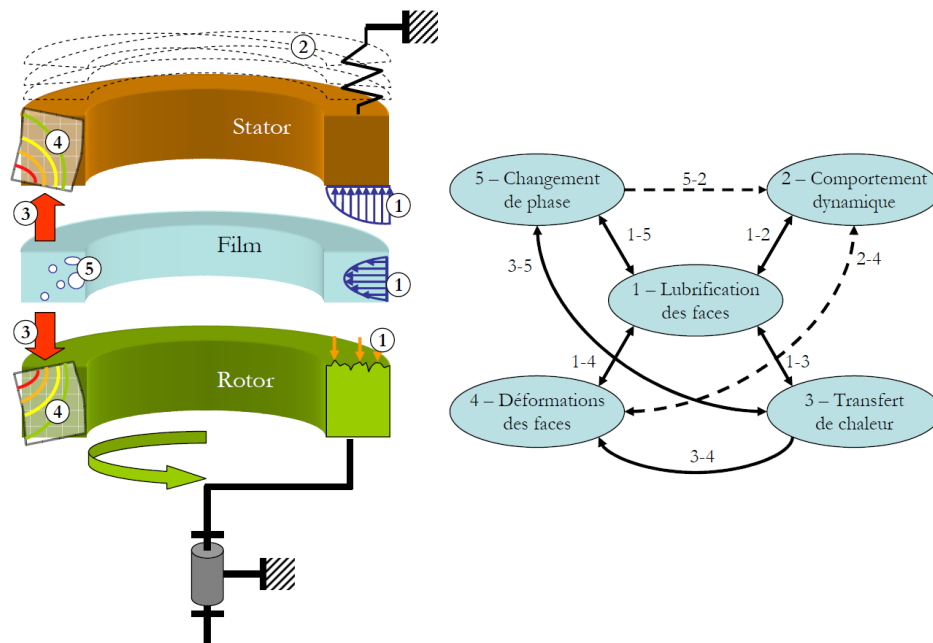


FIGURE 1.8 – Les différents phénomènes régissant le comportement d’une garniture mécanique

L’un, au moins, des deux éléments de la garniture fait l’objet d’une liaison souple avec son support pour permettre le meilleur alignement possible avec l’autre surface. Ce solide, le stator dans notre exemple, dispose donc de plusieurs degrés de liberté. Il est soumis à la fois aux actions du fluide environnant, des éléments élastiques mais aussi à celle du film lubrifiant. Ces sollicitations ne sont pas stationnaires et ont en général une évolution périodique résultant de la rotation de l’arbre. L’élément flottant peut alors avoir un comportement vibratoire particulier (phénomène 2). Ses mouvements qui vont être gouvernés par les équations de la dynamique vont conduire à des variations de la distance entre les solides et par suite de l’épaisseur du film fluide. L’écoulement et le champ de pression interfacial en sont alors affectés, ce qui modifie l’action exercée sur le stator ainsi que sa position. C’est l’interaction notée 1 – 2.

Par ailleurs, le mouvement de rotation de la face tournante conduit à une dissipation d’énergie par frottement visqueux (résultant du cisaillement du film mince) et par frottement sec s’il y a contact des aspérités. La chaleur produite, qui peut être partiellement transportée par l’écoulement entre les faces, est principalement transférée vers les solides contigus puis, par leur intermédiaire, dans l’environnement de la garniture. C’est le phénomène 3. Il en résulte une élévation de température et l’établissement de gradients thermiques. La viscosité du fluide, qui peut être très dépendante de la température dans le cas d’une huile par exemple, est modifiée, ce qui affecte l’écoulement entre les faces de la garniture (interaction 1 – 3).

Bien évidemment des dilations différentielles apparaissent dans le rotor et le stator du joint sous l’effet des gradients de température (action 3 – 4). Même si ces déformations sont petites devant les dimensions des solides, elles sont significatives voire très grandes à l’échelle du film. D’autre part les sollicitations mécaniques dues au fluide sous pression et aux différentes liaisons provoquent également



des déformations des grains et plus particulièrement des surfaces de contact (phénomène 4). L'aspect géométrique des faces de la garniture étant modifié, l'écoulement s'établissant entre les faces est perturbé. Cela modifie le champ de pression interfacial et donc l'amplitude des déformations (interaction 1 – 4). Dans certains cas, les distortions géométriques sont telles que le comportement dynamique peut devenir instable (interaction 2 – 4).

Dans la majorité des applications, le fluide à étancher est un liquide. Il peut donc changer de phase sous l'effet, par exemple, d'un étirement trop important, on parle alors de cavitation. Mais en raison de la dissipation d'énergie dans le contact (interaction 3 – 5), la température d'ébullition du fluide peut être atteinte ce qui conduit à la vaporisation partielle du film lubrifiant (phénomène 5) qui absorbe alors une partie de l'énergie produite. Ce changement de phase a pour conséquence de fortement modifier l'écoulement dans le film fluide et plus particulièrement le champ de pression. Les faces peuvent alors s'écarter, réduisant ainsi la dissipation thermique et la température et donc la portion de vapeur (interaction 1 – 5). Ce phénomène peut être cyclique et affecter significativement le comportement dynamique de la garniture mécanique (action 5 – 2).

Cette description, bien qu'assez complète, n'est pas exhaustive pour autant. On peut ajouter au graphe d'autres interactions qui sont moins directes. Mais il existe aussi un autre phénomène important qui n'est pas cité ici, c'est l'usure des surfaces. En effet, comme il sort de notre champ de compétence, nous n'en parlerons pas dans ce mémoire. Finalement, cinq phénomènes importants ont été identifiés. Il s'agit de la lubrification des faces et du comportement dynamique qui feront l'objet des deux prochaines parties. Il y a également les transferts de chaleur et les déformations des faces qui seront regroupés dans la section comportement thermo-élastique. Enfin, une partie sera consacrée au changement de phase dans le film lubrifiant. Par ailleurs, d'autres aspects, qui n'ont pas été présentés dans le graphe d'interaction (figure 1.8), comme la turbulence dans le film ou le blocage sonore dans le cas d'un fluide compressible sont des points qu'il est nécessaire d'aborder lorsqu'on s'intéresse aux garnitures mécaniques à films épais. Cela sera traité dans la dernière partie de ce chapitre.

## 1.3 Lubrification des faces

### 1.3.1 Caractérisations des surfaces

Avant de s'intéresser à la lubrification des faces, il est nécessaire d'avoir une idée de l'aspect géométrique des surfaces de la garniture. Les surfaces des garnitures mécaniques sont généralement rodées et polies et sont donc très lisses et pratiquement planes. Le défaut de planéité est d'environ trois franges d'interférences lumineuses lorsqu'on place la surface sous un plan de verre éclairé par une lumière monochromatique, soit un défaut d'amplitude inférieure au micromètre [AFM]. Bien qu'il soit très faible, ce défaut a une magnitude comparable à l'épaisseur du film lubrifiant qui s'établit entre les faces. Il est donc important de le caractériser. En outre les faces vont se déformer lors du fonctionnement ce qui risque d'amplifier certains défauts comme nous le verrons par la suite.

Il existe des défauts dont l'étendue spatiale est celle de la surface elle-même. On parle alors de défauts de forme. Lebeck [Leb91] considère deux types de défaut, la conicité et les ondulations, qui sont illustrés sur la figure 1.9 a) et b). Ces défauts peuvent se cumuler et présenter un caractère asymétrique (figure 1.9 c).

En outre, les surfaces ne sont pas parfaitement lisses et présentent des aspérités et des vallées comme le montre la figure 1.10. L'amplitude maximale des rugosités est ici d'environ  $1.5\mu\text{m}$ . L'écart-type  $\sigma$  des hauteurs des rugosités vaut quant à lui  $0.09\mu\text{m}$  ce qui correspond aux valeurs habituellement rencontrées pour les faces des garnitures mécaniques [Leb91].

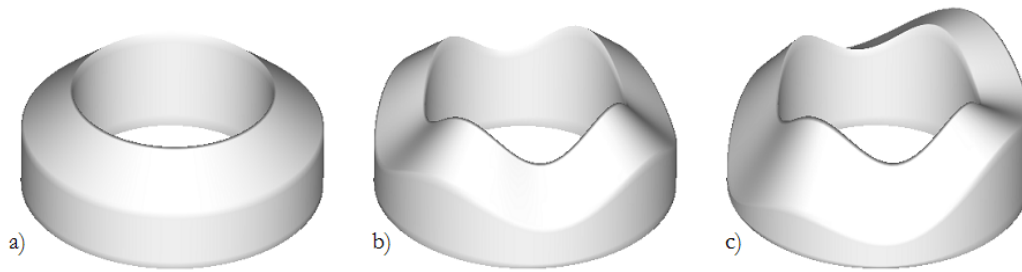


FIGURE 1.9 – Défauts de forme des faces : a) conicité b) ondulations c) asymétrie

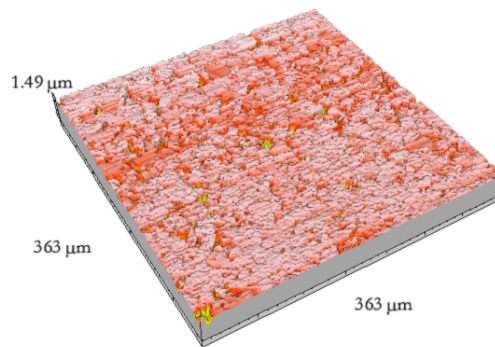


FIGURE 1.10 – Surface d'un grain en carbone après 24h de fonctionnement

Cette description sommaire est suffisante pour analyser la lubrification des surfaces. Mais nous y reviendrons plus en détails dans le chapitre 7 consacré à lubrification mixte.

### 1.3.2 Les régimes de lubrification

L'étude de la lubrification entre les faces d'une garniture mécanique n'est pas simple notamment car les conditions de fonctionnement font que celles-ci opèrent généralement à la limite des régimes dits "hydrodynamique" et "mixte". Le premier régime se caractérise par une séparation complète des surfaces par le film lubrifiant constitué par le fluide dont la garniture doit assurer l'étanchéité. Dans le second cas, les aspérités des surfaces entrent en contact et supportent ainsi partiellement la charge appliquée à l'interface. Pour visualiser ces différents modes de fonctionnement, il est commode d'utiliser une courbe de Stribeck où le coefficient de frottement  $f$  est représenté en fonction d'un paramètre de service ou de lubrification  $G$  (voir figure 1.11). Ce nombre est similaire à celui de Sommerfeld utilisé dans les paliers hydrodynamiques et s'exprime :

$$G = \frac{\mu\omega(R_e + R_i)(R_e - R_i)}{2W}$$

Dans cette expression,  $\mu$  est la viscosité dynamique du fluide,  $\omega$  la vitesse de rotation,  $R_e$  et  $R_i$  les rayons extérieur et intérieur de la surface de contact et  $W$  la charge supportée par le contact. Ce paramètre caractérise l'amplitude des effets hydrodynamiques qui participent à la séparation des surfaces. Lorsque celui-ci est faible, le champ de pression interfacial n'est pas suffisant pour supporter la force appliquée et donc pour permettre une séparation complète des surfaces, la charge résiduelle étant supportée par les rugosités. Le régime de lubrification est alors mixte. En augmentant  $G$ , la proportion entre la force

de soulèvement due au champ de pression hydrodynamique et celle résultant du contact des aspérités augmente. A partir d'un certain seuil, cette dernière s'annule et le régime devient hydrodynamique. Comme le frottement inter aspérités est supérieur au frottement provenant du cisaillement du fluide, le coefficient de frottement  $f$  diminue lorsque  $G$  augmente puis atteint un minimum au moment de la transition. Quand le régime est hydrodynamique, le distance  $h$  entre les surfaces augmente rapidement de même que le coefficient de frottement. La zone de fonctionnement idéale d'une garniture mécanique se situe donc près de la transition entre les deux régimes où le frottement est minimal : L'épaisseur du film est à la fois suffisamment mince pour prévenir une fuite importante et suffisamment élevée pour limiter l'usure. Il est donc important de pouvoir déterminer précisément la limite entre ces différents régimes. De nombreux auteurs s'y sont intéressés.

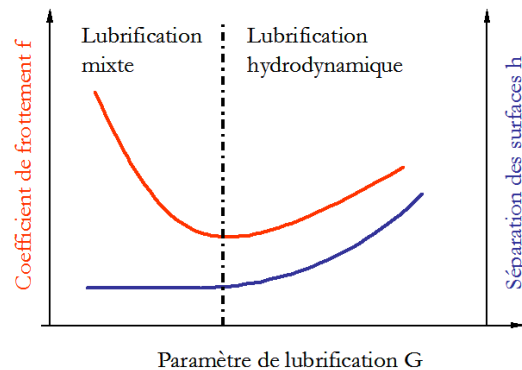


FIGURE 1.11 – Courbe de Stribeck mettant en évidence les différents régimes de lubrification

Dès 1944 [Hol44], il est connu que les garnitures mécaniques fonctionnent dans ces différents régimes de lubrification, bien qu'aucune étude expérimentale n'ait été encore réalisée. Si l'existence de contact entre les surfaces semble évident, la possibilité d'une séparation des surfaces par un film fluide l'est beaucoup moins. En effet, les mécanismes conduisant à l'établissement d'un film complet entre les faces de la garniture qui sont supposées planes et parallèles ne sont pas encore bien compris. Denny [Den61], en 1961, est probablement un des premiers à montrer expérimentalement l'existence d'un film fluide grâce à des mesures d'épaisseur de film par méthode capacitive et des mesures de pression dans l'aire de contact. En 1961, Summers-Smith [SS61] effectue des mesures de coefficient de frottement sur des garnitures mécaniques constituées de différents couple de matériaux et fonctionnant avec divers fluides lubrifiants. Il obtient des courbes de Stribeck similaires à celle présentée sur la figure 1.11. La transition entre les deux régimes de lubrification se situe autour de la valeur  $G = 5 \cdot 10^{-8}$ . Au delà de ce seuil, le taux d'usure des faces de frottement tend vers 0 indiquant un fonctionnement sans contact typique d'un régime hydrodynamique. Cependant, la valeur à laquelle se produit la transition dépend des caractéristiques des matériaux. En outre, il montre que l'amplitude des rugosités affecte le coefficient de frottement qui augmente avec celle-ci. En 1967, Nau [Nau67] analyse à la lumière de la théorie de la lubrification plusieurs études expérimentales. Il montre que le régime correspondant à une séparation des surfaces de frottement est bien de type hydrodynamique. En effet, dans ce cas le coefficient de frottement  $f$  doit évoluer comme la racine carrée du paramètre de service  $G$ , ce qui est vérifié expérimentalement par plusieurs auteurs :

$$f \propto G^{1/2} \quad (1.1)$$

Pour Nau, la portance hydrodynamique à l'origine de la séparation des faces peut être générée par des ondulations des surfaces, les rugosités ou des vibrations. Pape [Pap68] présente en 1968 des résultats

théoriques et expérimentaux où la relation entre le coefficient de frottement et le paramètre de service est différente de celle de Nau. La puissance du paramètre  $G$  dans la relation 1.1 varie entre 1 et  $2/3$ . Ceci est confirmé par Lebeck [Leb91] qui montre que les graphes  $f - G$  peuvent différer en termes de pentes et de transition inter-régimes suivant que les surfaces sont supposées parallèles, coniques ou ondulées. Selon Yong-Quan [YQ92], l'exposant du paramètre de service dans l'équation 1.1 peut valoir  $1/3$ ,  $1/2$ ,  $2/3$  ou 1 suivant les cas. Simultanément, Schipper et al. [SHL<sup>+</sup>92] proposent de généraliser le paramètre de service en y ajoutant la hauteur des aspérités :

$$L = G \frac{S}{(R_e - R_i) R_t} = \frac{\mu \omega (R_e + R_i)}{2 \bar{p} R_t} \quad (1.2)$$

Ils appellent ce nouveau paramètre  $L$  le nombre de lubrification. Il dépend de la pression moyenne dans le contact  $\bar{p}$  qui est le rapport entre le charge appliquée  $W$  et l'aire de la surface de frottement  $S$ , ainsi que de la hauteur équivalente des rugosités des surfaces  $R_t$ . Celle-ci est la moyenne quadratique des hauteurs arithmétiques  $R_a$  des rugosités des deux surfaces en vis-à-vis. Les auteurs montrent à partir de différents résultats expérimentaux que la transition entre les régimes de lubrification mixte et hydrodynamique se produit selon une courbe qui dépend de  $\bar{p}$  et de  $L$ . En 2001, Vezjak et Vizintin [VV01] étudient expérimentalement le comportement d'une garniture en fonction du couple de matériaux utilisé. Ils observent que la transition se produit à des valeurs du paramètre de service  $G$  variant de  $2 \cdot 10^{-8}$  à  $9 \cdot 10^{-8}$  alors que la valeur du nombre de lubrification  $L$  reste proche de  $10^{-2}$  quelque soit le matériau, ce qui tend à confirmer le caractère universel de ce nombre. Durant la même période, Lubbinge [Lub99] s'intéresse à l'étude du régime de lubrification des garnitures mécaniques d'un point de vue théorique mais aussi expérimental. Il montre que celui-ci est influencé par le nombre et l'amplitude des ondulations, l'angle de conicité et les rugosités des surfaces mais aussi par la viscosité du fluide, le niveau de chargement et le module d'élasticité des matériaux. Il préconise le développement d'un nouveau nombre qui prendrait en compte ces différents effets. Le paramètre  $G$  et le nombre  $L$  ne semblent pas suffisants. Effectivement au regard des phénomènes mis en jeu dans le comportement d'une garniture mécanique (voir § 1.2), il semble difficile de prédire le comportement d'une garniture à partir de paramètres uniquement basés sur la théorie de la lubrification. Mais avant d'aller plus loin, il est important de bien comprendre les mécanismes mis en jeu dans la lubrification hydrodynamique et mixte dans les garnitures mécaniques.

### 1.3.3 La lubrification hydrodynamique

La lubrification hydrodynamique concerne les cas où le film est suffisamment épais pour qu'il n'y ait pas d'effet des rugosités des surfaces. Cette théorie vise à établir le champ de pression dans le film fluide et plus particulièrement sa résultante qui doit équilibrer les charges extérieures appliquées. On distingue deux mécanismes de génération de pression. Le premier résulte de la source haute pression que constitue le fluide dont la garniture mécanique doit assurer l'étanchéité. On parle dans ce cas de lubrification hydrostatique, un mouvement des surfaces n'étant pas nécessaire. La seconde source de pression est due aux mouvements relatifs des surfaces celles-ci n'étant pas parallèles dans la direction de glissement. C'est la lubrification hydrodynamique. Mais dans la plupart des cas les deux mécanismes interviennent.

Le champ de pression est généralement obtenu par résolution de l'équation de Reynolds qui traduit la conservation de la masse dans le film lubrifiant. La forme générale de cette équation ne présente en général pas de solution analytique et doit être traitée par une méthode numérique comme l'on fait Tournier et Frêne [TF84]. Nau [Nau64] présente en 1964 une solution analytique de cette équation mais sous une forme difficile à manipuler. Moyennant certaines approximations, Etsion et Sharoni ont développé, au début des années 80, des solutions analytiques simples pour les configurations usuelles des

garnitures mécaniques [ES80b, Ets80a, Ets80b, ES80a, SE81]. Nous nous appuyons sur leurs travaux pour mettre en évidence les principaux phénomènes. La résolution numérique de l'équation de Reynolds a depuis été traitée par de nombreux auteurs et est maintenant bien connue. Nous ne présenterons pas ici une bibliographie exhaustive.

### La lubrification hydrostatatique

Nous nous plaçons dans la configuration présentée sur la figure 1.12. Les faces sont alignées et forment un angle  $\beta$  dans la direction radiale qu'on appelle en général angle de conicité. Le fluide sous pression  $p_e$  se situe au rayon extérieur  $R_e$  de la garniture mécanique. En supposant que le rapport des rayons  $R_i/R_e$  est supérieur à 0.9, ce qui est généralement le cas dans les garnitures mécaniques, il est possible d'utiliser l'hypothèse de joint étroit qui permet une estimation des forces de pression avec une précision inférieure à 1% [Ets80a]. Avec cette hypothèse, l'équation de Reynolds s'exprime :

$$\frac{\partial}{\partial r} \left( h^3 \frac{\partial p}{\partial r} \right) = 0$$

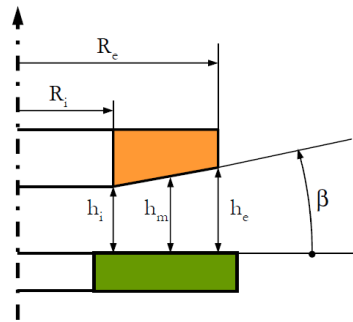


FIGURE 1.12 – Configuration retenue en lubrification hydrostatatique

D'après Etsion et Sharoni [ES80b], le champ de pression solution s'exprime :

$$p = p_e \frac{h_e^2}{h_i^2 - h_e^2} \left[ \left( \frac{h_i}{h} \right)^2 - 1 \right]$$

Les distributions de pression obtenues pour trois configurations différentes sont présentées sur la figure 1.13. Lorsque les faces sont parallèles ( $h_e/h_i = 1$ ) le champ de pression décroît de manière linéaire dans la direction radiale. Si les faces de la garniture forment un espace convergent ( $h_e/h_i > 1$ ) dans le sens de la fuite, le champ de pression devient convexe et produit une force plus importante. En revanche, l'effet est inversé dans le cas d'un espace divergent.

Pour mieux comprendre le rôle de la composante hydrostatatique, il est intéressant de calculer la force axiale  $F_o$  due au champ de pression. Après quelques calculs, elle s'exprime de la façon suivante :

$$F_o = p_e S \left[ \frac{\beta (R_e - R_i)}{h_m} + 0.5 \right]$$

où  $h_m$  est l'épaisseur moyenne du film et  $S$  l'aire de la surface de contact. L'évolution de cette force en fonction de l'épaisseur de film est présentée sur la figure 1.14. Si l'angle  $\beta$  est positif, on remarque que la force s'oppose au rapprochement des faces car elle augmente lorsque l'épaisseur moyenne du film diminue. En outre, si la pression moyenne appliquée au contact est strictement comprise entre  $0.5p_e$  et

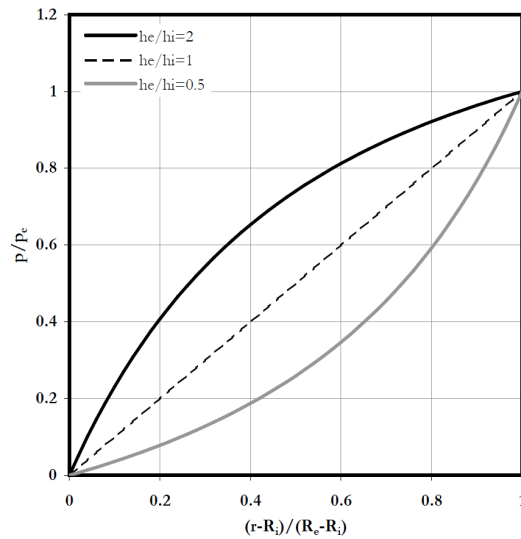


FIGURE 1.13 – Profil de pression en lubrification hydrostatique

$p_e$ , le champ de pression est capable d'équilibrer la charge sans contact des faces. Si l'angle de conicité augmente, l'épaisseur du film pour une même force augmente également. En revanche, si  $\beta$  est négatif, c'est-à-dire si les faces forment un espace divergent dans le sens de la fuite, la force ne s'oppose pas au rapprochement des faces. Le film fluide est alors instable et conduira irrémédiablement à un contact direct des surfaces.

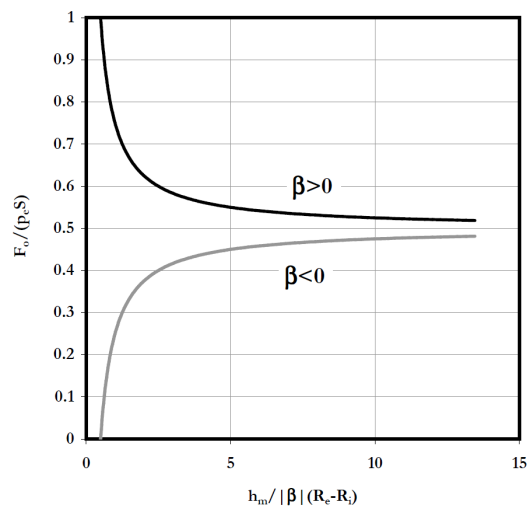


FIGURE 1.14 – Force d'ouverture due au champ de pression en lubrification hydrostatique

Dans leur étude, Etsion et Sharoni [ES80b] se sont également intéressés à l'influence d'un mésalignement des faces. Ils montrent que l'effet hydrostatique produit un moment coaxial à l'axe de mésalignement et qui s'oppose à celui-ci.

### La lubrification hydrodynamique

Nous allons étudier dans cette section plusieurs types de mouvement. Tout d'abord supposons que les faces sont parallèles mais que la stator est animé d'une vitesse axiale  $V_z$  (voir figure 1.15). On parle alors d'effet d'écrasement.

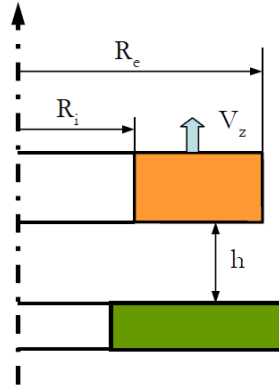


FIGURE 1.15 – Configuration retenue en lubrification hydrodynamique - effet d'écrasement

En conservant l'hypothèse du joint étroit, Etsion [Ets80b] montre que l'équation de Reynolds s'exprime :

$$\frac{\partial}{\partial r} \left( h^3 \frac{\partial p}{\partial r} \right) = 12\mu \frac{\partial h}{\partial t}$$

Lorsque les pressions aux frontières sont nulles, le champ de pression solution s'exprime :

$$p = -6\mu V_z \frac{(r - R_i)(R_e - r)}{h^3}$$

Sa représentation est donnée sur la figure 1.16. La contribution due à l'effet d'écrasement s'oppose en général au déplacement des faces car elle est positive lorsque les faces se rapprochent ( $V_z < 0$ ) et négative dans le cas contraire. L'amplitude du champ de pression et donc de la force résultante est proportionnelle à la vitesse de déplacement et également à la viscosité du fluide. Le film offre donc des possibilités d'amortissement des vibrations.

Supposons maintenant que la face supérieure est immobile mais mésalignée d'un angle  $\chi$  avec l'axe de rotation du grain mobile, comme le montre la figure 1.17. En raison du mouvement de rotation de la surface mobile, le fluide va être entraîné dans un espace alternativement convergent et divergent. On parle alors d'effet de coin. L'épaisseur de film est donné par la relation :

$$h = L + \chi r \cos \theta$$

$L$  est ici la distance entre les centres des faces.

Dans cette configuration et pour un joint étroit, l'équation de Reynolds s'exprime [SE81] :

$$\frac{\partial}{\partial r} \left( h^3 \frac{\partial p}{\partial r} \right) = -6\mu \omega \chi R_m \sin \theta$$

où  $R_m$  est le rayon moyen. Si la pression aux frontières du film est nulle, le champ de pression solution est :

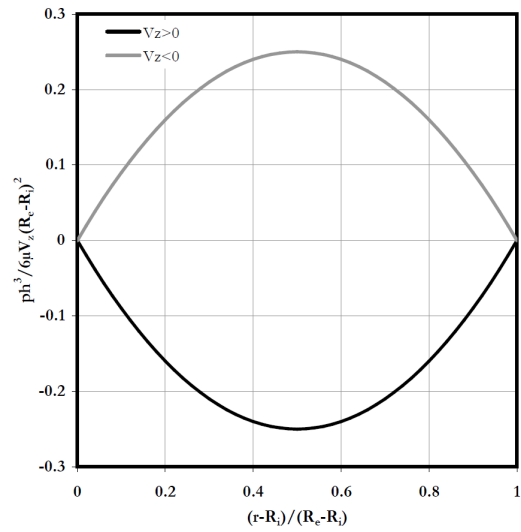


FIGURE 1.16 – Profil de pression en lubrification hydrodynamique sous l'effet d'écrasement

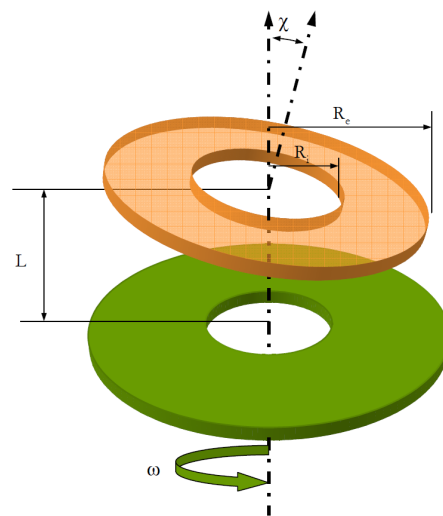


FIGURE 1.17 – Configuration retenue en lubrification hydrodynamique - effet de coin



$$p = 3\mu R_m \chi \frac{(R_e - r)(r - R_i)}{h^2 h_m}$$

où  $h_m$  représente l'épaisseur locale de film au rayon moyen. La figure 1.18 représente le profil circconférentiel de pression au rayon moyen et l'épaisseur de film associé et ceci pour  $\chi R_m/L = 0.5$ . On peut voir que la pression du fluide augmente lorsque celui-ci est entraîné dans un espace convergent et diminue dans le cas contraire. Le champ de pression est antisymétrique et ne produit au final aucune force axiale permettant d'équilibrer la charge appliquée au contact. En outre, il produit un moment dont l'axe est perpendiculaire à celui du mésalignement. Il ne s'oppose donc pas directement à celui-ci. Si les faces sont alignées mais que l'une d'entre elles présente des ondulations sinusoïdales, le champ de pression sera similaire mais avec une fréquence égale au nombre de motifs. Là encore, aucune force axiale ne sera générée, sauf si les ondulations ne sont pas symétriques. Notons que l'amplitude des variations de pression est encore une fois proportionnelle à la vitesse de glissement et à la viscosité du fluide.

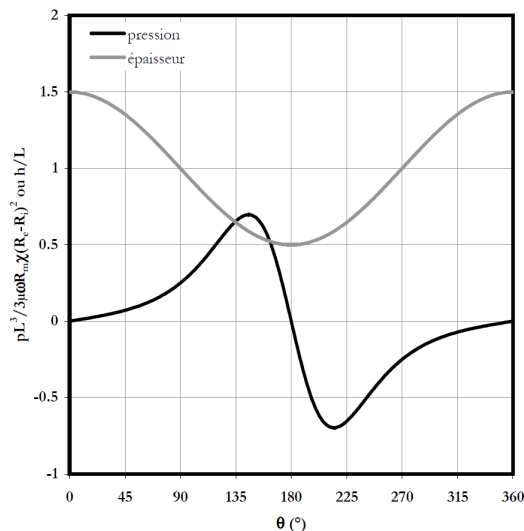


FIGURE 1.18 – Profil de pression au rayon moyen en lubrification hydrodynamique sous l'effet de coin avec  $\chi R_m/L = 0.5$

### Rupture du film

Il a été montré que la lubrification hydrodynamique peut générer des zones de dépression. Si les pressions sont suffisamment basses, le film fluide peut se rompre selon trois processus [FND<sup>+</sup>90] :

- de l'air ou du gaz en provenance de l'atmosphère peut s'introduire dans le contact ;
- les gaz dissous dans le lubrifiant sont expulsés ;
- le fluide peut se vaporiser (si c'est initialement un liquide).

Les auteurs qualifient généralement ce phénomène de "cavitation" mais il est impropre pour les deux premiers processus cités. Toutefois, je me permets de l'utiliser. En 1969, Nau [Nau69] est probablement un des premiers auteurs à mettre en évidence expérimentalement le développement de cavitation entre les faces d'une garniture (voir figure 1.19). Pour cela, il utilise un stator plan en verre et un rotor en carbone dont la face est ondulée.

En cas de rupture du film, la pression atteint une limite physique qui est soit la pression de vapeur saturante soit la pression atmosphérique, suivant la localisation de la zone de cavitation. Cette propriété

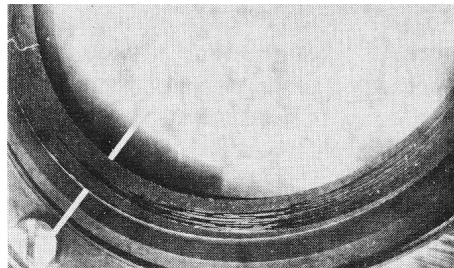


FIGURE 1.19 – Visualisation de la rupture du film dans l'interface d'une garniture mécanique [Nau69]

est très intéressante car elle permet de générer une force axiale lorsque les faces sont mésalignées ou ondulées en limitant la baisse de pression dans les zones où les faces forment un espace divergent dans la direction de glissement. Le champ de pression (figure 1.20) obtenu numériquement par Lubbinge [Lub99] montre l'apport de l'effet de coin et de la cavitation sur la portance générée par le film fluide. Dès 1961, Denny [Den61] avait montré que le film fluide pouvait générer une pression moyenne bien supérieure à la pression d'alimentation ce qui n'est possible qu'avec une composante hydrodynamique et des zones de rupture de film.

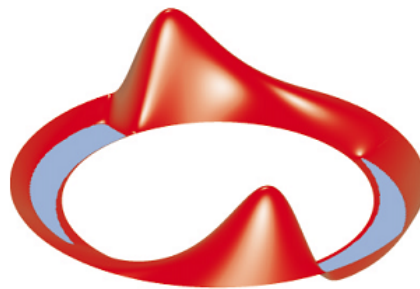


FIGURE 1.20 – Champ de pression et rupture du film dans l'interface d'une garniture mécanique [Lub99]

La détermination du champ de pression, en cas de rupture du film ne peut plus se faire de manière analytique. Plusieurs méthodes permettent de traiter les zones de cavitation, mais lorsqu'il existe des zones de reformation, comme dans le cas des garnitures, il est nécessaire d'utiliser un algorithme qui assure la conservation des débits comme celui bien connu proposé par Elrod [Elr81]. Cet algorithme a été modifié par Payvar et Salant [PS92] et adapté à l'étude des garnitures mécaniques. Le même type de méthode a été utilisé par Lubbinge [Lub99] pour obtenir le champ de pression de la figure 1.20. On peut remarquer que cette approche permet de reproduire fidèlement la forme pointue de la zone de reformation du film observée par Nau [Nau69] (figure 1.19).

#### 1.3.4 La lubrification mixte

Suivant la géométrie des faces et les conditions de fonctionnement, la lubrification hydrodynamique n'engendre pas nécessairement de force suffisante pour créer un film dont l'épaisseur soit grande devant les rugosités des surfaces. En outre, si les faces sont supposées parallèles, cette théorie ne peut expliquer le décollement des faces mis en évidence par les graphes  $f - G$  (figure 1.11). Il reste alors deux possibilités : soit les rugosités des surfaces peuvent générer une portance suffisante, dans la mesure où elles constituent des variations d'épaisseur de film dans la direction de glissement, soit il existe d'autres

phénomènes physiques.

### Les rugosités et la génération de pression

En 1967, Kojabashian et Richardson [KR67] considèrent que le carbone constituant l'une des faces d'une garniture se structure, du fait de son hétérogénéité, sous forme de patins plans ou patins de Rayleigh entourés de cavités (voir figure 1.21). Une analyse analytique leur permet de montrer que ces patins sont à l'origine de la portance observée et peuvent séparer les faces même si celles-ci sont parallèles. Il faut cependant que des zones de cavitation se développent en aval des patins pour obtenir une portance positive.

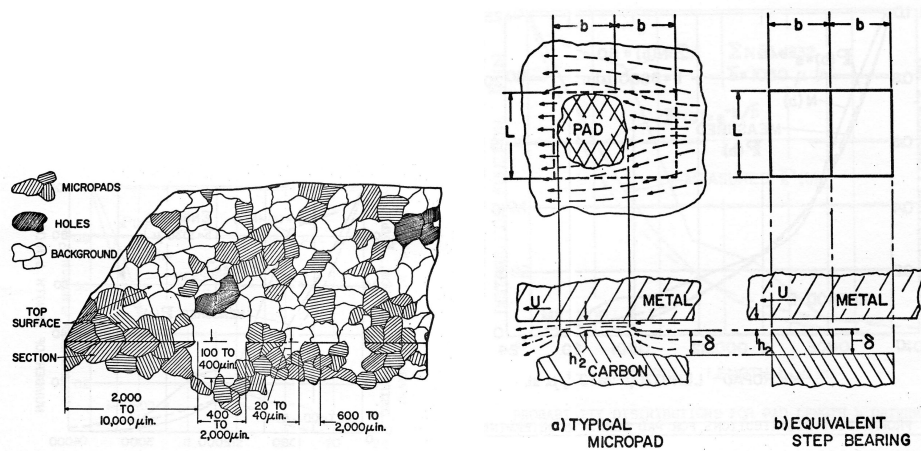


FIGURE 1.21 – Structure d'une face en carbone et modèle associé [KR67]

A la même période, Anno et al. [AWA67] s'intéressent à des garnitures sur lesquelles des microaspérités ont été ajoutées sur une des faces. Celles-ci sont de forme cylindrique et placées en réseau hexagonal. Ils présentent une théorie où la face supérieure du cylindre est légèrement inclinée ce qui crée un portance hydrodynamique (figure 1.22). Ils considèrent que le film est rompu en dehors du sommet des aspérités. Leur théorie donne des résultats comparables à leurs mesures.

Simultanément, Golubiev [Gol67] présente une théorie assez proche. Une des surfaces de la garniture est supposée être constituée de zones lisses et planes séparées par des cavités plus profondes. Lorsque le fluide s'écoule dans la direction circonférentielle entre les cavités, sa température augmente puis chute dès qu'il atteint une cavité. Cela conduit à des dilatations différentielles créant un plan incliné entre les cavités permettant la génération d'effets hydrodynamiques à l'origine de la séparation des faces.

En 1987, Lebeck s'est à son tour intéressé aux mécanismes permettant de générer une portance entre deux surfaces parallèles avec une référence particulière aux garnitures mécaniques. Dans une première partie [Leb87a], il fait une analyse assez exhaustive des données expérimentales disponibles. Il montre qu'effectivement il existe une génération de portance, qui se traduit par une baisse du frottement correspondant à un déchargement progressif des aspérités en contact lorsque le paramètre de service  $G$  augmente puis, lorsque les faces sont séparées, le coefficient de frottement augmente à nouveau avec  $G$ . En revanche, même si toutes les courbes expérimentales ont une allure similaire à celle de la figure 1.11, on observe une grande dispersion des résultats suivant le fluide, les matériaux et les dimensions mis en jeu (figure 1.24). Il souligne des résultats intéressants. Les faces se séparent quelque soit la direction de glissement ce qui minimise la possibilité d'une inclinaison initiale des surfaces. La cavitation entre les aspérités joue un rôle mineur, certains auteurs ayant obtenu des résultats identiques en augmentant la

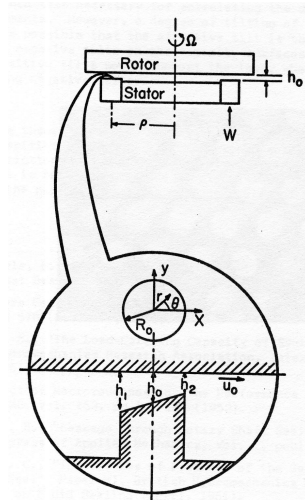


FIGURE 1.22 – Aspérité étudiée par Anno et al. [AWA67]

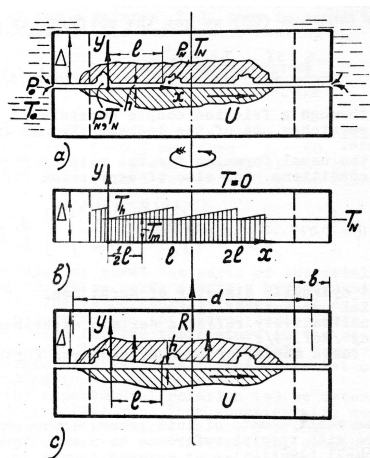


FIGURE 1.23 – Théorie proposée par Golubiev [Gol67]

pression statique aux bornes du contact. En outre, plusieurs études montrent que le frottement augmente avec la hauteur des rugosités.

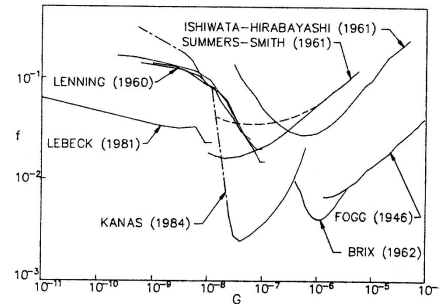


FIGURE 1.24 – Courbes de Stribeck analysées par Lebeck [Leb87a]

Lebeck effectue ensuite une évaluation des différents mécanismes qui ont été proposés pour expliquer ce comportement [Leb87b] :

**coïncidence thermique** : Théorie selon laquelle un effet hydrodynamique est créé par les variations de température du fluide et surtout de masse volumique dans le sens de l'écoulement.

**coïncidence visqueuse** : Théorie assez proche où c'est la viscosité du fluide qui varie créant ainsi une portance.

**lubrification des micro-aspérités** : Théorie similaire à celle de Anno et al. [AWA67] mais appliqué à une surface rugueuse aléatoire.

**collision inter-aspérités** : Théorie qui considère que la génération de pression est due à l'effet d'écrasement du fluide entre deux aspérités allant entrer en collision.

**vibration et écrasement** : Théorie supposant qu'une des surfaces vibre créant ainsi une portance lors de l'écrasement du film.

Lebeck montre que tous ces mécanismes fonctionnent dans le sens où ils peuvent générer une portance mais seulement dans certaines conditions particulières qui ne sont pas forcément rencontrées lors des études expérimentales précédemment présentées. Ces mécanismes ne sont donc pas suffisants pour expliquer le comportement observé. Lebeck montre que seul un défaut de planéité, c'est-à-dire une inclinaison des surfaces peut expliquer un tel comportement. L'effet limité de la cavitation et l'insensibilité à la direction de glissement mettent en porte-à-faux cette conclusion. Il suppose alors que l'inclinaison doit se développer sous l'effet combiné de l'usure et des déformations élastiques et thermiques. Cette idée est comparable à celle avancée par Golubiev [Gol67]. Il souligne aussi que des effets non-newtonien et piezo-visqueux doivent se développer dans les zones de très faibles épaisseurs de film.

La génération de pression dans les garnitures mécaniques dont les faces sont parallèles n'est alors pas expliquée et le rôle des rugosités n'est pas clair. Mais il faut noter que toutes ces études s'appuient sur des approches analytiques reposant sur des hypothèses plus ou moins fortes.

### Modélisation de la lubrification mixte

Malgré l'incertitude concernant le rôle des aspérités dans la génération de pression, la lubrification mixte dans les garnitures mécaniques a souvent été modélisée. Deux approches sont alors possibles. La première, dite "déterministe", consiste à utiliser une représentation aussi fidèle que possible des surfaces rugueuses. Malheureusement cela nécessite des maillages dont le nombre de noeuds est rapidement prohibitif, ce qui fait que cette méthode n'a jamais été utilisée, à ma connaissance, dans le cas des garnitures

mécaniques. La seconde approche dite "stochastique" s'appuie sur une description statistique des surfaces et permet de calculer des champs de pression et de vitesse moyens. Cette méthode a, en revanche, été systématiquement utilisée. Quelle que soit l'approche utilisée, il est nécessaire de déterminer l'écoulement s'établissant entre deux surfaces rugueuses et également le champ de pression entre les aspérités en contact.

La méthode "stochastique" la plus utilisée pour déterminer le champ de pression fluide entre des surfaces rugueuses est celle proposée par Patir et Cheng [PC78], [PC79] qui est appelée "méthode des facteurs d'écoulement". Le principe consiste à analyser de manière déterministe une portion représentative des surfaces auxquelles on applique des conditions d'écoulement simples (voir figure 1.25) de type "Poiseuille" (gradient de pression sans mouvement des surfaces) et/ou "Couette" (mouvement des surfaces avec pression uniforme aux bornes).

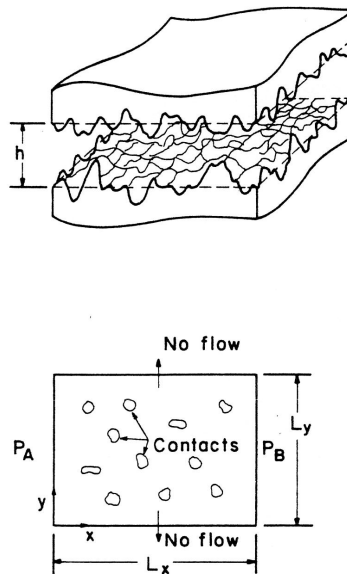


FIGURE 1.25 – Portion représentative de surface utilisée par Patir et Cheng [PC78], [PC79]

Ils en déduisent des lois de comportement faisant intervenir des grandeurs moyennes et des facteurs d'écoulement. Dans le cas d'un écoulement de Poiseuille, par exemple, le débit  $q_x$  par unité de longueur s'établissant entre les surfaces s'exprime en fonction du gradient moyen de pression :

$$q_x = -\phi_x \frac{h^3}{12\mu} \frac{P_A - P_B}{\Delta x}$$

où  $h$  est l'épaisseur moyenne séparant les faces et  $\phi_x$  un facteur d'écoulement. En analysant un nombre suffisant de surfaces possédant les mêmes caractéristiques statistiques, les auteurs ont pu exprimer  $\phi_x$  en fonction de  $h/\sigma$  et  $\gamma$ .  $\sigma$  est la hauteur quadratique des rugosités des deux surfaces et  $\gamma$  un paramètre représentatif de l'orientation. Les différents facteurs d'écoulement apparaissent ensuite dans une équation de Reynolds dont l'inconnue est le champ de pression moyen  $\bar{p}$ . Plusieurs auteurs ont ensuite amélioré les corrélations proposées par Patir et Cheng. Harp et Salant [HS01] ont repris l'approche de Patir et Cheng en considérant la cavitation inter-aspérités, qui comme nous l'avons vu, peut jouer un rôle important dans la génération de pression. Le facteur  $\phi_x$  n'est toutefois pas affecté par la rupture du film. Dans le cas d'une garniture mécanique dont les faces sont parallèles, l'équation de Reynolds s'exprime :

$$\frac{\partial}{\partial r} \left( \phi_x \frac{r h^3}{\mu} \frac{\partial \bar{p}}{\partial r} \right) = 0$$

Le second membre de l'équation étant nul, il n'y a aucune génération de pression hydrodynamique additionnelle permettant de reproduire les observations expérimentales. Pour tenir compte de la génération de pression, Lebeck [Leb99] ajoute au champ de pression obtenu en résolvant l'équation précédente une pression hydrodynamique calculée à partir d'une loi empirique reliant la valeur du paramètre de service  $G$  à la séparation des surfaces.

L'étude de la lubrification mixte nécessite de déterminer la charge supportée par les contacts entre les aspérités. Dans la plupart des approches stochastiques, les auteurs ont utilisé un modèle similaire à celui développé par Greenwood et Williamson [GW66]. Leur approche est présentée sur la figure 1.26. Ils s'intéressent au contact entre une surface lisse et une surface rugueuse. Celle-ci se compose de sommets sphériques dont le rayon de courbure est constant et égal à  $R$  et la densité spatiale notée  $\eta$ .

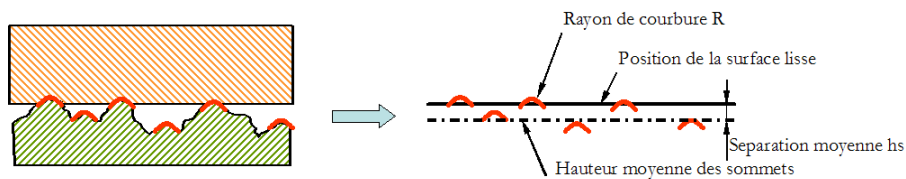


FIGURE 1.26 – Modèle de contact des aspérités de Greenwood et Williamson [GW66]

Ils supposent une distribution verticale des sommets aléatoire de densité de probabilité  $f$  et d'écart type  $\sigma_s$ . Chaque contact se comporte de manière élastique et n'influence pas les déformations des sommets voisins, ce qui permet d'appliquer la théorie de Hertz. La pression moyenne de contact s'exprime alors :

$$\bar{p}_s = \frac{4}{3} \eta E' R^{1/2} \sigma_s^{3/2} \int_s^\infty (s - h^*)^{3/2} f(s) ds \text{ avec } s = \frac{z}{\sigma_s} \text{ et } h^* = \frac{h}{\sigma_s}$$

où  $E'$  est le module d'Young équivalent des deux matériaux. Certains auteurs comme Lebeck [Leb99] préfèrent utiliser une loi de comportement plastique, ce qui est discutable étant donné que les matériaux utilisés pour la réalisation des faces sont généralement fragiles (carbone et carbure de silicium).

### 1.3.5 Conclusions

Il a été montré que les garnitures mécaniques peuvent fonctionner en régime de lubrification hydrodynamique ou mixte. Dans le premier cas, les faces sont totalement séparées par un film lubrifiant dont l'épaisseur est grande devant les rugosités des surfaces. Le champ de pression qui se développe dans ce cas peut conduire à la création d'un film fluide stable qui s'oppose au rapprochement des surfaces (faces coniques). En outre, si des variations circonférentielles d'épaisseur sont présentes, l'effet hydrodynamique peut générer une portance importante s'il existe par ailleurs des zones de rupture de film. En présence d'un mésalignement des faces, un moment transverse, qui joue un rôle essentiel sur le comportement dynamique, comme nous le verrons par la suite, est généré par l'effet hydrodynamique. L'effet d'écrasement permet d'amortir les déplacements des surfaces. La théorie de la lubrification est maintenant parfaitement maîtrisée dans le cas des garnitures mécaniques.

Lorsque les faces sont parfaitement parallèles où que le film fluide n'a pas une épaisseur suffisante, les rugosités des surfaces peuvent entrer en contact et supporter alors partiellement la charge. On parle de

lubrification mixte. Il existe des approches stochastiques pour étudier cette situation. Les études expérimentales montrent qu'une portance qui conduit, à partir d'une certaine valeur du paramètre de service  $G$ , à la séparation des faces, est générée par le biais des rugosités. Mais malheureusement les modèles stochastiques ne permettent pas d'expliquer cet effet. Plusieurs phénomènes physiques ont été proposés pour expliquer ce comportement. Il semblerait que ce soit la combinaison de différents effets (déformations, usure et effet de coin) qui conduise à la génération de portance.

Avec le développement des calculateurs, il est maintenant possible d'envisager une étude déterministe de la lubrification mixte sur une portion angulaire toutefois limitée de l'interface d'une garniture. Cette étude a fait l'objet de la thèse de doctorat de Christophe Minet [Min09] soutenue en juillet 2009. Les résultats ont permis une meilleure compréhension des mécanismes mis en jeu mais surtout de confirmer que la micro-lubrification peut tout à fait expliquer la transition entre les régimes de lubrification mixte et hydrodynamique. Les résultats sont présentés dans le chapitre 7.

## 1.4 Comportement dynamique

Du fait des défauts d'usinage et de montage, les faces d'une garniture mécanique ne sont jamais parfaitement parallèles conduisant à une distribution de pression qui n'est pas axisymétrique et pouvant créer ainsi une excitation. Cet effet est limité grâce à la liaison flexible entre une des faces et son support qui permet un meilleur alignement et par suite une plus faible fuite. Par ailleurs, cette liaison permet de découpler la garniture de la machine de façon à ne pas la solliciter en vibrations. En revanche, la partie flottante de la garniture peut être excitée par ce chargement instationnaire ou périodique. Beaucoup d'auteurs se sont intéressés à ce sujet dans les années 1980.

### 1.4.1 Degrés de libertés et actions mécaniques

Si l'interface d'une garniture mécanique est considéré comme un élément souple, il ne persiste alors qu'un blocage en rotation autour de l'axe de l'arbre  $(O, \vec{z})$ . L'élément flottant dispose donc potentiellement de 5 degrés de liberté (voir figure 1.27). Toutefois, les forces locales dans l'interface sont généralement des force de pression orientées dans la direction axiale. Les translations perpendiculaires à l'axe de rotation (flèche en pointillé sur la figure) sont donc très peu sollicitées et généralement non prise en compte dans les études de comportement dynamique. Wileman a effectivement confirmé que ces degrés de liberté n'affectent pas les seuils de stabilité [Wil04]. Il reste donc 3 degrés de liberté "actifs" :

- la translation selon  $\vec{z}$ ;
- les deux rotations d'axes  $(O, \vec{x})$  et  $(O, \vec{y})$ .

Les composantes des actions mécaniques mises en jeu selon les trois degrés de libertés considérés sont :

- une force axiale ;
- deux moments suivant les axes perpendiculaires à  $(O, \vec{z})$ .

Les actions mécaniques sont dues au film lubrifiant (et/ou au contact des aspérités), au fluide environnant, à l'élément élastique et au joint secondaire. Alors que le fluide à étancher n'exerce qu'une force normale suivant l'axe  $(O, \vec{z})$ , les autres actions mécaniques ont chacune trois composantes qui varient avec la position de l'élément flottant mais aussi avec ses composantes de vitesse. On parle de raideur et d'amortissement. Toutefois l'amortissement de l'élément élastique est généralement nul. Notons que l'interface génère également un moment axial ou couple de frottement qui est entièrement supporté par le blocage en rotation et n'intervient donc pas dans l'analyse dynamique.



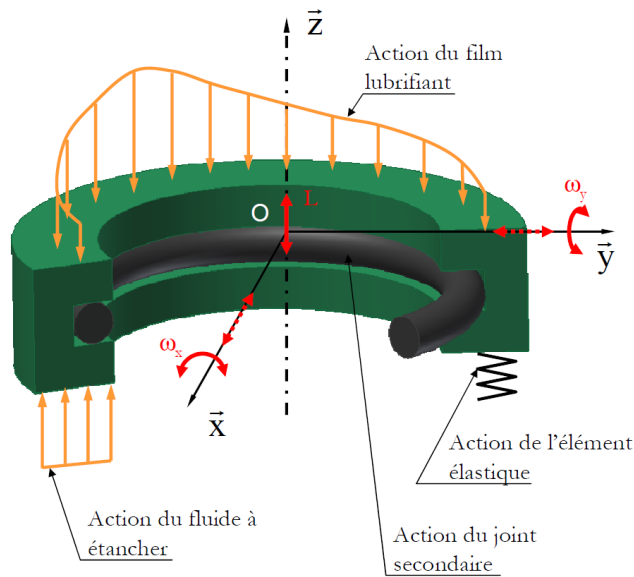


FIGURE 1.27 – Degrés de liberté d'une garniture mécanique

### 1.4.2 L'entraînement dynamique stable

L'utilisation de capteurs inductifs a permis de vérifier que l'élément flottant d'une garniture mécanique suit généralement le mésalignement de l'autre élément sans pour autant entrer en contact avec celui-ci [KM80], on parle d'entraînement dynamique stable. Les actions mécaniques mises en jeu tendent à aligner les faces et ceci pour un mésalignement initial pouvant atteindre  $10^{-2} rad$ , soit un défaut de  $1mm$  pour un anneau de rayon  $100mm$  [KM80]. C'est en fait le moment transverse généré par l'effet hydrodynamique qui permet à l'élément flottant de suivre, avec un certain déphasage, les mouvements imposés par l'autre anneau.

En résolvant les équations de la dynamique de l'élément flottant, il est possible d'étudier son mouvement. Cela nécessite un calcul non-linéaire où l'action du film fluide est déterminée à chaque pas de temps. Etsion [Ets82] puis Tournier et Frêne [TF84] ont réalisé ce type de simulations pour des garnitures mécaniques fonctionnant sans contact. Ils ont également observé le fonctionnement en régime d'entraînement dynamique stable avec des mésalignement relatifs des faces très faibles. Ce résultat est très intéressant et montre que l'étude d'une garniture peut se ramener à un problème stationnaire où la position relative des faces est définie par trois constantes : la distance des faces, le mésalignement de l'élément flottant et son déphasage par rapport à l'élément rigide. Plusieurs auteurs [PTF97] [BTF03c] ont utilisé cette propriété pour analyser des garnitures à encoches ou étudier le comportement thermo-élastique des garnitures mécaniques. De plus, le mésalignement relatif est tellement faible qu'il est raisonnable de considérer le problème comme axisymétrique.

Cependant, au-delà d'un certain seuil de vitesse de rotation, la garniture mécanique peut avoir un comportement instable [Ets82]. Il est donc important de caractériser cette limite.

### 1.4.3 Les critères de stabilité

Afin de déterminer la limite de stabilité et la réponse des garnitures mécaniques fonctionnant en régime d'entraînement dynamique, Green et Etsion [GE83] ont linéarisé les équations du problème en introduisant des coefficients de raideur et d'amortissement. Pour cela, ils ont utilisé les expressions ana-

lytiques de champ de pression obtenus par Etsion et Sharoni [ES80b, Ets80a, Ets80b, ES80a, SE81]. A partir des coefficients dynamiques du film lubrifiant et du support (ressort et joint secondaire), ils ont calculé, dans une étude ultérieure [GE85], les critères de stabilité d'une garniture mécanique et ont identifié trois critères. Tout d'abord, il faut que les faces forment un espace convergent dans le sens de la fuite comme nous l'avons déjà souligné dans le paragraphe 1.3.3. Ensuite, la vitesse doit rester inférieure à une valeur critique qui dépend de l'inertie de l'élément flottant et des coefficients dynamiques des différentes actions mécaniques. Généralement cette vitesse est suffisamment grande pour que la plupart des garnitures fonctionnent de manière stable. Enfin, il existe un mésalignement limite au-delà duquel les faces peuvent entrer en contact. Mais comme l'ont montré Kittmer et Metcalfe [KM80], cet angle critique est très grand par rapport aux valeurs observées sur les machines tournantes.

#### 1.4.4 Conclusions

Le comportement dynamique des garnitures mécaniques a été très largement étudié dans les années 1980 afin de cerner leurs limites d'utilisation. Il apparaît que les garnitures fonctionnent en régime d'entraînement dynamique stable et que les seuils de stabilité sont suffisamment élevés pour que leur comportement vibratoire ne soit généralement plus analysé. En outre, en régime stable, les faces sont quasiment alignées, justifiant l'hypothèse de symétrie axiale souvent utilisée.

Toutefois, des problèmes vibratoires sont encore observés dans les applications spatiales et aéronautiques où les garnitures opèrent à des vitesses de rotation de plusieurs dizaines de milliers de tours par minute tout en assurant l'étanchéité de gaz à basse pression. Quelques auteurs [MG02, Rua02, ZSA99] se sont penchés plus récemment sur ce type d'application.

### 1.5 Comportement thermo-élastique

Le comportement thermo-élastique des garnitures mécaniques a fait l'objet de nombreuses études. En effet, comme nous le verrons dans le paragraphe 1.6, l'élévation de température entre les faces d'une garniture peut conduire à la vaporisation du fluide ce qui peut être très néfaste pour sa durée de vie. En outre, les déformations résultant des gradients thermiques affectent de façon significative les performances de l'étanchéité. Par ailleurs, le chargement mécanique dû aux pressions mises en jeu peut avoir des conséquences similaires.

#### 1.5.1 Les transferts de chaleur

Le frottement résultant du cisaillement du film fluide et du contact des aspérités conduit à une génération de chaleur entre les faces de la garniture et par suite à une élévation de température. L'amplitude des effets thermiques dépend fortement de la capacité de l'environnement du joint à évacuer la chaleur. Lebeck [Leb91] a fait une assez bonne description des différents chemins que peut emprunter la chaleur (voir figure 1.28), montrant ainsi la complexité du problème. Par chance, il s'avère que la majorité de la chaleur est transférée, par conduction au travers des grains de la garniture, vers le fluide environnant.

#### Études expérimentales

La littérature dans ce domaine étant assez riche, je me limiterai à quelques références significatives. Dès 1961, Denny [Den61] effectue des mesures de température entre les faces d'une garniture mécanique en utilisant trois thermocouples disposés à différents rayons. Il montre que la température des faces peut augmenter de plusieurs dizaines de degrés, la valeur dépendant de la vitesse de rotation et de la viscosité

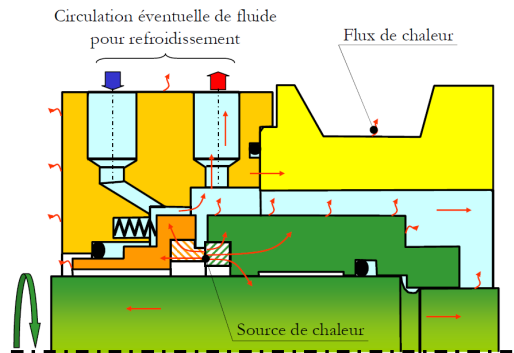


FIGURE 1.28 – Transferts de chaleur dans l'environnement d'une garniture mécanique, d'après Lebeck [Leb91]

du fluide. Il observe, en outre, que la température évolue, dans une moindre mesure, dans la direction radiale. Celle-ci augmente dans la direction de la fuite.

Orcutt [Orc69] présente en 1969 des résultats plus fins. Pour cela, il utilise un pyromètre infra-rouge et une garniture dont le rotor est muni d'une fenêtre transparente ce qui permet de mesurer des profils radiaux de température. Il observe également des élévations sensibles de la température des faces. Celle-ci augmente dans le sens de la fuite mais atteint un maximum, qui semble peu dépendant des conditions de fonctionnement, puis décroît. Ce comportement est selon l'auteur dû au changement de phase du fluide, ici de l'eau, qui atteint sa température de vaporisation dans le contact. La température diminue alors avec la pression en suivant la courbe de saturation.

En 1991, Tournerie et al. [TRF91] développent une technique originale de mesure qui permet d'obtenir une cartographie de température sur la face tournante d'une garniture mécanique expérimentale. Pour cela, ils utilisent un stator transparent aux rayonnements infrarouges et une caméra infrarouge. Ils montrent que la température moyenne de la face tournante augmente avec la vitesse de rotation du joint. Ils observent également un accroissement de température dans la direction de l'écoulement.

Ces différentes études ont toutefois été réalisées sur des garnitures mécaniques expérimentales spécialement conçues pour les mesures et n'ayant pas nécessairement des faces représentatives des joints industriels. L'analyse de garnitures réelles, ne permet pas l'utilisation de méthodes optiques, les faces n'étant pas transparentes et suffisamment dégagées pour permettre une observation. Les auteurs ayant analysé des garnitures réelles ont pour la plupart utilisé des thermocouples collés dans le stator. La température des faces ne peut alors être obtenue que par extrapolation [DMB91, LNSS98] étant donné que la soudure d'un thermocouple ne peut pas parfaitement coïncider avec l'interface. Lebeck et al. [LNSS98] présentent dans leurs articles de nombreux résultats obtenus dans une large gamme de conditions de fonctionnement avec plusieurs types d'écoulement périphérique. La garniture utilisée a un diamètre moyen d'environ 100mm. On peut voir sur la figure 1.29 l'évolution de l'augmentation moyenne de la température des faces en fonction de la vitesse pour deux types de fluide. Le graphe montre clairement que pour l'huile, la température est fortement corrélée à la vitesse de rotation. En revanche, lorsque la garniture fonctionne avec de l'eau, la corrélation est très faible, montrant l'influence significative des autres paramètres : pression, écoulement périphérique, etc. Néanmoins, comme cela a été montré par ailleurs les augmentations de température atteignent plusieurs dizaines de degrés ce qui confirme la nécessité de considérer l'influence des effets thermiques sur le comportement des garnitures d'étanchéité.

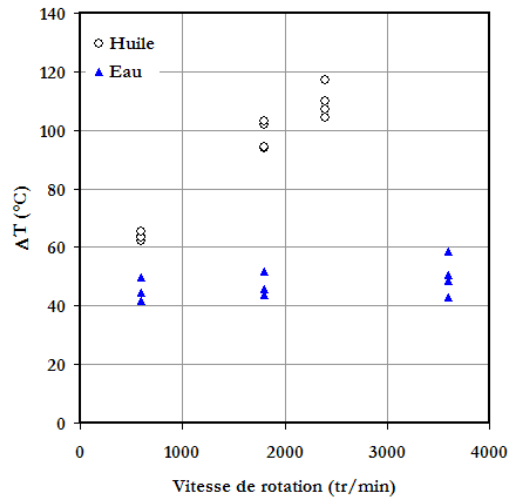


FIGURE 1.29 – Augmentation de la température moyenne des faces en fonction de la vitesse de rotation [LNSS98]

### Échange fluide solides

La chaleur générée dans l'interface d'une garniture mécanique étant majoritairement transférée vers le fluide à étancher, il est important de quantifier l'efficacité de ce mode de transfert. Ceci est généralement réalisé au moyen d'un coefficient d'échange ou de convection  $H$ . Il relie le flux de chaleur  $q$  échangé au différentiel de température entre la paroi et la zone centrale de l'écoulement :

$$q = H(T - T_f)$$

où  $T$  est la température pariétale et  $T_f$  la température du fluide au loin comme le montre la figure 1.30.

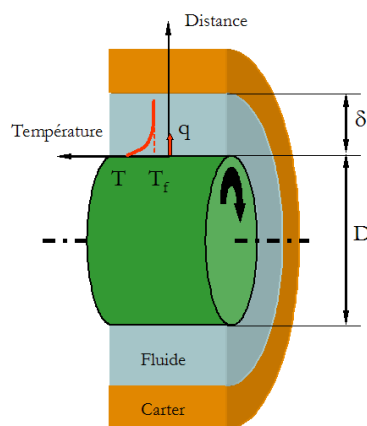


FIGURE 1.30 – Échange de chaleur par convection en périphérie d'une garniture

Il est d'usage d'adimensionner ce nombre avec une longueur caractéristique (en général le diamètre extérieur  $D$  de la garniture) et le coefficient de conductivité du fluide  $k_f$ . On obtient alors le nombre de Nusselt :

$$Nu = \frac{H.D}{k_f}$$

La valeur de ce coefficient est généralement déterminée à partir de formules empiriques déterminées dans des conditions aussi proches que possible de celles observées en périphérie du joint. Nau [SS92] propose d'utiliser les formulations de Gazley [Gaz58] et Tachibana et al. [TFM60] obtenues pour l'écoulement entre deux cylindres coaxiaux, le cylindre intérieur étant animé d'un mouvement de rotation comme sur la figure 1.30. Le nombre de Nusselt est fonction du nombre de Reynolds  $Re_D$  qui caractérise l'écoulement :

$$Re_D = \frac{\rho\omega D^2}{2\mu}$$

Il est également fonction du nombre de Prandtl du fluide  $Pr$  :

$$Pr = \frac{C_p\mu}{k_f}$$

Ce nombre est fonction du rapport entre le comportement thermique et mécanique du fluide. L'aspect géométrique  $\delta/D$  affecte également la valeur de  $Nu$ .

Si l'aspect géométrique devient suffisamment grand, l'influence de la paroi fixe sur l'écoulement diminue, et l'écoulement peut s'apparenter à celui d'un cylindre en rotation dans un réservoir. Il est alors possible, comme le conseille Lebeck [Leb91] d'utiliser la corrélation empirique de Becker [Bec63]. En dehors de la formulation de Gazley, le nombre de Nusselt est généralement une fonction puissance des différents paramètres :

$$Nu = aRe_D^b Pr^c \left(\frac{\delta}{D}\right)^d$$

Les valeurs des coefficients sont indiqués dans le tableau 1.1.

Loi empirique	$a$	$b$	$c$	$d$
Tachibana et al. [TFM60]	0.5	0.5	0.25	-0.25
Becker [Bec63]	0.133	2/3	1/3	0
Doane et al. [DMB91]	0.0207	0.8	1/3	0

TABLE 1.1 – Valeurs des coefficients des lois empiriques de convection

L'utilisation directe de ces formules soulève toutefois plusieurs questions. Tout d'abord, elles ont été obtenues pour des nombres de Reynolds caractéristiques d'un écoulement turbulent mais dont la valeur reste généralement inférieure à  $10^5$ . En utilisant les caractéristiques de la garniture utilisée par Lebeck et al. [LNSS98] : un diamètre  $D$  de  $100mm$ , une vitesse de rotation de  $3600tr/min$  et de l'eau à  $20^\circ C$ , on trouve un nombre de Reynolds  $Re_D$  de l'ordre de  $1.9 \times 10^6$ . Par ailleurs un des éléments de la garniture est fixe. D'autre part les formes géométriques ne sont pas parfaitement cylindriques. Pour finir, la température des parois n'est pas uniforme puisque la source de chaleur est localisée au niveau de l'interface.

Dans les années 1990, plusieurs auteurs ont réalisé des études numériques [SSLN98, MOPJ99] et expérimentales [DMB91, PJM97, LNSS98] qui ont permis d'apporter quelques réponses à ces questions. Les différentes études ont montré que des distributions non-uniformes du nombre de Nusselt avec des valeurs plus élevées près du contact apparaissent. Toutefois, les valeurs moyennes sur les surfaces tournantes et fixes sont comparables du fait de l'entraînement en rotation du fluide par le rotor. Ces valeurs sont assez proches de celles obtenues avec les différentes corrélations empiriques et ceci pour différentes

valeurs des nombres de Reynolds et de Prandtl. On peut voir sur la figure 1.31 le nombre de Nusselt moyen sur le stator de la garniture étudiée par Doane et al. [DMB91] en fonction de  $Re_D$ . Les valeurs expérimentales sont en assez bonne corrélation avec les lois du tableau 1.1. Notons que les différents auteurs n'ont pas cherché de nouvelles lois empiriques plus adaptées.

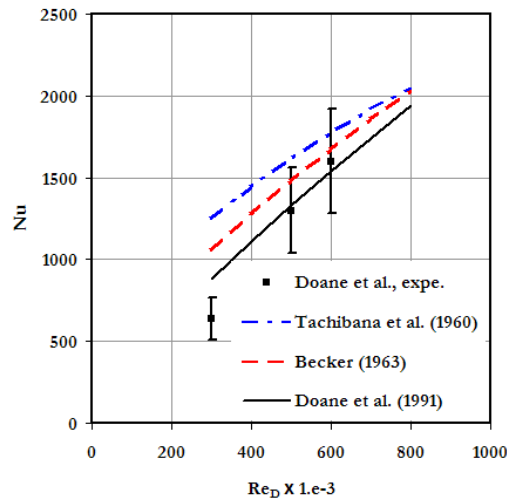


FIGURE 1.31 – Comparaison des mesures de Doane et al. [DMB91] avec les lois empirique du tableau 1.1 avec  $Pr = 5.58$  et  $\delta/D = 0.265$

### Modélisation des transferts de chaleur

Pour déterminer la température à l'interface des garnitures mécaniques, la méthode habituelle consiste à modéliser la génération de chaleur dans l'interface et coupler ce modèle avec les transferts par conduction dans les solides contigus et éventuellement avec les transferts dans le film lubrifiant lui-même. Les échanges avec le fluide environnant sont généralement traités par une condition de convection dont nous venons de discuter.

Il existe, dans la littérature, différentes approches parmi lesquelles on trouve des solutions numériques des équations complètes au prix d'un grand effort de calcul mais aussi des méthodes simplifiées permettant d'obtenir un résultat approché en s'appuyant sur des hypothèses simplificatrices. La technique la plus simple de modélisation de la dissipation dans l'interface est de considérer une dissipation uniforme dans l'interface. La puissance dissipée  $P$  s'exprime alors :

$$P = C_f \omega \quad (1.3)$$

où  $C_f$  est le couple de frottement sec et/ou visqueux entre les surfaces. Cette méthode a été utilisé par plusieurs auteurs : Salant et Key [SK84], Doust et Parmar [DP86] ou Buck [Buc89]. Il n'est, dans ces conditions, pas possible de remonter à la distribution de température dans l'interface mais plutôt à une température moyenne. Cicone et al. [CPT01] ont toutefois montré que cette hypothèse ne conduisait pas à des erreurs significatives quant à l'estimation des performances d'une garniture mécanique.

Dumbrava et Morariu [DM87], utilisent une forme plus avancée de l'équation de l'énergie dans le film dans laquelle ont été négligés les termes de transport et la dissipation due à l'écoulement radial :

$$k_f \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \mu \frac{r^2 \omega^2}{h^2} = 0$$

Cette équation, qui sera reprise un peu plus tard par Pascovici et Etsion [PE92], permet de déterminer la distribution axiale et radiale de température.

La méthode la plus rigoureuse consiste à résoudre l'équation de l'énergie la plus générale, qui s'exprime en configuration axisymétrique :

$$\rho C_p \left( v_r \frac{\partial T}{\partial r} + v_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) = k_f \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \mu \left[ \left( \frac{\partial v_r}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial v_\theta}{\partial z} \right)^2 \right] \quad (1.4)$$

Knoll et al. [KPH94] puis Tournerie et al. [TDF01] ont résolu cette équation en faisant appel à des méthodes numériques. En présence de contact entre les surfaces, il existe une source supplémentaire de chaleur  $\phi$  due au frottement inter-aspérités [Zhu99] :

$$\phi = f r \omega p_c$$

où  $p_c$  est la pression locale de contact et  $f$  le coefficient de frottement solide pour les deux matériaux en vis-à-vis.

Il n'est toutefois possible de résoudre complètement le problème qu'en considérant les transferts de chaleur avec les faces de la garniture qui sont régies par l'équation de la conduction :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0$$

On distingue, dans la littérature, deux types de couplage thermique fluide-solides. Le premier utilise la propriété de linéarité du problème thermique dans les solides qui permet de décrire leur comportement par des coefficients d'influence. Le second est basé sur la résolution simultanée des équations dans le film et les solides. Dans ces deux familles de modèle, il existe plusieurs niveaux de précision suivant que la température dans le contact est décrite par une valeur moyenne ou un champ uni, bi ou tridimensionnel.

Buck [Buc89] utilise la propriété de linéarité et suppose en première approximation que les anneaux d'une garniture sont suffisamment allongés pour être considérés comme des ailettes. Il obtient alors une expression analytique de l'efficacité thermique  $E$  de chaque face :

$$E = 2\pi R_e H e \frac{\tanh(m)}{m} \text{ avec } m = \frac{e}{\Delta R} \sqrt{\frac{H \Delta R}{k}} \quad (1.5)$$

où  $\Delta R$  est la largeur de la face et  $e$  sa longueur.  $k$  est la conductivité du matériau considéré.  $E$  est le rapport entre la puissance thermique entrant dans la face et son augmentation moyenne de température  $\Delta \bar{T}$ . Ce coefficient ne varie pas tant que les conditions aux limites thermiques sont inchangées. Toutefois, l'auteur montre que cette approche est restrictive en raison de la forme complexe des garnitures mécaniques réelles. Il propose de déterminer ce coefficient par une méthode numérique. Salant et Key [SK84], qui s'intéressent à des garnitures mécaniques industrielles, calculent ce coefficient au moyen d'un code de calcul par éléments finis du commerce. La valeur de l'efficacité thermique pour chaque face étant connue, la détermination de l'augmentation moyenne de température  $\Delta \bar{T}$  est directe :

$$P = (E_1 + E_2) \Delta \bar{T}$$

Notons que bien que l'équation 1.5 soit approchée, elle apporte une information intéressante sur le comportement thermique d'une garniture. En effet, le terme  $m$ , dans le cas des garnitures mécaniques, est généralement grand devant 1, le numérateur de l'équation 1.5 est alors égal à 1, ce qui conduit à :

$$E \propto \sqrt{Hk}$$

Les incertitudes sur les caractéristiques des matériaux et le coefficient d'échange par convection ont donc un impact limité sur la valeur de l'efficacité thermique des faces.

Ce premier type d'approche, qui peut paraître très grossier, permet (nous le verrons dans le chapitre 5) dans de nombreux cas d'estimer avec une précision de quelques % les températures. Cependant, lorsque les variations de température au sein de l'interface sont du même ordre de grandeur que l'augmentation moyenne de température, il est préférable d'utiliser un approche plus réaliste.

Une méthode plus précise consiste à étendre l'idée de l'efficacité thermique vers une matrice de coefficients d'influence  $M_{ij}$  qui relie le vecteur flux de chaleur  $q_j$  entrant à chaque noeud du maillage décrivant l'interface au vecteur température nodale  $T_i$  :

$$T_i = M_{ij}q_j + T_{i0}$$

Le dernier terme de l'équation représente la distribution de température pour un flux de chaleur nul. Cette méthode fonctionne tant que les conditions aux limites sont inchangées et que le comportement des matériaux est linéaire. Comme Ruan et al. [RSG97], nous avons utilisé cette approche dans la majorité des études présentées dans le chapitre 6. Un des avantages de cette méthode est qu'elle permet d'uniquement modéliser le film lubrifiant, les échanges avec les solides étant pris en compte par des matrices qui sont des données du calcul. Ces matrices doivent être déterminées préalablement avec, par exemple, un logiciel de calcul par éléments finis, qui offre, en général, la possibilité d'étudier des formes géométriques complexes, couplées à des conditions aux limites très réalistes.

En 1987, Dumbrava et Morariu [DM87] établissent une solution approchée de l'équation de la conduction dans les solides. Pour cela, ils supposent que les lignes de flux dans le rotor de la garniture sont rectilignes ou elliptiques, les échanges dans le stator étant négligés (figure 1.32). Cette hypothèse leur permet d'obtenir une expression analytique de la température de la face qui est toutefois moyennée suivant la largeur de la garniture. Pascovici et Etsion [PE92] reprennent l'hypothèse de ligne de flux rectilignes mais considèrent les variations radiales de températures. L'angle que forme les lignes de flux avec les surfaces reste toutefois arbitraire.

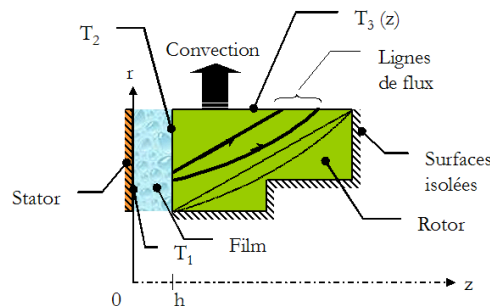


FIGURE 1.32 – Description du modèle de Dumbrava et Morariu [DM87]

La méthode la plus générale consiste à résoudre simultanément les équations de l'énergie dans le film et les solides de manière numérique. Cette technique plus lourde à mettre en oeuvre n'a été utilisée que par quelques auteurs. Knoll et al. [KPH94] ont résolu ces équations par la méthode de éléments finis. Zeus [Zeu90] puis Zhu [Zhu99] ont également utilisé cette approche en considérant toutefois une forme simplifiée de l'équation de l'énergie. Tournier et al. [TDF01] ont préféré la méthode des différences finies qui reste malheureusement limitée à des formes géométriques simples. Les approches numériques



donnent accès à des informations détaillées, notamment aux distributions locales de températures, dans des configurations où les approches analytiques ne sont plus utilisables (figure 1.33). En revanche, dans de nombreuses situations, les solutions analytiques offrent une estimation très satisfaisante de la solution. Par exemple, sur la figure 1.34, les courbes en traits pleins ont été obtenus en décrivant le comportement thermique de la garniture par les équations 1.3 et 1.5. Elles sont proches des solutions numériques obtenues par Tournier et al. [TDF01]. En outre, on remarque la faible influence du coefficient d'échange thermique entre le fluide périphérique et les solides, comme cela avait été précédemment souligné.

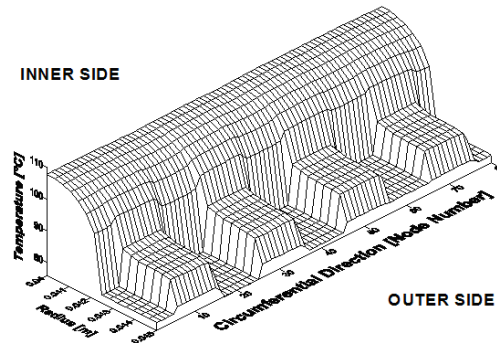


FIGURE 1.33 – Distribution de température sur la surface d'une garniture munie d'encoches [TDF01]

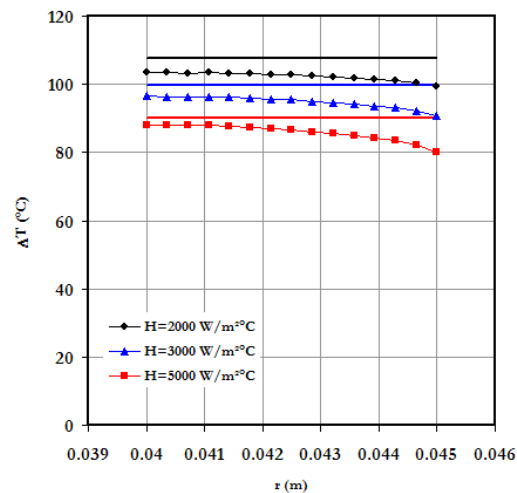


FIGURE 1.34 – Comparaison des distributions radiales de température obtenues par Tournier et al. [TDF01] avec une approche analytique pour différentes valeurs du coefficient d'échange de chaleur

Ces différentes études ont permis de montrer les relations entre les conditions de fonctionnement, les matériaux, les formes des solides et la température dans l'interface. Néanmoins, il n'est possible de déterminer précisément la dissipation de chaleur dans l'interface que lorsque sa configuration géométrique est connue. Celle-ci est fortement affectée par les déformations thermo-élastiques des faces.

### 1.5.2 Les déformations des faces

La mesure des déformations de surfaces impliquées dans un contact tribologique est extrêmement difficile à réaliser, c'est pourquoi celles-ci ont majoritairement été étudiées d'un point de vue théorique. On relève tout de même quelques travaux expérimentaux.

#### Études expérimentales

Même si l'on s'intéresse aux déformations des surfaces, il n'est en général possible de mesurer que des variations de distances entre les surfaces ou des épaisseurs de film lubrifiant, ce qui ne donne accès qu'aux déformations combinées des deux faces en vis-à-vis. Orcutt [Orc69] est certainement un des premiers à avoir mesuré des distributions d'épaisseur de film. Pour cela il utilise un éclairage en lumière blanche au travers d'un rotor en quartz. Les franges d'interférences qui apparaissent représentent des lignes de niveau (voir figure 1.35). Il met en évidence des films d'une hauteur inférieure à 1.5 micron et dont l'épaisseur varie principalement dans la direction radiale. Il montre que les conditions de fonctionnement affectent l'épaisseur du film donc les déformations, mais uniquement de manière qualitative.

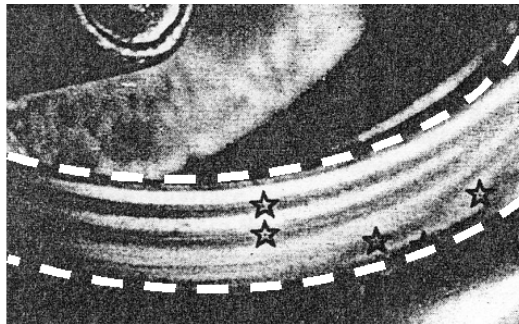


FIGURE 1.35 – Franges d'interférences observées par Orcutt [Orc69], l'interface est délimitée par les lignes blanches pointillées.

Un peu plus tard, Doust et Parmar [DP86] réalisent des mesures d'épaisseur de film entre les faces d'une garniture au moyen de douze capteurs capacitifs. Ils montrent que les déformations se traduisent principalement par une variation de conicité des surfaces (voir figure 1.9). Le chargement mécanique produit une conicité défavorable à la formation d'un film (espace divergent dans le sens de la fuite) contrairement au chargement thermique.

#### Modélisation des déformations

Comme il existe très peu de méthodes approchées pour le calcul des déformations des faces, dans la plupart des études, les auteurs ont résolu les équations de Navier par la méthode des éléments finis [NL91]. Les équations étant linéaires, il est encore possible d'utiliser des coefficients d'influence.

Comme cela a été montré expérimentalement, les déformations donnent à la surface considérée un aspect quasiment conique. Salant et Key [SK84], prennent en compte les déformations au travers d'un coefficient qui relie l'angle du cône à la puissance thermique entrant dans la surface. Doust et Parmar [DP86] dénomment ce coefficient taux de rotation thermique. Un second coefficient représente le taux de rotation mécanique et traduit le rapport entre l'angle du cône et la pression du fluide à étancher. Une meilleure description géométrique des surfaces déformées est obtenue lorsqu'on utilise une matrice de coefficients d'influence, comme l'ont fait Ruan et al. [RSG97]. Comme le montre la figure 1.36, l'approximation par une fonction linéaire de l'épaisseur du film est parfois grossière.

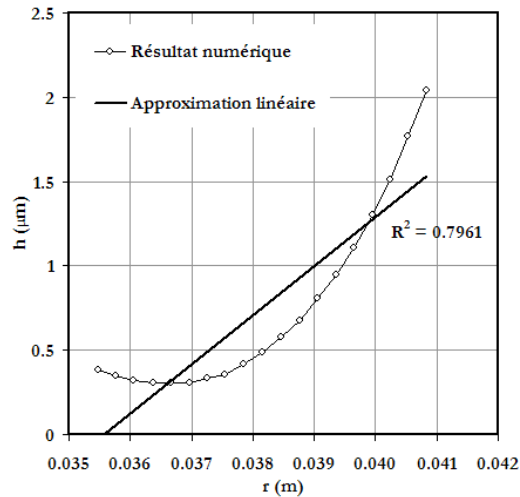


FIGURE 1.36 – Épaisseur de film calculée par Ruan et al. [RSG97] et approximation par une fonction linéaire (concité).

Comme nous l'avons souligné dans le paragraphe précédent, nous avons également, dans la majorité de nos travaux, retenu cette approche, qui permet de ne modéliser que le film fluide, les solides étant considérés au travers de coefficients d'influence calculés au préalable. En revanche, le calcul de ceux-ci peut s'avérer prohibitif en terme de temps et les matrices doivent être recalculées dès que les conditions aux limites sont modifiées.

Certains auteurs ont choisi de résoudre simultanément les équations de la thermo-élasticité dans leur propre modèle. Zhu [Zhu99] a réalisé ce type de simulation en configuration axisymétrique, alors que Knoll et al. [KPH94] ont traité le problème tridimensionnel. Dans tous ces travaux, la méthode des éléments finis a été préférée.

Ces différents travaux ont montré l'influence des déformations aussi bien mécaniques que thermiques sur les performances des garnitures. En effet leur amplitude est généralement supérieure à celle de l'épaisseur du film lubrifiant. Ceci est clairement illustré par la figure 1.36 qui montre l'allure de l'épaisseur de film lors du fonctionnement d'une garniture mécanique, les surfaces étant initialement planes.

### 1.5.3 Conclusions

La détermination précise des distributions de température dans les garnitures mécaniques n'est pas un objectif en soi. En fait, celle-ci est nécessaire pour pouvoir prédire les performances de la garniture telles que le débit de fuite ou la puissance dissipée qui nécessitent une bonne estimation de l'épaisseur du film lubrifiant séparant complètement ou non les surfaces et donc de leurs déformations. Les différentes études ont montré que le comportement thermo-élastique des garnitures est influencé par de nombreux paramètres tels que les conditions de fonctionnement ou les constituants de la garnitures (dimensions, matériaux, fixations, etc). Ces aspects seront largement étudiés et discutés dans le chapitre 6. Nous verrons dans le chapitre 5 une façon de généraliser les résultats en réduisant le nombre de paramètres significatifs.

Lorsque le fluide risque de se vaporiser dans l'interface, la température devient alors un paramètre crucial.

## 1.6 Changement de phase

Lorsque le fluide traversant l'interface d'une garniture mécanique change de phase, les variations importantes de masse volumique qui apparaissent peuvent conduire à des comportements instables [Lym69]. Ce thème a donc intéressé un certain nombre d'auteurs, l'aspect expérimental ayant toutefois été moins abordé.

### 1.6.1 Mise en évidence expérimentale

Dés 1969, Orcutt [Orc69] s'intéresse à une garniture mécanique lubrifiée avec de l'eau dont le fonctionnement conduit à une vaporisation du liquide dans l'interface. Il observe un comportement cyclique avec des périodes où le joint laisse échapper un fluide sous forme de brouillard et des périodes sans fuite apparente. Simultanément, des variations importantes de couple de frottement sont mesurées. Orcutt utilise une garniture mécanique pressurisée par le rayon intérieur et équipée d'un rotor transparent en quartz. Grâce à un procédé interférométrique, il met en évidence des zones liquide et vapeur au sein du film lubrifiant. Selon Orcutt, lorsqu'une portion du film passe de l'état liquide à gaz, la portance augmente de manière significative comme cela est illustré sur la figure 1.37. En fait, la conservation du débit à l'interface liquide-vapeur se traduit par la relation suivante :

$$\frac{1}{v_\ell} \frac{\partial p}{\partial r} = \frac{1}{v_v} \frac{\partial p}{\partial r} \quad (1.6)$$

La viscosité cinématique de la vapeur étant très supérieure à celle de l'eau, on observe une discontinuité dans le gradient radial de pression qui se traduit par une augmentation de la portance générée par le fluide. Celle-ci dépend bien sûr de la position de la frontière dans l'interface.

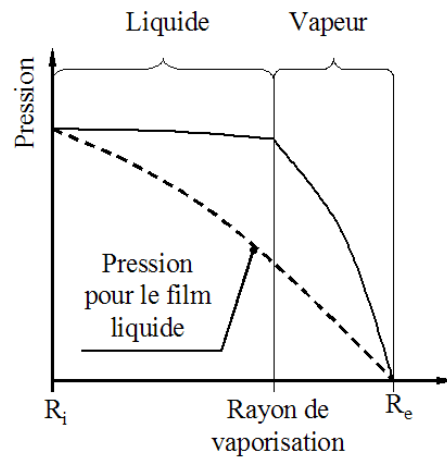


FIGURE 1.37 – Influence du changement de phase sur la distribution de pression dans le film [Orc69].

Il est supposé dans l'expression précédente que le changement de phase se produit de manière discrète. Cependant, dans la réalité, le processus se produit de manière progressive, avec une zone de mélange liquide vapeur. Toutefois si l'étendue de la zone mixte est suffisamment restreinte par rapport à la largeur de l'interface, la première hypothèse peut s'appliquer. Pour répondre à cette question, Cicone et al. [CPFT01] ont réalisé une cellule d'essais constituée d'un disque en verre et d'un anneau métallique séparés d'une distance de quelques microns (voir figure 1.38). Les surfaces sont immobiles pour faciliter

la visualisation et la chaleur générée par frottement visqueux est simulée par une bague chauffante placée sous l'anneau en métal. La figure 1.38 montre clairement deux zones distinctes : une zone de liquide près de la section d'entrée (rayon intérieur) et une zone qui selon les auteurs est constituée de vapeur pure. La limite entre les deux zones n'est pas parfaitement circulaire car elle est influencée par la topographie des surfaces.

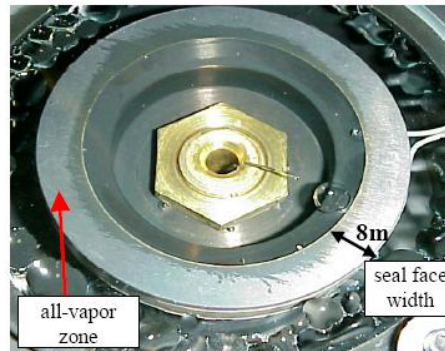


FIGURE 1.38 – Visualisation de zones de vapeur [CPFT01].

## 1.6.2 Modélisation du changement de phase

Deux approches, dont nous avons discuté précédemment, ont été généralement utilisées pour modéliser les écoulements diphasiques. La méthode la plus simple consiste à considérer un changement de phase discret. Il existe alors deux zones distinctes dans le film lubrifiant. La distribution de pression est déterminée en résolvant l'équation de Reynolds pour chacune des zones. La limite entre celles-ci est choisie de manière à ce que la pression à cet endroit corresponde à la température de vaporisation associée tout en assurant la conservation du débit. Beaucoup d'auteurs ont retenu cette approche simple [HWBK78, BS95, EP96]. Pour qu'elle soit valide, il est nécessaire que le débit de fuite soit suffisamment petit pour que l'énergie apportée par dissipation visqueuse permette un changement de phase complet. Lebeck [Leb80], bien qu'ayant utilisé la même approche, a introduit dans son modèle le saut d'enthalpie du fluide lors du changement de phase.

La seconde solution consiste à considérer un fluide homogène caractérisé par une fraction massique de vapeur ou qualité  $\lambda$  qui peut varier de manière continue entre 0 et 1. La masse volumique  $\rho_m$  du mélange s'exprime alors :

$$\rho_m = \frac{1}{\frac{1-\lambda}{\rho_l} + \frac{\lambda}{\rho_v}}$$

Dans les zones où cohabitent vapeur et liquide, la pression et la température suivent la courbe de saturation du fluide et la qualité varie de manière à assurer la conservation de l'énergie. Cette approche plus sophistiquée a été mise en oeuvre par quelques auteurs [HC80, YH90] pour des configurations où le débit de fuite est élevé.

Le caractère non-stationnaire du phénomène nécessite la mise en oeuvre d'un modèle transitoire d'écoulement mais aussi de transferts de chaleur dans les solides. Pour ces raisons, les auteurs ont souvent utilisé un certain nombre de simplifications. Ils ont malgré tout mis en évidence l'apparition d'instabilités dynamiques (voir figure 1.39) sans pour autant dégager de critère de stabilité satisfaisant.

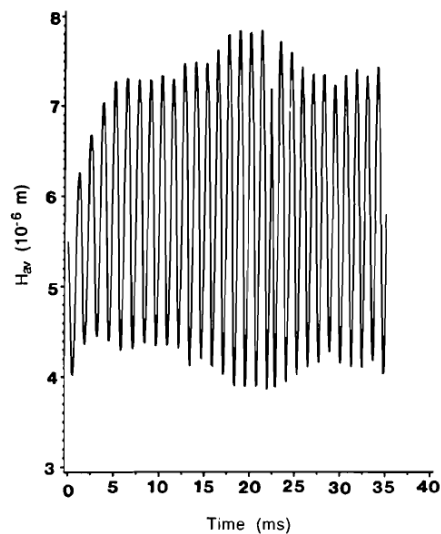


FIGURE 1.39 – Variation de l'épaisseur de film dans l'interface d'une garniture en présence de changement de phase [BS95].

### 1.6.3 Conclusions

Le problème du changement de phase dans les garnitures mécaniques a été abordé par de nombreux auteurs. Cependant les phénomènes apparaissant dans cette situation ne sont pas encore bien compris. Les fabricants de garnitures mécaniques conseillent de fonctionner à une température suffisamment basse pour éviter tout problème [AFM]. Le travail de thèse de Fabien Migout qui est présenté dans le chapitre 8 nous a permis d'étudier plus en profondeur ce phénomène par une approche théorique et expérimentale.

## 1.7 Les garnitures particulières

Les garnitures mécaniques dont nous avons parlé jusqu'à présent ont pour principale fonction d'assurer une étanchéité. Il existe d'autres types de garnitures où cette fonction devient secondaire, la principale étant de maintenir un différentiel de pression. Dans ce genre d'application, les pressions mises en jeu sont généralement élevées et une grande fiabilité est requise, ce qui nécessite un film fluide suffisamment épais pour éviter tout contact. C'est pourquoi l'étanchéité, qui n'est pas primordiale, est assurée par des systèmes annexes. Le joint n°1 de pompe primaire de centrale nucléaire, qu'on appelle joint ou garniture hydrostatique, est dans ce cas là. Les garnitures mécaniques pour gaz utilisées dans les compresseurs ou turbines haute pression sont également de ce type.

### 1.7.1 Les joints hydrostatiques

Il a été montré dans le paragraphe 1.3.3 que si les faces d'une garniture mécanique forment un espace convergent dans le sens de la fuite, celle-ci fonctionne sans contact dans la mesure où la pression moyenne de contact est inférieure à la pression du fluide à étancher. Sur les garnitures mécaniques standard dont les faces sont initialement planes, cette conicité résulte des déformations thermo-élastiques. Les garnitures hydrostatiques sont quant à elles munies de faces sur lesquelles est usiné un cône dont la pente est de l'ordre de  $10^{-3} \text{ rad}$  (comme le montre la figure 1.40). Dès que le fluide dont on souhaite assurer l'étanchéité est pressurisé, les faces de la garniture se séparent. Elles sont donc extrêmement fiables, c'est

pourquoi elles sont utilisées sur les circuits primaires de centrales nucléaires à eau pressurisée [May89] et sur les futurs EPR [Are05]. En revanche, l'épaisseur de film résultante étant très supérieure à ce qui est observé dans une garniture mécanique standard, le débit de fuite est généralement très élevé (plusieurs centaines de litres par heure). Cette fuite est bien sûr captée par des systèmes annexes [May89]. Le fluide est de l'eau à environ  $15\text{MPa}$ , dont la faible viscosité combinée à un film d'épaisseur significative conduit à l'apparition d'effet d'inertie dans l'écoulement [Mül69, KF86]. Il faut donc développer de nouvelles approches car l'équation de Reynolds généralement utilisée en lubrification n'est valable que pour un écoulement dominé par les forces de viscosité. En outre, les faces des garnitures hydrostatiques subissent des déformations importantes sous l'effet des pressions mises en jeu qui peuvent réduire la conicité des faces et le débit [KF86]. Pour finir, il a été montré que les garnitures mécaniques hydrostatiques fonctionnent à la limite des régimes d'écoulement laminaire et turbulent [BTF02].

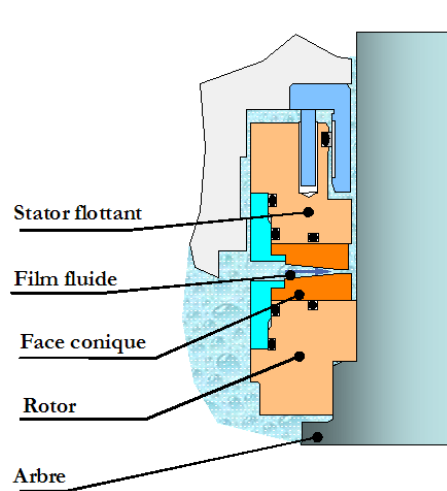


FIGURE 1.40 – Constitution d'un joint hydrostatique.

Ce type de garniture mécanique a été assez peu étudié dans la littérature. Une collaboration avec EDF nous a amené à nous y intéresser. Ces travaux font l'objet du chapitre 10.

### 1.7.2 Les garnitures gaz

L'étanchéité des compresseurs à gaz était historiquement assurée par deux garnitures mécaniques fonctionnant avec un fluide de barrage lubrifiant. A la fin des années 1970, certains fabricants ont proposé des garnitures fonctionnant directement avec le gaz de la turbomachine [Sed78]. Étant donné les faibles performances des gaz en terme de lubrification, il est nécessaire qu'un film de gaz sépare les faces. Ceci est d'autant plus justifié que les pressions rencontrées sont de plusieurs dizaines de  $\text{MPa}$  alors que les vitesses de glissement atteignent  $100\text{m/s}$ . Pour cela, des encoches de quelques microns ont été usinées sur une des faces de manière à générer une portance hydrodynamique qui va empêcher le rapprochement des surfaces en fonctionnement (voir l'exemple de la figure 1.41).

Bien que ces garnitures mécaniques aient été largement étudiées, les travaux concernent essentiellement le comportement dynamique [BHT93, HB95, ZSA99]. En outre, dans toutes ces approches, les auteurs supposent un écoulement isotherme de gaz parfait. Cependant, il est connu depuis longtemps que des gradients thermiques importants sont générés entre les faces et que celle-ci se déforment [BWA67]. En outre, les effets combinés de la compressibilité et de l'inertie du fluide peuvent conduire à un blocage sonore de l'écoulement [ZLJ71]. Dans ce cas, le fluide atteint la vitesse du son en sortie du film

lubrifiant, sans pouvoir la dépasser.

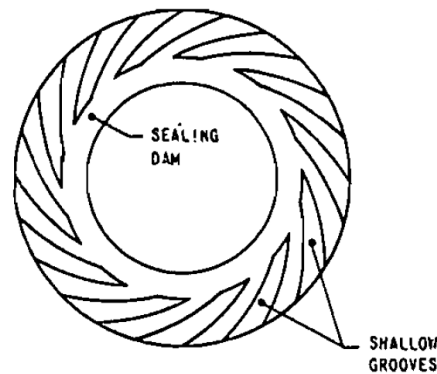


FIGURE 1.41 – Exemple de rainures sur un garniture mécanique pour gaz [Sed78].

Ces derniers aspects ayant été peu développé dans la littérature, nous nous y sommes intéressés lors de la thèse de Sébastien Thomas [Tho06]. Les travaux sont présentés plus en détails dans le chapitre 11.

### 1.7.3 Conclusions

Ces deux types de garnitures mécaniques se distinguent des garnitures usuelles par un film fluide épais où les effets d'inertie affectent l'écoulement. Pour étudier celles-ci, il a fallu développer des approches particulières qui font l'objet de la partie III.

## 1.8 Conclusions

Cette étude bibliographique succincte a permis de montrer que le comportement des garnitures mécaniques résulte de la compétition entre différents phénomènes physiques : lubrification des faces, comportement dynamique, transferts de chaleur, déformation, changement de phase. Par ailleurs, suivant les applications, on trouve des ordres de grandeur très différents. Dans la plupart des garnitures mécaniques, le film lubrifiant a une épaisseur sub-micrométrique alors que dans certains cas, la distance entre les surfaces est suffisante pour que l'écoulement devienne turbulent, sonore et influencé par l'inertie du fluide. Certains thèmes évoqués ici nécessitent encore des développements. Ce sont la lubrification mixte, le comportement TEHD (ThermoElastoHydroDynamique), le changement de phase et les garnitures spéciales, que nous appellerons par la suite garnitures mécaniques à film épais. Avant de présenter notre contribution sur ces différents sujets, un chapitre sera consacré à la description géométrique et cinématique des garnitures et un dernier à l'étude phénoménologique de l'écoulement.





## Chapitre 2

# Description géométrique, cinématique et dynamique des garnitures mécaniques

Cette section présente les différentes configurations géométriques de garnitures mécaniques qui sont analysées dans ce mémoire. Celles-ci sont généralement stationnaires ou, pour certains cas, tournantes. Les vitesses des parois ainsi que les actions mécaniques mises en jeu seront décrites pour chacune des configurations.

### 2.1 Configuration axisymétrique

Le modèle géométrique et cinématique d'une garniture mécanique en configuration axisymétrique est présentée sur la figure 2.1. La configuration est indépendante de la position angulaire. Ici, la face flottante est le stator qui dispose d'un degré de liberté en translation suivant la direction  $\vec{z}$ . La position axiale des faces s'exprime :

$$\begin{aligned} h_1(r) &= L + z_{1i}(r) + u_{z1}(r) \\ h_2(r) &= z_{2i}(r) + u_{z2}(r) \end{aligned} \quad (2.1)$$

Dans l'équation 2.1,  $L$  représente la distance entre les centres des anneaux,  $z_i$  la géométrie initiale des faces (conicité par exemple) et  $u_z$  le déplacement du au chargement thermoélastique. Les vitesses des surfaces s'expriment :

$$\begin{aligned} \vec{V}_{1/0} &= V_{z1} \vec{z} \\ \vec{V}_{2/0}(r) &= r \omega \vec{e}_\theta \end{aligned} \quad (2.2)$$

La distance entre les faces résulte du principe fondamental de la dynamique appliqué au stator flottant. Le bilan des forces est présenté sur la figure 2.2. La force d'ouverture  $F_o$  exercée par la distribution de pression dans l'interface tend à ouvrir les faces. Elle s'exprime :

$$F_o = \int_{\Omega} p d\Omega$$

Ici  $\Omega$  représente la surface délimitée par les rayons intérieur et extérieur de l'interface dont l'aire est notée  $S$ . Le fluide sous pression exerce une force hydraulique qui tend à rapprocher les faces. Si on suppose que la pression au rayon intérieur est nulle, celle-ci s'exprime :

$$F_h = \pi (R_e^2 - R_h^2) p_e = BS p_e$$

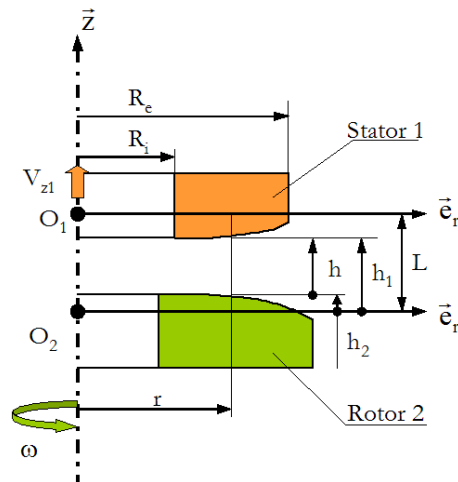


FIGURE 2.1 – Modèle géométrique et cinématique axisymétrique d'une garniture mécanique

Dans les garnitures dites compensées, le rayon  $R_h$  est supérieur au rayon intérieur  $R_i$  de la garniture. De ce fait, le rapport  $B$  entre l'aire où s'applique la haute pression  $p_e$  et l'aire de l'interface est inférieur à 1. Toutefois, il ne doit pas être inférieur à 0.5 pour éviter une ouverture des faces (voir paragraphe 1.3.3). Les valeurs usuelles se répartissent dans l'intervalle  $[0.6, 0.9]$ . Le ou les ressorts exercent également une force de fermeture  $F_r$ . L'étanchéité secondaire contribue également au problème en appliquant une force  $F_{es}$  dont le signe dépend des déplacements relatifs du stator et de son support. Généralement ces deux dernières forces sont négligeables par rapport aux autres. Le principe fondamental de la dynamique appliquée suivant l'axe  $(O_1, \vec{z})$  conduit à :

$$F_o - F_h - F_r - F_{es} = m_1 \frac{dV_{z1}}{dt} \quad (2.3)$$

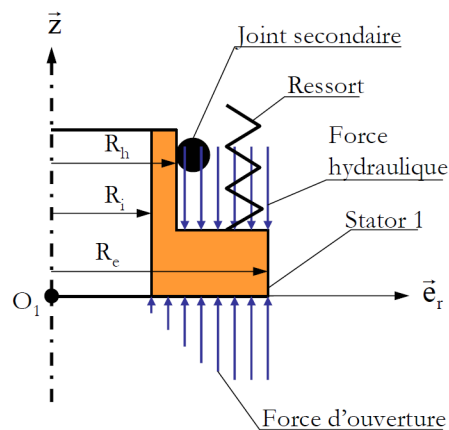


FIGURE 2.2 – Bilan des forces appliquées sur le stator

## 2.2 Configuration tridimensionnelle stationnaire

Le stator flottant d'une garniture peut être mésaligné mais également excentré par rapport à l'axe de rotation, comme le montre la figure 2.3. Si le rotor reste aligné par rapport à l'axe de rotation, la configuration est stationnaire. Les positions axiales des surfaces s'expriment alors :

$$\begin{aligned} h_1(x, y) &= L + z_{1i}(x - e, y) + u_{z1}(x, y) + \chi_{1x}^x y - \chi_{1y}^y (x - e) \\ h_2(x, y) &= z_{2i}(x, y) + u_{z2}(x, y) \end{aligned} \quad (2.4)$$

Les équations sont exprimées dans le repère cartésien car elles sont généralement traitées par la méthode des éléments finis.  $e$  est ici la distance d'excentrement dans la direction  $\vec{x}$  alors que  $\chi_{1x}$  et  $\chi_{1y}$  sont les angles de rotation du stator autour des axes  $(O_2, \vec{x})$  et  $(O_2, \vec{y})$ . Dans cette configuration, le stator est immobile. Les composantes de la vitesse du rotor sont :

$$\begin{aligned} \vec{V}_{1/0} &= \vec{0} \\ \vec{V}_{2/0}(x, y) &= -y \omega \vec{x} + x \omega \vec{y} + \omega \left( -y \frac{\partial h_2}{\partial x} + x \frac{\partial h_2}{\partial y} \right) \vec{z} \end{aligned} \quad (2.5)$$

La composante axiale de la vitesse du rotor assure la stationnarité du problème. En effet, elle permet à la déformée de celui-ci de conserver une position stationnaire par rapport à l'anneau fixe de la garniture (voir figure 2.4).

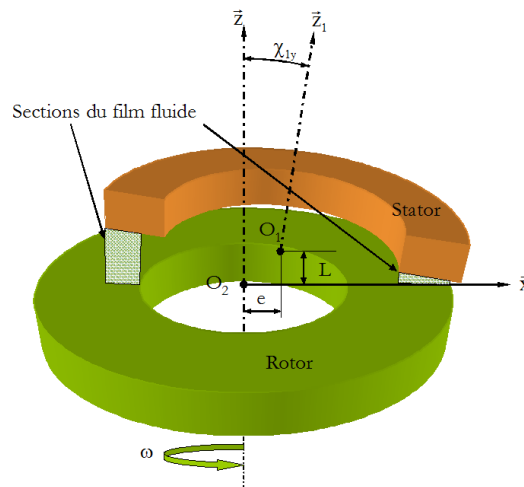


FIGURE 2.3 – Configuration tridimensionnelle stationnaire

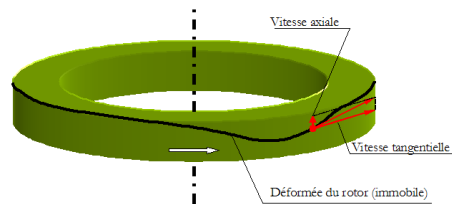


FIGURE 2.4 – Origine de la composante axiale de la vitesse

Le champ de pression dans le film lubrifiant n'étant pas axisymétrique, il génère des moments suivant les axes  $(O_2, \vec{x})$  et  $(O_2, \vec{y})$  :

$$M_x^f(O_1) = \int_{\Omega} p y d\Omega \quad (2.6)$$

$$M_y^f(O_1) = - \int_{\Omega} p x d\Omega \quad (2.7)$$

Ces moments doivent équilibrer les moments extérieurs appliqués sur le stator. Ils peuvent être dus aux éléments élastiques ou au joint secondaire et dépendre de la raideur de ces composants [BTF03b]. Nous les noterons  $M_x^e$  et  $M_y^e$ .

### 2.3 Configuration tridimensionnelle tournante

Si le rotor présente un mésalignement par rapport à l'axe de rotation, le stator flottant est entraîné par l'intermédiaire du film lubrifiant. Si la position relative des surfaces est stationnaire dans un repère lié au rotor, on parle d'entraînement dynamique stable (voir paragraphe 1.4).

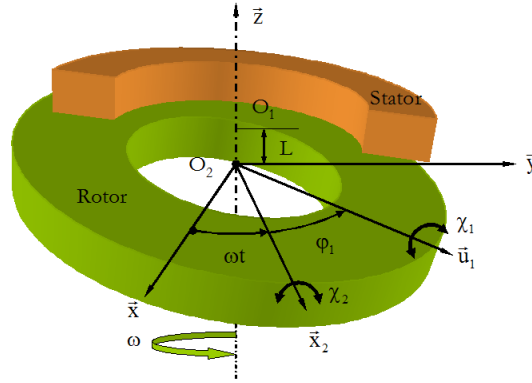


FIGURE 2.5 – Configuration tridimensionnelle tournante stationnaire

Dans le cas particulier de l'entraînement dynamique stable, le stator est incliné d'un angle  $\chi_1$  par rapport à l'arbre autour d'un axe  $(O_1, \vec{u}_1)$  qui tourne avec l'arbre (voir figure 2.5). L'épaisseur de film s'exprime alors :

$$\begin{aligned} h_1(x, y) &= L + z_{1i}(x, y) + u_{z1}(x, y) + \chi_1^x y - \chi_1^y x \\ h_2(x, y) &= z_{2i}(x, y) + u_{z2}(x, y) + \chi_2^x y - \chi_2^y x \end{aligned} \quad (2.8)$$

Dans cette équation les projections des angles  $\chi_1$  et  $\chi_2$  peuvent s'exprimer de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \chi_1^x &= \chi_1 \cos(\omega t + \phi_1) & \text{et} & & \chi_1^y &= \chi_1 \sin(\omega t + \phi_1) \\ \chi_2^x &= \chi_2 \cos(\omega t) & \text{et} & & \chi_2^y &= \chi_2 \sin(\omega t) \end{aligned} \quad (2.9)$$

où  $\phi_1$  représente le déphasage entre le rotor et le stator. Pour cette configuration, les vitesses des surfaces s'expriment :

$$\begin{aligned} \vec{V}_{1/0} &= (\dot{\chi}_1^x y - \dot{\chi}_1^y x) \vec{z} - \omega \left( -y \frac{\partial h_1}{\partial x} + x \frac{\partial h_1}{\partial y} \right) \vec{z} \\ \vec{V}_{2/0}(x, y) &= -y \omega \vec{x} + x \omega \vec{y} \end{aligned} \quad (2.10)$$

Le stator présente une composante de vitesse axiale due au mouvement de rotation autour du vecteur  $\vec{u}_1$ . Le second terme assure la stationnarité du problème. Il représente l'onde de déformation qui tourne avec le rotor. Le rotor n'a cette fois pas de composante axiale de vitesse.

Pour calculer la position relative des anneaux il faut résoudre le principe fondamentale de la dynamique. Il a déjà été exprimé dans la direction axiale pour les forces. Il reste à exprimer l'équation des moments :

$$I_t \ddot{\chi}_1^x = M_x^f(O_1) + M_x^e \quad (2.11)$$

$$I_t \ddot{\chi}_1^y = M_y^f(O_1) + M_y^e \quad (2.12)$$

Dans cette équation,  $I_t$  est le moment d'inertie transverse du stator. Les différents moments intervenants ont été exprimés précédemment.

Étant donné que le problème est stationnaire par rapport à un repère attaché à l'élément tournant, il est parfois préférable d'exprimer les équations dans ce même repère. C'est notamment le cas lorsqu'on s'intéresse à une garniture mécanique dite "thermohydrodynamique" dont le rotor présente des encoches profondes (de l'ordre du millimètre) comme sur la figure 2.6.

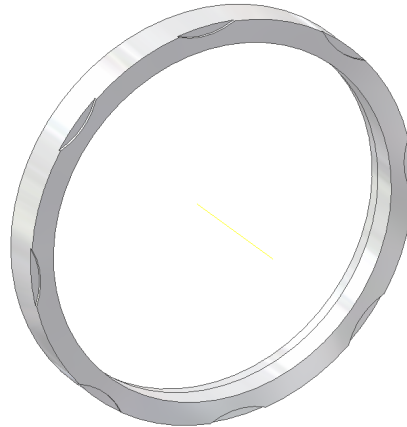


FIGURE 2.6 – Exemple de configuration tridimensionnelle tournante stationnaire : garniture à encoches profondes

## 2.4 Conclusions

Nous avons fait dans ce chapitre un rapide tour d'horizon des configurations géométriques qui seront étudiées dans ce mémoire. Nous nous référons donc à ce chapitre par la suite ce qui nous évitera de redéfinir à chaque fois les conditions géométriques du problème.



## Chapitre 3

# Analyse phénoménologique de l'écoulement

Afin d'analyser les grandeurs caractéristiques de l'écoulement s'établissant entre les faces d'une garniture mécanique, nous nous plaçons dans une configuration très simple qui est décrite sur la figure 3.1. Les surfaces du rotor et du stator sont planes et parallèles. Le problème est donc axisymétrique et nous l'imposerons stationnaire. Le film fluide a une épaisseur uniforme  $h$ .

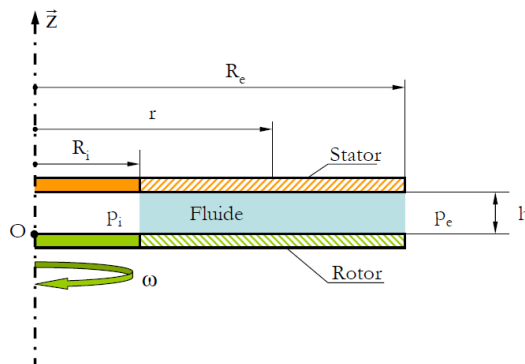


FIGURE 3.1 – Configuration du problème

L'écoulement entre les deux surfaces est régi par plusieurs nombres sans dimensions. On peut définir à priori deux paramètres géométriques dont l'un serait le rapport des rayons intérieur  $R_i$  et extérieur  $R_e$ . Nous n'en tiendrons pas compte ici. Le second qu'on appellera facteur d'aspect géométrique est défini de la façon suivante :

$$G = \frac{h}{R_e} \quad (3.1)$$

Ce nombre a la particularité d'être très petit, de l'ordre de  $10^{-3}$  à  $10^{-5}$  dans le cas particulier des garnitures mécaniques. Par ailleurs, l'écoulement possède une composante radiale dû au différentiel de pression appliqué aux bornes de la garniture. Il est caractérisé par le nombre de Reynolds suivant :

$$Re_P = \frac{\rho V h}{\mu} \quad (3.2)$$

$V$  est une échelle de vitesse radiale dont nous discuterons par la suite. L'indice  $P$  fait ici référence



à Poiseuille. La rotation du disque inférieur génère une composante circonférentielle de vitesse dans le fluide. Il existe donc un second nombre de Reynolds :

$$Re_C = \frac{\rho\omega R_e h}{\mu} \quad (3.3)$$

Le  $C$  est cette fois l'initiale de Couette. D'autres nombres sans dimension vont être nécessaires notamment pour l'analyse des transferts de chaleur, mais nous y reviendrons par la suite. Nous nous intéresserons tout d'abord à l'écoulement d'un fluide incompressible puis à celui d'un gaz, compressible par nature.

### 3.1 Écoulement d'un fluide incompressible

Nous supposons l'écoulement laminaire et isovisqueux, et le fluide Newtonien. La conservation de la masse dans le film fluide se traduit par l'équation :

$$\frac{\partial}{\partial r}(rV_r) + \frac{\partial}{\partial z}(rV_z) = 0 \quad (3.4)$$

Les équations de Navier-Stokes traduisent la conservation de la quantité de mouvement dans chaque direction :

$$\rho \left( V_r \frac{\partial V_r}{\partial r} - \frac{V_\theta^2}{r^2} + V_z \frac{\partial V_r}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial r} + \mu \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial V_r}{\partial r} \right) - \frac{V_r}{r^2} + \frac{\partial^2 V_r}{\partial z^2} \right] \quad (3.5)$$

$$\rho \left( \frac{V_r}{r} \frac{\partial V_\theta}{\partial r} + V_z \frac{\partial V_\theta}{\partial z} \right) = \mu \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial V_\theta}{\partial r} \right) - \frac{V_\theta}{r^2} + \frac{\partial^2 V_\theta}{\partial z^2} \right] \quad (3.6)$$

$$\rho \left( V_r \frac{\partial V_z}{\partial r} + V_z \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial z} + \mu \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial V_z}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 V_z}{\partial z^2} \right] \quad (3.7)$$

Pour analyser ces équations, il faut introduire des échelles pour chacune des grandeurs :

$$\bar{r} = \frac{r}{R_e}, \bar{z} = \frac{z}{h}$$

$$\bar{V}_r = \frac{V_r}{V}, \bar{V}_\theta = \frac{V_\theta}{R_e \omega}, \bar{V}_z = \frac{V_z}{GV}$$

$$\bar{p} = \frac{p}{p_e}$$

Les échelles de longueur sont assez évidentes, de même que l'échelle de vitesse circonférentielle. L'échelle de vitesse radiale  $V$  est pour l'instant inconnue. La normalisation pour la vitesse axiale  $V_z$  est choisie de telle sorte que les deux termes dans l'équation de continuité 3.4 soient d'amplitude égale. En ce qui concerne la pression, nous avons supposé que celle-ci est nulle au rayon intérieur de la garniture. En introduisant les échelles précédentes dans les équations de Navier-Stokes, certains termes se retrouvent en facteur de  $G^2$  et ont été directement éliminés du fait de leur amplitude négligeable. Finalement il vient :

$$Re_p^* \bar{V}_r \frac{\partial \bar{V}_r}{\partial \bar{r}} - Re_C^* \frac{\bar{V}_\theta^2}{\bar{r}^2} + Re_p^* \bar{V}_z \frac{\partial \bar{V}_r}{\partial \bar{z}} = -P^* \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{r}} + \frac{\partial^2 \bar{V}_r}{\partial \bar{z}^2} \quad (3.8)$$

$$Re_p^* \frac{\bar{V}_r}{\bar{r}} \frac{\partial \bar{r} \bar{V}_\theta}{\partial \bar{r}} + Re_p^* \bar{V}_z \frac{\partial \bar{V}_\theta}{\partial \bar{z}} = \frac{\partial^2 \bar{V}_\theta}{\partial \bar{z}^2} \quad (3.9)$$

$$0 = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{z}} \quad (3.10)$$

Tout d'abord, du fait de la très faible valeur du facteur d'aspect géométrique  $G$ , les variations de pression suivant l'épaisseur du film sont négligeables, ce qui est une hypothèse de base de la lubrification. Dans les deux premières équations, on voit apparaître plusieurs nombres sans dimension :

$$Re_p^* = Re_p G \quad (3.11)$$

$$Re_C^* = \frac{Re_C^2}{Re_p} G \quad (3.12)$$

$$P^* = \frac{P_e h^2}{\mu V R_e} \quad (3.13)$$

Le premier de ces nombres, défini dans l'équation 3.11, est un nombre de Reynolds modifié (produit du nombre de Reynolds radial par le facteur d'aspect). Il contrôle l'amplitude des termes d'inertie convective par rapport aux termes visqueux. Le terme d'inertie centrifuge dans l'équation 3.8 est gouverné par un second nombre de Reynolds modifié dont la définition est rappelée dans l'expression 3.12. Enfin l'amplitude du terme de pression dépend de la valeur d'un nombre de pression défini par l'équation 3.13. Ces trois termes font intervenir l'échelle de vitesse, qu'il est maintenant temps de définir. Supposons que les termes d'inertie, c'est-à-dire les membres de gauche soient négligeables devant les autres facteurs des équations de Navier Stokes. L'échelle de vitesse serait alors logiquement déterminée en supposant que les termes de pression et viscosité ont une échelle identique, soit :

$$V = \frac{P_e h^2}{\mu R_e} \quad (3.14)$$

C'est une échelle usuellement utilisée en lubrification. En revanche, si c'est le terme visqueux qui devient négligeable, une deuxième échelle de vitesse est calculable :

$$V = \sqrt{\frac{P_e}{\rho}} \quad (3.15)$$

On retrouve une échelle connue des mécaniciens des fluides. Il est logique de retenir comme échelle représentative la plus faible valeur des deux précédentes. Toutefois, il apparaît que la seconde valeur est toujours beaucoup plus élevée que la première pour tous les cas que nous envisagerons ici. En reportant l'échelle de vitesse 3.14 dans les nombres sans dimensions, il vient :

$$Re_p^* = \frac{\rho P_e h^4}{\mu^2 R_e^2} \quad (3.16)$$

$$Re_C^* = \frac{\rho \omega^2 R_e^2}{P_e} \quad (3.17)$$

$$P^* = 1 \quad (3.18)$$

L'épaisseur du film joue un rôle fondamental dans l'inertie convective puisqu'elle intervient à la puissance 4 (équation 3.16) alors qu'elle n'influence pas du tout les effets centrifuges qui sont plus particulièrement contrôlés par la vitesse de rotation (équation 3.17).

Par ailleurs, le comportement du film fluide dépend de l'intensité des effets thermiques en son sein. Ceux-ci sont régis par l'équation de conservation de l'énergie :

$$\rho C_p \left( V_r \frac{\partial T}{\partial r} + V_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) = k \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right] + \phi \quad (3.19)$$

$\phi$  représente ici le terme de dissipation visqueuse. Pour analyser cette équation, il est nécessaire d'introduire une échelle de température :

$$\bar{T} = \frac{T - T_e}{\Delta T}$$

Du fait de la très faible valeur du facteur d'aspect  $G$ , l'équation se simplifie et prend la forme suivante :

$$Pec \left( \bar{V}_r \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{r}} + \bar{V}_z \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{z}} \right) = \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial \bar{z}^2} + D_P \left( \frac{\partial \bar{V}_r}{\partial \bar{z}} \right)^2 + D_C \left( \frac{\partial \bar{V}_\theta}{\partial \bar{z}} \right)^2 \quad (3.20)$$

Trois nouveaux nombres sans dimension apparaissent :

$$Pec = \frac{\rho C_p V h^2}{k R_e} \quad (3.21)$$

$$D_P = \frac{\mu V^2}{k \Delta T} \quad (3.22)$$

$$D_C = \frac{\mu \omega^2 R_e^2}{k \Delta T} \quad (3.23)$$

$$(3.24)$$

Dans ces expressions, l'échelle de vitesse  $V$  est calculée comme précédemment. Le premier nombre caractérise le rapport entre l'énergie transportée par convection et transférée par conduction vers les faces. Les autres termes indiquent le rapport entre la dissipation visqueuse pour chacune des directions et la conduction. Il est nécessaire de connaître l'échelle de température pour calculer les différents termes. Celle-ci est calculée de façon à ce que le plus grand des nombres de dissipation  $D_P$  et  $D_C$  soit égal à 1.

Paramètre	Cas 1	Cas 2	Cas 3
$h$ ( $\mu m$ )	1	0.5	25
$Re$ ( $m$ )	0.05	0.05	0.15
$\omega$ ( $tr/min$ )	2000	5000	1500
$Pe$ ( $MPa$ )	2	5	15
$\mu$ ( $Pa.s$ )	0.05	0.0005	0.0005
$\rho$ ( $kg/m^3$ )	850	1000	1000
$C_p$ ( $J/kg.m^3$ )	2000	4180	4180
$k$ ( $W/m.K$ )	0.14	0.61	0.61

TABLE 3.1 – Description de trois cas typiques de garnitures mécaniques fonctionnant avec un fluide incompressible

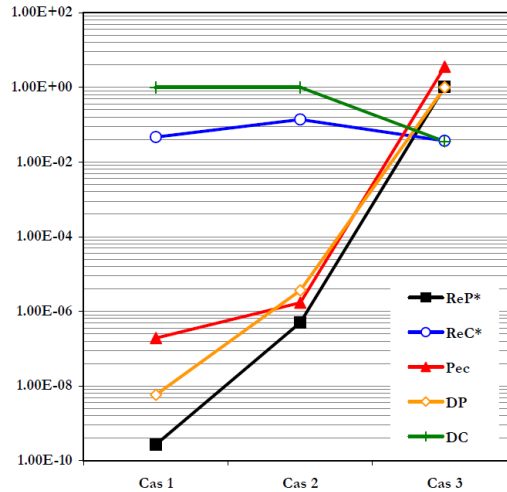


FIGURE 3.2 – Amplitude des différents termes dans l'écoulement d'un fluide incompressible entre les faces d'une garniture mécanique

Intéressons-nous maintenant à trois cas typiques de garnitures mécaniques décrits dans le tableau 3.1. Le premier correspond à une garniture standard lubrifiée avec une huile. La même garniture est utilisée avec de l'eau dans le second cas. Le dernier exemple est représentatif d'une garniture hydrostatique de centrale nucléaire. La valeur des différents nombres sans dimension est présentée sur le graphe de la figure 3.2. On observe nettement deux types de comportement. Pour les deux premières garnitures fonctionnant avec un film mince, les effets convectifs sont négligeables ainsi que la dissipation visqueuse générée par l'écoulement radial. La chaleur est principalement générée par le mouvement de rotation. En revanche, les tendances s'inversent pour la troisième garniture qui fonctionne avec un film fluide plus épais. Dans ce cas, les effets d'inertie du fluide et de transport par convection ne peuvent être négligés. Notons pour finir que l'inertie centrifuge n'est jamais réellement négligeable.

### 3.2 Écoulement d'un fluide compressible

L'analyse phénoménologique de l'écoulement d'un fluide compressible a été réalisée en détails dans la thèse de Sébastien Thomas [Tho06]. La méthode est similaire à celle présentée ci-avant. Dans le cas d'un gaz parfait, les équations de Navier-Sokes et de l'énergie deviennent :

$$Re_P^* \bar{\rho} \bar{V}_r \frac{\partial \bar{V}_r}{\partial \bar{r}} - Re_C^* \bar{\rho} \frac{\bar{V}_\theta^2}{\bar{r}^2} + Re_P^* \bar{\rho} \bar{V}_z \frac{\partial \bar{V}_r}{\partial \bar{z}} = -P^* \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{r}} + \frac{\partial^2 \bar{V}_r}{\partial \bar{z}^2} \quad (3.25)$$

$$Re_P^* \bar{\rho} \frac{\bar{V}_r}{\bar{r}} \frac{\partial \bar{V}_\theta}{\partial \bar{r}} + Re_P^* \bar{\rho} \bar{V}_z \frac{\partial \bar{V}_\theta}{\partial \bar{z}} = \frac{\partial^2 \bar{V}_\theta}{\partial \bar{z}^2} \quad (3.26)$$

$$0 = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{z}} \quad (3.27)$$

$$Pec \bar{\rho} \left( \bar{V}_r \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{r}} + \bar{V}_z \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{z}} \right) = \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial \bar{z}^2} + Pec \frac{\gamma-1}{\gamma} \bar{V}_r \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{r}} + D_P \left( \frac{\partial \bar{V}_r}{\partial \bar{z}} \right)^2 + D_C \left( \frac{\partial \bar{V}_\theta}{\partial \bar{z}} \right)^2 \quad (3.28)$$

Contrairement au cas précédent, la masse volumique du fluide est maintenant variable. Les échelles de masse volumique et de température sont basées sur les caractéristiques du fluide à étancher :

$$\bar{\rho} = \frac{\rho}{\rho_e}, \bar{T} = \frac{T}{T_e}$$

Celles-ci sont reliées à la pression d'alimentation par une loi d'état. Pour simplifier l'analyse, nous utiliserons la loi des gaz parfaits :

$$p = r_g \rho T$$

Les équations sont contrôlées par les mêmes nombres sans dimension que pour un fluide incompressible. Cependant, un terme de détente apparaît dans l'équation de l'énergie. Son amplitude est gouvernée par le nombre de Peclet et  $\gamma$  qui est le rapport des capacités thermiques à pression et à volume constant. En outre, dans le cas d'un fluide compressible, il est judicieux d'introduire la vitesse du son comme échelle de vitesse :

$$V_s = \sqrt{\gamma r_g T_e} \quad (3.29)$$

paramètre	valeur
$G$	0.0001
$R_e \omega$ (m/s)	100
$\mu$ (Pa.s)	0.000018
$T_e$ (K)	300
$r_g$ (J/kg.K)	287
$\gamma$	1.4
$V_s$ (m/s)	347

TABLE 3.2 – Caractéristiques typiques d'un écoulement d'air dans une garniture mécanique pour gaz

Intéressons-nous maintenant à la configuration décrite dans le tableau 3.2. Cela correspond à des caractéristiques standard de garnitures mécaniques pour gaz. La connaissance du facteur d'aspect  $G$  est suffisante pour déterminer tous les nombres sans dimension. Faisons varier la pression d'alimentation de  $10^5 Pa$  à  $10^8 Pa$ , ce qui correspond aux ordres de grandeur de pression supportée par ce type d'étanchéité. L'évolution des nombres est présentée sur la figure 3.3. Pour des pressions inférieures à  $10^6 Pa$ , les termes d'inertie sont négligeables et la dissipation visqueuse n'est pas suffisante pour modifier la distribution de température. En revanche, les différents termes, qui augmentent avec la pression  $Pe$  deviennent significatifs à partir de  $10^7 Pa$ . En outre, les courbes affichent un changement de pente qui correspond au passage de l'échelle de vitesse visqueuse à l'échelle de vitesse du son, la première devenant irréaliste. Au delà de ce seuil, les effets d'inertie du fluide ainsi que les aspects thermiques sont à considérer, alors que l'écoulement peut devenir sonique.

### 3.3 Conclusions

Cette analyse simple a mis en évidence deux types de comportement distincts que ce soit pour les fluides compressibles ou incompressibles. La première situation correspond à la zone de validité des hypothèses de la lubrification. Les garnitures usuelles pour liquides et les garnitures gaz fonctionnant à basse pression se trouvent dans ce cas. Nous les appellerons dans la suite de l'exposé les garnitures mécaniques à film mince et leur analyse sera présentée dans la partie portant ce nom (partie II). En revanche, les garnitures mécaniques hydrostatiques et les garnitures gaz pour fluide haute pression opèrent avec

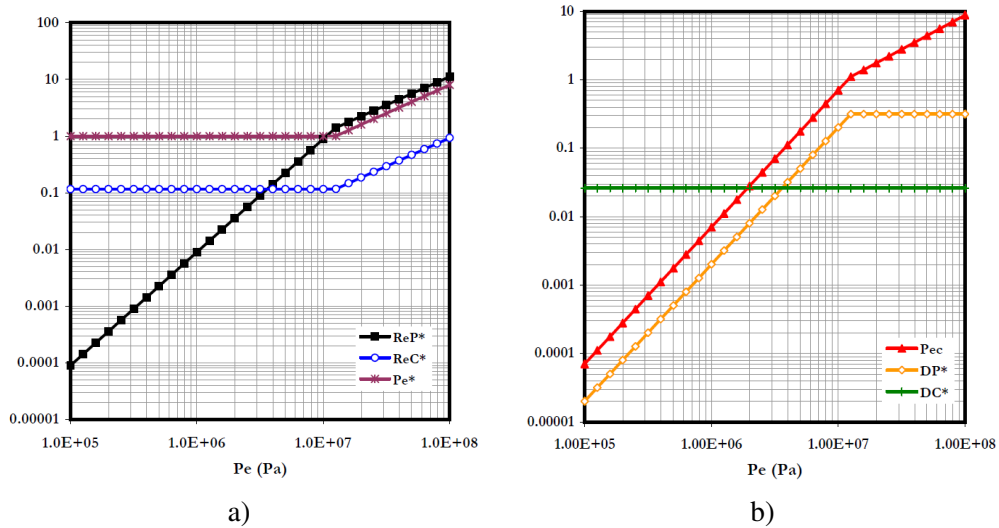


FIGURE 3.3 – Amplitude des différents termes dans l'écoulement d'un fluide compressible entre les faces d'une garniture mécanique en fonction de la pression d'alimentation a) écoulement b) thermique

un film lubrifiant où les termes convectifs (inertie et énergie) jouent un rôle important pouvant conduire au blocage de l'écoulement dans le cas d'un gaz (vitesse sonique dans le film). Ce type de composant caractérisé par un comportement différent sera étudié dans la partie III intitulée garnitures mécaniques à film épais.



## **Deuxième partie**

# **Garnitures mécaniques à film mince**





## Chapitre 4

# L'écoulement en film mince

Ce chapitre présente les équations gouvernant l'écoulement d'un film fluide mince et visqueux. Nous aborderons l'équation de Reynolds qui donne accès à la distribution de pression et l'équation de l'énergie dont la résolution permet de déterminer le champ de température. Les techniques de résolution numérique que nous avons utilisées seront présentées.

### 4.1 L'équation de Reynolds

#### 4.1.1 Expression de l'équation de Reynolds

L'analyse phénoménologique du chapitre 3 nous a montré que de nombreux termes sont négligeables dans les équations de Navier Stokes qui décrivent la conservation de la quantité de mouvement d'un fluide visqueux newtonien. En coordonnées cartésiennes, celles-ci se réduisent à :

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \mu \frac{\partial^2 V_x}{\partial z^2} \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = \mu \frac{\partial^2 V_y}{\partial z^2} \quad (4.2)$$

La viscosité  $\mu$  du fluide pouvant varier suivant l'épaisseur du film en raison des gradients thermiques, les équations précédentes intégrées suivant  $z$  donnent :

$$\begin{aligned} V_x &= \frac{\partial p}{\partial x} \left( I - \frac{I_1}{J_1} J \right) + V_{x2} \left( 1 - \frac{J}{J_1} \right) \\ V_y &= \frac{\partial p}{\partial y} \left( I - \frac{I_1}{J_1} J \right) + V_{y2} \left( 1 - \frac{J}{J_1} \right) \end{aligned} \quad (4.3)$$

où les termes  $I$  et  $J$  s'expriment :

$$I(z) = \int_{H_2}^z \frac{\xi d\xi}{\mu} \text{ et } I_1 = I(H_1)$$

$$J(z) = \int_{H_2}^z \frac{d\xi}{\mu} \text{ et } J_1 = J(H_1)$$

En reportant ces expressions dans l'équation de conservation de la masse qui est ensuite intégrée suivant la direction  $z$ , il vient :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( G_1 \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( G_1 \frac{\partial p}{\partial y} \right) = V_{x2} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{I_1}{J_1} \right) + V_{y2} \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{I_1}{J_1} \right) - V_{z2} \quad (4.4)$$

Cette équation de Reynolds est basée sur l'hypothèse d'une configuration tridimensionnelle stationnaire comme décrite dans le paragraphe 2.2. Si la configuration change, les termes du membre de droite vont être modifiés. Le terme  $G_1$  de l'équation est également une intégrale suivant l'épaisseur du film lubrifiant :

$$G_1 = - \int_{H_2}^{H_1} \left( I - \frac{I_1}{J_1} J \right) dz$$

L'équation de Reynolds 4.4 n'est toutefois valable que si le film lubrifiant est incompressible. En cas de dépression importante, le film peut se rompre, et on parle alors de "cavitation" (voir page 32). Il est d'usage de décrire ces zones par un milieu homogène dont la masse volumique varie alors que sa pression reste constante et égale à une pression de cavitation  $p_{cav}$ . L'équation de Reynolds associée s'exprime :

$$V_{x2} \frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{\rho}{\rho_0} \left( \frac{I_1}{J_1} - H_2 \right) \right] + V_{x2} \frac{\rho}{\rho_0} \frac{\partial H_2}{\partial x} + V_{y2} \frac{\partial}{\partial y} \left[ \frac{\rho}{\rho_0} \left( \frac{I_1}{J_1} - H_2 \right) \right] + V_{y2} \frac{\rho}{\rho_0} \frac{\partial H_2}{\partial y} + -V_{z2} \frac{\rho}{\rho_0} = 0 \quad (4.5)$$

La méthode habituelle pour traiter ce type de problème consiste à introduire une variable universelle  $D$  qui représente la pression dans les zones actives et la masse volumique dans les régions où le film est rompu. Une seconde variable  $F$ , qui vaut 0 dans les zones cavitées et 1 dans les aires en pression, permet de basculer de l'équation 4.4 à l'équation 4.5. Cette méthode a été utilisée par de nombreux auteurs comme Elrod [Elr81], Payvar et Salant [PS92] ou Bonneau et Hajjam [BH01], chacun ayant apporté des modifications à la formulation. Nous avons retenu la forme suivante :

$$\begin{cases} F = 1 \\ D = p - p_{cav} > 0 \\ \rho = \rho_0 \end{cases} \quad \begin{cases} F = 0 \\ D = 1 - \frac{\rho}{\rho_0} < 0 \\ p = p_{cav} \end{cases} \quad (4.6)$$

Elle offre l'avantage de conduire à une valeur positive de  $D$  dans les zones actives et négative ailleurs. L'équation de Reynolds devient alors :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} \left[ G_1 \frac{\partial (FD)}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ G_1 \frac{\partial (FD)}{\partial y} \right] = \\ & V_{x2} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{I_1}{J_1} - H_2 \right) - V_{x2} \frac{\partial}{\partial x} \left[ (1-F) D \left( \frac{I_1}{J_1} - H_2 \right) \right] + \\ & V_{y2} \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{I_1}{J_1} - H_2 \right) - V_{y2} \frac{\partial}{\partial y} \left[ (1-F) D \left( \frac{I_1}{J_1} - H_2 \right) \right] \end{aligned} \quad (4.7)$$

Elle a été simplifiée en tenant compte des propriétés de la vitesse axiale  $V_{z2}$  décrite dans le paragraphe 2.2. Notons qu'une équation assez similaire est obtenue dans le cas d'une configuration tournante stationnaire. Elle ne sera pas décrite ici pour alléger le manuscrit.

#### 4.1.2 Résolution numérique

L'équation de Reynolds n'a généralement pas de solution analytique. Il est nécessaire de recourir à des méthodes numériques pour la résoudre.

### Méthode des éléments finis

La méthode des éléments finis, bien que plus lourde à mettre en oeuvre que les autres techniques usuelles, présente l'avantage certain de pouvoir s'adapter à tout type de domaine. C'est-à-dire que le maillage peut suivre les contours du domaine même si ceux-ci ne sont pas réguliers. Pour obtenir une forme discrète du problème, chaque variable  $u$  est décrite par une solution approchée  $\hat{u}$  grâce à des fonctions de forme  $N_i$  qui s'annulent sur tous les noeuds du domaine sauf  $i$  :

$$u \approx \hat{u} = \sum_1^{N_n} N_i u_i$$

Ici,  $N_n$  est le nombre total de noeud du domaine et  $u_i$  la valeur de la fonction aux noeuds. Il est nécessaire d'établir des équations de façon à déterminer les inconnues aux noeuds du maillage. J'ai pris l'habitude d'utiliser la méthode des résidus pondérés qui consiste à multiplier l'équation à résoudre par une fonction de poids qui est ensuite intégrée sur tout le domaine. Il faut autant de fonction de poids  $w_j$  que d'inconnues. D'autre part, il est souhaitable d'utiliser une formulation faible en abaissant le degré des dérivées partielles au moyen d'une intégration par partie. On obtient alors un système d'équations qui, dans le cas de l'équation 4.7, s'exprime :

$$\begin{aligned} & \left( \int_{\Omega} \frac{\partial w_j}{\partial x} G_1 \frac{\partial N_i}{\partial x} d\Omega + \int_{\Omega} \frac{\partial w_j}{\partial y} G_1 \frac{\partial N_i}{\partial y} d\Omega \right) F_i D_i + \\ & \left[ \int_{\Omega} \frac{\partial w_j}{\partial x} V_{x2} \left( \frac{I_1}{J_1} - H_2 \right) N_i d\Omega + \int_{\Omega} \frac{\partial w_j}{\partial y} V_{y2} \left( \frac{I_1}{J_1} - H_2 \right) N_i d\Omega \right] (1 - F_i) D_i = \\ & \int_{\Omega} \frac{\partial w_j}{\partial x} V_{x2} \left( \frac{I_1}{J_1} - H_2 \right) d\Omega + \int_{\Omega} \frac{\partial w_j}{\partial y} V_{y2} \left( \frac{I_1}{J_1} - H_2 \right) d\Omega \end{aligned} \quad (4.8)$$

La fonction de poids  $w_j$  est choisie égale à la fonction de forme  $N_j$  lorsque le noeud  $j$  est actif. En revanche il faut utiliser une fonction de poids décentrée pour les noeuds en état de cavitation (voir [BH01]). Pour nos travaux, nous avons toujours utilisé des quadrangles linéaires à 4 noeuds. La résolution du système 4.8 est faite par une méthode directe de type décomposition  $LU$  qui tient compte du nombre important de termes nuls dans la matrice. Par ailleurs, la solution n'est juste que quand la zone de cavitation est stable. C'est-à-dire que les inégalités de la formulation 4.6 doivent être respectées.

### Méthode des volumes finis

Lorsque les contours du domaine sont simples (un anneau dans le cas d'une garniture mécanique), il est possible d'utiliser des méthodes plus simples comme les différences finis ou les volumes finis. Cette dernière technique présente l'avantage d'assurer précisément la conservation de la masse sur tout le domaine. Ceci est particulièrement utile dans le cas de la lubrification mixte où l'épaisseur de film présente des gradients importants.

Le domaine est découpé en cellules de largeur radiale  $\Delta R$  et d'étendue angulaire  $\Delta\theta$  comme indiqué sur la figure 4.1. On cherche à calculer la valeur de la pression sur une cellule. Les épaisseurs de film sont définies aux coins des cellules. Pour chaque face du volume de contrôle, il est possible d'exprimer le débit massique en utilisant les équations 4.3. De la même manière que précédemment, nous utilisons une formulation qui permet de tenir compte de la cavitation (équations 4.6).

$$q_w = -\frac{h_w^3}{12\mu} R_w \Delta\theta \frac{\partial}{\partial r} (FD)_w \quad (4.9)$$

$$q_e = -\frac{h_e^3}{12\mu} R_e \Delta\theta \frac{\partial}{\partial r} (FD)_e \quad (4.10)$$

$$q_s = -\frac{h_s^3}{12\mu} \frac{\Delta R}{R_s} \frac{\partial}{\partial \theta} (FD)_e + \frac{1}{2} h_s \Delta R R_s \omega [1 - D_S (1 - F_S)] \quad (4.11)$$

$$q_n = -\frac{h_n^3}{12\mu} \frac{\Delta R}{R_n} \frac{\partial}{\partial \theta} (FD)_n + \frac{1}{2} h_n \Delta R R_s \omega [1 - D_P (1 - F_P)] \quad (4.12)$$

Notons que les variations de viscosité au travers du film ont été négligées. Dans ces équations, les termes indicés par des lettres minuscules font référence aux frontières de la cellule indiquées sur la figure 4.1. Les gradients aux frontières sont calculés par une différence finie de premier ordre :

$$\left( \frac{\partial u}{\partial r} \right)_e \approx \frac{u_E - u_P}{\Delta R}$$

Les termes faisant référence à la cavitation dans les débits  $q_s$  et  $q_n$  ne sont pas calculés aux frontières mais aux noeuds en amont par rapport à la vitesse de rotation. Ils sont donc indicés par une lettre majuscule. De la même façon que pour les éléments finis, la cavitation est traitée par un schéma décentré.

La conservation de la masse, en configuration stationnaire, s'exprime simplement par :

$$q_w - q_e + q_s - q_n = 0$$

En écrivant cette relation pour chaque cellule, on obtient un système d'équations mettant en relation les pressions dans les cellules. Sa résolution donne le champ de pression et/ou de masse volumique. Il est nécessaire de s'assurer du respect des inégalités de la formulation 4.6 permettant le traitement de la cavitation.

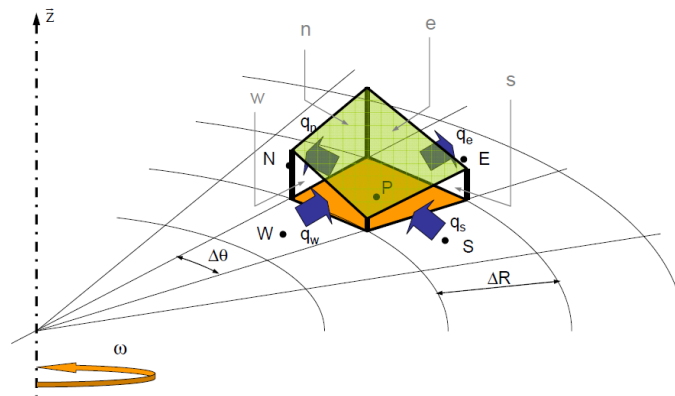


FIGURE 4.1 – Modélisation par volumes finis

## 4.2 L'équation de l'énergie

### 4.2.1 Expression de l'équation de l'énergie

Bien que l'analyse phénoménologique du chapitre 3 nous ait montré que l'énergie transportée par convection dans l'écoulement est généralement négligeable, elle a souvent été prise en compte. Ceci résulte d'un aspect historique. En effet, l'étude des effets thermiques dans les garnitures s'est initialement

inspirée des travaux réalisés au laboratoire sur les paliers et butées hydrodynamiques où le transport par convection est prépondérant. Je présenterai donc l'équation sous la forme où nous l'avons étudiée.

$$\rho C_p \left( V_x \frac{\partial T}{\partial x} + V_y \frac{\partial T}{\partial y} + V_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) = k \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \mu \left[ \left( \frac{\partial V_x}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial V_y}{\partial z} \right)^2 \right] \quad (4.13)$$

### 4.2.2 Résolution

L'équation de l'énergie sous la forme précédente 4.13 ne présente pas de solution analytique. Nous l'avons généralement résolue en utilisant la méthode des éléments finis. Toutefois, comme cela a été discuté dans le chapitre 3, il est possible de la simplifier afin de s'affranchir de l'utilisation d'une méthode numérique.

#### Méthode des éléments finis

Nous utilisons cette fois encore la méthode des résidus pondérés ainsi qu'une formulation faible de l'équation (voir paragraphe 4.1.2). Il vient alors :

$$\begin{aligned} \left[ \rho C_p \int_{\Omega} \left( w_j V_x \frac{\partial N_i}{\partial x} + w_j V_y \frac{\partial N_i}{\partial y} + w_j V_z \frac{\partial N_i}{\partial z} \right) d\Omega + k \int_{\Omega} \frac{\partial w_j}{\partial z} \frac{\partial w_j}{\partial z} d\Omega \right] T_i \\ = \int_{\Omega} w_j \mu \left[ \left( \frac{\partial V_x}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial V_y}{\partial z} \right)^2 \right] d\Omega \end{aligned} \quad (4.14)$$

En raison du terme de convection il est nécessaire d'utiliser des fonctions décentrées. En outre, pour améliorer la précision des résultats, la fonction de forme du terme de conduction est remplacée par une fonction de poids décentrée. Nous avons présenté tous les détails de cette méthode dans un article parue en 2005 dans la Revue Européenne des Eléments Finis [BT05]. Cette approche nécessite toutefois l'utilisation d'éléments hexaédrique à 8 noeuds.

#### Solution analytique

L'équation de l'énergie nécessitant des maillages tridimensionnels, sa résolution est consommatrice en temps de calcul. Une approche analytique s'avère souvent opportune. Tout d'abord, il est possible, dans la plupart des cas, de négliger le terme de convection. L'équation se réduit alors à :

$$k \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = -\mu \left[ \left( \frac{\partial V_x}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial V_y}{\partial z} \right)^2 \right] = \phi \quad (4.15)$$

La température est alors obtenue par double intégration suivant l'épaisseur du film, comme cela a été fait pour les vitesses (équation 4.3). Il vient :

$$T(z) = \left( I^T + \frac{I_1^T}{J_1^T} J^T \right) + (T_1 - T_2) \frac{J^T}{J_1^T} + T_2 \quad (4.16)$$

où les termes  $I^T$  et  $J^T$  s'expriment :

$$I^T(z) = - \int_{H_2}^z \frac{\xi \phi d\xi}{k} \text{ et } I_1^T = I^T(H_1)$$

$$J^T(z) = - \int_{H_2}^z \frac{\phi d\xi}{k} \text{ et } J_1^T = J^T(H_1)$$

On en déduit aisément les flux de chaleur (par exemple aux frontières entre le film et les solides) :

$$k \frac{\partial T}{\partial z} = -\phi \left( z + \frac{I_1^T}{J_1^T} + T_1 - T_2 \right) \quad (4.17)$$

Les différents termes peuvent s'exprimer de façon analytique en considérant que le terme de dissipation  $\phi$  est constant dans l'épaisseur. Ceci est vérifié si les variations de viscosité sont faibles dans l'épaisseur du film et si la dissipation due au mouvement de rotation est prépondérante. C'est généralement le cas dans les garnitures mécaniques.

Notons qu'il existe d'autres approches simplifiées comme celles qui ont été abordées dans le paragraphe 1.5.1 ou celle utilisée dans le chapitre 5.

### 4.3 Conclusions

Ce chapitre a présenté les principales équations qui régissent l'écoulement et les transferts de chaleur dans un film fluide mince visqueux. Celles-ci seront utilisées dans les chapitres suivants sans être redémontrées.

# Chapitre 5

## Une approche simple

Avant d'entrer dans les approches numériques complexes, il est intéressant d'aborder le problème d'une manière analytique simple de façon à comprendre les mécanismes mis en jeu au travers de nombres sans dimension. En outre, les résultats de ce modèle nous permettront de situer les différents travaux effectués au LMS sur les garnitures mécaniques. Ce modèle a fait l'objet d'un article après ma thèse [BTF03a] puis d'un nouvel article [BA09] dans lequel des améliorations ont été apportées.

### 5.1 Modèle

#### 5.1.1 Comportement du film fluide

Dans cette section, nous établirons les relations propres au film fluide. Elles reposeront sur des hypothèses simplificatrices de façon à obtenir des expressions analytiques des différentes grandeurs.

Le modèle géométrique du joint est présenté sur la figure 5.1. Les différentes variables sont :

- $R_e$  et  $R_i$  rayons extérieur et intérieur de la garniture ;
- $h_e$ ,  $h_i$  et  $h_m$  sont respectivement l'épaisseur du film fluide aux rayons extérieur, intérieur et moyen ;
- $\beta_1$ ,  $\beta_2$  et  $\beta$  sont respectivement les angles de conicité du stator, du rotor et de la garniture.

Pour définir les équations, les hypothèses suivantes seront utilisées :

1. hypothèses habituelles de la lubrification ;
2. la courbure du joint est négligeable  $(R_e - R_i) / R_e \ll 1$  ;
3. l'écoulement est isotherme et isovisqueux ;
4. les faces du joint sont lisses, alignées et parfaitement coniques ;
5. le problème est stationnaire ;
6. le problème est axisymétrique.

L'hypothèse 2 est généralement justifiée dans le cas des garnitures mécaniques. Cicone et al. [CPT01] ont montré qu'en supposant l'écoulement isovisqueux, on obtient une très bonne estimation des performances de la garniture, en terme de débit et de portance. Il a été montré dans le paragraphe 1.4 que les garnitures opèrent généralement en régime d'entraînement dynamique stable pour lequel les faces sont quasiment alignées, ce qui justifie en partie les hypothèses 3 et 5.

#### Champ de pression et équilibre

Il a été établi dans le paragraphe 1.3.3 que, pour les hypothèses retenues ici, la force d'ouverture générée par le film fluide s'exprime :



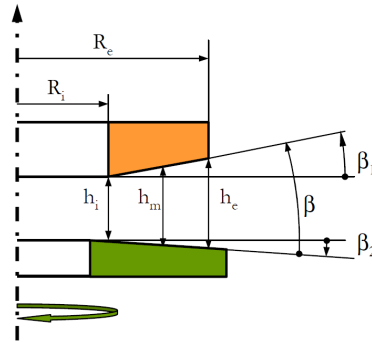


FIGURE 5.1 – Modèle géométrique de la garniture mécanique

$$F_o = p_e S \left[ \frac{\beta (R_e - R_i)}{h_m} + 0.5 \right]$$

où  $S$  est l'aire de contact. Nous nous limitons donc ici au cas usuel des garnitures mécaniques pressurisées par le rayon extérieur. Pour l'autre configuration, le lecteur peut se reporter à l'article [BA09]. La force de fermeture peut s'exprimer simplement de la façon suivante :

$$F_c = p_e B_{tot} S$$

$B_{tot}$  est ici un coefficient d'équilibrage global qui prend en compte la force générée par le fluide à étancher mais aussi les forces annexes dues aux éléments élastiques et d'étanchéité secondaire. Le régime de lubrification étant hydrostatique, le film ne pourra équilibrer la charge que si ce coefficient est inférieur à 1.

Les deux forces étant égales, on obtient la valeur de l'épaisseur moyenne du film à l'équilibre :

$$h_m = \frac{\beta \Delta R}{4 (B_{tot} - 0.5)}$$

Cette simple relation montre que si  $B_{tot}$  tend vers 0.5, l'épaisseur tend vers l'infini. En outre si le coefficient d'équilibrage tend vers 1,  $h_m$  tend vers  $\frac{\beta \Delta R}{2}$ , c'est-à-dire qu'il risque d'y avoir contact à une des frontières du film. Enfin, pour que l'épaisseur soit positive, il est nécessaire que l'angle de conicité le soit également. Le film doit former un espace convergent dans le sens de la fuite, comme nous l'avons déjà souligné.

### Aspect thermique

L'épaisseur du film étant établie, il est possible d'exprimer la puissance dissipée dans le film. Nous supposons ici que celle-ci est uniquement due au mouvement de rotation de la garniture. Nous négligerons la puissance dissipée et transportée dans l'écoulement radial, c'est-à-dire l'écoulement de fuite. Dans ce cas la puissance dissipée est donnée par l'équation suivante :

$$P = \omega \int_S \tau_{\theta z} r dS$$

où  $\omega$  est la vitesse de rotation du joint et  $\tau_{\theta z}$  est le taux de cisaillement circonférentiel. Il s'exprime :

$$\tau_{\theta z} = \mu \frac{\partial V_{\theta}}{\partial z} = \mu \frac{\omega r}{h}$$

Pour simplifier les calculs, nous exprimerons ce terme à partir de l'épaisseur moyenne du film, soit finalement :

$$P = \omega 2\pi \int_{R_i}^{R_o} \mu \frac{\omega r}{h_m} r^2 dr$$

Tout calcul fait, la puissance dissipée s'exprime :

$$P = \mu \omega^2 \pi \frac{R_e^4 - R_i^4}{2h_m}$$

### 5.1.2 Comportement des solides

La puissance dissipée dans l'interface du joint va être transférée par les solides vers le milieu environnant comme le montre la figure 5.2. Il en résulte une élévation de température de la face du solide et une déformation qui peut être mesurée par un angle. On peut définir, pour le stator par exemple, les relations suivantes :

$$P_1 = q_1 S = E_1 \Delta T_1$$

$$\beta_{r1} = N_1 \Delta T_1$$

où  $P_1$ ,  $\Delta T_1$  et  $\beta_{r1}$  sont respectivement la puissance calorifique entrant par la face du stator, l'élévation moyenne de température de la face et la conicité résultant de l'élévation de température. Comme les solides ont un comportement thermo-élastique supposé linéaire, la relation de proportionnalité entre ces grandeurs peut être définie par deux valeurs constantes  $E_1$  et  $N_1$ . Celles-ci restent constantes tant que les conditions aux limites ne sont pas modifiées. Ces coefficients correspondent respectivement à l'efficacité thermique et au taux de rotation thermique évoqués dans le paragraphe 1.5.

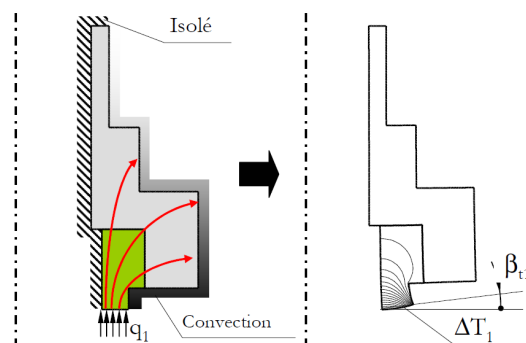


FIGURE 5.2 – Comportement des solides sous l'effet d'un apport de chaleur (la partie inférieure correspond à la face de frottement de la garniture et la zone périphérique refroidie par convection à la surface en contact avec le fluide à étancher)

Les mêmes relations sont obtenues pour le rotor, soit :

$$P_2 = q_2 S = E_2 \Delta T_2$$

$$\beta_{t2} = N_2 \Delta T_2$$

On peut alors définir la conicité totale de la garniture :

$$\beta = \beta_{t1} - \beta_{t2} + \beta_{e1} - \beta_{e2}$$

Le second terme  $\beta_e$  représente les déformations élastiques dues au champ de pression, et/ou une usure éventuelle des faces et/ou une conicité initiale. Pour finir, nous noterons que les constantes  $E$  et  $N$  peuvent être aisément obtenues avec un logiciel de calcul de structure.

### 5.1.3 Couplage fluide-solides

Nous ferons ici l'hypothèse que toute la puissance dissipée dans le film est évacuée dans les solides. C'est-à-dire que :

$$P = P_1 + P_2$$

D'autre part, le film fluide étant supposé isotherme, les températures des faces sont égales entre-elles et égales à la température dans le film :

$$\Delta T_1 = \Delta T_2 = \Delta T$$

En reprenant l'expression des puissances, il vient :

$$P = \mu \omega^2 \pi \frac{R_o^4 - R_i^4}{2h_m} = P_1 + P_2 = E_1 \Delta T_1 + E_2 \Delta T_2 = E \Delta T$$

où  $E$  est la somme de  $E_1$  et  $E_2$ . Il nous faut introduire l'expression de l'épaisseur moyenne du film fluide. Celle-ci dépend de la conicité des faces qui peut s'exprimer :

$$\beta = (N_1 - N_2) \Delta T + \beta_{e1} - \beta_{e2} = N \Delta T + \beta_e$$

où  $N$  et  $\beta_e$  sont obtenus par soustraction. On en déduit l'épaisseur du film :

$$h_m = \frac{(N \Delta T + \beta_e) \Delta R}{4(B_{tot} - 0.5)}$$

Finalement la relation entre les puissances devient :

$$\mu \omega^2 \pi \frac{(R_o^4 - R_i^4) 2(B_{tot} - 0.5)}{(N \Delta T + \beta_e) \Delta R} = E \Delta T$$

La viscosité du fluide dépend en général de la température de celui-ci. Une relation couramment utilisée pour décrire le comportement thermovisqueux est la loi exponentielle :

$$\mu = \mu_0 e^{-\alpha \Delta T}$$

où  $\mu_0$  est la viscosité du fluide à la température de référence ( $\Delta T = 0$ ) et  $\alpha$  est un coefficient de thermoviscosité. Pour généraliser les résultats, il est intéressant d'introduire une échelle de température afin d'obtenir une équation sans dimension. Il est commode d'utiliser le coefficient de thermoviscosité, soit :

$$\bar{T} = \alpha \Delta T$$

Après quelques opérations mathématiques, il vient l'expression suivante :

$$Se = (\bar{T} + Co) \bar{T} e^{\bar{T}} \quad (5.1)$$

dans laquelle  $Se$  et  $Co$  sont des nombres sans dimension :

$$Se = \mu_0 \omega^2 \pi \frac{(R_o^4 - R_i^4) 2 (B_{tot} - 0.5) \alpha^2}{EN \Delta R}$$

$$Co = \frac{\beta_e \alpha}{N}$$

Le nombre  $Se$  est le nombre d'étanchéité qui caractérise le comportement global de la garniture. Le nombre  $Co$  est le nombre de conicité. C'est le rapport entre les déformations élastiques (et/ou l'usure et/ou la conicité) et thermiques. Notons que dans la plupart des cas, le nombre  $N$  est supérieur à 0 comme sur la figure 5.2. Donc  $Se$  est supérieur à 0. Cette expression relativement simple permet de déterminer rapidement la température moyenne des faces en fonctionnement à partir des dimensions de la garniture, du coefficient d'équilibrage, de la loi de viscosité du fluide mais aussi de caractéristiques thermiques des faces  $E$  et  $N$  qui doivent être déterminées par un calcul annexe.

## 5.2 Résultats

### 5.2.1 Validation

Cette approche simple a été validée dans les deux articles précédemment cités [BA09, BTF03a]. Tout d'abord, les températures calculées ont été comparées à celles obtenues avec des modèles numériques TEHD sur la figure 5.3. Les simulations numériques ont été réalisées dans des conditions de fonctionnement très variées et pour différentes garnitures mécaniques mais avec une conicité initiale nulle donc  $Co = 0$ . On peut voir sur le graphe une très bonne superposition des résultats numériques. Cela montre la capacité du paramètre  $Se$  à caractériser le fonctionnement d'une garniture mécanique.

Dans le deuxième article [BA09], l'influence d'une conicité initiale a été ajoutée au travers du paramètre  $Co$ . Ceci nous a permis d'analyser le cas d'une garniture mécanique pressurisée par le rayon intérieur. Il a été possible de comparer les résultats du modèle analytique à des mesures de température réalisées par thermographie infrarouge sur le banc d'essais du LMS. La figure 5.4 montre l'évolution de l'élévation de température en fonction de la vitesse de rotation. En tenant compte des incertitudes de mesure sur la température et sur le coefficient de compensation de la garniture, on arrive à une bonne corrélation.

### 5.2.2 Discussion

La figure 5.5 présente l'évolution de la température en fonction de  $Se$  pour différentes valeurs de  $Co$ . Plus  $Se$  est élevé, plus la température de fonctionnement est grande. Ceci s'explique par le fait que  $Se$  augmente avec la viscosité, la vitesse de rotation, les dimensions de la garniture, le coefficient d'équilibrage total et est inversement proportionnel à la capacité des solides à évacuer de la chaleur et à se déformer. D'autre part, on remarque que plus  $Co$  est élevé (plus la conicité initiale est grande) plus la température des faces est faible. En effet plus la conicité est élevée plus l'épaisseur moyenne du film est grande ce qui limite la dissipation.

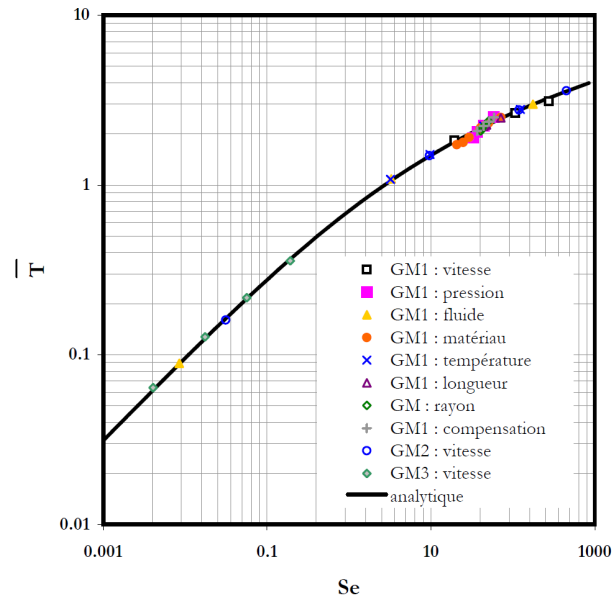


FIGURE 5.3 – Comparaison du modèle analytique à des résultats numériques pour  $Co = 0$  [BTF03a]

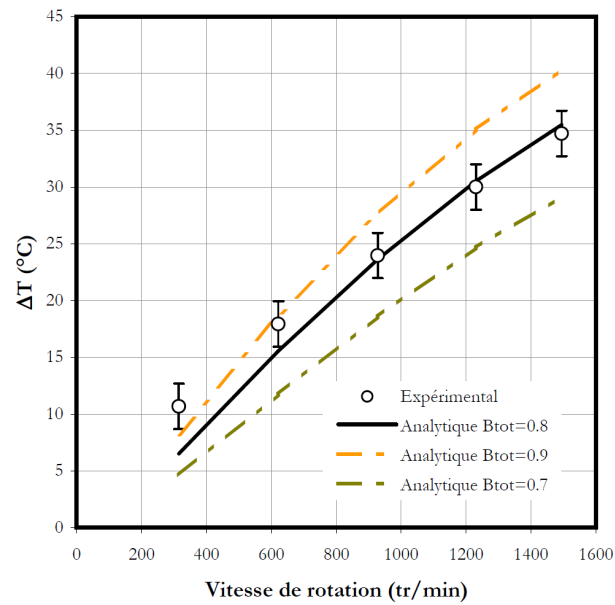


FIGURE 5.4 – Comparaison du modèle analytique à des résultats expérimentaux [BA09]

On peut rapidement analyser les différentes contributions en examinant la pente des courbes. Lorsque les faces présentent une conicité initiale positive ( $Co > 0$ ), on a pour les faibles valeurs de  $Se$  :

$$\bar{T} \propto Se$$

En fait, tant que les variations de température restent faibles, l'épaisseur de film est imposée par la valeur initiale de  $\beta$  et la viscosité conserve sa valeur de départ. L'augmentation de température est donc proportionnelle au chargement thermique.

Lorsque les faces sont initialement planes, la relation pour de faibles valeurs de  $Se$  devient :

$$\bar{T} \propto \sqrt{Se}$$

Pour que le film puisse exister, les faces doivent être coniques. Ce cône provient uniquement, dans ce cas, des déformations thermiques qui sont proportionnelles à  $\bar{T}$ . L'augmentation de conicité et donc d'épaisseur de film limitent les sollicitations thermiques et l'accroissement de température.

Pour des faces formant initialement un espace divergent ( $Co < 0$ ), il est nécessaire que les déformations thermiques soient suffisamment élevées pour créer une conicité positive et qu'un film fluide se développe. Ceci se traduit par :

$$\bar{T} > Co$$

A partir d'une certaine valeur de  $\bar{T}$ , toutes les courbes présentent une diminution de pente, due à la baisse de viscosité avec la température qui limite la dissipation visqueuse (terme exponentiel dans l'équation 5.1). Enfin, on peut voir que toutes les courbes convergent vers celle obtenue pour  $Co = 0$ . En effet, lorsque  $Se$  est suffisamment élevé, les déformations thermiques deviennent prépondérantes devant la conicité initiale imposée par  $Co$ .

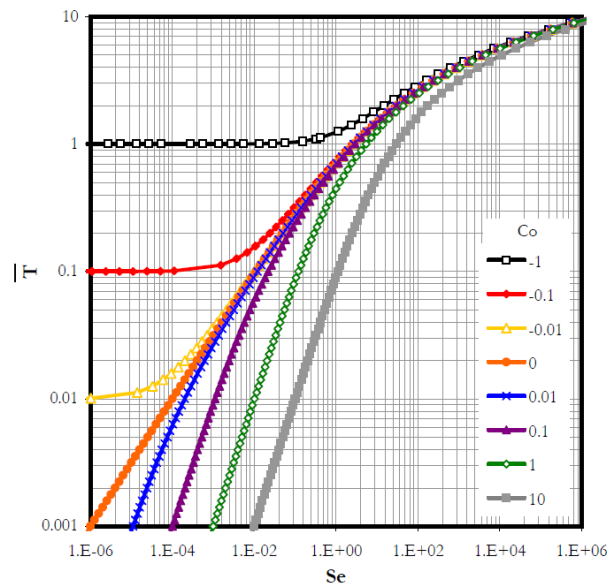


FIGURE 5.5 – Elévation moyenne de la température des faces d'une garniture mécanique en fonction de  $Se$  pour différentes valeurs de  $Co$

La figure 5.6 présente l'évolution de l'épaisseur minimale de film sans dimension en fonction du nombre d'étanchéité pour différentes valeurs du nombre de conicité. Il est notable que la position relative

des courbes est inversée par rapport à la figure précédente. En effet, une grande valeur de  $Co$  donne une faible température mais une épaisseur de film élevée. Le raisonnement est inversé pour  $Co$  négatif. De ce fait, les courbes d'épaisseur de film diminuent sans limite lorsque  $Se$  est décroissant pour  $Co \leq 0$ . Il apparaît clairement que les faces risquent d'entrer en contact pour les faibles valeurs de  $Se$  conduisant à un régime de lubrification mixte. D'autre part, pour les plus grandes valeurs de  $Co$  l'épaisseur de film est toujours grande et très peu affectée par les effets thermiques. Ce comportement est comparable à celui des joints hydrostatiques présentés dans le paragraphe 1.7.1.

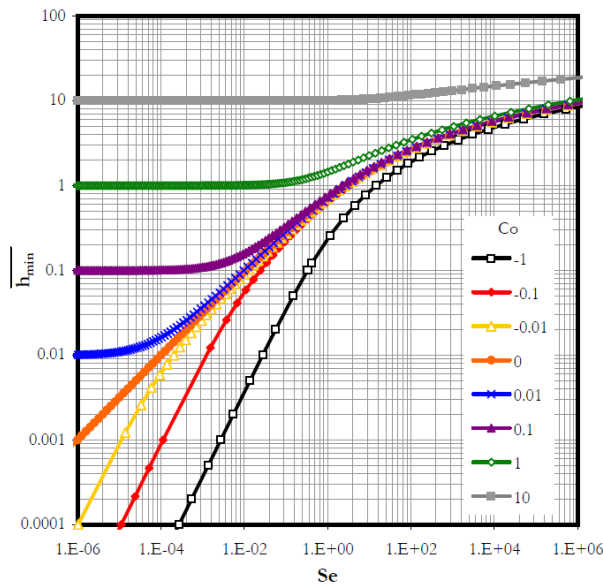


FIGURE 5.6 – Epaisseur minimale de film entre les faces d'une garniture mécanique en fonction de  $Se$  pour différentes valeurs de  $Co$

La figure 5.7 reprend les deux graphes précédents sur lesquels j'ai placé, dans des régions particulières, les noms des chapitres qui vont être abordés dans la suite de ce mémoire. Comme nous l'avons déjà souligné, pour les faibles valeurs de  $Se$  et  $Co$ , les garnitures mécaniques risquent de fonctionner en régime de lubrification mixte en raison des faibles épaisseurs de film fluide. Ceci sera étudié dans le chapitre 7. Au contraire, lorsque  $Co$  est très grand, la garniture fonctionne avec un film fluide dont l'épaisseur est grande et peu affectée par les effets thermiques. On parle de garniture mécanique hydrostatique dont l'étude fera l'objet du chapitre 10. Dans les situations intermédiaires, le comportement est contrôlé par le couplage thermo-élastique entre le film et les solides. Le chapitre 6 intitulé comportement TEHD s'intéressera à cet aspect. Pour les températures élevées, le fluide peut être amené à se vaporiser dans l'interface de la garniture comme cela sera illustré dans le chapitre 8. Enfin, les garnitures mécaniques pour gaz étudiées dans le chapitre 11 correspondent au cas d'un fluide fonctionnant à une température supérieure à sa température critique.

### 5.3 Conclusions

Le modèle analytique simple présenté dans ce chapitre nous a permis de montrer que le comportement d'une garniture mécanique est, dans de nombreuses situations, gouverné par seulement deux nombres sans dimension : le nombre d'étanchéité  $Se$  et le nombre de conicité  $Co$ . Le premier caractérise

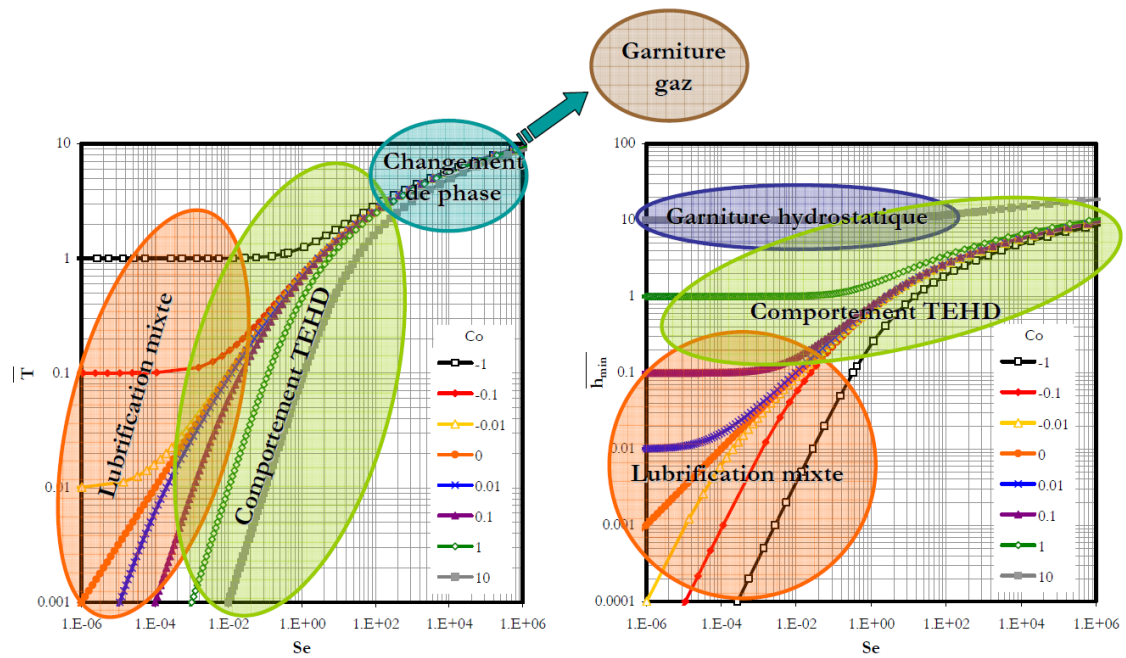


FIGURE 5.7 – Situation des différentes études présentées dans ce mémoire

la sollicitation thermique de la garniture et le second le rapport entre les déformations thermiques et les déformations initiales. En s'intéressant aux limites de validité de cette approche, il a été possible de situer les différents thèmes à aborder lors de l'analyse des garnitures mécaniques et qui seront présentés dans les chapitres qui suivent.





## Chapitre 6

# Le comportement TEHD

Comme cela a été discuté dans les paragraphes 1.2 et 1.5, le comportement des garnitures mécaniques est fortement influencé par le couplage fluide structure résultant des déformations élastiques des faces dues au chargement mécanique et des déformations thermiques générées par la puissance dissipée dans l'interface. Ces distortions ont des amplitudes souvent supérieures à l'épaisseur du film lubrifiant. Nous discuterons dans un premier temps des méthodes de couplage entre le film et les anneaux. Puis nous aborderons l'étude des garnitures mécaniques à faces lisses. Je parlerai ensuite des essais réalisés sur la cellule expérimentale du laboratoire. Enfin nous nous intéresserons aux garnitures mécaniques dont les faces présentent des encoches profondes.

### 6.1 Le couplage fluide-solides

Il existe trois types de couplages entre le film lubrifiant et les faces des garnitures mécaniques :

- la relation entre les flux de chaleur  $q$  entrant par les faces et les températures résultantes  $T$  ;
- la relation entre les flux de chaleur  $q$  entrant par les faces et leurs déplacements  $u^T$  ;
- la relation entre la pression appliquée  $p$  aux faces et leurs déplacements  $u^E$ .

Lorsque le problème est stationnaire et que les caractéristiques des matériaux sont linéaires, il est possible de décrire ces relations par des coefficients d'influence (voir paragraphe 1.5). Ceci peut être réalisé à l'aide d'un code éléments finis du commerce qui permet d'étudier des domaines de formes complexes comme peuvent l'être les grains de garnitures mécaniques (voir figure 6.1). Il est cependant nécessaire que les maillages des surfaces lubrifiées correspondent au maillage utilisé pour traiter le problème de lubrification. Dans le cas du problème thermique, il suffit d'appliquer successivement un flux unitaire à chacun des noeuds du maillage, comme indiqué sur la figure 6.1. Les variations de température pour chaque simulation sont assemblées dans une matrice de coefficients d'influence  $t_{ij}$ . On peut obtenir la température des noeuds de la surface  $T_i$  dès lors que l'on connaît le vecteur flux appliqué  $q_j$  :

$$T_i = t_{ij}q_j + T_{i0}$$

où  $T_{i0}$  correspond à la distribution de température obtenue pour un flux nul.

Les déplacements dus au chargement thermique  $u_i^T$  ou mécanique  $u_i^E$  des noeuds de la surface s'obtiennent par une méthode similaire.

$$u_i^T = u_{ij}^t q_j + u_{i0}^T$$

$$u_i^E = u_{ij}^e (p_j - p_{0j}) + u_{i0}^E$$

Pour les déplacements élastiques  $u_i^E$ , il est parfois utile de calculer les coefficients d'influence à partir d'une solution approchée du champ de pression  $p_{0j}$ . L'intérêt de cette méthode est qu'elle permet de découpler la résolution numérique du problème de lubrification des faces de la résolution numérique du problème thermo-élastique dans les solides. Le comportement de ces derniers est pris en compte aux travers des matrices de coefficients d'influence qui sont des données du calcul de lubrification. Cependant, il est nécessaire de recalculer ces matrices dès lors que les conditions aux limites appliquées aux solides changent. D'autre part, nous verrons que la condition de stationnarité oblige dans certaines situations à poser des hypothèses complémentaires. Cette condition ne concerne toutefois que l'aspect thermique car la réponse élastique des solides est supposée instantanée.

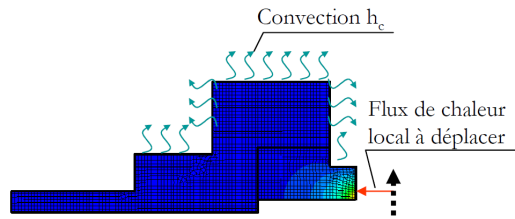


FIGURE 6.1 – Calcul des coefficients d'influence thermique

## 6.2 Étude numérique des garnitures mécaniques à faces lisses

Ce travail a principalement fait l'objet de ma thèse de troisième cycle [Bru01] puis de deux articles [BTF03c, BTF03b].

### 6.2.1 Présentation de l'étude

Le garniture mécanique étudiée est présentée sur la figure 6.2. Elle est constituée de deux anneaux de dimensions identiques. Les solides sont refroidis par convection par le fluide à étancher. La valeur du coefficient d'échange dépend des conditions de fonctionnement et est calculé par la formule empirique de Becker [Bec63] (voir le paragraphe 1.5.1). Les autres surfaces sont quant à elles adiabatiques. Seules les déformations d'origine thermique sont considérées dans l'étude. Par ailleurs les surfaces sont parfaitement lisses et toujours séparées par un film lubrifiant. Le rotor peut présenter un mésalignement conduisant à un entraînement dynamique stable du stator qui est supposé flottant. La configuration est donc tridimensionnelle tournante. Mais dans la plupart des cas les faces sont alignées ce qui rend le problème stationnaire. Toutes les caractéristiques de la garniture sont spécifiées dans le tableau 6.1, celles des matériaux utilisés dans le tableau 6.2 et celle du fluide dans le tableau 6.3. Il est important de noter que la viscosité du fluide, qui varie avec la température, est supposée suivre une loi exponentielle qui est couramment utilisée en lubrification :

$$\mu(T) = \mu_0 e^{-\alpha(T-T_0)}$$

Le champ de pression dans le film lubrifiant est obtenu en résolvant l'équation de Reynolds 4.4 alors que la distribution de température dans le fluide est solution de l'équation de l'énergie 4.13. La position relative des anneaux est déterminée à partir des équations de la dynamique (voir chapitre 2).

L'objectif de cette étude était de comprendre les couplages existants entre la lubrification, les transferts de chaleur et les déformations thermiques des surfaces et leur influence sur les performances d'une

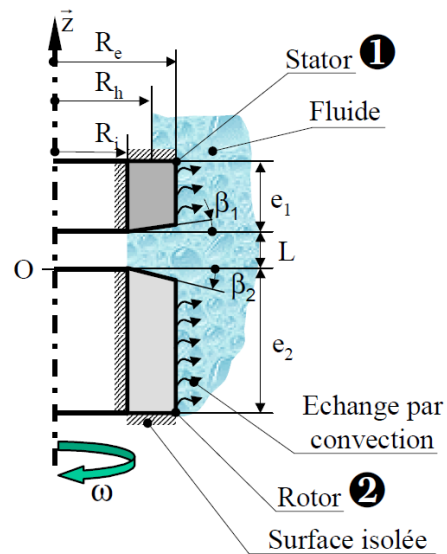


FIGURE 6.2 – Configuration du problème

Paramètres de conception	
Rayon intérieur $R_i$	$0.04m$
Rayon extérieur $R_e$	$0.045m$
Longueur du stator $e_1$	$0.02m$
Longueur du rotor $e_2$	$0.02m$
Conicité initiale du stator $\beta_1$	$10^{-4}rad$
Conicité initiale du rotor $\beta_2$	$0$
Rayon hydraulique $R_h$	$0.04156m$
Facteur d'équilibrage $B$	$0.7$
Raideur des ressorts $k_r$	$26700N/m$
Flèche initiale des ressorts $f_0$	$10^{-2}m$
Matériau du stator	G
Matériau du rotor	SiC
Paramètres de fonctionnement	
Vitesse de rotation	$2000tr/min$
Pression intérieure $p_i$	$0$
Pression extérieure $p_e$	$2MPa$
Fluide	huile
Température du fluide $T_f$	$40^{\circ}C$
Coefficient d'échange $H$	$937W/m^2^{\circ}C$

TABLE 6.1 – Caractéristiques géométriques et de fonctionnement de la garniture étudiée

Matériau	G	F	CT	SiC
Module d'Young $E(GPa)$	25	100	600	400
Coefficient de Poisson $\nu$	0.2	0.2	0.25	0.17
Conductivité thermique $k(W/m^{\circ}C)$	15	50	65	150
Coefficient de dilatation $\lambda(10^{-6}/^{\circ}C)$	4	15	4.8	4.3

TABLE 6.2 – Caractéristiques des matériaux utilisés dans l'étude

Fluide	Huile
Masse volumique $\rho(kg/m^3)$	850
Capacité calorifique $C_p(W/kg^{\circ}C)$	2000
Conductivité thermique $k_f(W/m^{\circ}C)$	0.14
Viscosité dynamique à $40^{\circ}C$ $\mu_0(Pa.s)$	0.08
Coefficient de thermoviscosité $\alpha(1/^{\circ}C)$	0.045

TABLE 6.3 – Caractéristiques du fluide utilisé dans l'étude

garniture mécanique. Dans ce but, une étude paramétrique a été réalisée. Nous ne présenterons ici que quelques résultats.

### 6.2.2 Effet des déformations thermiques

Les figures 6.3 et 6.4 présentent respectivement le champ de température dans le film lubrifiant les faces de la garniture lorsque les déformations thermiques sont prises en compte, d'une part, et négligées, d'autre part. Dans ces deux configurations, un film fluide peut s'établir car les faces présentent une conicité initiale dans le sens de la fuite (voir 1.3.3). On peut voir sur la figure 6.3 que les déformations thermiques tendent à augmenter l'angle du cône formé par les faces conduisant à une épaisseur à l'équilibre plus élevée. Par suite la dissipation visqueuse est plus faible ce qui conduit à une température de fonctionnement plus faible (d'environ 35% ici) que si les faces ne se déformaient pas. Le couplage fluide solide limite naturellement la dissipation d'énergie et les températures atteintes.

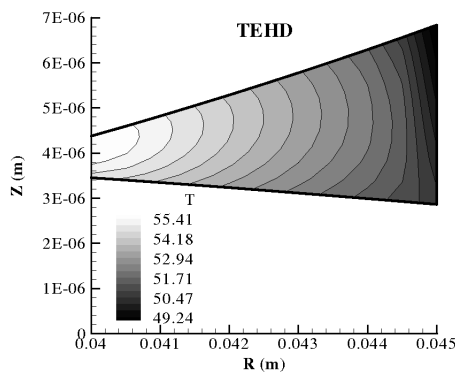


FIGURE 6.3 – Champ de température dans le film

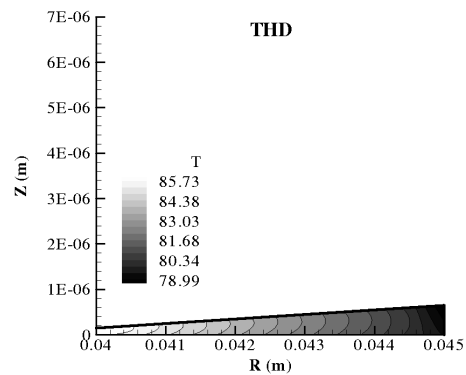


FIGURE 6.4 – Champ de température dans le film lorsque les déformations thermiques sont négligées

### 6.2.3 Influence de la vitesse de rotation

La figure 6.5 présente la distribution radiale d'épaisseur de film et de température pour différentes valeurs de la vitesse de rotation de la garniture mécanique. Assez logiquement, plus la vitesse est grande, plus la température atteinte est élevée. Toutefois, les couplages permettent de limiter la dissipation d'énergie et l'augmentation de température. Tout d'abord, la viscosité du fluide chute avec la température ce qui limite le frottement visqueux. De plus, en raison des déformations thermiques, la conicité des faces et par suite l'épaisseur de film croissent avec la vitesse de rotation limitant ainsi le cisaillement du fluide. Pour finir, les capacités d'échange par convection avec le fluide périphérique sont accrues lorsque la vitesse de rotation augmente ce qui améliore l'efficacité du refroidissement. Ces effets combinés font qu'en multipliant la vitesse de la garniture par 7, la température augmente à peine d'un facteur 2.

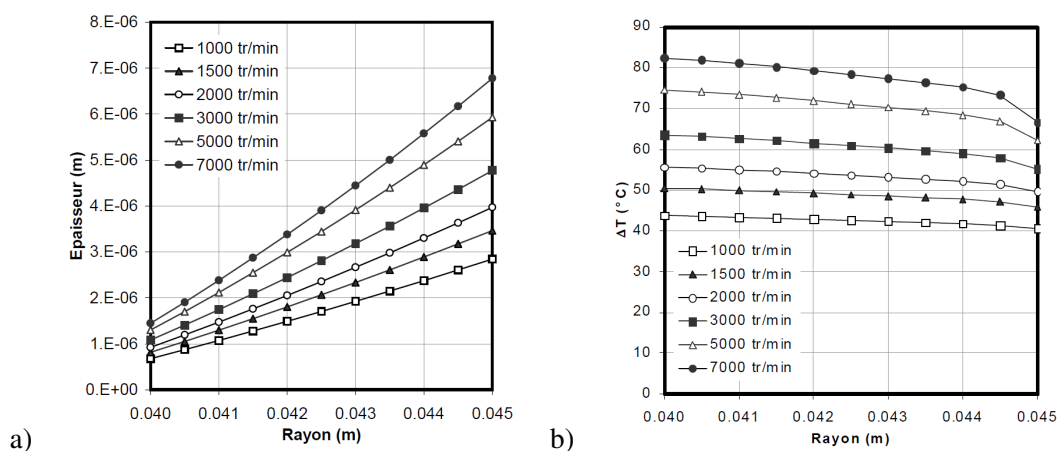


FIGURE 6.5 – a) Épaisseur de film et b) température à l'épaisseur moyenne de film pour différentes vitesses de rotation

### 6.2.4 Influence des matériaux

Il est d'usage de s'orienter vers des faces constituées d'un matériau très conducteur de la chaleur lorsque des problèmes de température trop élevée sont constatés. Le carbure de silicium ou *SiC* notamment est très utilisé. Différents couples de matériaux, décrits dans le tableau 6.2, ont été choisis pour cette étude. Les champs d'épaisseur de film et de température sont présentés sur la figure 6.6. Contrairement à ce qu'on pouvait penser, c'est la combinaison *SiC* contre *SiC* qui conduit à la température la plus élevée alors que la température la plus basse est obtenue avec la combinaison des matériaux les moins conducteurs de chaleur : graphite *G* et fonte *F*. Ce résultat inattendu est une conséquence des déformations thermiques des faces. D'une part, les matériaux conducteurs exhibent de faibles gradients thermiques limitant ainsi l'amplitude des déformations. D'autre part, la fonte présente un coefficient de dilatation 3 à 4 fois plus élevé que les autres matériaux ce qui se traduit par une épaisseur de film plus importante et au final une température moindre. Cependant, il faut garder à l'esprit que le débit de fuite qui est fonction de l'épaisseur de film au cube peut rapidement devenir prohibitif et que l'utilisation de la fonte peut à ce titre être préjudiciable. Par ailleurs, l'utilisation du carbure de silicium permet de réduire la sensibilité de la garniture mécanique aux conditions de fonctionnement. C'est -à-dire que l'épaisseur de film à l'équilibre varie sur une plus faible plage que pour les autres matériaux, lorsque les conditions d'exploitation changent.

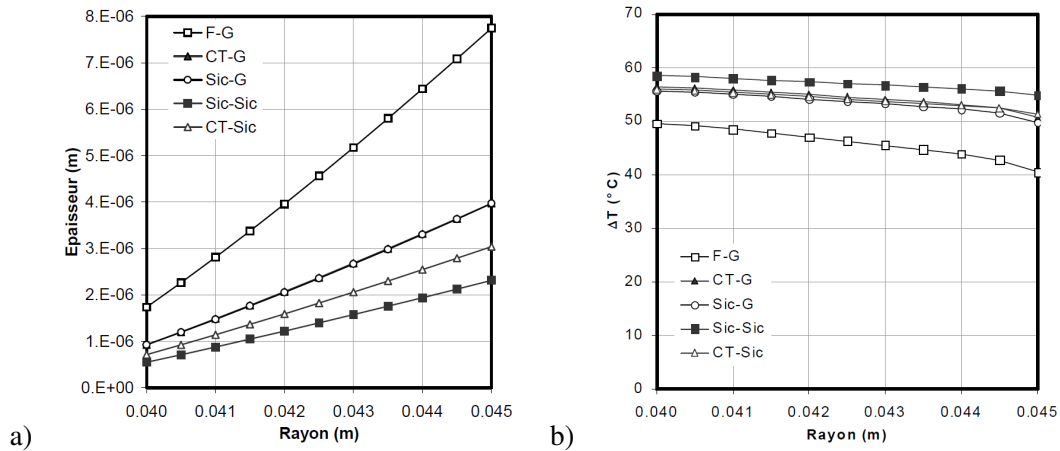


FIGURE 6.6 – a) Épaisseur de film et b) température à l'épaisseur moyenne de film pour différents matériaux

### 6.2.5 Influence du mésalignement

Le rotor qui est, dans notre exemple, fixé rigidement sur l'arbre n'est jamais parfaitement perpendiculaire à l'axe de rotation de ce dernier. En effet, il existe toujours des défauts d'usinage et de montage que les fabricants et utilisateurs essaient de réduire autant que faire se peut. En général, le stator flottant va suivre le mésalignement tournant de l'autre face sous l'effet de l'entraînement dynamique (voir paragraphe 1.4). Différentes valeurs de l'angle de mésalignement du rotor échelonnées de 0 à  $10^{-3} rad$  ont été testées. La plus grande valeur correspond à un battement axial sur la face du rotor de  $90\mu m$  soit deux ordres de grandeur de plus que l'épaisseur minimale de film. Les distributions circonférentielles d'épaisseur de film et de température au rayon intérieur de la face tournante sont présentées sur la figure 6.7. On peut voir que les actions mécaniques générées par le film lubrifiant permettent un alignement presque parfait des deux faces : Les variations circonférentielles d'épaisseur de film ne dépassent pas  $0.1\mu m$  même pour un angle de mésalignement aussi grand que  $10^{-3} rad$ . Les variations de température résultantes sont presque négligeables. A la vue de ces résultats, il est tout à fait pertinent de considérer le problème comme axisymétrique.

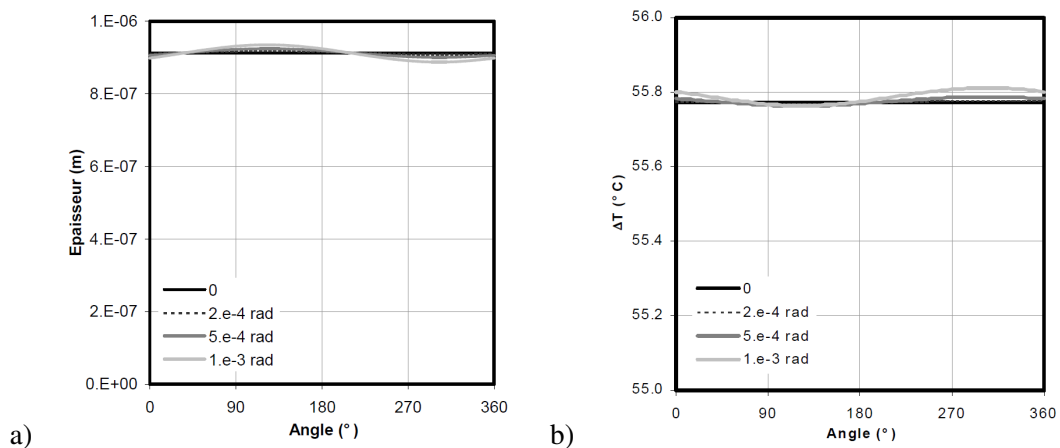


FIGURE 6.7 – a) Épaisseur de film et b) température du rotor au rayon intérieur du joint pour différentes valeurs de mésalignement du rotor

### 6.2.6 Conclusion

Je n'ai rappelé dans ce paragraphe qu'une partie mineure des résultats présentés dans ma thèse [Bru01]. Ils ont, dans l'ensemble, permis de montrer que les couplages fluide-solides permettent de limiter la dissipation visqueuse et les températures atteintes dans l'interface d'une garniture d'étanchéité. Ceci provient principalement du fait que sous l'effet d'un flux de chaleur, les faces d'une garniture se déforment de façon à former un cône convergent dans le sens de la fuite qui est favorable à la formation d'un film fluide stable. Notons qu'il existe quelques cas particuliers où les déformations peuvent être inversées [Pam89]. De plus, si la garniture mécanique est pressurisée par son rayon intérieur, les déformations auront cette fois un effet négatif sur la lubrification.

D'autres résultats intéressants ont été mis en évidence. Par exemple, le problème ne perd pas son caractère axisymétrique lorsque la face montée rigidement est mésalignée. Enfin, une généralisation par l'intermédiaire de nombres sans dimension avait été initiée dans ma thèse [Bru01] et dans les articles qui ont suivis [BTF03c, BTF03b]. Ce n'est que plus récemment que nous avons montré que le comportement d'une garniture ne dépend que d'un seul nombre sans dimension lorsque les déformations mécaniques sont négligées. Un deuxième paramètre est à considérer lorsque celles-ci interviennent. Cette approche analytique a été détaillée dans le chapitre 5.

## 6.3 Étude expérimentale

Il est toujours souhaitable de pouvoir confronter les modèles développés à des résultats expérimentaux. Tournier, Reungoat et Frêne [TRF91] ont développé au laboratoire une méthode permettant de faire des relevés de température dans l'interface d'une garniture mécanique par thermographie infrarouge. Leur banc d'essais a été remanié lors de ma thèse et amélioré par la suite. Je présenterai tout d'abord le banc d'essais et les moyens de mesures puis les comparaisons effectuées. Dans la dernière partie, une étude numérique des conditions d'échange fluide-solides au sein de cette cellule expérimentale sera présentée.

### 6.3.1 Présentation du dispositif

La cellule expérimentale est présentée sur la figure 6.8. La mesure de température par thermographie infrarouge a conduit au développement d'une garniture pressurisée par le rayon intérieur pour des raisons évidentes de visualisation. La garniture se compose d'un disque en fluorine qui est transparent aux rayonnements infrarouges et d'un anneau tournant en carbone. Ce dernier étant fixé rigidement sur l'arbre, c'est le stator qui est flottant. Celui-ci est monté sur un piston annulaire qui dispose des degrés de liberté suffisants pour être entraîné dynamiquement et sur lequel de l'air sous pression exerce la force de fermeture. La garniture mécanique étant pressurisée par son rayon intérieur, les déformations thermiques des faces vont avoir tendance à créer un espace divergent dans le sens de la fuite comme cela a été discuté précédemment. Il est donc nécessaire qu'il existe une conicité initiale suffisante pour que les faces conservent en fonctionnement une conicité favorable à la création d'un film fluide. Ceci est réalisé par un système de fixation conique qui permet d'imprimer une déformation initiale à l'anneau tournant (figure 6.9).

### 6.3.2 Comparaison théorie expérience

Une série de tests a été réalisée pour les conditions spécifiées dans le tableau 6.4. Les essais ont été simulés au moyen du modèle présenté dans la section précédente. La thermographie infrarouge permet de déterminer les profils de température sur la face supérieure du rotor. Cette mesure nécessite toutefois



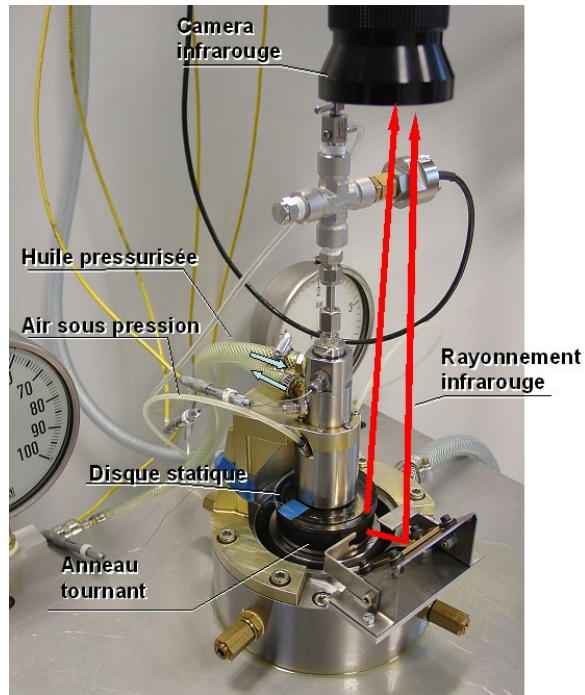


FIGURE 6.8 – Vue d'ensemble du dispositif d'essais

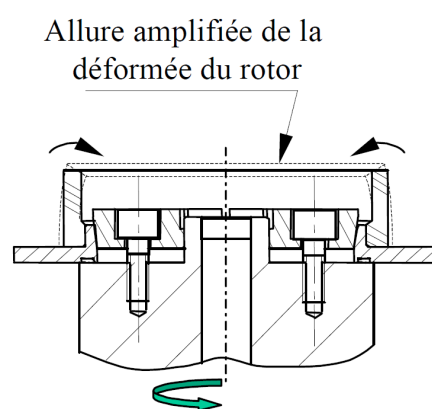


FIGURE 6.9 – Déformation du rotor résultant du serrage des vis de fixation de la bride conique

la résolution d'équations radiométriques non linéaires [?]. En outre, un miroir disposé à  $45^\circ$  permet de déterminer la température le long d'une génératrice du rotor (voir figure 6.8).

Température ambiante $T_{amb}$	$24 \pm 1^\circ\text{C}$
Température d'huile $T_{hui}$	$35 \pm 1^\circ\text{C}$
Pression d'alimentation en huile	$0.052 \pm 0.001\text{MPa}$
Pression d'air $p_{air}$	$0.15 \pm 0.003\text{MPa}$
Vitesse de rotation	$600 \rightarrow 1500\text{tr/min}$
Conicité initiale à $20^\circ\text{C}$	$1.35 \cdot 10^{-3}\text{rad}$

TABLE 6.4 – Conditions de fonctionnement utilisées lors des tests

La figure 6.10 présente des profils de température mesurés et calculés pour les vitesses de rotation extrêmes. La température est évidemment plus élevée au niveau de la face de frottement avec un maximum local près du rayon extérieur où l'épaisseur du film est la plus faible et la vitesse linéaire la plus grande. Sur la génératrice, la température décroît au fur et à mesure que l'on s'éloigne du contact. Les profils radiaux et axiaux mesurés ne coïncident pas sur le bord du rotor. Ceci est dû à la présence d'un ménisque d'huile provenant de la fuite qui perturbe la mesure à cet endroit particulier.

Les simulations sont globalement en assez bon accord avec les mesures. Des écarts plus importants sont observés sur la périphérie du rotor. Ces différences trouvent certainement leur origine dans les conditions aux limites utilisées dans le modèle numérique. Par exemple, les coefficients d'échange fluide solides sont supposés uniformes le long des parois en contact avec l'huile et sur les parois situées dans l'atmosphère.

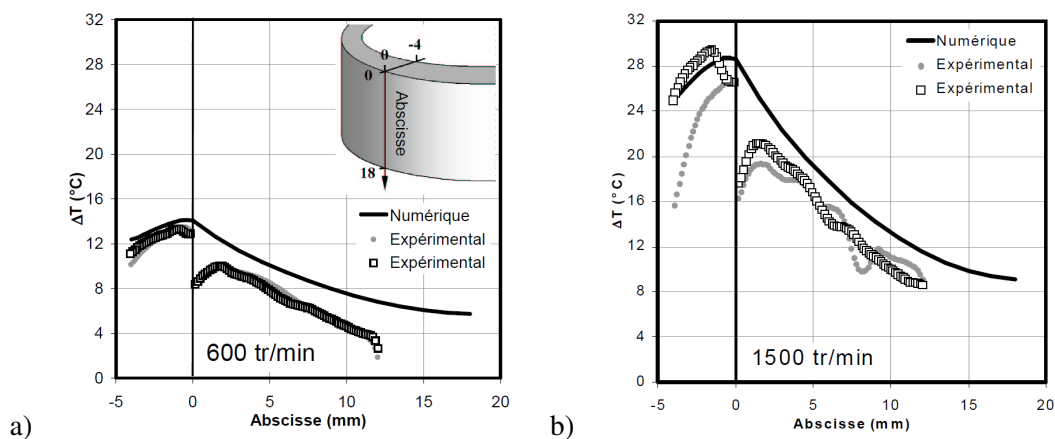


FIGURE 6.10 – Comparaison des profils de température mesurés et calculés pour une vitesse de a)  $600\text{tr/min}$  et b)  $1500\text{tr/min}$

La figure 6.11 illustre l'évolution de la température dans l'interface et de la puissance dissipée en fonction de la vitesse de rotation. Ces deux paramètres augmentent avec la vitesse. Une bonne corrélation entre l'expérience et la théorie est obtenue. La température sur la surface supérieure du stator est également représentée. On observe, pour ce paramètre, des écarts importants. Ils ont deux origines possibles. Tout d'abord, les mesures sont faites à partir d'un thermocouple et d'une pastille noire observée par thermographie, qui sont collés sur la surface du disque. La résistance de contact peut conduire à une sous-estimation de la température. D'autre part, il est probable que les échanges thermiques entre l'air et le stator aient été sous-estimés. Ces deux effets cumulés expliquent en partie les écarts importants.

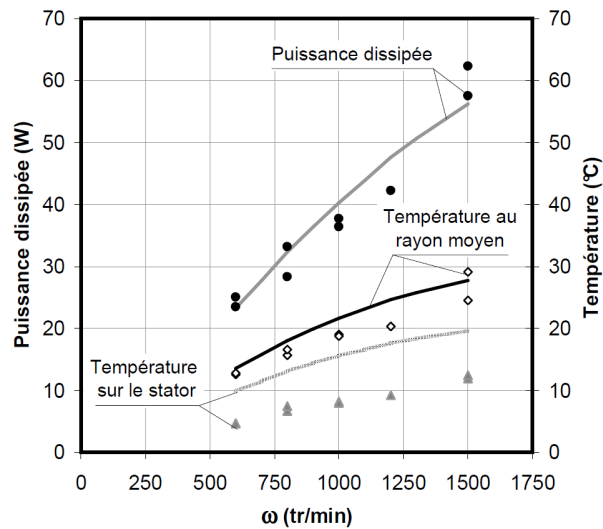


FIGURE 6.11 – Puissance dissipée et température au rayon moyen de l'interface et sur la surface supérieure du stator et en fonction de la vitesse de rotation

### 6.3.3 Analyse des conditions d'échange fluide-solides

Les résultats précédents ont montré l'intérêt que présente l'analyse des échanges fluide solides au voisinage de l'interface de la garniture expérimentale. Une étude numérique de l'écoulement au sein de la cellule d'essais a été initiée lors du stage de Master de Benoît Modolo en 2005. La poursuite de ces travaux a conduit à des résultats qui ont été publiés dans le International Journal of Thermal Science [BM09].

#### Modèle numérique

L'étude a consisté en la modélisation simultanée de l'écoulement fluide et des solides constituant la garniture. L'écoulement est régi par les équations de Navier-Stokes alors que les transferts de chaleur sont gouvernés par l'équation de l'énergie à la fois pour le fluide et les solides. Etant donnée la forte viscosité de l'huile utilisée sur le banc d'essais, l'écoulement reste laminaire ce qui simplifie le problème. Le maillage utilisé ainsi que les conditions aux limites sont présentées sur la figure 6.12. L'air autour de la cellule expérimentale n'a pas été modélisé car il intervient peu dans les échanges thermiques. La puissance dissipée dans l'interface de la garniture est modélisée par une source volumique de chaleur dans un élément très fin placé entre le rotor et stator. On peut noter le fort raffinement du maillage près des parois. Ceci sera discuté par la suite. Le logiciel utilisé pour résoudre le problème est le code CFD (Computational Fluid Dynamics) Fluent.

#### Écoulement

Intéressons-nous d'abord aux caractéristiques de l'écoulement d'huile qui va transporter la chaleur. Trois nombres sans dimension le définissent : Le nombre de Reynolds de l'écoulement circonférentiel  $Re$ , le débit adimensionné de circulation d'huile  $C_w$  et le facteur de forme  $R/\mathcal{H}$ ,  $R$  étant le rayon intérieur du rotor et  $\mathcal{H}$  l'espace axial entre le fond de la cavité tournante et le disque statique. Ce dernier paramètre reste constant et égal à 0.353. Les deux autres paramètres s'expriment :

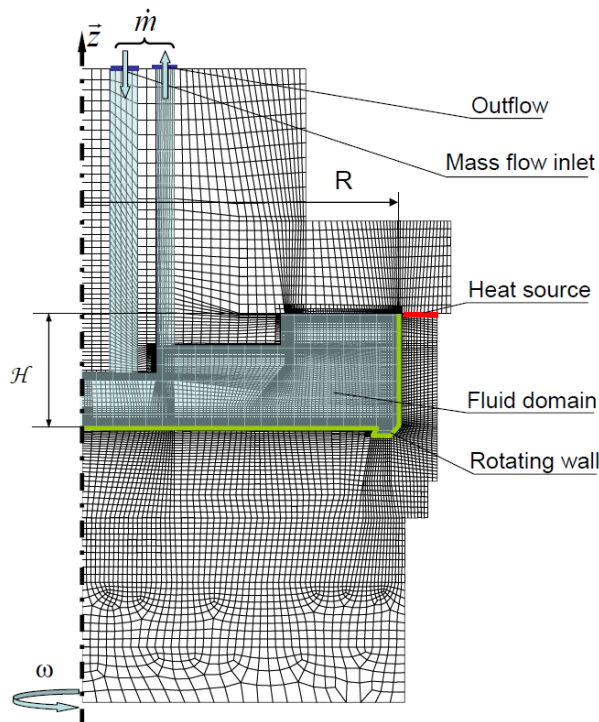


FIGURE 6.12 – Maillage et conditions aux limites utilisés

$$Re = \frac{\rho\omega R^2}{\mu}, C_w = \frac{\dot{m}}{\mu R}$$

où  $\dot{m}$  est le débit massique d'huile. Différentes valeurs caractéristiques de notre banc d'essais ont été testées. Nous avons notamment fait varier le débit  $C_w$  entre 1.5 et 80. Pour cet intervalle de valeurs, celui-ci n'a aucune influence sur l'écoulement au voisinage des parois à refroidir. En revanche le nombre de Reynolds  $Re$  est le paramètre de contrôle de l'écoulement comme le montre la figure 6.13. On y voit la distribution des lignes de courants dans la cavité pour différentes valeurs du  $Re$ . Les simulations confirment un résultat connu en mécanique des fluides [Sch60] : L'épaisseur de la couche limite  $\delta_m$  le long des parois est proportionnelle à la racine carrée du nombre de Reynolds :

$$\delta_m \propto \sqrt{Re}$$

### Coefficient d'échange thermique

L'écoulement étant connu, il est possible de résoudre le problème thermique. Celui-ci va dépendre des paramètres de l'écoulement mais aussi de nouveaux nombres sans dimension propres aux aspects thermiques. Il y a le nombre de Prandtl  $Pr$  (dont nous avons déjà parlé dans le paragraphe 1.5.1) qui représente le rapport entre les comportements mécanique et thermique d'un fluide. Puis, les rapports des conductibilités du fluide et des solides,  $k/k_r$  pour le rotor et  $k/k_s$  pour le stator, vont également jouer un rôle. Le nombre de Prandtl est défini de la façon suivante :

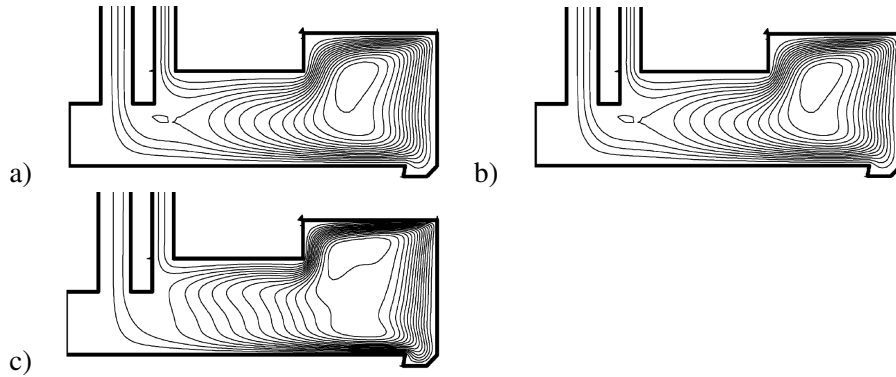


FIGURE 6.13 – Lignes de courant dans le fluide pour  $Re =$  a) 1361, b) 2042, c) 3402

$$Pr = \frac{C_p \mu}{k}$$

Dans un écoulement laminaire, le rapport entre l'épaisseur des couches limites mécanique  $\delta_m$  et thermique  $\delta_t$  est contrôlé par ce nombre [Sch60] :

$$\frac{\delta_m}{\delta_t} = \sqrt{Pr}$$

L'huile utilisée sur notre banc d'essais a un nombre de Prandtl de l'ordre de 1000 conduisant à une couche limite thermique extrêmement fine (environ 30 fois plus mince que la couche limite de l'écoulement). C'est pourquoi nous avons adopté un maillage très raffiné près des parois comme le montre la figure 6.12. Un exemple de distribution de température est présenté sur la figure 6.14. L'huile apparaît comme isotherme sauf très près des parois.

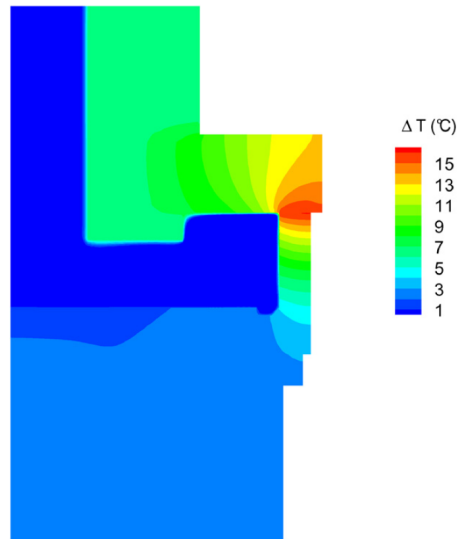


FIGURE 6.14 – Exemple de distribution de température

Les calculs nous ont permis de déterminer l'amplitude des échanges thermiques entre le fluide et les parois des solides. Elles sont présentées, par l'intermédiaire du nombre de Nusselt  $Nu$  sur la figure 6.15

pour le rotor et le disque en fluorine à différentes valeurs du nombre de Reynolds. Le nombre de Nusselt s'exprime :

$$Nu = \frac{HR}{k}$$

où  $H$  est le coefficient de convection. Comme cela avait déjà été montré, les échanges sont plus intenses près de la source de chaleur et ils augmentent avec le nombre de Reynolds.

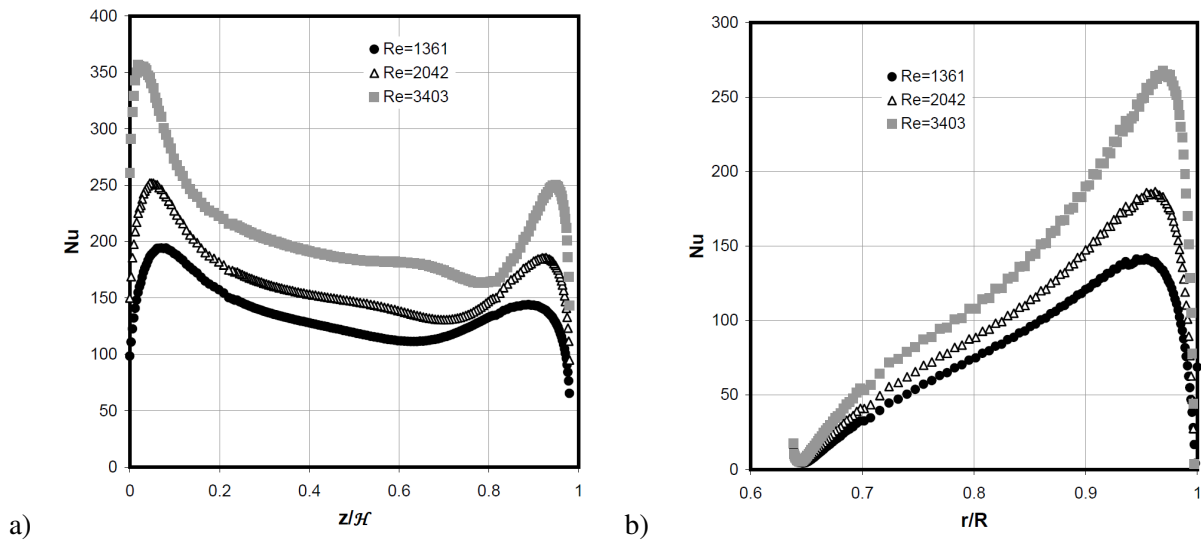


FIGURE 6.15 – Distribution locale du nombre de Nusselt pour différentes valeurs de  $Re$  sur a) le rotor ( $z = 0$  au niveau de l'interface) et b) le stator

Cette étude a mis en évidence un résultat très intéressant qui n'avait, pour l'instant, pas été souligné. Les échanges sont très influencés par les rapport des conductivités entre fluide et solides. On peut voir sur la figure 6.16 l'influence de  $k/k_r$  et de  $k/k_s$  sur le nombre moyen de Nusselt pour le rotor et le stator. Cet effet est inversé suivant la surface à laquelle on s'intéresse. Pour le rotor, une faible conductibilité thermique est souhaitable alors que c'est l'inverse pour le stator. Cette différence vient certainement du fait que pour l'anneau en carbone, le fluide s'écoule du point le plus froid vers le point le plus chaud et inversement pour le disque en fluorine. Ceci conduit à une conclusion très intéressante quant à la conception des garnitures mécaniques dont les faces sont généralement constituées d'un couple de matériau (carbone et carbure de silicium) dont l'un est plus conducteur que l'autre (voir tableau 6.2). Il est préférable que le fluide de refroidissement s'écoule du matériau le moins conducteur vers le matériau le plus conducteur.

Les différentes simulations réalisées nous ont permis d'établir une formulation empirique des nombres de Nusselt moyen sur le rotor et le stator :

$$Nu_r = 0.8706 Re^{0.4619} Pr^{0.4259} \left( \frac{k}{k_r} \right)^{0.2251} \quad (6.1)$$

$$Nu_s = 0.157 Re^{0.5314} Pr^{0.312} \left( \frac{k}{k_s} \right)^{-0.1225} \quad (6.2)$$

On retrouve assez logiquement une dépendance à la racine carrée du nombre de Reynolds qui contrôle l'épaisseur de la couche limite mécanique. En revanche, la dépendance au nombre de Prandtl est moins marquée que ce que suggérait la théorie (puissance inférieure à 0.5). En fait, nous avons remarqué lors

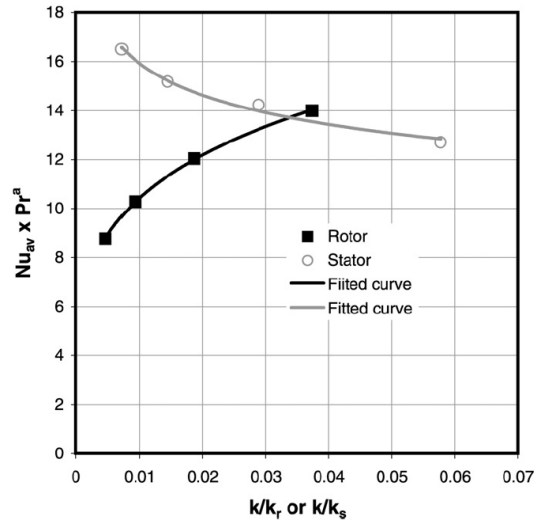


FIGURE 6.16 – Influence du rapport des conductivités sur le nombre de Nusselt du rotor et du stator

des simulations que la couche limite thermique était plus épaisse que prévue en raison certainement des échanges de chaleur non uniformes le long des parois.

A partir des distributions de température mesurées sur le rotor par thermographie, il est possible de remonter à un nombre de Nusselt moyen (voir [BM09]). Les valeurs obtenues lors de différents tests sont comparées à celle donnée par la formule empirique développée pour le rotor sur la figure 6.17. Malgré une dispersion importante des valeurs mesurées, un accord raisonnable est observé.

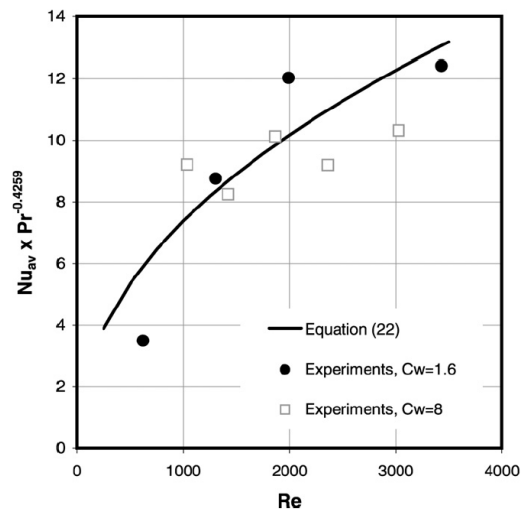


FIGURE 6.17 – Comparaison de la formule empirique à des valeurs expérimentales

## 6.4 Étude numérique des garnitures mécaniques à encoches

L'augmentation de température entre les faces d'une garniture peut dans certains cas conduire à sa destruction. Afin d'utiliser des garnitures mécaniques dans des conditions sévères, Mayer [May69] propose dès 1969, de réaliser des encoches profondes sur la face dure de la garniture. Il montre expérimentalement que ce type d'étanchéité fonctionne dans des situations où les garnitures mécaniques à faces lisses ne convenaient pas. Selon Mayer, les encoches qui sont profondes (de l'ordre du millimètre, voir figure 6.18) permettent un refroidissement localisé de la face qui conduit à la formation d'ondulations sur la surface. Ces ondulations permettraient ensuite de créer une portance hydrodynamique (voir paragraphe 1.3.3). C'est pourquoi elles sont généralement appelées garnitures "thermohydrodynamiques". Dans le cadre d'un stage post-doctoral mené en collaboration avec le CETIM, Andel Djamaï a développé un modèle numérique pour étudier les garnitures à encoches et effectué une étude paramétrique pour comprendre le rôle des encoches et proposer une forme optimale. Les résultats ont fait l'objet d'un article qui va prochainement paraître dans Tribology Transactions [?].

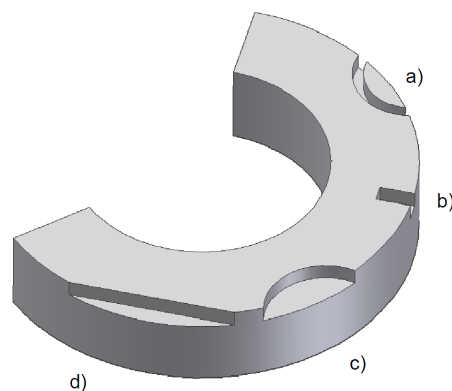


FIGURE 6.18 – Exemple de formes d'encoche et rainure habituellement utilisées pour les garnitures mécaniques.

### 6.4.1 Modèle

Pour simplifier l'analyse, nous nous sommes limités à une seule forme d'encoche (forme c sur la figure 6.18) et avons considéré les faces alignées. Ceci nous permet de ne modéliser qu'une portion angulaire autour d'une encoche grâce à des conditions de périodicité aux frontières. Dans notre cas la face munie d'encoches est tournante, la configuration est donc tridimensionnelle tournante (voir paragraphe 2.3).

Le modèle numérique permet de déterminer le champ de pression entre les faces en résolvant une équation de Reynolds prenant en compte la cavitation. La méthode des éléments finis a évidemment été choisie en raison de la configuration géométrique du domaine. La forme discrète de l'équation est donc similaire à l'équation 4.8. Une forme simplifiée de l'équation de l'énergie 4.2.2 est utilisée. Les déformations et transferts de chaleur sont pris en compte par des matrices de coefficients d'influence. La distance des faces est ajustée de façon à équilibrer les forces d'ouverture et de fermeture.

La principale difficulté, dans cette étude, a été la prise en compte du couplage entre les déformations des faces et le champ de pression. La méthode usuelle, de prédiction correction, consistant à calculer un champ de pression puis les déformations correspondant à celui-ci puis un nouveau champ de pression à



partir de la nouvelle épaisseur de film, etc, ne converge pas. En effet, on obtient un champ de pression qui se déplace sur les surfaces d'une itération à l'autre et ne se stabilise pas malgré l'utilisation de paramètres de relaxation. Il a été nécessaire d'utiliser les techniques développées pour l'étude des paliers très déformables [BH01]. A partir d'un champ de pression, il est possible de calculer un champ d'épaisseur par l'intermédiaire des matrices de coefficients d'influence. Si ces champs (pression et épaisseur) sont introduits dans l'équation de Reynolds 4.8, celle-ci ne s'annule pas et il existe un résidu tant que les champs ne sont pas solutions. La méthode consiste à rechercher une variation de pression qui va annuler ce résidu en utilisant l'algorithme de Newton-Raphson. Pour cela, il est nécessaire de calculer la dérivée du résidu par rapport aux pressions. Sachant que ce résidu dépend de l'épaisseur de film, il est nécessaire de déterminer la dérivée de celle-ci par rapport à la pression, soit :

$$\frac{\partial h_i}{\partial p_j} = \frac{\partial}{\partial p_j} (h_{2i} - h_{1i}) = u_{2ij}^e - u_{1ij}^e$$

Les deux derniers termes sont des éléments issus des matrices de coefficients d'influence élastique présentés au début de ce chapitre. C'est-à-dire que les termes de la matrice de coefficients d'influence élastiques sont pris en compte dans le système d'équations résolu ce qui assure une convergence rapide.

## 6.4.2 Résultats

La garniture étudiée a un rayon extérieur de 81 mm, un coefficient de compensation de 0.75 et fonctionne à une vitesse de rotation de 4000 *tr/min*. Le fluide à étancher est de l'eau à 60°C et 4 MPa.

La figure 6.19 donne un exemple de résultat. On peut voir le champ de pression et l'épaisseur de film associée. Le champ de pression ne présente pas de pic de pression hydrodynamique comme on pourrait s'y attendre. En fait, il existe une zone située près du rayon extérieur de la garniture où la pression dans l'interface dépasse la pression d'alimentation améliorant ainsi la portance du film. Parallèlement il existe une zone de dépression au voisinage de l'encoche où la pression chute ce qui conduit à l'apparition de cavitation. Comme l'avait prédit Mayer [May69], la face sur laquelle est réalisée l'encoche présente une ondulation. Cependant, on observe que la face supérieure qui est réalisée en carbone se déforme de manière similaire, réduisant l'effet bénéfique de cette ondulation. Pour avoir une idée des échelles, il est préférable de se reporter au graphe 6.20 qui montre l'évolution des hauteurs et de l'épaisseur de film le long du rayon intérieur de la garniture. Le rotor en carbure de silicium présente une ondulation presque sinusoidale d'une amplitude de 0.5 μm du aux effets thermiques. Le stator en carbone se déforme d'une manière assez similaire mais cette fois sous l'effet du champ de pression. L'épaisseur de film présente une évolution assez différente mais d'une amplitude comparable. L'épaisseur minimale de film est localisée près du creux de l'ondulation du rotor. Finalement, le faible module d'élasticité du carbone permet une accommodation des surfaces qui évite la génération de pic de pression mais favorise le développement de plus larges zones à pression plus modérée. En outre, il est important de remarquer que la déformation du stator va tourner avec le rotor.

Je ne présenterai ici que quelques résultats de l'étude paramétrique et plus particulièrement l'effet de l'aire des encoches. Pour cela, plusieurs paramètres ont été modifiés :

- le nombre d'encoches ;
- le rayon des encoches ;
- la distance de pénétration de l'encoche dans l'interface.

Les résultats seront présentés en fonction de l'aire relative des encoches c'est-à-dire le rapport entre l'aire des encoches et l'aire de la surface de frottement.

Pour chaque simulation, nous avons évalué la part de portance due à l'effet hydrodynamique. Pour cela il suffit après un test, de recalculer le champ de pression en conservant les mêmes distributions

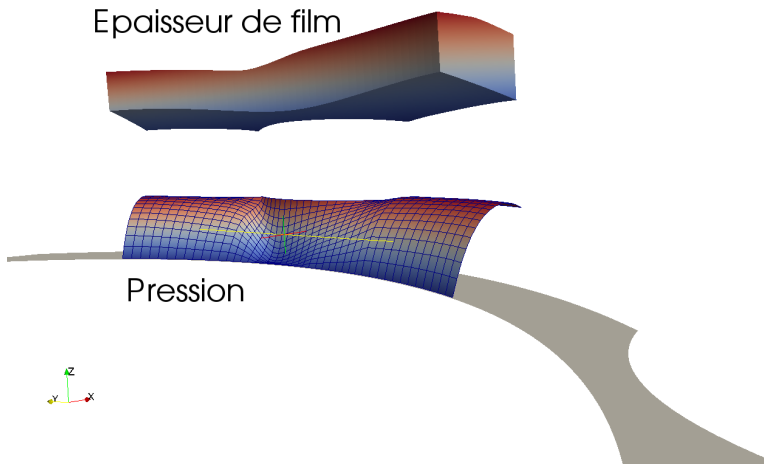


FIGURE 6.19 – Distribution d’épaisseur de film et de pression dans une garniture mécanique à encoches

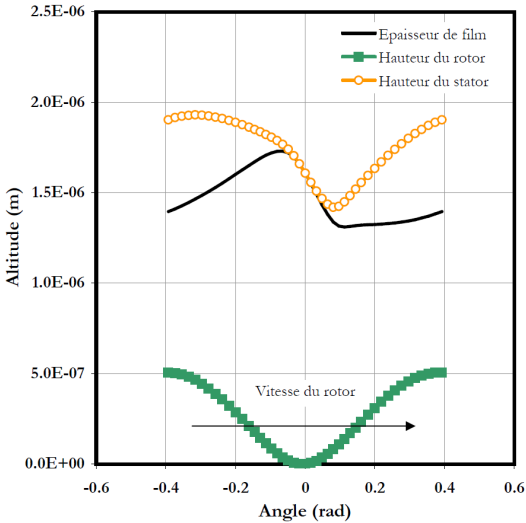


FIGURE 6.20 – Distribution des hauteurs et de l’épaisseur de film le long du rayon intérieur de la garniture

d'épaisseur de film et de température tout en annulant la vitesse de rotation. La différence de portance entre les deux cas représente la contribution de l'effet hydrodynamique. Celui-ci est reporté sur la figure 6.21. On observe, assez logiquement, que plus l'aire des encoches est importante, plus l'effet hydrodynamique est significatif sans toutefois dépasser 20 % de la force de fermeture. Cette figure montre en outre que le paramètre le plus efficace pour améliorer la portance est la distance de pénétration. En revanche, une modification du rayon a assez peu d'effet. La forme d'encoche rectiligne (d sur la figure 6.18) correspondant à un rayon infini semblerait donc moins performante.

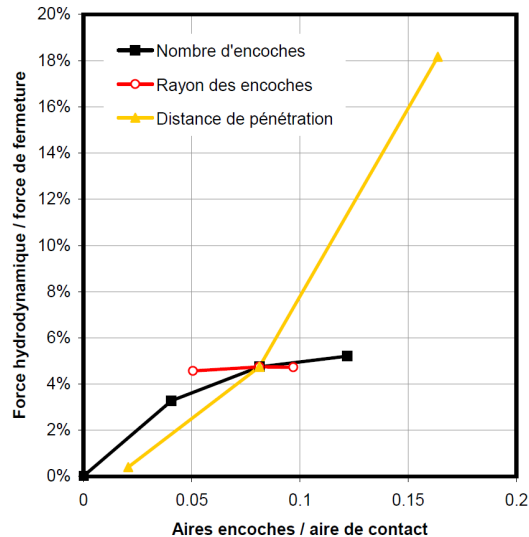


FIGURE 6.21 – Effet de l'aire relative des encoches sur la génération de portance hydrodynamique

L'effet hydrodynamique conduit à une épaisseur de film plus grande (figure 6.23) ce qui limite le frottement résultant et la température entre les faces, comme le montre la figure 6.22. Une baisse de température d'une dizaine de degrés peut être atteinte par rapport à une garniture mécanique à faces lisses. En d'autres termes, l'accroissement de température par rapport à celle du fluide périphérique peut chuter de 40%. Cependant, l'augmentation d'épaisseur de film se traduit également par une augmentation du débit de fuite ce qui peut être préjudiciable pour la fonction étanchéité (figure 6.23). Toutefois, alors que l'épaisseur minimale de film est doublée lorsqu'on passe d'une garniture à faces lisses à des encoches d'aire maximale, le débit, qui est généralement une fonction du cube de l'épaisseur, est à peine multiplié par trois. On remarquera même que, pour la majorité des cas, l'augmentation de débit est de seulement quelques pourcents.

### 6.4.3 Conclusions

Cette étude a permis de confirmer l'effet bénéfique d'encoches profondes sur une des faces de la garniture mécanique. Elles conduisent à une baisse du frottement et de la température en raison de l'effet hydrodynamique généré par les déformations thermiques. Il y a cependant une augmentation de l'épaisseur de film et du débit de fuite mais qui reste modérée. Nous avons remarqué que la surface la plus élastique a tendance à s'accommoder (déformée corrélée avec l'autre surface) ce qui évite la création de pics de pression et de larges zones de cavitation.

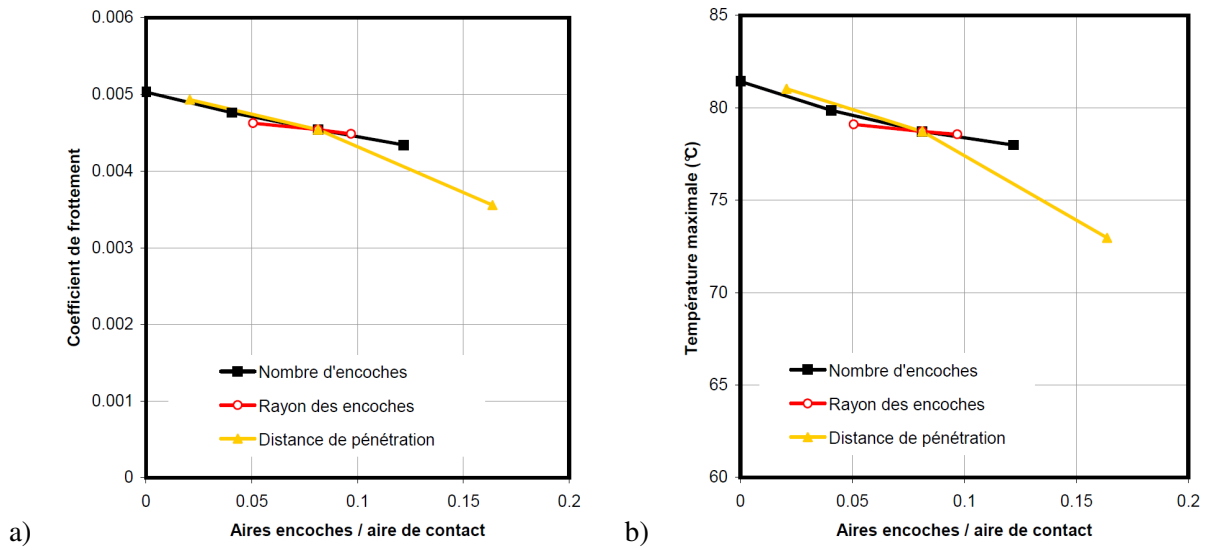


FIGURE 6.22 – Effet de l’aire relative des encoches sur a) le coefficient de frottement résultant et b) la température maximale dans l’interface

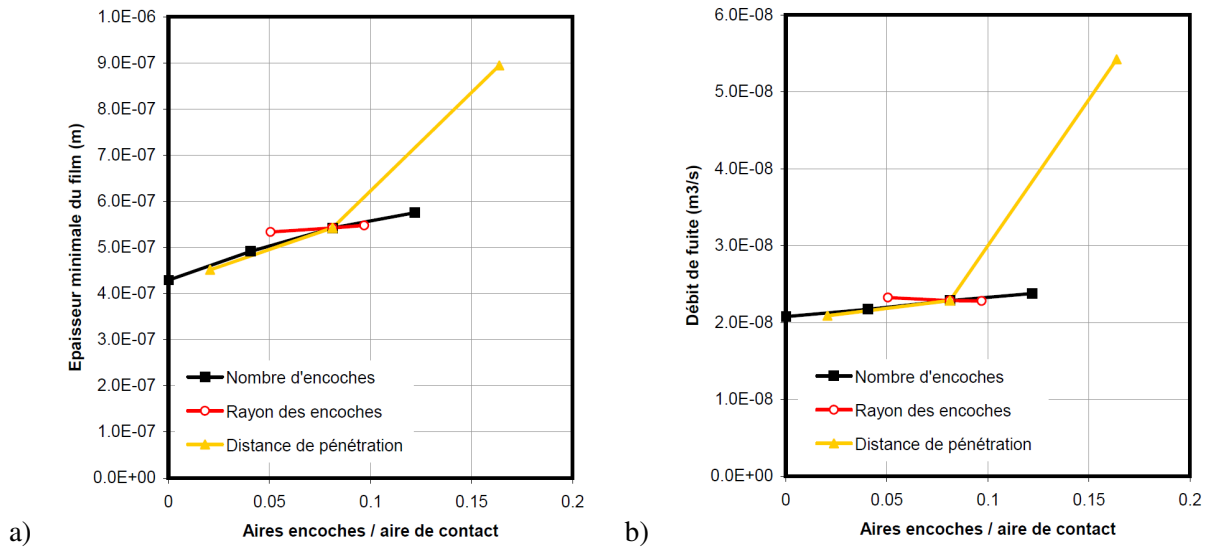


FIGURE 6.23 – Effet de l’aire relative des encoches sur a) l’épaisseur minimale de film et b) le débit de fuite

## 6.5 Conclusions

Ce chapitre a permis de montrer le rôle essentiel des déformations thermomécaniques sur les performances des garnitures mécaniques. Elles ont un ordre de grandeur équivalent ou supérieur à l'épaisseur du film lubrifiant. De nombreux paramètres affectent le comportement TEHD. Toutefois, dans le cas de faces lisses, on montre qu'il se réduisent au nombre de deux. Il a également été montré que les faces ont tendance à rester alignées grâce à l'entraînement dynamique et à l'accommodation de la face la plus élastique. L'amplitude des déformations thermoélastiques est affectée par les échanges de chaleur avec le fluide périphérique. Il semble que ce point ne soit pas encore suffisamment étudié.

Dans de nombreuses situations, l'épaisseur de film n'est que d'une fraction de micron ce qui risque de conduire au contact des aspérités. En outre, la rugosité des surfaces peut permettre la génération d'une portance additionnelle. D'autre part, l'augmentation de température peut conduire à une vaporisation du fluide dans l'interface. C'est pourquoi nous nous sommes également intéressés à la lubrification mixte et à la vaporisation qui font l'objet des deux chapitres suivants.

## Chapitre 7

# La lubrification mixte

Ce chapitre s'intéresse à la modélisation de la lubrification mixte dans les garnitures mécaniques. En effet, les garnitures mécaniques fonctionnent avec un film lubrifiant de très faible épaisseur conduisant à un contact partiel des aspérités mais aussi à une interaction entre les rugosités et l'écoulement. Il y a donc différents aspects à aborder : La caractérisation des surfaces et leur modélisation, le contact des aspérités et l'écoulement entre deux surfaces rugueuses. Ceci a constitué le sujet de la thèse de Christophe Minet [Min09] soutenue en juillet 2009. Les résultats vont paraître dans des articles soumis ou en cours de rédaction. La thèse a été effectuée dans le cadre d'un partenariat entre le laboratoire et le pôle Technologie de l'Étanchéité du CETIM, qui soutient également une seconde thèse sur le sujet (André Parfait Nyemeck, soutenance prévue fin 2011).

### 7.1 Caractérisation des surfaces

L'analyse de la lubrification mixte nécessite la connaissance de la topographie des surfaces. Bien que les surfaces, qui sont rectifiées et rodées, soient initialement presque planes et lisses [AFM], elles présentent tout de même des déviations par rapport au plan. Comme cela a été discuté dans le paragraphe 1.3.1, il existe deux niveaux de défaut. Il y a les défauts de forme qui sont présentés sur la figure 7.1. On peut identifier la conicité et les ondulations qui peuvent se combiner. L'amplitude de ces défauts est de l'ordre du micron mais évolue lors du fonctionnement, comme nous l'avons montré dans le chapitre 6. Leur étendue latérale est généralement centimétrique. Les surfaces présentent également des défauts locaux qu'on qualifiera de rugosité. Leur amplitude est également de l'ordre du micron mais leur étendue latérale est cette fois beaucoup plus faible, environ  $10\mu m$  (figure 7.2). Les rugosités présentent un caractère aléatoire qui oblige à les définir par des paramètres statistiques. On trouve dans la littérature quelques données chiffrées sur ces différents défauts [Leb91, Lub99, Nau97], mais il nous a semblé judicieux de disposer d'une base de données issues de mesures effectuées par nos soins. En collaboration avec le CETIM, nous avons réalisé une campagne de mesures sur des garnitures mécaniques utilisant des couples de matériaux standard et ceci à différents stades de fonctionnement. En effet, comme on peut le voir sur la figure 7.2, les caractéristiques des surfaces évoluent en raison de l'usure.

#### 7.1.1 Paramètres

Nous avons choisi de caractériser le défaut d'ondulation grâce à une paramètre d'amplitude pic à pic. Les moyens dont nous disposons au laboratoire ne nous permettent pas d'étudier la conicité qui est difficile à mesurer comme l'a souligné Lebeck [Leb91]. Les rugosités ont été caractérisées grâce à un

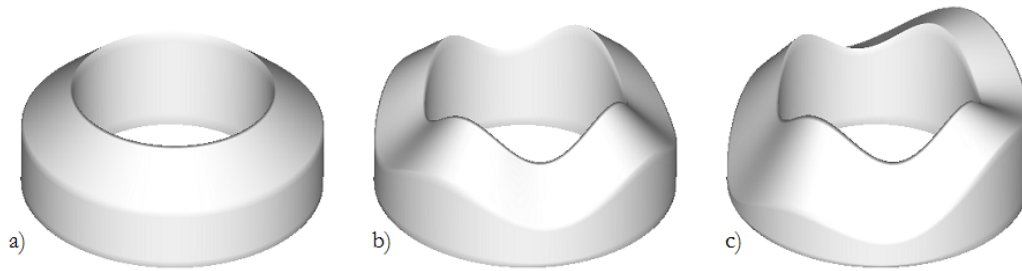


FIGURE 7.1 – Défauts de forme des faces a) conicité b) ondulations c) asymétrie

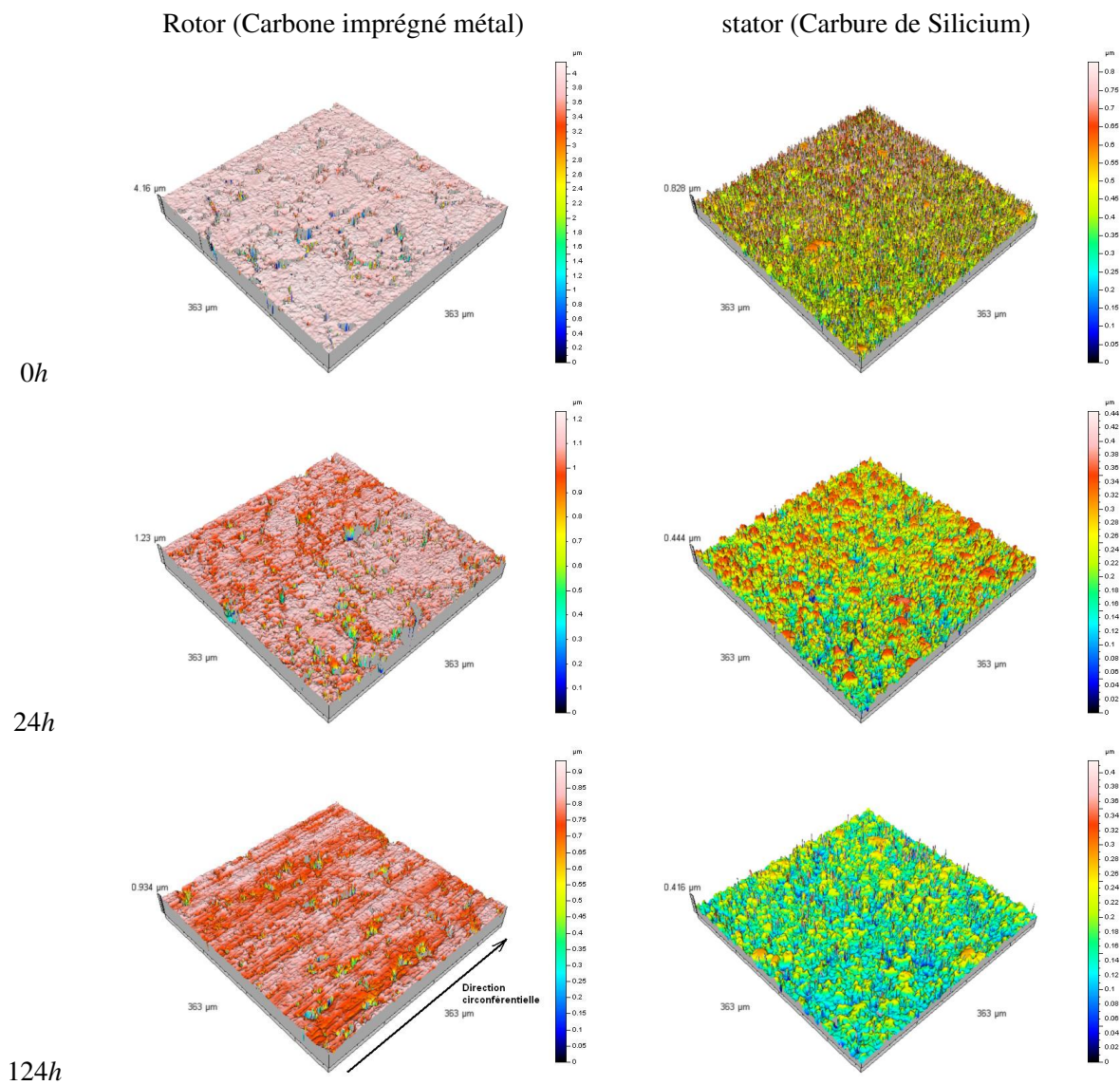


FIGURE 7.2 – Exemples de surface de garniture mécanique à différents stades de fonctionnement

paramètre d'amplitude  $\sigma$  qui est l'écart-type des hauteurs  $z$  par rapport à la moyenne :

$$\sigma = \left( \frac{1}{N} \sum_1^N z^2 \right)^{1/2}$$

où  $N$  est le nombre de points mesurés. Nous avons également choisi d'utiliser le paramètre d'asymétrie  $Sk$  qui indique si la surface présente plus de pics (valeur positive) ou plus de vallées (valeur négative). Ce paramètre s'exprime :

$$Sk = \frac{1}{N\sigma^3} \sum_1^N z^3$$

Enfin, la distribution des hauteurs a été caractérisée par un dernier paramètre  $Ku$  qui est un facteur d'étalement. Plus sa valeur est grande, plus il existe des points éloignés de la surface moyenne :

$$Ku = \frac{1}{N\sigma^4} \sum_1^N z^4$$

Les surfaces rugueuses présentent dans de nombreuses situations une distribution gaussienne des hauteurs. Dans ce cas la surface est symétrique, donc  $Sk = 0$  et le paramètre d'étalement vaut  $Ku = 3$ . En raison du procédé de fabrication et de l'usure qui n'érodent que les sommets, les surfaces de garnitures mécaniques sont généralement non-gaussiennes comme nous le verront par la suite.

Les paramètres précédents ne caractérisent que les hauteurs des rugosités. Il est nécessaire d'introduire des paramètres spatiaux qui vont caractériser la taille latérale des motifs de rugosité. Nous avons choisi d'utiliser les longueurs de corrélation. Il faut tout d'abord définir la fonction d'auto-corrélation  $F$  :

$$F(x, y) = \frac{1}{N\sigma^2} \sum_1^N z(\alpha, \beta) z(\alpha + x, \beta + y)$$

Elle représente le niveau de ressemblance d'une surface avec elle-même lorsqu'on la décale d'une quantité  $(x, y)$ . Si la surface n'est pas périodique, cette fonction qui vaut 1 pour  $(x, y) = (0, 0)$  tend vers zéro au bout d'une certaine distance comme cela est illustré sur la figure 7.3. Il est commode de mesurer les longueurs de corrélations  $\lambda_\theta$  et  $\lambda_r$  qui représentent les longueurs à partir desquelles  $F$  a diminué de 0.8 (passage de 1 à 0.2) pour les directions circonférentielle et radiale.

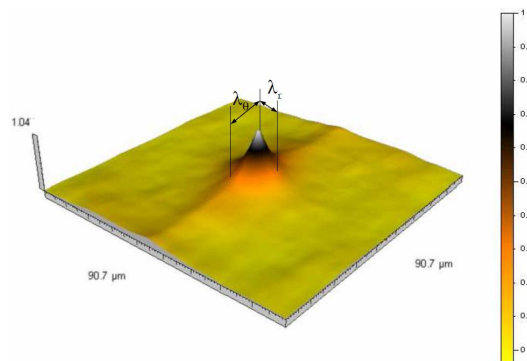


FIGURE 7.3 – Fonction d'auto-corrélation et longueurs de corrélation du rotor de la figure 7.2 après 124h



### 7.1.2 Mesures

Pour cette campagne, 3 garnitures mécaniques dont les faces sont réalisées avec trois couples standard de matériaux ont été testées. Les couples de matériaux sont :

- Carbure de Silicium contre Carbure de Silicium ;
- Carbure de Silicium contre Carbone imprégné métal ;
- Carbure de Silicium contre Carbone imprégné résine.

Les surfaces ont été mesurées à l'état neuf puis après 24h de fonctionnement et enfin après 100 nouvelles heures de fonctionnement. Les garnitures ont fonctionné sur un banc d'essais du CETIM (figure 7.4) avec de l'eau à 35°C, sous une pression de 0.6MPa et une vitesse de rotation constante de 1500tr/min.

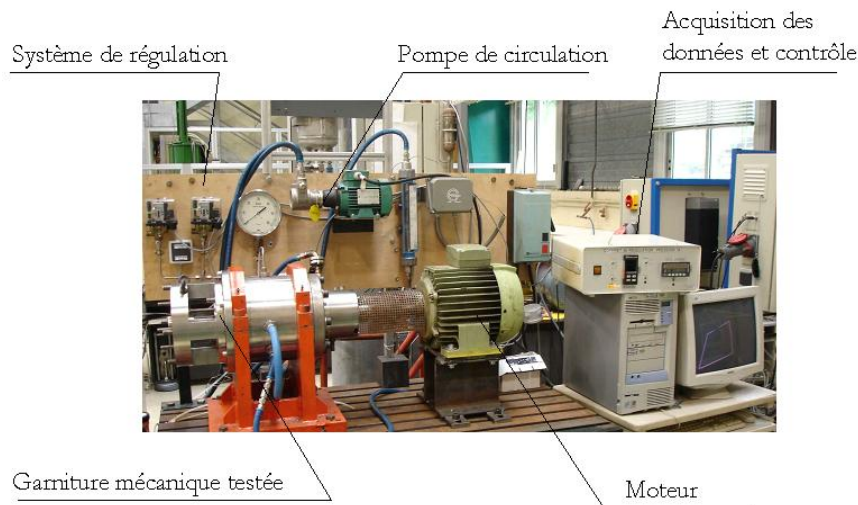


FIGURE 7.4 – Banc d'essais utilisé par le CETIM pour tester les garnitures mécaniques

L'amplitude des ondulations a été mesurée sur un appareil Talyrond qui a permis de relever des cercles concentriques sur la face de frottement comme le montre la figure 7.5 a). Cet appareil est équipé d'un palpeur de 1mm de diamètre dont la précision est de l'ordre de 10nm. La résolution angulaire est de 0.1°.

Pour chaque face, 6 zones situées sur les quadrants nord et ouest ont été mesurées. En outre celles-ci sont placées près des rayons intérieur, moyen et extérieur de la garniture (figure 7.5 b). L'appareil utilisé est un microscope interférométrique à lumière blanche (Talysurf CCI) équipé d'un objectif 50X. Il permet de mesurer des surfaces de 363µm de côté avec un échantillonnage latéral de 0.36µm et une précision d'environ 1nm. La spécification de la taille des zones et de l'échantillonnage est indispensable car la valeur des paramètres précédents y est étroitement associée.

### 7.1.3 Résultats

Nous ne présentons dans cette partie que les résultats concernant la garniture mécanique dont les surfaces sont présentées sur la figure 7.2. Pour plus de détails, le lecteur se reportera à la thèse de C. Minet [Min09].

L'évolution temporelle des paramètres précédemment présentés est reportée sur la figure 7.6 pour le rotor et le stator de la garniture qui nous intéresse. On remarque assez logiquement que ces paramètres changent en fonction du temps en raison de l'usure des surfaces. Ceci indique que la garniture fonctionne effectivement en régime de lubrification mixte avec un contact des aspérités. D'autre part, les évolutions

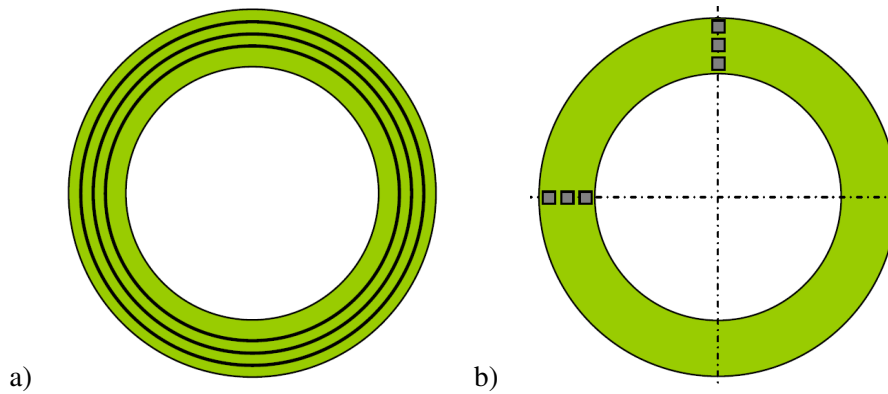


FIGURE 7.5 – Zones mesurées pour évaluer a) les ondulations et b) les rugosités

sont plus marquées pour le rotor qui est constitué de carbone, matériau plus tendre que le carbure de silicium utilisé pour la contre-face.

L'amplitude des ondulations augmente avec le temps de fonctionnement. Ce phénomène, déjà observé par d'autres auteurs [Lub99, Nau97], n'est pour l'instant pas clairement expliqué. En effet, on pourrait à priori penser que l'usure va éroder les sommets des ondulations réduisant ainsi leur amplitude. On trouve toutefois quelques éléments de réponse sur la figure 6.20 du chapitre 6 où on voit que, dans le cas d'une garniture à encoches, où une ondulation apparaît sur la face en carbure, l'épaisseur minimale du film fluide est localisée près du creux de l'ondulation.

L'usure des surfaces lors du fonctionnement affecte principalement les sommets des aspérités ce qui conduit à une baisse de la hauteur des rugosités. Celle-ci se stabilise pour les faces autour d'une valeur de  $0.1\mu\text{m}$ . Parallèlement les surfaces qui ne sont pas initialement symétriques ( $Sk \neq 0$ ) voient leur caractère non-gaussien augmenter. La partie supérieure de la surface s'use alors que les vallées sont peu affectées. Le nombre  $Sk$  devient négatif et le nombre  $Ku$  augmente.

Les surfaces présentent initialement des longueurs de corrélation identiques dans les deux directions, c'est à dire qu'elles sont isotropes. Les longueurs tendent à augmenter avec le temps et plus particulièrement celle qui correspond à la direction de glissement en raison des sillons d'usure qui se forment en surface (voir figure 7.2). Toutefois le caractère anisotrope de la surface reste assez limité, les longueurs de corrélations étant toutes de l'ordre de la dizaine de microns pour les deux directions.

Une étude réalisée dans le cadre du stage de licence d'Edwin Godet nous a permis de mesurer la distribution circonférentielle des paramètres de rugosité. On peut voir sur la figure 7.7 la répartition de la hauteur des rugosités en parallèle du profil circonférentiel du rotor. Ces résultats montrent d'une part que les paramètres ne sont pas constants sur toute la surface et que d'autre part il existe certainement une corrélation entre l'évolution des ondulations et des paramètres locaux de rugosité. Cette étude est donc à poursuivre.

## 7.2 Modélisation de la lubrification mixte

### 7.2.1 Description du modèle

Au début de ces travaux, nous avons choisi d'utiliser une approche déterministe qui consiste à s'appuyer sur une description aussi réaliste que possible des surfaces et des champs associés (pression, cavitation, etc). Les calculs sont bien sûr conséquents en comparaison de ceux générés par une approche stochastique où seules les valeurs moyennes des différentes grandeurs sont mises en jeu. Il y a avait deux

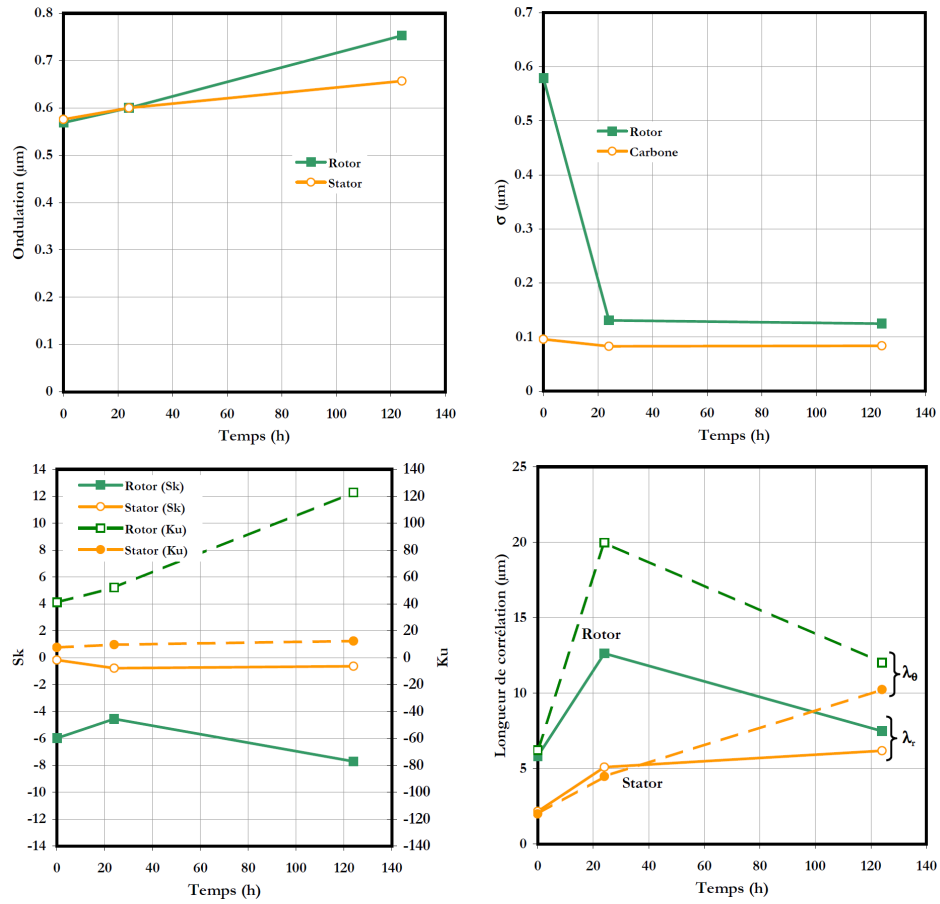


FIGURE 7.6 – Evolution temporelle des paramètres d’ondulation et de rugosité

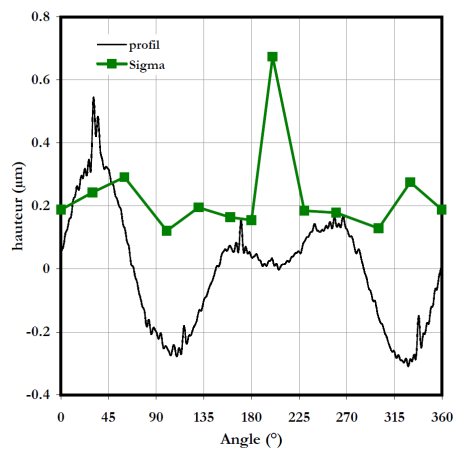


FIGURE 7.7 – Comparaison de l’ondulation et de la distribution circumférentielle de la hauteur des rugosités  $\sigma$

raisons à ce choix. Comme nous en avons discuté dans le paragraphe 1.3.4, les modèles stochastiques disponibles [PC79, PC78] ne permettent pas de reproduire la réalité physique du problème. C'est-à-dire qu'ils ne permettent pas aux rugosités de créer une portance additionnelle qui peut conduire à la séparation des faces. D'autre part, notre objectif est bien, au final, de proposer une autre approche stochastique. Mais tout modèle stochastique s'appuie au départ sur des résultats déterministes.

Le modèle que nous avons retenu est décrit sur la figure 7.8. Seule la face fixe est rugueuse, ce qui permet de considérer le problème stationnaire. De plus, nous n'étudions qu'une petite bande radiale pour limiter la taille des maillages. Ceci impose d'utiliser des conditions de périodicité aux bornes du domaine et donc exclut l'utilisation de surfaces réelles qui ne sont bien sûr pas périodiques. Les surfaces sont rigides, seules les aspérités se déforment. Enfin le problème est supposé isotherme et isovisqueux.

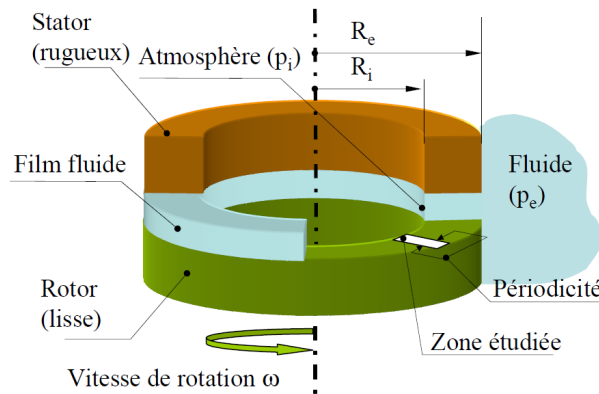


FIGURE 7.8 – Description du modèle

### 7.2.2 Modélisation des surfaces

En raison de l'impossibilité d'utiliser des surfaces mesurées dans le modèle de lubrification mixte, il a été nécessaire de générer mathématiquement des surfaces rugueuses. En outre, ces surfaces synthétiques sont intéressantes car c'est l'utilisateur qui impose leurs caractéristiques, ce qui est très commode pour effectuer une étude paramétrique.

Il existe plusieurs méthodes de génération de surface. Celle qui offre le plus de possibilités (surface orientée, anisotrope et non-gaussienne) est certainement la méthode proposée par Patir en 1978 [Pat78] couplée avec les courbes de translation de Johnson, comme l'a fait Bakolas [Bak04]. Le principe de la méthode est décrit sur la figure 7.9. Il faut d'abord disposer d'une série gaussienne  $\eta$  de nombre indépendants (ou bruit blanc). L'idée de Patir est d'appliquer une transformation linéaire à cette série pour lui donner une texture, c'est-à-dire une fonction d'auto-corrélation  $F$  afin d'obtenir la surface  $z$  :

$$z_{ij} = \sum_{k=-m}^{k=m} \sum_{l=-n}^{l=n} a_{kl} \eta_{ij} \quad (7.1)$$

Les inconnues du problème sont les coefficients  $a$ . Patir a démontré qu'ils sont directement reliés à  $F$  :

$$F_{pq} = \sum_{k=-m+p}^{k=m} \sum_{l=-n+q}^{l=n} a_{kl} a_{k-p, l-q} \quad (7.2)$$

Pour que ces relations soient justes, il faut que  $m$  et  $n$  soient suffisamment grand pour que au-delà de l'intervalle  $[-m, m] \times [-n, n]$ , la fonction d'auto-corrélation  $F$  soit nulle. La création de la surface

nécessite la connaissance de  $F$  et la résolution du système non-linéaire d'équations 7.2.2. Les valeurs de  $m$  et  $n$  doivent avoir des valeurs raisonnables sous peine d'atteindre des tailles de système et des temps de calcul prohibitifs.

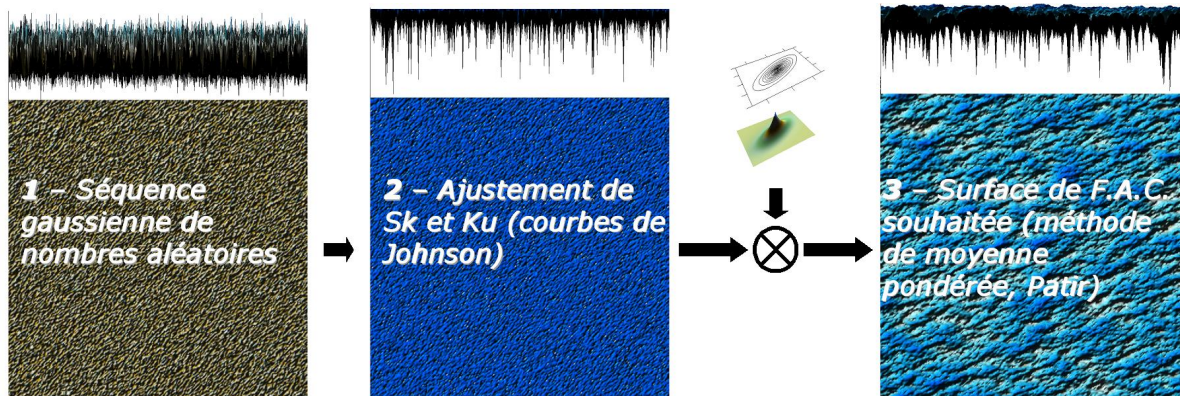


FIGURE 7.9 – Principe de génération mathématique des surfaces rugueuses

À partir d'une série gaussienne, nous pouvons uniquement créer une surface gaussienne. Il est possible d'utiliser une série initiale non-gaussienne  $\eta$ . La méthode généralement utilisée consiste à transformer la série initiale gaussienne  $\eta$  en une série non-gaussienne  $\eta$  à partir des courbes de Johnson [Bak04] qui permettent d'imposer à la série un coefficient d'asymétrie  $Sk$  et d'étalement  $Ku$ . Cette série est ensuite transformée par la méthode de Patir pour obtenir la surface. Malheureusement, les coefficients  $Sk$  et  $Ku$  sont modifiés lors de la transformation ce qui nécessite généralement d'imposer à la série  $\eta$  des valeurs de  $Sk$  et  $Ku$  beaucoup plus grandes (en valeur absolue) que celles de la série finale et pose parfois des problèmes.

Pour générer les surfaces, nous avons fait l'hypothèse que les fonctions d'auto-corrélation ont une décroissance exponentielle. Il nous suffit donc de connaître  $\sigma$ ,  $Sk$ ,  $Ku$  et les longueurs de corrélations  $\lambda_r$  et  $\lambda_\theta$  pour simuler la surface. Ceci explique le choix des paramètres retenus lors de l'étude métrologique de surface réelles.

La figure 7.10 compare la surface d'un rotor en carbone ayant fonctionné 124h avec la simulation de la même surface. Si la méthode permet de reproduire les distributions verticales des hauteurs, elle a toutefois certaines limites. En effet, les structures qui ont une taille supérieure à la fenêtre de corrélation utilisée ne sont bien sûr pas reproduites. C'est le cas des sillons et des grandes crevasses. De ce fait, certaines caractéristiques comme le nombre de sommets de la surface (figure 7.11) et le rayon de courbure de ceux-ci sont parfois éloignés des valeurs réelles. Les tendances expérimentales sont toutefois correctement simulées. Il faudra certainement envisager une autre approche. Celle récemment proposée par Pawlus [Paw08] qui consiste à combiner deux surfaces gaussiennes, l'une caractérisant la partie supérieure usée et l'autre représentant la structure du matériau brute, semble pertinente.

### 7.2.3 Écoulement entre les surfaces

L'écoulement est régi par l'équation de Reynolds incluant les effets de cavitation. Le modèle de cavitation est conservatif, pour assurer la reformation du film. Etant donné les variations locales importantes d'épaisseur de film, nous avons choisi la méthode des volumes finis qui assure une bonne conservation des débits. Les équations sont présentées en détails dans le paragraphe 4.1.2. Le système d'équation est résolu par une méthode directe de type décomposition  $LU$ . Les méthodes itératives testées se sont avérées

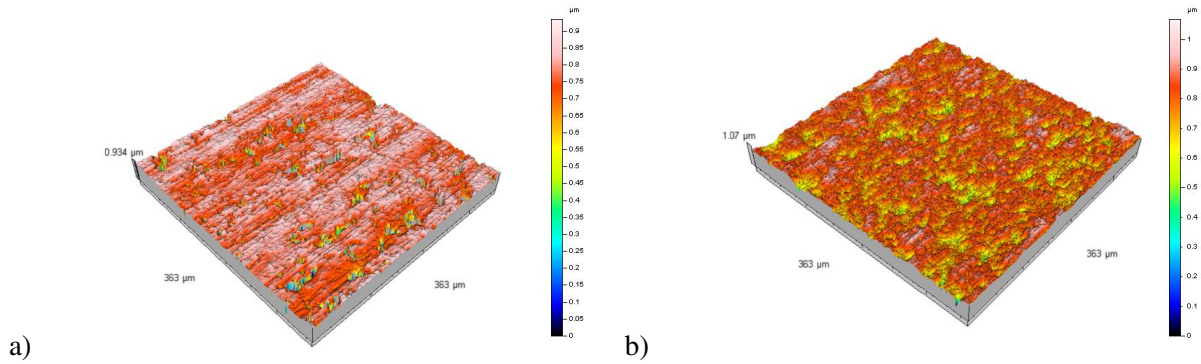


FIGURE 7.10 – Comparaison d'une surface a) réelle et b) simulée

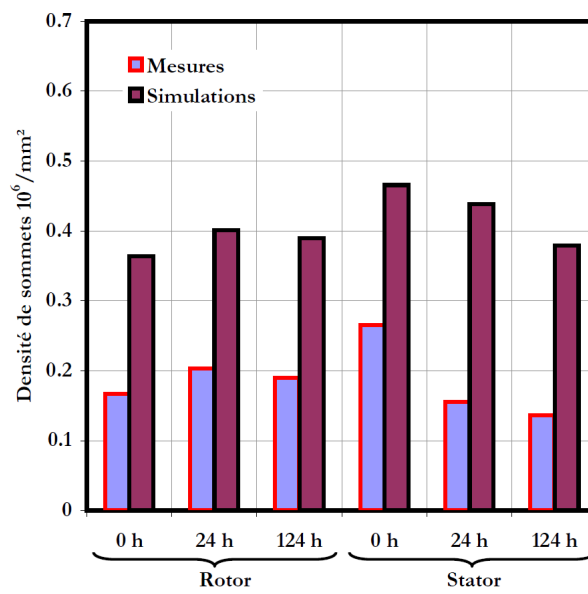


FIGURE 7.11 – Comparaison des densités de sommets mesurés et simulés

inefficaces en raison de la forme très élancée du domaine.

Le modèle tient compte du risque de contact au niveaux des sommets. Certaines faces peuvent se trouver bloquées et certaines cellules élémentaires isolées. Ces zones doivent subir un traitement particulier. En outre, un critère d'épaisseur minimale a été introduit pour éviter que la pression locale du fluide ne dépasse la contrainte maximale de compression supportable par les matériaux.

### 7.2.4 Contact des aspérités

Pour cette première approche de la lubrification mixte, nous avons retenu un modèle de contact simple. Tout d'abord les matériaux des faces (carbones et carbures) ont généralement un comportement fragile ce qui permet de se limiter à des solides élastiques. D'autre part, nous n'avons considéré que les déformations des sommets des aspérités. Ceux-ci peuvent en outre se déformer indépendamment les uns des autres. Il est donc possible d'utiliser la théorie de Hertz appliquée au cas du contact élastique d'un ellipsoïde sur un plan.

La première étape consiste à identifier les points de la surface qui constituent des sommets. Ils doivent avoir une hauteur maximale par rapport à leurs 8 voisins immédiats (voir figure 7.12). Les rayons de courbure  $R_r$  et  $R_\theta$  dans les directions principales sont ensuite calculés à partir des hauteurs des noeuds adjacents. Nous appliquons enfin la méthode décrite par Hamrock et Dowson [HD81]. Connaissant les rayons de courbure, il est possible de calculer  $k = a/b$  qui est le rapport des demi-axes de l'ellipse de contact par une méthode de résolution d'équation non-linéaire. On obtient ensuite la force locale de contact  $F_c$  connaissant l'enfoncement local  $\delta$  :

$$F_c = \pi k E' \left[ \frac{2 \mathcal{E} R}{9} \left( \frac{\delta}{\mathcal{F}} \right)^3 \right]^{1/2} \quad (7.3)$$

où  $E'$  et  $R$  sont respectivement le module d'Young équivalent des matériaux et le rayon de courbure équivalent.  $\mathcal{E}$  et  $\mathcal{F}$  sont des fonctions de  $k$ .

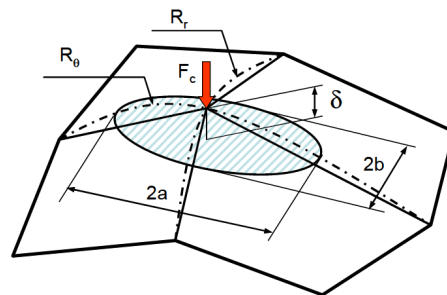


FIGURE 7.12 – Modèle de contact des aspérités

## 7.3 Résultats

### 7.3.1 Configuration

Les caractéristiques de la garniture mécanique étudiée ici sont basées sur celles des garnitures mécaniques qui ont été utilisées lors de l'étude métrologique des surfaces (paragraphe 7.1). Les paramètres des surfaces utilisées correspondent à la moyenne des valeurs mesurées sur toutes les garnitures mécaniques après 24 heures de fonctionnement.

Paramètres de conception	
Rayon intérieur $R_i$	0.029m
Rayon extérieur $R_e$	0.033m
Conicité des faces	0
Rayon hydraulique $R_h$	0.03005m
Facteur d'équilibrage $B$	0.75
Paramètres de surfaces	
Matériau du rotor	SiC
Matériau du stator	C
Module d'Young équivalent $E'$	40GPa
Coefficient de frott. sec $f_s$	0.2
Hauteur des rugosités $\sigma$	0.1 $\mu$ m
Coefficient d'asymétrie $Sk$	-4
Coefficient d'étalement $Ku$	35
Longueurs d'auto-corr. $\lambda_r$ et $\lambda_\theta$	8 et 10 $\mu$ m
Paramètres de fonctionnement	
Vitesse de rotation	-
Pression intérieure $p_i$	0
Pression extérieure $p_e$	1MPa
Fluide	eau
Viscosité $\mu$	0.001Pa.s
Pression de cavitation $p_{cav}$	-10 <sup>4</sup> Pa

TABLE 7.1 – Caractéristiques géométriques et de fonctionnement de la garniture étudiée

Il est commode de présenter les résultats de l'étude en fonction du paramètre de service  $G$  qui s'exprime :

$$G = \frac{\mu V (R_e - R_i)}{F_f} = \frac{\mu \omega R_{moy} (R_e - R_i)}{F_f}$$

où  $V$  est la vitesse de glissement et  $F_f$  la force de fermeture. Ce paramètre caractérise le rapport entre les effets hydrodynamiques et la charge appliquée au contact.

Dans cette étude nous nous intéresserons à la séparation moyenne des surfaces à l'équilibre. Cette hauteur est la distance entre le plan de la surface lisse et le plan moyen de la surface rugueuse. Elle est déterminée de façon à ce que la somme des forces fluide et de contact équilibre la force de fermeture  $F_f$  imposée. Nous calculerons également le coefficient de frottement résultant  $f$ . Il est calculé à partir du couple de frottement  $C_f$  :

$$f = \frac{C_f}{F_f R_{moy}}$$

Le frottement provient du cisaillement du film fluide mais aussi du contact des rugosités. Pour chaque aspérité en contact, une force de frottement est calculée à partir d'un coefficient de frottement sec  $f_s$  et de la force de contact. Le coefficient a ici été choisi égal à 0.2 en raison des matériaux considérés. La détermination d'une telle valeur représente un pan entier de la recherche en tribologie et ne sera pas discuté ici.

Nous avons retenu le maillage le plus fin possible, la limite ayant été imposée par les performances du calculateur. L'échantillonnage choisi est de 1 $\mu$ m dans chaque direction ce qui permet d'avoir plus de 8



points par longueur de corrélation. Ce choix nous conduit à un maillage de 4000 noeuds dans la direction radiale. Nous n'avons pas pu dépasser la limite de 200 dans la direction de glissement.

### 7.3.2 Exemple de résultats

La figure 7.13a présente une des surfaces utilisée dans cette étude. On peut voir sur la même figure les distributions locales de pression, de zones de cavitation et de contact lorsque  $G$  vaut  $5.3 \times 10^{-9}$ . Le champ de pression apparaît comme extrêmement perturbé. Ces variations sont toutefois moins rapides que celles de la surface rugueuse. La figure montre clairement que les rugosités affectent de façon significative le champ de pression. La pression augmente dans certaines régions et décroît dans d'autres, conduisant à l'apparition de zones de cavitation. Leur nombre et leur taille sont plus importants près du rayon intérieur où la pression imposée est plus faible. Il semble que le développement de ces zones de cavitation soit nécessaire à la génération d'une portance. En effet, en l'absence de rupture de film l'effet bénéfique des zones de surpression est totalement annulé par les zones de dépression, tout du moins lorsque la surface est symétrique dans la direction de glissement.

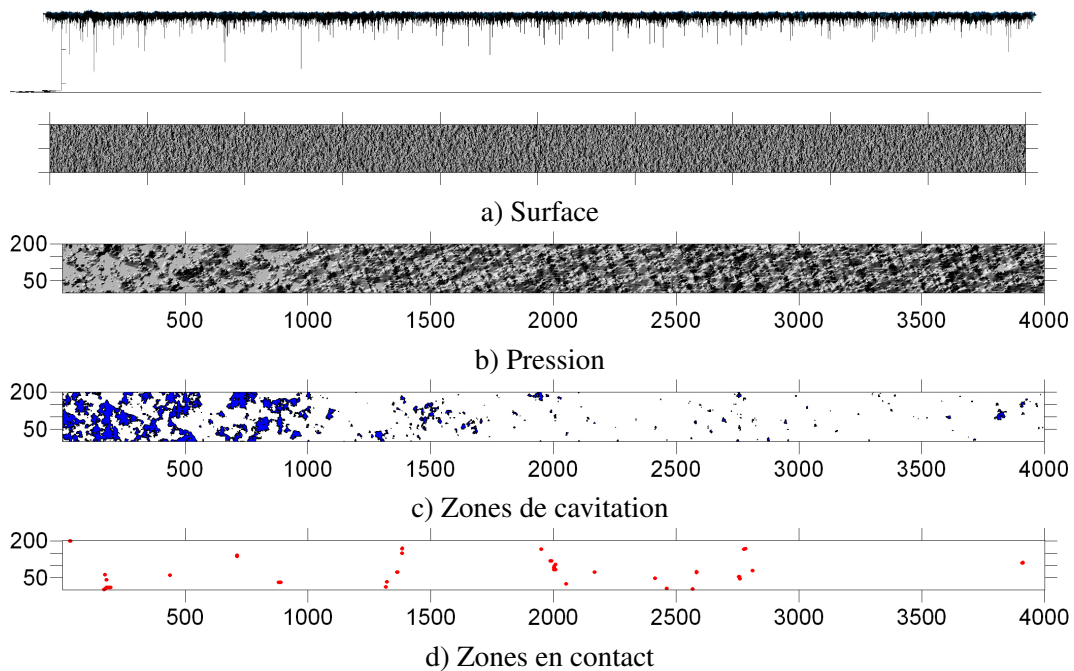


FIGURE 7.13 – Exemple de résultats pour la surface B à  $G = 5.3 \times 10^{-9}$

### 7.3.3 Influence du maillage

L'influence du maillage sur les résultats a bien sûr été étudiée. Tout d'abord, nous avons dégradé le maillage dans chacune des deux directions et comparé les résultats pour  $G = 2.12 \times 10^{-9}$ . La figure 7.14 montre que, même pour un échantillonnage de  $1\mu m$ , les résultats ne sont pas complètement stabilisés et qu'il faudrait encore raffiner le maillage pour améliorer la précision. Les capacités de la machine utilisée et le code développé ne nous l'ont pas permis.

Nous avons de plus cherché à savoir si l'étendue latérale de la surface était suffisante pour que les résultats soient représentatifs d'une surface ayant les mêmes caractéristiques statistiques. Ce test nous

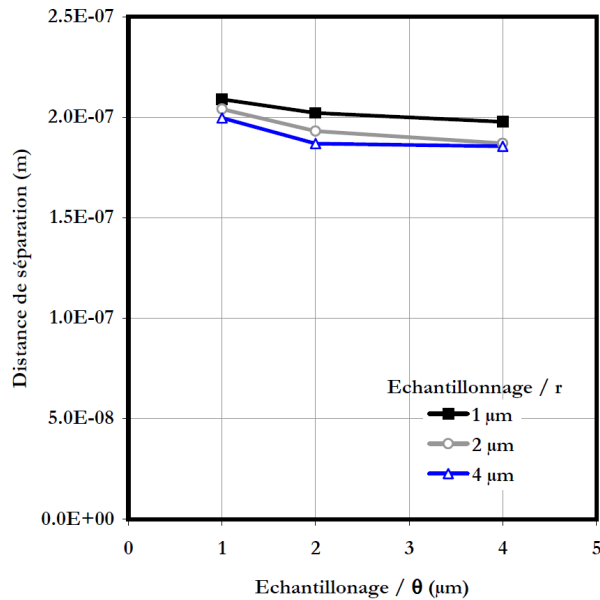


FIGURE 7.14 – Influence de l'échantillonnage radial et circonférentiel sur la distance des surfaces à l'équilibre (surface B,  $G = 2.12 \times 10^{-9}$ )

a démontré le contraire, ce qui nous a conduit à étudier plusieurs surfaces statistiquement équivalentes mais générées à partir de séries de nombres aléatoires  $\eta$  différentes.

### 7.3.4 Étude paramétrique

#### Influence de la surface

En se plaçant dans les conditions spécifiées dans le tableau 7.1, nous avons fait varier la vitesse de rotation de la garniture et ceci pour quatre surfaces statistiquement équivalentes. Nous les appellerons A, B, C et D. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 7.15.

Intéressons-nous tout d'abord au pourcentage de cavitation. On peut voir que ce taux de cavitation qui tend globalement à augmenter avec le paramètre de service  $G$ , atteint des valeurs très différentes d'une surface à l'autre (de 7 à 65 %). Ceci indique que l'agencement local de la rugosité joue un rôle majeur sur le comportement en lubrification mixte conduisant à une grande variabilité. Pour discuter de ces résultats différents, il faut s'intéresser à la portance et à la distance des faces.

On peut voir sur la figure 7.15 que plus  $G$  est élevé, plus la portance hydrodynamique est grande. Par suite, la distance des faces augmente également ce qui réduit les forces de contact qui tendent à s'annuler à partir d'un certain seuil. Plus la surface considérée conduit à un pourcentage élevé de cavitation, plus la surface sur laquelle la pression hydrodynamique se développe est faible ce qui limite la portance hydrodynamique par déficit de surface active. Ceci conduit à une distance de séparation des surfaces plus petite qui peut contribuer à accroître l'étendue des zones de rupture de film. On remarque, pour la surface C, un comportement légèrement différent. En effet, pour les faibles valeurs de  $G$ , la portance hydrodynamique diminue avant d'augmenter à nouveau. Ceci est corrélé avec une évolution très rapide du pourcentage de cavitation qui peut expliquer ce comportement. Enfin, bien que le développement de zones de cavitation soit nécessaire pour qu'une portance hydrodynamique additionnelle soit générée, une étendue trop importante des régions inactives peut réduire l'effet hydrodynamique.

Le dernier graphe de la figure 7.15 présente l'évolution du coefficient de frottement  $f$  en fonction

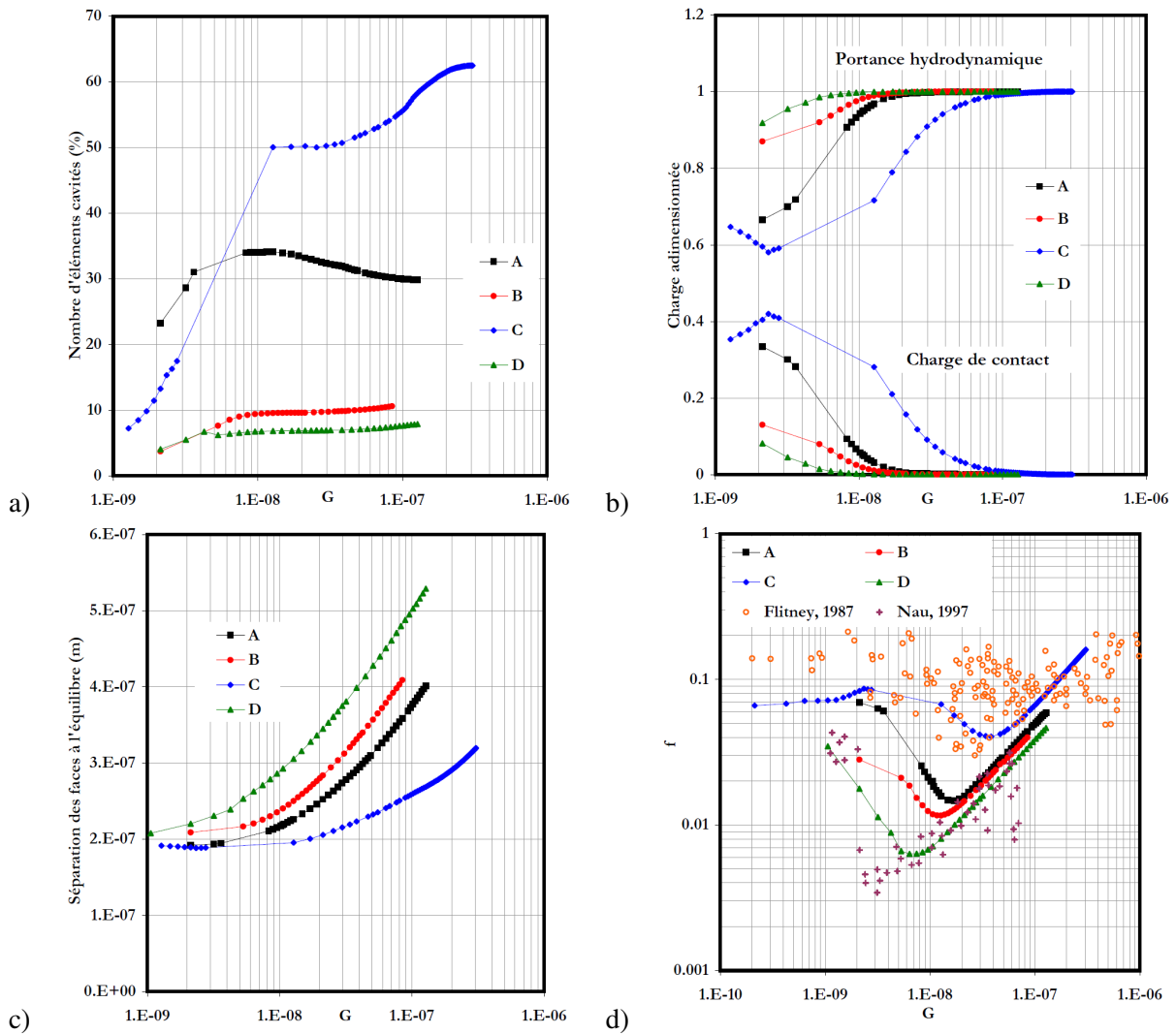


FIGURE 7.15 – Influence de la série de nombre sur a) la cavitation, b) la portance, c) l'épaisseur de film et d) le frottement

de  $G$ . Quelque soit la surface, on identifie une courbe de Stribeck de forme bien connue. Chaque courbe comporte une zone de frottement élevé pour les faibles valeurs de  $G$  résultant du contact important entre les aspérités. Au fur et à mesure que  $G$  augmente la portance hydrodynamique se développe et la distance des faces augmente ce qui réduit le contact et le frottement. Lorsque que le nombre de sommets en contact tend vers zéro, on atteint un minimum du frottement. C'est la fin de la zone de lubrification mixte et le début de la zone hydrodynamique. A partir de cette limite,  $f$  augmente de nouveau. Bien que l'épaisseur de film augmente, l'accroissement de vitesse conduit globalement à une augmentation du cisaillement et du frottement. Notons qu'un accroissement du coefficient de frottement sec inter-aspérités  $f_s$  se traduit par une augmentation directe de  $f$  sans conséquence sur les autres paramètres et qu'une diminution produit l'effet inverse.

La position relative des courbes est fonction du pourcentage de cavitation atteint. Plus ce dernier est élevé, plus le frottement est grand et plus la transition de mixte à hydrodynamique se produit pour une valeur élevée de  $G$ . Toutefois, bien que les courbes de frottement soient assez éloignées en régime de lubrification mixte, elles sont beaucoup proches et quasiment parallèles en lubrification hydrodynamique. La pente des courbes dans cette région est de l'ordre de 0.75, soit :

$$f \propto G^{3/4}$$

Cette valeur est différente de ce que l'on trouve dans la littérature (voir paragraphe 1.3.2). On peut en effet aisément démontrer que l'exposant reliant  $f$  et  $G$  vaut  $2/3$  (voir l'annexe A) ou  $1/2$  (voir [Nau67]). Toutefois, ces démonstrations théoriques ne tiennent pas compte du développement de la cavitation qui joue un rôle important dans ce type d'écoulement. En outre, on peut voir sur la figure 7.15 que les valeurs de frottement obtenues par simulation sont en accord raisonnable avec des données expérimentales disponibles dans la littérature [FN87b, Nau97]. La surface C est plutôt proche des résultats de Flitney et Nau [FN87b] alors que c'est la courbe D qui s'approche de ceux présentés par Nau [Nau97]. Ceci montre la pertinence du modèle quant à la détermination de la valeur du coefficient de frottement et de la zone de transition. Cependant, il est délicat de faire des comparaisons car les résultats numériques sont très dépendants de la surface considérée. D'autre part, l'usure et les déformations thermiques ne sont pas prises en compte dans le modèle. Pour finir, les matériaux et fluides utilisés lors des essais ne sont pas nécessairement identiques à ceux considérés dans notre étude.

### **Influence des matériaux**

Cette partie s'intéresse à l'effet du couple de matériaux constituant les faces sur le comportement en lubrification mixte. Les résultats (coefficient de frottement et distance des faces à l'équilibre) sont présentés sur la figure 7.16. Comme le coefficient de frottement sec a été conservé égal à 0.2, l'effet d'un changement de matériau affecte uniquement le module d'Young équivalent  $E'$  utilisé dans le contact des aspérités (équation 7.2.4). Celui-ci vaut respectivement 35, 40 et 400 GPa pour les couples fonte-carbone, carbure-carbone et carbure-carbure. La pression de contact est proportionnelle au module d'Young. Donc, plus les matériaux sont rigides, plus la séparation des faces à l'équilibre sera grande. La portance hydrodynamique est donc réduite et la force de contact plus grande. Par conséquent un couple de matériau carbure contre carbure qui est très rigide conduit à un frottement plus important en fonctionnement. Ce couple de matériaux est d'ailleurs peu utilisé par les constructeurs et uniquement réservé aux cas de fluides chargés en particules. Notons que dès que les faces sont séparées, les résultats sont indépendants des matériaux puisqu'il n'y a plus de contact.

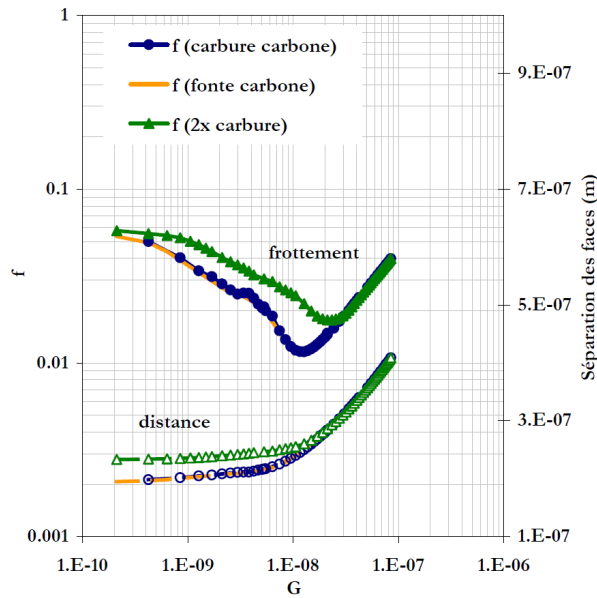


FIGURE 7.16 – Influence des matériaux des faces (surface B)

### Influence de la hauteur des rugosité

Il a été démontré expérimentalement [SS61] que lorsque la hauteur des rugosités des surfaces augmente, le frottement devient plus élevé. Les résultats numériques présentés sur la figure 7.17 montrent que l'épaisseur de film à l'équilibre est assez logiquement contrôlé par la hauteur des rugosités. En régime mixte, le coefficient de frottement diminue lorsque la surface est plus lisse. En outre, la transition vers le régime hydrodynamique se produit pour une valeur plus faible de  $G$  et à une valeur plus petite de  $f$ . Toutefois une surface complètement lisse, ne pourrait générer aucune portance et resterait en contact. Par ailleurs, on peut voir qu'en régime hydrodynamique des rugosités plus hautes permettent de réduire le frottement car l'épaisseur de film est plus élevée. Le modèle reproduit donc correctement les observations expérimentales. Ce résultat est également démontrable par une approche simple comme celle présentée dans l'annexe A.

### Influence de la conicité

Dans le chapitre précédent consacré au comportement TEHD (chapitre 6), nous avons vu que les effets thermiques tendent à déformer les faces sous forme d'un cône qui favorise le développement d'un film fluide stable par effet hydrostatique. Dans un cas réel, les déformations thermiques vont interagir avec la portance générée par les rugosités à partir d'une certaine vitesse de fonctionnement. Nous avons donc testé deux valeurs de conicité qui correspondent respectivement à une différence de hauteur de  $0.08$  et  $0.4\mu\text{m}$  entre l'entrée et la sortie alors que les rugosités ont une hauteur  $\sigma$  de  $0.1\mu\text{m}$ . Une surface conique parfaitement lisse conduirait à un film d'épaisseur constante et à une courbe de frottement de pente unitaire. Ce comportement est observé pour la surface la plus conique et ceci jusqu'à  $G = 10^{-8}$ . Pour des valeurs de  $G$  supérieures, les effets hydrodynamiques affectent la distribution de pression et donc l'épaisseur de film. On observe par ailleurs un chute rapide de la distance de séparation pour  $G = 3 \times 10^{-8}$  qui correspond en fait à un accroissement très rapide de la zone de cavitation. Au delà, l'épaisseur et le frottement augmente régulièrement. Pour une conicité plus faible, on observe uniquement une réduction du frottement, par rapport aux faces planes, pour les faibles valeurs de  $G$ . Ailleurs, le comportement est

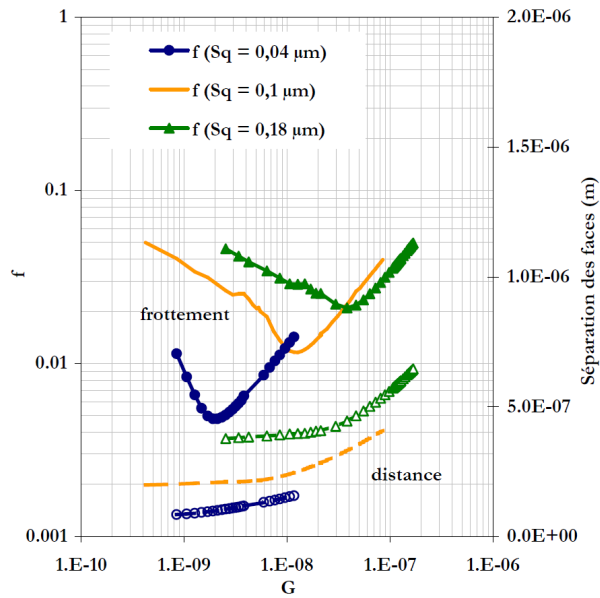


FIGURE 7.17 – Influence de la hauteur des rugosités (surface B)

très similaire. Les résultats mettent en évidence la nécessité de la réalisation du couplage avec un modèle thermique.

## 7.4 Conclusions

Cette première étude de la lubrification mixte est très encourageante. Le modèle développé a permis de montrer que les rugosités pouvaient générer une portance et séparer les surfaces de frottement, ce qui n'avait jamais été fait. Le modèle est capable de reproduire les observations expérimentales que ce soit pour l'allure des courbes de frottement, les valeurs de transition entre les régimes mixte et hydrodynamique ou les amplitudes de frottement calculées.

Cependant, les zones étudiées restent très petites, ce qui rend les résultats très dépendants de la série de nombre utilisée pour générer la surface rugueuse. Ce modèle est en cours d'amélioration dans le cadre de la thèse d'André Parfait Nyemeck, où nous essayons de développer une approche multi-échelle. Celle-ci permettra d'étudier un domaine de plus grande étendue et devrait être couplée avec un modèle TEHD.

Il n'existe cependant pas que des limitations numériques. En effet, pour les faibles épaisseurs rencontrées et les micro-zones étudiées, les hypothèses de l'équation de Reynolds et du modèle de cavitation sont parfois mises à mal. La notion de milieu continu peut être discutable. La modélisation par dynamique moléculaire n'est pas raisonnablement envisageable. Il reste de l'espace pour des approches intermédiaires.

D'autres aspects sont également à analyser plus en profondeur. La modélisation mathématique des surfaces doit être améliorée pour apporter une représentation plus fidèle des surfaces et surtout des grandes structures. L'évolution de la macro et de la micro-géométrie des surfaces réelles au cours du fonctionnement est encore insuffisamment connue.

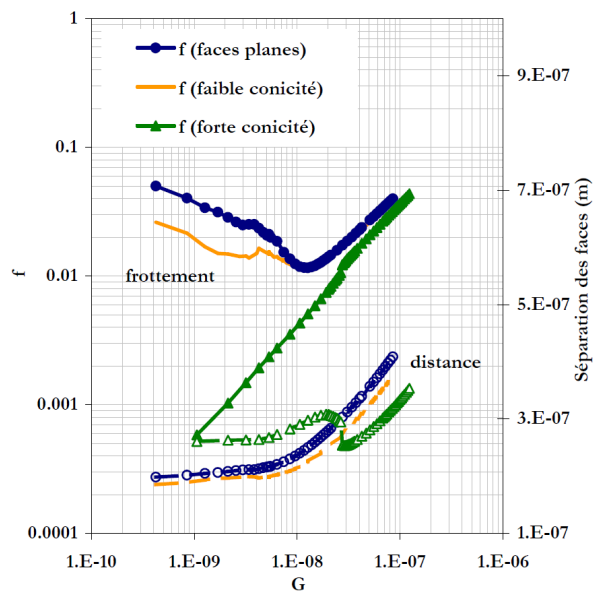


FIGURE 7.18 – Influence de la conicité des surfaces (surface B)

## Chapitre 8

# Le changement de phase

L'élévation de température du fluide dans l'interface d'une garniture mécanique peut conduire à sa vaporisation. Il en résulte des comportements particuliers comme l'apparition d'instabilité ou de fuite importante. Ceci résulte du couplage entre la portance, la dissipation visqueuse, les transferts de chaleur et les déformations thermiques. Au cours de la thèse de Fabien Migout, ce phénomène a été étudié plus en détails. Sa thèse a principalement été dédiée au développement d'un modèle numérique et à son exploitation. En outre, il a modifié le banc d'essais du LMS pour que celui-ci fonctionne avec de l'eau près de son point de vaporisation. Les résultats expérimentaux ont été principalement utilisés pour valider le modèle.

### 8.1 Modélisation du changement de phase

Le modèle développé dans cette étude est transitoire et la configuration est axisymétrique. En outre les surfaces sont supposées complètement séparées par le film fluide.

#### 8.1.1 Les différentes approches

Lorsque le couple pression température, caractérisant localement le fluide dans l'interface d'une garniture, s'approche de la courbe de saturation, celui-ci peut changer de phase et se transformer en gaz. La figure 8.1 présente à titre indicatif la courbe de saturation de l'eau. Pour que le changement de phase se produise, il est nécessaire d'apporter au fluide une quantité d'énergie correspondant à la différence d'enthalpie entre l'état liquide  $i_\ell$  et l'état vapeur  $i_v$ . C'est pourquoi la vaporisation se produit de manière progressive comme on peut le voir sur la figure 8.2 dans le cas d'un écoulement dans un tube. Tant que le fluide n'est pas complètement vaporisé, le couple  $(p, T)$  de l'écoulement suit la courbe de saturation.

Comme nous l'avons déjà abordé dans le paragraphe 1.6, il existe deux principales approches utilisées dans la littérature pour étudier ce phénomène. La première consiste à considérer un changement de phase discret. C'est-à-dire qu'à un rayon donné, le fluide passe de l'état liquide à l'état gazeux. Cette hypothèse est très sévère mais se justifie lorsque la puissance thermique de vaporisation  $\dot{m}(i_v - i_\ell)$  est très petite devant la puissance dissipée dans l'interface. Ici  $\dot{m}$  représente le débit massique de l'écoulement. Toutefois dans le cas de l'eau, l'enthalpie de vaporisation étant extrêmement élevée (environ  $2300\text{kJ/kg}$  à  $100^\circ\text{C}$  [Per06]), le débit massique doit être de l'ordre du  $\text{ml/h}$  pour que la puissance de vaporisation soit inférieure à  $1\text{W}$ . En outre, l'augmentation de portance due à la vaporisation conduit à un accroissement de l'épaisseur de film qui peut augmenter le débit de façon drastique et faire chuter la dissipation visqueuse, rendant ainsi l'hypothèse caduque.



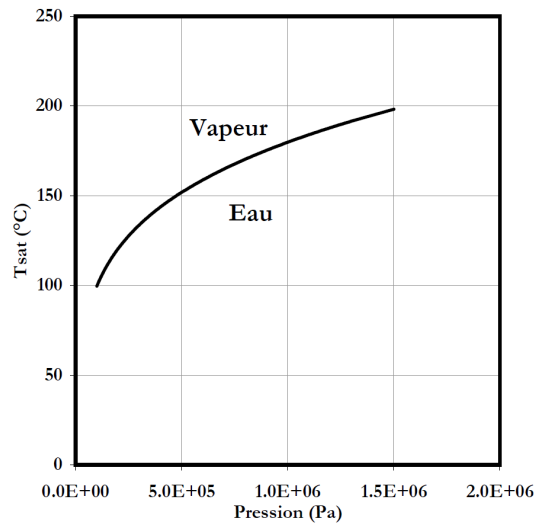


FIGURE 8.1 – Courbe de saturation de l'eau [Per06]

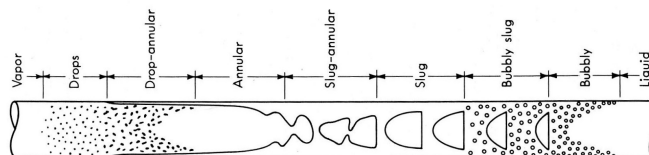


FIGURE 8.2 – Vaporisation dans un tube vertical [Wal69]

La seconde méthode couramment utilisée consiste à considérer un mélange homogène de liquide et de vapeur dont le comportement est caractérisé par les équations habituelles de la lubrification. Cette hypothèse, pertinente pour les zones "bubly" et "drops" de la figure 8.2, reste forte pour les zones intermédiaires de l'écoulement. La dynamique des bulles et la tension superficielle sont complètement négligées. Cependant en lubrification, le rapport longueur sur épaisseur du film fluide est tel qu'il est possible de considérer le mélange comme homogène sur une longueur élémentaire de maillage. Nous avons retenu cette approche plus réaliste. Notons qu'il existe par ailleurs d'autres méthodes (voir [Wal69]) plus complexes à mettre en place.

### 8.1.2 Comportement du film fluide

#### Caractéristiques du fluide

Le fluide est supposé être un mélange homogène de liquide et de vapeur. Nous notons  $\lambda$  la proportion massique de vapeur ou qualité du mélange. Par la suite les indices  $\ell$  et  $v$  se rapporteront respectivement au liquide et à la vapeur. La masse volumique du fluide homogène s'exprime :

$$\rho = \frac{1}{\frac{1-\lambda}{\rho_\ell} + \frac{\lambda}{\rho_v}} \quad (8.1)$$

Lorsque la qualité est nulle, le mélange est purement liquide et quand elle vaut 1, le fluide est complètement gazeux. On démontre en outre que l'enthalpie du mélange s'exprime :

$$i = (1 - \lambda) i_\ell + \lambda i_v \quad (8.2)$$

Il est également nécessaire de connaître la viscosité du mélange pour caractériser l'écoulement. Ce paramètre, en revanche, ne peut être déterminé que par une loi empirique. Il existe dans la littérature plusieurs lois donnant la viscosité du mélange en fonction de la proportion massique de vapeur et de la viscosité des composants [Wal69]. Sadaat et Flint [SF96] ont montré que la loi de Mc Adams est plus précise dans le cas d'écoulements en film mince. Elle s'exprime :

$$\mu = \frac{1}{\frac{1-\lambda}{\mu_\ell} + \frac{\lambda}{\mu_v}} \quad (8.3)$$

Nous utiliserons cette expression.

Enfin, lorsque le fluide est diphasique, sa pression et sa température ne sont plus indépendantes et évoluent en suivant la courbe de saturation.

#### Équations de bilan

Les équations du problème ont été établies sur un volume de contrôle de hauteur  $h$  et de largeur  $\Delta r$  comme cela est illustré sur la figure 8.3. Les caractéristiques du fluide sont supposées constantes sur ce volume élémentaire. Nous noterons  $\Delta S = 2\pi r \Delta r$  l'aire horizontale de l'élément. La conservation de la masse sur ce volume se traduit par :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho h) \Delta S - \dot{m}_w + \dot{m}_e = 0 \quad (8.4)$$

Les effets d'inertie étant négligés, le débit massique aux frontières du volume s'exprime :

$$\dot{m} = \frac{\rho}{\mu} \pi r \frac{\partial p}{\partial r} \frac{h^3}{6}$$

En reportant cette expression dans l'équation 8.4, on obtient une équation aux dérivées partielles sur la pression dont la solution nous donne le champ de pression dans l'interface. Si l'énergie cinétique du fluide est également négligée, la conservation de l'énergie dans le volume conduit à :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho i h) \Delta S - \dot{m}_w i_w + \dot{m}_e i_e - \Delta S \frac{\partial p}{\partial t} - \Delta S \frac{\mu \omega^2 r^2}{h} + \Delta S (q_1 + q_2) = 0 \quad (8.5)$$

où  $q_1$  et  $q_2$  sont les flux de chaleur échangés respectivement avec le stator et le rotor. Ils sont comptés positifs lorsque la chaleur est transférée du fluide vers le solide considéré. Pour éviter des oscillations numériques les termes de transports ( $\dot{m}i$ ) sont évalués en respectant le sens de l'écoulement grâce à un schéma décentré.

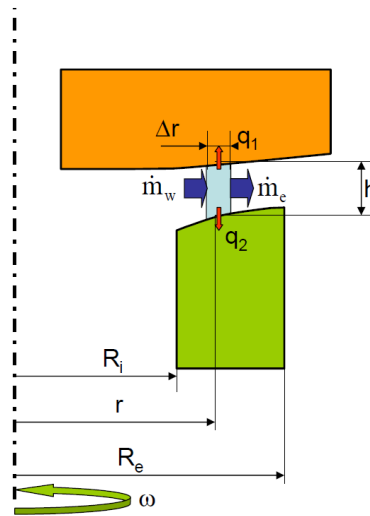


FIGURE 8.3 – Description du modèle

### 8.1.3 Couplage fluide-solides

Le modèle développé ici étant instationnaire, il n'est pas possible d'utiliser de matrices de coefficients d'influence. En effet, la température des solides à un instant  $t$  ne dépend pas que du chargement thermique au même instant mais également des chargements précédents. Il a donc été décidé de résoudre, au sein même du modèle, les équations de la thermo-élasticité dans les solides. L'équation de la chaleur dans les solides s'exprime :

$$\frac{\rho C}{k} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (8.6)$$

L'équation de Lamé-Navier permet la détermination des déformations des faces :

$$\frac{1}{2(1+\nu)} \overrightarrow{\text{grad}} \text{div } \vec{u} + \frac{(1-2\nu)}{2(1+\nu)} \Delta \vec{u} - \lambda \overrightarrow{\text{grad}} T = \vec{0} \quad (8.7)$$

Les conditions imposées sur les faces des solides sont des flux de chaleur dans les zones monophasiques ou des températures dans les régions de changement de phase. Les déplacements calculés sont ajoutés à l'épaisseur de film.

### 8.1.4 Modélisation numérique

Les équations de bilan 8.4 et 8.5 discrétisées sont obtenues en utilisant un schéma temporel implicite et des différences finies de premier ordre pour les gradients spatiaux. Les équations dans les solides sont résolues par la méthode des éléments finis qui offre la possibilité d'étudier des domaines de forme géométrique réaliste.

La procédure numérique de résolution est la suivante : Le champ de pression est d'abord calculé à partir de l'équation 8.4. La distribution radiale de la température de saturation est déterminée. Puis une vérification et une attribution de l'état du fluide est réalisée élément par élément. Dans les zones de liquide pur ou vapeur pure, un flux de chaleur annulant l'équation 8.5 est calculé et appliqué aux solides. Dans les zones de mixture, la température est imposée égale à la température de saturation. Les équations dans les solides sont résolues par la méthode des éléments finis. Le flux de chaleur dans les zones mixtes étant connu, il est possible de calculer la qualité du mélange qui permet d'annuler l'équation de l'énergie. Les déplacements des faces sont mis à jour. La distance des surfaces est ajustée en accord avec l'équation de la dynamique 2.3. Le processus est répété jusqu'à ce que les variables se stabilisent, puis le temps est incrémenté.

## 8.2 Étude expérimentale

### 8.2.1 Le banc d'essais

Pour cette étude le banc d'essais mis au point pour l'étude du comportement TEHD (voir paragraphe 6.3) a été réutilisé. En revanche, des modifications importantes ont été apportées à la centrale hydraulique, présentée sur la figure 8.4, pour qu'elle alimente la cellule en eau jusqu'à 120°C, avec une pression de 0.15MPa et un débit de 3L/min. Il a également été nécessaire d'isoler thermiquement toutes les parties chaudes pour limiter les pertes et assurer la sécurité des utilisateurs. Enfin, le diamètre extérieur du rotor a été augmenté pour favoriser la dissipation visqueuse et élargir la zone de visualisation. Le stator initialement en fluorine a été remplacé par un disque en saphir plus résistant aux chocs thermiques.

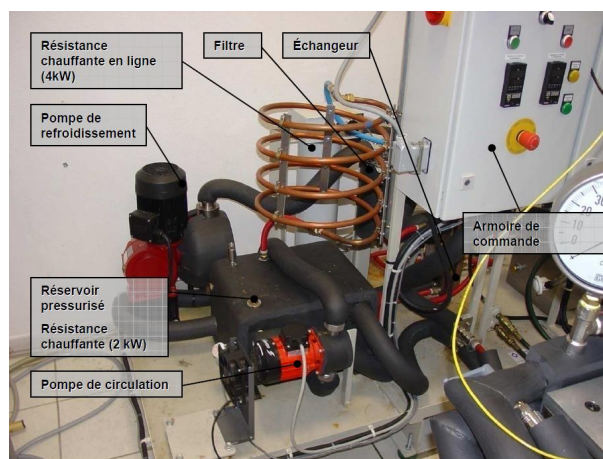


FIGURE 8.4 – Présentation de la centrale hydraulique

### 8.2.2 Mesures optiques

La méthode de mesure par thermographie infrarouge précédemment présentée a bien sûr été réutilisée ici afin de relever la distribution de température dans l'interface de la garniture. Nous avons de plus décidé d'ajouter un éclairage monochromatique et une caméra optique CCD afin d'effectuer des mesures par interférométrie (voir figure 8.5).

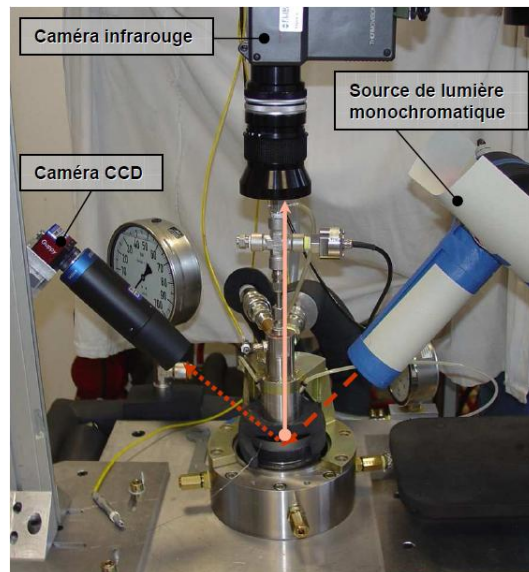


FIGURE 8.5 – Présentation des mesures optiques réalisées

Le principe de la mesure est décrit sur la figure 8.6. Les variations d'épaisseur et principalement la conicité du rotor conduisent à l'apparition de franges d'interférences dans l'interface. Le pas  $\Delta p$  des ces franges est lié à l'indice de réfraction  $n$  du milieu traversé :

$$\Delta p \beta = \frac{\lambda}{2n \cos \left[ \arcsin \left( \frac{1}{\sqrt{2n}} \right) \right]}$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde de la lumière. L'indice de réfraction de l'eau étant de 1.333 alors que celui de la vapeur est d'environ 1, l'idée est d'observer des variations de pas de franges lorsque l'eau se transforme en vapeur. Cette mesure, qui a demandé un temps important de mise au point, a malheureusement présenté un certain nombre de limitations. La première est présentée sur la figure 8.6. Les franges ne sont plus visibles lorsque le rotor tourne car il n'est pas parfaitement axisymétrique. D'autre part la conicité des faces évolue de façon sensible avec la température d'alimentation car le système de fixation en acier a un coefficient de dilatation linéaire supérieur à celui du rotor en carbone. On atteint donc en fonctionnement des angles de cônes très élevés. La différence d'altitude sur la figure 8.6 dans le cas statique est de  $9\mu\text{m}$  entre la droite et la gauche de l'image. Les variations de pas sont donc très affectées par les déformations. D'autre part, il s'est avéré que la rugosité du rotor perturbe les réseaux de franges. Le dépouillement a nécessité la mise au point d'une méthode de filtrage par série de Fourier. Malgré ces inconvénients, on peut aisément distinguer, dans le cas dynamique, une bande claire en périphérie du rotor, qui est caractéristique d'un changement de phase.

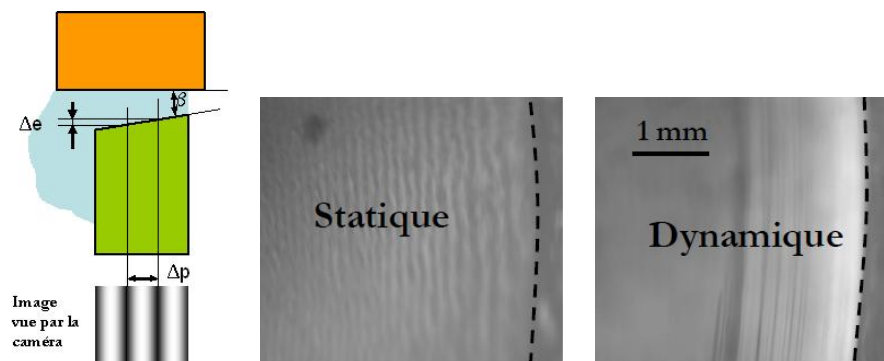


FIGURE 8.6 – Principe de la mesure par interférométrie et exemples de résultats

Température d'alimentation $T_i$	117°C
Pression d'alimentation $P_i$	0.142MPa
Vitesse de rotation $\omega$	1500tr/min
Coefficient de compensation $B$	0.9 → 0.65

TABLE 8.1 – Conditions d'essais

### 8.2.3 Comparaison théorie-expérience

Nous ne présenterons dans ce paragraphe qu'une partie des comparaisons qui ont été effectuées en dynamique c'est-à-dire avec l'arbre en rotation. Lors des essais, aucun phénomène d'instabilité n'ayant été observé, les comparaisons se feront pour le régime établi. Les conditions dans lesquelles ont été réalisés les essais et les simulations sont détaillées dans le tableau 8.1.

Intéressons-nous dans un premier temps aux résultats des calculs. La figure 8.7 présente le couple de frottement et le débit de fuite en fonction du coefficient de compensation  $B$ . Pour la plus grande valeur de  $B$ , le niveau de fuite est insignifiant alors que le couple de frottement est maximal. Ceci est dû à la réduction de l'épaisseur de film générée par une plus grande force de fermeture. Lorsque  $B$  diminue, le couple tend rapidement vers zéro alors que le débit augmente de façon drastique.

Les profils de température calculés dans l'interface sont présentés sur la figure 8.8 à gauche. Pour la plus forte valeur de  $B$ , la température croît dans la direction de la fuite sous l'effet de la dissipation visqueuse puis diminue légèrement en sortie en raison de l'énergie consommée par le changement de phase et la baisse de la dissipation résultant de la faible viscosité de la vapeur. Le changement de phase dans cette situation est complet et discret c'est-à-dire que l'eau se transforme complètement en vapeur sur un noeud. Si le coefficient d'équilibrage diminue, l'épaisseur de film augmente ainsi que le débit de fuite alors que le couple de frottement chute fortement. Le profil de température chute alors fortement. La puissance fournie par dissipation visqueuse n'est pas suffisante pour vaporiser complètement la fuite, la température en sortie du film est donc égale à la température de vapeur saturante à pression ambiante. L'énergie de changement de phase est principalement fournie par le fluide lui-même qui subit une forte baisse de température. Lorsque  $B$  diminue encore, la température dans l'interface augmente progressivement en raison de l'augmentation du débit qui favorise l'entrée de fluide chaud dans le contact. Pour la plus faible valeur du coefficient de compensation, la température est quasiment constante sur une large portion de l'interface avant de chuter très rapidement. Dans ce cas particulier, la puissance nécessaire à la vaporisation du fluide est de l'ordre de 8kW et elle est principalement fournie par la baisse de température du fluide. Ce cas n'est évidemment pas réalisable sur le banc d'essais qui ne peut fournir une telle puissance et un tel débit en régime continu.

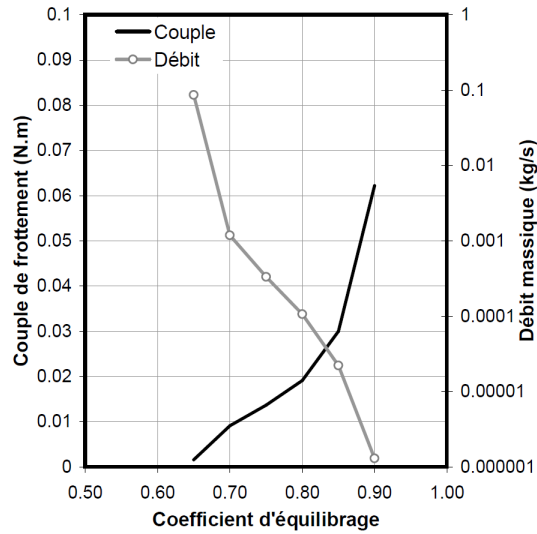


FIGURE 8.7 – Influence du coefficient d'équilibrage sur le couple de frottement et le débit de fuite

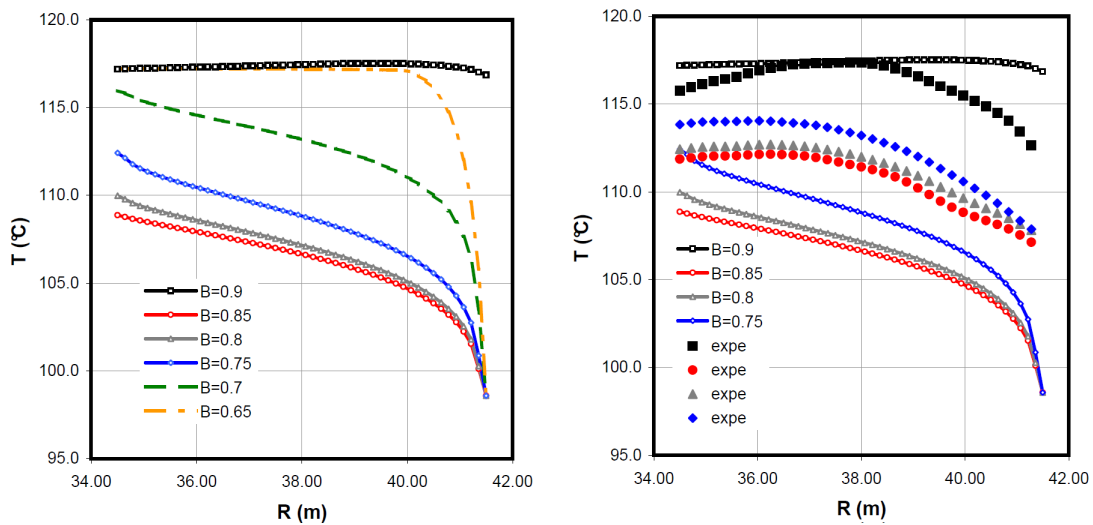


FIGURE 8.8 – Profils radiaux de température pour différentes valeurs du coefficient d'équilibrage

La comparaison entre les profils de température mesurés et calculés sont présentés sur la figure 8.8 à droite. Les écarts observés sont relativement importants. Ils ont plusieurs origines. Tout d'abord, il existe une incertitude importante sur le coefficient de compensation réel de la garniture mécanique d'essais en raison des forces de frottement des joints toriques du piston qui sont fortement affectés par les dilatations différentielles des pièces. D'autre part, le champ température mesuré dépend de nombreuses caractéristiques physiques (saphir, carbone, eau, vapeur, atmosphère, caméra) qui affectent la précision de la mesure. Les échanges de chaleur entre le disque en saphir et le piston métallique, qui n'ont pas été modélisés, peuvent affecter les distributions réelles de température. Enfin, les profils des surfaces ne sont pas précisément connus. Cependant, on observe un accord qualitatif entre les résultats. Pour la plus forte force de fermeture, la température est plus élevée dans le contact et en sortie d'écoulement. Si cette force diminue, la température dans le contact chute. Puis elle augmente progressivement si la force de fermeture est réduite à nouveau comme pour les simulations. La température en sortie reste à peu près constante ce qui indique un changement de phase incomplet, en accord avec les calculs.

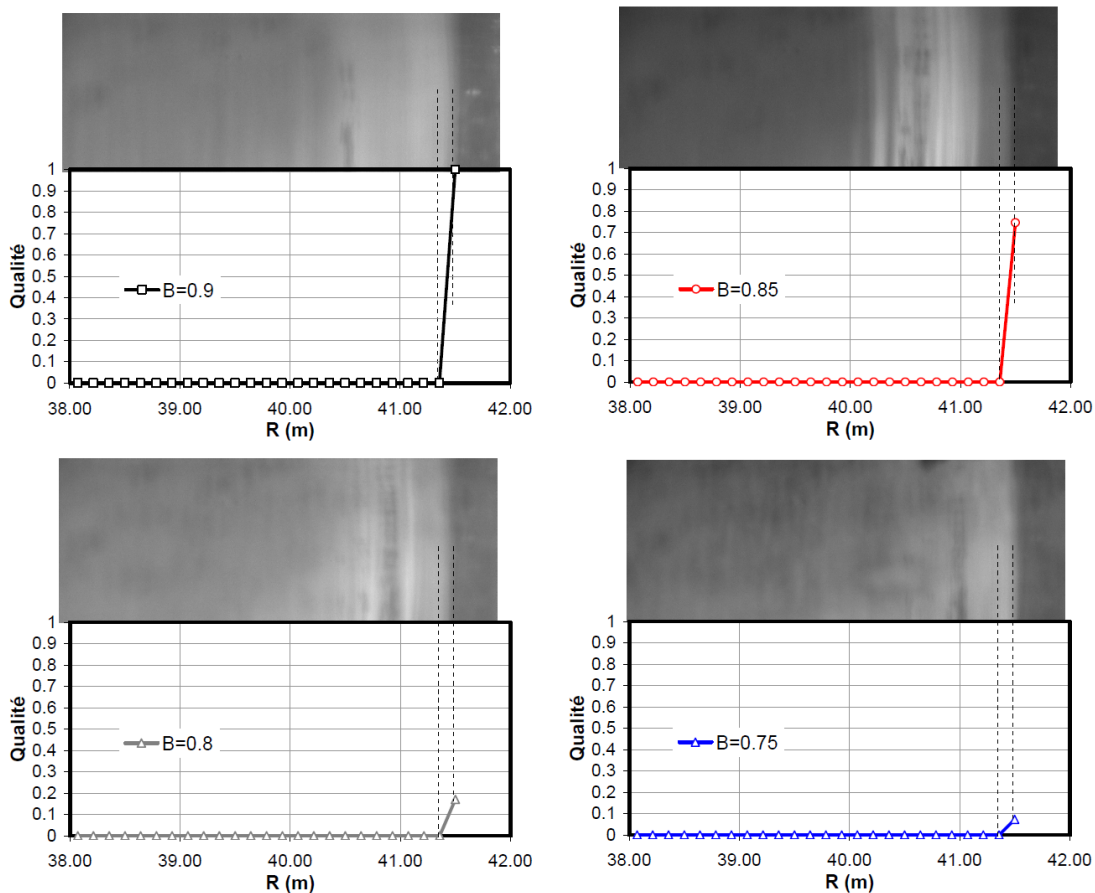


FIGURE 8.9 – Comparaison des profils de qualité et des images interférométriques

Pour les mêmes cas, la figure 8.9 compare les distributions radiales de qualité calculées avec les images interférométriques. On remarque que la vaporisation se produit sur une zone très réduite près de la sortie. En fait seul le cas correspondant à  $B = 0.65$  présente une zone de mélange plus étendue. Des zones claires sont visibles sur les images près de la sortie du contact qui indiquent un changement de phase. Ces zones sont toutefois plus étendues que celles obtenues par simulations. Ceci peut provenir d'une différence de distribution d'épaisseur de film. En outre, les rotors utilisés présentent un chanfrein



qui n'a pas été modélisé.

### 8.2.4 Comportement cyclique

Si le coefficient de compensation est augmenté, la dissipation visqueuse augmente. Celle-ci peut alors interagir avec l'énergie absorbée par évaporation et entraîner l'apparition d'un comportement cyclique. En utilisant  $B = 0.925$ , ce type de comportement est observé pour la garniture expérimentale. La figure 8.10 montre l'évolution au cours du temps des températures dans le film, du couple de frottement, de l'épaisseur de film et des débits en entrée et en sortie du film simulés numériquement. Bien que les variations de températures soient modérées, les variations de couple et de débit sont significatives. La période des oscillations est de l'ordre d'une dizaine de seconde, ce qui est en accord avec l'expérience [Lym69] et des résultats numériques précédemment publiés [BS95]. Ce type de comportement n'a toutefois pas été observé sur la cellule expérimentale. En effet, les oscillations ne se produisent que pour une petite plage de valeurs de la force de fermeture ( $0.9 < B < 1$ ), ce qui est du même ordre de grandeur que l'incertitude sur celle-ci.

Des champs de température dans les solides sont présentés pour différents instants au cours d'un cycle sur la figure 8.11. La zone affectée se situe près de la sortie de l'écoulement où le film est plus mince et la dissipation visqueuse plus intense.

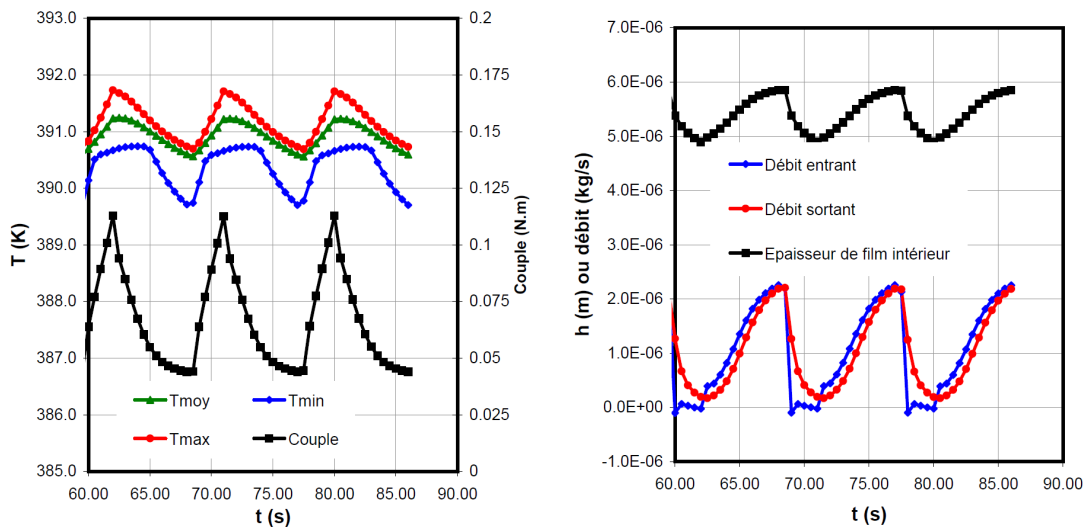


FIGURE 8.10 – Exemple de comportement cyclique simulé pour le banc d'essais ( $B = 0.925$ )

## 8.3 Exemples de résultat

Je ne présenterais ici qu'une petite partie des résultats obtenus dans le cadre de la thèse de Fabien Migout. La garniture étudiée est composée de deux anneaux de section rectangulaire (comme sur la figure 8.3) dont les caractéristiques sont indiquées dans le tableau 8.2. Deux cas seront étudiés, le second correspondant à un fonctionnement plus sévère. Toutefois dans ces différents tests, pour lesquels une période de démarrage a été simulée, aucun comportement périodique ou instable n'a été identifié. Un régime stationnaire est atteint au bout de quelques dizaines de secondes.

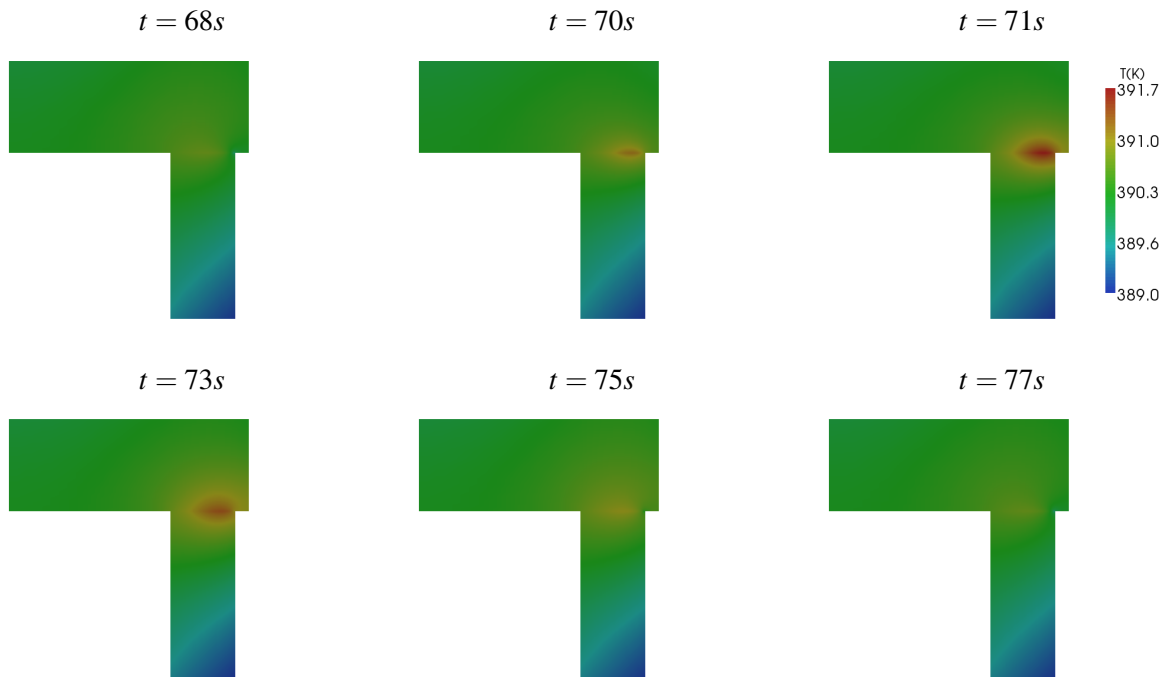


FIGURE 8.11 – Champ de température dans les solides au cours d'un cycle

Paramètre	Stator	Rotor
Rayon intérieur $R_i(m)$	0.028	0.029
Rayon extérieur $R_e(m)$	0.037	0.033
Hauteur ( $m$ )	0.007	0.008
Matériau	SiC	Carbone

TABLE 8.2 – Caractéristiques des anneaux de la garniture étudiée

Paramètre	Cas 1	Cas 2
Vitesse de rotation ( $rad/s$ )	500	1000
Coeffeicient d'équilibrage	0.775	0.925
Pression intérieure $p_i(MPa)$	0.101325	0.101325
Pression extérieure $p_e(MPa)$	1.101325	1.101325
Fluide	eau	eau
Température d'entrée $T_e(K)$	423.15	453.15

TABLE 8.3 – Conditions de fonctionnement de la garniture étudiée

### 8.3.1 Influence de la largeur des faces

Ce paragraphe s'intéresse à l'effet d'un élargissement des faces sur le comportement global de la garniture mécanique. Les conditions de fonctionnement correspondent au cas n°1 du tableau 8.3. L'augmentation de la largeur est obtenue en modifiant le rayon extérieur du rotor (et du stator). Nous ne présentons ici que les résultats en régime établi. Notons que pour les trois largeurs testées, le fluide change complètement de phase et ceci de manière discrète près du rayon extérieur.

La figure 8.12 a) présente l'évolution du couple de frottement, du débit de fuite et de l'épaisseur minimale de film à l'équilibre lorsque la largeur de l'interface varie. Assez logiquement, plus l'aire de la surface de frottement est grande plus le couple de frottement est élevé. Cette variation est associée à une augmentation plus marquée de l'épaisseur de film et du débit. La partie droite de la figure 8.12 montre les profils de températures dans l'interface pour les trois largeurs considérées. Quelque soit le cas, la température augmente dans le sens de l'écoulement, atteint un maximum, puis diminue sous l'effet du changement de phase qui absorbe une certaine quantité d'énergie. On remarque que plus l'interface est large, plus la température moyenne du film baisse bien que la puissance dissipée par frottement soit plus importante. Ceci s'explique de la façon suivante. En fait, dans ces trois simulations la puissance dissipée par frottement est de l'ordre de plusieurs dizaines de watt. La puissance nécessaire pour vaporiser le fluide traversant le contact, qui est proportionnelle au débit, est du même ordre de grandeur. L'augmentation de débit étant plus rapide que l'augmentation du couple de frottement, la température moyenne des surfaces baisse lorsque le contact est plus large.

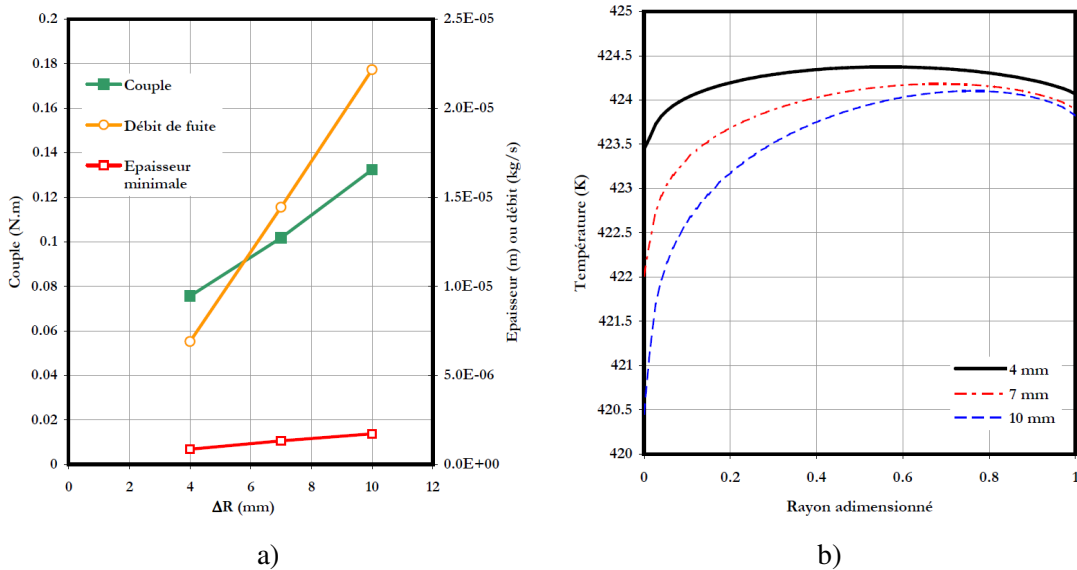


FIGURE 8.12 – Influence de la largeur des faces

### 8.3.2 Etude d'un cas sévère

Nous nous intéressons dans ce paragraphe au cas n°2 du tableau 8.3 pour lequel les conditions sont beaucoup plus sévères que dans le cas précédent. La température d'alimentation a été augmentée et se situe à seulement 6K de la température de saturation, le coefficient d'équilibrage est plus grand et la vitesse deux fois plus élevée.

L'évolution du couple, du débit et de l'épaisseur minimale de film au cours du temps sont présentés sur la figure 8.13. On trouve également la répartition radiale des phases liquide, vapeur et mélange. Pour

cette simulation, la vitesse passe de 0 à sa valeur nominale au temps  $t = 0$ . Au départ, le film est composé d'une zone liquide à 80% et d'une zone de vapeur. L'étendue de cette dernière augmente alors qu'une zone intermédiaire de mixture apparaît. Par suite, l'aire de la zone de liquide diminue fortement pour n'occuper plus que 16% de la largeur lorsque le régime est permanent. Le couple de frottement augmente dans les premiers instants en raison de la baisse rapide de l'épaisseur de film puis chute lorsque l'étendue de la zone de liquide recule fortement. L'épaisseur minimale de film diminue en raison des déformations thermoélastiques mais aussi à cause de la répartition des phases. Elle se stabilise à une valeur inférieure à  $0.1\mu\text{m}$ . Par conséquent le débit est extrêmement faible (environ 10000 fois plus petit que dans le calcul précédent).

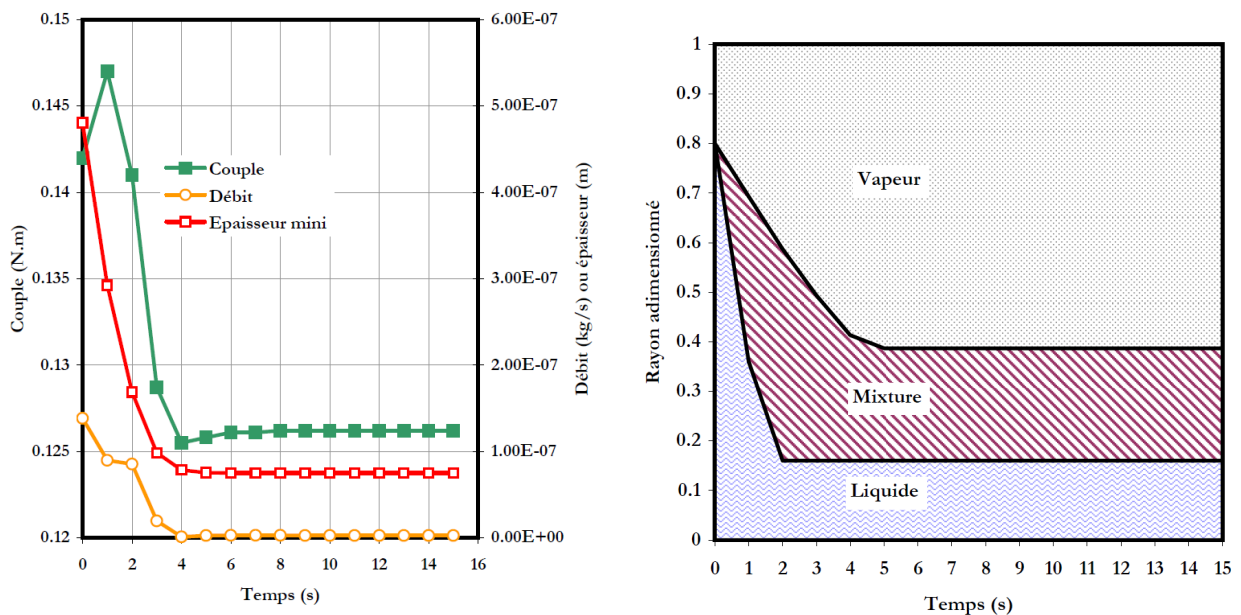


FIGURE 8.13 – Évolution temporelle du couple, du débit, de l'épaisseur et de la répartition des phases au cours d'un démarrage (cas n°2)

On peut voir un profil de température et la distribution radiale de qualité pour  $t = 9\text{s}$  sur la figure 8.14. Près de la section d'entrée, le fluide est liquide et la température augmente rapidement sous l'effet de la dissipation visqueuse. La température du fluide atteint la courbe de saturation. Le fluide se vaporise ensuite progressivement en suivant la courbe de saturation et en subissant donc une légère baisse de température. Une fois qu'il est complètement vaporisé c'est-à-dire que  $\lambda = 1$ , sa température augmente à nouveau.

Contrairement au cas précédent, la puissance nécessaire à la vaporisation du fluide est ici négligeable. Il est souvent admis en lubrification que, lorsque le débit est très faible, le changement de phase se produit de manière discrète. Cet exemple et le précédent montrent le contraire. Pour mieux comprendre cette conclusion inhabituelle, il faut s'intéresser à la pente de la courbe de saturation au moment où la température du fluide la rejoint. On peut voir sur la figure 8.14 que les deux courbes ont des pentes proches ce qui autorise une évolution le long de la courbe de saturation. En revanche, en prolongeant mentalement la courbe de saturation de la figure 8.14, on imagine aisément qu'elle coupe les profils de température de la figure 8.12 avec une pente très prononcée. Une évolution de la température le long de cette courbe nécessiterait des flux de chaleur locaux très importants.

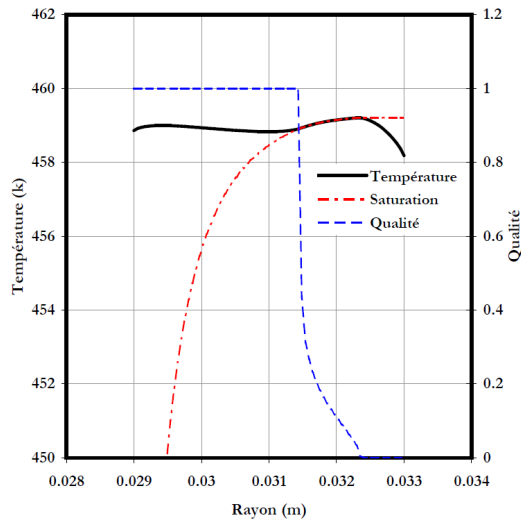


FIGURE 8.14 – Distribution radiale de température et de qualité à  $t = 9s$

## 8.4 Conclusions

Ce chapitre dédié à l'étude des garnitures mécaniques fonctionnant avec un fluide se vaporisant lors de son écoulement a montré la complexité du problème due aux nombreux couplages mis en jeu. Tout d'abord, l'ensemble des phénomènes étudiés dans le chapitre 6, comportement TEHD, interviennent : dissipation visqueuse, transferts de chaleur et déformations. Les aspects thermodynamiques liés au changement de phase viennent s'y ajouter.

Différents types de comportement ont pu être observés. Dans de nombreux cas, le fluide se vaporise entièrement sur une très faible étendue radiale ce qui valide l'utilisation de modèle discret de vaporisation. Cependant, dès que l'épaisseur de film augmente, la vaporisation se produit de manière progressive et le fluide n'est pas nécessairement entièrement vaporisé dans l'interface comme cela a déjà été montré par ailleurs. Mais nous avons montré qu'une vaporisation progressive peut se produire même lorsque le film est très mince, ce qui n'était pas évident a priori. Des comportements cycliques sont, dans certaines conditions, observés. Il serait intéressant de comprendre les mécanismes qui régissent l'apparition de ce phénomène défavorable mais aussi la période des oscillations. La thèse de Fabien Migout apportera certainement des réponses à ce sujet.

L'étude expérimentale a permis une validation qualitative du modèle. Malgré un temps important consacré à la mise en place des essais, les résultats obtenus sont difficilement exploitables en raison de l'incertitude sur plusieurs paramètres. Un banc d'essais permettant l'étude de garnitures mécaniques réelles dans des conditions sévères est en cours de développement et constituera un outil intéressant pour approfondir l'étude de cette thématique.

## **Troisième partie**

# **Garnitures mécaniques à film épais**



## Chapitre 9

# L'écoulement en film épais

Ce chapitre s'intéresse à la modélisation de l'écoulement lorsque la distance entre les surfaces est telle que l'écoulement n'est plus laminaire et que les effets d'inertie du fluide interviennent. Ceci a principalement été développé dans le cadre de l'analyse des garnitures hydrostatiques utilisées sur les pompes primaires de centrales nucléaires au cours de plusieurs contrats de collaboration avec EDF entre 1999 et 2008. Ce travail a donné lieu à plusieurs publications [Bru05, BGTPD08, BT09, BT07, BT06, BTF02]. Nous nous intéresserons ici plus particulièrement au cas d'un fluide incompressible. Mais nous discuterons dans la dernière section de l'extension à un fluide compressible en vue de l'application des équations aux garnitures mécaniques pour gaz.

### 9.1 Les régimes d'écoulement

L'écoulement entre les faces d'une garniture est en première approximation assez proche de celui qui s'établit entre deux disques plans. La littérature est, dans ce domaine, assez riche. Mais comme nous le verrons, il n'y a malheureusement aucune donnée pour des conditions identiques à celles rencontrées dans les garnitures hydrostatiques.

#### 9.1.1 Configuration

La configuration du problème est présentée sur la figure 9.1 et est identique à celle utilisée dans le chapitre 3.

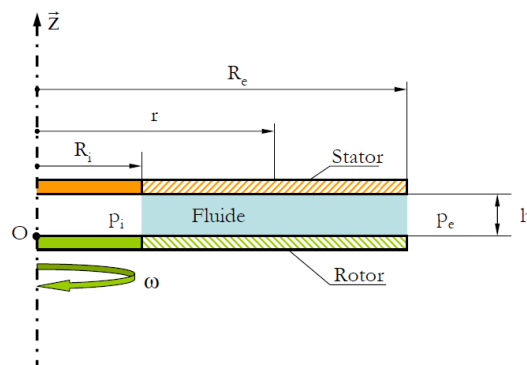


FIGURE 9.1 – Configuration du problème



L'écoulement entre les deux surfaces est régi par plusieurs nombres sans dimensions. Le premier est le facteur d'aspect géométrique qui est défini de la façon suivante :

$$G = \frac{h}{r} \quad (9.1)$$

L'écoulement de Couette du au mouvement du rotor est caractérisé par le nombre de Reynolds  $Re_C$  qui s'exprime :

$$Re_C = \frac{\rho \omega r h}{\mu} \quad (9.2)$$

L'écoulement radial dit de Poiseuille est contrôlé par le nombre de Reynolds suivant :

$$Re_P = \frac{\rho Q}{\mu 2\pi r} \quad (9.3)$$

où  $Q$  est le débit volumique traversant l'interface. Notons que chaque nombre a été défini avec le rayon local  $r$  mais peut être calculé pour le rayon extérieur  $R_e$ .

Ce qui différencie notre problème des travaux disponibles dans la littérature est la très faible valeur du facteur d'aspect  $G$ , de l'ordre de  $10^{-3}$  à  $10^{-5}$  dans le cas particulier des garnitures mécaniques. En effet, les études qui ont été réalisées sont principalement en rapport avec les écoulements dans les turbomachines pour lesquels le facteur  $G$  a une valeur généralement supérieure à  $10^{-2}$ .

### 9.1.2 Écoulement de Couette entre un disque en rotation et un disque au repos

Nous nous intéressons tout d'abord au cas de l'écoulement entre un disque en rotation et un disque au repos sans débit radial imposé. En 1960, Daily et Neece [DN60] présentent les résultats d'une étude sur l'écoulement autour d'un disque en rotation dans une chambre fermée. Ils différencient quatre régimes d'écoulement en fonction de la valeur du nombre de Reynolds et du facteur d'aspect :

- I** régime laminaire avec couches limites aux parois confondues ;
- II** régime laminaire avec couches limites aux parois séparées ;
- III** régime turbulent avec couches limites aux parois confondues ;
- IV** régime turbulent avec couches limites aux parois séparées.

La cartographie des 4 régimes est présentée sur la figure 9.2 ainsi que la zone de fonctionnement des garnitures mécaniques hydrostatiques. On observe que ce type d'étanchéité fonctionne à l'intersection des régimes I et III, c'est-à-dire avec des couches limites aux parois confondues mais avec un écoulement qui peut être laminaire ou turbulent.

Les limites données par Daily et Neece restent toutefois assez qualitatives, il n'y a en effet pas de distinction entre la fin du régime laminaire et le début du régime turbulent. En 1991, San'kov et Smirnov [SS91] réalisent une étude théorique sur la stabilité de l'écoulement de Couette inter-disques. Pour cela, ils utilisent une solution analytique de l'écoulement qu'ils viennent perturber. San'kov et Smirnov ont identifié plusieurs types d'instabilités qui se caractérisent par des tourbillons enroulés en spirales autour de l'axe de rotation mais dont l'angle d'enroulement varie. Nous nous intéressons ici uniquement aux instabilités observées pour les faibles valeurs du facteur d'aspect  $G$ . Les auteurs dénomment ce type de transition, l'instabilité de type I. L'angle de la spirale est de l'ordre de quelques degrés. Cette instabilité a effectivement été visualisée par Schouveiler et al. [SLGC01]. La valeur théorique du nombre de Reynolds à laquelle apparaît cette instabilité est représentée sur la figure 9.3 en fonction du facteur  $G$  (courbe continue bleue). La courbe présente un minimum pour  $G$  environ égal à 0.025 puis augmente lorsque le

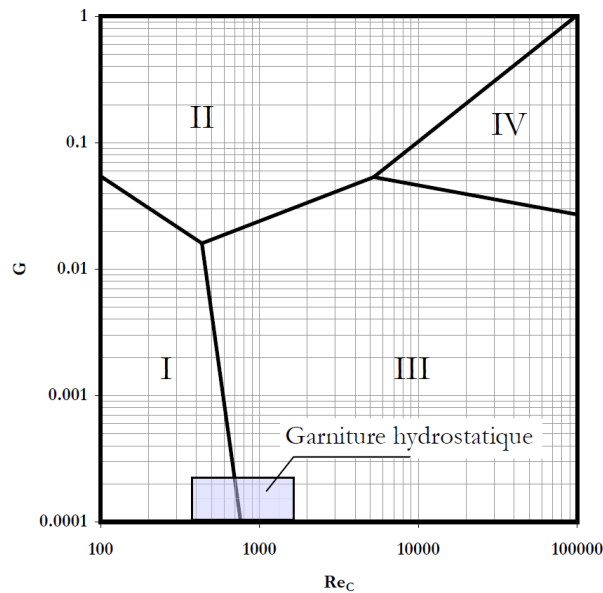


FIGURE 9.2 – Cartographie des régimes d'écoulement entre un disque en rotation et un disque au repos (d'après [DN60])

facteur d'aspect diminue pour atteindre des valeurs de  $Re_C$  d'environ 3700 lorsque  $G$  est proche de 0.005. La courbe théorique est en bon accord avec des données expérimentales obtenues par les mêmes auteurs [SS84] pour des valeurs de  $G$  supérieures à 0.01.

En 2004, Harada et Tsukazaki [HT04] présentent une étude similaire mais pour des facteurs d'aspect de plus faible valeur. Lorsque  $G > 0.01$ , ils obtiennent un nuage de points dont la limite inférieure est bornée par la courbe de stabilité. Quand  $G < 0.01$ , le nuage de point est beaucoup moins dispersé et s'écarte fortement de la courbe de stabilité théorique. Au lieu d'augmenter lorsque  $G$  diminue, le nombre de Reynolds critique est plutôt constant autour de 1100. Leurs résultats sont en excellent accord avec les observations de Rerbal, en 1980 [Rer80], sur une butée hydrodynamique. En outre, lorsque  $G < 0.002$ , le nombre de Reynolds semble diminuer de nouveau. Harada et Tsukasaki [HT04] ont également déterminé la frontière entre le régime tourbillonnaire et le régime turbulent. Leurs résultats (croix rouges sur la figure 9.3) indiquent que le nombre de Reynolds critique est d'environ 2000 pour  $G = 0.01$  et qu'il décroît progressivement lorsque le facteur de forme diminue. Celui-ci vaut environ 1500 lorsque  $G$  est de l'ordre de 0.002.

Il n'existe pas à ma connaissance d'étude concernant des écoulements avec de plus faibles valeurs du facteur de forme. Pour étendre notre analyse, il est légitime de supposer que lorsque  $G$  tend vers 0, on se rapproche d'un écoulement plan. En 1997, Bottin et al. [BDD97] donnent une cartographie précise de la transition laminaire turbulent dans un écoulement de Couette plan en fonction de la taille de la perturbation. Leurs résultats ont été reportés sur la carte de stabilité de l'écoulement inter-disques pour les faibles valeurs de  $G$  en ajoutant un intervalle d'incertitude caractérisant les variations des nombres de Reynolds en fonction de l'amplitude de la perturbation. Il est intéressant de remarquer que les valeurs critiques obtenues pour l'écoulement plan semblent compatibles avec celles pour l'écoulement entre disques avec un faible facteur d'aspect. En effet, si on prolonge mentalement les données de Rerbal [Rer80] ou de Harada et Tsukazaki [HT04], une jonction des courbes est tout à fait plausible comme l'illustrent les courbes en pointillé.

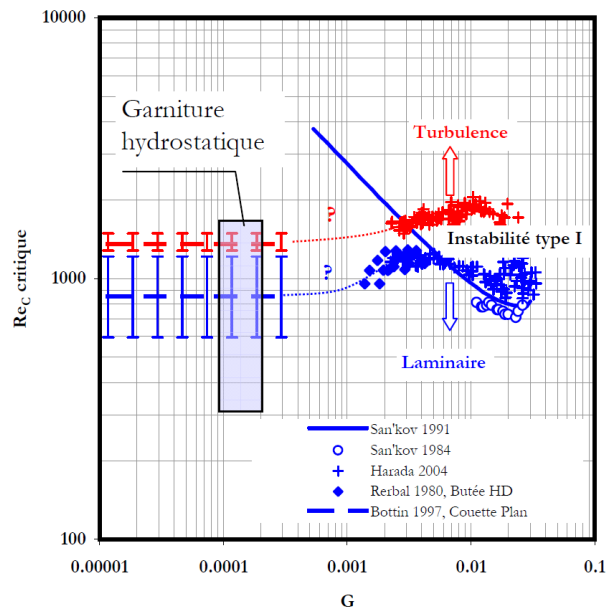


FIGURE 9.3 – Carte de stabilité d'un écoulement de Couette inter-disques (bleu : fin du régime laminaire stable, rouge : début du régime turbulent)

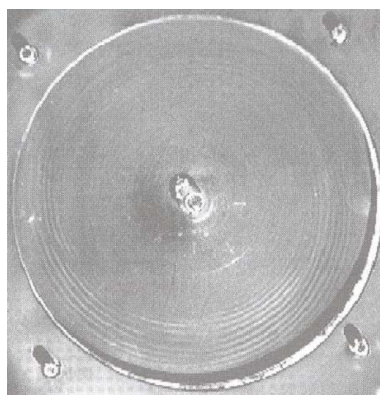


FIGURE 9.4 – Instabilité de type I ou SRIII [SLGC01]

La zone de fonctionnement des garnitures hydrostatiques a été ajoutée sur la figure 9.3. Etant donné la très faible valeur du facteur  $G$ , aucune des données concernant les écoulements inter-disques n'est comprise dans la zone d'intérêt. En revanche, on peut observer que, sur la base des travaux traitant de l'écoulement plan de Couette, une garniture hydrostatique peut fonctionner dans des régimes laminaire, transitionnel ou turbulent.

### 9.1.3 Écoulement de Poiseuille entre deux disques au repos

Lorsque les deux disques sont immobiles et qu'un gradient de pression ou un débit est imposé aux frontières des disques, un écoulement de type Poiseuille s'établit. On trouve dans la littérature deux types de configurations conduisant à des comportements différents. Si la haute pression se situe au rayon intérieur des disques, l'écoulement est centrifuge et décéléré, la section de passage augmentant dans le sens de l'écoulement (figure 9.5 a). Dans ce cas, le nombre de Reynolds  $Re_p$  diminue dans le sens de la fuite. Il y a également la situation inverse, qui se rapproche de celle des garnitures hydrostatiques où l'écoulement est centripète et accéléré (figure 9.5 b).

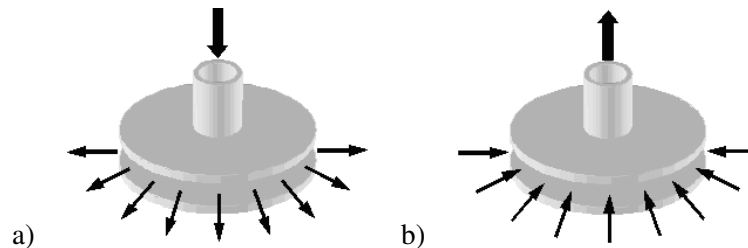


FIGURE 9.5 – Écoulement de Poiseuille inter-disques a) décéléré b) accéléré

Pour les écoulements décélérés, les limites de transition sont à peu près identiques d'un auteur à l'autre. L'écoulement qui est turbulent au rayon intérieur conserve les caractéristiques d'un régime turbulent jusqu'à ce que  $Re_p$  soit égal à 1000 [Mol63, TP87]. L'écoulement devient ensuite laminaire pour des valeurs allant de 800 à 600. Ces valeurs sont faibles par rapport à celles usuellement rencontrées en mécanique des fluides. Il semble que l'agitation turbulente soit transportée par l'écoulement.

Dans la configuration opposée, un comportement assez différent est observé. En effet, un écoulement initialement turbulent peut redevenir laminaire bien que le nombre de Reynolds augmente. Murphy et al. [MCME83] ont observé des écoulements d'aspect laminaire pour  $Re_p$  proche de 10000. En fait, sous l'effet de l'accélération, l'intensité turbulente décroît [MCME83, MI93]. Cette transition inverse se produit si le paramètre d'accélération est suffisamment élevé. En utilisant la définition de Mutama et Iacovides [MI93], il s'exprime :

$$K = \frac{G + \beta}{Re_p}$$

où  $\beta$  est l'angle de conicité local. Mutama et Iacovides ont constaté une transition inverse pour  $K = 2.3 \times 10^{-6}$  et  $Re_p = 4000$ . Pour des valeurs de l'ordre de  $K = 4.5 \times 10^{-7}$ , le phénomène n'est plus observé, mais l'écoulement perd son caractère pleinement turbulent (baisse du frottement à la paroi). Dans le cas d'une garniture hydrostatique, ce paramètre varie entre  $5 \times 10^{-7}$  et  $2 \times 10^{-6}$ . Le nombre de Reynolds caractérisant la fuite d'une garniture hydrostatique n'est pas suffisamment élevé pour conduire à l'apparition de turbulence dans l'écoulement mais au contraire, l'accélération radiale peut être suffisante pour maintenir l'écoulement laminaire.

### 9.1.4 Écoulement inter-disques de Couette et Poiseuille combinés

Certains auteurs se sont intéressés au cas où les deux écoulements précédents sont combinés. En 1986, San'kov et Smirnov [SS86] s'intéressent à la stabilité d'un écoulement de Couette inter-disques en présence d'un flux radial centrifuge ou centripète. Malgré des facteurs d'accélération de l'ordre de  $10^{-5}$ , l'écoulement radial n'affecte pas sensiblement les frontières de transitions obtenues lorsque l'écoulement est uniquement de type Couette.

En 1998, Debuchy et al. [DDMM98] étudient l'écoulement turbulent entre deux disques, l'un étant en rotation en présence d'un écoulement radial centripète. La présence de la composante radiale ne réduit pas les niveaux de turbulence par rapport au cas où seule la rotation est considérée. Dans certaines conditions, le débit radial conduit à une augmentation de l'intensité turbulente malgré un facteur d'accélération  $K = 4 \times 10^{-5}$ . Leurs mesures ont été réalisées pour un facteur d'aspect de 0.08 et des nombres de Reynolds  $Re_{Ce}$  et  $Re_{Pe}$  valant environ 120000 et 2000.

Dans sa thèse, Poncet [Pon05] présente une étude assez détaillée sur l'influence de l'écoulement radial sur la transition laminaire turbulent dans un écoulement de type rotor-stator. La plus faible valeur du facteur d'aspect analysée est  $G = 0.0171$ , ce qui reste très éloigné de la configuration d'une garniture hydrostatique. La présence de l'écoulement radial centripète n'affecte pas le processus de transition laminaire turbulent. Il y a tout d'abord des instabilités de type I ou SRIII, puis des spirales turbulentes et enfin des spots turbulents. La figure 9.6 présente la carte de stabilité de l'écoulement pour  $G = 0.0171$ . On a cette fois en abscisse  $Re_{Pe}$ . Ce graphe très intéressant montre que l'écoulement radial bien qu'accélééré ( $K$  étant supérieur à  $10^{-5}$ ) a une très forte influence sur la transition. La distance entre les nombres de Reynolds critiques de fin de régime laminaire et début de régime turbulent diminue et leur valeur décroît. Ceci indique que contrairement à ce que les conclusions du paragraphe précédent pouvaient laisser penser, l'accélération dans la direction radiale ne semble pas réduire le niveau de turbulence mais plutôt favoriser la transition vers la turbulence.

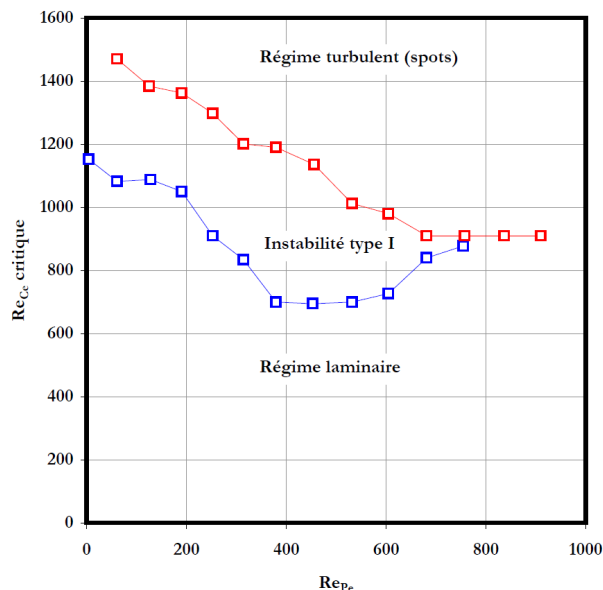


FIGURE 9.6 – Carte de stabilité d'un écoulement inter-disques de Couette et Poiseuille combinés avec  $G = 0.0171$  [Pon05]

Paramètre	Loi n°1	Loi n°2
$Re_{Ct}$	1600	1360
$Re_{Cl}$	930	900
$Re_{Pt}$	1000	-
$Re_{Pl}$	580	-
$\alpha_l$	0.58	0.66
$c$	1	0

TABLE 9.1 – Loi de transition laminaire - turbulent

### 9.1.5 Cas des garnitures hydrostatiques

Les analyses précédentes laissent à penser que lorsque le facteur d'aspect  $G$  est inférieur à 0.001, les limites de fin de régime laminaire et de début de régime turbulent pour un disque en rotation correspondent à celles d'un écoulement de Couette plan. En revanche le rôle de l'écoulement radial n'est pas clair. Lorsque les faces sont au repos, il semble que la composante radiale repousse la transition vers la turbulence en raison de l'accélération du fluide. D'autre part, lorsque les deux écoulements sont combinés, la fuite peut déstabiliser l'écoulement pour des nombres de Reynolds  $Re_C$  plus faibles. Dans nos travaux, la transition a été prise en compte par un facteur d'écoulement qui peut être calculé à partir des deux composantes de l'écoulement :

$$\alpha = \sqrt{\left(\frac{Re_C}{Re_{Ct}}\right)^2 + c \left(\frac{Re_P}{Re_{Pt}}\right)^2} \quad (9.4)$$

où  $Re_{Ct}$  et  $Re_{Pt}$  correspondent aux nombres de Reynolds pour lesquels l'écoulement de Couette et Poiseuille deviennent complètement turbulents. Donc lorsque le facteur d'écoulement  $\alpha$  est supérieur à 1, l'écoulement est complètement turbulent. Lorsqu'il est inférieur à une valeur  $\alpha_l$ , il est laminaire. Le coefficient  $c$  de l'équation 9.4 permet de tenir compte ou non de l'écoulement radial dans le processus de transition. Dans les codes de calculs développés lors de collaborations avec EDF, deux lois de transition ont été adoptées. Les valeurs utilisées sont données dans le tableau 9.1. La représentation graphique des lois est donnée sur la figure 9.7. Pour la seconde loi, l'effet de l'écoulement radial a été négligé.

Cependant, malgré une littérature assez riche dans le domaine des écoulements inter-disques, il apparaît clairement qu'une étude expérimentale est nécessaire pour déterminer plus précisément les seuils de transition dans les cas des garnitures hydrostatiques où le facteur d'aspect  $G$  est très faible. Une cellule d'essais est actuellement en développement pour pallier ce manque.

## 9.2 Modélisation du régime turbulent

Le paragraphe précédent a montré que les garnitures hydrostatiques peuvent fonctionner en régime d'écoulement turbulent. Cette situation nécessite une modélisation appropriée que nous allons développer dans ce paragraphe.

### 9.2.1 Configuration et équations du problème

L'écoulement dans un contact lubrifié peut être considéré comme la superposition d'un écoulement de Poiseuille plan et de Couette plan. Nous nous intéresserons à ces deux types particuliers d'écoulement. La configuration étudiée est présentée sur la figure 9.8. Il s'agit d'un écoulement plan stationnaire entre

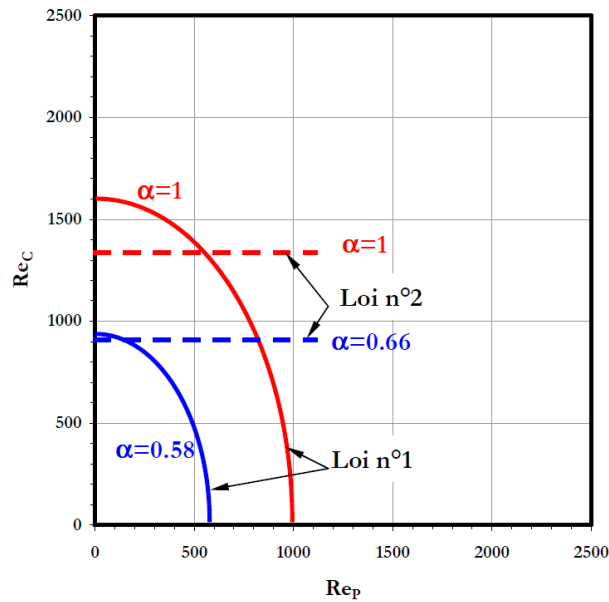


FIGURE 9.7 – Représentation des lois de transition laminaire turbulent utilisées pour les garnitures hydrostatiques

deux plans parallèles distants de  $h$  en présence d'un gradient de pression. Le plan supérieur peut être animé d'une vitesse  $U$ .

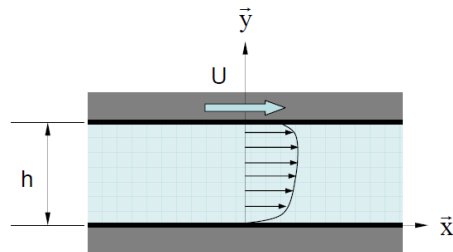


FIGURE 9.8 – Configuration de l'écoulement étudié

Les écoulements turbulents se caractérisent par l'apparition aléatoire de tourbillons de différentes tailles au sein de l'écoulement. Il est d'usage dans l'analyse des écoulements turbulents de s'intéresser au mouvement moyen des particules fluides. Il faut donc décomposer la pression et les composantes de la vitesse en la somme d'une partie moyenne et d'une partie fluctuante :

$$f = \bar{f} + f'$$

Nous ne parlerons pas ici de la méthode de calcul de la moyenne. L'équation de Navier-Stokes pour l'écoulement suivant  $x$ , s'exprime après avoir été moyennée :

$$\rho \frac{d}{dy} (\overline{u'v'}) = \frac{d\bar{p}}{dx} + \frac{d}{dy} \left( \mu \frac{d\bar{u}}{dy} \right) \quad (9.5)$$

où  $u$  et  $v$  sont les composantes de vitesse suivant  $x$  et  $y$ . Le membre de gauche représente la contribution des fluctuations dans l'écoulement moyen. Ce terme peut être modélisé en introduisant le concept de

viscosité turbulente  $\varepsilon_M$  qui permet de faire disparaître les fluctuations [Sch60] :

$$\overline{\rho u'v'} = -\rho\varepsilon_M \frac{d\bar{u}}{dy}$$

Après intégration, l'équation 9.5 devient :

$$\mu \left(1 + \frac{\varepsilon_M}{\nu}\right) \frac{d\bar{u}}{dy} = Ay + B \quad (9.6)$$

où  $\nu$  est la viscosité cinématique et  $A$  et  $B$  des constantes d'intégration.

Il est maintenant utile d'introduire des échelles qui interviendront par la suite :

$$u^+ = \frac{\bar{u}}{U_\tau}, \quad U_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$$

$U_\tau$  est une échelle de vitesse, bien connue des mécaniciens des fluides, basée sur le cisaillement du fluide à la paroi  $\tau_w$ . On peut ensuite introduire une hauteur adimensionnée :

$$y^+ = \frac{yU_\tau}{\nu}$$

qui n'est autre qu'un nombre de Reynolds local basé sur la vitesse de frottement et la distance à la paroi. De cette façon, l'équation 9.6 devient :

$$\left(1 + \frac{\varepsilon_M}{\nu}\right) \frac{du^+}{dy^+} = \bar{\tau} = \frac{\tau}{\tau_w} \quad (9.7)$$

Le taux de cisaillement sans dimension  $\bar{\tau}$  dépend du type d'écoulement :

$$\begin{cases} \text{Couette} & \bar{\tau} = 1 \\ \text{Poiseuille} & \bar{\tau} = 1 - Re_\tau = 1 - \frac{hU_\tau}{2\nu} \end{cases}$$

$Re_\tau$  est le nombre de Reynolds basé sur la vitesse de frottement et la demi hauteur du canal.

Il est maintenant nécessaire d'exprimer la viscosité turbulente pour pouvoir calculer les profils de vitesse dans un écoulement turbulent.

### 9.2.2 Loi de paroi

Bien que la turbulence résulte d'un comportement chaotique, les écoulements turbulents présentent des similarités statistiques. Notamment, si les profils de vitesse d'écoulements plans sont présentés en utilisant les échelles précédemment définies, on observe une superposition des courbes comme le montre la figure 9.9. Les points bleus sont des données expérimentales obtenues pour des écoulements de Couette plans alors que les rouges correspondent à des écoulements de Poiseuille. Il existe trois zones distinctes dans l'écoulement. Tout d'abord une sous couche laminaire près de la paroi ( $y^+ < 5$ ) pour laquelle :

$$u^+ = y^+$$

Il y a ensuite une zone intermédiaire puis pour  $y^+ > 30$  une zone dite logarithmique où la vitesse est une fonction logarithmique de la distance à la paroi :

$$y^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + B \quad (9.8)$$



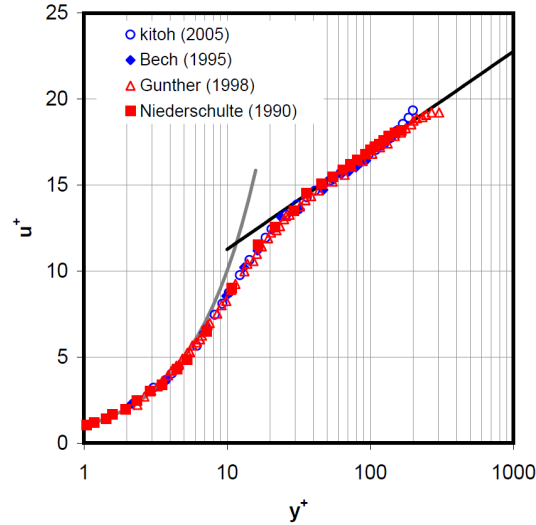


FIGURE 9.9 – Profils de vitesse dans un écoulement de Couette (bleu, [BTAA95, KNN05]) et de Poiseuille (rouge, [GPWH98, NAH90]) entre deux parois lisses

où  $\kappa$  est la constante de Karman qui vaut 0.4 et  $B$  une constante qui vaut environ 5.5.

L'épaisseur de la sous-couche visqueuse diminue lorsque le nombre de Reynolds augmente. En effet, on a :

$$y^+ = 5 \iff \frac{y}{h} = \frac{2.5}{Re_\tau}$$

Si les rugosités des parois ont une épaisseur supérieure à cette sous couche, elles vont affecter les profils de vitesse et même les contrôler. La présence de rugosités conduit à une baisse de la vitesse dans l'écoulement (figure 9.10 a). Les profils ne sont alors plus superposés. En s'intéressant à des écoulements dans des conduites revêtues de grains de sable de diamètres calibrés  $k_s$ , Nikuradse (d'après [Sch60]) a observé que les profils de vitesse n'étaient plus contrôlés par le nombre de Reynolds local mais par le diamètre des grains comme l'illustre la figure 9.10 b. Bien que les profils de vitesse soient modifiés, ils présentent toujours une région logarithmique de même pente. La vitesse dans ce cas s'exprime :

$$y^+ = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{y}{k_s} + C \quad (9.9)$$

avec  $C = 8.5$ . On parle dans ce cas d'écoulement turbulent rugueux.

### 9.2.3 Loi de frottement

Les lois de frottement utilisées en mécanique des fluides relient le taux de cisaillement pariétal adimensionné au nombre de Reynolds de l'écoulement. Si nous choisissons comme vitesse de référence celle au centre du canal ( $U_{cl}$ ) et  $Re_\tau$  comme nombre de Reynolds, il est aisé d'exprimer le facteur de frottement  $C_f$  en supposant que les lois de vitesse logarithmiques sont valables jusqu'au centre du canal. On a :

$$C_f = \frac{2\tau_w}{\rho U_{cl}^2} = \frac{2}{\left(\frac{1}{\kappa} \ln Re_\tau + B\right)^2} \quad (9.10)$$

pour les parois lisses et :

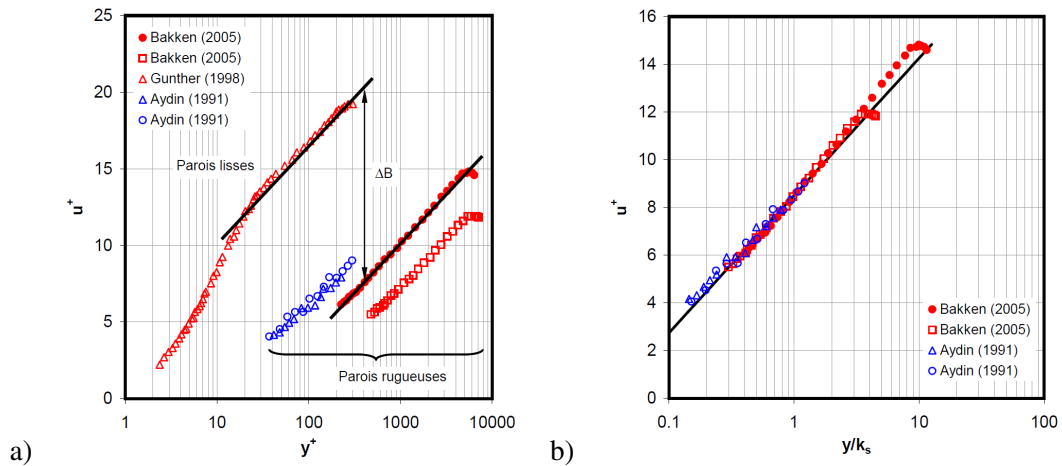


FIGURE 9.10 – Profils de vitesse dans un écoulement de Couette (bleu, [AL91]) et de Poiseuille (rouge, [BKAA05, GPWH98]) entre deux parois lisses ou rugueuses

$$C_f = \frac{2\tau_w}{\rho U_{cl}^2} = \frac{2}{\left(\frac{1}{\kappa} \ln \frac{h}{2k_s} + C\right)^2} \quad (9.11)$$

lorsque l'écoulement est contrôlé par les rugosités. Le frottement est une fonction décroissante du nombre de Reynolds mais une fonction croissante de la hauteur des rugosités. Ces lois sont en excellent accord avec de nombreuses données expérimentales et numériques, aussi bien pour les écoulements de Couette que de Poiseuille et pour des parois lisses ou rugueuses (figure 9.11). Certains auteurs utilisent parfois des lois de frottement obtenues dans les conduites afin d'analyser des écoulements plans de Couette ou Poiseuille en utilisant le concept de diamètre hydraulique (voir [Sch60]). Nous avons reporté ces courbes, en trait mixte, sur la figure 9.11. Ce genre de méthode ne semble pas adapté.

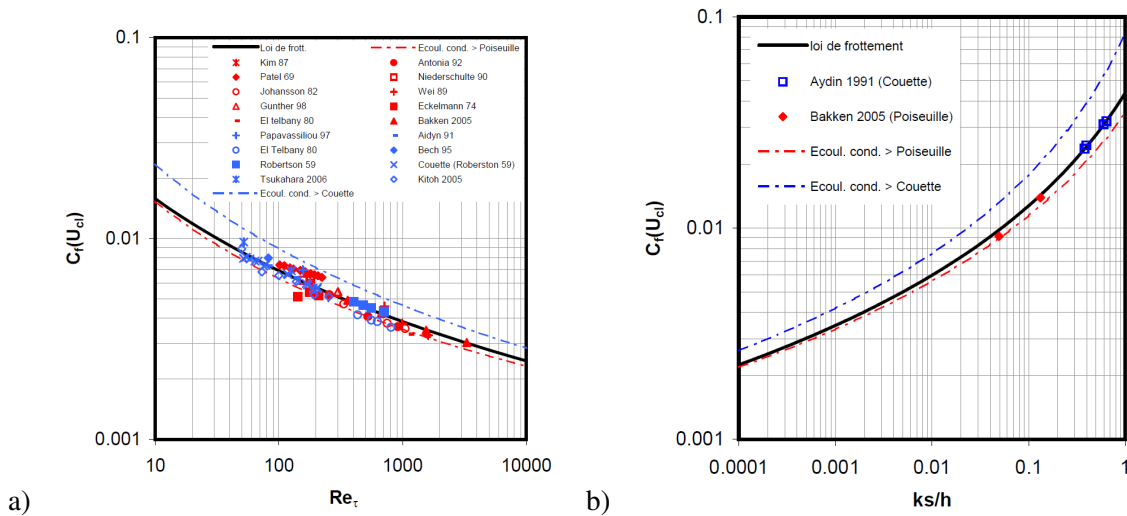


FIGURE 9.11 – Courbes de frottement pour a) parois lisses et b) parois rugueuses. La liste des références bibliographiques est disponible dans [BT09]

Lorsque le nombre de Reynolds est suffisamment petit pour que la sous-couche laminaire ait une

épaisseur supérieure à celle des rugosités, l'écoulement sera turbulent lisse et la loi de frottement adaptée sera celle décrite par l'équation 9.10. Par ailleurs, lorsque  $Re_\tau$  est suffisamment grand pour atteindre le régime turbulent rugueux, le frottement est gouverné par l'équation 9.11. Entre les deux, il existe bien évidemment une zone de transition. On trouve cependant deux types de transition. Lorsque les rugosités sont régulières (grains de sable calibrés [Sch60], sphères régulièrement espacées [AL91], barres équidistantes [BKAA05], etc), pour les faibles valeurs de  $Re_\tau$ , le coefficient de frottement décroît en suivant la courbe d'une surface lisse puis à partir d'un certain seuil augmente rapidement jusqu'à la valeur du frottement associée à celle du rapport  $k_s/h$ . En revanche, lorsque les rugosités sont irrégulières et aléatoires comme celles résultant d'un procédé d'obtention (voir par exemple le paragraphe 7.1), la transition se fait de manière progressive par une évolution du frottement toujours décroissante lorsque  $Re_\tau$  augmente. Ce type de transition a été observée par Colebrook [Col39] et Moody [Moo44]. Ces deux comportements sont illustrés sur la figure 9.12.

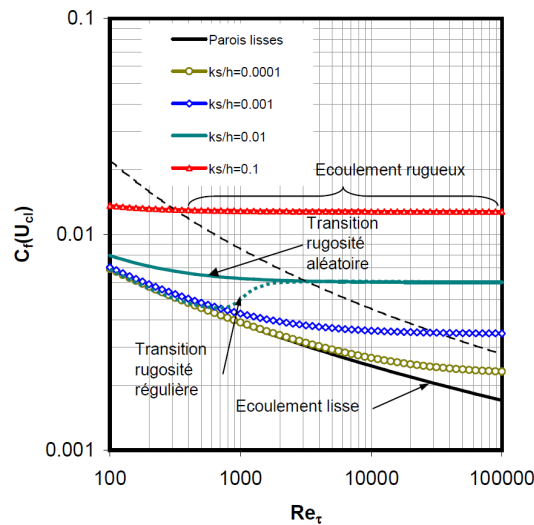


FIGURE 9.12 – Courbes de frottement pour des écoulements entre parois rugueuses calculées à partir de l'équation 9.12

Nous nous intéresserons uniquement à une rugosité de type aléatoire. Colebrook [Col39] a proposé une méthode simple et efficace pour calculer le frottement, en tenant compte de la transition. La méthode consiste à combiner les équations 9.10 et 9.11 :

$$C_f = \frac{2}{\left[ C - \frac{1}{\kappa} \ln \left( \frac{2k_s}{h} + \frac{D}{Re_\tau} \right) \right]^2}, D = \exp[\kappa(C - B)] \quad (9.12)$$

Les tracés de notre loi de frottement en fonction de  $Re_\tau$  sont reportés sur la figure 9.12 et ceci pour différentes hauteurs de rugosité. La méthode de Colebrook permet de retrouver les valeurs des lois 9.10 et 9.11 en dehors de la zone de transition.

## 9.2.4 Modèle de turbulence

Nous allons maintenant nous appuyer sur la littérature et les résultats précédents pour proposer un modèle de turbulence. Il existe de nombreuses approches en mécanique des fluides. Dans le cadre des films fluides minces, il est préférables de s'orienter vers un modèle simple qui ne nécessite pas

la résolution d'équation de transport (d'énergie cinétique turbulente ou d'une autre grandeur) mais se basent uniquement sur des grandeurs locales. Il est possible d'utiliser des lois de frottement [Hir73] comme celles présentées précédemment. Cette approche pose parfois des problèmes. Ng, Elrod et Pan [Ng64, NP65, EN67] ont proposé une expression de la viscosité turbulente basée sur les travaux de Reichardt :

$$\frac{\varepsilon_M}{\nu} = \kappa \left[ y^+ \sqrt{\bar{\tau}} - \delta_\ell^+ \tanh \left( \frac{y^+ \sqrt{\bar{\tau}}}{\delta_\ell^+} \right) \right] \quad (9.13)$$

Le premier terme correspond à la valeur asymptotique de la viscosité turbulente lorsque la vitesse atteint la zone logarithmique. Le second terme quant à lui intervient dans la sous-couche laminaire où il annule le premier terme.  $\kappa$  est la constante de Karman et vaut 0.4 alors que  $\delta_\ell^+$  est une échelle de longueur visqueuse qui vaut 10.7 [Ng64]. Cette expression conduit malheureusement à une mauvaise estimation de la viscosité turbulente plus particulièrement pour les écoulements de Poiseuille. En effet, on montre à partir des équations 9.7, 9.8 et 9.9 que dans la zone logarithmique, la viscosité turbulente tend vers :

$$\frac{\varepsilon_M}{\nu} \approx \frac{\bar{\tau}}{du^+} = \kappa \bar{\tau} y^+$$

Les auteurs ont utilisé la racine carrée de  $\bar{\tau}$ , ce qui n'introduit pas d'erreur dans le cas d'un écoulement de Couette, mais conduit à une surestimation du frottement pour les écoulements de Poiseuille à faible nombre de Reynolds [Bru05].

Nous sommes repartis de l'expression 9.13 corrigée à laquelle nous avons ajouté un terme qui augmente artificiellement la viscosité près de la paroi lorsque celle-ci est rugueuse :

$$\frac{\varepsilon_M}{\nu} = \kappa \left\{ y^+ \bar{\tau} - \delta_\ell^+ \tanh \left( \frac{y^+ \bar{\tau}}{\delta_\ell^+} \right) + \delta_k^+ y^+ \bar{\tau} \left[ 1 - \tanh \left( \frac{y^+ \bar{\tau}}{\delta_k^+} \right) \right] \right\} \quad (9.14)$$

$\delta_k^+$  est une constante qui va contrôler l'amplitude du terme de rugosité mais aussi l'étendue de sa zone d'action. Plus une rugosité est haute, plus elle va augmenter le frottement et donc la viscosité turbulente mais aussi agir sur une hauteur importante de l'écoulement. Afin de déterminer la valeur de ce coefficient en fonction des caractéristiques des rugosités, nous avons effectué un grand nombre de simulations d'écoulements de Couette et de Poiseuille et ceci pour des valeurs de  $Re_\tau$  comprises entre 100 et 10000 et de valeurs de  $k_s/h$  allant de 0.001 à 0.1. Pour chaque calcul, la valeur de  $\delta_k^+$  a été ajustée pour que le facteur de frottement résultant suive la loi de frottement 9.12. Nous avons pu montrer que :

$$\delta_k^+ = 1.213 (k_s^+)^{0.372} + 0.000259 (k_s^+)^{1.321} \quad \text{avec } k_s^+ = \frac{k_s U_\tau}{\nu}$$

Le modèle a été complété en imposant une condition d'évolution monotone croissante de la viscosité pour éviter qu'elle ne s'annule dans les zones de cisaillement nul, comme l'ont proposé Elrod et Ng [EN67] :

$$\frac{\varepsilon_M}{\nu}(y) = \max \left[ \frac{\varepsilon_M}{\nu}(y_1), \frac{\varepsilon_M}{\nu}(y) \right] \quad \forall y_1 < y$$

En raison de l'erreur dans leur formulation, Elrod et Ng [EN67] ont du introduire une condition limitant la valeur de la viscosité turbulente au centre du canal. Cette condition est intrinsèquement vérifiée dans notre approche [BT09]. La figure 9.13 montre que notre modèle donne de bons résultats que ce soit pour des parois lisses ou rugueuses. Dans le cas d'un écoulement de Poiseuille entre parois lisses, la modification apportée au modèle d'Elrod, Ng et Pan est sensible.

Dans la plupart des situations, les écoulements ne sont pas symétriques car un écoulement de Poiseuille peut être combiné à un mouvement de paroi ou alors une des parois peut être plus rugueuse. Le

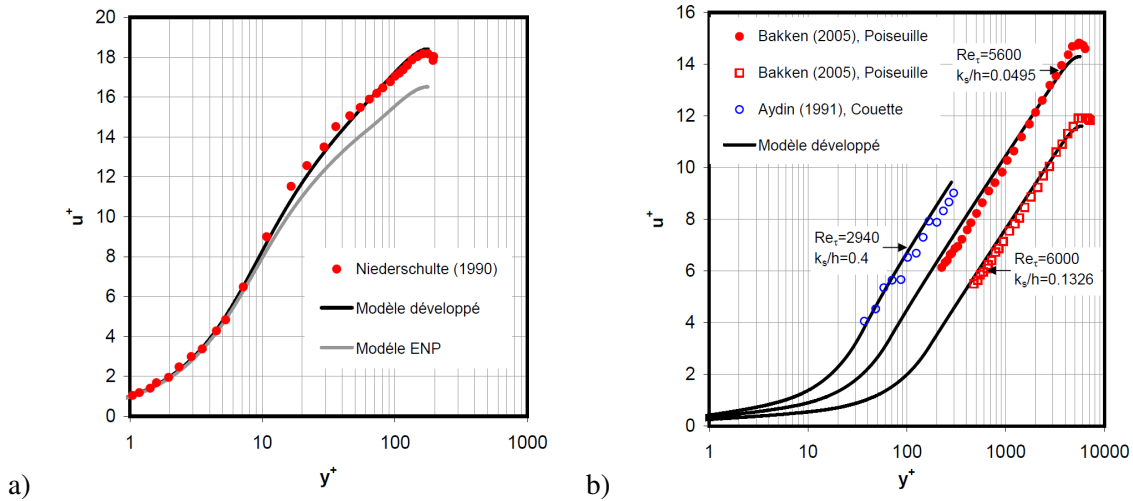


FIGURE 9.13 – Comparaison des profils de vitesses calculées à des données expérimentales pour des a) parois lisses [NAH90] et b) parois rugueuses [AL91, BKAA05]

modèle de turbulence que nous avons présenté fait intervenir la distance à la paroi. Pour traiter les cas non-symétriques, il faut calculer une répartition de viscosité turbulente depuis chaque paroi et retenir le minimum des deux valeurs soit :

$$\frac{\varepsilon_M}{\nu} = \min \left[ \frac{\varepsilon_M}{\nu} (\text{paroi1}), \frac{\varepsilon_M}{\nu} (\text{paroi2}) \right]$$

Les résultats obtenus avec cette approche ont été comparés à des résultats expérimentaux et numériques sur la figure 9.14. Dans cette situation, le modèle n'est pas aussi précis mais reproduit globalement les tendances.

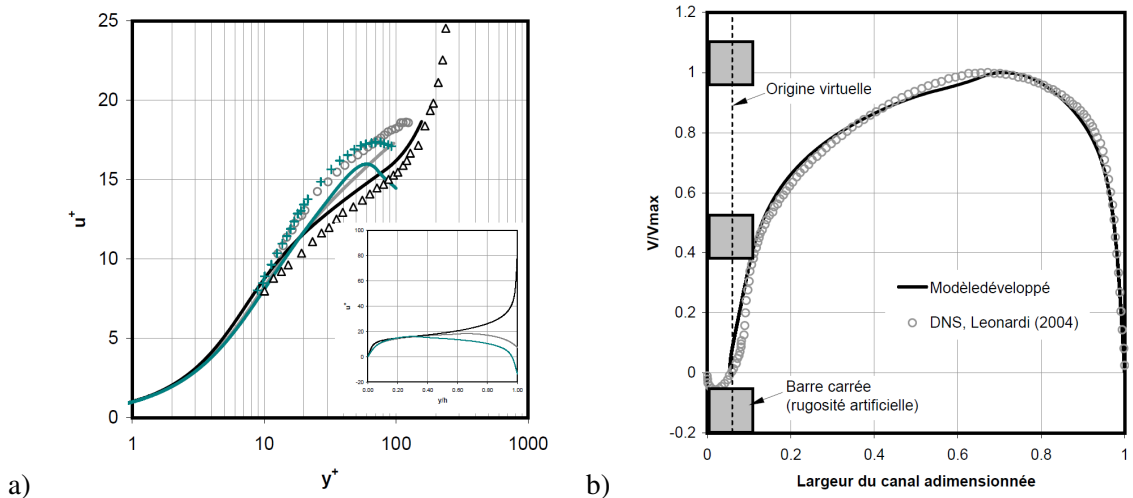


FIGURE 9.14 – Comparaison des profils de vitesses calculées à des données expérimentales pour a) des écoulements de Couette - Poiseuille combinés entre parois lisses [NKK04] et b) un écoulement de Poiseuille entre parois asymétriques [LODA04]

Un dernier point important reste à aborder. Les rugosités n'ont pour l'instant été mesurées qu'au travers du paramètre  $k_s$  qui est le diamètre des grains de sable utilisés par Nikuradse [Sch60]. Dès que les

rugosités sont différentes, ce qui est généralement le cas, il est nécessaire de déterminer le  $k_s$  équivalent. On trouve dans la littérature un certain nombre de données pour des rugosités artificielles régulières. En revanche, il n'existe pas de correspondance entre des hauteurs de rugosités aléatoires et le  $k_s$  équivalent. La cellule d'essais en développement permettra peut être d'apporter des éléments de réponse.

### 9.2.5 Transition vers la turbulence

Le modèle de turbulence que nous venons de présenter ne doit entrer en action que lorsque l'écoulement est turbulent et n'avoir aucun effet quand le régime est laminaire. La méthode habituelle pour réaliser cela consiste à pondérer la viscosité turbulente par un facteur  $\delta_\epsilon$  qui varie entre 0 et 1. Dans la zone de transition, ce facteur doit avoir une évolution progressive. J'ai montré que la loi suivante permet une transition satisfaisante [Bru05] :

$$\begin{cases} \delta_\epsilon = 0 & \alpha \leq \alpha_\ell \\ \delta_\epsilon = 0.5 \left\{ \cos \left[ \pi \left( \frac{1-\alpha}{1-\alpha_\ell} \right)^{0.67} \right] \right\} & \alpha_\ell < \alpha < 1 \\ \delta_\epsilon = 1 & 1 \leq \alpha \end{cases} \quad (9.15)$$

où  $\alpha$  est le facteur d'écoulement défini par l'équation 9.4.

## 9.3 Équations de conservation dans le film lubrifiant

Ce paragraphe va être consacré à l'établissement des équations nécessaires à l'analyse d'un film fluide épais.

### 9.3.1 Les équations de Navier Stokes

J'écrirai ici les équation en coordonnées cartésiennes pour rester général et parce que cette écriture se prête mieux à la résolution par la méthode des éléments finis. J'entends par équations de Navier Stokes, les équations de conservation de la quantité de mouvement et j'y ajoute celle de conservation de la masse. En utilisant le formalisme de Reynolds (la décomposition en un terme moyen et fluctuant) pour les écoulement turbulents, on a :

$$\frac{\partial \bar{V}_x}{\partial x} + \frac{\partial \bar{V}_y}{\partial y} + \frac{\partial \bar{V}_z}{\partial z} = 0$$

Il a été montré dans le chapitre 3 que les équations de Navier Stokes se simplifient fortement en raison du rapport  $G$  qui est très petit :

$$\begin{aligned} \rho \left( \bar{V}_x \frac{\partial \bar{V}_x}{\partial x} + \bar{V}_y \frac{\partial \bar{V}_x}{\partial y} + \bar{V}_z \frac{\partial \bar{V}_x}{\partial z} \right) &= -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \mu \left( 1 + \delta_\epsilon \frac{\epsilon_M}{\nu} \right) \frac{\partial \bar{V}_x}{\partial z} \right] \\ \rho \left( \bar{V}_x \frac{\partial \bar{V}_y}{\partial x} + \bar{V}_y \frac{\partial \bar{V}_y}{\partial y} + \bar{V}_z \frac{\partial \bar{V}_y}{\partial z} \right) &= -\frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \mu \left( 1 + \delta_\epsilon \frac{\epsilon_M}{\nu} \right) \frac{\partial \bar{V}_y}{\partial z} \right] \\ 0 &= -\frac{\partial \bar{p}}{\partial z} \end{aligned}$$

Par rapport au cas des films minces, les membres de gauche correspondant aux termes d'inertie sont conservés. En outre, la viscosité turbulente apparaît dans le terme visqueux pour modéliser les fluctuations. Cette viscosité est pondérée par un facteur d'intermittence  $\delta_\epsilon$  qui a été introduit dans le

paragraphe précédent. Comme pour les films minces, la pression est constante au travers de l'épaisseur c'est-à-dire suivant l'axe  $z$ . Il est commode d'intégrer ces équations suivant l'épaisseur du film. Après quelques calculs, il vient :

$$\frac{\partial I_x}{\partial x} + \frac{\partial I_y}{\partial y} + V_{x2} \frac{\partial H_2}{\partial x} + V_{y2} \frac{\partial H_2}{\partial y} + V_{z1} - V_{z2} = 0$$

$$\rho \left( \frac{\partial I_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial I_{yx}}{\partial y} + V_{x2}^2 \frac{\partial H_2}{\partial x} + V_{x2} V_{y2} \frac{\partial H_2}{\partial y} - V_{x2} V_{z2} \right) = -h \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + (\tau_{wx1} - \tau_{wx2})$$

$$\rho \left( \frac{\partial I_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial I_{yy}}{\partial y} + V_{x2} V_{y2}^2 \frac{\partial H_2}{\partial x} + V_{y2}^2 \frac{\partial H_2}{\partial y} - V_{x2} V_{z2} \right) = -h \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + (\tau_{wy1} - \tau_{wy2})$$

Dans ces équations apparaissent des intégrales de vitesse  $I_i$  ou de produit de vitesse  $I_{ij}$  qui s'expriment :

$$I_i = \int_{H_1}^{H_2} V_i dz, \quad I_{ij} = \int_{H_1}^{H_2} V_i V_j dz$$

En outre, les termes visqueux ont été remplacés par les taux de cisaillement à la paroi.

### 9.3.2 Modélisation des termes d'inertie

Pour résoudre les équations précédemment définies, il est nécessaire d'exprimer les intégrales de vitesse. La méthode la plus couramment utilisée et appelée "Bulk Flow" a été introduite par Hirs [Hir73] et consiste à remplacer l'intégrale du produit des vitesses par le produit des intégrales des vitesses :

$$I_{ij} \approx \frac{I_i I_j}{h} = \frac{1}{h} \int_{H_1}^{H_2} \bar{V}_i dz \int_{H_1}^{H_2} \bar{V}_j dz$$

Les équations sont alors fonction des vitesses moyennes de l'écoulement dans chaque direction. Les taux de cisaillement aux parois sont calculés à partir de lois de frottement pour lesquelles le nombre de Reynolds est exprimé en fonction de la vitesse moyenne d'écoulement. Cette hypothèse est réaliste pour les grands nombres de Reynolds mais conduit à des incertitudes pour les nombres de Reynolds plus faibles.

En utilisant l'hypothèse de Constantinescu et Galetuse [CG74] qui consiste à dire que les effets d'inertie n'affectent pas la forme des profils de vitesse mais uniquement leur amplitude, il est possible d'évaluer la valeurs des intégrales pour les écoulements de base. Les profils de vitesse sont déterminés à partir du modèle de turbulence précédemment présenté pour les écoulements de Couette et Poiseuille. Les résultats sont présentés sur la figure 9.15 sous la forme  $I_{xx}h/I_x I_x$ . Pour les très faibles valeurs du nombre de Reynolds, les valeurs peuvent être obtenues de manière analytique et correspondent respectivement à 6/5 pour l'écoulement parabolique de Poiseuille et 4/3 pour l'écoulement linéaire de Couette. Lorsque l'écoulement devient turbulent, ces valeurs diminuent et tendent graduellement vers la valeur 1 utilisée dans la théorie du bulk flow. Cette approche est donc pertinente pour les écoulements à fort nombre de Reynolds mais plus difficilement adaptée pour des écoulements où le régime peut être à la limite de la transition laminaire turbulent. Notons que Constantinescu et Galetuse [CG74] ont proposé une évaluation des termes d'inertie (dans le cas d'une paroi en mouvement) qui dépend de la valeur du nombre de Reynolds.

Nous avons donc choisi de ne pas faire d'hypothèse sur ces termes et avons retenu l'hypothèse de Constantinescu et Galetuse [CG74] sur les profils de vitesses. Lorsque l'inertie du fluide est négligeable, on a (voir chapitre 4) :

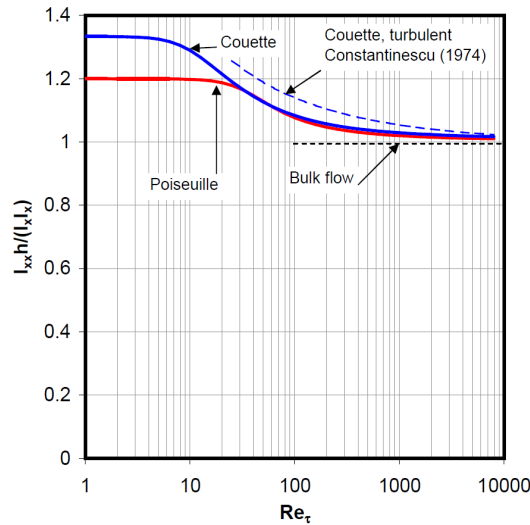


FIGURE 9.15 – Evaluation des termes d’inertie pour les écoulements de Couette et Poiseuille

$$V_x = \frac{\partial p}{\partial x} \left( I - \frac{I_1}{J_1} J \right) + V_{x2} \left( 1 - \frac{J}{J_1} \right)$$

$$V_y = \frac{\partial p}{\partial y} \left( I - \frac{I_1}{J_1} J \right) + V_{y2} \left( 1 - \frac{J}{J_1} \right)$$

Nous supposons que seule l’amplitude des vitesses est affectée par l’inertie du fluide et pas la forme du profil. Il vient alors :

$$\bar{V}_x = -\frac{q_x}{G_1} \left( I - \frac{I_1}{J_1} J \right) + V_{x2} \left( 1 - \frac{J}{J_1} \right)$$

$$\bar{V}_y = -\frac{q_y}{G_1} \left( I - \frac{I_1}{J_1} J \right) + V_{y2} \left( 1 - \frac{J}{J_1} \right) \quad (9.16)$$

où  $G_1$  est une intégrale qui a déjà été présentée dans le chapitre 4

$$G_1 = - \int_{H_2}^{H_1} \left( I - \frac{I_1}{J_1} J \right) dz$$

Les gradients de pression ont été remplacés par des débits par unité de longueur  $q_x$  et  $q_y$ . Les termes  $I$  et  $J$  ont déjà été décrits mais dépendent maintenant des variations de viscosité turbulente au travers de l’épaisseur de film :

$$I(z) = \int_{H_2}^z \frac{\xi d\xi}{\mu (1 + \delta_\varepsilon \frac{\varepsilon M}{\nu})} \text{ et } I_1 = I(H_1)$$

$$J(z) = \int_{H_2}^z \frac{d\xi}{\mu (1 + \delta_\varepsilon \frac{\varepsilon M}{\nu})} \text{ et } J_1 = J(H_1)$$

En reportant cette formulation des les équations de continuité et de Navier-Stokes intégrées, il vient :

$$\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} + V_{x2} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{I_1}{J_1} - H_2 \right) + V_{y2} \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{I_1}{J_1} - H_2 \right) = 0 \quad (9.17)$$



$$\rho \left( \frac{\partial I_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial I_{yx}}{\partial y} \right) = -h \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} - h \frac{q_x}{G_1} \quad (9.18)$$

$$\rho \left( \frac{\partial I_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial I_{yy}}{\partial y} \right) = -h \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} - h \frac{q_y}{G_1} \quad (9.19)$$

Ces équations ont été simplifiées en considérant la configuration tridimensionnelle stationnaire (voir paragraphe 2.2) pour laquelle :

$$V_{z1} = 0 \quad V_{z2} = V_{x2} \frac{\partial H_2}{\partial x} + V_{y2} \frac{\partial H_2}{\partial y}$$

Les termes d'inertie dans les équations 9.18 et 9.19 s'expriment :

$$I_{ij} = q_i q_j I_{PP} - (q_i V_{j2} + q_j V_{i2}) I_{PC} + V_{i2} V_{j2} I_{CC}$$

Les nouvelles intégrales qui apparaissent sont définies de la façon suivante :

$$\begin{aligned} I_{PP} &= \frac{1}{G_1^2} \int_{H_2}^{H_1} \left( I - \frac{I_1}{J_1} J \right)^2 dz \\ I_{PC} &= \frac{1}{G_1} \int_{H_2}^{H_1} \left( I - \frac{I_1}{J_1} J \right) \left( 1 - \frac{J}{J_1} \right) dz \\ I_{CC} &= \int_{H_2}^{H_1} \left( 1 - \frac{J}{J_1} \right)^2 dz \end{aligned}$$

Le problème a maintenant trois équations à trois inconnues ( $\bar{p}, q_x, q_y$ ) qui sont fonction des coordonnées spatiales  $(x, y)$  ce qui le différencie d'un problème de lubrification habituel où la seule inconnue est la pression. En revanche, celui-ci a été fortement simplifié par rapport à un problème de mécanique des fluides car on s'est affranchi de la troisième composante spatiale  $z$ .

Les trois équations étant de degré 1, trois conditions aux limites sont nécessaires pour leur résolution. Il y a tout d'abord deux conditions de pression imposée aux bornes du domaine auxquelles peuvent être ajoutées des effets de perte de charge. Elles se traduisent de la façon suivante :

$$\bar{p} + \frac{\rho}{2} (1 \pm \xi) V^2 = p_{imp} \text{ pour } r = R_i, R_e$$

$\xi$  est le coefficient de perte de charge singulière et  $V$  la vitesse radiale moyenne. La troisième condition concerne la composante circonférentielle de l'écoulement en entrée de l'interface. Elle définit le rapport des taux de cisaillement à la paroi afin d'imposer une pré-rotation ou non au fluide (voir [BT07]).

### 9.3.3 Résolution numérique

Les équations précédentes ne présentent pas, à part dans certaines situations particulières, de solution analytique. Il est donc nécessaire de les résoudre par une méthode numérique. Nous avons retenu la méthode des éléments finis qui offre l'avantage de pouvoir s'adapter à des domaines de formes géométriques complexes (configuration excentrée ou garniture à encoches, voir le chapitre 2).

La méthode des résidus pondérés a été utilisée. Elle consiste à multiplier les équations par une fonction de poids  $w_i$  et à les intégrer sur tout le domaine :

$$R_{ci} = \int_{\Omega} w_i \left[ \frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} + V_{x2} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{I_1}{J_1} - H_2 \right) + V_{y2} \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{I_1}{J_1} - H_2 \right) \right] d\Omega$$

$$R_{mxi} = \int_{\Omega} w_i \left[ \rho \left( \frac{\partial I_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial I_{yx}}{\partial y} \right) + h \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + h \frac{q_x}{G_1} \right] d\Omega$$

$$R_{myi} = \int_{\Omega} w_i \left[ \rho \left( \frac{\partial I_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial I_{yy}}{\partial y} \right) + h \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + h \frac{q_y}{G_1} \right] d\Omega$$

Ces équations étant non-linéaires, elles sont résolues par la méthode de Newton-Raphson. Il est nécessaire de calculer la dérivée des résidus par rapport aux inconnues afin d'obtenir un système d'équations dont la solution est une variation des inconnues qui permet d'annuler les résidus :

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial R_{mxi}}{\partial q_{xj}} & \frac{\partial R_{mxi}}{\partial q_{yj}} & \frac{\partial R_{mxi}}{\partial \bar{p}_j} \\ \frac{\partial R_{myi}}{\partial q_{xj}} & \frac{\partial R_{myi}}{\partial q_{yj}} & \frac{\partial R_{myi}}{\partial \bar{p}_j} \\ \frac{\partial R_{ci}}{\partial q_{xj}} & \frac{\partial R_{ci}}{\partial q_{yj}} & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \delta q_{xj} \\ \delta q_{yj} \\ \delta \bar{p}_j \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R_{mxi} \\ R_{myi} \\ R_{ci} \end{bmatrix}$$

L'expression détaillée des différents termes est donnée dans l'article [BT07]. Les fonctions de poids utilisées sont centrées et égales aux fonctions de forme  $N_i$ . Aucun problème d'oscillation numérique n'a été constaté.

Les résultats du modèle ont été comparés aux mesures effectués par Possamai et al. [PFP01] entre deux disques immobiles inclinés (figure 9.16). Le modèle est en bon accord avec les mesures dans la région où la distance entre les disques est la plus faible (partie gauche). De l'autre côté, les résultats sont moins satisfaisants. D'une part le coefficient de perte de charge n'est peut être pas adapté. D'autre part, le film étant épais, la longueur d'établissement de l'écoulement est grande par rapport la longueur du canal. Dans cette zone d'établissement, les couches limites ne sont pas confondues et notre modèle n'est pas pertinent. En revanche, il reproduit l'accroissement de pression observé dans la direction d'écoulement dû aux effets d'inertie.

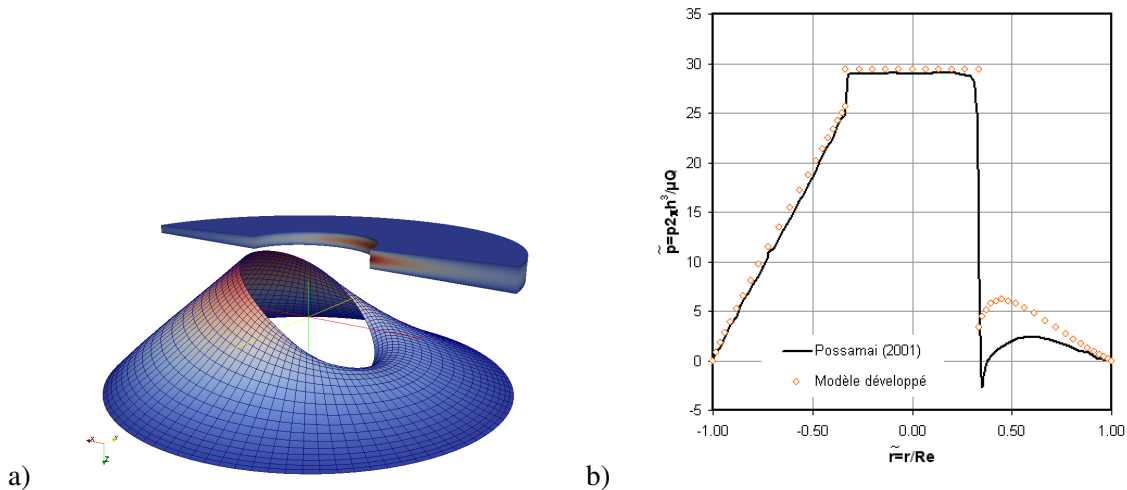


FIGURE 9.16 – Ecoulement laminaire entre 2 disques mésalignés immobiles : a) Allure du champ de pression et amplitude des vitesses dans le film b) Comparaison du profil de pression dans le plan médian avec les mesures de Possamai et al. [PFP01]

### 9.3.4 L'équation de l'énergie

L'équation de l'énergie complète 4.13 a déjà été présentée dans le chapitre 4. Du fait de la turbulence, elle se trouve légèrement modifiée et est bien sûr exprimée en fonction de grandeurs moyennes :

$$\rho C_p \left( \bar{V}_x \frac{\partial \bar{T}}{\partial x} + \bar{V}_y \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} + V_z \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial z} \left[ k_f \left( 1 + \delta_\varepsilon \frac{Pr \varepsilon_M}{Pr^t \nu} \right) \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} \right] + \mu \left( 1 + \delta_\varepsilon \frac{\varepsilon_M}{\nu} \right) \left[ \left( \frac{\partial \bar{V}_x}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial \bar{V}_y}{\partial z} \right)^2 \right] \quad (9.20)$$

L'obtention de cette équation est discutée dans ma thèse [Bru01] et je n'y reviendrai pas ici. On remarque que la conductivité apparente du fluide se trouve augmentée par rapport à un écoulement laminaire. Ceci est dû à la contribution favorable des tourbillons turbulents qui améliorent les échanges de chaleur. Le nombre  $Pr^t$  est le nombre de Prandtl turbulent que nous avons choisi égal à 0.85 pour l'eau. L'amplitude du terme de dissipation à droite est également plus important du fait de la viscosité turbulente.

## 9.4 Cas des fluides compressibles

Nous avons également commencé à nous intéresser à l'écoulement d'un gaz en films épais. Ceci a été abordé lors de la thèse de Sébastien Thomas [Tho06] et été présenté dans un article [TBT06] dans le cadre de l'analyse de garnitures mécaniques pour gaz à haute pression. Pour cette première étude, nous nous sommes limités au cas d'un écoulement laminaire. En effet, lorsque le fluide est compressible, la masse volumique fluctue de la même manière que la vitesse, la pression ou la température. L'écriture des équations ainsi que les modèles de turbulence se trouvent modifiés et plus complexes. D'autre part, nous avons choisi une configuration axisymétrique. Cette dernière hypothèse simplifie fortement le problème dans la mesure où la pression devient une fonction uniquement du rayon  $r$  et le débit massique  $\dot{m}$  une constante.

### 9.4.1 Équations de conservation dans le film lubrifiant

Nous avons, comme pour les fluides incompressibles, supposé que les termes d'inertie ne modifient que l'amplitude des vitesses et pas leur profils. Il vient alors :

$$V_r = -\frac{\dot{m}}{2\pi G_1} \left( I - \frac{I_1}{J_1} J \right)$$

$$V_\theta = r\omega \left( 1 - \frac{J}{J_1} \right) + V_{P\theta} \left( I - \frac{I_1}{J_1} J \right)$$

où  $G_1$  est légèrement modifié car il tient compte de la masse volumique du fluide :

$$G_1 = -\int_{H_2}^{H_1} \rho \left( I - \frac{I_1}{J_1} J \right) dz$$

Un second terme de type parabolique a été ajouté à la vitesse circumférentielle pour tenir compte de l'effet de l'écoulement radial sur la distribution de vitesse circumférentielle. En reportant l'équation de conservation de la quantité de mouvement radiale dans l'équation de conservation de la masse, on obtient une équation de type Reynolds qui prend en compte la contribution des termes d'inertie :

$$\frac{d}{dr} \left( rG_1 \frac{dp}{dr} \right) = -\frac{d}{dr} \left\{ \frac{G_1}{h} \left[ \frac{\dot{m}^2}{4\pi^2} \frac{d}{dr} \left( \frac{I_{rr}}{rG_1^2} \right) - \omega^2 r^2 I_{\theta\theta} - 2\omega r V_{P\theta} I_{r\theta} - V_{P\theta}^2 I_{rr} \right] \right\} \quad (9.21)$$

Les différentes intégrales s'expriment :

$$\begin{aligned} I_{rr} &= \int_{H_2}^{H_1} \rho \left( I - \frac{I_1 J}{J_1} \right)^2 dz \\ I_{r\theta} &= \int_{H_2}^{H_1} \rho \left( I - \frac{I_1 J}{J_1} \right) \left( 1 - \frac{J}{J_1} \right) dz \\ I_{\theta\theta} &= \int_{H_2}^{H_1} \rho \left( 1 - \frac{J}{J_1} \right)^2 dz \end{aligned}$$

L'équation 9.21 étant de degré deux, elle permet d'imposer facilement les deux conditions aux limites en pression. Une équation complémentaire est toutefois nécessaire pour déterminer le débit massique. On l'obtient en intégrant l'équation de conservation de la quantité de mouvement radiale sur tout le domaine :

$$\frac{\dot{m}^2}{4\pi^2} \left[ \frac{I_{rr}}{rG_1^2} \right]_{R_i}^{R_e} + \frac{\dot{m}}{2\pi} \int_{R_i}^{R_e} \frac{h}{G_1} dr - \int_{R_i}^{R_e} \left( \omega^2 r^2 I_{\theta\theta} + 2\omega r V_{p\theta} I_{r\theta} + V_{p\theta}^2 I_{rr} + r \frac{dp}{dr} \right) dr = 0 \quad (9.22)$$

Le second terme de la vitesse circonférentielle est obtenu en résolvant l'équation de conservation de la quantité de mouvement circonférentielle :

$$-\frac{\dot{m}}{2\pi} \frac{d}{dr} \left( r \frac{I_{rr}}{G_1} V_{p\theta} \right) - r^2 V_{p\theta} h = \frac{\dot{m}\omega}{2\pi} \frac{d}{dr} \left( \frac{r^2}{G_1 I_{r\theta}} \right)$$

La résolution de cette équation nécessite une condition aux limites. Nous choisissons dans la plupart des cas  $V_{p\theta} = 0$  à l'entrée du film.

Le champ de température du fluide est déterminé en résolvant l'équation de l'énergie.

$$\rho C_p \left( V_r \frac{\partial T}{\partial r} + V_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial z} \left( k \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \beta T V_r \frac{dP}{dr} + \mu \left[ \left( \frac{\partial V_r}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial V_\theta}{\partial z} \right)^2 \right]$$

Par rapport à un fluide incompressible, un terme de détente est ajouté. C'est lui qui contribue au refroidissement du fluide en sortie d'écoulement. Son amplitude est contrôlée par le coefficient d'expansion isobare  $\beta$ .

### 9.4.2 Blocage sonique

En sortie d'écoulement le fluide est susceptible d'atteindre la vitesse du son. Étant donné les profils de vitesse, le nombre local de Mach de l'écoulement peut atteindre 1.37 alors que sa valeur moyenne sera de 0.9. Ce nombre correspond au rapport entre la vitesse du fluide et la vitesse locale du son. La configuration géométrique de l'écoulement impose que le fluide peut atteindre cette limite en sortie d'écoulement sans pouvoir la dépasser (voir [Tho06]). Lorsque cette limite est atteinte, une perturbation située en aval de l'écoulement ne peut modifier les caractéristiques de l'écoulement en amont. Ceci revient à dire que dans cette situation particulière la pression imposée en sortie ne modifie pas la distribution de pression dans l'écoulement. Or nous avons choisi de résoudre le champ de pression en utilisant une équation de type Reynolds qui permet justement de tenir compte des deux conditions aux limites en pression. Cette équation permet la détermination du champ de pression quelles que soient les pressions aux bornes.

En imposant une pression d'alimentation et en baissant progressivement la pression de sortie, il est possible de calculer le débit et le nombre de Mach en sortie. La figure 9.17 montre l'évolution du débit  $\dot{m}$  (appelé premier débit) en fonction du nombre de Mach. Les résultats montrent qu'il est possible

d'atteindre des valeurs de vitesse irréalistes. En fait, pour les nombres de Mach élevés, le débit calculé respecte la conservation de la quantité de mouvement globalement mais pas localement. De ce fait, si on recalcule le débit en intégrant l'équation 9.22 sur seulement une portion du domaine, il est évident qu'une valeur de débit différente sera trouvée. Nous avons donc calculé un second débit  $\dot{m}_2$  en intégrant de  $(R_e + R_i)/2$  à  $R_e$ . Son évolution est également représentée sur la figure 9.17. On remarque que tant que le nombre de Mach est inférieur à 1.37, les deux valeurs de débit sont identiques. En revanche au-delà de ce seuil, elles diffèrent, ce qui confirme que la conservation de la quantité de mouvement n'est plus assurée localement. D'autre part, il apparaît que le débit  $\dot{m}_2$  atteint un extremum lorsque la vitesse d'écoulement devient sonique. Nous avons choisi d'utiliser cette propriété pour ajuster la pression de sortie d'écoulement. Si on note  $p_s$  la pression de sortie, on doit s'assurer que :

$$\frac{\partial \dot{m}_2}{\partial p_s} \leq 0$$

Si cette condition n'est pas vérifiée, la pression de sortie  $p_s$  doit être augmentée jusqu'à ce que  $\frac{\partial \dot{m}_2}{\partial p_s} = 0$ . L'écoulement est alors dit bloqué.

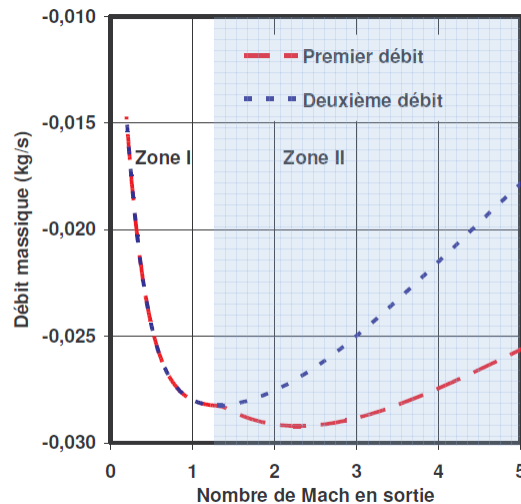


FIGURE 9.17 – Evolution du débit en fonction du nombre de Mach en sortie d'écoulement [Tho06]

## 9.5 Conclusions

Ce chapitre nous a permis de présenter les équations qui régissent l'écoulement d'un film fluide visqueux épais. Le film est dit épais car contrairement à un film mince, les vitesses d'écoulement sont influencées par l'inertie du fluide. En outre, dans certaines situations, le régime d'écoulement peut être turbulent. Ces équations seront utilisées dans les deux chapitres suivants sans être redémontrées.

## Chapitre 10

# Les garnitures mécaniques hydrostatiques

### 10.1 Introduction

L'étude des garnitures mécaniques hydrostatiques a été développée lors de plusieurs collaborations avec EDF entre 1999 et 2008. Les garnitures hydrostatiques sont utilisées pour assurer l'étanchéité des pompes de circuit primaire de centrale nucléaire. Ces dernières permettent la circulation du fluide caloporteur (de l'eau à  $15.5\text{MPa}$ ) entre le coeur du réacteur et les générateurs de vapeur. L'étanchéité est réalisée par trois garnitures mécaniques (voir figure 10.1 a). Le joint n°1 qui assure la chute pression de  $15.5\text{MPa}$  à  $0.3\text{MPa}$  est une garniture hydrostatique. Les faces de ce joint sont usinées avec une légère conicité (figure 10.1 b) de façon à s'assurer de la présence d'un film lubrifiant entre les faces évitant tout contact et usure, pour des raisons de fiabilité et de sécurité. Du fait de l'épaisseur de film supérieure à une dizaine de microns, ce type de garniture fonctionne avec une fuite importante qui est étanchée par les deux autres joints.

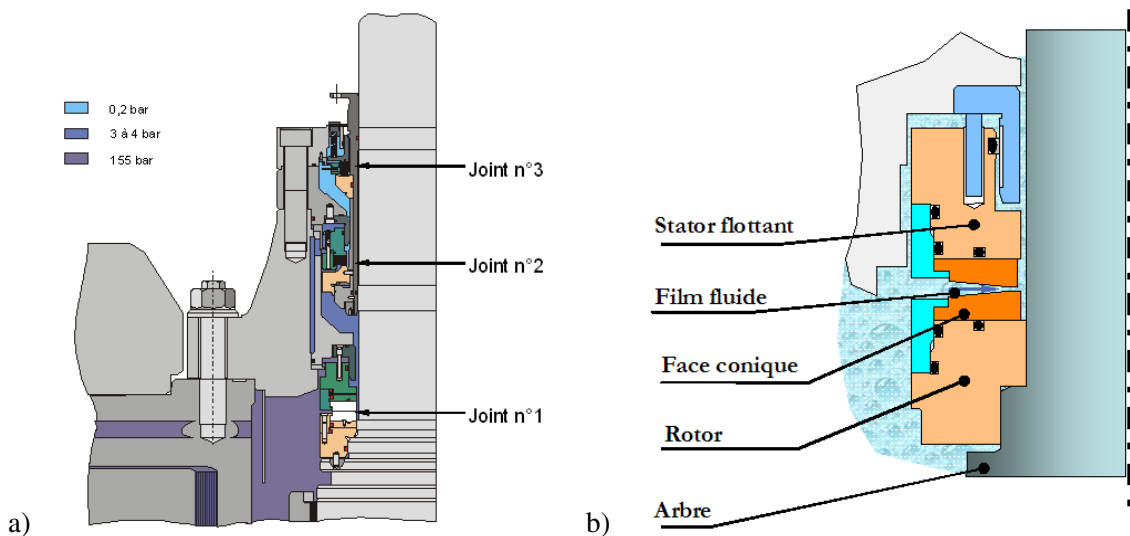


FIGURE 10.1 – a) Système d'étanchéité d'une pompe primaire b) Description du joint n°1

Le débit de fuite est surveillé en permanence et sa valeur doit rester dans un intervalle bien défini. Dans plusieurs situations, des dérives de débit ont été observées. Elles sont généralement lentes comme le montre la figure 10.2 et se traduisent par une augmentation ou une baisse du niveau de fuite qui a

conduit, parfois, à l'arrêt du réacteur. L'objectif de l'étude était de mettre au point un outil de simulation capable de reproduire le fonctionnement normal d'un joint n°1 mais aussi d'expliquer les dérives de débit en s'intéressant à des conditions de fonctionnement dégradées.

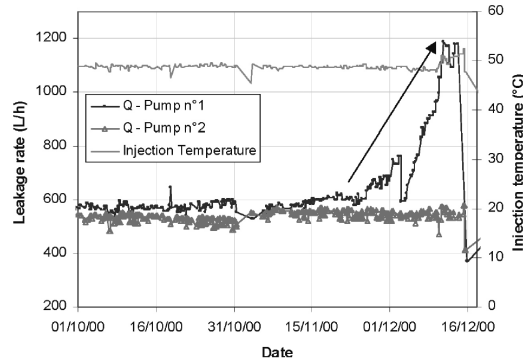


FIGURE 10.2 – Exemple de dérive de débit [GPD07]

## 10.2 Présentation de l'étude

La modélisation d'un tel composant nécessite de prendre en compte l'écoulement de type film épais qui apparaît entre les faces de la garniture. Les équations qui ont été décrites dans le chapitre 9 permettent de tenir compte de l'inertie du fluide et d'un régime non-laminaire. Les hautes pressions mises en jeu nécessitent de considérer les déformations élastiques des surfaces. Ceci est réalisé en utilisant des matrices de coefficients d'influence (voir paragraphe 6.1). Les effets thermiques, bien que moins significatifs que pour les garnitures à films minces, peuvent être considérés en utilisant la même méthode de couplage fluide-structure. Enfin, la position d'équilibre du stator flottant est déterminée en assurant l'annulation des forces et moments (voir chapitre 2).

Lors de la collaboration avec EDF, deux modèles ont été développés. Le premier est limité à une configuration axisymétrique et permet de prendre en compte les aspects thermiques alors que le second permet d'étudier des configurations tridimensionnelles, les effets thermiques étant négligés. Ces codes de calcul sont respectivement appelés *Joint1-2* et *Joint1-3*. Erwan Galenne, ingénieur à EDF, s'est chargé de modéliser les solides avec le code ASTER afin de calculer les matrices de coefficients d'influence [GPD07]. Seule une partie des résultats obtenus a été publiée [BGTPD08].

## 10.3 Étude en configuration normale

Cette partie s'intéresse à la validation des modèles développés en configuration de fonctionnement normal. Ceci a été fait en utilisant des valeurs de débit mesurées sur sites ou des simulations de type CFD.

### 10.3.1 Influence des différents phénomènes

Afin d'évaluer l'impact des différents effets modélisés, nous avons calculé le débit d'un joint n°1 de type 8 pouces en fonctionnement nominal en utilisant un modèle de plus en plus évolué. Les résultats sont présentés sur la figure 10.3. La barre complètement à droite représente la moyenne des valeurs mesurées. L'écart type sur les valeurs est matérialisé par la barre d'incertitude. En ne considérant que

l'écoulement isotherme d'un fluide purement visqueux, on obtient un débit trois fois plus élevé que le débit réel. Si l'inertie du fluide est prise en compte par l'intermédiaire des équations de type "film épais", le débit chute de 20 %. En effet une partie de l'énergie hydraulique disponible est utilisée pour accélérer le fluide, ce qui réduit le débit. Si les transferts de chaleur et les déformations thermo-élastiques sont considérés, le débit baisse encore et se rapproche des valeurs mesurées. En fait, ce sont principalement les déformations mécaniques dues au chargement en pression qui tendent à réduire l'angle du cône formé par les faces, diminuant par ce biais l'épaisseur de film à l'équilibre et le débit. La prise en compte de la turbulence réduit encore le débit en raison de l'augmentation du frottement aux parois résultant de ce régime particulier d'écoulement. Pour que le modèle soit en accord en avec les mesures, il faut en outre prendre en compte les pertes de pression aux frontières. Celles-ci s'expriment :

$$p + \frac{\rho}{2} [(1 + \xi_e) V^2 + \xi_c \omega^2 R_e^2] = p_e$$

pour le rayon extérieur  $R_e$  et :

$$p + \frac{\rho}{2} (1 - \xi_i) V^2 = p_i$$

pour la frontière interne délimitée par le rayon  $R_i$ . A partir de la littérature [BGTPD08], il a été établi que  $\xi_e = 0.5$  et  $\xi_i = 1.55$ . L'effet de ces coefficients seuls reste très faible (perte relative de l'ordre de 0.1% de la pression nominale). Nous avons donc introduit un coefficient  $\xi_c$  qui tient compte des pertes de pression dues à la rotation du fluide. Sa valeur, déterminée de façon à ce que les débits mesurés et calculés soient en accord, est de 0.4.

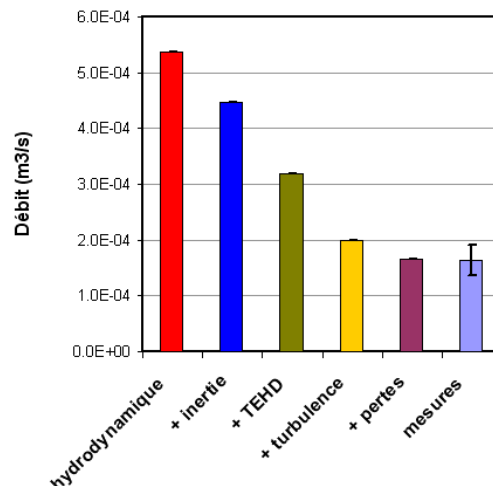


FIGURE 10.3 – Contribution des différents phénomènes

La figure 10.3 est intéressante car elle montre que tous les phénomènes interviennent à part égale sur la valeur du débit de fuite qui est le paramètre clé dans ce type de garniture. La modélisation d'un tel composant est donc complexe car elle nécessite la prise en compte de tous les effets cités sur la figure. Seule la contribution des effets purement thermiques peut être négligée.

### 10.3.2 Comparaison avec Code\_Saturne

Les résultats du code *joint1-2* ont été comparés avec ceux obtenus par l'intermédiaire du logiciel libre *Code\_Saturne* qui est un code de mécanique des fluides de type CFD (Computational Fluid Dynamics)



développé par EDF. L'objectif était de vérifier la validité de nos approche mais aussi d'apporter des données sur la transition laminaire turbulent. Les comparaisons ont été réalisées pour des configurations géométriques figées et sans transferts de chaleur. Les calculs sur *Code\_Saturne* ont été mis en oeuvre par Fabien Crouzet, ingénieur à EDF [Cro08, Cro07].

Le code *Joint1-2* a d'abord été comparé à un calcul RANS (Reynolds Average Navier Stokes) qui consiste à résoudre les équations de Navier-Stokes moyennées. Les fluctuations sont prises en compte par un modèle de turbulence (ici  $k - \epsilon$ ), comme nous l'avons fait dans notre approche. La figure 10.4 présente des profils de vitesses suivant l'épaisseur du film obtenus par les deux approches. Les vitesses ont été normalisées par la vitesse linéaire locale du rotor. En dehors de la section d'entrée ( $R = 0.151457m$ ) où les conditions aux limites affectent fortement les profils, on peut observer une assez bonne corrélation qui permet de valider les hypothèses retenues lors du développement de nos modèles "film épais".

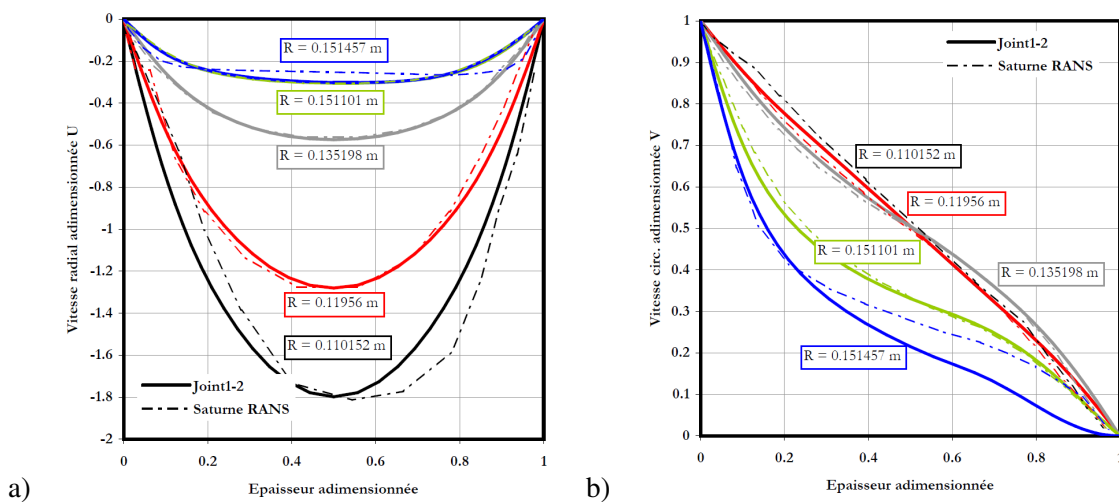


FIGURE 10.4 – Comparaison des profils suivant l'épaisseur du film de vitesses a) radiales et b) circumférentielles données par les codes *Joint1-2* et *Code\_Saturne* à différentes positions radiales

Un calcul de type LES (Large Eddy Simulation) a également été réalisé avec *Code\_Saturne*. Dans ce genre de simulation instationnaire, des maillages très fins sont utilisés pour capter les tourbillons de plus grande taille. Ceux ayant une taille inférieure à celle des mailles sont modélisés par un modèle de sous-maille. En outre, grâce à un modèle de sous maille dynamique, il est possible de modéliser l'apparition spontanée de structures turbulentes. Des difficultés numériques liées certainement à l'élancement du maillage n'ont permis d'étudier qu'une période de temps de seulement 6ms. De plus, le maillage qui comportait 2.5 millions de noeuds n'avait, dans la direction circumférentielle, qu'une largeur de  $70\mu m$  ce qui proscrit le développement de structure tourbillonnaire, comme celle de type I illustrée sur la figure 9.4.

Des résultats intéressants ont toutefois pu être obtenus. La figure 10.5 illustre l'évolution radiale du facteur d'écoulement  $\alpha$  qui indique le régime local d'écoulement et du facteur d'interpolation  $\delta_\epsilon$  qui pondère la viscosité turbulente dans les régions où la turbulence n'est pas pleinement développée. D'après notre modèle, il existe une région, près de la section d'entrée, où le régime d'écoulement est turbulent puis dans la zone centrale, le régime est transitionnel avant de redevenir laminaire pour les plus faibles valeurs du rayon. *Code\_Saturne* montre que l'écoulement, initialement turbulent en entrée, devient très rapidement laminaire contrairement aux prédictions du code *Joint1-2*. En revanche, une poche de turbulence s'est développée spontanément dans la région qui correspond au régime de transition pour notre modèle. Malheureusement la très petite période de temps simulée ne permet pas d'apporter de

conclusions définitives. Il est clair qu'il est nécessaire d'étudier plus en profondeur cet aspect.

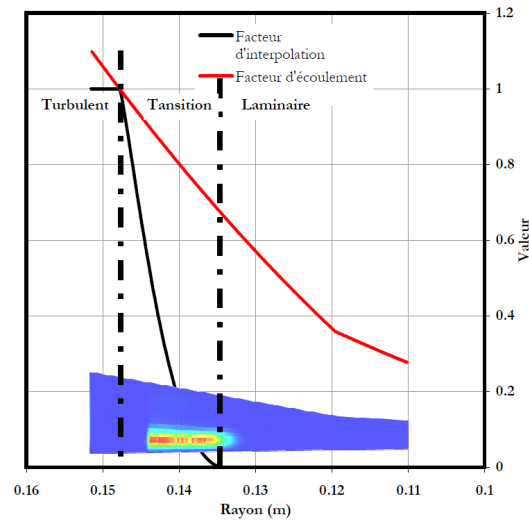


FIGURE 10.5 – Régime d'écoulement dans l'interface et énergie cinétique turbulente pour le calcul LES

### 10.3.3 Comparaison avec l'expérience

La figure 10.6 illustre, pour 7 garnitures identiques localisées sur 3 réacteurs dans 2 centrales nucléaires, la valeur mesurée du débit de fuite en fonction de la température du fluide à étancher [BGTPD08]. Il y a environ 14000 points expérimentaux répartis sur une période de cinq années. On peut remarquer la forte dispersion des débits d'une garniture à l'autre. Ces différences proviennent en majeure partie d'écarts géométriques sur les pentes des cônes des faces. Malgré ces dispersions, le débit de fuite des garnitures augmente avec la température du fluide à étancher. Ceci est en partie provoqué par la baisse de viscosité de l'eau lorsque la température croît. Une droite des moindres carrés représente l'évolution du débit avec la température pour l'ensemble des garnitures. Le modèle numérique développé est en excellent accord avec l'évolution moyenne du débit. On observe au-delà de 50°C une chute du débit associée à la transition vers la turbulence. Si les simulations sont faites en imposant un régime d'écoulement laminaire, on observe une augmentation trop rapide du débit. Ces résultats confirment la validité du modèle *Joint1-2* mais aussi l'existence d'un régime d'écoulement non-laminaire. D'autre part, il est raisonnable de penser que certaines des garnitures fonctionnent, pour une température donnée, en régime d'écoulement laminaire, alors que d'autres ayant un débit plus élevé sont le siège d'un écoulement turbulent.

## 10.4 Etude en configuration dégradée

L'objectif de cette partie est l'analyse de conditions de fonctionnement inhabituelles pouvant expliquer les dérives de débit constatées sur certains joints n°1 de centrales nucléaires.

### 10.4.1 Effet d'un dépôt

Des dépôts de particules ont été observés sur les faces de garnitures ayant subi un arrêt pour dérive importante de débit. Les distributions de particules ne sont en général pas uniformes sur les faces. Elles

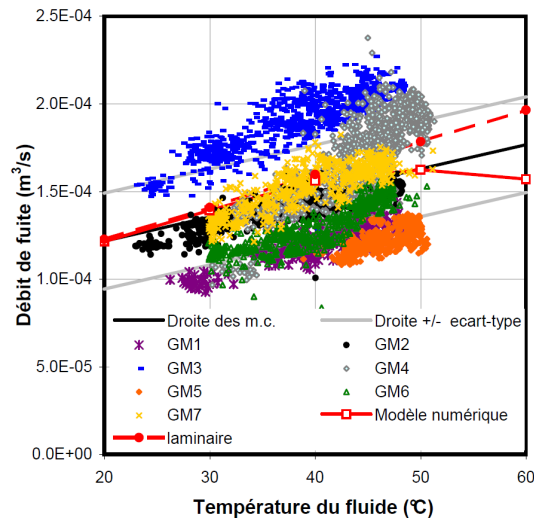


FIGURE 10.6 – Comparaison de débits mesurés à différentes températures avec le modèle numérique

se localisent près du rayon intérieur ou extérieur sur une des faces. Les dépôts ont deux effets. D'une part la configuration géométrique des surfaces (angles de conicité) est modifiée en raison des sur-épaisseurs engendrées par les dépôts. D'autre part, ils conduisent à une augmentation de la rugosité des faces. Deux configurations sont analysées ici : Une répartition linéaire de dépôt d'épaisseur maximale  $5\mu\text{m}$  (voir figure 10.7 partant soit du rayon intérieur soit du rayon extérieur. L'épaisseur du dépôt est prise en compte sous la forme d'une variation de géométrie et/ou une variation de rugosité de 0 à  $5\mu\text{m}$ . Nous avons tout d'abord considéré que seul l'angle de conicité est affecté. Les distributions d'épaisseur de film et de vitesse radiale sont représentées sur la figure 10.7. Assez logiquement, lorsque la conicité des faces augmente sous l'effet d'un dépôt au rayon intérieur, l'épaisseur à l'équilibre et les vitesses d'écoulement augmentent. Un comportement opposé est bien sûr observé pour l'autre configuration. Lorsque seule la variation de rugosité est prise en compte, les effets sont identiques. En effet, lorsque les faces sont plus rugueuses, le frottement à la paroi augmente, ce qui est équivalent à une baisse de l'épaisseur locale de film et donc une variation de conicité. Lorsque les deux contributions (rugosité et conicité) sont combinées, les effets se trouvent encore amplifiés.

La figure 10.8 présente la valeur du débit pour les différentes configurations testées. Dans les situations les plus sévères, le débit varie dans une fourchette de  $-44$  à  $+83\%$  de la valeur nominale. Le présence de particules déposées sur les faces peut donc tout à fait expliquer les évolutions de débit. Comme le montre la figure 10.2, la dérive de débit s'étale sur une période de plusieurs semaines qu'il faudrait relier à la cinétique de dépôt des particules. Cependant quelques améliorations du modèle seraient souhaitables. Tout d'abord, il faudrait relier la hauteur des rugosités dues au dépôt à la rugosité utilisée dans le modèle de turbulence. En outre, l'effet de ces rugosités n'est pris en compte que dans le cas d'un régime turbulent. Certaines sections de l'écoulement se trouvent en régime laminaire et peuvent être également influencées par les dépôts.

#### 10.4.2 Effet d'un mésalignement

Lors de cette étude nous nous sommes intéressés à l'effet d'un mésalignement statique (c'est-à-dire du stator, le rotor étant quant à lui parfaitement aligné) sur le comportement du joint n°1 de pompe primaire. Ce mésalignement peut provenir d'une asymétrie de distribution de température en périphérie

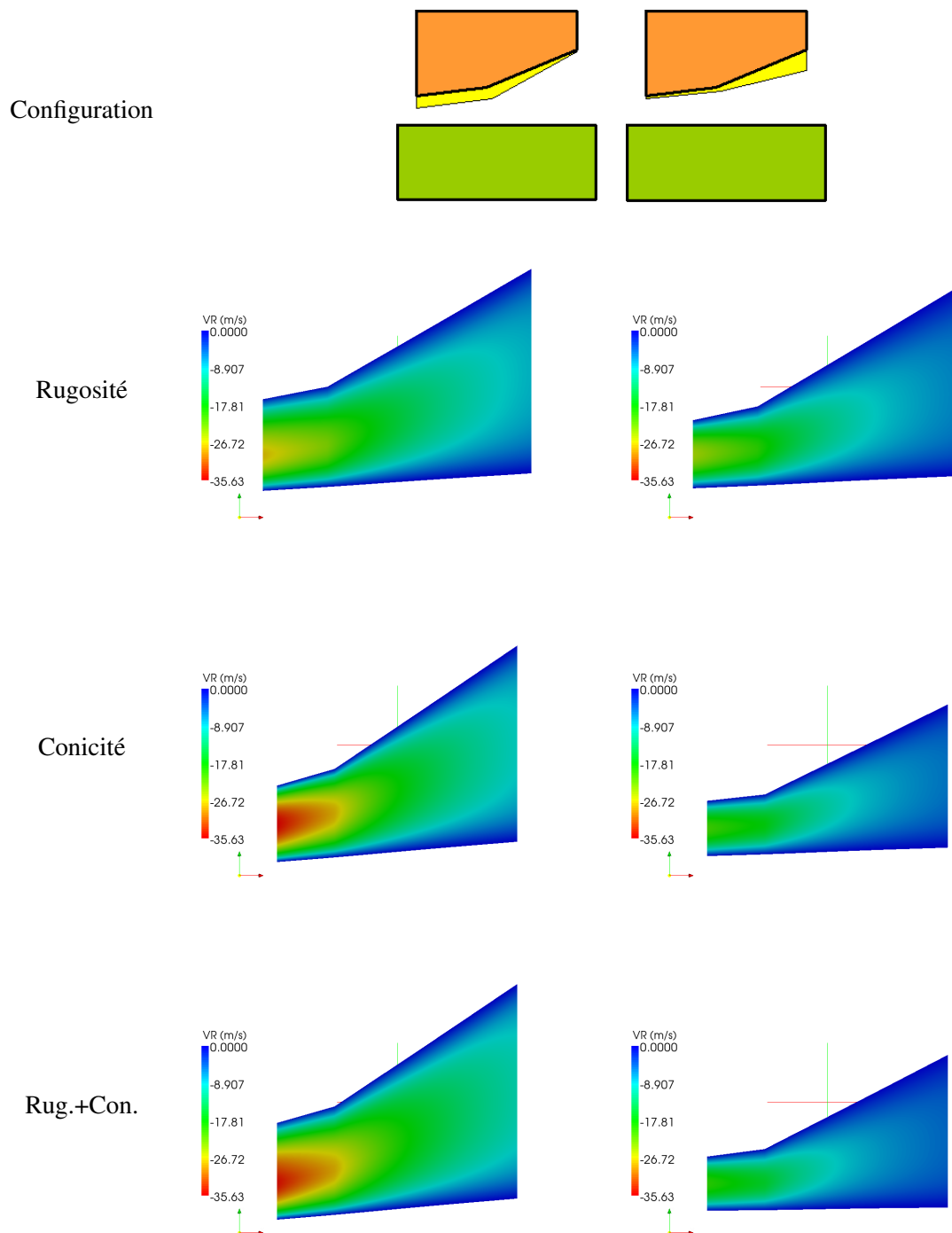


FIGURE 10.7 – Influence des dépôts sur la vitesse radiale et l'épaisseur de film

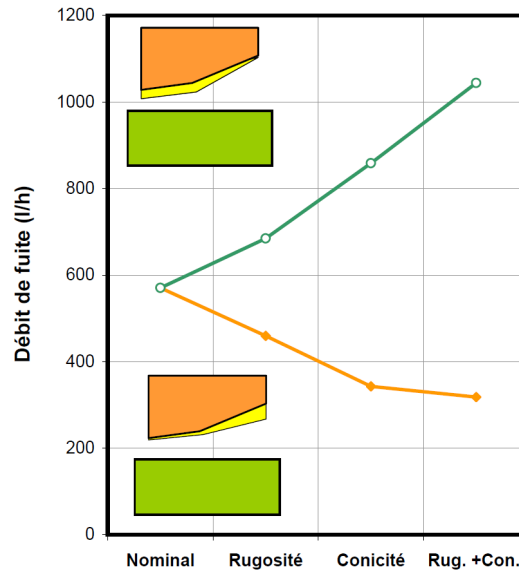


FIGURE 10.8 – Influence des dépôts sur le débit de fuite

de la garniture ou d'un défaut sur l'étanchéité secondaire. Celui-ci est introduit en appliquant un moment au stator qui se traduit par un mésalignement des faces.

La figure 10.9 présente l'épaisseur de film et l'amplitude des champs de vitesse et de pression pour un cas où les faces sont alignées et un cas où un mésalignement existe. Sous l'effet du moment, les champs perdent leur symétrie. La résultante de pression tend à augmenter du côté où le film a une épaisseur plus faible en raison de la raideur du film lubrifiant. Toutefois, à cause de la composante hydrodynamique le moment et le mésalignement ne se produisent pas sur le même axe. D'autre part, la vitesse augmente fortement du côté où l'épaisseur de film augmente. On peut noter également l'importance des déformations des faces. En effet, sur le côté droit de la figure, l'épaisseur de film est très faible et presque constante sur une large section angulaire. Ceci indique que les faces ont tendance à s'aligner dans les zones de faible épaisseur de film sous l'effet des déformations élastiques.

Les valeurs numériques des différents paramètres sont présentées sur la figure 10.10 en fonction du moment de mésalignement. Assez logiquement, le débit de fuite augmente avec le moment de mésalignement. Les épaisseurs minimales et maximales de film au rayon intérieur de la garniture sont également représentées. On peut voir que l'épaisseur maximale augmente plus rapidement que l'épaisseur minimale ne diminue. Ceci est dû à l'effet favorable des déformations qui tendent à aligner les faces dans les zones de film mince comme cela a été illustré auparavant. Le mésalignement résultant des faces atteint une valeur de  $140\mu\text{rad}$  pour un moment de  $1000\text{N.m}$ . Ceci correspond à un battement axial d'environ  $40\mu\text{m}$  sur le plus grand rayon. Une étude réalisée par EDF a montré que le mésalignement ne peut pas, en réalité, dépasser la valeur de  $30\mu\text{rad}$  ce qui se traduit par une variation de débit de seulement 5%. Les dérives de débit observées ne semblent donc pas liées à un mésalignement des faces. Cependant la valeur limite calculée par EDF est celle correspondant à une asymétrie de température. Un coincement local du joint secondaire ou un dépôt de particules non symétrique peuvent conduire à un mésalignement des faces et à une variation de débit. Ces points restent à étudier.

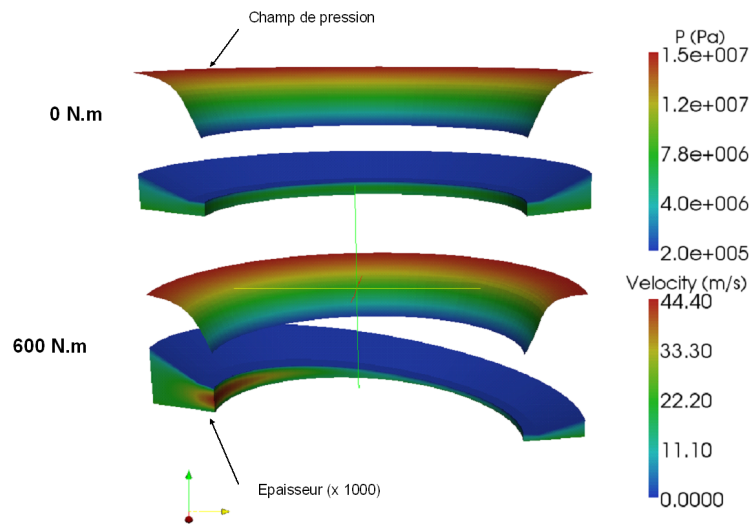


FIGURE 10.9 – Distributions de pression, vitesse et épaisseur de film pour deux valeurs du couple de mésalignement

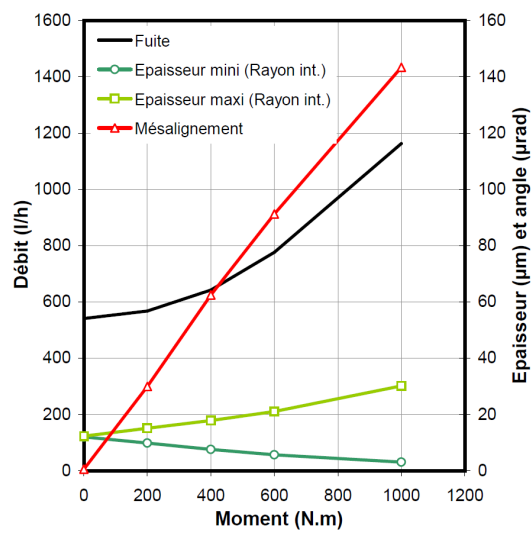


FIGURE 10.10 – Influence du couple de mésalignement

### 10.4.3 Effet d'un excentrement

Le dernière configuration analysée est celle du stator excentré par rapport à l'axe de rotation. Celle-ci peut provenir d'un mauvais alignement lors du montage mais ne peut a priori pas apparaître en fonctionnement. Dans cette situation, les déformations élastiques n'ont pas été prises en compte. En effet, le domaine n'est alors plus annulaire ce qui complexifie fortement le calcul de la matrice de coefficients d'influence. Les déformations n'étant pas prise en compte, les épaisseurs de film, vitesses et débits calculés sont plus élevés.

L'effet d'un excentrement sur l'épaisseur de film et l'amplitude du champ de vitesse est illustré sur la figure 10.11. Deux choses sont notables. L'épaisseur maximale apparaît du côté vers lequel le stator est décalé. Ceci est dû aux variations de l'aire de l'interface mais aussi à l'évolution de la zone d'action de la pression extérieure sur le stator flottant. L'autre point important est que même pour des excentrement aussi importants que  $4\text{mm}$ , la distribution de vitesse reste assez peu affectée.

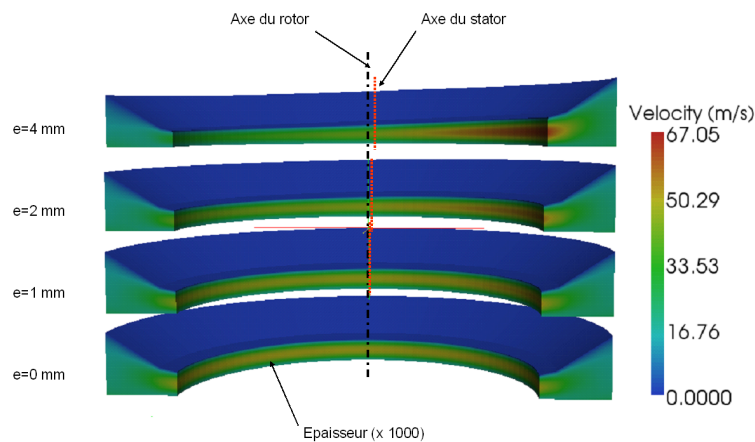


FIGURE 10.11 – Distributions de pression, vitesse et épaisseur de film pour différentes valeur de l'excentrement

Les valeurs du débit, du mésalignement et des épaisseurs de film sont représentées sur la figure 10.12 en fonction de l'excentrement. Il est intéressant de remarquer que le débit et la distance des faces tendent à diminuer avec l'excentrement. En fait, la variation des aires se traduit par une augmentation du coefficient d'équilibrage effectif, ce qui conduit à un rapprochement des faces. Cependant, le débit ne décroît que de 10% lorsque l'excentrement vaut  $4\text{mm}$ . Bien sûr dans la réalité, les valeurs d'excentrement vont dans le pire des cas, se chiffrer en dixièmes de millimètre. Les résultats montrent que le joint n°1 est insensible à ce paramètre et qu'une tolérance serrée sur l'excentrement n'est pas nécessaire.

## 10.5 Conclusions

Deux modèles dédiés à l'étude des garnitures mécaniques hydrostatiques ont été mis au point en collaboration avec EDF. Ils prennent en compte les spécificités des écoulement en film épais (turbulence et inertie) ainsi que les couplages thermo-élastiques avec les solides par l'intermédiaire de coefficients d'influence.

Le premier modèle axisymétrique permet de reproduire correctement le comportement des joints de pompes primaires. Le modèle tridimensionnel a permis d'analyser des configurations dégradées comme celle de faces mésalignées ou excentrées. Il ressort de l'étude que les dérives de débit sont très certainement dues à l'apparition d'un dépôt de particules sur les faces qui modifie l'aspect géométrique et

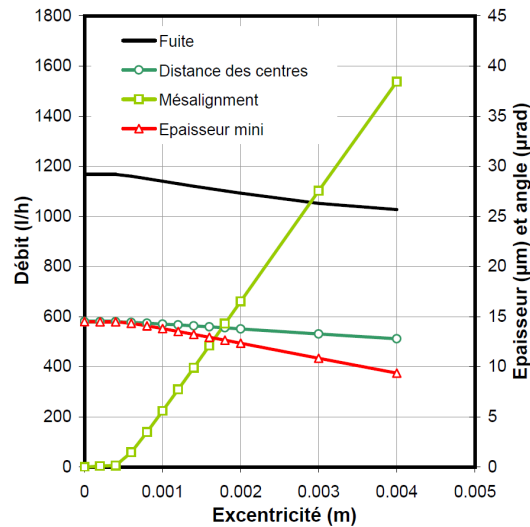


FIGURE 10.12 – Influence de l'excentrement

la rugosité de celles-ci. Suivant l'endroit où il se développe, le débit peut augmenter ou décroître. En revanche, les garnitures hydrostatiques sont peu sensibles aux défauts géométriques de type mésalignement et excentrement. Toutefois, il serait intéressant de combiner les différents aspects. En effet, un léger mésalignement peut conduire à l'apparition d'un dépôt non axisymétrique (comme cela a déjà été observé, voir figure 10.13) conduisant à l'augmentation du mésalignement et du débit. D'autre part il reste à étudier l'effet du dépôt sur les régions où l'écoulement est laminaire. Ces points font l'objet d'une nouvelle étude en partenariat avec EDF.



FIGURE 10.13 – Exemple de dépôt de particules (source EDF)

Le problème de la transition laminaire-turbulent n'est toujours pas vraiment résolu. Nous travaillons actuellement au développement d'une cellule d'essais où des tests de micro-PIV (Particules Images Velocimetry) pourraient permettre de déterminer précisément les régions de transition vers la turbulence. Ce projet est réalisé avec des collègues mécaniciens des fluides spécialisés dans la visualisation d'écoulements par vélocimétrie laser.





# Chapitre 11

## Les garnitures mécaniques pour gaz

### 11.1 Introduction

Les garnitures gaz sont utilisées pour assurer l'étanchéité de compresseurs ou de turbines. Le gaz à étancher est directement utilisé pour lubrifier la garniture. Pour assurer l'existence d'un film fluide, des encoches de quelques microns sont usinées sur une des faces (voir paragraphe 1.7.2). Ce type d'étanchéité a déjà été étudié au laboratoire dans les années 90 [BHT93]. Les éléments finis ont été choisis pour modéliser la forme des encoches correctement. Cependant, l'étude s'est limitée à de faibles pressions pour lesquelles le gaz est parfait et en écoulement isotherme. Des phénomènes plus complexes apparaissent à hautes pressions (au delà de  $10\text{MPa}$ , voir chapitre 3). Nous avons, dans un premier temps, considéré une configuration axisymétrique pour simplifier l'étude. Ce sujet a fait l'objet de la thèse de doctorat de Sébastien Thomas [Tho06] et donné lieu à 3 publications [TBT06, TBT07, BTT09]

### 11.2 Effets de la compressibilité

#### 11.2.1 Loi de comportement

Le comportement des gaz dans les mécanismes lubrifiés est généralement décrit par la loi des gaz parfaits. On peut la ramener à l'expression d'une compressibilité  $Z$  [PPO01] :

$$Z = \frac{pV}{\mathcal{R}T} = 1$$

où  $V$  est le volume molaire du gaz et  $\mathcal{R}$  la constante des gaz parfaits. Comme le montre la figure 11.1, la compressibilité d'un gaz est proche de 1 pour les conditions ambiantes (la zone colorée correspond à une compressibilité de  $1 \pm 0.05$ ). En revanche, elle s'éloigne fortement de 1 pour les hautes pressions et près du point critique du gaz [PPO01] (il correspond pour l'azote à environ  $126\text{K}$  et  $3.3\text{MPa}$ ). Le point critique d'un corps correspond à un état à partir duquel, il n'existe plus de différence entre liquide et gaz.

Les limitations de la loi des gaz parfaits proviennent de différents phénomènes physiques négligés mais dont l'amplitude peut devenir significative dans certaines situations. Certains de ces aspects ont été pris en compte dans la loi d'état proposée par Van der Waals. Tout d'abord le volume de gaz ne peut tendre vers zéro car il est limité par la taille des molécules. Cette limite physique est prise en compte par un paramètre  $b$  qui est directement relié au volume critique  $V_c$ , le volume à l'état "liquide". D'autre part il existe entre les molécules des forces d'attraction (forces de Van der Waals) qui réduisent l'amplitude de la pression lorsque les molécules sont proches, c'est-à-dire à haute pression où près du point critique.

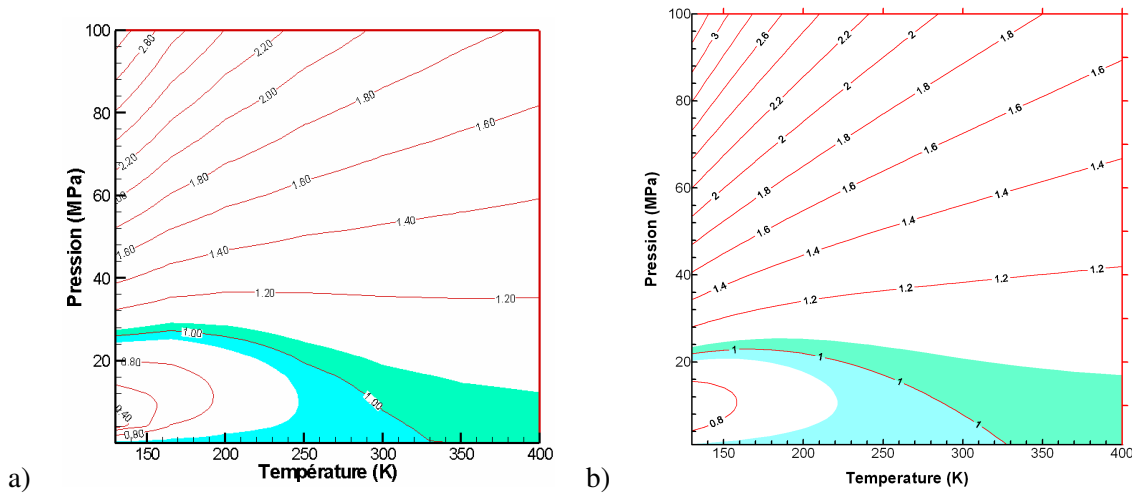


FIGURE 11.1 – Carte de compressibilité de l’azote a) d’après les données de NIST [Tho06] b) calculée avec l’équation de Van der Waals

Pour cela un paramètre  $a$  est introduit dans la loi d’état. Celui-ci est calculé à partir de la pression à l’état critique  $p_c$ . La loi d’état de Van der Waals s’exprime donc :

$$\left(P + \frac{a}{V^2}\right)(V - b) = \mathcal{R}T \quad (11.1)$$

Les deux paramètres s’expriment :

$$b = \frac{V_c}{3}$$

$$a = 3p_c V_c^2$$

On préfère en général utiliser la masse volumique  $\rho$  plutôt que le volume molaire  $V$ . Ils sont liés par la masse molaire  $m$  :

$$\rho = \frac{m}{V}$$

La figure 11.1 b) présente la carte de compressibilité de l’azote calculée avec la loi de Van der Waals. On remarque qu’elle reproduit fort bien les valeurs expérimentales (figure 11.1 a) dans la plupart des situations mais présente des écarts dans les zones de variation importante de  $Z$ . Cette loi a néanmoins été retenue car elle présente plusieurs avantages : elle est analytique, elle nécessite peu de constantes tout en assurant une précision satisfaisante dans la plupart des cas.

Les autres constantes physiques du fluide (viscosité, conductibilité, capacité thermique, etc) varient également lorsque de grandes plages de pression et de température sont considérées et doivent être décrites par des lois appropriées que nous ne présenterons pas ici. Le lecteur pourra se reporter à la thèse de Sébastien Thomas [Tho06] où celles-ci sont décrites en détails.

### 11.2.2 Conditions aux limites

En raison de l’écoulement en amont de la garniture, la pression à l’entrée du film  $p(R_e)$  est légèrement différente de celle au loin  $P_e$ . Ceci est dû à l’écoulement isentropique du fluide et au rétrécissement brusque à l’entrée conduisant à une perte de charge singulière. Zuk et al. [ZLJ71] ont proposé d’exprimer la pression en entrée de la façon suivante :

$$p(R_e) = \frac{P_e}{\left[1 + \frac{(\gamma-1)M_e^2}{2C_L}\right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}}$$

où  $M_e$  est le nombre de Mach moyen à l'entrée du film (rapport entre la vitesse moyenne et celle du son) et  $\gamma$  le rapport entre les capacités thermiques à pression et volume constants. Le coefficient  $C_L$  permet de prendre en compte la perte de charge singulière. Plus il est petit, plus la perte sera importante. Les mêmes auteurs ont également proposé de prendre en compte cet effet sur la température, soit :

$$T(R_e) = \frac{T_e}{1 + \frac{(\gamma-1)M_e^2}{2C_L}}$$

Zuk et al. [ZLJ71] ont choisi une valeur de  $C_L$  égale à 0.6 qui leur assure une bonne concordance entre leur modèle et leurs résultats expérimentaux. Dans notre cas, une valeur de 0.65 est mieux adaptée.

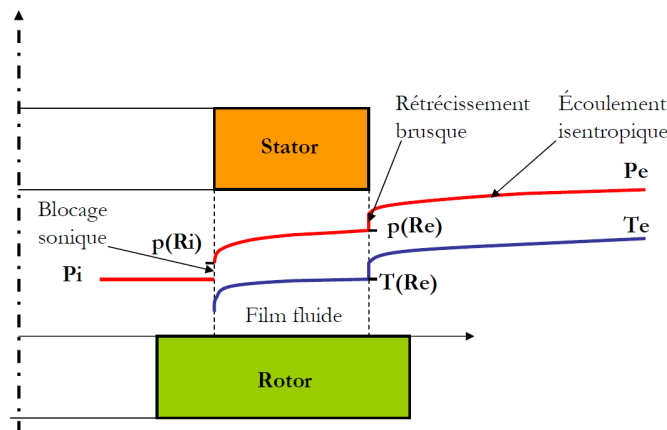


FIGURE 11.2 – Conditions aux limites en pression et température

Lorsque le fluide s'écoule dans l'interface, sa pression baisse progressivement. Cette baisse est plus prononcée près de la sortie où le fluide est accéléré en raison de sa détente (chute de la masse volumique). Cependant, la vitesse ne peut dépasser un certain seuil qui est la vitesse de propagation d'une information dans le fluide (ou vitesse du son). Lorsque cette vitesse est atteinte, la valeur de la pression en aval du joint ne peut être transmise à l'écoulement. La pression en sortie devient alors indépendante de cette dernière. Ceci se caractérise par un saut de pression en sortie, on parle alors d'écoulement bloqué. La valeur de la pression en sortie est déterminée par une méthode qui a été décrite dans le paragraphe 9.4.2. Le température chute également près de la sortie de l'écoulement en raison de la détente du gaz. Cependant, la détermination de la température de sortie ne pose pas de problème, car l'équation de l'énergie est purement convective dans le sens de l'écoulement.

### 11.3 Comportement de l'écoulement

Dans cette section, la configuration géométrique de l'interface est imposée. D'autre part, l'écoulement est adiabatique, il n'y a donc pas d'échange de chaleur du fluide avec les faces de la garniture.

### 11.3.1 Comparaison avec l'expérience

Le modèle développé a tout d'abord été validé par comparaison avec les données expérimentales de Zuk et al. [ZLJ71]. Ceux-ci se sont intéressés à l'écoulement d'air entre 2 disques parallèles distants de  $38\mu\text{m}$ . L'alimentation se fait du rayon intérieur  $R_i = 0.0698\text{m}$  vers le rayon extérieur  $R_e = 0.0762\text{m}$ . L'évolution du débit pour deux valeurs de pression d'alimentation en fonction du rapport pression de sortie sur pression d'entrée est donnée sur la figure 11.3. Lorsque la pression de sortie est égale à la pression d'alimentation, il n'y a pas d'écoulement et le débit est nul. Au fur et à mesure que la pression de sortie diminue, le débit massique augmente. A partir d'un certain seuil, le débit n'évolue plus même si on continue à baisser la pression en aval de l'écoulement. L'écoulement est bloqué. Ce seuil augmente lorsque la pression d'alimentation croît. En effet, il vaut  $0.3P_i$  lorsque  $P_i = 0.276\text{MPa}$  et passe à  $0.4P_i$  pour  $P_i = 0.418\text{MPa}$ . Lorsque le coefficient  $C_L$  est choisi égal à 0.65, on observe une excellente concordance entre le modèle et les mesures pour les deux cas. Ceci valide la méthode de calcul de la pression de sortie.

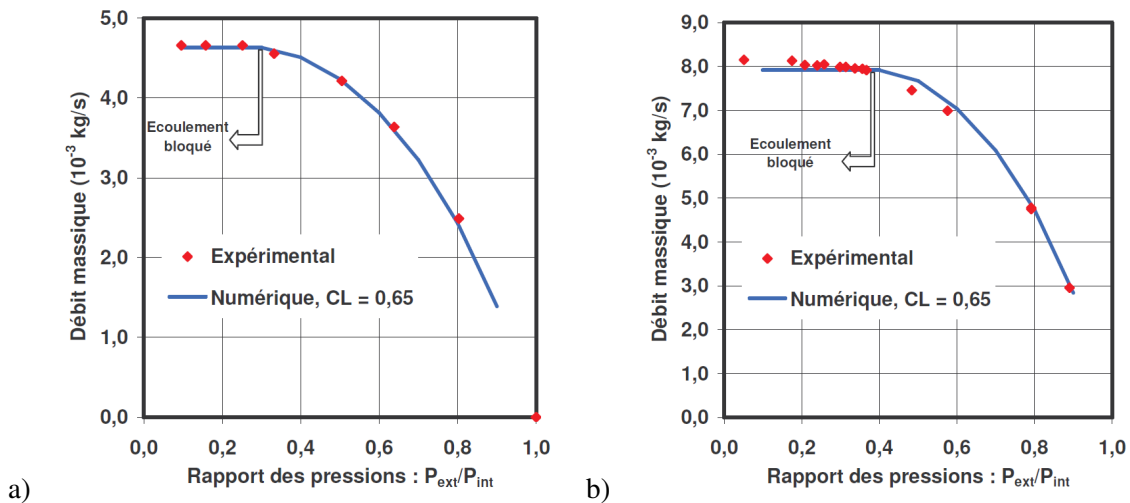


FIGURE 11.3 – Comparaisons des débits massiques calculés avec ceux mesurés par Zuk et al. [ZLJ71] pour a)  $P_i = 0.276\text{MPa}$  b)  $P_i = 0.418\text{MPa}$

### 11.3.2 Étude paramétrique

Dans sa thèse, Sébastien Thomas a présenté une étude paramétrique extensive. Je ne livrerai ici qu'une sélection de résultats. Les caractéristiques de la garniture étudiée ainsi que ses conditions de fonctionnement sont présentées dans le tableau 11.1. On y trouve également les plages de variation des paramètres. Notons que la vitesse de rotation est restée nulle pour tous les résultats présentés ici. En fait, pour éviter d'atteindre des régimes d'écoulement turbulent, la vitesse de rotation a volontairement été limitée à des valeurs pour lesquelles son effet sur l'écoulement est négligeable.

#### Exemple de résultat

Des exemples de résultats sont présentés sur les figures 11.4 et 11.5. Ils ont été obtenus dans les conditions nominales avec  $h_{\text{min}} = 5\mu\text{m}$  et un espace convergent dans le sens de la fuite  $\beta = 0.2\text{mrad}$ . La distribution de pression présente une légère chute en entrée due à l'écoulement amont. Le gradient de pression radiale est de plus en plus marqué lorsque l'on s'approche du rayon de sortie. Pour les conditions

Paramètre	Valeur nominale	Plage de variation
Rayon intérieur $R_i(m)$	0.07	0.05 → 0.08
Rayon extérieur $R_e(m)$	0.09	-
Conicité des faces $\beta(mrad)$	0	-0.05 → 0.4
Épaisseur minimale $h_{min}(\mu m)$	-	1 → 11
Vitesse de rotation	0	-
Pression intérieure $p_i(MPa)$	0.1	-
Pression extérieure $p_e(MPa)$	20	1 → 20
Fluide	$N_2$	$N_2$ et $CH_4$
Température d'entrée $T_e(K)$	295	245 → 345

TABLE 11.1 – Caractéristiques géométriques et de fonctionnement de la garniture étudiée

de fonctionnement testées ici, l'écoulement est bloqué, c'est-à-dire que la pression en sortie d'écoulement est supérieure à celle imposée au loin de manière à ce que la vitesse du fluide ne dépasse pas celle du son. La pression de sortie vaut, dans ce cas,  $6.4MPa$  ce qui conduit à une forte augmentation de la résultante de pression ou force d'ouverture  $F_o$ . Si on exprime cette dernière de façon adimensionnée, elle vaut 0.82 :

$$\bar{F}_o = \frac{F_o}{\pi(R_e^2 - R_i^2)P_e}$$

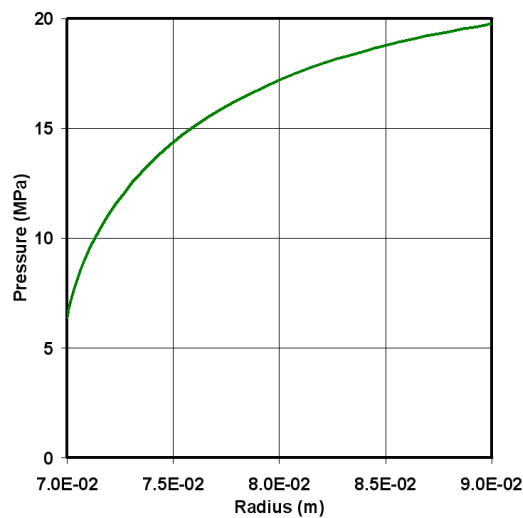


FIGURE 11.4 – Exemple de distribution de pression

Le champ de température calculé dans le film est présenté sur la figure 11.5. Celui-ci présente des variations similaires à la courbe de pression. Toutefois, la température varie très peu dans la section d'entrée pour atteindre des gradients très importants près de la sortie où le fluide se détend. Cette détente conduit à une baisse très significative de la température d'environ  $60K$ . D'autre part, on peut noter que les variations suivant l'épaisseur du film, très faibles en entrée atteignent une vingtaine de Kelvins près du rayon intérieur. Toutefois, il faut garder à l'esprit que l'amplitude des variations est accrue en raison des parois adiabatiques qui ne participent pas aux transferts de la chaleur qui est entièrement transportée par l'écoulement. Le débit massique de fuite est d'environ  $46g/s$ .

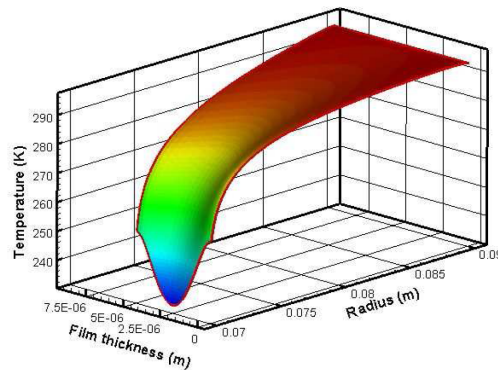


FIGURE 11.5 – Exemple de champ de température

### Influence de la pression d'alimentation

Il a été montré dans le chapitre 3 que l'amplitude de la pression va contrôler l'intensité des effets d'inertie et les risques de blocage sonique. Par ailleurs, nous avons vu au début du présent chapitre que, pour des pressions ambiantes, le fluide se comporte comme un gaz parfait (compressibilité constante égale à 1) mais s'éloigne rapidement de cet état pour les faibles températures et les fortes pressions. C'est pourquoi nous nous sommes intéressés à l'effet de la pression d'alimentation sur le comportement d'une garniture gaz. La figure 11.6 présente l'évolution de la force d'ouverture sans dimension  $\bar{F}_o$  en fonction de la distance de séparation des faces pour différentes valeurs de la pression du gaz à étancher. Je tiens à rappeler que la force sans dimension ne peut dépasser 1 puisqu'il n'existe ici aucun mécanisme de génération de pression. Celle-ci ne peut que chuter lors de l'écoulement du fluide conduisant à  $\bar{F}_o < 1$ .

Pour la plus faible pression  $P_e = 1\text{MPa}$ , la force ou capacité de charge est constante et indépendante de l'épaisseur du film. C'est le résultat qu'on obtiendrait avec la théorie de la lubrification des gaz en écoulement isotherme. On note tout de même une légère augmentation de la portance pour les grandes épaisseurs de film. En effet lorsque l'épaisseur de film augmente la répartition de pression est modifiée car celle doit non seulement vaincre les forces visqueuses mais aussi accélérer le fluide. Cette dernière contribution est d'autant plus importante que l'épaisseur de film augmente : Ce sont les effets d'inertie.

Lorsque la pression d'alimentation augmente on voit une tendance nette se dessiner : la portance est plus faible pour les petites épaisseurs de film et plus grande lorsque la distance des faces augmente. Cet effet s'amplifie lorsque la pression d'alimentation croît. L'accroissement de la capacité de charge a deux origines qui ont déjà été évoquées. Il y a tout d'abord les effets d'inertie. Ensuite, le blocage sonique produit une augmentation de la pression de sortie et donc un accroissement de la pression moyenne dans le film. La baisse observée pour les très faibles épaisseurs peut être attribuée au comportement non-linéaire du gaz. En effet, ce sont pour les faibles épaisseurs que les plages de pressions et donc de compressibilité sont les plus grandes dans le film.

Un des résultats importants illustrés ici est que le film de gaz n'est pas stable. En effet, la force d'ouverture ne s'oppose pas au rapprochement des faces, au contraire elle le favorise. La raideur du film est de sens opposé à ce qui est souhaitable. Cet effet indésirable est d'autant plus marqué que la pression augmente.

### Influence de la conicité

Nous avons vu dans les chapitres précédents qu'une conicité des faces conduisant à un espace convergent dans le sens de la fuite permet généralement d'obtenir un film de liquide stable. En effet,

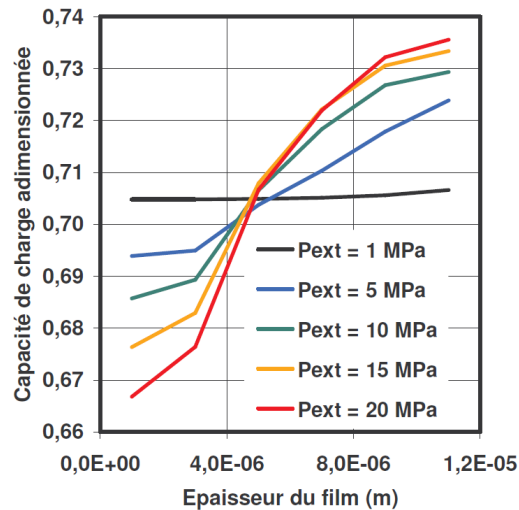


FIGURE 11.6 – Force d'ouverture en fonction de l'épaisseur de film pour différentes pressions d'alimentation

en diminuant l'épaisseur du film en direction de la sortie, le fluide aura plus de difficulté à s'écouler. Il faut alors un gradient de pression plus important. La chute de pression va donc se produire essentiellement vers la sortie, ce qui augmente le niveau global de pression.

La figure 11.7, présente la capacité de charge du film en fonction de l'épaisseur minimale pour différents angles de conicité et ceci pour les conditions nominales de fonctionnement. On remarque que l'effet de la conicité opère aussi dans le cas de fluides compressibles à haute pression. Il a été montré précédemment que lorsque les faces sont planes, il existe une raideur défavorable. Cet effet peut être annulé en imposant une conicité positive. Pour l'inverser totalement, il faut que l'angle du cône dépasse une certaine valeur (ici,  $0,1\text{mrad}$ ). Au-delà de cette valeur, la force d'ouverture générée par le champ de pression du fluide est une fonction strictement décroissante de l'épaisseur du film. Dans ces conditions, l'existence et le maintien du film est possible.

### 11.3.3 Généralisation des résultats

L'effet d'autres paramètres a également été analysé dans la thèse de Sébastien Thomas. Les résultats ont montré que des tendances globales étaient observables, ce qui indique que certaines grandeurs sont contrôlées par un nombre limité de paramètres sans dimension. Nous nous sommes tout d'abord intéressés au débit  $\dot{m}$  qui peut être comparé au débit maximal  $\dot{m}_{max}$  qui peut traverser le film :

$$\bar{m} = \frac{\dot{m}}{\dot{m}_{max}} = \frac{\dot{m}}{2\pi R_e h_{min} \rho_e a_e}$$

où  $a_e$  est la vitesse du son du fluide situé à l'entrée de la garniture. En faisant quelques hypothèses [BTT09], on peut montrer, avec la théorie de la lubrification, que :

$$\bar{m} = \frac{\rho_e a_e h_{moy}^2}{\mu_e 24 \gamma \ln \frac{R_e}{R_i}} = \frac{Re'}{24 \gamma}$$

C'est-à-dire, que le débit est proportionnel à un nombre de Reynolds calculé à partir des caractéristiques du fluide à l'entrée et du rapport des rayons. Il dépend également de  $\gamma$ . La théorie de la lubrification ne



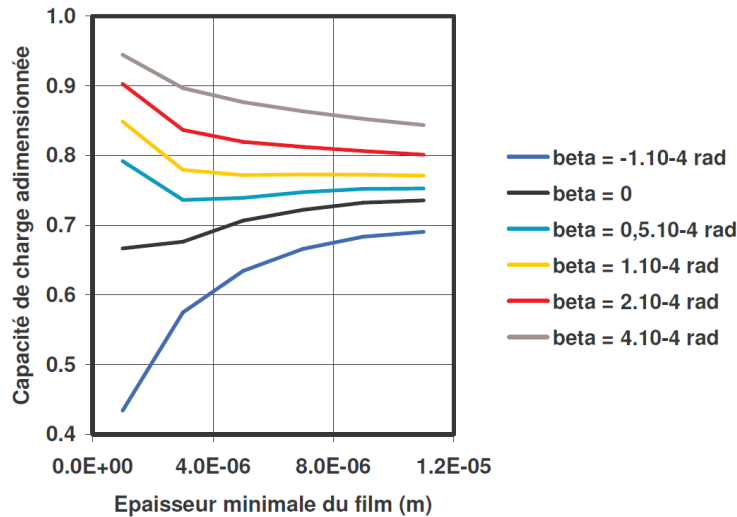


FIGURE 11.7 – Exemple de distribution de pression

donne pas de limite au débit. En revanche, en utilisant la théorie de la dynamique des gaz non visqueux, on montre que dans les conditions testées, le débit adimensionné ne peut dépasser 0.45.

La figure 11.8 présente le débit adimensionné  $\bar{m}$  en fonction du nombre de Reynolds modifié. Les différents points sont les résultats des simulations obtenus en faisant varier différents paramètres (l'épaisseur du film, la pression  $P_e$ , l'angle du cône  $\beta$ , la température d'entrée  $T_e$ , la nature du gaz, le rapport des rayons  $R_e/R_i$ ). On remarque tout d'abord que l'ensemble des points se regroupe autour d'une courbe indiquant ainsi que  $Re'$  est le paramètre d'échelle du débit. Assez logiquement, pour les plus faibles valeurs de  $Re'$  les points sont confondus avec la droite définie par la théorie de la lubrification. Lorsque qu'on augmente  $Re'$ , le rapport des effets d'inertie sur les effets visqueux balance en faveur des premiers. Les valeurs de débit s'éloignent progressivement de la droite pour converger vers le seuil défini par la théorie de la dynamique des gaz.

Le nombre  $Re'$  est également un facteur d'échelle pour le rapport pression de sortie sur pression d'alimentation (figure 11.9). Plus le nombre de Reynolds augmente, plus le rapport augmente en suivant tout d'abord une droite avant de converger vers une limite de 0.53 définie par la dynamique des gaz. Certains points sont très éloignés de la courbe. Ils correspondent à des cas où l'écoulement n'était pas bloqué (faible pression d'alimentation) et où la pression de sortie est alors égale à celle de la zone située en aval de la garniture.

## 11.4 Couplage fluide solides

Les fortes pressions ainsi que les gradients de température importants rencontrés dans ce type d'application laissent à penser qu'il existe un couplage thermo-mécanique important entre le film de gaz et les solides. Nous avons réalisé ce couplage par la méthode des coefficients d'influence qui a été présentée en détails dans le paragraphe 6.1. La garniture étudiée ici fonctionne dans les conditions nominales décrites dans le tableau 11.1. La face inférieure est en carbure de silicium et l'autre face est constituée de carbone, ce qui est un couple de matériaux usuel. Les conditions aux limites utilisées pour obtenir les matrices de coefficients d'influence sont décrites en détails dans [Tho06, TBT07].

Pour cette simulation, une force de fermeture adimensionnée de 0.85 est appliquée. L'épaisseur de

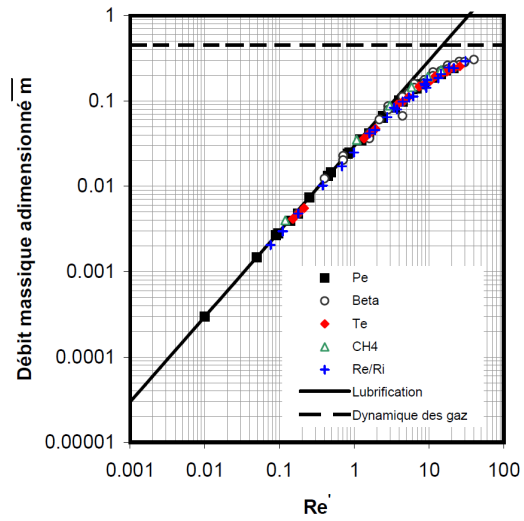


FIGURE 11.8 – Débit sans dimension en fonction du nombre de Reynolds modifié

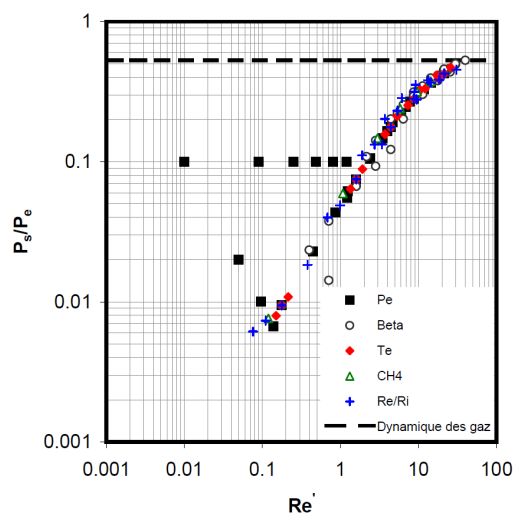


FIGURE 11.9 – Rapport des pressions de sortie et d'entrée en fonction du nombre de Reynolds modifié

film est ajustée de manière à atteindre l'équilibre entre les forces. Le profil des surfaces à l'équilibre est présenté sur la figure 11.10. Sous l'effet du chargement en pression, les faces se sont déformées de manière à former un espace convergent dans le sens de la fuite. Ceci a permis d'obtenir un film fluide stable. On ne voit sur la figure que l'effet combiné des déformations mécaniques et thermiques. L'analyse réalisée a montré que la contribution thermique est de plus faible amplitude et défavorable car elle conduit à la création d'une conicité négative. Ceci est heureusement compensé par les déformations engendrées par la distribution de pression. On notera, en outre, que la face en carbure se déforme beaucoup moins que la face en carbone dont le module d'Young est 20 fois plus faible.

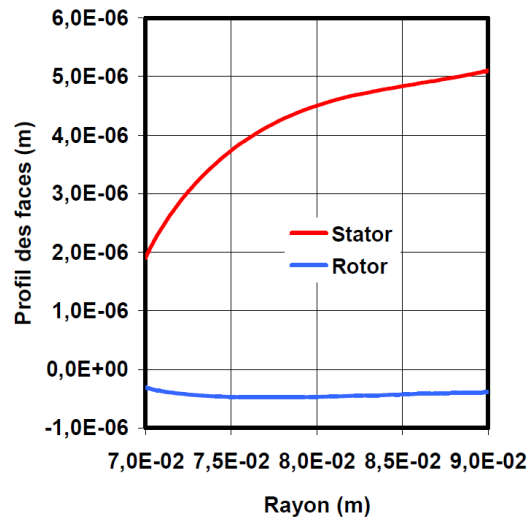


FIGURE 11.10 – Profil des surfaces à l'équilibre

Le champ de température obtenu dans le film lubrifiant est présenté sur la figure 11.11. Bien que la chute totale de température soit de l'ordre de 60K comme dans le cas adiabatique, l'allure du champ de température est notablement modifiée par rapport à celui de la figure 11.5. Les solides tendent à uniformiser les températures des parois et plus particulièrement la face en carbure de silicium, qui est bien meilleure conductrice. La chaleur absorbée lors de la détente du gaz conduit à un refroidissement des solides. Par conséquent, la température du fluide qui entre dans le contact voit sa température diminuer de quelques degrés en raison des échanges avec les solides. La face en carbone est le siège de gradients thermiques importants qui peuvent générer des contraintes défavorables à la durée de vie du système.

## 11.5 Conclusions

Cette étude réalisée dans le cadre de la thèse de Sébastien Thomas a permis la mise au point d'un premier modèle prenant en compte les effets résultant d'un fonctionnement à haute pression. Ce sont : un comportement de gaz réel, les effets d'inertie dans le fluide, le blocage sonique mais aussi les aspects thermiques et le couplage fluide solides.

Les résultats ont montré que grâce au blocage sonique, le débit de fuite se limite naturellement, ce qui est fort intéressant pour un système d'étanchéité. En revanche, les phénomènes rencontrés à haute pression tendent à rendre la raideur du film positive, ce qui nuit au développement d'un film de gaz stable limitant le frottement et l'usure des surfaces. Les déformations mécaniques des faces peuvent compenser cet effet grâce à la formation d'une conicité favorable.

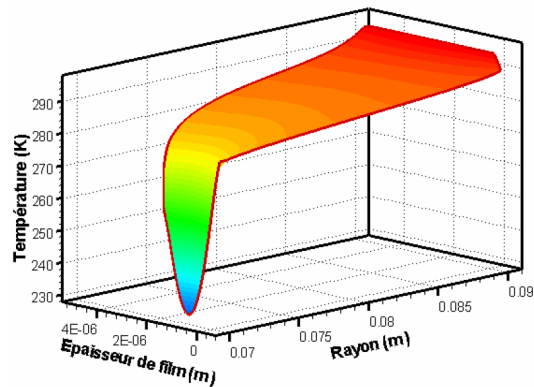


FIGURE 11.11 – Champ de température dans le film fluide lorsque le couplage fluide solides est considéré

Pour pouvoir étudier le rôle des grandes vitesses de rotation rencontrées dans ce type d'application, il est nécessaire d'ajouter un modèle de turbulence adapté aux fluides compressibles. On peut prévoir que l'effet centrifuge va limiter le développement de la pression et que la viscosité effective va réduire les débits. En outre, des augmentations locales de température sont susceptible d'apparaître.

Le point incontournable est le développement d'un modèle tridimensionnel permettant d'étudier des joints à encoches. Celles-ci permettent la génération d'une pression par effet hydrodynamique qui rend le film beaucoup plus stable. Ce type de modèle existe pour les fluides incompressibles (voir chapitre 10). Une des difficultés consistera à développer une méthode adaptée pour le traitement du blocage sonique.



# Conclusions et perspectives

Ce mémoire m'a permis de faire le bilan sur une dizaine d'années de travaux de recherche dans lesquels je suis intervenu en tant que participant ou encadrant. La thématique de recherche est l'étude des garnitures mécaniques qui sont des composants d'étanchéité dynamique de pompes. Elles se composent principalement de deux anneaux, l'un étant en rotation, en contact suivant un plan et entre lesquels se développe un film fluide lubrifiant. Les performances et la fiabilité des garnitures mécaniques sont étroitement liées aux caractéristiques de ce film dont l'épaisseur doit être suffisante pour limiter le frottement et l'usure tout en maintenant la fuite à une valeur acceptable. Je soulignais dans l'introduction le nombre important de phénomènes physiques impliqués dans le comportement d'un tel composant et j'espère que ce mémoire en aura convaincu le lecteur. En fait, les caractéristiques du film fluide dépendent de l'interaction de ces différents mécanismes. Je vais maintenant rappeler les principaux résultats que nous avons obtenus et proposer des pistes à explorer.

## Synthèse des résultats

J'ai classé les garnitures mécaniques en deux familles. La première, qui est la plus courante, regroupe *les garnitures mécaniques à film mince* où l'écoulement du fluide dans l'interface est contrôlé par les termes visqueux. Pour ce type de garniture, l'épaisseur du film qui est de l'ordre du micron est fortement affectée par les déformations thermo-élastiques des solides contigus au film. Ces distortions sont dues aux forces qui se développent dans l'interface mais aussi à la dissipation d'énergie par frottement. Il s'avère que, dans de nombreux cas, les déformations thermiques favorisent la formation d'un film stable et limitant ainsi le frottement. Ces phénomènes sont maintenant bien compris et ont permis la mise au point d'un modèle analytique où le comportement de la garniture est décrit par seulement deux nombres sans dimension. Lorsque le film n'est pas suffisamment épais, les aspérités des surfaces entrent en contact. On parle de lubrification mixte. Des forces de contact se développent entre les rugosités alors que des zones de micro-cavitation et des pics de pression hydrodynamique apparaissent. Grâce à une approche numérique déterministe, nous avons pu reproduire les observations expérimentales. Pour les faibles valeurs du paramètre de service, les rugosités en contact conduisent à un frottement important. Lorsque ce paramètre augmente, une portance hydrodynamique, uniquement due à la micro-géométrie des surfaces, se développe et permet de progressivement séparer les surfaces. Le frottement décrit alors la courbe de Stribeck bien connue avec un minimum correspondant au passage du régime de lubrification mixte à hydrodynamique. Par ailleurs, lorsque les températures dans le film lubrifiant sont suffisamment élevées, le fluide peut se vaporiser. Ce changement de phase peut se produire de manière très localisée ou alors se développer sur une plus large zone. Les fortes variations de viscosité cinématique du fluide associée à un tel phénomène peuvent conduire à des comportements cycliques non souhaitables (ouverture - fermeture du joint).

La deuxième famille de garnitures mécaniques fonctionne avec un film lubrifiant plus épais pour lequel les effets visqueux ne sont plus prépondérants. Je les ai appelées *les garnitures mécaniques à film*

*épais*. L'écoulement du fluide dans l'interface est dans ce cas régi par des équations de Navier Stokes simplifiées qui permettent de prendre en compte la contribution des termes d'inertie. D'autre part, le régime d'écoulement peut devenir turbulent auquel cas, les rugosités des surfaces peuvent affecter les distributions de vitesse dans le film. Les modèles développés pour ce type de configuration ont principalement été appliqués aux garnitures mécaniques hydrostatiques de centrales nucléaires. L'inertie du fluide et l'apparition de turbulence permettent de limiter leur débit de fuite. Les fortes pressions conduisent à des déformations notables des faces qui favorisent la réduction du débit et apportent à la garniture une faible sensibilité aux défauts géométriques comme le mésalignement. En revanche, le dépôt de particules qui modifient l'aspect et la rugosité des surfaces peut conduire à des variations importantes de débit. Les garnitures mécaniques pour gaz haute pression font également parti de cette famille. D'autres phénomènes physiques viennent cependant s'ajouter : le blocage sonique de l'écoulement et la compressibilité, non-linéaire, du gaz. La vitesse du fluide dans le film ne pouvant dépasser celle du son, le débit de fuite se trouve naturellement limité. En revanche, le blocage sonique confère un comportement instable au film de gaz. Les déformations mécaniques permettent toutefois de créer un espace convergent dans le sens de la fuite qui contrecarre cet effet négatif. Enfin, contrairement aux garnitures hydrostatiques où les variations de température sont modérées, les films de gaz à haute pression sont l'objet de gradients thermiques de plusieurs dizaines de kelvins en raison du refroidissement généré par la détente du fluide.

## Perspectives

Les premières perspectives concernent la poursuite de certains thèmes présentés dans ce mémoire. La lubrification mixte est bien sûr concernée. Bien que les résultats soient très satisfaisants, ils reposent sur des modèles rudimentaires et très lourds en temps de calcul. L'étude sur les garnitures gaz n'est pas suffisamment avancée pour être exploitable. Il faut aller vers des configurations tridimensionnelles où les surfaces sont munies d'encoches.

La transition entre les différents comportements constitue un second sujet d'étude. Par exemple, comment se fait le passage de la lubrification mixte vers le comportement TEHD ? Comment passe-t-on d'un film d'épaisseur contrôlée par les rugosités des surfaces à un film d'épaisseur gouvernée par les déformations thermiques ? L'étude des garnitures d'étanchéité de turbopompe spatiale constitue également un challenge important dans ce domaine. Les fluides cryogéniques étanchés sont des liquides compressibles peu visqueux qui se vaporisent lors de la traversée de l'interface. Leur analyse nécessite le couplage entre le changement de phase et l'écoulement de fluides compressibles en film épais avec des risques de contact dans certaines situations. En outre, les grandes vitesses de rotation dans ce type d'application peuvent conduire à des problèmes de stabilité dynamique.

Un nouveau thème d'étude émerge actuellement pour les garnitures mécaniques mais aussi pour les autres systèmes d'étanchéité dynamique. En effet, l'idéal pour une étanchéité consisterait à avoir un frottement extrêmement faible dans la direction de glissement des surfaces et un frottement élevé dans la direction de la fuite. Ceci ne peut être atteint que grâce à des surfaces présentant des propriétés particulières : rugosités orientées, texture, surface hydrophobe, etc. Ce thème doit être étudié car il peut permettre la mise au point de nouvelles solutions technologiques, plus efficaces en termes de fuite et de consommation d'énergie. De plus, cette étude constitue une suite logique aux travaux entrepris en lubrification mixte.

Certains aspects plus fondamentaux nécessitent d'être analysés plus en profondeur. La transition laminaire turbulent dans les écoulement inter-disques à faible facteur de forme présente un intérêt scientifique certain. La lubrification mixte doit également être étudiée sous un oeil plus fondamental, en sortant de l'application aux garnitures mécaniques. Les hypothèses usuelles de la lubrification sont mises à mal

dans ce genre de situation. Des phénomènes physiques intervenant à plus petite échelle peuvent jouer un rôle : tension de surface, capillarité, dynamique moléculaire.

Il faut maintenant s'interroger sur les méthodes à mettre en oeuvre pour atteindre ces objectifs. L'aspect expérimental qui est peu présent dans ce mémoire est à développer. Un banc d'essais de garnitures mécaniques doit être installé au laboratoire dans les mois qui viennent. Il permettra de faire fonctionner des garnitures mécaniques industrielles dans des conditions réalistes et sévères : lubrification mixte, vaporisation. Il sera adapté aux techniques de mesure optique comme la thermographie infra-rouge. Il pourra également être utilisé pour l'étude de nouvelles surfaces. Une seconde cellule expérimentale dédiée à l'analyse des écoulements en film épais entre deux disques est en projet. Un des objectifs est de caractériser la transition laminaire turbulent grâce à des mesures par vélocimétrie laser. L'effort de modélisation est à poursuivre. Les approches multi-échelles sont particulièrement adaptées aux problèmes de lubrification où le comportement à l'échelle macroscopique est fortement influencé par les phénomènes à petite échelle.

Quelles sont et quelles seront les forces vives impliquées dans ces projets ? André-Parfait Nyemeck (collaboration CETIM) travaille actuellement sur la modélisation multi-échelle de la lubrification mixte sous la direction de Bernard Tournier et moi-même. Son travail doit permettre également de faire la jonction entre lubrification mixte et comportement TEHD. Une thèse concernant l'étude expérimentale des garnitures mécaniques démarrera certainement l'année prochaine. L'étudiant s'appuiera sur le nouveau banc d'essais et travaillera sur la validation des codes présentés dans ce mémoire. Une collaboration avec SNECMA, concernant l'étude des garnitures mécaniques de turbopompe vient de s'achever. Elle pourrait aboutir au lancement d'une thèse. Personnellement, je compte me consacrer aux thèmes plus fondamentaux. L'effet des petites échelles dans la lubrification mixte fera l'objet d'un prochain voyage d'étude (septembre 2010 - février 2011) à l'Université Northwestern aux États-Unis (Evanston, Illinois). Je continue à travailler avec des collègues mécaniciens des fluides, sur le banc d'essais de garnitures hydrostatiques dans le cadre de projets d'étudiants. L'étude des surfaces dans les étanchéités est un grand projet en cours de gestation.





## Annexe A

# Analyse de l'équation de Reynolds en présence de surfaces parallèles rugueuses

Afin de mettre en évidence des relations entre les différents paramètres, nous allons procéder à une analyse dimensionnelle de l'équation de Reynolds en présence de deux surfaces parallèles.

### A.1 Mise en équation

Pour faciliter l'analyse, nous nous plaçons dans la configuration simplifiée présentée sur la figure A.1. Les deux surfaces considérées sont parallèles et séparées d'une distance moyenne  $h_0$ . La courbure de la garniture est négligée, ce qui nous permet de travailler sur un domaine rectangulaire. La surface inférieure est lisse et animée d'une vitesse  $V$  alors que la surface supérieure est immobile et rugueuse. La hauteur quadratique des rugosités est notée  $\sigma$ . Sur la largeur du joint  $X$ , un gradient de pression d'amplitude  $p_0/X$  s'établit. La longueur  $Y$  représente une longueur circonférentielle périodique caractéristique.

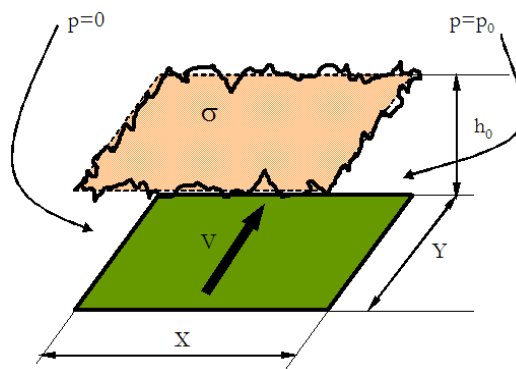


FIGURE A.1 – Configuration du problème

Si le film est complet (pas de rupture), l'équation de Reynolds s'exprime :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( h^3 \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( h^3 \frac{\partial p}{\partial y} \right) = 6\mu V \frac{\partial h}{\partial y}$$

Nous pouvons maintenant définir des variables sans dimension :

$$x = \bar{x}X$$

$$\begin{aligned}y &= \bar{y}Y \\ h &= h_0 + \bar{h}\sigma \\ p &= \bar{p}p_0\end{aligned}$$

Pour simplifier l'analyse, nous supposons que l'épaisseur moyenne est grande devant la hauteur des rugosités, c'est-à-dire que  $h \approx h_0$ . L'équation de Reynolds sans dimension s'exprime alors :

$$\frac{\partial^2 \bar{p}}{\partial \bar{x}^2} + \frac{X^2}{Y^2} \frac{\partial^2 \bar{p}}{\partial \bar{y}^2} = \alpha \frac{\partial \bar{h}}{\partial \bar{y}} \text{ avec } \alpha = \frac{6\mu V \sigma X^2}{p_0 h_0^3 Y}$$

## A.2 Solution du problème

La solution de l'équation sans second membre avec  $\bar{p}(\bar{x} = 1) = 1$  est notée  $\bar{p}_{hs}$ . La solution de l'équation avec second membre et pression nulle aux bornes est notée  $\bar{p}_{hd}$  et ceci pour  $\alpha = 1$ . Le champ de pression solution s'exprime donc :

$$\bar{p} = \bar{p}_{hs} + \alpha \bar{p}_{hd}$$

La charge sans dimension  $\bar{W}$  résultant du champ de pression peut être calculée :

$$\bar{W} = \int_0^1 \int_0^1 \bar{p} d\bar{x} d\bar{y} = \int_0^1 \int_0^1 \bar{p}_{hs} d\bar{x} d\bar{y} + \alpha \int_0^1 \int_0^1 \bar{p}_{hd} d\bar{x} d\bar{y}$$

La contribution du champ hydrostatique vaut 0.5 et la contribution du champ de pression hydrodynamique est notée  $F\left(\frac{X}{Y}, \bar{h}\right)$ . Cette fonction ne dépend pas de la séparation des surfaces mais uniquement de leur topographie. On en déduit la relation suivante :

$$\bar{W} = 0.5 + \alpha F = B_{tot}$$

où  $B_{tot}$  est le coefficient de compensation total.

Introduisons le paramètre de service  $G$  :

$$G = \frac{\mu V X}{W} = \frac{\mu V}{B_{tot} p_0 Y}$$

Nous pouvons maintenant exprimer le paramètre  $\alpha$  en fonction de  $G$  :

$$\alpha = \frac{6G\sigma X^2 B_{tot}}{h_0^3}$$

L'expression de la charge sans dimension nous permet d'obtenir une nouvelle expression de  $\alpha$  et par suite de l'épaisseur de film moyenne  $h_0$  :

$$h_0^3 = \frac{6G\sigma X^2 B_{tot} F}{B_{tot} - 0.5}$$

Le coefficient de frottement  $f$  dans le contact peut être déterminé en calculant le rapport entre la force tangentielle et la portance :

$$f = \frac{\mu V}{h_0 B_{tot} p_0} = G \frac{Y}{h_0}$$

En remplaçant  $h_0$  par son expression, on obtient la relation suivante :

$$f = 6^{-\frac{1}{3}} G^{\frac{2}{3}} \left( \frac{B_{tot} - 0.5}{B_{tot}} \right)^{\frac{1}{3}} \frac{Y}{X} \left( \frac{X}{\sigma} \right)^{\frac{1}{3}} F^{-\frac{1}{3}} \quad (\text{A.1})$$

Cette analyse simple nous montre que, pour une surface donnée, ou tout du moins une fonction  $F$  donnée, le coefficient de frottement est une fonction puissance d'exposant  $2/3$  du paramètre de service  $G$ . En outre, une augmentation du coefficient de compensation  $B_{tot}$  conduit à un accroissement du frottement. En revanche, l'élévation de la hauteur des rugosités produit l'effet inverse.



# Bibliographie

- [AFM] AFMHP. Garnitures mécaniques - technologie. In *Les Techniques de l'Ingénieur*, number BM5425.
- [AL91] E.M. Aydin and H.J. Leutheusser. Plane-couette flow between smooth and rough walls. *Experiments in Fluids*, 11 :302–312, 1991.
- [Are05] Areva. Epr. Brochure, AREVA, 2005.
- [AWA67] J.N. Anno, J.A. Walowit, and C.M. Allen. Microasperity lubrication. In BHRA, editor, *3rd International Conference on Fluid Sealing*, number Paper E2, pages 9–20, Cambridge, England, April 1967. BHRA.
- [BA09] N. Brunetière and A. Apostolescu. A simple approach to the thermoelastohydrodynamic behavior of mechanical face seals. *Tribology Transactions*, 52(2) :243–255, 2009.
- [Bak04] V. Bakolas. Numerical generation of arbitrarily oriented non-gaussian three-dimensional rough surfaces. *Wear*, 254 :546–554, 2004.
- [BB06] H.P. Bloch and A.R. Budris. *Pump User's Handbook - Life Extension*. The Fairmont Press, Inc., USA, 2006.
- [BDD97] S. Bottin, O. Dauchot, and F. Daviaud. Intermittency in a locally forced plane couette flow. *Physical Review Letters*, 79(22) :4377–4380, 1997.
- [Bec63] K.M. Becker. Measurement of convective heat transfer from a horizontal cylinder rotating in a tank of water. *International Journal of Heat and mass Transfer*, 6 :1053–1062, 1963.
- [Ber89] O.V. Bertele. Another look at seal life and failure. In *12th International Conference on Fluid Sealing*, pages 323–328, Brighton, UK, May 10-12 1989. BHRA, BHRA.
- [BGTPD08] N. Brunetière, E. Galenne, B. Tournerie, and I. Pierre-Danos. Modelling of non laminar phenomena in high reliability hydrostatic seals operating in extreme conditions. *TribologyInternational*, 41(4) :211–220, 2008.
- [BH01] D. Bonneau and D. Hajjam. Modélisation de la rupture et de la reformation des film lubrifiants dans les contacts elasto-hydrodynamiques. *European Journal of Computational Mechanics (Revue Européenne des Éléments Finis)*, 10(6-7) :679–704, 2001.
- [BHT93] D. Bonneau, J. Huitric, and B. Tournerie. Finite element analysis of grooved gas thrust bearings and grooved gas face seals. *Journal of Tribology*, 115(3) :348–354, 1993.
- [BKAA05] O.M. Bakken, P-A. Krogstad, A. Ashrafian, and H.I. Andersson. Reynolds number effects in the outer layer of the turbulent flow in a channel with rough walls. *Physics of Fluids*, 17(065101), 2005.
- [BM09] N. Brunetière and B. Modolo. Heat transfer in a mechanical face seal. *International Journal of Thermal Science*, 48(4) :781–794, April 2009.

- [Bru01] N. Brunetière. *Etude Théorique et Expérimentale du Comportement Thermohydrodynamique des Garnitures Mécaniques*. PhD thesis, University of Poitiers, Laboratory of Solid Mechanics, UMR CNRS 6610, SP2MI, 86962 Futuroscope, France, December 2001.
- [Bru05] N. Brunetière. A modified turbulence model for low Reynolds number - application to hydrostatic seals. *Journal of Tribology*, 127(1) :130–140, 2005.
- [BS95] D.A. Blasbalg and R.F. Salant. Numerical study of two-phase mechanical seal stability. *Tribology Transactions*, 38(4) :791–800, 1995.
- [BT05] N. Brunetière and B. Tournier. Finite element solution of the energy equation in lubricated contacts - application to mechanical face seals. *European Journal of Computational Mechanics (Revue Européenne des Éléments Finis)*, 14(2-3) :213–235, 2005.
- [BT06] N. Brunetière and B. Tournier. The effect of inertia on radial flows - application to hydrostatic seals. *Journal of Tribology*, 128(3) :566–574, 2006.
- [BT07] N. Brunetière and B. Tournier. Finite element solution of inertia influenced flow in thin fluid films. *Journal of Tribology*, 129(4) :876–886, 2007.
- [BT09] N. Brunetière and B. Tournier. Study of hydrostatic mechanical face seals operating in turbulent rough flow regime. *Journal of Tribology*, 131(3) :032202, 2009.
- [BTAA95] K.H. Bech, N. Tillmark, P.H. Alfredsson, and H.I. Andersson. An investigation of turbulent plane Couette flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 286 :291–325, 1995.
- [BTF02] N. Brunetière, B. Tournier, and J. Frêne. Influence of fluid flow regime on performances of non-contacting liquid face seals. *Journal of Tribology*, 124(3) :515–523, July 2002.
- [BTF03a] N. Brunetière, B. Tournier, and J. Frêne. A simple and easy-to-use tehd model for non-contacting liquid face seals. *Tribology Transactions*, 46(2) :187–192, 2003.
- [BTF03b] N. Brunetière, B. Tournier, and J. Frêne. Tehd lubrication of mechanical face seals in stable tracking mode. part 1 - numerical model and experiments. *Journal of Tribology*, 125(3) :608–616, July 2003.
- [BTF03c] N. Brunetière, B. Tournier, and J. Frêne. Tehd lubrication of mechanical face seals in stable tracking mode. part 2 - parametric study. *Journal of Tribology*, 125(3) :617–627, July 2003.
- [BTT09] N. Brunetière, S. Thomas, and B. Tournier. The parameters influencing high pressure mechanical gas face seals behavior in static operation. *Tribology Transactions*, 52(5) :643–654, 2009.
- [Buc89] G.S. Buck. Heat transfer in mechanical seals. In *Proceedings of the 6th International Pump Users Symposium*, pages 9–15, Houston, Texas, USA, April 24–28 1989.
- [BWA67] S. S. Bupara, J. A. Walowit, and C. M. Allen. Gas lubrication and distortion of high pressure seals for compressors. In *3rd International Conference on Fluid Sealing*, number paper B3, Cambridge, England, 1967. BHRA.
- [Cal06] J.G. Callan. Packing for elastic fluid turbines. Technical report, US Patent N°819635, 1906.
- [Cen04] B. Census. 2002 economic census - gasket, packing, and sealing. Technical Report EC02-31I-339991, US Census Bureau, 2004.
- [CG74] V.N. Constantinescu and S. Galetuse. On the possibilities of improving the accuracy of the evaluation of inertia forces in laminar and turbulent films. *Journal of Lubrication Technology*, 96(1) :69–77, 1974.

- [Cha50] R. Champly. *Pompes et élévateurs de liquides*. Librairie Polytechnique Berranger, Paris, 1950.
- [Chi71] M. Chicha. *Les Pompes Centrifuges - Fonctionnement, Calcul et Sélection des Pompes Centrifuges et des Systemes de Pompage*. Presses de l'Université de Montréal, 1971.
- [Col39] C.F. Colebrook. Turbulent flow in pipes, with particular reference to the transition region between the smooth and rough pipe laws. *Journal of the Institution of Civil Engineers*, 11(4) :133–156, 1939.
- [CPFT01] T. Cicone, M. Pascovici, J. Frêne, and B. Tournerie. Visualization of vaporization in very thin films with application to mechanical face seals. In *2nd World Tribology Congress*, Vienna, Austria, 2001.
- [CPT01] T. Cicone, M.D. Pascovici, and B. Tournerie. Non-isothermal performance characteristics of fluid film mechanical face seals. *IMEchE, Part J, Journal of Engineering Tribology*, 215(1) :35–44, 2001.
- [Cro07] F. Crouzet. 3groupesmotopompes primaires (gmpp). Technical Report H-T63-2006-04709-FR, EDF R&D, November 2007.
- [Cro08] F. Crouzet. Projet dvgmpp - calcul instationnaire de l'écoulement dans le joint n°1 des groupes motopompes primaires (gmpp). Technical Report H-T63-2007-03418-FR, EDF R&D, June 2008.
- [CT94] P.A. Connor and M.T. Thew. Trends in mechanical seal performance at three process plants in the oil industry. In B. Halligan, editor, *14th International Conference on Fluid Sealing*, pages 219–242, Firenze, Italy, April 6-8 1994. BHRGroup, Mechanical Engineering Publications Limited, England.
- [CW40] R.W. Christman and J. Willet. Rotary shaft seal. Technical report, US Patent n°2200413, 1940.
- [DDMM98] R. Debuchy, A. Dymont, H. Muhe, and P. Micheau. Radial inflow between a rotating and a stationary disc. *European Journal of Mechanics - B/Fluids*, 17(6) :791–810, 1998.
- [Den61] D.F. Denny. Some measurements of fluid pressures between plane parallel thrust surfaces with special reference to radial-face seals. *Wear*, 4 :64–83, 1961.
- [DM87] M.A. Dumbrava and Z. Morariu. Thermohydrodynamic aspects of the double mechanical seals. In *11th International Conference on Fluid Sealing*, number Paper F3, pages 394–406. BHRA, April 1987. Cannes, France.
- [DMB91] J.C. Doane, T.A. Myrum, and J.E. Beard. An experimental-computational investigation of the heat transfer in mechanical face seals. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 34(4-5) :1027–1041, 1991.
- [DN60] J.W. Daily and R.E. Nece. Chamber dimension effects on induced flow and frictional resistance of enclosed rotating disks. *Journal of Basic Engineering*, 82 :217–232, March 1960.
- [DP86] T.G. Doust and A. Parmar. An experimental and theoretical study of pressure and thermal distortions in a mechanical seal. *ASLE Transactions*, 29(2) :151–159, 1986.
- [Elo56] S. Elonka. Take a look at today's mechanical seals. *Power*, pages 109–132, March 1956.
- [Elr81] H.G. Elrod. A cavitation algorithm. *Journal of Lubrication Technology*, 103(3) :350–354, July 1981.



- [EN67] H.G. Elrod and C.W. Ng. A theory for turbulent films and its application to bearings. *Journal of Lubrication Technology*, 89(3) :346–362, 1967.
- [EP96] I. Etsion and M.D. Pascovici. Phase change in a misaligned mechanical face seal. *Journal of Tribology*, 118(1) :109–115, January 1996.
- [ES80a] I. Etsion and A. Sharoni. The effect of coning on radial forces in misaligned radial face seals. *Journal of Lubrication Technology*, 102(2) :139–144, April 1980.
- [ES80b] I. Etsion and A. Sharoni. Performance of end-face seals with diametral tilt and coning - hydrostatic effects. *ASLE Transactions*, 23(3) :279–288, 1980.
- [Ets80a] I. Etsion. The accuracy of the narrow seal approximation in analyzing radial face seals. *ASLE Transactions*, 23(2) :208–216, 1980.
- [Ets80b] I. Etsion. Squeeze effects in radial face seals. *Journal of Lubrication Technology*, 102(2) :145–152, April 1980.
- [Ets82] I. Etsion. Dynamic analysis of noncontacting face seals. *Journal of Lubrication Technology*, 104(4) :460–468, 1982.
- [Fli07] R.K. Flitney. *Seals and Sealing HandBook*. Butterworth-Heinemann, fifth edition, 2007.
- [FN87a] R.K. Flitney and B. S. Nau. Reliability of mechanical seals in centrifugal process pumps. In B.S. Nau, editor, *11th International Conference on Fluid Sealing*, pages 17–45, Cannes, France, April 8-11 1987. BHRA, Elsevier.
- [FN87b] R.K. Flitney and B.S. Nau. A study of factors affecting mechanical seal performance. *IMechE, Part A, Power and Process Engineering*, 201(A1) :17–28, 1987.
- [FND<sup>+</sup>90] J. Frêne, D. Nicolas, B. Degueurce, D. Berthe, and M. Godet. *Lubrication Hydrodynamique - Paliers et Butées*. Eyrolles, Paris, 1990.
- [Gaz58] G. Gazley. Heat-transfer characteristics of the rotational and axial flow between concentric cylinders. *Transactions of the ASME*, 80 :79–90, January 1958.
- [GE83] I. Green and I. Etsion. Fluid film dynamic coefficients in mechanical face seals. *Journal of Lubrication Technology*, 105(2) :297–302, April 1983.
- [GE85] I. Green and I. Etsion. Threshold and steady-state response of noncontacting coned-face seals. *ASLE Transactions*, 28(4) :449–460, 1985.
- [Gol67] A.I. Golubiev. On the existence of hydrodynamic film in mechanical seals. In BHRA, editor, *3rd International Conference on Fluid Sealing Golubiev 1967*, number Paper E1, pages 1–8, Cambridge, England, April 1967. BHRA.
- [GPD07] E. Galenne and I. Pierre-Danos. Thermo-elasto-hydro-dynamic modeling of hydrostatic seals in reactor coolant pumps. *Tribology Transactions*, 50(4) :466–476, 2007.
- [GPWH98] A. Günther, D.V. Papavassiliou, M.D. Warholic, and T.J. Hanratty. Turbulent flow in a channel at low reynolds number. *Experiments in Fluids*, 25 :503–511, 1998.
- [GW66] J. A. Greenwood and J. B. P. Williamson. Contact of nominally flat surfaces. *Proceedings of the Royal Society (London)*, A295 :300–319, 1966.
- [HB95] P. Hernandez and J. Boudet. Modeling of the behavior of dynamical gas seals : Calculation with a finite element method implicitly assuring the continuity of flow. *IMechE, Part J, Journal of Engineering Tribology*, 209(3) :195–201, 1995.
- [HC80] W.F. Hughes and N.H. Chao. Phase change in liquid face seals - ii - isothermal and adiabatic bounds with real fluids. *Journal of Lubrication Technology*, 102(3) :350–359, July 1980.

- [HD81] b. Hamrock and D. Dowson. *Ball Bearing Lubrication - The Elastohydrodynamics of Elliptical Contacts*. New York, USA, 1981.
- [Hir73] G.G. Hirs. Bulk flow theory for turbulence in lubricant films. *Journal of Lubrication Technology*, 95(2) :137–146, 1973.
- [Hol44] A. Hollander. Stuffing box for refinery pumps - packing vs. mechanical seals. *California Oil and Petroleum Industry*, (2), 1944.
- [HS01] S.R. Harp and R.F. Salant. An average flow model of rough surface lubrication with interasperity cavitation. *Journal of Tribology*, 123(1) :134143, January 2001.
- [HT04] M. Harada and J. Tsukazaki. On the transition from laminar to turbulence in the fluid film of thrust bearings. In *14th International Colloquium Tribology*, volume II, pages 1025–1030. TAE, 13-15 January 2004.
- [HWBK78] W.F. Hughes, N.S. Winowich, M.J. Birchok, and W.C. Kennedy. Phase change in liquid face seals. *Journal of Lubrication Technology*, 100(1) :74–80, January 1978.
- [Key06] J.F. Key. Hydraulic shaft packing for turbines. Technical report, US Patent N°811642, 1906.
- [KF86] T. Koga and T. Fujita. The hydrostatic noncontact seal including fluid inertia effect. *ASLE Transactions*, 29(1) :35–42, 1986.
- [KM80] C.A. Kittmer and R. Metcalfe. An inside view of rotary seal dynamics. In *Proceedings of the 5th Symposium on Engineering Applications of Mechanics*, pages 201–208, Ottawa, Canada, 1980.
- [KNN05] O. Kitoh, K. Nakabayashi, and F. Nishimura. Experimental study on mean velocity and turbulence characteristics of plane couette flow : Low-reynolds-number effects and longitudinal vortical structure. *Journal of Fluid Mechanics*, 539 :199–227, 2005.
- [KPH94] G. Knoll, H. Peeken, and H-W. Höft. Thermohydrodynamic calculation of end face seals. In *14th International Conference on Fluid Sealing*, pages 367–383. BHRGroup, April 1994. Firenze, Italy.
- [KR67] C. Kojabashian and H.H. Richardson. A micropad model for the hydrodynamic performance of carbon face seals. In BHRA, editor, *3rd International Conference on Fluid Sealing*, number paper E4, pages 41–71, Cambridge, England, April 1967. BHRA.
- [Leb80] A.O. Lebeck. A mixed friction hydrostatic face seal model with phase change. *Journal of Lubrication Technology*, 102(2) :133–138, April 1980.
- [Leb87a] A.O. Lebeck. Parallel sliding load support in the mixed friction regime. part 1 - the experimental data. *Journal of Tribology*, 109(1) :189–195, January 1987.
- [Leb87b] A.O. Lebeck. Parallel sliding load support in the mixed friction regime. part 2 - evaluations of the mechanisms. *Journal of Tribology*, 109(1) :196–205, January 1987.
- [Leb91] A.O. Lebeck. *Principle and Design of Mechanical Face Seals*. John Wiley & Sons, Inc., New York, 1991.
- [Leb99] A.O. Lebeck. Mixed lubrication in mechanical face seals with plain faces. *IMechE, Part J, Journal of Engineering Tribology*, 213(J3) :163–175, 1999.
- [LNSS98] A.O. Lebeck, M.E. Nygren, S.A. Shirazi, and R. Souliisa. Fluid temperature and film coefficient prediction and measurement in mechanical face seals - experimental results. *Tribology Transactions*, 41(4) :411–422, October 1998.

- [LODA04] S. Leonardi, P. Orlandi, L. Djenidi, and R.A. Antonia. Structure of turbulent channel flow with square bars on one wall. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 25 :384–392, 2004.
- [Lub99] H. Lubbinge. *On the Lubrication of Mechanical Face Seals*. PhD thesis, University of Twente, Netherlands, 1999.
- [Lym69] A. Lymer. An engineering approach to the selection and application of mechanical seals. In *4th International Conference on Fluid Sealing, BHRA*, pages 239–246, Philadelphia, USA, 5-9 May 1969. BHRA.
- [May69] E. Mayer. Thermohydrodynamics in mechanical seal. In *Proceedings of the 4th International Conference on Fluid Sealing*, pages 124–128, Philadelphia, USA, May, 5-9 1969. BHRA.
- [May72] E. Mayer. *Garnitures Mécaniques d’Etanchéité*. Dunod, Paris, 1st edition, 1972.
- [May77] E. Mayer. *Garnitures Mécaniques d’Etanchéité*. Dunod, Paris, 2nd edition, 1977.
- [May89] E. Mayer. Performance of rotating high duty nuclear seals. *Lubrication Engineering*, 45(5) :275–286, 1989.
- [MCME83] H.D. Murphy, F.W. Chambers, and D.M. Mc Eligot. Laterally converging flow. part 1. mean flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 127 :379–401, 1983.
- [MG02] B.A. Miller and I. Green. Numerical techniques for computing rotordynamic properties of mechanical gas face seals. *Journal of Tribology*, 124(4) :755–761, 2002.
- [MI93] K.R. Mutama and H. Iacovides. The investigation of developing flow and heat transfer in a long converging duct. *Journal of Heat Transfer*, 115 :897–903, November 1993.
- [Min09] C. Minet. *Lubrification Mixte dans les Etanchéités Dynamiques : Application aux Garnitures Mécaniques d’Etanchéité*. PhD thesis, University of Poitiers, Laboratory of Solid Mechanics, UMR CNRS 6610, SP2MI, 86962 Futuroscope, France, December 2009.
- [Mül69] H.K. Müller. Externally pressurised barrier shaft seals. In *4th International Conference on Fluid Sealing*, pages 361–371, Philadelphia, USA, 1969. 5-9 May, BHRA.
- [MN98] H. K. Müller and B. S. Nau. *Fluid Sealing Technology - Principles and Applications*. Marcel Dekker, Inc., 1998.
- [Mol63] P.S. Moller. Radial flow without swirl between parallel discs. *The Aeronautical Quarterly*, 14 :163–184, 1963.
- [Moo44] L.F. Moody. Friction factors for pipe flow. *Transactions of the ASME*, 66 :671–684, 1944.
- [MOPJ99] P. Merati, N.A. Okita, R.L. Phillips, and L.E. Jacobs. Experimental and computational investigation of flow and thermal behavior of mechanical seal. *Tribology Transactions*, 42(4) :731 – 738, October 1999.
- [NAH90] M.A. Niederschulte, R.J. Adrian, and T.J. Hanratty. Measurements of turbulent flow at low reynolds numbers. *Experiments in Fluids*, 9 :222–230, 1990.
- [Nau64] B. S. Nau. Hydrodynamics in face seal films. In *2 nd International Conference on Fluid Sealing*, number paper F5, pages 61–80, Cranfield, England, April 1964. BHRA.
- [Nau67] B.S. Nau. Hydrodynamic lubrication in face seals. In BHRA, editor, *3rd International Conference on Fluid Sealing*, number Paper E5, pages 73–120, Cambridge, England, April 1967. BHRA.
- [Nau69] B. S. Nau. Film cavitation observations in face seals. In *4th International Conference on Fluid Sealing*, pages 190–198, Philadelphia, USA, 5-9 May 1969. BHRA.

- [Nau97] B.S. Nau. Mechanical seal face materials. *IMEchE, Part J, Journal of Engineering Tribology*, 211(J3) :165–183, 1997.
- [Ng64] C.W. Ng. Fluid dynamic foundation of turbulent lubrication theory. *ASLE Transactions*, 7 :311–321, 1964.
- [NKK04] K. Nakabayashi, O. Kitoh, and Y. Katoh. Similarity laws of velocity profiles and turbulence characteristics of couette-poiseuille turbulent flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 507 :43–69, 2004.
- [NL91] B.S. Nau and S.E. Leefe. A review of some aspects of the prediction of mechanical seal coning. *Tribology Transactions*, 34(4) :611–617, 1991.
- [NP65] C.W. Ng and C.H.T. Pan. A linearized turbulent lubrication theory. *Journal of Basic Engineering*, 87 :675–688, 1965.
- [Orc69] F.K. Orcutt. An investigation of the operation and failure of mechanical face seals. *Journal of Lubrication Technology*, 91(4) :713–725, October 1969.
- [Pam89] A. Pamar. Thermal distortion control in mechanical face seals. In *12th International Conference on Fluid Sealing*, pages 109–126, Brighton, UK, May 1989. BHRGroup.
- [Pap68] J.G. Pape. Fundamental research on a radial face seal. *ASLE Transactions*, 11(4) :302–309, 1968.
- [Pat78] N. Patir. A numerical method for random generation of rough surfaces. *WearPatir1978*, 47 :263–277, 1978.
- [Paw08] P. Pawlus. Simulation of stratified surface topographies. *Wear*, 264 :457–463, 2008.
- [PC78] N Patir and H.S. Cheng. An average flow model for determining effects of three-dimensional roughness on partial hydrodynamic lubrication. *Journal of Lubrication Technology*, 100(1) :12–17, January 1978.
- [PC79] N Patir and H.S. Cheng. Application of average flow model to lubrication between rough sliding surfaces. *Journal of Lubrication Technology*, 101(2) :220–230, April 1979.
- [PE92] M.D. Pascovici and I. Etsion. A thermohydrodynamic analysis of a mechanical face seal. *Journal of Tribology*, 114(4) :639–645, 1992.
- [Per06] P. Perrot. Propriétés thermodynamiques de l’eau. In *Les Techniques de l’Ingénieur*, number K585. 2006.
- [PFP01] F.C. Possamai, R.T.S. Ferraira, and A.T. Prata. Pressure distribution in laminar radial flow through inclined disks. *International Journal of heat and Fluid Flow*, 22 :440–449, 2001.
- [PJM97] R.L. Phillips, L.E. Jacobs, and P. Merati. Experimental determination of the thermal characteristics of a mechanical seal and its operating environment. *Tribology Transactions*, 40(4) :559–568, October 1997.
- [Pon05] S. Poncet. *Écoulements de Type Rotor-Stator Soumis à un Flux Axial : de Batchelor à Stewartson*. PhD thesis, Université de Provence Aix-Marseille I, Institut de Recherche sur les Phénomènes Hors Equilibre, 2005.
- [PPO01] B.E. Poling, J.M. Prausnitz, and J.P. O’Connell. *The Properties of Gases and Liquids*. 5th edition edition, 2001.
- [PS92] P. Payvar and R.F. Salant. A computational method for cavitation in a wavy mechanical seal. *Journal of Tribology*, 114(1) :199–204, January 1992.
- [PTF97] V. Person, B. Tournerie, and J. Frêne. A numerical study of the stable dynamic behavior of radial face seals with grooved faces. *Journal of Tribology*, 119(3) :507–514, July 1997.

- [Rer80] C. Rerbal. *Contribution à l'Etude des Butées Hydrodynamiques en Ecoulement Laminaire et Non-Laminaire*. PhD thesis, Université Claude Bernard, Lyon I, 1980.
- [Riv94] M. Rival. *Les Grandes Inventions*. Larousse, Paris, 1994.
- [RSG97] B. Ruan, R.F. Salant, and I. Green. A mixed lubrication model of liquid / gas mechanical face seals. *Tribology Transactions*, 40(4) :647–657, 1997.
- [Rua02] B.A. Ruan. Numerical modeling of dynamic sealing behaviors of spiral groove gas face seals. *Journal of Tribology*, 124(1) :186–195, 2002.
- [Sch60] H. Schlichting. *Boundary Layer Theory*. 1960.
- [Séd67] M. Sédille. *Turbo-machines Hydrauliques et Thermiques*, volume 2, Pompes Centrifuges et Axiales, Turbines Hydrauliques. Masson, Paris, 1967.
- [SE81] A. Sharoni and I. Etsion. Performance of end-face seals with diametral tilt and coning - hydrodynamic effects. *ASLE Transactions*, 24(1) :61–70, 1981.
- [Sed78] J. Sedy. Improved performance of film-riding gas seals through enhancement of hydrodynamic effects. *ASLE Transactions*, 23(1) :35–44, 1978.
- [SF96] N. Saadat and W.L. Flint. Expressions for the viscosity of liquid/vapour mixtures : Predicted and measured pressure distributions in a hydrostatic bearing. *IMEchE, Part J, Journal of Engineering Tribology*, 210 :75–79, 1996.
- [SHL<sup>+</sup>92] D.J. Schipper, A.J. Hoevenaer, B. Laet, S. de Bakx, and J.T. Keijer. A lubrication number for mechanical seals. In *Proceedings of the 13th International Conference on Fluid Sealing*, pages 467–476, Brugge, Belgium, April 7-9 1992. BHR Group.
- [SK84] R.F. Salant and W.E. Key. Development of an analytical model for use in mechanical seal design. In *Proceeding of the 10th International Conference on Fluid Sealing*, number paper G3, pages 325–343, Innsbruck, Austria, April 3-5 1984. BHRA.
- [SLGC01] L. Schouveiler, P. Le Gal, and M.P. Chauve. Instabilities of the flow between a rotating and a stationary disk. *Journal of Fluid Mechanics*, 443Schouveiler2001 :329–350, 2001.
- [SS61] D. Summers-Smith. Laboratory investigation of the performance of a radial face seal. In BHRA, editor, *1st International Conference on Fluid Sealing*, number paper D1. BHRA, April 1961.
- [SS84] P.I. San'kov and E.M. Smirnov. Bifurcation and transition to turbulence in the gap between rotating and stationary parallel disks. *Fluid Dynamics*, 19(5) :695–702, 1984.
- [SS86] P.I. San'kov and E.M. Smirnov. Effect of radial flow rate on the transition to a turbulent flow regime in the gap between a rotating and a stationary disk. *Fluid Dynamics*, 21(5) :826–830, 1986.
- [SS91] P.I. San'kov and E.M. Smirnov. Stability of viscous flow between rotating and stationary disks. *Fluid Dynamics*, 26(6) :857–864, 1991.
- [SS92] J.D. Summers-Smith, editor. *Mechanical Seal Practice for Improved Performance*. Mechanical Engineering Publications Limited, England, 2nd edition, 1992.
- [SSLN98] S.A. Shirazi, R. Soulisa, A.O. Lebeck, and M.E. Nygren. Fluid temperature and film coefficient prediction and measurement in mechanical face seals - numerical results. *Tribology Transactions*, 41(4) :459–470, October 1998.
- [TBT06] S. Thomas, N. Brunetière, and B. Tournerie. Numerical modelling of high pressure gas face seals. *Journal of Tribology*, 128(2) :396–405, April 2006.

- [TBT07] S. Thomas, N. Brunetière, and B. Tournerie. Thermo-elasto-hydro-dynamic behavior of mechanical gas face seals operating at high pressure. *Journal of Tribology*, 129(4) :841–850, 2007.
- [TDF01] B. Tournerie, J-C. Danos, and J. Frêne. Three-dimensional modeling of thd lubrication in face seals. *Journal of Tribology*, 123(1) :196–204, 2001.
- [TF84] B. Tournerie and J. Frêne. Computer modelling of the functioning modes of non-contacting face-seals. *TribologyInternational*, 17(5) :269–276, 1984.
- [TFM60] F. Tachibana, S. Fukui, and H. Mitsumura. Heat transfer in an annulus with an inner rotating cylinder. *Bulletin of JSME*, 3(9) :119–123, 1960.
- [Thi55] D. Thin. *Les Pompes et leurs Applications*. Eyrolles, Paris, 1955.
- [Tho06] S. Thomas. *Modélisation Numérique du Comportement Thermo-Aéro-Dynamique des Garniture d'Etanchéité pour Gaz Réels à Hautes Pressions*. PhD thesis, University of Poitiers, Laboratory of Solid Mechanics, UMR CNRS 6610, SP2MI, 86962 Futuroscope, France, June 2006.
- [TP87] M. Tabatabai and A. Pollard. Turbulence in radial flow between parallel disks at medium and low reynolds numbers. *Journal of Fluid Mechanics*, 185 :483–502, 1987.
- [TRF91] B. Tournerie, D. Reungoat, and J. Frêne. Temperature measurements by infrared thermographie in the interface of a radial face seal. *Journal of Tribology*, 113(3) :571–576, July 1991.
- [Ver92] A. Verry. Mot d'accueil. In *Journées d'Information et d'Echanges sur les Dispositifs d'Etanchéité de Pompes Rotodynamiques*, Cap d'Agde, France, 13-15 octobre 1992. EDF.
- [VV01] A. Vezjak and J. Vizintin. Experimental study on the relationship between lubrication regime and the performance of mechanical seals. *Lubrication Engineering*, 57(1) :17–22, 2001.
- [Wal69] G.B. Wallis. *One-Dimensional Two-Phase Flow*. 1969.
- [Web86] A.O. Webber. Centrifugal pump. Technical report, US Patent N°337216, 1886.
- [Wie42] C.E. Wiessner. Mechanical seal. Technical report, US Patent n°2306417, 1942.
- [Wil81] T.P. Will. Experimental observations of a face-contact mechanical shaft seal operating on water. In *ASLE/ASME Lubrication Conference*, number Preprint N° 81-LC-1A-1, New Orleans, October 5-7 1981.
- [Wil04] J. Wileman. Dynamic response of eccentric face seals to synchronous shaft whirl. *Journal of Tribology*, 126(2) :301–309, 2004.
- [YH90] J.A. Yasuna and W.F. Hughes. A continuous boiling model for face seals. *Journal of Tribology*, 112(2) :266–274, April 1990.
- [YQ92] G. Yong-Quan. Identification of friction modes and analysis of friction characteristics of mechanical face seals. In *13th International Conference on Fluid Sealing*, pages 289–300, Brugge, Belgium, April 7-9 1992. BHR Group.
- [Zeu90] D. Zeus. Viscous friction in small gaps - calculation for non-contacting liquid or gas lubricated face seals. *Tribology Transactions*, 33(3) :454–462, 1990.
- [Zhu99] G. Zhu. Computer prediction of mechanical seal performance and experimental validation. *IMEchE, Part J, Journal of Engineering Tribology*, 213 :433–449, 1999.

- [ZLJ71] Z. Zuk, L.P. Ludwig, and R.L. Johnson. Compressible flow across shaft face seals. In *5th International Conference on Fluid Sealing*, University of Warwick, Coventry, England, 30 March - 2 April 1971. BHRA.
- [ZSA99] N. Zirkelback and L. San Andrés. Effect of frequency excitation on force coefficients of spiral groove gas seals. *Journal of Tribology*, 121(4) :853–863, 1999.