



**HAL**  
open science

# Modélisation et caractérisation expérimentale des étanchéités faciales hydrodynamiques

Mathieu Rouillon

► **To cite this version:**

Mathieu Rouillon. Modélisation et caractérisation expérimentale des étanchéités faciales hydrodynamiques. Génie mécanique [physics.class-ph]. Université de Poitiers, 2017. Français. NNT : 2017POIT2267 . tel-01858365

**HAL Id: tel-01858365**

**<https://theses.hal.science/tel-01858365>**

Submitted on 20 Aug 2018

**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.

# **THESE**

Pour l'obtention du Grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE POITIERS

(Faculté des Sciences Fondamentales et Appliquées)  
(Diplôme National - Arrêté du 25 mai 2016)

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

Secteur de Recherche : Génie mécanique, Productique, Transport

Présentée par :

**Mathieu ROUILLON**

\*\*\*\*\*

## **Modélisation et caractérisation expérimentale des étanchéités faciales hydrodynamiques**

\*\*\*\*\*

Directeur de Thèse : Noël BRUNETIÈRE

\*\*\*\*\*

Soutenue le 14 juin 2017

devant la Commission d'Examen

\*\*\*\*\*

### **JURY**

Rapporteurs : Benyebka BOU-SAÏD, Professeur, INSA Lyon  
Traian CICONI, Professeur, Université Polytechnique de Bucarest

Examineurs/trice : Antoinette BLOUIN, Maître de Conférences, Université de Poitiers  
Noël BRUNETIÈRE, Chargé de Recherche, HDR, Université de Poitiers  
Michel FILLON, Directeur de Recherche, Université de Poitiers  
Nicolas MEYERS, Ingénieur, Airbus Safran Launchers Vernon  
Gerhard POLL, Professeur, Université d'Hanovre



## Remerciements

Cette thèse de doctorat s'est déroulée au sein du Département Génie Mécanique et Systèmes Complexes de l'Institut P', à l'Université de Poitiers sur la technopôle du Futuroscope. Je tiens tout d'abord à remercier le Centre National d'Études Spatiales et Airbus Safran Launchers pour avoir cofinancé ces travaux.

Je voudrais remercier tout particulièrement Gerhard Poll, pour m'avoir fait l'honneur de présider mon jury de thèse, mais également Benyebka Bou-Saïd ainsi que Traian Cicone pour avoir accepté de rapporter ce travail. Aussi, je remercie chaleureusement Antoinette Blouin, Michel Fillon, Nicolas Meyers et Sébastien Le Martelot pour avoir accepté de faire partie de cette commission d'expertise.

Mes remerciements les plus profonds et ma plus grande reconnaissance s'adressent à mon directeur de thèse, Noël Brunetière, qui a été pendant ces quasi trois années et demie, d'excellents conseils techniques et scientifiques, aussi bien en numérique qu'en expérimental. Mais il a été bien plus au cours de ces années, notamment en tant que personne. Il a su me guider, m'écouter, me faire confiance et me conforter dans mes choix. Il a aussi cru en mes capacités d'achèvement de ces travaux (c'était pas gagné!), ce qui pour moi était indispensable au bon déroulement de cette thèse. Merci Noël, merci pour tout et ta patience (il en faut!).

Ces travaux n'auraient pu aboutir sans l'aide du personnel technique, notamment pour les conseils sur les modifications de la manip, mais également sur leur mise en place. Pascal, merci pour cette implication dans ces travaux, pour les solutions très simples mais très pertinentes (je pense entre autre à la pompe de vidange de camping-car!) qui m'ont permis d'effectuer les essais dans des bonnes conditions de sécurité. Merci aussi pour les coups de mains lors des montages/démontages de la cellule d'essai. Aussi, je remercie chaleureusement Christian pour ses conseils techniques sur l'usinage et sur la mise en place de la manip. Merci également, entre deux serrages de vis, pour nos discussions sur l'aéronautique et l'aéromodélisme. Ça fait plaisir de discuter entre passionnés! Merci aussi à Michael, pour ses conseils en usinage.

Je tiens à remercier très chaleureusement Mircea Pascovici, qui, au cours d'une discussion particulièrement intéressante sur la manip, m'a suggéré d'essayer une technique de mesure du débit de vapeur, qui s'est avérée plus que pertinente.

Je remercie également l'ensemble des secrétaires, Djamilia, Laurence, Estelle et Catherine pour leur bonne humeur et leur sympathie. Merci aussi à Mathieu, l'informaticien du labo, pour sa gentillesse, son écoute et sa réactivité, dans les situations les plus critiques.

Pour l'excellente ambiance qui règne au sein du labo, je voudrais remercier les permanents (lors des pauses cafés indispensables à la bonne entente!), Jean, Julian, Pascal, Noël et Mathieu, les nombreux doctorants présents (pour les parties de baby et les différents coups de main), Louis, Guytri, Siarhei (à quand le prochain meeting aérien ensemble?), Beber, Samia, Lahna, Thibaud, Omar, Hiba, Youssef, Bálint, Jérémy et Yann A., et à ceux ayants quitté le labo, Fabinou (les sorties aéromodélisme), Antoine (ta bonne humeur et tes conseils), Célia (les discussions), Lassad et Momo. Merci également à la Mécassoc' pour les diverses activités proposées chaque année.

Je voudrais exprimer ma reconnaissance et mes remerciements à mes amis, qui m'ont été d'un grand appui pour mener à terme ces travaux, notamment dans la période critique de remise en question permanente : la rédaction... Je pense particulièrement à Cédric (Mon fiils!), Fabrice (Mon fiils bis!), Émeline et Antoine

(vivement la prochaine sortie vélo!), Vincent et Lucie (merci pour les soirées jeux et barbeucs). J'ai également une pensée profonde pour ma famille, qui, malgré les échecs et les doutes, a toujours cru en moi, quoi qu'il arrive. Merci à ma mère, mon père et Pierre d'avoir fait le déplacement de si loin pour si peu de temps et pour leur soutien moral. Merci à Aga également. Merci à la personne dont je suis le plus fier, mon frerot, de m'avoir soutenu, et qui je suis certain est promis à un bel avenir (mais qui n'en a pas conscience encore;), ça viendra). Merci à François de son soutien toute ma jeunesse ainsi que le jour J, et à Jacky même s'il y a eu un petit contre-temps de dernière minute, le cœur y était. Merci à ma grand-mère d'être venue le jour de ma soutenance, c'était important pour moi. Merci aussi à Marion, ma grumelle, pour son écoute quelque soit le moment, et pour les quelques moments d'évasion procurés au cours de ces trois années. Enfin, je voudrais grandement remercier la personne qui partage ma vie, Amélie, qui m'a nourri pendant six mois (sinon ça aurait été pâté, saucisson et fromage tous les jours!), mais surtout qui a su me réconforter dans les moments de solitude, de doute, et m'épauler quand j'en avais besoin. Vivement les futurs moments de partage et de pédalage ensemble.

*À mon frère...*



# Table des matières

<b>Liste des symboles</b>	<b>11</b>
<b>Introduction</b>	<b>17</b>
<b>1 Revue bibliographique</b>	<b>27</b>
1.1 Les garnitures mécaniques à surface texturée	27
1.1.1 Textures à formes géométriques simples organisées en réseau (TRES)	28
1.1.2 Textures à formes géométriques complexes (TCOM)	30
1.1.3 Conclusion	32
1.2 Le changement de phase dans les garnitures mécaniques	32
1.2.1 Fonction d'état d'un fluide	32
1.2.2 Etudes expérimentales de la vaporisation	34
1.2.3 Etudes théoriques de la vaporisation	36
1.2.4 Conclusion	42
1.3 La turbulence	43
1.3.1 Principes	43
1.3.2 Application aux garnitures mécaniques	44
1.4 Conclusion	47
<b>2 Modèle numérique</b>	<b>49</b>
2.1 Définition géométrique et cinématique du composant	49
2.2 Modèle hydrodynamique	50
2.2.1 Équations générales	50
2.2.2 Hypothèses de modélisation	51
2.2.3 Équation de Reynolds	51
2.2.4 Équilibrage statique	53
2.3 Modèle thermodynamique	53
2.3.1 Hypothèses de modélisation	53
2.3.2 Précédente approche des échanges de chaleur	54
2.3.3 Équation de conservation de l'énergie	55
2.3.4 Lois thermodynamiques de l'eau	56
2.4 Modèle thermoélastique des solides	61
2.4.1 Hypothèses de modélisation	61
2.4.2 Couplage fluide-structure	61
2.5 Discrétisation par la méthode des éléments finis	63



2.5.1	Maillage du domaine . . . . .	63
2.5.2	Formulation des équations . . . . .	65
2.5.3	Méthode de résolution numérique . . . . .	66
2.5.4	Conditions aux limites . . . . .	66
2.5.5	Calcul des paramètres thermodynamiques de l'eau . . . . .	68
2.5.6	Synoptique de résolution . . . . .	69
2.6	Grandeurs macroscopiques . . . . .	70
2.7	Comparaison et validation du modèle à partir de travaux précédents . . . . .	71
2.7.1	Description des cas tests . . . . .	72
2.7.2	Écoulement liquide . . . . .	72
2.7.3	Écoulement avec changement de phase . . . . .	74
2.7.4	Conclusion . . . . .	75
2.8	Quelques résultats numériques . . . . .	75
2.8.1	Influence du maillage . . . . .	75
2.8.2	Caractéristiques de l'écoulement . . . . .	78
2.8.3	Caractéristiques des faces de frottement . . . . .	83
2.9	Conclusion . . . . .	85
<b>3</b>	<b>Étude expérimentale</b> . . . . .	<b>87</b>
3.1	Présentation du banc d'essai . . . . .	87
3.1.1	Dispositif expérimental : vue d'ensemble . . . . .	87
3.1.2	Banc d'essai . . . . .	88
3.1.3	Centrale hydraulique . . . . .	90
3.1.4	Cellule d'essai expérimentale . . . . .	90
3.1.5	Garnitures mécaniques étudiées . . . . .	91
3.1.6	Dispositif de contrôle . . . . .	93
3.1.7	Mesures expérimentales . . . . .	93
3.1.8	Vérification de l'étalonnage des capteurs . . . . .	96
3.2	Modifications du banc d'essai . . . . .	96
3.3	Méthode expérimentale et description des essais réalisés . . . . .	97
3.3.1	Procédure expérimentale . . . . .	97
3.3.2	Points de fonctionnement explorés . . . . .	98
3.4	Résultats expérimentaux - Effet de la température - $N12; h_r10$ . . . . .	98
3.4.1	Couple de frottement . . . . .	99
3.4.2	Débit de fuite . . . . .	100
3.4.3	Températures du stator . . . . .	100
3.5	Comportement et performance . . . . .	101
3.5.1	Analyse du régime de l'écoulement . . . . .	101
3.5.2	Résultats sans dimension . . . . .	106
3.6	Influence de la profondeur des rainures . . . . .	111
3.6.1	Régime d'écoulement . . . . .	111
3.6.2	Changement de phase . . . . .	117
3.7	Comparaison rainures spirales / faces lisses . . . . .	122
3.7.1	Couple de frottement et température . . . . .	122

3.7.2	Transition laminaire-turbulent	124
3.7.3	Paramètres adimensionnés	125
3.8	Mise en évidence expérimentale du changement de phase - $N12; h_r5$	127
3.8.1	Protocole expérimental	127
3.8.2	Analyse des résultats	127
3.9	Cas particulier d'instabilité thermomécanique : garniture mécanique à surface lisse	129
3.10	Conclusion	130
<b>4</b>	<b>Comparaison des essais et du modèle numérique</b>	<b>133</b>
4.1	Effet de la pression - $N12; h_r10$	134
4.1.1	Couple de frottement	134
4.1.2	Débit de fuite	135
4.1.3	Température du stator	135
4.1.4	Épaisseur de film	137
4.1.5	Puissance évacuée dans la fuite et les solides	137
4.1.6	Conclusion	138
4.2	Effet de la profondeur de rainure	139
4.2.1	Couple de frottement	139
4.2.2	Débit de fuite	140
4.2.3	Température du stator	140
4.2.4	Épaisseur de film	141
4.2.5	Conclusion	142
4.3	Transition laminaire-turbulent	142
4.4	Effet du changement de phase	144
4.5	Séparation des phases liquide et vapeur - $N12; h_r5$	151
4.6	Effet du coefficient d'équilibrage	152
4.7	Conclusion	154
	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>157</b>
	<b>Table des figures</b>	<b>161</b>
	<b>Liste des tableaux</b>	<b>165</b>
<b>A</b>	<b>Dérivation des fonctions d'état thermodynamiques</b>	<b>167</b>
A.1	Phase liquide	167
A.2	Phase gazeuse	168
A.3	Loi de viscosité	169
A.4	Loi de conductivité thermique	169
A.5	Mélange	169
<b>B</b>	<b>Déformations thermoélastiques des solides</b>	<b>171</b>
<b>C</b>	<b>Calcul du couple de barbotage</b>	<b>172</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>175</b>



# Liste des symboles

## Paramètres

$\bar{p}$	Pression moyenne	[Pa]
$\Delta p$	Différentiel de pression entre les rayons extérieur et intérieur	[Pa]
$\Delta R$	Différence de rayon entre les rayons extérieur et intérieur	[m]
$\Delta T$	Différence de température entre les rayons intérieur et extérieur	[K]
$\delta$	Longueur caractéristique cellule	[m]
$\dot{m}$	Débit de fuite	[kg.s <sup>-1</sup> ]
$\dot{m}_r$	Débit massique de référence	[kg.s <sup>-1</sup> ]
$\hat{V}_{x,y}$	Vitesse moyenne du fluide sur $\vec{x}$ et sur $\vec{y}$	[m.s <sup>-1</sup> ]
$\lambda$	Conductivité thermique du fluide	[W.K <sup>-1</sup> .m <sup>-1</sup> ]
$\lambda_{sl,sg}$	Conductivité thermique des phases liquide et vapeur à température de saturation	[W.K <sup>-1</sup> .m <sup>-1</sup> ]
$\mu_i$	Potentiel chimique du composant $i$	[J.mol <sup>-1</sup> ]
$\mu$	Viscosité dynamique du fluide	[Pa.s]
$\mu_{sl,sg}$	Viscosité dynamique des phases liquide et vapeur à température de saturation	[Pa.s]
$\nu$	Viscosité cinématique	[m <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup> ]
$\omega$	Vitesse angulaire	[rad.s <sup>-1</sup> ]
$\bar{\gamma}$	Accélérations locales	[m.s <sup>-2</sup> ]
$\bar{\sigma}$	Tenseur des contraintes	[Pa]
$\bar{\epsilon}$	Tenseur des déformations	[m]
$\bar{F}$	Force de masse locale	[N]
$\bar{U}$	Vitesse moyenne du fluide	[m.s <sup>-1</sup> ]
$\bar{u}$	Vecteur des déplacements	[m]
$\rho_{g,l}$	Densité des phases vapeur et liquide	[kg.m <sup>-3</sup> ]
$\rho$	Masse volumique du fluide	[kg.m <sup>-3</sup> ]
$\tau_{xz}^{h_2}, \tau_{yz}^{h_2}$	Contrainte de cisaillement du fluide sur le rotor suivant $\vec{x}$ et $\vec{y}$	[Pa]

$\widetilde{C}_b$	Couple de barbotage approché	[N.m]
$C_b$	Couple de barbotage	[N.m]
$C_f$	Couple de frottement par garniture	[N.m]
$C_{p_{sl,sg}}$	Chaleur massique des phases liquide et vapeur à température de saturation	[J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> ]
$C_p$	Capacité thermique massique à pression constante du fluide à étancher	[J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> ]
$C_s$	Couple statique	[N.m]
$C_t$	Couple de frottement total	[N.m]
$D$	Diamètre de la conduite, distance entre les plans parallèles	[m]
$e_{s,r}$	Epaisseur du stator et du rotor	[m]
$F_f$	Force de fermeture	[N]
$F_h$	Force hydraulique	[N]
$F_o, F_f$	Forces d'ouverture et de fermeture	[N]
$F_{res}$	Force des éléments élastiques	[N]
$F_{sec}$	Force des étanchéités secondaires	[N]
$G$	Enthalpie libre de Gibbs	[J]
$g_{1,2}$	Energie libre de Gibbs pour les phases liquide et vapeur respectivement	[J.kg <sup>-1</sup> ]
$h$	Epaisseur du film	[m]
$h_c$	Coefficient de convection du fluide	[W.m <sup>-2</sup> .K <sup>-1</sup> ]
$h_f$	Coefficient de convection dans le film	[W.m <sup>-2</sup> .K <sup>-1</sup> ]
$h_s$	Enthalpie spécifique	[J.kg <sup>-1</sup> ]
$h_{l \leftrightarrow g}$	Chaleur latente de changement d'état = $h_l - h_g$	[J.kg <sup>-1</sup> ]
$h_r$	Profondeur d'une rainure	[m]
$h_{sl,sg}$	Enthalpie liquide et vapeur à saturation	[J.kg <sup>-1</sup> ]
$hc_{s,r}$	Coefficient d'échange par convection du stator et du rotor	[W.K <sup>-1</sup> .m <sup>-2</sup> ]
$K$	Raideur du film	[N.m <sup>-1</sup> ]
$k$	Conductivité thermique du matériau	[W.K <sup>-1</sup> .m <sup>-1</sup> ]
$K_r$	Raideur d'un élément élastique	[N.m <sup>-1</sup> ]
$k_{s,r}$	Conductibilité thermique du stator et du rotor	[W.K <sup>-1</sup> .m <sup>-1</sup> ]
$L_1$	Longueur caractéristique cellule	[m]
$p$	Pression du fluide	[Pa]
$p^*$	Pression de référence	[Pa]
$p^s$	Pression de saturation	[Pa]

$p_0$	Pression d'alimentation	[Pa]
$p_{e,i}$	Pression extérieure et intérieure	[Pa]
$P_{therm}$	Puissance thermique générée dans le contact	[W]
$Q$	Débit volumique qui traverse l'interface de la garniture	[m <sup>3</sup> .s <sup>-1</sup> ]
$q_v$	Dissipation visqueuse	[W.m <sup>2</sup> ]
$q_1, q_2$	Flux de chaleur vers le stator et vers le rotor	[W.m <sup>-2</sup> ]
$R_b$	Rayon de séparation des phases	[m]
$R_h$	Rayon hydraulique de la garniture	[m]
$R_{1,3}$	Rayons caractéristiques de la cellule	[m]
$R_{e,i}$	Rayons extérieur et intérieur de la garniture	[m]
$R_{e,s,r}$	Rayon extérieur du stator et du rotor	[m]
$R_{i,s,r}$	Rayon intérieur du stator et du rotor	[m]
$R_{moy}$	Rayon moyen de la garniture	[m]
$S$	Entropie du système	[J]
$S_c$	Surface de contact	[m <sup>2</sup> ]
$T$	Température du fluide	[K]
$T^*$	Température de référence	[K]
$T^s$	Température de saturation	[K]
$T_{R_i}^s$	Température de saturation au rayon intérieur	[K]
$T_0$	Température d'alimentation de la cellule	[°C]
$T_{1,2}$	Température du stator et du rotor	[K]
$T_\infty$	Température du fluide avant d'entrer dans la cellule au loin de la garniture	[K]
$T_{fs1,2}$	Températures des faces des solides	[K]
$T_{R_i}$	Température au rayon intérieur	[°C]
$u_{r,z}$	Déplacements suivant $\vec{r}$ et $\vec{z}$	[m]
$v_{l,g}$	Volume massique des phases liquide et vapeur	[m <sup>3</sup> .kg <sup>-1</sup> ]
$V_{x,y}$	Vitesse du fluide suivant $\vec{x}$ et $\vec{y}$	[m.s <sup>-1</sup> ]
$V_{x_2}, V_{y_2}$	Vitesse du rotor suivant $\vec{x}$ et $\vec{y}$	[m.s <sup>-1</sup> ]
$x_r$	Déplacement axial d'un élément élastique	[m]

**Paramètres adimensionnés**

$\alpha$	Fraction massique de vapeur	[-]
$\bar{T}$	Taux d'accroissement de température dans le contact	[-]

$\bar{m}$	Débit de fuite adimensionné	[-]
$\lambda_L, \mu_L$	Coefficients de Lamé	[-]
$\tilde{G}$	Couple adimensionné	[-]
$B$	Coefficient de compensation	[-]
$Bi_{s,r}$	Nombre de Biot du stator et du rotor	[-]
$C_m$	Coefficient de couple	[-]
$E$	Coefficient d'efficacité thermique	[-]
$E_{s,r}$	Coefficient d'efficacité thermique du stator et du rotor	[-]
$f$	Coefficient de frottement	[-]
$f_a$	Facteur d'aspect	[-]
$G$	Paramètre de service	[-]
$N$	Nombre de spirales	[-]
$n_i$	Nombre de mole du composant $i$ présent dans le système	
$Nu_{s,r}$	Nombre de Nusselt du stator et du rotor	[-]
$Pr$	Nombre de Prandtl	[-]
$Rd$	Nombre de Reynolds modifié	[-]
$Re$	Nombre de Reynolds	[-]
$Re_c$	Nombre de Reynolds pour un écoulement de type Couette	[-]
$Re_p$	Nombre de Reynolds pour un écoulement de type Poiseuille	[-]
$ReD_{s,r}$	Nombre de Reynolds particulier du stator et du rotor	[-]
$S^*$	Nombre de Sommerfeld modifié	[-]
$S_q$	Moyenne quadratique des rugosités	[-]
$Re_c^*$	Nombre de Reynolds de Couette modifié	[-]

**Sigles**

$LDF$  Liquid Design Factor [-]

$SiC$  Carbure de silicium

$TCOM$  Textures à formes géométriques COMplexes

$TRES$  Textures à formes géométriques simples organisées en RESeau

**Exposants**

$s$  Saturation

**Indices**

1 Stator

<i>2</i>	Rotor
<i>e</i>	Extérieur
<i>g</i>	Phase gazeuse
<i>i</i>	Intérieur
<i>l</i>	Phase liquide
<i>r</i>	Rotor
<i>s</i>	Stator
<i>sg</i>	Phase gazeuse à saturation
<i>sl</i>	Phase liquide à saturation





# Introduction

Une étanchéité faciale hydrodynamique, plus communément appelée « garniture mécanique » en tribologie, est un système d'étanchéité dynamique utilisé pour l'étanchéité d'arbres tournants. Les garnitures mécaniques sont des dispositifs de haute performance et durabilité. Elles peuvent être rencontrées dans divers domaines comme dans les turbomachines telles que les turbopompes de lanceurs spatiaux, les turbocompresseurs de véhicules, les pompes centrifuges pour l'industrie chimique et pétrochimique (fig. 0.1), les agitateurs ou encore les turbines à gaz.

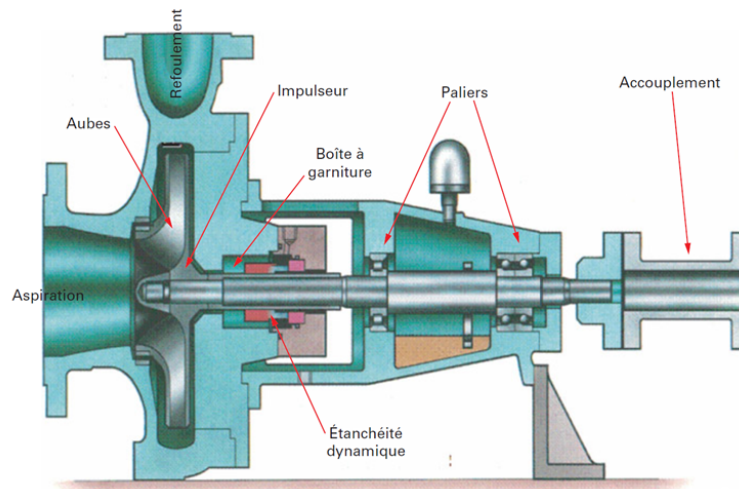


FIGURE 0.1 – Pompe centrifuge avec une garniture mécanique à cartouche [ART12]

Ces environnements contraignent les garnitures mécaniques à fonctionner dans des conditions d'exploitation sévères [ART12], où le critère d'étanchéité a une importance capitale :

- haute pression :  $200\text{bar}$  ;
- haute température :  $400^{\circ}\text{C}$ , ou basse température :  $-180^{\circ}\text{C}$  ;
- très haute vitesse :  $100000\text{tr}/\text{min}$  ;
- grands diamètres :  $500\text{mm}$ .

Ces conditions particulières ne permettent pas d'utiliser des joints en élastomères tels que les joints toriques ou à lèvres par exemple. Les garnitures mécaniques sont également capables de fonctionner avec des fluides très variés comme des liquides ou des gaz, chargés de particules ou non. Il existe dans l'industrie des garnitures mécaniques à surfaces lisses et des garnitures mécaniques à surfaces texturées. Ces dernières fonctionnent sans contact entre les faces de frottement, ce qui augmente leur durée de vie.

Les environnements sévères de fonctionnement contraignent les systèmes d'étanchéité qui peuvent être soumis à des risques accrus de défaillance. Ils doivent être évités afin de minimiser le coût de la maintenance et les temps d'arrêt de production. Ces défaillances peuvent, par exemple, se présenter sous la forme d'un débit de fuite accentué suite à la dégradation des faces de frottement de la garniture mécanique par des particules abrasives [Sch86]. Les dégradations des faces de frottement peuvent également être dues à des instabilités de fonctionnement suite à du changement de phase conduisant à du contact entre les faces de frottement. Une façon d'optimiser la durée de vie d'une garniture mécanique est d'employer un couple de matériaux adapté aux conditions d'utilisation.

Le carbure de silicium ( $SiC$ ) est le matériau le plus couramment utilisé dans les garnitures mécaniques fonctionnant avec de l'eau car il possède de très bonnes propriétés tribologiques limitant l'usure, le grippage et la corrosion. De plus, le  $SiC$  présente un faible frottement quand il est en contact contre le même matériau dans de l'eau. La raison de ce faible frottement est due à une réaction tribo-chimique, dont le produit de réaction  $SiO_2$  (dioxyde de silicium) se dissout dans l'eau sous forme d'acide silicique, qui est reconnu pour être un bon lubrifiant [WKA02]. Le  $SiC$  a aussi un haut module d'élasticité, une faible masse volumique, une bonne résistance aux chocs thermiques ainsi qu'une bonne conductivité thermique. Le couple de matériaux carbone-graphite est également très utilisé pour ce type d'étanchéité puisque le frottement entre ces deux matériaux est faible (y compris à sec), qu'ils ont une capacité d'auto-rodage et que leur résistance chimique est bonne [ART12]. En revanche, ce sont des matériaux fragiles. Un mauvais choix de matériaux peut conduire à la dégradation rapide du fonctionnement de la garniture mécanique.

## Principe de fonctionnement

Une garniture mécanique permet d'assurer l'étanchéité d'arbres tournants entre deux milieux à pressions différentes  $p_1$  et  $p_2$ . Elle est composée de deux surfaces planes annulaires, le rotor et le stator, qui sont en rotation relative (fig. 0.2). Ces derniers peuvent être constitués du même matériau ou de matériaux différents, selon l'application souhaitée. Lorsque la vitesse de rotation est nulle, le stator et le rotor sont maintenus en contact par des éléments élastiques, comme des ressorts ou des soufflets. Quand la vitesse de rotation est non nulle, les surfaces de contact (aussi appelées « faces de frottement ») vont se séparer pour laisser place au fluide à étancher. Le film fluide généré est utilisé pour lubrifier les faces de frottement. Les joints en élastomère assurent l'étanchéité statique secondaire du système.

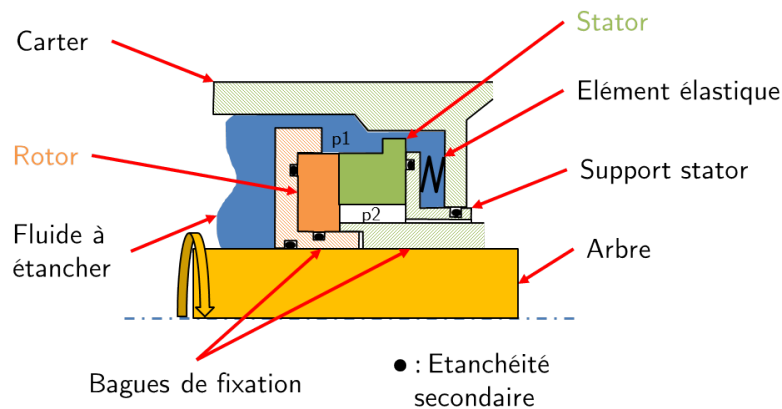


FIGURE 0.2 – Schéma de principe d'une garniture mécanique

Il existe deux principes d'étanchéité dans les garnitures mécaniques : le milieu à haute pression peut être localisé soit au rayon extérieur (fig. 0.3a), soit au rayon intérieur (fig. 0.3b). La pressurisation au rayon extérieur permet de réduire le débit de fuite radial car le sens d'écoulement de la fuite dû au différentiel de pression s'oppose aux effets d'inertie centrifuge [LHBB90].

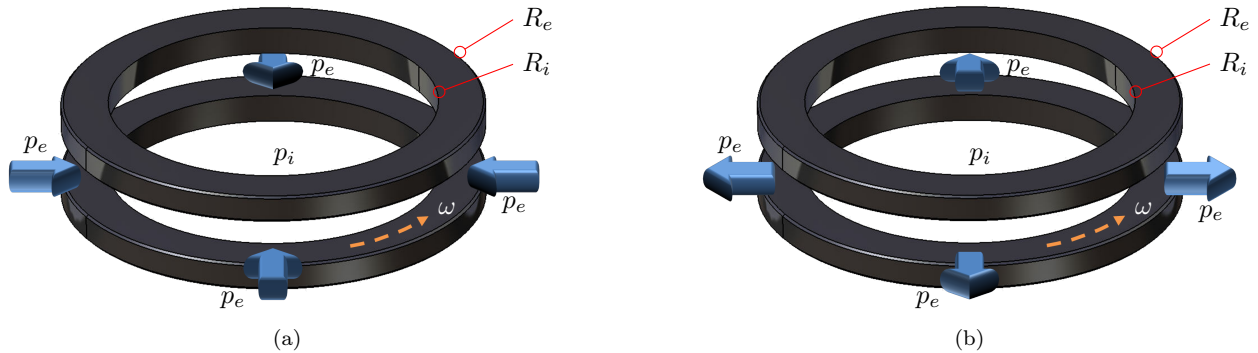


FIGURE 0.3 – Différents principes de pressurisation dans une garniture mécanique : au rayon extérieur (a), au rayon intérieur (b)

## Phénomènes physiques présents dans une garniture mécanique

Le fonctionnement des garnitures mécaniques induit plusieurs phénomènes physiques couplés qui interagissent les uns avec les autres. Brunetière les a listés [Bru10] et a mis en lumière les différentes interactions pouvant se produire entre ces différents phénomènes.

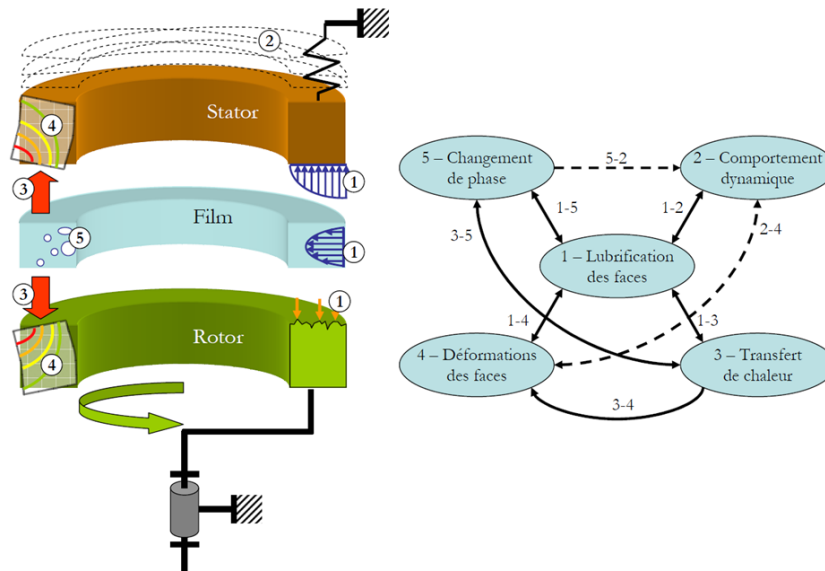


FIGURE 0.4 – Interaction des phénomènes physiques présents dans une garniture mécanique d'étanchéité en fonctionnement [Bru10]

Le fluide environnant d'une garniture mécanique en fonctionnement peut s'infiltrer entre le rotor et le stator comme évoqué précédemment. Un film fluide mince est alors créé entre les faces de frottement

(phénomène 1). Son rôle sera de lubrifier les faces de contact pour en limiter l'usure. Si l'épaisseur de film n'est pas suffisante, les faces peuvent entrer en contact. Le contact inter-aspérité conduit au régime de lubrification mixte. Ce régime de lubrification se rencontre habituellement lors des phases de démarrage et d'arrêt de la garniture.

Les éléments élastiques, comme les ressorts sur le schéma, ainsi que les étanchéités secondaires (joints toriques), assurent une liaison souple entre le stator et le bâti. Les ressorts procurent une force d'appui sur le stator pour maintenir la garniture mécanique fermée à l'arrêt. Le mode de fixation de l'ensemble stator+ressorts+joints toriques assure des degrés de liberté au stator pour compenser les défauts d'alignement entre celui-ci et le rotor. Le comportement dynamique de la garniture mécanique (phénomène 2) est conditionné par cette liaison élastique, les joints toriques, la pression appliquée sur la face du stator ainsi que la pression appliquée par le fluide environnant sur le stator. Les variations du comportement dynamique des solides et du film entraînent une variation de l'épaisseur de film, car la distance entre les faces de frottement est modifiée (interaction 1 – 2).

Lorsque le fluide est cisailé et/ou que du contact inter-aspérités intervient, de l'énergie est dissipée. Cette énergie est convertie en chaleur dans le contact, qui sera évacuée dans les solides et la fuite (phénomène 3). La capacité de la fuite à évacuer la chaleur sera conditionnée par l'épaisseur de film ainsi que le débit de fuite. Ces transferts de chaleur induisent une variation de viscosité qui modifie l'épaisseur de film (interaction 1 – 3).

Les transferts de chaleur dans les solides ainsi que les pressions hydrostatique et hydrodynamique agissent sur les faces de frottement les déforment thermomécaniquement (phénomène 4 et interaction 3 – 4). Par conséquent, la distance entre les faces de frottement est modifiée (interaction 1 – 4) ainsi que le champ de pression du film. Dans certains cas, ces déformations peuvent être si importantes qu'elles peuvent causer des instabilités dynamiques de la garniture (interaction 2 – 4).

Le cisaillement du fluide peut être conséquent dans l'interface, notamment à cause de fortes vitesses de rotation. Il peut conduire à du changement de phase du fluide par cavitation (étirement trop important du fluide) et/ou ébullition (élévation de température jusqu'à la température de saturation du fluide) représenté par le phénomène 5 et l'interaction 3 – 5. Le changement de phase peut conduire à des instabilités qui peuvent perturber le fonctionnement dynamique de la garniture mécanique due à des variations rapides de force (interaction 5 – 2). De plus, l'écoulement peut être modifié en raison des variations rapides de densité et de pression (interaction 1 – 5).

Cette description n'est en revanche pas exhaustive mais reste tout de même très complète. En effet, l'usure des faces de frottement, qui intervient lorsque les aspérités entrent en contact, peut modifier l'aspect physique des faces de frottement. Elle n'est cependant pas considérée dans ce mémoire. De plus, le graphique précédent ne présente pas la turbulence ou encore le blocage sonique, bien que parfois présents. Tous les phénomènes physiques détaillés précédemment seront abordés dans cette étude, excepté le comportement dynamique de la garniture mécanique. Seule une étude stationnaire basée sur l'équilibrage axial des anneaux avec un seul degré de liberté sans prise en compte du mésalignement sera considérée. Dans cette étude, l'épaisseur de film peut être suffisante pour permettre l'apparition de turbulence, à cause de la présence des rainures. Ce dernier aspect sera discuté plus loin.

## Caractéristiques géométriques d'une garniture mécanique

Les garnitures mécaniques sont définies par certaines caractéristiques géométriques telles que le coefficient d'équilibrage ainsi que la conicité des faces de frottement. Ces deux caractéristiques sont présentées dans cette

section.

### Coefficient d'équilibrage

Le coefficient d'équilibrage  $B$  est un paramètre géométrique qui permet de contrôler l'amplitude des efforts appliqués dans le contact. Le bilan des forces qui s'exercent sur le stator est présenté sur la figure 0.5. Le stator, monté sur des ressorts, est également appelé « élément flottant ».

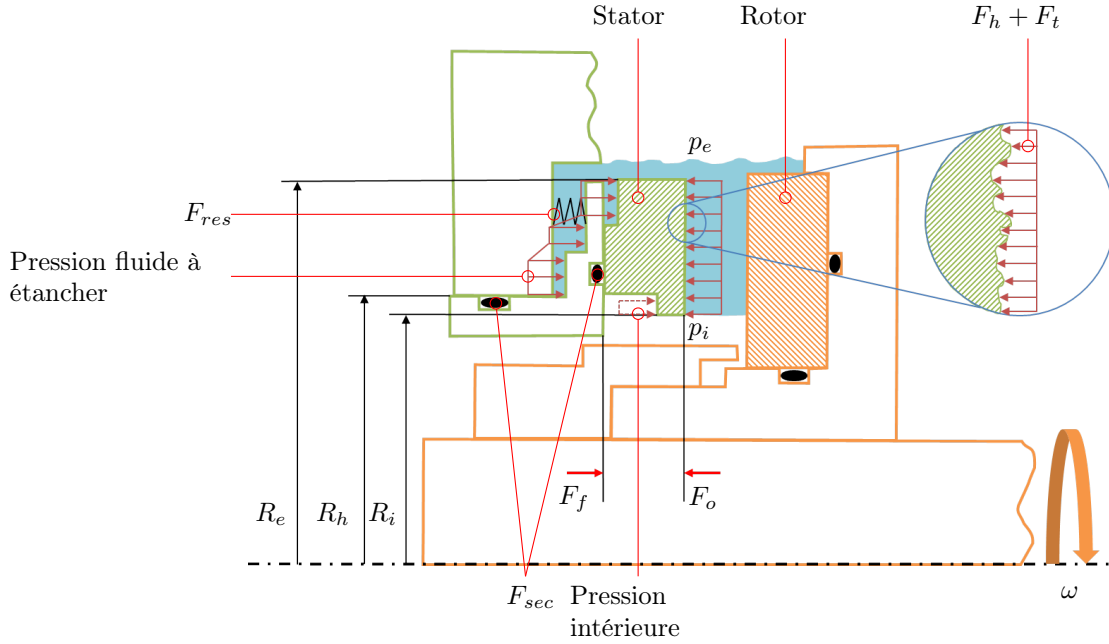


FIGURE 0.5 – Bilan des forces appliquées à l'élément flottant de la garniture mécanique

Quand la position axiale de l'élément flottant est stable, il y a équilibre entre la force de fermeture  $F_f$  et la force d'ouverture (éq. 1) résulte de l'action du champ de pression fluide à l'interface sur la surface de contact du stator (force hydraulique  $F_h$ ) et de la force totale de contact des aspérités ( $F_t$ ) si le régime de lubrification est mixte.

$$\begin{aligned}
 F_o &= F_f & (1) \\
 &= F_h + F_t \\
 &= \int_{\Omega} p d\Omega \\
 &= \bar{p} \cdot S_c
 \end{aligned}$$

Cette force d'ouverture tend à séparer les faces de frottement.  $\Omega$  représente la surface délimitée par les rayons extérieur et intérieur, dont l'aire est notée  $S_c$ . En revanche, la force de fermeture (éq. 2) est appliquée sur la surface extérieure de la garniture par la pression du fluide et la pression intérieure (en l'occurrence, la pression atmosphérique dans cette étude). Elle inclut également les forces exercées par les éléments élastiques (ressorts dans ce cas)  $F_{res}$  et les étanchéités secondaires (joints toriques)  $F_{sec}$ .

$$\begin{aligned}
F_f &= \pi (R_e^2 - R_h^2) p_e + \pi (R_h^2 - R_i^2) p_i + F_{res} + F_{sec} \\
&= BS_c p_e + (1 - B) S_c p_i + F_{res} + F_{sec}
\end{aligned} \tag{2}$$

En négligeant les forces exercées par les ressorts et les étanchéités secondaires, l'égalité entre les équations 1 et 2 conduit à :

$$\bar{p} = B p_e + (1 - B) p_i \tag{3}$$

$B$  est également appelé « coefficient de compensation ». C'est le rapport entre l'aire où s'applique la haute pression  $p_e$  et l'aire de l'interface. Il est défini par les rayons hydrauliques  $R_h$ , les rayons extérieur  $R_e$  et intérieur  $R_i$ . Le rayon hydraulique délimite la zone d'application de la haute et de la basse pression. Le coefficient d'équilibrage s'exprime par la relation 4.

$$B = \frac{R_e^2 - R_h^2}{R_e^2 - R_i^2} \tag{4}$$

$B$  a un effet direct sur la pression dans l'interface. Si  $B > 1$ , la pression moyenne  $\bar{p}$  sera supérieure à la pression extérieure  $p_e$ . Dans ce cas, la garniture mécanique ne sera pas compensée. Au contraire, s'il est inférieur à 1, alors la garniture est dite « compensée ». Un film fluide pourra se former dans l'interface, pour compenser la force de fermeture. En pratique, ce coefficient est généralement compris entre 0,6 et 0,95.

Une garniture mécanique non compensée présente l'avantage d'une très faible fuite. En revanche, le film fluide à l'interface des faces de frottement n'est pas capable de compenser la force de fermeture, ce qui favorise son usure prématurée et réduit sa durée de vie.

Les garnitures mécaniques compensées ont une conception plus élaborée. Le contact est moins chargé et un film lubrifiant pourra se former par effets hydrostatique et hydrodynamique, ce qui est gage de stabilité et de longévité.

### Conicité

Les faces de frottement des garnitures mécaniques sont rodées et polies de manière à obtenir un bon niveau de planéité des surfaces. Les surfaces sont donc initialement planes et parallèles. En revanche, sous l'effet du cisaillement du fluide, une élévation de température dans le contact est générée. Des gradients de température apparaissent et déforment les faces de frottement. Cette déformation est également due au différentiel de pression. En se déformant, les faces de frottement prennent différentes formes. Elles peuvent conduire à la formation d'un espace convergent ou divergent (fig. 0.6). Le convergent se caractérise par une épaisseur de film plus élevée en entrée d'écoulement et une épaisseur de film plus faible en sortie d'écoulement. Le divergent est l'opposé du convergent. La forme de l'espace entre les faces de frottement va conditionner le champ de pression du film fluide et donc la stabilité de la garniture mécanique. Le convergent est préféré pour sa stabilité en fonctionnement.

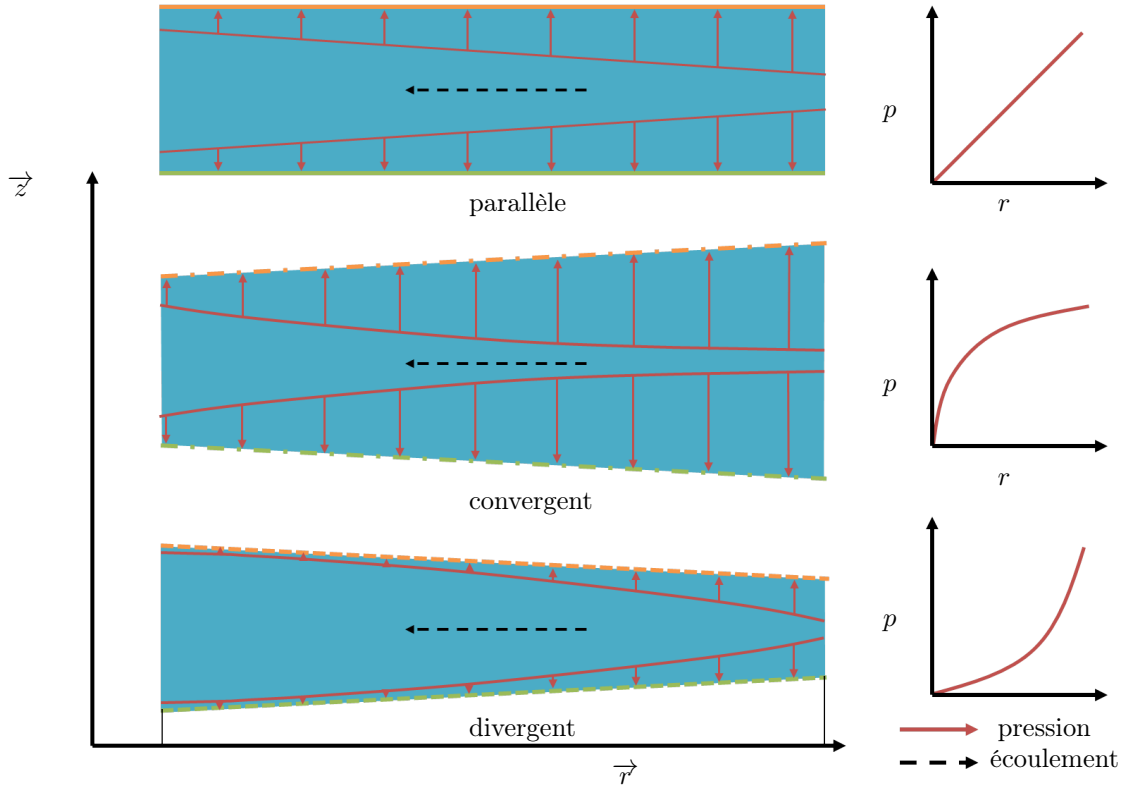
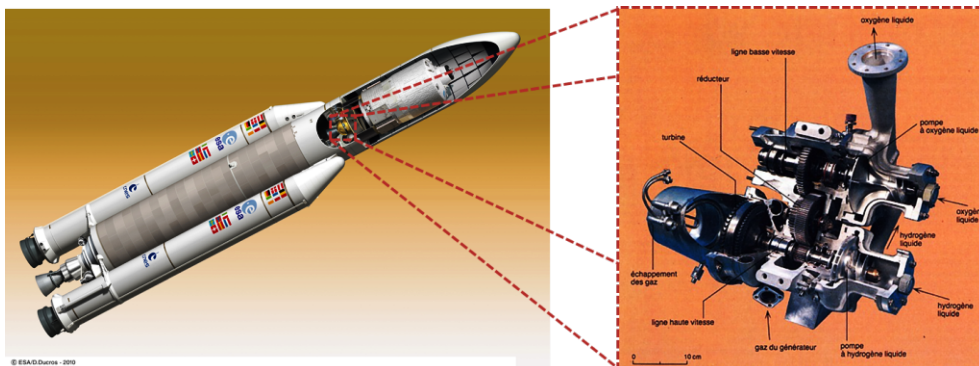


FIGURE 0.6 – Différents profils de faces

## Contexte

Cette thèse de doctorat s'inscrit dans le cadre d'une étude cofinancée entre le CNES (Centre National d'Études Spatiales) d'une part et ASL (Airbus Safran Launchers) d'autre part. Les travaux ont été co-dirigés par la direction des lanceurs du CNES, ASL et l'Institut Pprime. Ces travaux concernent donc le domaine spatial, et plus particulièrement une partie des moteurs de lanceurs spatiaux, les turbopompes (fig. 0.7).

FIGURE 0.7 – L'ATV 2 sous la coiffe du lanceur Ariane 5<sup>1</sup> et turbopompe à oxygène et hydrogène liquides (ici, modèle HM7)

1. crédits : © CNES/ESA/ill./DUCROS David, 2010, <http://cnes.photonpro.net/cnes/media/browse/3>, référence : P37771



Dans les turbopompes de lanceurs spatiaux, un carburant et un comburant (appelés « ergols ») sont pressurisés pour alimenter la chambre de combustion. Ils sont ensuite mélangés et brûlés. Des gaz sont ensuite éjectés de la tuyère à très hautes vitesses et températures et procurent la poussée du lanceur spatial. Les ergols les plus courants sont l'hydrogène pour le carburant et l'oxygène ou le peroxyde d'azote pour le comburant. À l'état naturel, l'hydrogène et l'oxygène sont sous forme de gaz. Il est tout à fait possible de les pressuriser suffisamment pour augmenter la capacité de carburant et de comburant à emporter lors d'un lancement. Or, cette pressurisation engendrerait inévitablement des réservoirs avec des masses en vol trop importantes. Pour limiter cette problématique de masse, les ingénieurs utilisent des ergols stockés à l'état liquide (*LOx* pour « oxygène liquide » et *LH<sub>2</sub>* pour « hydrogène liquide »). Les ergols liquides s'obtiennent en baissant la température des gaz jusqu'à ce qu'ils changent de phase. Ils sont couramment appelés « fluides cryogéniques ». Ils sont stockés légèrement pressurisés dans des réservoirs pour les garder en phase liquide. De plus, cette légère pressurisation favorise le fonctionnement de la turbopompe qui est employée pour l'injection à haute pression des ergols dans la chambre de combustion.

Les arbres tournants dans un fluide ont nécessairement besoin d'une étanchéité avec le bâti, ou du moins avec une partie fixe. Dans les turbopompes cryogéniques, la dangerosité des fluides utilisés pour la propulsion implique de respecter de fortes contraintes. En pratique, le *LOx* et le *LH<sub>2</sub>* ne doivent pas se rencontrer en dehors de la chambre de combustion car leur rencontre dans des conditions et des endroits inappropriés présente un fort risque d'explosion. Sur l'exemple de la figure 0.8, un gaz tampon neutre comme l'hélium est injecté entre le *LOx* et l'hydrogène gazeux utilisé pour l'entraînement de la turbopompe. L'hélium a pour but de limiter les fuites de fluides. Ce gaz neutre est injecté à plus haute pression que les fluides à étancher afin de créer une barrière au débit de fuite du carburant et du comburant. Ceci peut conduire à des mélanges du type *He + LOx* et *He + H* dans leurs réservoirs respectifs, sans conséquence pour le fonctionnement général du lanceur. Sur cette figure, l'étanchéité côté *LOx* est réalisée par une garniture mécanique repérée par le terme « Primary seal », ou « étanchéité primaire ». L'étanchéité côté gaz chauds est réalisée en revanche par deux joints à bague flottante. Une différence de pression de 0,5bar entre la pression d'hélium et les pressions des fluides à étancher suffit à assurer la barrière entre les fluides.

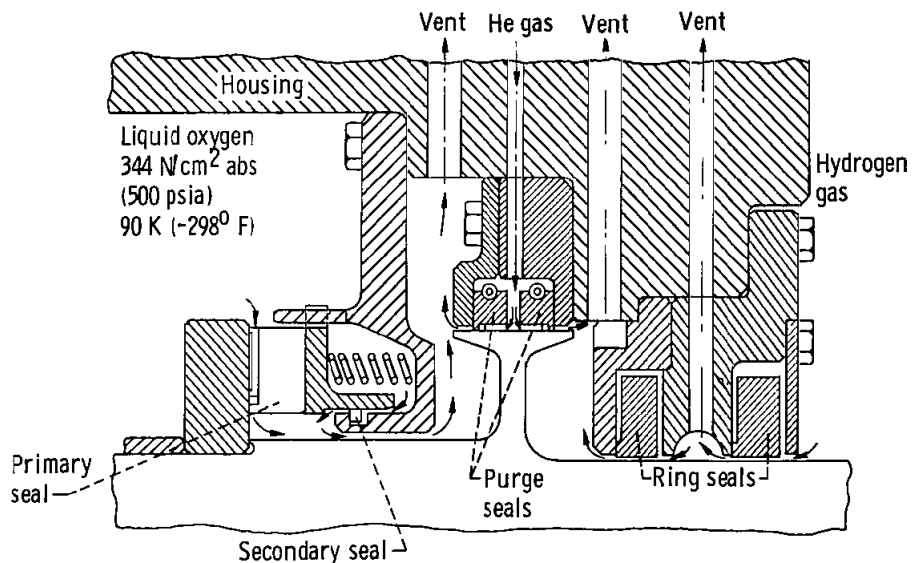


FIGURE 0.8 – Système d'étanchéité de la turbopompe LOx du moteur SSME [All79]

Les garnitures mécaniques peuvent présenter des problèmes de stabilité lorsqu'elles sont soumises à des conditions sévères de fonctionnement. En effet, les fluides cryogéniques doivent être étanchés à proximité de gaz d'entraînement très chauds ce qui induit des gradients de température élevés (650°C) [NAS78]. Cette contrainte peut conduire au changement de phase du fluide dans l'interface, ce qui peut créer des instabilités de fonctionnement de la garniture comme évoqué précédemment. Une fuite conséquente pourrait se produire et causer la perte du lanceur.

Habituellement, ce type d'étanchéité dynamique est assuré par des garnitures mécaniques à faces lisses. Elles présentent un faible débit de fuite car elles fonctionnent avec du contact entre les surfaces de frottement. En revanche, elles conduisent à des couples de frottement élevés ainsi qu'à des températures de film élevées. Ces aspects seront abordés plus loin. La solution envisagée par le partenaire industriel pour réduire les risques d'instabilités de fonctionnement et de défaillance est de remplacer les garnitures mécaniques à faces lisses par des garnitures mécaniques à faces texturées en spirale. Ces dernières font l'objet de cette étude.

## Objectifs de la thèse

L'objectif principal de cette thèse est d'étudier, à l'aide d'un code de calcul numérique et d'une caractérisation sur banc d'essai, les performances et le comportement de différentes garnitures mécaniques à rainures spirales, habituellement utilisées pour des gaz, en application de lubrification avec un liquide. La partie théorique de la thèse sera de proposer une modélisation numérique du contact lubrifié de garnitures mécaniques texturées en spirale, tant sur son aspect fluide que solide. Les phénomènes physiques tels que le changement de phase, les transferts de chaleur ainsi que les déformations thermoélastiques seront à prendre en considération dans la modélisation. La partie expérimentale vise, dans un premier temps, à vérifier l'efficacité des garnitures mécaniques à rainures spirales en application liquide, et dans un second temps elle sera utilisée pour la validation du modèle numérique. Elle sera réalisée sur le banc d'essai pour garnitures mécaniques disponible au sein de l'Institut Pprime. Des modifications sur le banc d'essai seront à considérer pour la mesure du débit de fuite. La finalité de ce travail sera de statuer sur la possibilité de remplacer les garnitures mécaniques à faces lisses employées dans les applications liquides de type turbopompe cryogénique de lanceurs spatiaux par des garnitures mécaniques à faces rainurées en spirale.

Pour réaliser ces travaux, une revue bibliographique faisant l'objet du premier chapitre de ce mémoire apportera une vision globale des études numériques et expérimentales de différents types de garnitures. Tout d'abord, l'étude bibliographique traitera de la texturation de surface dans les garnitures mécaniques. Ensuite, le changement de phase sera abordé et détaillé. Les différentes méthodes théoriques permettant de le traiter seront discutées. La turbulence fera l'objet de la dernière partie de la bibliographie.

Le second chapitre sera consacré à la présentation et à la poursuite du développement d'un modèle numérique élastohydrodynamique existant en prenant en compte les transferts de chaleur dans le fluide et les solides à l'aide de l'équation de l'énergie formulée en enthalpie. Le modèle thermoélastohydrodynamique permettra de considérer le changement de phase du fluide à étancher. Les différentes grandeurs macroscopiques qui caractérisent le comportement d'une garniture mécanique seront présentées.

Le troisième chapitre traitera des essais expérimentaux de garnitures mécaniques avec différentes profondeurs de rainures spirales. Leurs performances seront confrontées et comparées à une configuration de garniture mécanique à surface lisse. Une analyse de comportement sera également proposée. La mesure de débit sera également adaptée lorsque la garniture mécanique est soumise à une forte température d'alimentation du fluide à étancher.

Une étude comparative entre le modèle numérique thermoélastohydrodynamique et les essais expérimentaux sera abordée dans le dernier chapitre. Une étude de validité du modèle sera menée en comparant les différentes grandeurs macroscopiques.

Finalement, les principaux résultats et faits marquants seront récapitulés dans une conclusion générale. Des perspectives à ces travaux seront proposées.

# Chapitre 1

## Revue bibliographique

Pour répondre aux objectifs présentés en introduction de ces travaux, une étude bibliographique est tout d'abord nécessaire et fait l'objet de ce chapitre. Les différentes formes de texturation seront présentées dans une première section, à travers des études numériques et expérimentales, puisque le but est de pouvoir remplacer les garnitures mécaniques à faces lisses par des garnitures mécaniques texturées en application liquide. Ces formes de texturation seront divisées en deux catégories qui seront détaillées un peu plus loin. Ensuite, la seconde section s'intéressera au changement de phase pouvant se produire dans le contact d'une garniture mécanique, puisqu'il a été mentionné en introduction qu'il est susceptible d'apparaître dans les applications de turbopompes cryogéniques. Différentes approches numériques pour le traitement de la phase de mélange seront présentées et discutées. Les études expérimentales seront également abordées. La troisième section traitera succinctement des phénomènes turbulents pouvant se produire dans les garnitures mécaniques, puisque qu'il sera mentionné que de fortes épaisseurs de film, favorisées par la présence de texturation de surface, seront à prévoir. Une revue globale de la turbulence sera présentée car son utilisation dans ces travaux se limite aux essais expérimentaux. La dernière section de ce chapitre présentera une conclusion afin de résumer les différents travaux de la littérature et la position de cette étude par rapport à l'existant.

### 1.1 Les garnitures mécaniques à surface texturée

La texturation de surface est une technique d'enlèvement de matière qui consiste à laisser une empreinte de forme géométrique et de dimension définies sur un matériau. Elle peut être réalisée par diverses techniques telles que le micro-usinage, l'indentation mécanique, le micro-sablage, la gravure humide ou sèche, le gonflement par traitement thermochimique<sup>1</sup> ou l'usinage par faisceau laser. Cette dernière méthode d'usinage est la plus répandue [EHG97, Ets00, WKAA01, YKPS03, FKE07], mais peut présenter certaines contraintes comme l'apparition de fissures et de bourelets autour des cavités [WKAA01]. La texturation peut se présenter sous des formes géométriques simples telles que des carrés ou des calottes sphériques (fig. 1.1.1a et 1.1.1b) par exemple mais aussi sous des formes géométriques plus complexes comme des chevrons ou des spirales (fig. 1.1.1d et 1.1.1c).

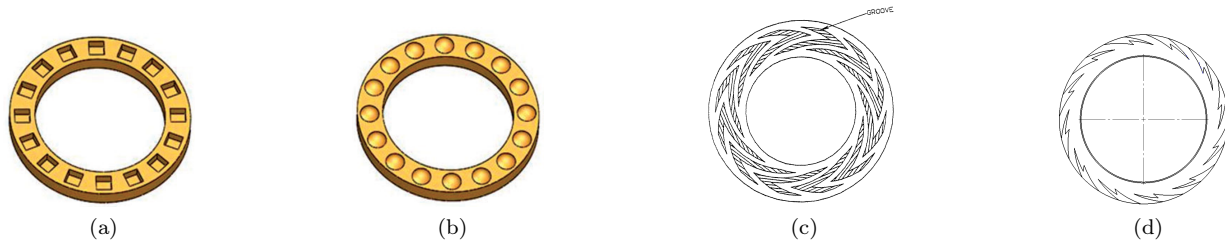


FIGURE 1.1.1 – Quelques exemples de texturation - formes géométriques simples : carrés (a), demi-sphères (b) [ABB16]; formes géométriques complexes : chevrons (c) [Lai94], spirales (d)

L'effet bénéfique de la texturation de surfaces dans les applications de lubrification comme les garnitures mécaniques ou les butées hydrodynamiques a été prouvé au travers de nombreux essais expérimentaux et d'études numériques. En traversant une texture, la pression du fluide chute à l'intérieur de celle-ci mais augmente lorsqu'il en ressort. Une portance hydrodynamique supplémentaire est créée, facilitant la séparation des faces de frottement et permettant d'en limiter l'usure. La texturation n'est pas seulement utilisée en régime de lubrification hydrodynamique, mais peut s'appliquer aussi au régime de lubrification mixte (pour plus de précision sur ces différents régimes, voir la section 3.5.2). Cette partie se propose de résumer les différentes conséquences engendrées par la texturation sur le fonctionnement des garnitures mécaniques au travers d'études numériques et/ou expérimentales tout en présentant les différentes formes de texturation existantes dans la littérature.

### 1.1.1 Textures à formes géométriques simples organisées en réseau (TRES)

L'intérêt pour la texturation de surface à travers des formes géométriques simples a débuté en 1966 avec les travaux d'Hamilton et *al.* [HWA66]. Ils ont réalisé une étude expérimentale afin d'étudier le comportement d'une garniture mécanique dont l'une de ses surfaces est parsemée de micro-aspérités artificielles de forme cylindrique. Ils constatent que la présence de ces textures est source de portance hydrodynamique, et réduit le couple de frottement. Ils montrent également que ces irrégularités favorisent l'apparition du phénomène de cavitation, où le fluide subit une chute localisée de pression entraînant sa vaporisation (voir sec. 1.2 pour plus d'informations sur ce phénomène). Toutefois, la texturation de surface n'intéressera réellement les scientifiques qu'à partir des années 1990 lorsque se développèrent les méthodes d'usinage laser.

Etsion et *al.* ont publié en 1997 [EHG97] une étude expérimentale sur l'effet de la texturation sur la portance hydrodynamique et l'épaisseur de film dans une garniture mécanique. Les textures ont été obtenues par un procédé d'usinage laser. Ils constatent que la texturation a tendance à augmenter la portance hydrodynamique ainsi que l'épaisseur de film par comparaison avec des surfaces lisses, ce qui est bénéfique pour les phases de fonctionnement à basse vitesse. Etsion et *al.* ont réalisé par la suite une publication [EKH99] qui confronte études numérique et expérimentale de différentes garnitures mécaniques à surfaces texturées avec des calottes sphériques pour étancher de l'eau liquide. Le modèle numérique développé résout l'équation de Reynolds avec un fluide Newtonien incompressible, en laminaire, en épaisseur de film imposée et en isotherme. Le domaine de résolution à deux dimensions est une bande radiale périodique. Les résultats du modèle sont en bonne corrélation avec les essais expérimentaux. Leur analyse montre que la performance des textures est fortement dépendante de la relation entre les effets hydrodynamiques dus à la vitesse, la viscosité et à l'épaisseur de film, et les effets hydrostatiques dus au différentiel de pression sur la face de frottement. Si les

1. carburation, nitruration [Adj15]

effets hydrostatiques sont prépondérants devant les effets hydrodynamiques, les zones de cavitation sont de très faible étendue. L'effet bénéfique de la texturation disparaît et la garniture se comporte comme une garniture à faces lisses. Par contre, si les effets hydrostatiques sont plus faibles que les effets hydrodynamiques, alors une amélioration nette des performances est obtenue pour les faces texturées.

En 2001, Wang et *al.* [WKA01] se sont intéressés à l'effet des textures sur la charge critique quand apparaît la transition entre les régimes de lubrification mixte et hydrodynamique pour une butée à surfaces en *SiC* avec des textures de type TRES en forme de calotte sphérique fabriquées par laser. Ils testent plusieurs densités surfaciques de textures (de 2,8% à 22,5%) et constatent que la densité optimale, pour laquelle la charge critique est augmentée de 20% par rapport à une surface lisse, est la plus faible, soit 2,8%. Les mêmes auteurs réalisent un an plus tard une étude similaire avec une garniture mécanique dont les textures sont des cavités cylindriques [WKA02]. Ces résultats sont comparés avec ceux obtenus sur la butée et les mêmes constatations sont faites concernant la charge critique. Cependant ils observent expérimentalement que la densité optimale des textures représente 5% de la surface de contact et est approximativement deux fois plus grande que sur la butée.

Plus récemment, Adjemout et *al.* en 2016 [ABB16] se sont intéressés à l'effet des caractéristiques géométriques principales de textures sur la lubrification hydrodynamique d'une garniture mécanique. Une étude paramétrique a été réalisée afin d'améliorer les performances de la garniture analysée. Le modèle numérique utilisé résout l'équation de Reynolds par volumes finis en stationnaire sur un domaine périodique, en isotherme, pour un fluide Newtonien en régime d'écoulement laminaire, couplée à un modèle conservatif de cavitation. Les différentes géométries de textures testées sont des triangles, des carrés, des cylindres, des demi-sphères, des cônes et des pyramides tronqués. Les auteurs ont testé l'influence d'une seule texture et de deux textures, placées sur une bande radiale de la garniture, sur le champ de pression, le débit de fuite et le coefficient de frottement. Avec une seule texture, le cylindre génère la plus grande portance hydrodynamique tandis que celle générée par le triangle est négative. En revanche, l'utilisation de deux motifs triangulaires positionnés symétriquement (dos à dos) génère la plus grande portance hydrodynamique avec une réduction significative du débit de fuite, ce qui n'est pas vérifié avec les autres formes géométriques de texture. Les auteurs montrent qu'il est possible de contrôler la fuite en ajustant le nombre de motifs dans la direction radiale. Pour le cas étudié, la configuration géométrique optimale est constituée de neuf triangles orientés vers le rayon intérieur et de quatre triangles orientés vers le rayon extérieur ( $9i - 4o$ ), avec une densité surfacique de 0,3 et une profondeur de  $0,2\mu m$  (fig. 1.1.2a et 1.1.2b).

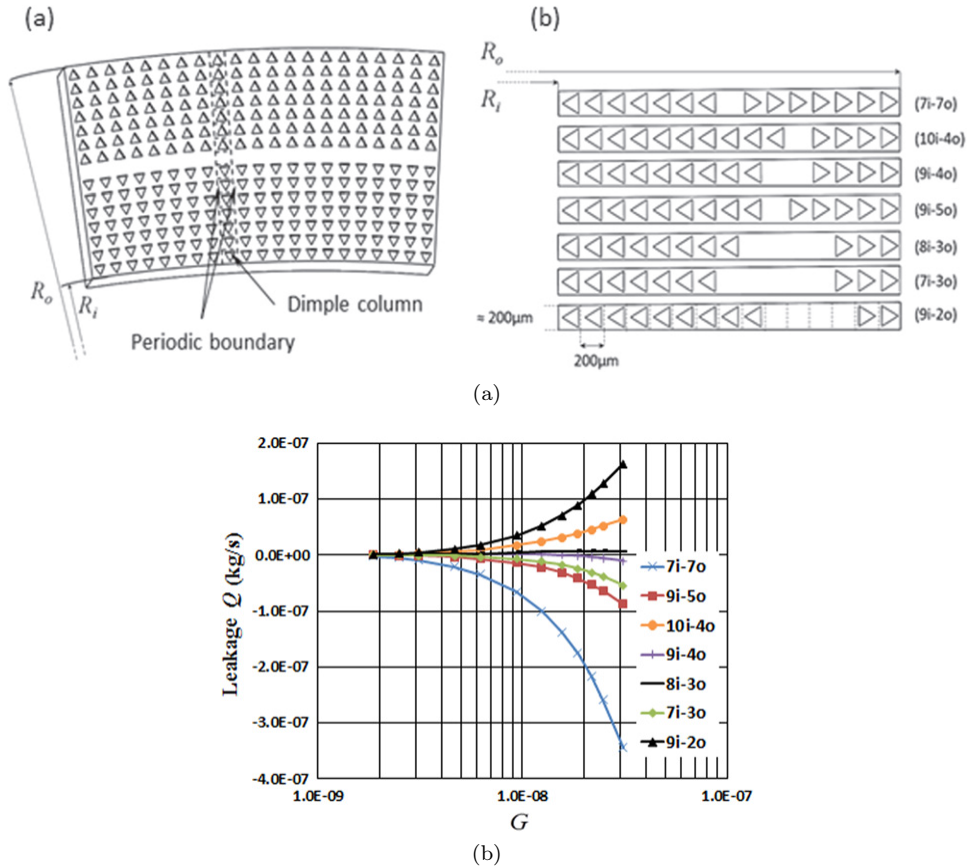


FIGURE 1.1.2 – Différentes répartitions radiales de textures triangulaires (a) et comparaison des débits de fuite de ces textures en fonction du paramètre de service  $G$  (b) [ABB16]

### 1.1.2 Textures à formes géométriques complexes (TCOM)

Les premières études de garnitures mécaniques à rainures spirales remontent aux années 1970, quand les conditions de fonctionnement requises par les avancées technologiques dépassaient les capacités admissibles (charge, vitesse de rotation, élévation de température, frottement, usure) par les garnitures mécaniques à surface lisse. Les surfaces texturées de type TCOM furent alors étudiées dans le but de résoudre les problèmes d'instabilités observées avec les garnitures mécaniques à faces lisses et provoquées notamment par le contact et les échauffements résultants [Gab94] (présenté en 1978). Les premières études de garnitures mécaniques à rainures spirales ont porté sur l'étanchéité de gaz. Sedy, en 1978 [Sed78], s'est intéressé aux performances hydrodynamiques de garnitures mécaniques gaz à surface rainurée en spirale et à patins de Rayleigh (fig. 1.1.3). Il a réalisé pour cela un test de mille heures de fonctionnement. Il constate que la garniture mécanique a une fuite et une puissance stables. De plus, son usure est très faible. La concentration d'usure la plus importante est localisée à la pointe intérieure de la rainure, où les débris s'accumulent et creusent un sillon dans la contreface en carbone. Egalement, l'auteur montre que les conditions de pression et de vitesse supportées par la garniture mécanique gaz peuvent être deux fois plus importantes avec des textures en spirale qu'avec des surfaces lisses.

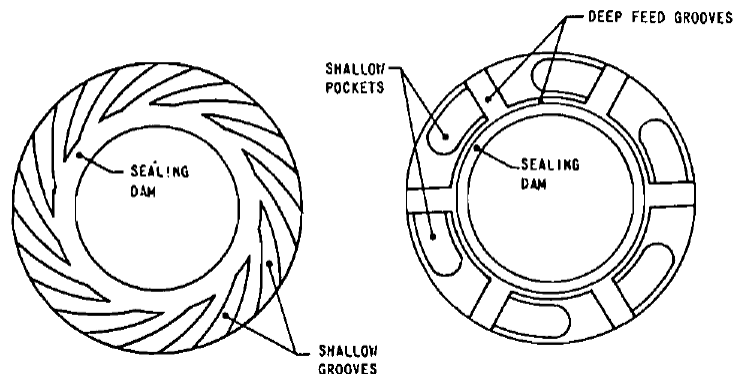


FIGURE 1.1.3 – Garniture mécanique à rainures spirales à gauche et patin de Rayleigh à droite [Sed78]

Lorsque les surfaces d'une garniture mécanique sont lisses, des méthodes analytiques ou de résolution numérique comme les différences finies peuvent être employées pour estimer le champ de pression du film fluide lubrifiant. En effet, ces méthodes présentent l'avantage d'une mise en oeuvre simple. En ce qui concerne les surfaces texturées de type TRES, la méthode de résolution numérique par volumes finis est couramment utilisée puisqu'elle permet une meilleure conservation du débit [DFPC10, Adj15]. Pour les surfaces texturées de type TCOM comme les spirales, la méthode des éléments finis est privilégiée. Elle présente l'avantage de s'affranchir des difficultés rencontrées par la forme complexe des gravures et des discontinuités géométriques de l'épaisseur de film occasionnées par ces rainures [BHT93, Far01, MG02].

Les performances de ces garnitures rainurées en spirale sont avérées pour des étanchéités au gaz, mais Lai en 1994 [Lai94] décide de tester expérimentalement différentes configurations de garnitures mécaniques macro-texturées pour des applications liquides (eau). Les géométries testées sont des chevrons, des spirales classiques, des spirales en forme de « Y » et des lobes. Il compare les résultats obtenus avec des surfaces texturées à ceux obtenus avec des faces lisses. Le but de cette étude est de trouver une géométrie de textures TCOM optimale qui assure un fonctionnement sans contact tout en minimisant la fuite. L'auteur constate que la garniture qui présente les meilleures performances est la garniture à spirales en forme de « Y ». La fuite mesurée pour cette garniture, dans les conditions d'essais, est de  $\dot{m} = 2 \times 10^{-4} \text{ cm}^3/\text{h}$  contre  $7 \times 10^{-1} \text{ cm}^3/\text{h}$  pour les faces lisses. L'avantage de cette configuration est qu'elle permet de pomper le fluide côté haute pression pour générer une certaine portance hydrostatique et hydrodynamique qui minimise l'usure, mais elle permet également l'introduction dans le contact du fluide localisé côté basse pression, afin de limiter la fuite occasionnée par les spirales. L'auteur conclut que selon le type d'application, de telles performances ne sont pas forcément requises et que des surfaces lisses peuvent néanmoins convenir.

En 2011, Qiu et Khonsari [QK11] se sont intéressés au comportement tribologique d'anneaux comportant des rainures spirales alimentées par de l'huile. Ils ont mené des essais expérimentaux avec deux garnitures mécaniques avec des angles de rainures spirales de  $20^\circ$  et  $40^\circ$ . Ils ont également testé plusieurs profondeurs de rainures avec deux huiles différentes. Dans la plupart des essais réalisés, la transition de la lubrification mixte vers la lubrification hydrodynamique est observée. Ils constatent que l'épaisseur de film dépend directement de la profondeur de rainure, et que plus cette dernière est faible, plus le coefficient de frottement sera élevé. Les auteurs ont aussi constaté que le régime de lubrification est intrinsèquement lié à l'angle de spirale, car plus l'angle est important, plus la vitesse devra être grande pour que la garniture fonctionne en lubrification hydrodynamique. Pour les mêmes conditions de fonctionnement, un faible angle de spirale conduira à un



faible coefficient de frottement. Pour terminer, les essais expérimentaux ont été comparés à des résultats issus d'un modèle numérique. Une bonne corrélation est observée lorsque le régime est hydrodynamique. En revanche les écarts sont plus marqués en régime de lubrification mixte à cause des effets thermiques et des hypothèses considérées.

Les mêmes auteurs en 2012 [QK12] ont publié une étude CFD<sup>2</sup> paramétrique de garnitures mécaniques à rainures spirales alimentées en huile. Ils font l'hypothèse que le régime d'écoulement est purement laminaire car le nombre de Reynolds calculé pour les conditions testées est très faible ( $0,015 \leq Re \leq 12$ ). Différentes profondeurs de rainures ont été testées ( $h_r = 20, 40, 60\mu m$ ) ainsi que différentes valeurs du rapport largeur de rainure sur largeur de la surface non texturée, nommé  $d_r$  dans l'étude<sup>3</sup>. Ils constatent qu'en augmentant la profondeur de rainure de  $20\mu m$  à  $60\mu m$ , la température dans le contact, la capacité de charge ainsi que le débit de fuite diminuent. En augmentant le rapport  $d_r$ , le débit de fuite augmente mais la capacité de charge et la température diminuent. Pour finir, la température augmente et la capacité de charge diminue quand l'angle de spirale augmente. En revanche, le débit de fuite diminue. Les auteurs indiquent que chaque utilisation de garniture mécanique est spécifique et que la conception des spirales doit être adaptée à chaque besoin dans le but d'obtenir les meilleures performances.

### 1.1.3 Conclusion

Les études numériques et expérimentales sur la texturation appliquée aux garnitures mécaniques et aux butées hydrodynamiques mettent en valeur la génération d'une portance hydrodynamique favorable au décollement des surfaces lors des phases d'arrêt et de démarrage. L'étendue du régime de lubrification mixte est alors limitée grâce à la texturation. Les surfaces texturées permettent de fonctionner sans contact contrairement aux faces lisses, et bien que initialement développées pour des applications au gaz, elles peuvent être pertinentes pour des applications avec un liquide (eau, huile). Les rainures spirales permettent de pomper le fluide à étancher quand elles sont situées côté haute pression et quand leur sens d'enroulement est identique au sens de rotation de la garniture. Le couple de frottement est alors diminué et le débit de fuite est augmenté car l'épaisseur de film est plus importante. La texturation permet aussi d'emprisonner les déchets d'usure résultant du fonctionnement, mais peut également favoriser la formation de sillons sur la contre-face à cause de ces déchets emprisonnés. Pour terminer, la texturation a également fait l'objet de recherches dans les applications spatiales telles que les étanchéités de turbopompes cryogéniques [NAS78]. Du changement de phase et de la turbulence peuvent apparaître dans les fluides cryogéniques. Shapiro en 1984 [SWJ84] étudie une garniture mécanique à spirales à pression équilibrée avec de l'oxygène liquide. Il conclut que le risque de vaporisation est réduit par rapport à une garniture mécanique à spirales classique, mais que les pertes de puissance par frottement sec et visqueux sont importantes. Les nombres de Reynolds sont également conséquents (de 40000 à 50000) ce qui augmente la consommation d'énergie.

## 1.2 Le changement de phase dans les garnitures mécaniques

### 1.2.1 Fonction d'état d'un fluide

Le changement de phase est une transformation thermodynamique et caractérise une transition d'un corps pur d'un état à un autre [DGLR07]. Le corps pur peut se présenter à l'état solide, liquide ou gazeux. Un

---

2. Computational Fluid Dynamics

3. trad. groove to dam ratio,  $d_r = \frac{l_g}{l_t}$ , où  $l_g$  et  $l_t$  représentent respectivement la largeur de l'anneau occupée par la rainure et la largeur restante de la face de frottement

exemple de changement de phase est la vaporisation d'un liquide, qui caractérise la transition de l'état liquide à l'état de vapeur. Deux formes particulières de vaporisation peuvent être identifiées.

Une première forme de vaporisation est appelée l'ébullition et est contrôlée par des phénomènes thermiques. Elle apparaît lorsque le fluide est chauffé au delà de sa température de saturation à une certaine pression. Les micro-bulles présentes dans le fluide vont grossir pour atteindre une taille macroscopique. La température d'ébullition  $T_{éb}$  d'un liquide est celle qui conduit sa pression de vapeur saturante  $p_s$  à égaler la pression totale  $p_0$  qu'exerce sur lui l'atmosphère extérieure  $p_s(T_{éb}) = p_0$  [DGLR07].

La seconde forme de vaporisation est pilotée par un phénomène dynamique et se nomme cavitation. Ce phénomène peut par exemple se produire au niveau de l'hélice d'un bateau. Quand le fluide subit une chute de pression à température constante, il est étiré et les micro-bulles naturellement présentes au sein du liquide vont grossir [FND+90]. Lorsque leur taille est suffisamment importante et lorsqu'il se produit une surpression, les bulles implosent. Elles donnent naissance à des micros jets à haute pression qui peuvent frapper le matériau, le creuser et l'endommager.

Dans cette étude, il peut se produire un apport d'énergie calorifique dû à l'échauffement du fluide par cisaillement visqueux ainsi qu'un apport d'énergie mécanique dû à la baisse de pression entre l'entrée du joint et sa sortie, c'est pourquoi le terme général de vaporisation sera préféré.

Un système thermodynamique se caractérise par une fonction d'état de type  $f(p, V, T) = 0$  dépendante de variables d'état telles que sa pression  $p$ , son volume  $V$  et sa température  $T$ . Cette fonction d'état permet de déterminer une variable d'état quand les deux autres sont connues. Par exemple, connaissant  $p$  et  $T$  il est possible de déterminer  $V$ , comme dans l'équation des gaz parfaits :

$$pV = nR_gT \quad (1.1)$$

où  $n$  représente le nombre de moles et  $R_g$  la constante des gaz parfaits.

Cette dépendance peut être représentée de manière surfacique par un diagramme de phase de type  $p, V, T$  (fig. 1.2.1). Il traduit l'état thermodynamique d'un corps connaissant les variables d'état qui le définissent. Il existe cependant des zones de coexistence où le corps peut se trouver sous deux états, comme liquide et vapeur ou solide et vapeur par exemple. Pour passer d'un état liquide à un état gazeux, le corps passe par un état intermédiaire où il est constitué d'un mélange des deux phases dont la proportion massique va varier.

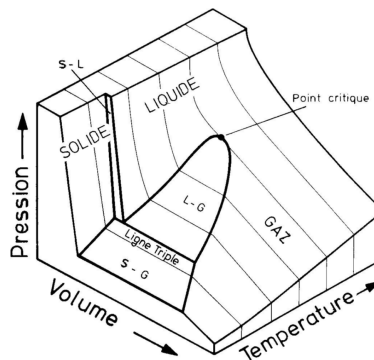


FIGURE 1.2.1 – Diagramme de phase  $p, V, T$

Pour étudier un système où coexistent plusieurs phases, il faut se placer à l'état d'équilibre, c'est-à-dire que le système thermodynamique n'échange plus d'énergie avec l'environnement extérieur et n'évolue plus.

Cet équilibre se représente mathématiquement par l'équation de Gibbs (éq. 1.2), qui traduit une variation nulle d'enthalpie libre  $dG$  [Jol04].

$$dG = -SdT + Vdp + \sum_{i=1}^n \mu_i dn_i = 0 \quad (1.2)$$

Elle s'exprime en fonction de l'entropie  $S$ , de la température  $T$ , du volume  $V$ , de la pression  $p$ , du nombre de mole  $n_i$  du composant  $i$  présent au sein du système thermodynamique et du potentiel chimique  $\mu_i$  du composant  $i$ . Dans un corps pur comme l'eau, les potentiels chimiques  $\mu_i$  de chaque phase sont égaux. Le dernier terme de l'équation 1.2 est donc nul. L'équation de Clausius-Clapeyron [Per06] (éq. 1.3) traduit la relation entre pression et température à saturation du fluide, et donne la pente de la courbe de saturation :

$$\left(\frac{dp}{dT}\right)_{sat} = \frac{h_{l \leftrightarrow g}}{T_s (v_g - v_l)} \quad (1.3)$$

où la chaleur latente de changement d'état (ou enthalpie de changement d'état) est exprimée par  $h_{l \leftrightarrow g}$ , les volumes massiques de la phase vapeur et de la phase liquide sont respectivement  $v_g$  et  $v_l$  et  $T_s$  représente la température de saturation.

### 1.2.2 Etudes expérimentales de la vaporisation

Les premiers travaux expérimentaux sur le changement de phase dans les garnitures mécaniques remontent aux années 1960. Orcutt est l'un des premiers à s'y être intéressé en 1969 [Orc69] avec l'étude de la défaillance de garnitures mécaniques alimentées par de l'eau et soumises à du changement de phase. Il a identifié visuellement sur une garniture mécanique le changement de phase se produisant dans l'interface à travers le rotor réalisé en quartz et éclairé par de la lumière blanche. Des franges interférométriques plus resserrées se forment quand la phase vapeur apparaît. Lorsque du changement de phase se produit, la phase vapeur est caractérisée par une interface de couleur claire tandis que la phase liquide apparaît de couleur sombre. Il constate également que la zone occupée par la phase vapeur augmente avec la température d'entrée du fluide, ce qui a tendance à diminuer le couple de frottement et le débit de fuite. En contre-partie, le changement d'état du fluide peut provoquer des oscillations sur le couple de frottement, qui ne sont pas souhaitables pour le bon fonctionnement de la garniture mécanique. De plus, l'auteur a constaté que l'apparition de la vaporisation crée une plus grande force hydrostatique dans le film que dans une garniture mécanique fonctionnant en liquide pur. En effet, la densité change quand de la vaporisation apparaît, ce qui modifie le profil de pression dans le contact et génère plus de portance hydrostatique (fig. 1.2.2) et une épaisseur de film plus grande.

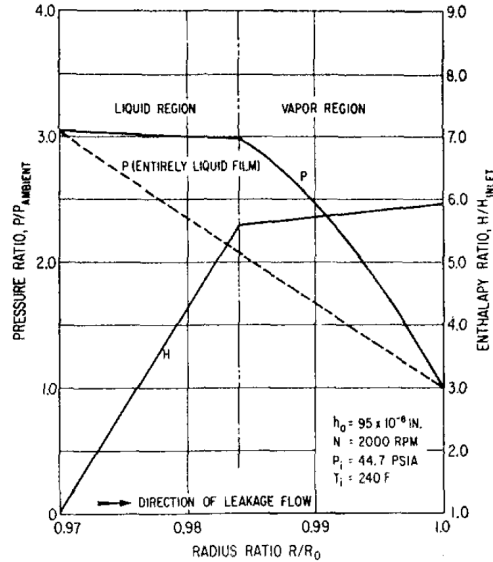


FIGURE 1.2.2 – Profils de pression et d’enthalpie en fonction du rayon [Orc69]

La même année, Lymer [Lym69] a étudié le « puffing » dans une garniture mécanique, phénomène physique instable qui se caractérise par une ouverture et une fermeture répétée des faces de la garniture, avec un débit de fuite essentiellement sous phase vapeur. Il conduit à la formation d’un débit de fuite conséquent à cause de l’usure prématurée des faces de frottement, qui se manifeste par l’apparition de trous sur la surface en carbone. A l’aide d’un modèle théorique, il a estimé les températures pouvant être atteintes dans le film par calcul de la dissipation visqueuse et en prenant en compte les transferts de chaleur dans les solides. L’auteur constate que lorsque la température d’alimentation est proche de la température de saturation, la garniture mécanique présente des instabilités pour une certaine plage de fonctionnement. Il en conclut que le changement de phase peut être destructeur pour les garnitures.

Lebeck et Chiou, en 1982 [LC82], ont réalisé une étude théorique et expérimentale du comportement de garnitures mécaniques à faces lisses assurant l’étanchéité de l’eau à différentes températures (liquide et proche de sa température de saturation). Ils ont mesuré le débit de fuite, le couple de frottement et la température dans le stator. Ils montrent que le frottement décroît quand la température augmente car une force hydrostatique supplémentaire est générée dans le film lorsque du changement de phase se produit. A partir d’une certaine température, la vapeur occupera toute la surface de la garniture conduisant à une augmentation considérable du frottement. Dans certains cas, du « puffing » peut apparaître et générer des instabilités, ce qui a été constaté quand le débit de fuite augmente rapidement lorsque la température du film est proche de la température de saturation. L’augmentation du débit de fuite refroidit la garniture ce qui la conduit à un fonctionnement à plus basse température et à une réduction de l’épaisseur de film. Le frottement va alors augmenter et la garniture se réchauffer ce qui la conduit à s’ouvrir à nouveau. Ces cycles d’ouverture et de fermeture sont identifiés par des oscillations sur le débit de fuite. Le modèle développé par Lebeck et décrit dans la référence [Leb80] a été utilisé pour comparaison avec les essais expérimentaux. Lorsque le fluide se vaporise, le modèle prédit un bon comportement du couple de frottement mais le sous-estime. En revanche, la température à laquelle il augmente est correctement estimée.

En 2001, Cicone et al. [CPFT01] ont étudié expérimentalement par visualisation le changement de phase dans une garniture mécanique alimentée par de l’eau à température proche de sa valeur de saturation. Sur leur banc d’essai les deux surfaces sont immobiles et l’apport de chaleur dû au cisaillement du fluide est simulé

au moyen d'un disque chauffant. Le disque supérieur est transparent ce qui permet de visualiser l'interface à l'aide d'une caméra CCD. Une caméra infrarouge a également été utilisée pour avoir la température du fluide selon une méthode décrite par Tournerie et *al.* [TRF91]. Les auteurs constatent que le changement de phase est visible grâce à une démarcation nette entre les zones liquide et vapeur, positionnée à un certain rayon.

Migout, pendant ses travaux de thèse en 2010 [Mig10], a utilisé un banc d'essai pour garnitures mécaniques compensées à pression interne fonctionnant avec de l'eau chaude pressurisée. Le stator en saphir a permis la visualisation du changement de phase dans l'interface à l'aide d'une approche par interférométrie optique, en utilisant une lumière monochromatique. Grâce à cette technique, l'indice optique du fluide peut être déterminé pour avoir la proportion volumique de vapeur dans la phase de mixture. De plus, une caméra infrarouge a été utilisée pour mesurer les rayonnements thermiques émis par l'interface, ce qui a permis l'accès à la distribution de température dans le film fluide.

L'étude expérimentale du changement de phase sur des surfaces texturées semble avoir été initiée par Wang et *al.* en 2014 [WHL<sup>+</sup>14]. Ils ont visualisé et mesuré le changement de phase dans l'interface de garnitures mécaniques à faces texturées et à faces lisses. Les textures utilisées sont des calottes-sphériques de différents diamètres et différentes profondeurs. Le dispositif expérimental est composé d'une garniture mécanique dont l'une de ses faces est mobile et transparente et l'autre est fixe et texturée. La garniture est mise en rotation par un servo-moteur et est alimentée par de l'eau sous pression et température contrôlées. Les résultats montrent que pour la garniture à face lisse, la vitesse de rotation maximum atteignable est limitée quand du changement de phase se produit car il s'accompagne d'une augmentation subite du couple de frottement et de la température. Les garnitures mécaniques à surfaces texturées présentent une nette amélioration de comportement car le couple et la température ne sont pas spécialement affectés par la vaporisation. En revanche, si la profondeur et le diamètre des textures sont trop importants, le bénéfice de la texturation est perdu et un comportement similaire à celui obtenu avec les faces lisses est observé. Ils concluent que la formation des zones de vaporisation et de cavitation est directement liée à la position et à la géométrie des textures.

### 1.2.3 Etudes théoriques de la vaporisation

Il existe plusieurs approches théoriques pour représenter le changement d'état par vaporisation d'un fluide (fig. 1.2.3). La première est l'approche discrète. En deçà des valeurs de saturation de la pression et de la température, le fluide est considéré comme un liquide. Au delà, il est considéré comme de la vapeur. La seconde approche est dite continue, faisant intervenir une troisième phase entre les phases liquide et vapeur. Cette troisième phase appelée « phase de mélange homogène », voit sa pression et sa température suivre la courbe de saturation du fluide. Cette phase où coexistent le liquide et la vapeur, est caractérisée par une proportion de vapeur qui doit être déterminée.

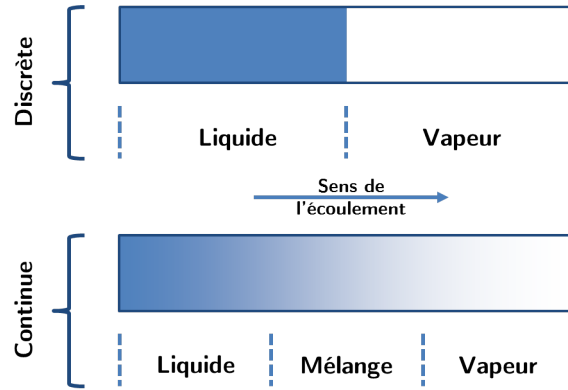


FIGURE 1.2.3 – Différentes approches pour décrire le fluide lors du changement d'état

Quelque soit l'approche utilisée, l'équation de Reynolds est résolue pour connaître la pression dans le film lubrifiant et l'équation de l'énergie est résolue pour connaître sa température. Le changement de phase est identifié en comparant la pression du film ou la température du film aux valeurs de saturation.

### Modélisation discrète

Pour une température donnée, si la pression calculée dans l'interface de la garniture mécanique est supérieure à la pression de saturation, le fluide est considéré liquide. En revanche, si elle est inférieure à la pression de saturation, le fluide est considéré gazeux. Dans la littérature, cette limite entre les phases liquide et gazeuse est communément appelée « boiling interface » (interface d'ébullition). Cette interface peut être source d'instabilités et de nombreux auteurs ont cherché à l'étudier.

L'une des premières études analytiques menée sur le changement de phase dans les garnitures mécaniques en considérant une modélisation discrète entre les phases est l'étude réalisée par Hughes *et al.* en 1978 [HWBK78]. Les observations décrites par Orcutt dans la section 1.2.2 sont analysées au moyen d'un modèle analytique. Ils s'intéressent notamment à la position de l'interface entre les phases liquide et gazeuse et les phénomènes d'instabilités. Leur modèle prend en compte les transferts de chaleur dans les solides et l'estimation de la température dans le film fluide, pour une garniture mécanique à face lisse. Les auteurs constatent une chute de pression dans le contact quand le fluide se vaporise, ainsi qu'une chute du débit de fuite, conduisant à une instabilité de type « popping open ». Elle se manifeste par une génération d'une force sur les faces de frottement quand il se produit de la vaporisation, et qui conduit à l'ouverture brusque de l'interface. Par conséquent, l'épaisseur de film augmente ce qui favorise le refroidissement du film et la condensation de la vapeur. La fuite redevient liquide et un rapprochement subit des faces se produit. Cette situation peut conduire à la destruction de la garniture si les faces entrent en contact trop brusquement. Lorsqu'il se produit de l'ébullition à un certain rayon  $R_b$  entre les rayons intérieur et extérieur, le débit de fuite chute drastiquement en dessous du débit de fuite d'un fonctionnement en liquide pur. La plupart de la chute de pression se produit dans la phase vapeur. Pour une charge donnée, il existe deux valeurs d'équilibre possibles du rayon  $R_b$ . Quand  $R_b$  est proche du rayon intérieur ou extérieur, la charge est nettement inférieure à celle correspondant à une valeur maximale intermédiaire de  $R_b$ . Par conséquent, quand du changement de phase se produit dans l'interface d'une garniture, il y a en général deux valeurs d'épaisseur de film  $h$  qui fournissent la même charge et la même force d'ouverture, dont l'une caractérise un fonctionnement stable et l'autre un fonctionnement instable (fig. 1.2.4).

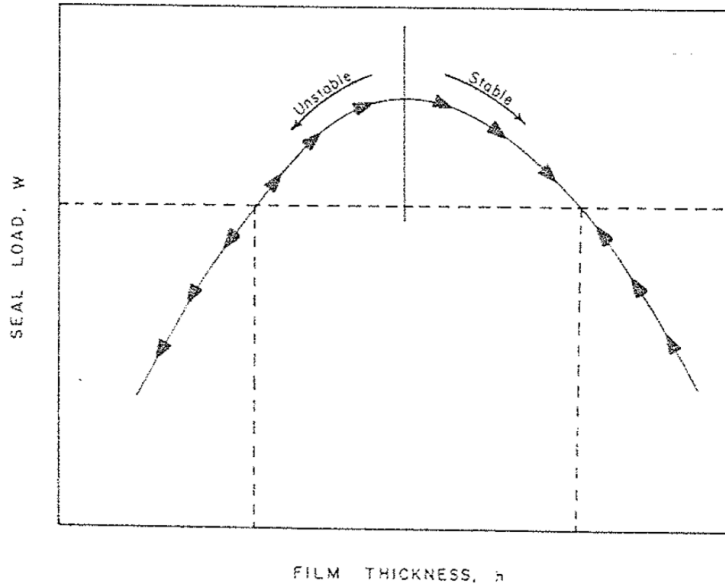


FIGURE 1.2.4 – Charge supportée en fonction de l'épaisseur de film [HWBK78]

Buck en 1980 [Buc80] a défini un critère de dimensionnement pour les garnitures mécaniques à faces lisses afin d'estimer leur fiabilité selon si l'écoulement est purement liquide ou s'il se produit du changement de phase. Ce critère est noté  $LDF$ <sup>4</sup> (éq. 1.4).  $R_b$  correspond au rayon de séparation des phases. Si  $LDF < 1$ , la garniture fonctionne en écoulement diphasique, il y a donc un risque d'instabilité. Si  $LDF = 1$ , la garniture fonctionne avec un liquide pur et il n'y a pas de risque de vaporisation et d'instabilités.

$$LDF = \frac{R_e - R_b}{R_e - R_i} \quad (1.4)$$

L'auteur montre que ce facteur peut être supérieur à 1 en l'estimant avec une autre formulation (éq. 1.5). Le critère de stabilité concernant le type d'écoulement dans une garniture mécanique est  $LDF \geq 1$ . L'auteur montre que ce critère est directement corrélé à la durée de vie des garnitures mécaniques, et que plus il est grand plus la durée de vie sera importante.

$$LDF = \frac{T_{R_i}^s - T_\infty}{T_{R_e} - T_\infty} \quad (1.5)$$

$T_{R_i}^s$ ,  $T_\infty$  et  $T_{R_e}$  sont respectivement la température de saturation du fluide au rayon intérieur de la garniture, la température du fluide avant d'entrer dans la cellule au loin de la garniture et la température du fluide au rayon extérieur de la garniture mécanique.

La première étude portant sur l'influence des effets d'inertie sur le changement de phase dans les garnitures mécaniques est établie par Basu et al. [BHB87]. Quand l'inertie centrifuge est considérée et que l'écoulement est diphasique, les auteurs montrent que la capacité de charge décroît drastiquement lorsque la vitesse de rotation dépasse un certain seuil (éq. 1.6).

$$\omega = \sqrt{\frac{20(p_e - p_i)}{3\rho(R_e^2 - R_i^2)}} \quad (1.6)$$

---

4. Liquid Design Factor

Au dessus de cette valeur de vitesse critique, la raideur du film sera négative et l'épaisseur de film sera très faible. Cela peut conduire à une instabilité si une petite perturbation intervient. Par contre, pour des faibles vitesses de rotation, les effets d'inertie sont négligeables.

Les instabilités qui se manifestent en cas de changement de phase suscitent l'intérêt des chercheurs. En 1990, Lau *et al.* [LHBB90] ont montré au travers d'une étude basée sur le modèle quasi-isotherme laminaire utilisé par Basu *et al.* [BHB87] que ces instabilités pouvaient être liées à la conicité des faces. Cette conicité peut modifier la stabilité du joint car elle a un effet direct sur la raideur du film lubrifiant (fig. 1.2.5). Sur cette figure, la force d'ouverture est considérée constante à 2500N. La stabilité est définie ici lorsque l'épaisseur de film est supérieure à  $5,0 \times 10^{-7}m$  et que la température est suffisamment faible (inférieure à 460K). Si l'épaisseur devient trop faible, ou si la température du fluide environnant est trop importante, la force d'ouverture va devenir supérieure à la force de fermeture ce qui entraînera une augmentation de l'épaisseur de film et la garniture deviendra instable. En présence de conicité et d'instabilité, le coefficient d'équilibrage doit être augmenté pour stabiliser la garniture.

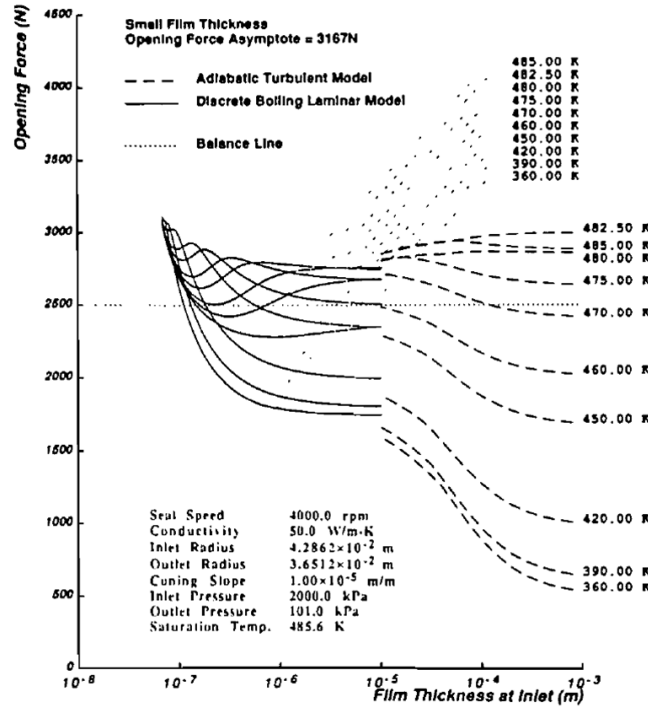


FIGURE 1.2.5 – Force d'ouverture en fonction de l'épaisseur de film pour différentes températures d'alimentation du fluide [LHBB90]

La plupart des études numériques qui s'intéressent aux phénomènes instables dus au changement de phase ne prennent pas en compte la dynamique des solides. Des auteurs tels que Salant et Blasbalg [SB91] se sont également intéressés à ces instabilités mais en prenant en compte cet aspect dynamique. Leur modèle numérique résout les équations de la dynamique et de l'énergie en régime instationnaire, en prenant en compte les déformations thermiques des faces ainsi que le contact des aspérités des surfaces. C'est la première étude qui considère ces quatre contributions. Les auteurs montrent que même avec une raideur positive, le film peut présenter un comportement instable suite à des perturbations sur la température ou l'épaisseur de film. Les déformations thermiques ainsi que le contact inter-aspérités peuvent aussi provoquer des instabilités.



En 1995, les mêmes auteurs [BS95] ont développé un modèle numérique qui prend en compte plusieurs effets combinés, à savoir les déformations thermoélastiques des solides, l'effet d'écrasement du film ainsi qu'un modèle de contact partiel. Leur modèle est également résolu en instationnaire, afin d'avoir les efforts dynamiques exercés sur les solides et le film. Ils ont montré que la stabilité d'une garniture mécanique à faces lisses en écoulement diphasique est liée à la conicité des faces, suivant qu'elles forment un espace convergent ou un divergent dans le sens de la fuite. Un divergent conduira la garniture mécanique à être instable suite à une perturbation. Les auteurs concluent sur le fait qu'il est nécessaire de prendre en compte les déformations thermiques des faces de frottement car elles modifient directement leur conicité.

Les faces des garnitures des précédentes études décrites sont considérées planes et parfaitement alignées. Le problème est donc axisymétrique. A travers un modèle analytique obtenu en négligeant les effets hydrodynamiques, Etsion et Pascovici en 1996 [EP96b] se sont donc penchés sur l'effet du changement de phase du fluide sur le comportement d'une garniture mécanique mésalignée. Ils ont introduit le paramètre  $\epsilon$  (éq. 1.7) qui représente l'inclinaison des faces de frottement. Il dépend de l'angle d'inclinaison  $\gamma$ , du rayon extérieur et de la distance  $C$  séparant les centres des faces de contact.

$$\epsilon = \frac{\gamma R_e}{C} \quad (1.7)$$

Il s'avère que la position de l'interface liquide/vapeur  $R_b$  n'est quasiment pas modifiée et est axisymétrique même pour un paramètre d'inclinaison  $\epsilon = 0,4$ . Les mêmes auteurs se sont intéressés à l'impact des effets hydrodynamiques sur l'interface liquide vapeur [EP96a]. Le nombre de Sommerfeld est introduit pour définir le caractère hydrostatique ou hydrodynamique du problème. Si le nombre de Sommerfeld est inférieur à 0,05, les effets hydrodynamiques peuvent être négligés même si le paramètre d'inclinaison atteint des valeurs aussi élevées que 0,8. En revanche, si le nombre de Sommerfeld est supérieur à 0,05, les effets hydrodynamiques dépendent du paramètre d'inclinaison  $\epsilon$ . Si sa valeur est plus grande que 0,04, la valeur de  $R_b$  dépend de la coordonnée polaire  $\theta$  et les effets hydrodynamiques ne peuvent pas être négligés.

Finalement, Etsion, Pascovici et Burstein ont réalisé une étude complémentaire en 1997 [EPB97] qui permet de traiter les garnitures mécaniques mésalignées en écoulement diphasique en prenant en compte les effets thermohydrodynamiques. La position de l'interface liquide/vapeur est étudiée. Selon les approches utilisées et citées précédemment, cette position peut varier considérablement. Tout d'abord, les auteurs ont montré que pour simuler une garniture mécanique en écoulement diphasique de la manière la plus réaliste possible, le mésalignement des faces doit être pris en considération. Sous certaines conditions de fonctionnement, caractérisées par un nombre de Sommerfeld modifié  $S^*$  (éq. 1.8), plusieurs solutions approchées avec différents niveaux de simplification peuvent être utilisées pour calculer le rayon d'ébullition  $R_b(\theta)$  dans une garniture mécanique mésalignée.

$$S^* = 3 \frac{\mu \omega}{p_e} \left( \frac{R_e}{C} \right)^2 \left[ \frac{1 - R_r}{1 + \delta_c (1 - R_r)} \right]^2 \quad (1.8)$$

$R_r$  représente le rapport entre les rayons extérieur et intérieur et  $\delta_c$  le paramètre de conicité. Dans le cas d'une application en eau liquide chauffée pour laquelle  $S^* < 0,4$ , la température du rotor est proche de celle obtenue pour un fonctionnement en écoulement liquide. Si  $S^* < 0,2$ , le problème est considéré hydrostatique en négligeant la composante hydrodynamique de la pression. Pour finir, si  $S^* < 0,1$ , l'interface délimitant le changement d'état du fluide est considérée axisymétrique et n'est pas dépendante de la valeur du paramètre d'inclinaison  $\epsilon$ .

### Modélisation continue : loi des mélanges homogènes

Hughes et Chao [HC80] ont fait évoluer le modèle discret développé par Hughes *et al.* en 1978 [HWBK78], et ont comparé deux modèles numériques avec changement de phase de l'eau dans les garnitures mécaniques. Ils incluent les états thermodynamiques de l'eau afin d'être plus proches des conditions réelles du changement de phase. L'équation de l'énergie utilisée est la suivante :

$$\frac{m}{2\pi r} \frac{dh_s}{dr} = \frac{\mu\omega^2 r^2}{h} - q \quad (1.9)$$

où le terme de gauche est le terme de transport avec l'enthalpie  $h_s$ , le premier terme du membre de droite représente la dissipation visqueuse et le deuxième terme du membre de droite représente les flux de chaleur dans les solides. Le premier modèle suppose l'écoulement isotherme et tient compte des transferts de chaleur dans les solides, comme dans la précédente étude [HWBK78]. Le terme de transport de l'équation de l'énergie est négligé et il est supposé que la dissipation visqueuse égale les flux de chaleur dans les solides. Le second modèle est adiabatique donc les transferts de chaleur dans les solides sont négligés, le transport d'enthalpie par convection dans la fuite est alors supposé égal à la dissipation visqueuse. Le modèle isotherme est plus précis pour de faibles fuites et le modèle adiabatique est plus précis pour de fortes fuites. De plus, des calculs avec des faces coniques (convergentes et divergentes) ont été réalisés. Les auteurs montrent que lorsqu'il se produit du changement de phase dans une garniture à faces lisses qui présente une conicité décrivant un convergent, des instabilités peuvent se déclencher. Pour terminer, quand il se produit du changement de phase, une réduction de débit significative comparé à un écoulement purement liquide est mise en évidence avec le modèle adiabatique. Cette chute de débit a d'ailleurs été confirmée dans l'étude précédente [HWBK78].

Migout *et al.*, en 2015 [MBT15], ont développé un code de calcul numérique transitoire prenant en compte la résolution des équations de continuité et de l'énergie ainsi que les transferts de chaleur et les déformations dans les solides pour une garniture mécanique à faces lisses alimentée avec de l'eau. Les résultats numériques sont comparés à des essais expérimentaux et montrent que le modèle numérique peut reproduire le fait que la température du contact diminue quand la charge appliquée augmente, ce qui est un comportement typique dû à la vaporisation. Les auteurs ont également réalisé une étude paramétrique en faisant varier le coefficient d'équilibrage de la garniture. La température d'alimentation a été augmentée graduellement pour chaque valeur de coefficient d'équilibrage testé. Les résultats montrent qu'il existe un intervalle assez grand de température pour lequel le fonctionnement de la garniture est stable en condition d'écoulement diphasique. Cependant, si la température dépasse un certain seuil, des instabilités sont observées. Elles peuvent être contournées en augmentant le coefficient d'équilibrage.

### Modèles de viscosité

Les études présentées au paragraphe précédent utilisent différentes lois de viscosité pour décrire la mixture liquide-gaz. L'ouvrage de Wallis [Wal69] regroupe ces différentes lois, pour des mélanges constitués de fluides de nature différente, ainsi que pour des mélanges dont les phases sont issues du même corps. Ces dernières font l'objet de ce paragraphe.

Saadat et Flint en 1996 [SF96] se sont intéressés à la définition de la viscosité dynamique qui serait la plus appropriée pour décrire la mixture liquide/vapeur d'un fluide dans un contact lubrifié. Les auteurs ont utilisé les résultats théoriques issus de trois modèles qu'ils ont comparés à leurs résultats expérimentaux. Les modèles utilisés pour la comparaison sont ceux de McAdams (équ. 1.10), de Cicchitti (équ. 1.11) et de Duckler (équ. 1.12).

$$\mu = \frac{1}{\frac{\alpha}{\mu_g} + \frac{1-\alpha}{\mu_l}} \quad (1.10)$$

$$\mu = \alpha\mu_g + (1 - \alpha)\mu_l \quad (1.11)$$

$$\mu = \alpha\mu_g \frac{\rho}{\rho_g} + (1 - \alpha)\mu_l \frac{\rho}{\rho_l} \quad (1.12)$$

Le montage expérimental utilisé pour la validation des modèles se compose d'une butée hydrostatique dont ses disques sont séparés par un film fluide frigorigène, le R114. L'alimentation en fluide est réalisée au rayon intérieur de la butée. Les auteurs constatent que du changement de phase de l'état liquide à l'état gazeux se produit à cause du différentiel de pression entre l'entrée et la sortie du joint. Pour ce faire, les températures ont été mesurées avec des thermocouples et la pression a été mesurée avec des capteurs de pression répartis radialement. Le débit volumique de liquide est mesuré à l'aide d'un débitmètre à turbine. La meilleure corrélation avec les mesures est obtenue avec le modèle de McAdams.

Bien que la plupart des auteurs utilisent le modèle de Cicchitti, le modèle de viscosité choisi pour ce mémoire sera basé sur les conclusions des travaux de Saadat et Flint. La viscosité de la phase homogène sera donc décrite par le modèle de McAdams.

#### 1.2.4 Conclusion

Peu de travaux expérimentaux quantitatifs existent sur l'étude du changement de phase dans les garnitures mécaniques, car les mesures des paramètres tels que le débit de vapeur ou la température du contact ne sont pas aisées. En effet, la plupart des études expérimentales réalisées s'appuie sur la visualisation du changement de phase à l'aide de diverses méthodes optiques et permettent de faire clairement la distinction entre les phases liquide et vapeur sans toutefois chercher à quantifier leur étendue. Les quelques études expérimentales quantitatives montrent que le changement de phase peut avoir un effet néfaste sur le comportement de la garniture et peut générer des instabilités. De plus, la plupart de ces études sont réalisées pour des garnitures mécaniques à surfaces lisses. Cependant la texturation des surfaces peut avoir un effet bénéfique sur la stabilité des garnitures lorsque le fluide devient diphasique. Toutefois, cet aspect a été assez peu étudié.

Les études numériques précédemment citées montrent qu'en cas de changement de phase, la raideur du film est affectée ce qui peut modifier la stabilité de la garniture mécanique. Les instabilités de fonctionnement peuvent être liées à la dynamique du film, à son comportement thermique ainsi qu'à la conicité des faces de frottement. Il peut se produire dans certains cas une ouverture brutale du joint (popping open) mais également un comportement oscillatoire de l'épaisseur de film. Afin d'avoir un modèle numérique plus proche des conditions réelles de fonctionnement, la littérature préconise de prendre en compte les déformations thermoélastiques des faces de frottement. Egalement, les transferts de chaleur dans les solides et le transport de l'énergie dans la fuite ne doivent pas être négligés. En effet, sous l'effet de la chaleur, le fluide peut changer de phase et modifier l'écoulement. De plus, les faces de frottement vont se déformer pour conduire à la formation d'un espace convergent ou bien divergent dans le sens de la fuite. La conicité divergente conduira la garniture mécanique à se comporter de manière instable suite à une perturbation. La conicité convergente est donc préférée. Pour terminer, des auteurs se sont penchés sur la description de la phase homogène quand le fluide change d'état et montrent que le modèle de viscosité qui permet la meilleure corrélation avec des résultats expérimentaux est celui de McAdams.

## 1.3 La turbulence

### 1.3.1 Principes

L'écoulement d'un fluide dans une conduite peut être de différente nature : laminaire, transitoire, ou turbulent. Un écoulement est dit laminaire quand les lignes de courant des particules en mouvement sont alignées et ordonnées. La turbulence est, en revanche, définie quand le déplacement des particules est irrégulier et que des vitesses aléatoires se superposent à la vitesse moyenne du fluide [Can01]. Le développement d'une instabilité d'un écoulement laminaire est souvent l'origine de l'apparition de la turbulence. La transition est tout simplement le passage d'un écoulement laminaire à turbulent.

Dans son ouvrage, Lesieur [Les94] définit la turbulence comme un phénomène physique « désordonné, aléatoire, chaotique ». Les variables telles que la pression, le débit, la température, la masse volumique varient de façon irrégulière. Une illustration d'écoulement turbulent est la manifestation de tourbillons marginaux en bout d'aile d'avion (fig. 1.3.1). Ces tourbillons sont aléatoires.



FIGURE 1.3.1 – Étude de la turbulence de sillage d'une aile d'avion sur l'île Wallops <sup>5</sup>

Pour l'étude des films lubrifiants, il est utile de différencier deux types d'écoulements qui peuvent exister dans un système fluide. Le premier peut être assimilé à un écoulement dans une conduite ou entre deux plaques immobiles et est véhiculé par le débit ou le différentiel de pression. Il est appelé écoulement de Poiseuille. Le second est similaire à un écoulement entre deux surfaces planes dont l'une est mobile et est appelé écoulement de Couette.

### Écoulement de Poiseuille

Soit la conduite définie sur la figure 1.3.2. La vitesse d'écoulement du fluide dans la conduite est considérée indépendante du temps. De plus, l'écoulement est conservatif et le fluide incompressible. En faisant la supposition de conditions aux limites d'adhérence aux parois, ce qui est toujours le cas pour un fluide visqueux, et compte tenu des hypothèses précédemment décrites, il est montré que le profil des vitesses a une forme parabolique. A partir de l'analyse des équations de Navier-Stokes, il est possible de construire un nombre sans dimension appelé nombre de Reynolds, qui s'exprime en fonction du diamètre  $D$  de la conduite, de la vitesse moyenne du fluide  $\bar{U}$  et de sa viscosité cinématique  $\nu$  (éq. 1.13).

$$Re = \frac{\bar{U}D}{\nu} \quad (1.13)$$

L'expérience montre que l'écoulement atteint le régime de transition vers la turbulence quand le nombre de Reynolds dépasse la valeur de 2000 [Les94].

5. crédits : NASA Langley Research Center, photo ID EL-1996-00130

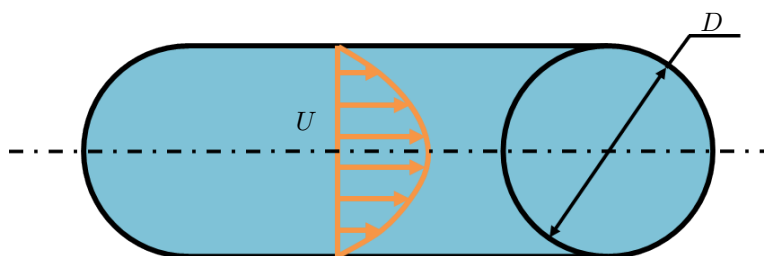


FIGURE 1.3.2 – Écoulement laminaire dans un tuyau cylindrique

### Écoulement de Couette

L'écoulement de Couette se caractérise par un écoulement plan entre deux surfaces parallèles (fig. 1.3.3). Le plan inférieur est fixe et le plan supérieur est mobile de vitesse  $U$ . La distance qui les sépare est notée  $D$ . L'écoulement laminaire se fait sans perte de charge et le profil des vitesses obtenu est une fonction linéairement décroissante de  $U$  à 0. Le nombre de Reynolds de la relation 1.13 est toujours valable par construction. L'écoulement est considéré en transition turbulente pour ce type de parois quand le nombre de Reynolds dépasse la valeur de 1000 [Les94].

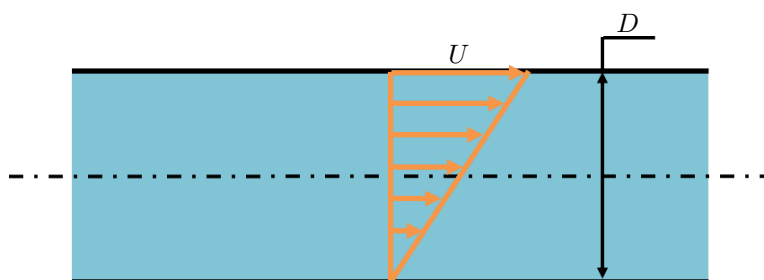


FIGURE 1.3.3 – Écoulement laminaire entre deux surfaces planes et parallèles

L'écoulement de la couche lubrifiante dans un système d'étanchéité dynamique devient turbulent quand le nombre de Reynolds local dépasse une certaine valeur critique. En régime d'écoulement turbulent, la capacité de charge du système d'étanchéité va augmenter, tout comme le frottement [Con62], car la viscosité apparente du fluide est plus importante qu'en régime d'écoulement laminaire. A cause des fortes épaisseurs de film dans les garnitures mécaniques à rainures spirales, des vitesses élevées et des températures basses liées aux applications des turbopompes cryogéniques, la turbulence est susceptible d'apparaître. C'est pourquoi la suite de ce chapitre propose un aperçu des différentes études de la présence de la turbulence dans les garnitures mécaniques.

### 1.3.2 Application aux garnitures mécaniques

Dans le cadre de la lubrification appliquée aux garnitures mécaniques, l'écoulement se produit entre deux disques plats en rotation relative (fig. 1.3.4). Plusieurs paramètres sans dimensions caractérisent l'écoulement entre ces deux surfaces. Le facteur d'aspect (éq. 1.14) est le rapport entre l'épaisseur de film  $h$  et le rayon  $r$ . Dans la présente étude, ce facteur d'aspect peut être compris entre  $5,0 \times 10^{-5}$  et  $2,0 \times 10^{-4}$  (valeurs obtenues à l'aide de l'épaisseur de film moyenne calculée à partir des données expérimentales et de la relation 3.9, du rayon extérieur  $R_e$  et du rayon intérieur  $R_i$ ).

$$f_a = \frac{h}{r} \quad (1.14)$$

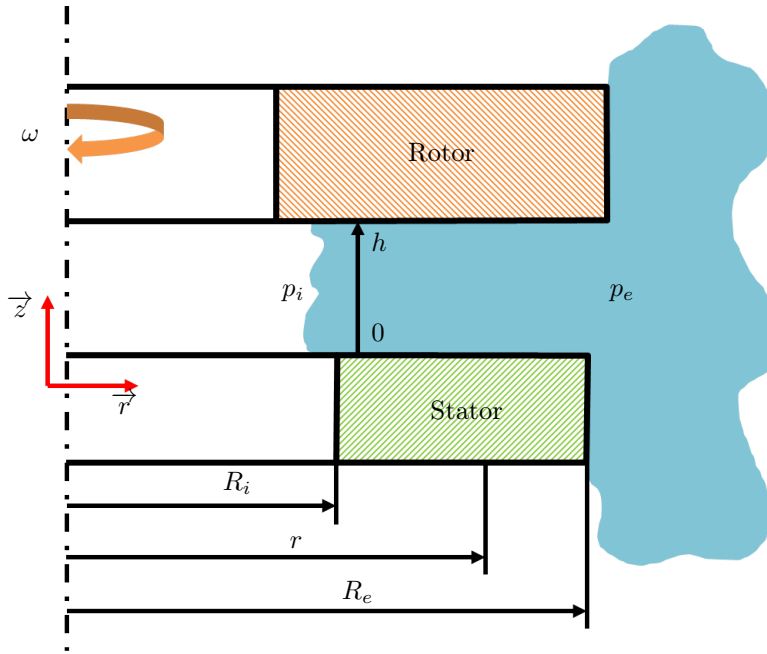


FIGURE 1.3.4 – Configuration géométrique d'une garniture mécanique

L'écoulement dans une garniture mécanique est la superposition d'un écoulement Poiseuille dans la direction radiale et d'un écoulement Couette dans la direction circonférentielle. Les nombres de Reynolds de Poiseuille et de Couette sont définis par les relations 1.15 et 1.16.

$$Re_p = \frac{\rho Q}{\mu 2\pi r} \quad (1.15)$$

$$Re_c = \frac{\rho \omega r h}{\mu} \quad (1.16)$$

La transition turbulente dans les garnitures mécaniques d'étanchéité est un phénomène qui peut se produire lorsque  $Re_c > 1000$ , à cause des effets d'inertie importants dus à une vitesse de rotation élevée [LY96]. C'est pourquoi, depuis les années 1990, des auteurs comme Yasuna et Hughes [YH94], Lin et Yao [LY96] ou encore Brunetière et al. [BTF02] se sont intéressés à la modélisation du comportement dynamique de garnitures mécaniques d'étanchéité en présence de turbulence à l'aide de modèles visco-turbulents, afin de mieux comprendre ses effets sur le comportement des garnitures. Les études montrent plusieurs points intéressants :

- l'écoulement de Couette est prédominant sur l'écoulement de Poiseuille, comme dans les butées hydrodynamiques ;
- la transition laminaire-turbulent influence les coefficients dynamiques du film tels que sa raideur et son amortissement ;
- la puissance dissipée augmente et le débit de fuite diminue significativement en présence de turbulence en raison de l'augmentation de la viscosité apparente ;

— des instabilités de fonctionnement peuvent apparaître en présence de turbulence et de changement de phase, si la température d'entrée est trop perturbée, la garniture peut s'ouvrir d'un coup (pop opening). En 2005, Brunetière [Bru05] s'est intéressé à la définition de la transition laminaire/turbulent dans des étanchéités hydrostatiques et a proposé une modification du modèle de Elrod et Ng [EN67]. L'auteur dit que la transition qui se manifeste par l'apparition de vortex laminaires et/ou des spots turbulents intermittents, ne peut pas être décrite par un modèle de turbulence. Les résultats du modèle numérique sont validés avec des essais expérimentaux sur des écoulements inter-disques dont le facteur d'aspect  $f_a$  varie entre  $10^{-4}$  et  $10^{-3}$  et montrent que la transition se situe entre des nombres de Reynolds tels que  $900 < Re_c < 1360$ . De plus, des instabilités dynamiques liées à un changement de signe du coefficient de raideur axiale peuvent apparaître au delà d'une certaine valeur d'épaisseur de film quand la garniture fonctionne dans le régime de transition. Ceci se manifeste à cause du gradient de viscosité effective qui se produit dans la transition vers la turbulence. Ces phénomènes instables ont également été observés auparavant par Zirkelback, San Andrés et Ransom [ZSA96, RSA99] pour des joints annulaires fonctionnant en régime de transition turbulente.

Même si la turbulence a été assez peu étudiée dans le cas des garnitures mécaniques, on trouve de nombreux travaux pour les écoulements inter-disques. Daily et Nece en 1960 [DN60] ont notamment réalisé une classification des écoulements en fonction du nombre de Reynolds et du facteur de forme, se produisant autour d'un disque en rotation dans un cylindre fermé. Les auteurs identifient quatre régimes d'écoulement distincts qui dépendent du nombre de Reynolds et du facteur d'aspect  $f_a$ . Cette classification a déjà été utilisée et éprouvée dans la littérature [OR89]. Ces régimes sont :

1. laminaire à couches limites combinées ;
2. laminaire à couches limites séparées ;
3. turbulent à couches limites combinées ;
4. turbulent à couches limites séparées.

Ces quatre régimes sont représentés sur la figure 1.3.5, où le facteur d'aspect  $f_a$  est tracé en fonction du nombre de Reynolds de Couette  $Re_C$ . Les garnitures hydrostatiques dont le facteur d'aspect est compris entre  $10^{-4}$  et  $10^{-3}$  fonctionnent principalement en régime d'écoulement I et III.

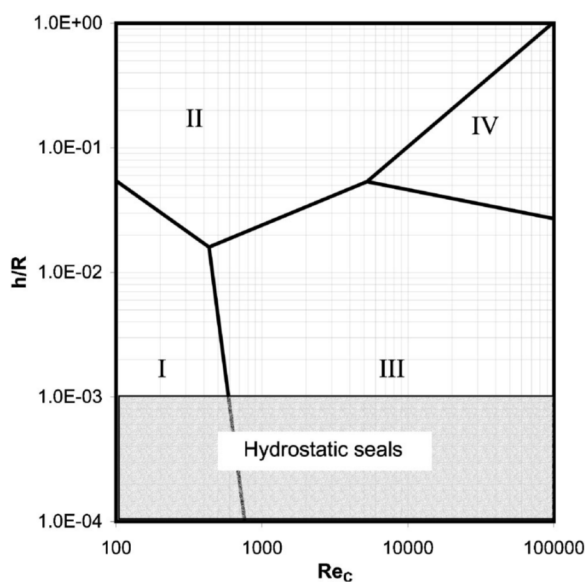


FIGURE 1.3.5 – Différents régimes d'écoulement [Bru05]

Pour les quatre régimes d'écoulement identifiés en amont, Daily et Nece ont proposé une analyse du frottement inter-disques et ont défini les coefficients de couple de frottement correspondants :

$$C_m = \frac{2\pi}{f_a Re_d}; \text{régime I} \quad (1.17)$$

$$C_m = \frac{3.7 (f_a)^{\frac{1}{10}}}{(Re_d)^{\frac{1}{2}}}; \text{régime II} \quad (1.18)$$

$$C_m = \frac{0.08}{(f_a)^{\frac{1}{6}} (Re_d)^{\frac{1}{4}}}; \text{régime III} \quad (1.19)$$

$$C_m = \frac{0.0102 (f_a)^{\frac{1}{10}}}{(Re_d)^{\frac{1}{5}}}; \text{régime IV} \quad (1.20)$$

où le nombre de Reynolds  $Re_d$  s'exprime par  $Re_d = \frac{\omega R_e^2}{\nu}$  et  $R_e$  représente le rayon extérieur du disque.  $C_m$  est un coefficient de couple adimensionné et dépendant du couple réel de frottement  $C_f$  :

$$C_m = \frac{4C_f}{\rho \omega^2 R_e^5} \quad (1.21)$$

Ce coefficient de couple pourra être utilisé par la suite pour classifier le régime d'écoulement des garnitures mécaniques testées.

## 1.4 Conclusion

L'étude de la texturation dans les garnitures mécaniques et plus particulièrement des textures spirales a fait l'objet de plusieurs études numériques et expérimentales. Leurs bonnes propriétés tribologiques pour des liquides sont avérées, puisqu'elles fonctionnent sans contact ce qui en limite l'usure.

Le contexte industriel de l'étude implique des conditions de fonctionnement sévères (hautes vitesses, pression et température), favorisant l'apparition de changement de phase du fluide à étancher, puisque des températures élevées peuvent être atteintes dans la zone de frottement de ce type d'étanchéité. Les études de la littérature montrent que le changement de phase peut être néfaste au bon fonctionnement de la garniture mécanique, car une ouverture brutale du joint peut se produire sous certaines conditions. En ce qui concerne la modélisation numérique du changement d'état du fluide, il sera pertinent de prendre en compte les déformations thermoélastiques des faces de frottement, les transferts de chaleur dans les solides et le transport de l'énergie dans la fuite, pour avoir un modèle fidèle à la réalité. Pour décrire la viscosité dans la zone de mélange, le modèle de McAdams a été retenu. Le fait que peu d'études quantitatives existent sur la description du changement de phase dans les garnitures mécaniques pousse au développement d'un code de calcul prenant en compte ces effets.

Les garnitures mécaniques à rainures spirales peuvent aussi conduire à des épaisseurs de film conséquentes, car les spirales favorisent le pompage hydrodynamique du fluide à étancher. Par conséquent, la turbulence est un phénomène qui peut apparaître étant donné les grandes vitesses de rotation et les caractéristiques du fluide à étancher dans les turbopompes cryogéniques.

C'est pourquoi dans les travaux de ce mémoire les garnitures mécaniques à spirales seront étudiées numériquement et expérimentalement en écoulement liquide tout en tenant compte d'un possible changement d'état du fluide. Les phénomènes turbulents liés à des épaisseurs de film importantes seront à considérer dans un premier temps en expérimental.





## Chapitre 2

# Modèle numérique

À travers ce chapitre, une étude numérique de lubrification thermoélastohydrodynamique (TEHD) en présence de macro textures en spirale est présentée. Elle s'appuie sur la résolution par éléments finis de l'équation classique de la lubrification, l'équation de Reynolds, pour des fluides homogènes. Le modèle présenté est le code de calcul SGGS (Spiral Groove Gas Seals) développé depuis 2011 au sein de l'institut Pprime par Noël Brunetière. Ce modèle a fait l'objet d'une publication [Bru16]. La résolution de l'équation de Reynolds par éléments finis pour des liquides, des gaz, avec des garnitures mécaniques à surfaces rainurées en spirale, en écoulements laminaire et turbulent, avec prise en compte des effets d'inertie dans certaines configurations a déjà été éprouvée aux travers de nombreuses publications [BTF03a, BTF03b, BT06] mais à l'aide de codes de calculs différents. Le code de calcul SGGS s'appuie sur ces différentes contributions.

Ces précédents développements font l'objet de la première partie de ce chapitre où le modèle hydrodynamique est présenté dans sa généralité. Un modèle existant d'équation de transport a été ajouté au modèle hydrodynamique actuel et amélioré pour constituer un modèle thermodynamique. Il permet de résoudre l'équation de l'énergie pour un mélange diphasique (eau liquide + vapeur d'eau) et fait l'objet de la seconde partie de ce chapitre. Le couplage fluide-structure sera également détaillé car il a été adapté à la géométrie réelle des garnitures mécaniques testées sur le banc d'essai. La troisième partie s'intéresse à la méthode de résolution numérique employée. Pour terminer, le modèle numérique sera validé puis ses limites seront discutées.

### 2.1 Définition géométrique et cinématique du composant

La figure 2.1.1 définit le film lubrifiant ainsi que les solides en deux dimensions. Le domaine d'étude représenté par le film est périodique dans la direction circonférentielle et est délimité dans la direction radiale par les rayons extérieur et intérieur. Résoudre des équations différentielles sur un domaine périodique permet de densifier le nombre de mailles pour plus de précision. Des conditions de périodicité sont appliquées aux frontières circonférentielles pour assurer la continuité. La définition angulaire (période) du domaine est déterminée par le nombre de motifs sur la surface.

Le film lubrifiant est soumis à une pression d'alimentation du fluide  $p_e$  au rayon extérieur  $R_e$ , qui, dans ce cas d'étude, représente la haute pression. La basse pression  $p_i$  est localisée au rayon intérieur  $R_i$ .

Le rotor est représenté par le solide orange et est animé d'une vitesse angulaire notée  $\omega$ . Le solide vert représente le stator. La définition géométrique des solides sur ce schéma est simplifiée. Leur géométrie réelle sera détaillée plus loin dans ce manuscrit. Ils sont considérés axisymétriques.

La distance entre les faces de frottement définit l'épaisseur de film notée  $h$ . Dans la direction de l'épaisseur de film ( $\vec{z}$ ), la coordonnée de la surface inférieure est notée  $h_1$  et la coordonnée de la surface supérieure est notée  $h_2$ . L'écoulement se fait naturellement de la haute vers la basse pression.

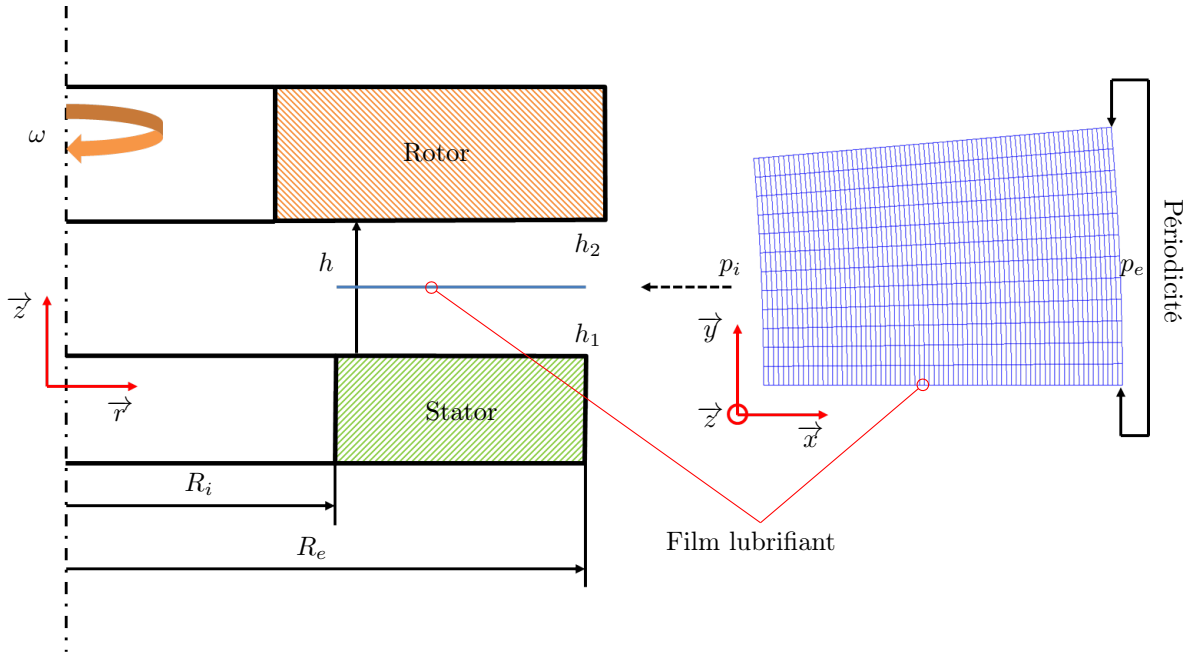


FIGURE 2.1.1 – Configuration géométrique des solides et du film fluide

## 2.2 Modèle hydrodynamique

### 2.2.1 Équations générales

Pour modéliser l'écoulement fluide se produisant à l'interface d'une garniture mécanique, les équations générales de la mécanique des fluides sont utilisées. Ce sont l'équation de continuité (ou conservation de la masse) et les équations de Navier-Stokes (ou conservation de la quantité de mouvement) [Can01].

#### Équation de continuité

L'équation de continuité est donnée par la relation 2.1

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho V_x)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho V_y)}{\partial y} + \frac{\partial (\rho V_z)}{\partial z} = 0 \quad (2.1)$$

#### Équations de Navier-Stokes

Les équations de Navier-Stokes, pour un écoulement en trois dimensions, s'expriment par les formulations 2.2, 2.3 et 2.4 en cartésien.

$$\rho \frac{\partial V_x}{\partial t} + \rho \left[ V_x \frac{\partial V_x}{\partial x} + V_y \frac{\partial V_x}{\partial y} + V_z \frac{\partial V_x}{\partial z} \right] = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} + \rho f_x \quad (2.2)$$

$$\rho \frac{\partial V_y}{\partial t} + \rho \left[ V_x \frac{\partial V_y}{\partial x} + V_y \frac{\partial V_y}{\partial y} + V_z \frac{\partial V_y}{\partial z} \right] = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} + \rho f_y \quad (2.3)$$

$$\rho \frac{\partial V_z}{\partial t} + \rho \left[ V_x \frac{\partial V_z}{\partial x} + V_y \frac{\partial V_z}{\partial y} + V_z \frac{\partial V_z}{\partial z} \right] = -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} + \rho f_z \quad (2.4)$$

où  $f$  représente les forces de volumes qui peuvent être négligées car elles sont faibles devant les forces de pression. Les équations sont ensuite simplifiées sous certaines hypothèses décrites dans la prochaine section et sont applicables au cas particulier de l'écoulement fluide en film mince.

### 2.2.2 Hypothèses de modélisation

La théorie des films minces homogènes est appliquée au domaine fluide étudié (fig. 2.1.1). Le problème peut donc être simplifié via les hypothèses suivantes :

- en lubrification, l'épaisseur de film est très petite devant les autres grandeurs dimensionnelles, soit  $h \ll \text{rayons}$  ;
- l'inclinaison est faible et le film est considéré plan ;
- il n'y a pas de glissement des molécules entre le fluide et la paroi ;
- il n'y a pas de frottement sec avec les garnitures à spirales en régime permanent dans cette étude ;
- la densité et l'enthalpie ne varient pas au travers de l'épaisseur du film.

L'hypothèse principale des écoulements en films minces implique la relation 2.5.

$$f_a = \frac{h}{R_e} \ll 1 \quad (2.5)$$

Ce rapport, pour des garnitures mécaniques standard, est appelé facteur d'aspect et est en général inférieur à  $10^{-3}$ .

### 2.2.3 Équation de Reynolds

Les équations précédentes sont adimensionnées et adaptées à la théorie des films minces (les termes infiniment petits d'ordre deux sont négligés) selon les hypothèses données dans la section 2.2.2. Il a été choisi d'étudier le film lubrifiant pour un écoulement stationnaire, ce qui permet d'éliminer les termes en dérivée temporelle. De plus, à cause des vitesses de rotation élevées, des effets d'inertie centrifuge peuvent apparaître et sont à considérer. Du fait de la très faible valeur du facteur d'aspect  $f_a$ , les variations de pression suivant l'épaisseur de film sont négligeables. L'amplitude des termes d'inertie centrifuge est pilotée par un nombre de Reynolds modifié, qui s'exprime par la relation 2.6.

$$Re_C^* = \frac{\rho \omega^2 R_e^2}{p_e} \quad (2.6)$$

La vitesse de rotation a donc une importance non négligeable dans le contrôle de l'amplitude des termes d'inertie centrifuge. Les équations de Navier-Stokes sont simplifiées et intégrées suivant l'épaisseur du film, à l'aide de la formule de Leibniz (éq. 2.7).

$$\int_{h_1}^{h_2} \frac{\partial F(x)}{\partial x} dz = \frac{\partial}{\partial x} \left( \int_{h_1}^{h_2} F(x) dz \right) + F(h_1) \frac{\partial h_1}{\partial x} - F(h_2) \frac{\partial h_2}{\partial x} \quad (2.7)$$

Pour la suite de l'étude, la convention suivante est adoptée :  $h_2 = h$  et  $h_1 = 0$ . En  $h$ , la vitesse de la paroi du rotor est non nulle et en  $z = 0$  la vitesse de la paroi du stator est nulle. Les profils des vitesses avec les termes d'inertie centrifuge dans le film s'expriment par les relations 2.8 et 2.9

$$V_x = \frac{1}{2\mu} \left( \rho \frac{x}{3} \omega^2 - \frac{\partial p}{\partial x} \right) z (h - z) + V_{x_2} \left( \frac{z}{h} \right) \quad (2.8)$$

$$V_y = \frac{1}{2\mu} \left( \rho \frac{x}{3} \omega^2 - \frac{\partial p}{\partial y} \right) z (h - z) + V_{y_2} \left( \frac{z}{h} \right) \quad (2.9)$$

Comme les termes instationnaires sont nuls, l'équation de conservation de la masse se simplifie (éq. 2.10).

$$\frac{\partial(\rho V_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho V_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho V_z)}{\partial z} = 0 \quad (2.10)$$

Les équations 2.8 et 2.9 sont injectées dans l'équation 2.10 puis elle est intégrée selon l'épaisseur de film (direction  $\vec{z}$ ) à l'aide de la formule de Leibniz. Après intégration, le terme sur  $\vec{z}$  disparaît.

L'équation de Reynolds (éq. 2.11) est obtenue pour un écoulement stationnaire. Elle est formulée en coordonnées cartésiennes car elle sera résolue par la méthode des éléments finis (section 2.5).

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\rho h^3}{12\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\rho h^3}{12\mu} \frac{\partial p}{\partial y} \right) = \frac{V_{x_2}}{2} \frac{\partial \rho h}{\partial x} + \frac{V_{y_2}}{2} \frac{\partial \rho h}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\rho^2 h^3 \omega^2 x}{36\mu} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\rho^2 h^3 \omega^2 y}{36\mu} \right) \quad (2.11)$$

Les vitesses aux parois sont données par les expressions 2.12 et 2.13.

$$V_{x_2} = -y\omega \quad (2.12)$$

$$V_{y_2} = x\omega \quad (2.13)$$

Les débits de fuite par unité de longueur dans les deux directions sont obtenus par intégration des vitesses (éq. 2.14 et 2.15).

$$q_x = \int_0^h V_x dz = \frac{\rho h^3}{12\mu} \left( \frac{\rho \omega^2 x}{3} - \frac{\partial p}{\partial x} \right) - \frac{y\omega}{2} \rho h \quad (2.14)$$

$$q_y = \int_0^h V_y dz = \frac{\rho h^3}{12\mu} \left( \frac{\rho \omega^2 y}{3} - \frac{\partial p}{\partial y} \right) + \frac{x\omega}{2} \rho h \quad (2.15)$$

L'inconnue de l'équation de Reynolds est la pression  $p$  du fluide. Les termes du membre de gauche correspondent aux termes de débit induits par les gradients de pression. Les deux premiers termes du membre de droite sont les termes de Couette dus à la vitesse de rotation. Les deux derniers termes du membre de droite représentent les effets d'inertie centrifuge.

### 2.2.4 Équilibrage statique

L'épaisseur de film est estimée à l'aide du principe fondamental de la statique appliqué à l'élément flottant, en l'occurrence le stator dans cette étude. Le bilan des forces qui s'exercent sur le stator est déterminé dans l'introduction générale de ce rapport (voir chap. [Introduction](#) et fig. [0.5](#)). L'épaisseur de film  $h$  est estimée et ajustée à l'aide d'un algorithme de Newton pour que la force d'ouverture compense la force de fermeture. Le résidu à annuler est formulé sous la forme d'une différence de forces (éq. [2.16](#)).

$$R_F = F_f - F_o \quad (2.16)$$

La raideur du film est donnée par l'expression [2.17](#) et représente la dérivée du résidu, où  $F_o^{i-1}$  est la force d'ouverture à l'itération précédente.

$$\frac{\partial R_F}{\partial h} = K = \frac{F_o - F_o^{i-1}}{\delta h} \quad (2.17)$$

La différence d'épaisseur de film est le rapport du résidu par la dérivée du résidu, qui s'exprime par la relation [2.18](#).

$$\frac{R_F}{K} = \delta h \quad (2.18)$$

L'épaisseur de film est alors obtenue par la relation [2.19](#).

$$h = h_{i-1} + \delta h \quad (2.19)$$

Le sens de déplacement du stator dépend du sens de variation de  $\delta h$ . En fonction du sens de déplacement et de la proximité des valeurs des forces de fermeture et d'ouverture, la force d'ouverture est réajustée jusqu'à équilibrage statique entre ces deux forces. La convergence est supposée atteinte lorsque  $\delta h < \epsilon_F$ , où  $\epsilon_F$  représente le critère de convergence. Après chaque itération sur la force d'équilibrage, la pression du fluide est mise à jour pour permettre un nouveau calcul de l'épaisseur de film.

## 2.3 Modèle thermodynamique

La prise en compte d'un modèle thermodynamique en lubrification est essentielle à la précision des calculs puisque dans un contact lubrifié des échauffements dus aux frottements entre le fluide et les solides sont présents. Le modèle thermique utilisé auparavant dans le code SGGS permet de prendre en compte les flux de chaleur occasionnés par la dissipation visqueuse et le contact. Cette méthode est intéressante pour avoir une estimation de la température dans les solides. En revanche, elle ne permet pas de prendre en compte les variations de température du film lubrifiant sur tout le domaine d'étude. Par conséquent, le modèle développé dans cette étude repose sur l'équation de l'énergie exprimée en variation d'enthalpie et incluant les flux de chaleur vers les solides et la dissipation visqueuse. Le modèle est valable pour les différents états thermodynamiques fluides de l'eau.

### 2.3.1 Hypothèses de modélisation

Des hypothèses complémentaires sont nécessaires pour définir le modèle thermique :

- les paramètres tels que la densité, l'enthalpie, la viscosité, la chaleur spécifique ne varient pas dans l'épaisseur de film ;
- une loi des mélanges de type fluide homogène est considérée en cas de changement de phase du fluide à étancher.

### 2.3.2 Précédente approche des échanges de chaleur

Le modèle thermique précédemment développé [Bru12b] calcule la température du fluide uniquement dans la direction radiale. Les températures des surfaces des solides ne sont déterminées que dans la direction radiale à partir de la puissance dissipée par cisaillement du fluide entre les faces de la garniture. La répartition radiale de la dissipation est obtenue par intégration dans la direction circonférentielle (éq. 2.20).

$$q_v(r) = \frac{1}{\theta_e} \int_0^{\theta_e} (\tau_{xz}^{h_2} V_{x_2} + \tau_{yz}^{h_2} V_{y_2}) d\theta \quad (2.20)$$

Cette puissance dissipée est ensuite injectée dans un modèle thermomécanique afin d'obtenir la répartition des températures dans les solides, à partir des flux de chaleur en surface pour chaque position radiale (fig. 2.3.1).

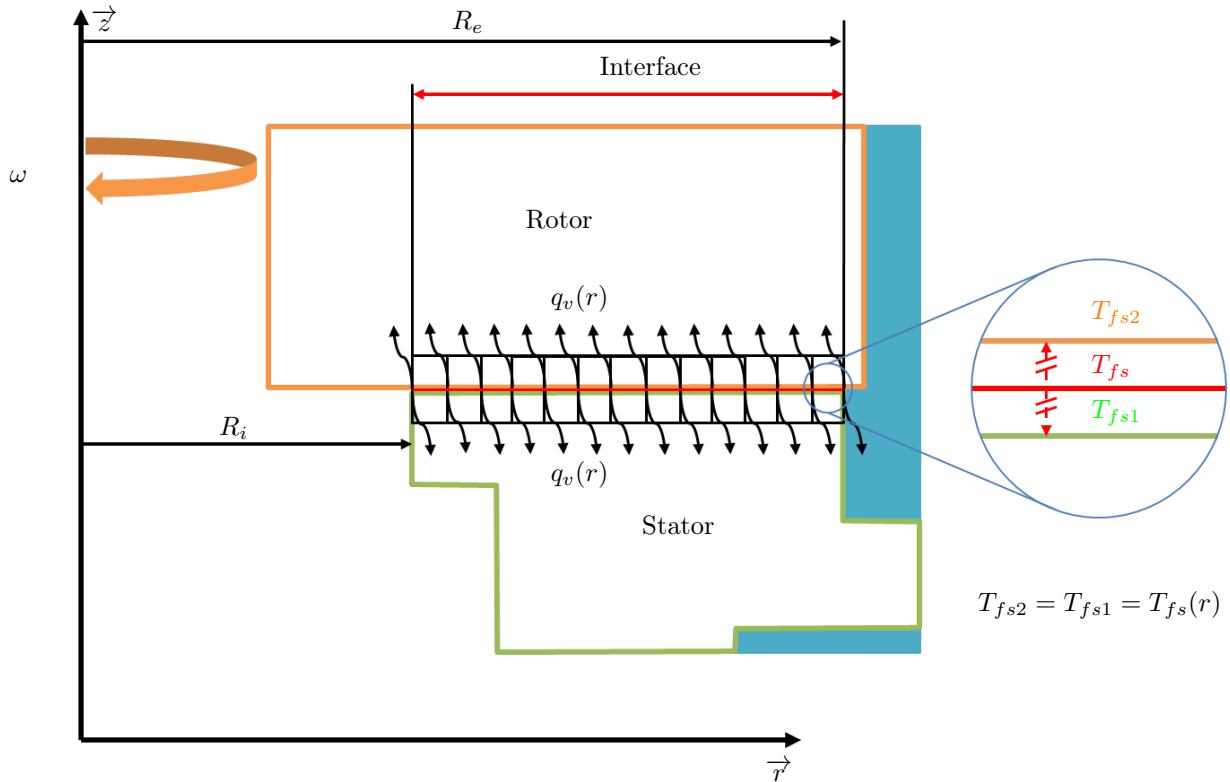


FIGURE 2.3.1 – Flux de chaleur à l'interface

Cependant, cette méthode présente une certaine limite puisque la température du fluide est considérée axisymétrique. Or, il peut y avoir des variations de température dans la direction circonférentielle notamment

lorsque le problème considéré est une garniture mécanique avec une rainure spirale. De plus, le changement de phase ne peut pas être pris en compte avec cette méthode qui ne considère pas l'énergie transportée par l'écoulement. Afin de prendre en compte ces aspects, une équation de transport de l'énergie sera préférée.

### 2.3.3 Équation de conservation de l'énergie

L'équation de conservation de l'énergie exprimée en enthalpie est donnée par l'équation 2.21 [Can01]. La variation d'enthalpie est utile pour traiter le changement de phase. Elle est due à des flux de chaleur échangés avec les solides et à de la dissipation par cisaillement à la paroi dans les directions  $\vec{x}$  et  $\vec{y}$ .

$$\rho \frac{dh_s}{dt} = -\nabla q + \tau \vec{\nabla} \vec{V} + \frac{dp}{dt} \quad (2.21)$$

Une analyse dimensionnelle est appliquée afin d'éliminer les termes négligeables. L'équation simplifiée est ensuite intégrée selon l'épaisseur de film (direction  $\vec{z}$ ). L'équation de conservation de l'énergie intégrée est donnée par la relation 2.22,

$$q_x \frac{\partial h_s}{\partial x} + q_y \frac{\partial h_s}{\partial y} = q_2 + q_1 - V_{x_2} \tau_{xz}^{h_2} - V_{y_2} \tau_{yz}^{h_2} \quad (2.22)$$

où  $q_1$  et  $q_2$  sont les flux de chaleur échangés avec les parois. Ils sont modélisés par une loi de convection et permettent de tenir compte des différences entre la température moyenne du film et celles des parois. Les flux de chaleur sont notés  $q_2$  pour le rotor et  $q_1$  pour le stator (éq. 2.23 et 2.24), où les températures des faces des solides en deux dimensions sont notées  $T_2$  et  $T_1$ .  $T$  représente la température du fluide.

$$q_2 = -h_f (T - T_2) \quad (2.23)$$

$$q_1 = -h_f (T - T_1) \quad (2.24)$$

Le coefficient de convection dans le film s'exprime par la relation 2.25 proposée par San Andrés et Kim [SAK10] et utilisée par Bai *et al* [BMPW15] dans le cas des garnitures mécaniques.

$$h_f = \frac{3Pr^{\frac{1}{3}} \lambda}{h} \quad (2.25)$$

Le nombre de Prandtl est défini par la relation 2.26.

$$Pr = \frac{C_p \mu}{\lambda} \quad (2.26)$$

$C_p$ ,  $\lambda$  et  $\mu$  sont déterminées à l'aide des lois thermodynamiques de l'eau présentées dans le paragraphe suivant.

Les contraintes de cisaillement sont données par les équations 2.27 et 2.28 .

$$\tau_{xz}^{h_2} = \left( \mu \frac{\partial V_x}{\partial z} \right)_{z=h_2} \quad (2.27)$$

$$= \left( 3 \frac{\partial p}{\partial x} - \rho \frac{x}{3} \omega^2 \right) \left( \frac{h}{2} \right) + \frac{V_{x_2}}{h}$$

$$\tau_{yz}^{h_2} = \left( \mu \frac{\partial V_y}{\partial z} \right)_{z=h_2} \quad (2.28)$$

$$= \left( 3 \frac{\partial p}{\partial y} - \rho \frac{y}{3} \omega^2 \right) \left( \frac{h}{2} \right) + \frac{V_{y_2}}{h}$$



La résolution de l'équation de l'énergie nécessite de connaître la température du fluide  $T$ . La valeur de cette température est obtenue à partir des lois thermodynamiques de l'eau lorsque la pression et l'enthalpie sont connues. Les lois permettront également de connaître l'état thermodynamique de l'eau et donc d'appréhender le phénomène de changement de phase, où certains paramètres tels que la densité ou la viscosité varient très rapidement. Les lois thermodynamiques utilisées sont décrites dans la prochaine section.

### 2.3.4 Lois thermodynamiques de l'eau

Les lois thermodynamiques de l'eau définies par l'International Association for the Properties of Water and Steam (IAPWS) sont utilisées ici. Les propriétés thermodynamiques classiques telles que la densité, l'enthalpie, l'entropie ou encore la capacité calorifique massique de l'eau sont définies dans une première référence [IAP07]. Le diagramme de phase de l'eau est rappelé sur la figure 2.3.2.

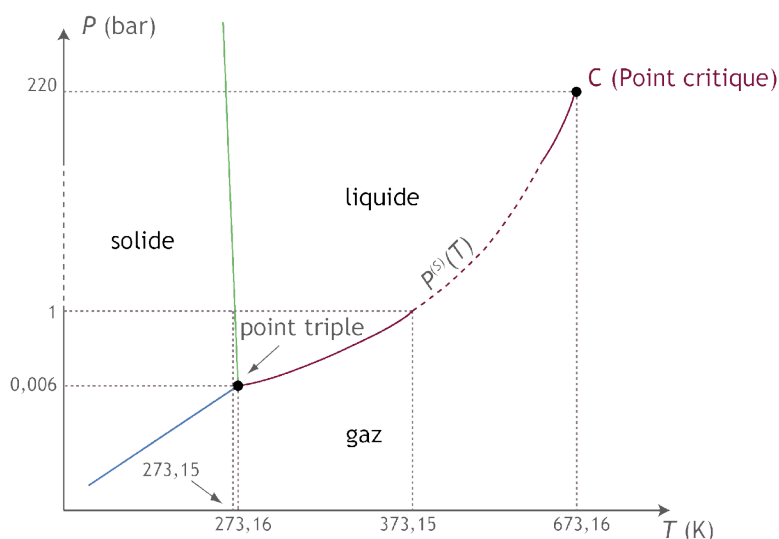


FIGURE 2.3.2 – Diagramme de phase de l'eau<sup>1</sup>

En fonction de l'évolution de sa température ainsi que de sa pression, l'eau se présente sous différentes phases :

- liquide ;
- gaz (vapeur d'eau) ;
- solide.

Cette étude s'intéresse uniquement aux phases liquide, gazeuse et à la mixture liquide-gaz sur la courbe de saturation  $p^{(s)}(T)$ , car les essais décrits dans le chapitre 3 ont été réalisés avec de l'eau chauffée jusqu'à 95°C alimentée à 50bar maximum.

Les lois de variation des paramètres thermodynamiques, pour les phases liquide et gaz, sont définies par des fonctions détaillées un peu plus loin dans cette section dont les limites de validité sont présentées sur la figure 2.3.3.

1. crédits : Jacques Schwartzentruber (Mines Albi), Thermodynamique, 2.3.7, 7 avril 2015, [http://nte.mines-albi.fr/Thermo/co/Thermo\\_web.html](http://nte.mines-albi.fr/Thermo/co/Thermo_web.html)

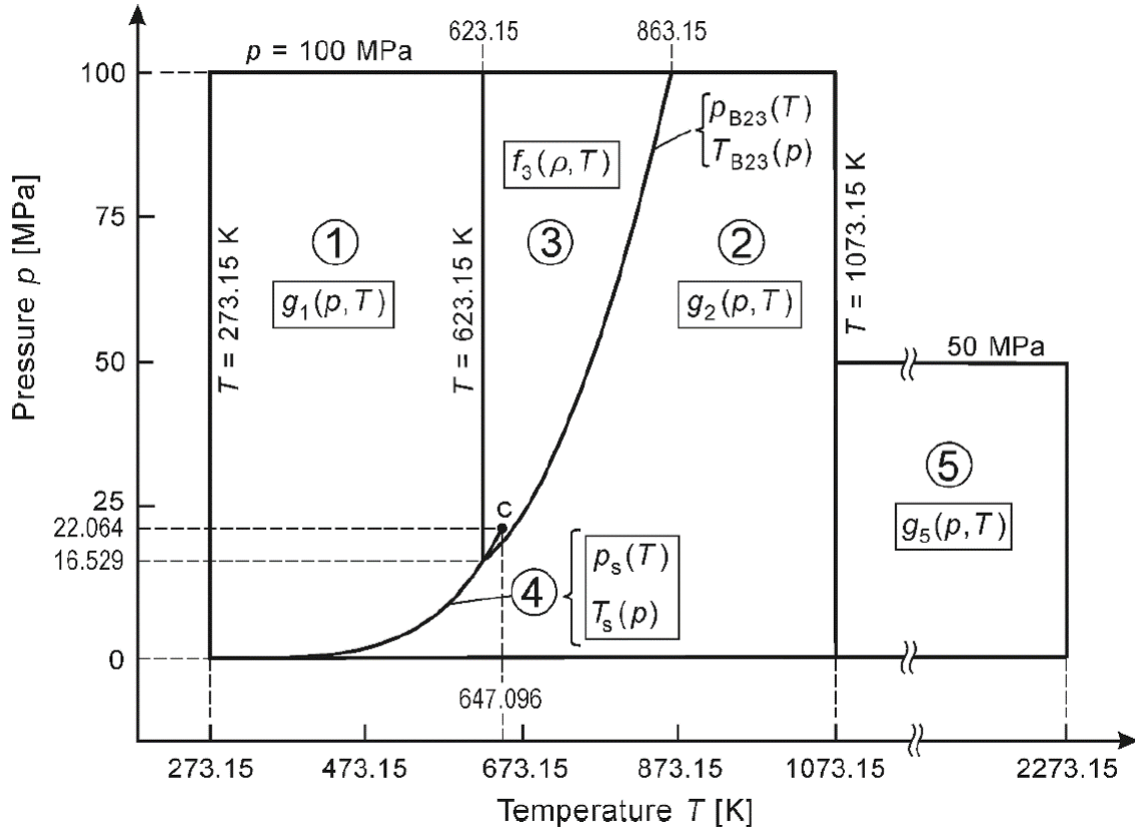


FIGURE 2.3.3 – Description des phases de l'eau par zone [IAP07]

Un second recueil permet de déterminer la viscosité du fluide [IAP08]. Un troisième document décrit l'évolution de la conductivité thermique du fluide pour les différents états de l'eau [IAP11]. Les fonctions de viscosité et de conductivité thermique sont identiques quelque soit la phase considérée. En revanche, pour le cas de mélanges liquide - vapeur, ces relations ne seront pas utilisées et d'autres lois seront retenues et détaillées plus loin dans cette section.

### Propriétés thermodynamiques de l'eau

L'eau peut être décrite par un certain nombre de paramètres thermodynamiques. La formulation de l'IAPWS est intéressante puisqu'elle permet de décrire des zones du diagramme de phase par des fonctions d'état, qui sont ensuite dérivées pour l'obtention des paramètres thermodynamiques. Les phases utiles pour cette étude sont les phases liquide, gazeuse et mixte pour laquelle le fluide est à température/pression de saturation. La phase de mixture est décrite dans un paragraphe indépendant. Les fonctions d'état sont formulées initialement en pression et température. Ces formulations ne permettent pas de décrire le changement de phase précisément car il existe une multitude de valeurs d'enthalpie possibles à la température de saturation. Par conséquent, l'estimation de la température des phases liquide et gazeuse se fera par itérations successives à pression et enthalpie connues. La résolution itérative est détaillée dans la section 2.5.5. En revanche, l'obtention de la température à saturation est directe.

Les propriétés thermodynamiques de l'eau en phase liquide sont basées sur l'énergie libre spécifique de Gibbs qui s'exprime par la formule 2.29,

$$\frac{g_1(p, T)}{RT} = \gamma(\pi, \tau) = \sum_{i=1}^{34} n_i (7, 1 - \pi)^{I_i} (\tau - 1, 222)^{J_i} \quad (2.29)$$

où  $\pi = \frac{p}{p^*}$  et  $\tau = \frac{T}{T^*}$  avec  $p^* = 16,53 \text{ MPa}$  et  $T^* = 1386 \text{ K}$ . La constante des gaz dans le cas de l'eau vaut  $R = 461,526 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ .  $n_i$ ,  $I_i$  et  $J_i$  sont des coefficients empiriques donnés en annexe A.1. Le domaine de validité de l'équation 2.29 correspond à la zone numérotée 1 sur la figure 2.3.3.

Les grandeurs thermodynamiques s'expriment à partir de dérivées de l'énergie libre de Gibbs. La densité du fluide est donnée par la relation 2.30.

$$\rho(\pi, \tau) = \frac{1}{v} = \frac{1}{\left(\frac{\partial g}{\partial p}\right)_T} = \frac{p}{RT\pi\gamma_\pi} \quad (2.30)$$

De même pour l'enthalpie spécifique, la capacité calorifique massique et la dérivée de la densité par rapport à la pression, leurs expressions sont obtenues par dérivation de la loi d'état, d'après les formules 2.31, 2.32 et 2.33.

$$h_s = g - T \left(\frac{\partial g}{\partial T}\right)_p = RT\tau\gamma_\tau \quad (2.31)$$

$$C_p = \left(\frac{\partial h_s}{\partial T}\right)_p = -R\tau^2\gamma_{\tau\tau} \quad (2.32)$$

$$\left(\frac{\partial \rho}{\partial p}\right)_T = -\frac{\gamma_{\pi\pi}}{RT\gamma_\pi^2} \quad (2.33)$$

$\gamma_i$  sont les dérivées de la fonction d'état détaillées dans l'annexe A.1.

Pour la phase gazeuse, l'énergie libre de Gibbs est définie par la relation 2.34,

$$\frac{g_2(p, T)}{RT} = \gamma(\pi, \tau) = \gamma^o(\pi, \tau) + \gamma^r(\pi, \tau) \quad (2.34)$$

où  $p^* = 1 \text{ MPa}$  et  $T^* = 540 \text{ K}$ . Le domaine de validité de cette équation est défini par la zone numéro 2 sur la figure 2.3.3.  $\gamma^o$  et  $\gamma^r$  sont donnés par les relations 2.35 et 2.36.

$$\gamma^o = \ln \pi + \sum_{i=1}^9 n_i^o \tau^{J_i^o} \quad (2.35)$$

$$\gamma^r = \sum_{i=1}^{43} n_i \pi^{I_i} (\tau - 0,5)^{J_i} \quad (2.36)$$

Les coefficients  $n_i$ ,  $I_i$  et  $J_i$  sont d'autres coefficients empiriques donnés en annexe A.2. Les grandeurs thermodynamiques sont obtenues, comme précédemment, par dérivation de la fonction d'état et définies par les relations 2.37 à 2.40.

$$\rho(\pi, \tau) = \frac{p}{RT\pi(\gamma_\pi^o + \gamma_\pi^r)} \quad (2.37)$$

$$h_s = RT\tau(\gamma_\tau^o + \gamma_\tau^r) \quad (2.38)$$

$$C_p = -R\tau^2(\gamma_{\tau\tau}^o + \gamma_{\tau\tau}^r) \quad (2.39)$$

$$\left(\frac{\partial \rho}{\partial p}\right)_T = -\frac{(\gamma_{\pi\pi}^o + \gamma_{\pi\pi}^r)}{RT(\gamma_{\pi}^o + \gamma_{\pi}^r)^2} \quad (2.40)$$

De même, les dérivées de la fonction d'état sont données dans l'annexe A.2.

### Loi de viscosité

La viscosité dynamique s'exprime par la relation 2.41 [IAP08].

$$\mu = \bar{\mu} \cdot \mu^* \quad (2.41)$$

$$\bar{\mu} = \bar{\mu}_0(\bar{T}) + \bar{\mu}_1(\bar{T}, \bar{\rho}) \quad (2.42)$$

$$\bar{\mu}_0(\bar{T}) = \frac{100\sqrt{\bar{T}}}{\sum_{i=0}^3 \frac{H_i}{\bar{T}^i}} \quad (2.43)$$

$$\bar{\mu}_1(\bar{T}, \bar{\rho}) = e^{\left[\bar{\rho} \sum_{i=0}^5 \left(\frac{1}{\bar{T}} - 1\right)^i \sum_{j=0}^6 H_{ij} (\bar{\rho} - 1)^j\right]} \quad (2.44)$$

$$\bar{\rho} = \frac{\rho}{\rho^*} \quad (2.45)$$

$$\bar{T} = \frac{T}{T^*} \quad (2.46)$$

La densité de référence est  $\rho^* = 322 \text{ kg/m}^3$ , la température de référence est  $T^* = 1 \text{ K}$  et la viscosité de référence est  $\mu^* = 1,0 \times 10^{-6} \text{ Pa.s}$ .  $H_i$  et  $H_{ij}$  sont des coefficients empiriques présentés en annexe A.3. Cette loi est utilisée dans ce modèle uniquement pour les phases liquide et vapeur pure.

### Loi de conductivité thermique

La conductivité thermique est donnée par la relation 2.47 [IAP11].

$$\lambda = \bar{\lambda} \cdot \lambda^* \quad (2.47)$$

$$\bar{\lambda} = \bar{\lambda}_0(\bar{T}) + \bar{\lambda}_1(\bar{T}, \bar{\rho}) \quad (2.48)$$

$$\bar{\lambda}_0(\bar{T}) = \frac{\sqrt{\bar{T}}}{\sum_{k=0}^4 \frac{L_k}{\bar{T}^k}} \quad (2.49)$$

$$\bar{\lambda}_1(\bar{T}, \bar{\rho}) = e^{\left[\bar{\rho} \sum_{i=0}^4 \left(\frac{1}{\bar{T}} - 1\right)^i \sum_{j=0}^5 L_{ij} (\bar{\rho} - 1)^j\right]} \quad (2.50)$$

$$\bar{\rho} = \frac{\rho}{\rho^*} \quad (2.51)$$

$$\bar{T} = \frac{T}{T^*} \quad (2.52)$$

La densité de référence est  $\rho^* = 322 \text{ kg/m}^3$ , la température de référence est  $T = 647,096 \text{ K}$  et la conductivité thermique de référence est  $\lambda^* = 1,0e^{-3} \text{ W.K}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ .  $L_k$  et  $L_{ij}$  sont des coefficients empiriques dont les valeurs sont indiquées en annexe A.4. De même, cette loi est utilisée dans ce modèle uniquement pour les phases liquide pur et vapeur pure.

### Mélange

Comme évoquée au chapitre 1, la saturation est par définition, pour une température donnée, la pression à laquelle les phases liquide et vapeur sont en équilibre thermodynamique. L'échange d'énergie avec le milieu environnant du fluide est inexistant. Les grandeurs thermodynamiques de chaque phase sont à pression et température de saturation. La limite entre les zones liquide et vapeur est donnée par la courbe de saturation telle que  $p_s = f(T_s)$ . La tension superficielle des molécules aux interfaces entre les deux zones est négligée, telles que les pressions des phases liquide et gazeuse soient égales à la pression du fluide  $p$ . Il est également considéré que les deux fluides se déplacent à la même vitesse. Par contre, la proportion de vapeur par rapport au liquide n'est pas définie. La distribution de l'enthalpie du mélange le long de cette courbe dépend de la proportion massique de vapeur définie dans l'ouvrage de Wallis [Wal69]. Cette loi des mélanges s'exprime par la relation 2.53.

$$h_s = \alpha h_{sg} + (1 - \alpha) h_{sl} \quad (2.53)$$

La variation de cette loi est comprise entre les valeurs d'enthalpie des phases liquide et gazeuse à saturation, soit  $h_{sl}$  et  $h_{sg}$  respectivement. Si l'enthalpie  $h_s$  du mélange est connue, il est possible de déterminer la fraction massique de vapeur notée  $\alpha$  (éq. 2.54). Il est ensuite possible de déduire les autres grandeurs thermodynamiques, en respectant cette loi.

$$\alpha = \frac{h_s - h_{sl}}{h_{sg} - h_{sl}} \quad (2.54)$$

La densité du mélange s'exprime par la relation 2.55.

$$\frac{1}{\rho} = \alpha \frac{1}{\rho_g} + (1 - \alpha) \frac{1}{\rho_l} \quad (2.55)$$

La température de saturation s'exprime en fonction de la pression par la relation 2.56 où  $T^* = 1K$ .

$$T^s = T^* \left( \frac{n_{10} + D - \left[ (n_{10} + D)^2 - 4(n_9 + n_{10}D) \right]^{\frac{1}{2}}}{2} \right) \quad (2.56)$$

$$\begin{cases} D &= \frac{2G}{-F - (F^2 - 4EG)^{\frac{1}{2}}} \\ E &= \beta^2 + n_3\beta + n_6 \\ F &= n_1\beta^2 + n_4\beta + n_7 \\ G &= n_2\beta^2 + n_5\beta + n_8 \\ \beta &= \left( \frac{p^s}{p^*} \right)^{\frac{1}{4}} \end{cases} \quad (2.57)$$

Les paramètres  $n_1$  à  $n_{10}$  sont des coefficients empiriques fournis en annexe A.5 et  $p^* = 1MPa$ .

Cette température de saturation est utilisée pour déterminer les enthalpies de saturation liquide et vapeur, en l'injectant respectivement dans les relations 2.31 et 2.38, ainsi que pour les capacités calorifiques massiques de saturation.

La fraction massique est finalement utilisée pour déterminer la capacité calorifique massique de la mixture (éq. 2.58).

$$C_p = \frac{1}{\frac{\alpha}{C_{p_{sg}}} + \frac{1-\alpha}{C_{p_{sl}}}} \quad (2.58)$$

La proportion  $\alpha$  est également utilisée (éq. 2.54) pour déterminer la viscosité dynamique du mélange (éq. 2.59) à partir de la loi de McAdams qui semble la plus pertinente pour les films minces (Saadat 1996 [SF96]).

$$\mu = \frac{1}{\frac{\alpha}{\mu_{sg}} + \frac{1-\alpha}{\mu_{sl}}} \quad (2.59)$$

De même pour la conductivité thermique, la proportion massique  $\alpha$  est utilisée (éq. 2.60).

$$\lambda = \frac{1}{\frac{\alpha}{\lambda_{sg}} + \frac{1-\alpha}{\lambda_{sl}}} \quad (2.60)$$

## 2.4 Modèle thermoélastique des solides

Les flux de chaleur aux parois définis dans le film lubrifiant (éq. 2.23 et 2.24) sont ensuite moyennés circonférentiellement et injectés dans les solides afin de connaître leurs champs de température. Une fois que les températures des solides sont connues, les déformations thermomécaniques (liées à la température du fluide et au différentiel de pression moyenné circonférentiellement) des solides peuvent être calculées simultanément.

### 2.4.1 Hypothèses de modélisation

Pour résoudre le problème thermomécanique, les hypothèses suivantes sont également considérées :

- les solides sont considérés axisymétriques ;
- les solides sont homogènes ;
- le comportement des solides est linéaire et isotrope ;
- la diffusion de chaleur dans les solides se fait par conduction ;
- les températures sur les faces de contact des solides sont égales.

### 2.4.2 Couplage fluide-structure

Le modèle présenté ici est basé sur les travaux de la note technique de Brunetière [Bru12a]. Ce modèle permet le calcul des transferts de chaleur dans les solides ainsi que leurs déformations élastiques.

La figure 2.4.1 présente la température du fluide dont les variations sont bidimensionnelles ainsi que les températures des faces de frottement dont les variations sont uniquement radiales.

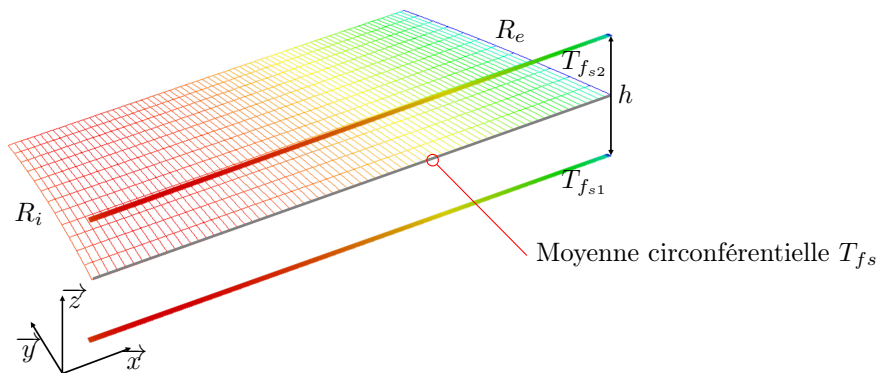


FIGURE 2.4.1 – Températures des faces et du film lubrifiant

La température du fluide  $T$  en deux dimensions est représentée par le maillage quadrangle en couleur. La température du fluide moyennée circonférentiellement est représentée par la ligne grise et les températures des faces des solides  $T_{f_{s1}}$  et  $T_{f_{s2}}$  sont schématisées par les lignes dégradées.

### Champ de température dans les solides

Les transferts de chaleur dans les solides, en configuration stationnaire, sont décrits, selon la loi de Fourier, par la relation 2.61.

$$k \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right] = 0 \quad (2.61)$$

Le paramètre  $k$  est la conductivité thermique du solide. Ce paramètre dépend du matériau. Il est donné par le constructeur des garnitures mécaniques dans ce cas d'étude.

### Déformations thermoélastiques des solides

Les transferts de chaleur dans les solides engendrent des déformations à cause des gradients thermiques. Le différentiel de pression dans l'interface ainsi que la pression du fluide environnant engendrent également des déformations des faces de frottement. La pression du fluide est moyennée circonférentiellement et appliquée sur les faces de frottement. La figure 2.4.2 présente un exemple de ces déformations. Le rotor est représenté en orange et le stator en vert.

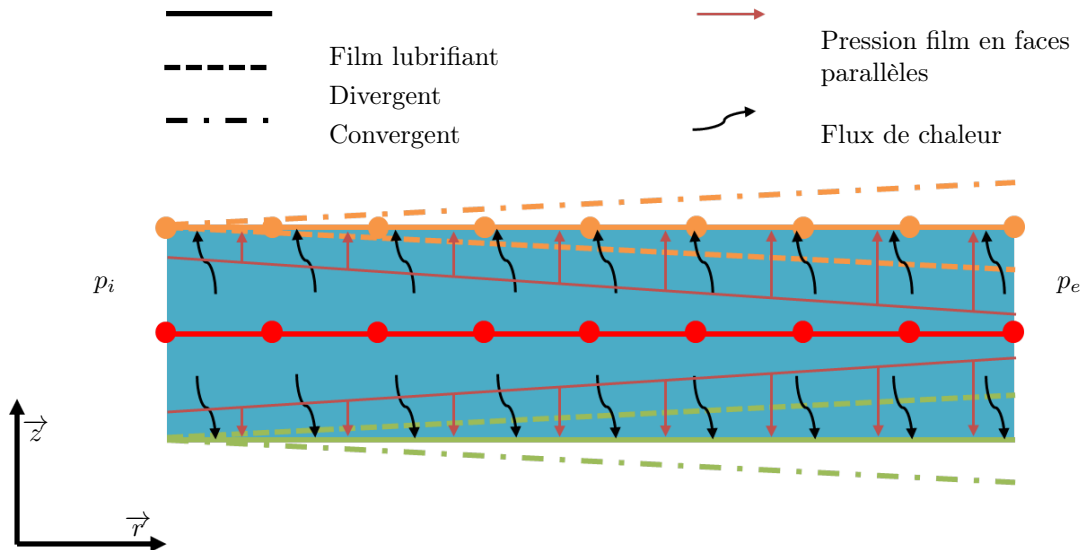


FIGURE 2.4.2 – Exemple de déformations thermomécaniques dans une garniture mécanique

Dans cet exemple, les nœuds au rayon intérieur des faces de frottement sont considérés fixes. Les faces de frottement sont soumises à des flux de chaleur moyennés et à une distribution de pression également moyennée dans la direction circonférentielle. La combinaison de ces deux déformations aura pour effet de modifier l'épaisseur de film. Les déformations peuvent favoriser la formation d'un espace convergent ou divergent dans le sens de la fuite.

L'hypothèse des petites déformations est considérée ici, ce qui permet d'exprimer le tenseur des déformations  $\bar{\epsilon}$  en fonction du vecteur des déplacements  $\bar{u}$  (éq. 2.62).

$$\bar{\bar{\varepsilon}} = \frac{1}{2} (\nabla \bar{u} + {}^t \nabla \bar{u}) \quad (2.62)$$

La loi de Hooke pour un matériau isotrope dont le comportement est thermoélastique linéaire est donnée par la relation suivante :

$$\bar{\bar{\sigma}} = \lambda_L \text{tr}(\bar{\bar{\varepsilon}}) \bar{\bar{1}} + 2\mu_L \bar{\bar{\varepsilon}} - kT \bar{\bar{1}} \quad (2.63)$$

$\lambda_L$  et  $\mu_L$  sont les coefficients de Lamé et  $K$  est un coefficient thermique. La force massique ainsi que l'accélération locale sont négligées. L'équation d'équilibre est donnée par la relation 2.64.

$$\text{div} \bar{\bar{\sigma}} = 0 \quad (2.64)$$

L'équation 2.64 est ensuite développée pour donner les équations 2.65 et 2.66.

$$\lambda_L \left[ \frac{\partial^2 u_r}{\partial r^2} + \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{u_r}{r} \right) + \frac{\partial^2 u_z}{\partial r \partial z} \right] + 2\mu_L \left[ \frac{\partial^2 u_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{u_r}{r^2} \right] + \mu_L \left[ \frac{\partial^2 u_r}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial r \partial z} \right] - k \frac{\partial T}{\partial r} = 0 \quad (2.65)$$

$$\lambda_L \left[ \frac{\partial^2 u_r}{\partial z \partial r} + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{u_r}{r} \right) + \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} \right] + 2\mu_L \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} + \mu_L \left[ \frac{\partial^2 u_r}{\partial r \partial z} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_z}{\partial z} \right] - k \frac{\partial T}{\partial z} = 0 \quad (2.66)$$

Ces deux équations sont à résoudre et permettront de déterminer les déplacements  $u_r$  (direction radiale) et  $u_z$  (direction axiale) des solides.

## 2.5 Discrétisation par la méthode des éléments finis

L'équation de Reynolds 2.11, l'équation de l'énergie 2.22, l'équation du champs de température dans les solides 2.61 ainsi que les équations d'équilibre 2.65 et 2.66 n'admettent pas de solutions analytiques. Elles ne peuvent être résolues que numériquement à l'aide d'une méthode adaptée. Les méthodes de résolution par différences finies ou par volumes finis sont couramment utilisées pour des garnitures mécaniques à faces lisses ou texturées avec des géométries simples [Mig10, Adj15]. Cette étude s'intéresse au comportement thermohydrodynamique de garnitures mécaniques à rainures spirales. La méthode des éléments finis semble plus adéquate pour s'adapter à la géométrie du problème.

### 2.5.1 Maillage du domaine

Le maillage du domaine sur lequel sont résolues l'équation de Reynolds et l'équation de l'énergie est découpé en  $N_e$  éléments adjacents. Des quadrangles linéaires sont utilisés pour modéliser le maillage. Pour chaque élément, les variables  $f$  sont approximées grâce à des fonctions de forme  $N_i$ , telles que [DT84] :

$$f(x, y) \approx \hat{f}(x, y) = \sum_{i=1}^4 N_i(x, y) \hat{f}_i \quad (2.67)$$

Les pondérations des fonctions de forme sont effectuées aux nœuds  $i$  des éléments du maillage qui sont situés aux coins des éléments. Les éléments utilisés sont déformés pour s'adapter à la structure spirale de la rainure (fig. 2.5.1). La rainure spirale modélisée a une forme géométrique plus simple que la rainure réelle (fig. 2.5.2), mais sa largeur, son angle et son diamètre sont identiques. Ses données géométriques sont définies sur la figure 3.1.5a du chapitre 3.



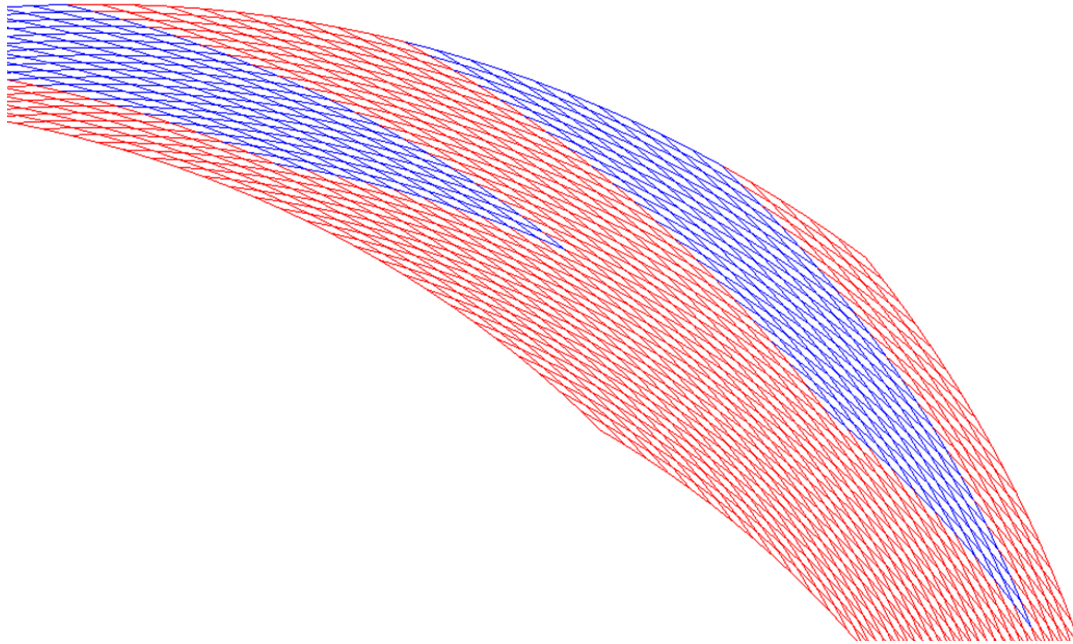


FIGURE 2.5.1 – Exemple de maillage quadrangle avec rainure spirale

La zone rouge représente la face de frottement et la zone en bleue représente le fond de la rainure.



FIGURE 2.5.2 – Forme réelle d'une spirale

### 2.5.2 Formulation des équations

La méthode des résidus pondérés est utilisée afin d'obtenir une formulation intégrale du problème sur tout le domaine. L'équation de Reynolds 2.11 est multipliée par une fonction de poids  $\phi$  et formulée sous forme d'un résidu  $R_R$  qu'il convient d'annuler (éq. 2.68).

$$R_R = \int_{\Omega} \int \phi \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\rho h^3}{12\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\rho h^3}{12\mu} \frac{\partial p}{\partial y} \right) \right] dx dy \quad (2.68)$$

$$- \int_{\Omega} \int \phi \left[ \frac{\partial \rho h}{\partial x} \frac{V_{x2}}{2} + \frac{\partial \rho h}{\partial y} \frac{V_{y2}}{2} \rho h + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\rho^2 h^3 \omega^2 x}{36\mu} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\rho^2 h^3 \omega^2 y}{36\mu} \right) \right] dx dy$$

Le domaine  $\Omega$  contient  $n$  nœuds.  $n$  équations sont donc nécessaires pour résoudre le problème. Par conséquent, la fonction de poids  $\phi$  est remplacée par les fonctions de forme  $N_i$  (éq. 2.67). La formulation par la méthode de Bubnov-Galerkin de l'équation de Reynolds est ainsi obtenue (éq. 2.69).

$$R_R = \int_{\Omega} \int N_i \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\rho h^3}{12\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\rho h^3}{12\mu} \frac{\partial p}{\partial y} \right) \right] dx dy \quad (2.69)$$

$$- \int_{\Omega} \int N_i \left[ \frac{\partial \rho h}{\partial x} \frac{V_{x2}}{2} + \frac{\partial \rho h}{\partial y} \frac{V_{y2}}{2} \rho h + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\rho^2 h^3 \omega^2 x}{36\mu} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\rho^2 h^3 \omega^2 y}{36\mu} \right) \right] dx dy$$

Afin de réduire l'ordre de dérivation des dérivées partielles, cette formule est intégrée par partie sur le domaine  $\Omega$  à l'aide de la formule de Green-Ostrogradsky (éq. 2.70).

$$\int_{\Omega} v \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = \oint_{\Gamma} v \frac{\partial u}{\partial x} n_x d\Gamma - \int_{\Omega} \frac{\partial v}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial x} \Omega \quad (2.70)$$

Le terme  $n_x$  représente la projection sur l'axe  $\vec{x}$  de la normale extérieure au domaine. La première intégrale du membre de droite est une intégrale sur le contour du domaine. La formulation faible est obtenue en appliquant cette formule sur le résidu (éq. 2.71).

$$R_R = \int_{\Omega} \int \left[ \frac{\partial N_i}{\partial x} \frac{\rho h^3}{12\mu} \frac{\partial N_j}{\partial x} + \frac{\partial N_i}{\partial y} \frac{\rho h^3}{12\mu} \frac{\partial N_j}{\partial y} \right] p_j dx dy - \int_{\Omega} \int \left[ \frac{\partial N_i}{\partial x} \frac{V_{x2}}{2} \rho_j h_j + \frac{\partial N_i}{\partial y} \frac{V_{y2}}{2} \rho_j h_j \right] dx dy \quad (2.71)$$

$$- \int_{\Omega} \int \left[ \frac{\partial N_i}{\partial x} \frac{\rho^2 h^3 \omega^2 x}{36\mu} + \frac{\partial N_i}{\partial y} \frac{\rho^2 h^3 \omega^2 y}{36\mu} \right] N_j^d dx dy$$

Les intégrales de contour disparaissent puisque la pression n'est pas calculée sur les bords du domaine ( $N_i^{bord} = 0$ ), car la pression y est connue (imposée). Cette formulation augmente l'ordre de dérivation des fonctions de forme mais diminue l'ordre de dérivation des inconnues du problème.

En revanche, l'équation de l'énergie (éq. 2.22) peut être intégrée directement sur le domaine et résolue en formulation forte. Son résidu  $R_E$  s'exprime par l'équation 2.72.

$$R_E = \int_{\Omega} \int \rho \left[ \phi \hat{V}_x h \frac{\partial h_s}{\partial x} + \phi \hat{V}_y h \frac{\partial h_s}{\partial y} \right] dx dy - \int_{\Omega} \int [\phi q_2 + \phi q_1 - \phi V_{x2} \tau_{xz}^{h2} - \phi V_{y2} \tau_{yz}^{h2}] dx dy \quad (2.72)$$

Les dérivées spatiales ne sont pas intégrées par partie. Les fonctions de poids sont remplacées par les fonctions de forme 2.67. L'équation 2.73 est ainsi obtenue.

$$R_E = \int_{\Omega} \int_{\Omega} \rho \left[ \hat{V}_x h \frac{\partial N_j}{\partial x} + \hat{V}_y h \frac{\partial N_j}{\partial y} \right] h_{s_j} N_i^d dx dy - \int_{\Omega} \int_{\Omega} [q_2 + q_1 - V_{x_2} \tau_{xz}^{h_2} - V_{y_2} \tau_{yz}^{h_2}] N_i^d dx dy \quad (2.73)$$

A cause de problèmes d'oscillations numériques dus à la compressibilité pour l'équation de Reynolds et à des situations de convection-diffusion pour l'équation de l'énergie, certains termes de ces deux équations sont calculés avec des fonctions de forme décentrées notées  $N_j^d$  et  $N_i^d$  respectivement.

Les équations 2.61, 2.65 et 2.66 du modèle thermomécanique sont également discrétisées selon la même méthode.

### 2.5.3 Méthode de résolution numérique

L'équation de Reynolds est une équation non-linéaire à cause des termes dérivés de densité qui dépend aussi de la pression. La méthode de résolution employée dans ce code de calcul pour la résolution d'équation non-linéaire est l'algorithme de Newton-Raphson. L'équation de l'énergie est linéaire et peut être résolue à l'aide d'une méthode directe. Le résidu  $R_R$  est dérivé par rapport à son inconnue  $p_j$ , soit :

$$\frac{\partial R_R}{\partial p_j} \delta p_j = -R_R \quad (2.74)$$

où  $\frac{\partial R_R}{\partial p_j}$ ,  $\delta p_j$  et  $R_R$  représentent respectivement la matrice, le vecteur des inconnues et le second membre du système à résoudre.

Pour limiter l'espace de stockage et accélérer les calculs, la librairie HSL\_MA48<sup>2</sup> a été utilisée pour résoudre l'équation de Reynolds et l'équation de conservation de l'énergie. Elle présente l'avantage de pouvoir traiter les problèmes avec des matrices creuses et de ne stocker que les éléments non-nuls. Elle s'appuie sur une décomposition LU optimisée des matrices. Ce solveur est aussi employé pour le calcul des températures et des déplacements dans les solides.

### 2.5.4 Conditions aux limites

Pour résoudre ces équations aux dérivées partielles, des conditions limites sont nécessaires. Ces conditions limites sont appliquées au film lubrifiant (fig. 2.5.3) ainsi qu'aux solides (fig. 2.5.4 et 2.5.5).

---

2. Harwell subroutine Library : <http://www.hsl.rl.ac.uk/catalogue/ma48.html>

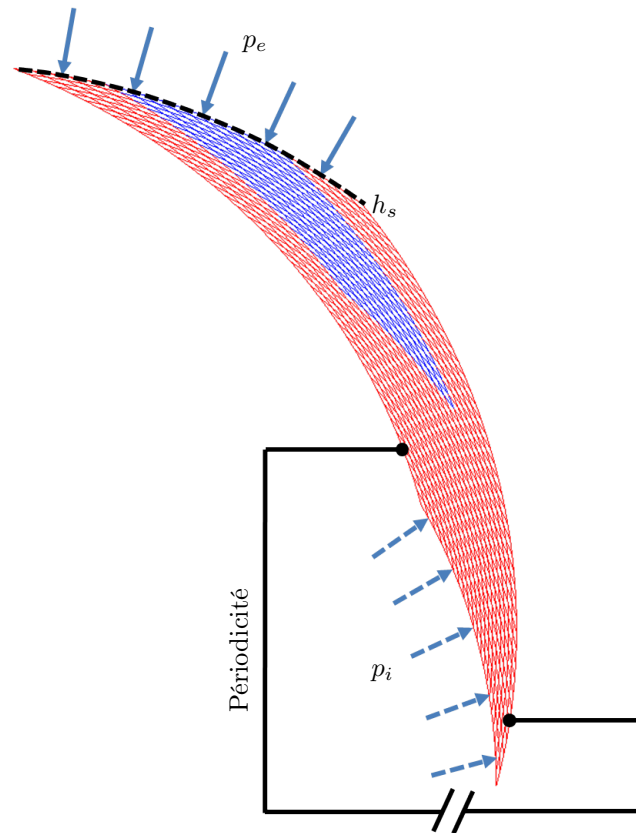


FIGURE 2.5.3 – Conditions limites dans le film

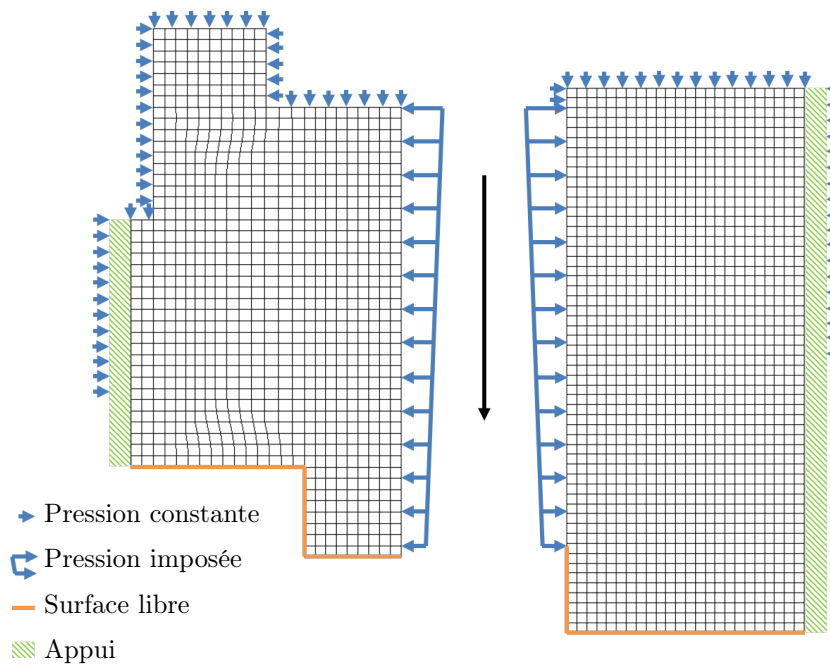


FIGURE 2.5.4 – Conditions limites mécaniques dans les solides

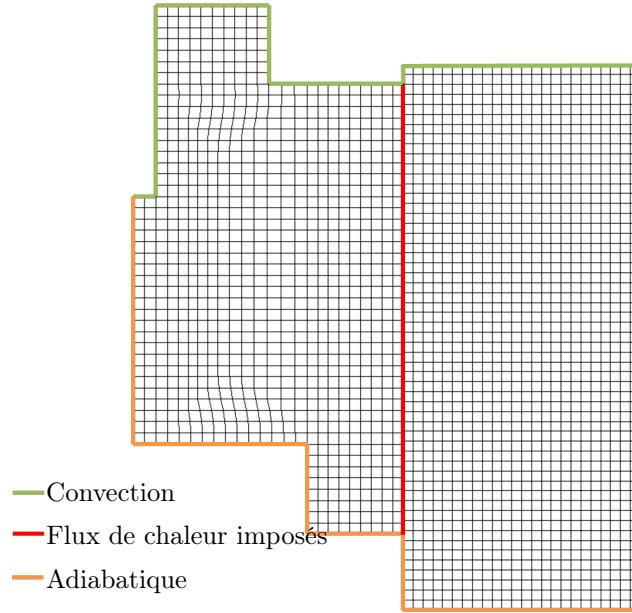


FIGURE 2.5.5 – Conditions limites thermiques dans les solides

La pression est imposée aux frontières du film correspondant aux rayons extérieur et intérieur, respectivement en entrée et en sortie du joint. L'enthalpie est imposée au rayon extérieur du joint si et seulement si les nœuds sont des entrées (l'écoulement vient de l'extérieur du domaine). Si certains nœuds deviennent des sorties (l'écoulement provient de l'intérieur du domaine), alors l'enthalpie en ces nœuds est calculée. Des conditions de périodicité sont appliquées aux deux bords intérieurs du domaine (points noirs sur la figure 2.5.3).

En ce qui concerne les solides, les faces de frottement sont soumises à la répartition du champ de pression moyennée sur la circonférence. Les faces arrières du stator et du rotor sont en appui sur leurs supports. Les surfaces en contact avec l'eau à étancher sont soumises à la pression du fluide  $p_e$ . Les autres surfaces sont libres.

Les flux de chaleur obtenus dans le film sont appliqués aux deux surfaces de frottement une fois moyennés dans la direction circonférentielle. Les surfaces en contact avec le fluide à étancher sont supposées échanger de la chaleur par convection avec le milieu extérieur. Les autres surfaces sont supposées adiabatiques. Le coefficient de convection entre le fluide et les solides est calculé par l'approche de Becker [Bec63] (éq. 2.75). Les températures des deux faces étant supposées égales, l'équation de transfert de chaleur est résolue simultanément dans les deux solides, ce qui assure une distribution automatique des flux (sec. 2.4.1).

$$h_c = 0,133 \frac{k_f}{2R_e} \left( \frac{2\rho\omega R_e^2}{\mu} \right)^{\frac{2}{3}} \left( \frac{C_p\mu}{\lambda} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (2.75)$$

## 2.5.5 Calcul des paramètres thermodynamiques de l'eau

Comme évoqué à la section 2.3.4, les lois thermodynamiques de l'eau sont formulées en pression et température. La résolution de l'équation de Reynolds et de l'équation de conservation de l'énergie donne la pression et l'enthalpie. A partir de ces deux grandeurs, les paramètres thermodynamiques de l'eau sont obtenus à l'aide de la méthode ci-dessous.

Dans un premier temps, la température de saturation du fluide  $T_s$  est obtenue à l'aide de sa pression. Les enthalpies de saturation des phases liquide  $h_{sl}(p_s, T_s)$  et vapeur  $h_{sv}(p_s, T_s)$  sont calculées. L'enthalpie du fluide est testée telle que si  $h_s < h_{sl}$  la phase est du liquide pur, et si  $h_s > h_{sv}$  la phase est du gaz pur. Si l'enthalpie spécifique est telle que  $h_{sl} < h_s < h_{sv}$ , le fluide est considéré comme une mixture et possède une phase liquide et une phase gazeuse. L'ensemble des paramètres dont la fraction massique de vapeur  $\alpha$  sont calculés à partir des équations définies au paragraphe 2.3.4. Si le fluide est un liquide pur ou un gaz pur, une méthode itérative de type Newton est utilisée pour obtenir sa température ainsi que ses propriétés thermodynamiques.

Un résidu est formulé où  $h_{cible}$  représente l'enthalpie issue de la résolution de l'équation de l'énergie et  $h_{calculé}$  la valeur de l'enthalpie donnée par la température  $T$  supposée. Puis la méthode de Newton est utilisée pour trouver une nouvelle température permettant d'annuler le résidu (éq. 2.76). La convergence est supposée atteinte lorsque  $\delta T < \epsilon_T$ , où  $\epsilon_T$  représente le critère de convergence.

$$R_{h_s} = h_{cible} - h_{calculé} \quad (2.76)$$

$$\frac{\partial R}{\partial T} = -\frac{T^{*2}}{T^2} R \gamma_{\tau\tau} \quad (2.77)$$

$$\delta T = \frac{R}{\frac{\partial R}{\partial T}} \quad (2.78)$$

$$T = T + \delta T \quad (2.79)$$

### 2.5.6 Synoptique de résolution

La figure 2.5.6 présente la démarche de résolution utilisée dans le code de calcul par éléments finis SGGs. L'algorithme de calcul présenté ici est codé en langage Fortran. La pression comme l'enthalpie sont les principales variables inconnues dans cette étude. Après leur initialisation ainsi que l'initialisation des autres grandeurs (densité, température,...), l'équation de Reynolds est résolue une première fois (boucle numéro 1). Les paramètres thermodynamiques (densité, température du fluide, chaleur massique spécifique, conductivité thermique du fluide, viscosité, fraction massique de vapeur) sont mis à jour pour correspondre à la pression calculée et à l'enthalpie initiale. L'enthalpie est ensuite calculée à partir de l'équation de l'énergie. La pression est à nouveau calculée (boucle numéro2) en tenant compte des nouvelles valeurs des paramètres thermodynamiques. Les flux de chaleur dans les solides sont calculés à partir des températures sur les faces des solides et dans le film grâce à l'équation de convection 2.25. Les flux de chaleur sont injectés dans les solides afin de calculer les températures dans les solides. Les déformations thermiques et mécaniques sont ensuite calculées. La valeur de l'enthalpie est comparée à celle de l'itération précédente. Si la convergence n'est pas atteinte, l'ensemble de la boucle numéro 3 est répétée. Puis la force d'ouverture est calculée et l'équilibrage statique est vérifié. S'il est atteint, le calcul est terminé et les résultats sont sauvegardés. Sinon la distance des faces est modifiée et l'ensemble du processus est répété par le biais de la boucle numéro 4 jusqu'à convergence.

Les convergences de la pression, de l'enthalpie et des déformations sont assurées à chaque itération thermique. La force d'ouverture n'est ajustée qu'une fois les convergences sur la pression, l'enthalpie, les flux de chaleur et les déplacements atteintes. Ce choix a été fait pour favoriser la convergence du code de calcul dans des conditions sévères (forte charge, faible viscosité, vitesse de rotation élevée). Au cours des calculs numériques effectués, il a été constaté que lorsque du changement de phase se produit dans le contact, certains

paramètres qui varient très rapidement comme l'enthalpie ou la densité peuvent engendrer des oscillations qui nuisent à la convergence du calcul. De plus, des paramètres de relaxation sont utilisés pour pouvoir modérer la vitesse de convergence. Ils sont utilisés pour la pression, l'enthalpie, les flux de chaleur dans les solides et l'équilibrage statique. Quelques exemples de valeurs de ces paramètres seront donnés plus loin dans ce chapitre.

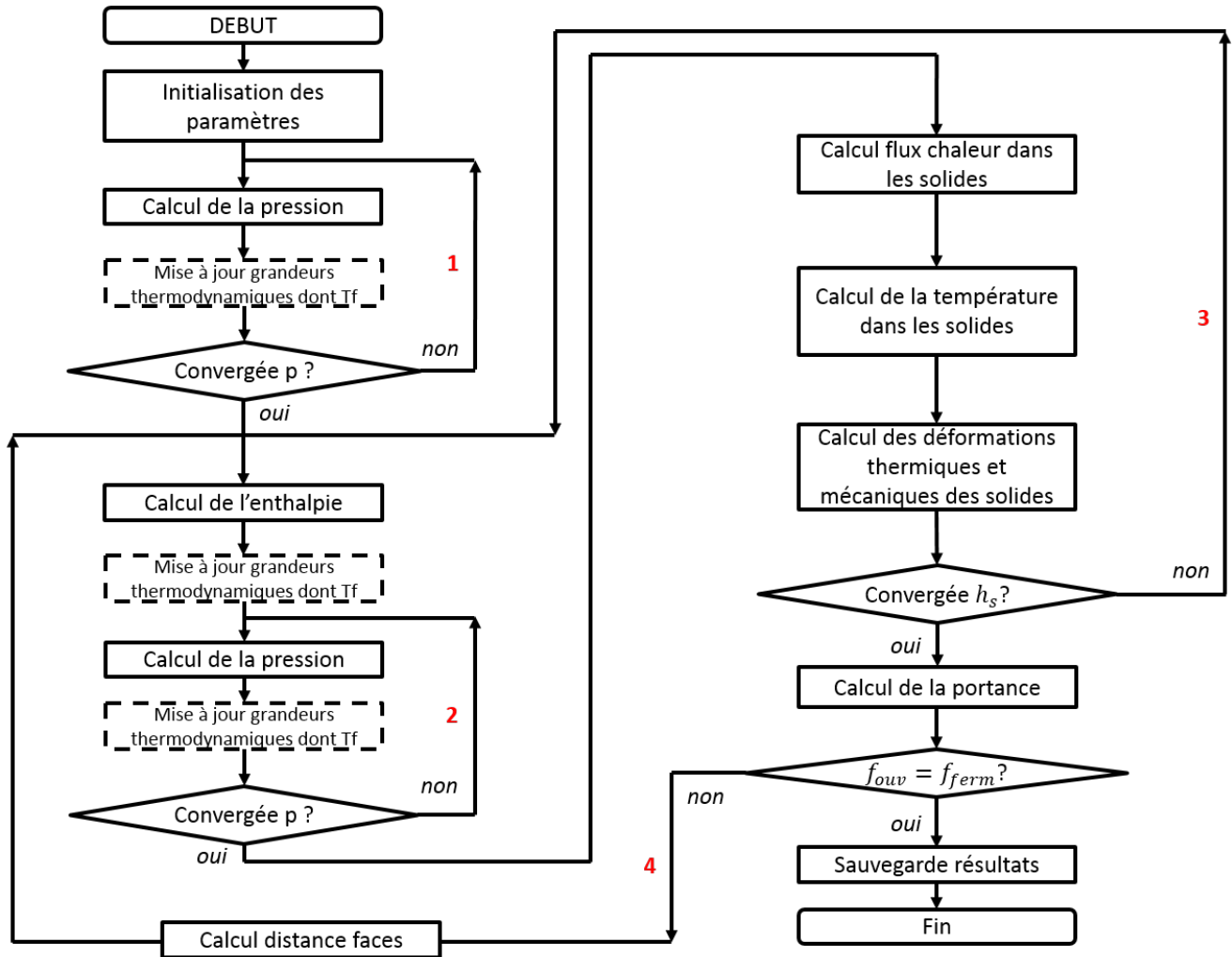


FIGURE 2.5.6 – Synoptique du code de calcul par éléments finis SGGs

## 2.6 Grandeurs macroscopiques

Le code de calcul SGGs permet également d'obtenir des grandeurs macroscopiques pour évaluer le comportement de la garniture testée. Ce paragraphe présente les grandeurs qui seront utilisées dans ce mémoire et la méthode utilisée pour les calculer.

### Couple de frottement

Le couple de frottement est obtenu en intégrant les contraintes de cisaillement sur  $\vec{x}$  et sur  $\vec{y}$  tel que :

$$C_f = \int_{\Omega} \int_{\Omega} (x\tau_{yz}^{h_2} - y\tau_{xz}^{h_2}) dx dy \quad (2.80)$$

### Débit de fuite

Le débit de fuite au noeud  $i$  est représenté par l'intégrale sur le domaine :

$$\dot{m} = \int_{\Omega} \int_{\Omega} \left[ \frac{\partial N_i}{\partial x} \left[ \frac{\partial N_j p_j}{\partial x} \frac{h^3 \rho}{12\mu} - \rho h \left( \frac{y}{2} + \frac{h^2 \rho x \omega}{36\mu} \right) \right] - \frac{\partial N_i}{\partial y} \left[ \frac{\partial N_j p_j}{\partial y} \frac{h^3 \rho}{\mu} - \rho h \left( \frac{x}{2} + \frac{h^2 \rho y \omega}{36\mu} \right) \right] \right] dx dy \quad (2.81)$$

### Épaisseur de film

L'épaisseur moyenne de film s'exprime :

$$\bar{h} = \frac{\sum_{i=1}^n h_i}{n} \quad (2.82)$$

### Bilan d'énergie

Le bilan d'énergie est intéressant à calculer. Il permet de vérifier la bonne conservation de l'équation de l'énergie. Il se calcule de cette manière :

$$P_d - q_{solides} - P_{fuite} = 0 \quad (2.83)$$

$P_d$  représente la puissance dissipée par cisaillement du fluide, soit la production d'énergie et s'exprime par la relation suivante :

$$P_d = C_f \omega \quad (2.84)$$

$q_{solides}$  représente l'intégrale des flux de chaleur transférés dans les solides et est définie par :

$$q_{solides} = 2\pi \int_{R_i}^{R_e} (q_1 + q_2) r dr \quad (2.85)$$

$P_{fuite}$  est la puissance thermique transportée par la fuite et s'exprime par :

$$P_{fuite} = \dot{m} \Delta h_s \quad (2.86)$$

$q_{solides}$  et  $P_{fuite}$  représentent la puissance transférée depuis le film vers l'environnement. La somme des puissances doit s'annuler pour qu'il y ait conservation de l'énergie.

## 2.7 Comparaison et validation du modèle à partir de travaux précédents

Le nouveau code de calcul SGGS incluant le modèle thermohydrodynamique a été testé pour des écoulements liquides et diphasiques avec de l'eau dans le cas où les faces sont lisses. Les résultats sont comparés avec ceux donnés par le code de calcul ModeleVapoGM (MVGM) développé pendant la thèse de Fabien Migout en 2010 [Mig10]. Afin d'être en accord avec les hypothèses de ce modèle, seules les déformations thermiques sont considérées.



Le code de calcul MVGM résout l'équation de Reynolds et l'équation de l'énergie en enthalpie pour une configuration axisymétrique. L'approche utilisée dans ce code de calcul pour décrire les propriétés thermodynamiques de l'eau est différente de celle employée dans la présente étude. Les propriétés thermodynamiques ont été interpolées en se basant sur des tables des caractéristiques physiques [GSS90].

### 2.7.1 Description des cas tests

Les caractéristiques des solides de la garniture mécanique testée sont données dans les tableaux 2.1a et 2.1b et les conditions de fonctionnement dans le tableau 2.2.

Caractéristique	Valeur	Unité	Caractéristique	Valeur	Unité
rayon extérieur stator	0,037	[m]	rayon extérieur rotor	0,033	[m]
rayon intérieur stator	0,028	[m]	rayon intérieur rotor	0,029	[m]
épaisseur stator	0,007	[m]	épaisseur rotor	0.008	[m]
matériau	carbure de silicium		matériau	carbone	
conductivité thermique	150	[W/m/K]	conductivité thermique	10	[W/m/K]
densité	3100	[kg/m <sup>3</sup> ]	densité	1800	[kg/m <sup>3</sup> ]
chaleur spécifique	670	[J/m/K]	chaleur spécifique	470	[J/m/K]
module d'Young	$400 \times 10^9$	[Pa]	module d'Young	$20 \times 10^9$	[Pa]
coefficient Poisson	0,17	[-]	coefficient Poisson	0,2	[-]
coefficient dilatation	$4,3 \times 10^{-6}$	[1/°C]	coefficient dilatation	$4 \times 10^{-6}$	[1/°C]

(a) (b)

TABLE 2.1 – Caractéristiques géométriques - stator (a), rotor (b) - Garniture mécanique de ModeleVapoGM

Caractéristique	Valeur	Unité
nombre de nœuds direction radiale	75	[-]
nombre de nœuds direction circonférentielle	13	[-]
température	40, 90, 95	[°C]
vitesse de rotation	4777	[tr/min]
pression rayon extérieur	11	[bar]
pression rayon intérieur	1	[bar]
régime	laminaire	

TABLE 2.2 – Conditions de test en écoulement monophasique - Garniture mécanique de ModeleVapoGM

### 2.7.2 Écoulement liquide

Les champs de pression et de température du film dans la direction radiale sont comparés pour des températures périphériques du fluide de 40°C et 90°C (fig. 2.7.1a à 2.7.2b).

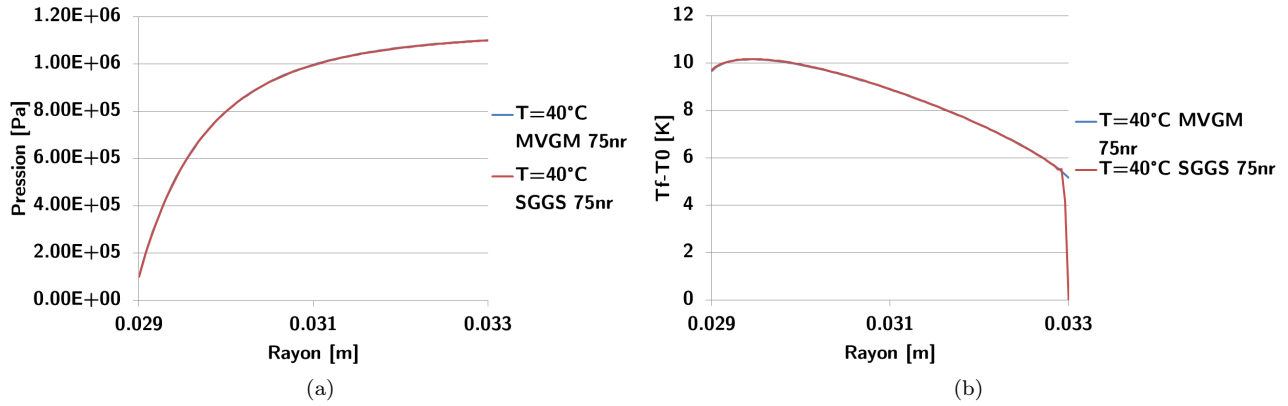


FIGURE 2.7.1 – Comparaison du code MVGM et SGGS en eau liquide à 40°C - Pression en fonction du rayon (a), accroissement de température en fonction du rayon (b)

Paramètre	MVGM $n_r = 75$	SGGS $n_r = 75$
$\alpha [-]$	0	0
$h_{min} [m]$	$2,29 \times 10^{-7}$	$2,29 \times 10^{-7}$
$\dot{m} [kg/s]$	$4,43 \times 10^{-7}$	$4,44 \times 10^{-7}$
$C_f [N.m]$	0,44	0,44

TABLE 2.3 – Comparaison des paramètres calculés - 40°C

Pour de l'eau à 40°C, les courbes de pression et de température sont superposées. Pour le présent code de calcul, l'enthalpie spécifique est fixée en entrée de joint ( $R_e = 0,033m$ ) donc la température l'est aussi. Ce qui n'est pas le cas pour le code de calcul MVGM, où la valeur de la température résulte d'un bilan. Cependant, cette différence affecte peu les résultats notamment parce que le débit est très faible ( $\dot{m}_{MVGM} = 4.429 \times 10^{-7} kg/s$ ,  $\dot{m}_{SGGS} = 4.442 \times 10^{-7} kg/s$ ). Par conséquent, l'énergie transportée par la fuite est aussi très faible. Les paramètres calculés sont relativement proches pour les deux codes de calcul (tab. 2.3).

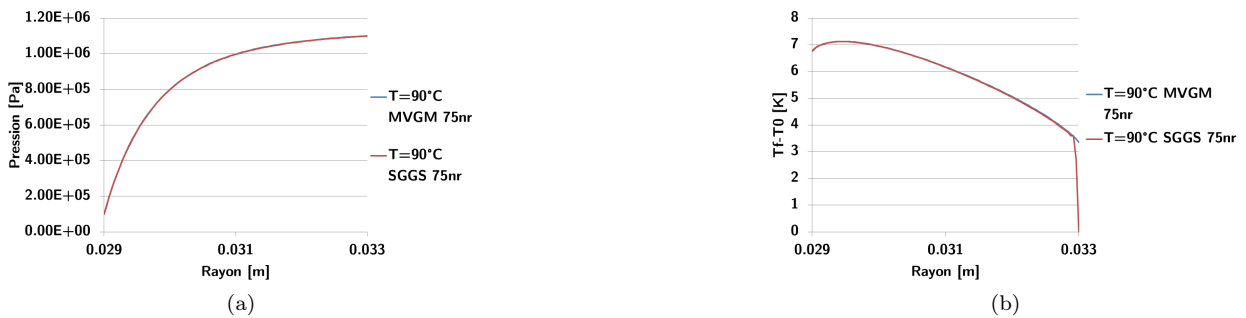


FIGURE 2.7.2 – Comparaison du code MVGM et SGGS en eau liquide à 90°C - Pression en fonction du rayon (a), Température en fonction du rayon (b)

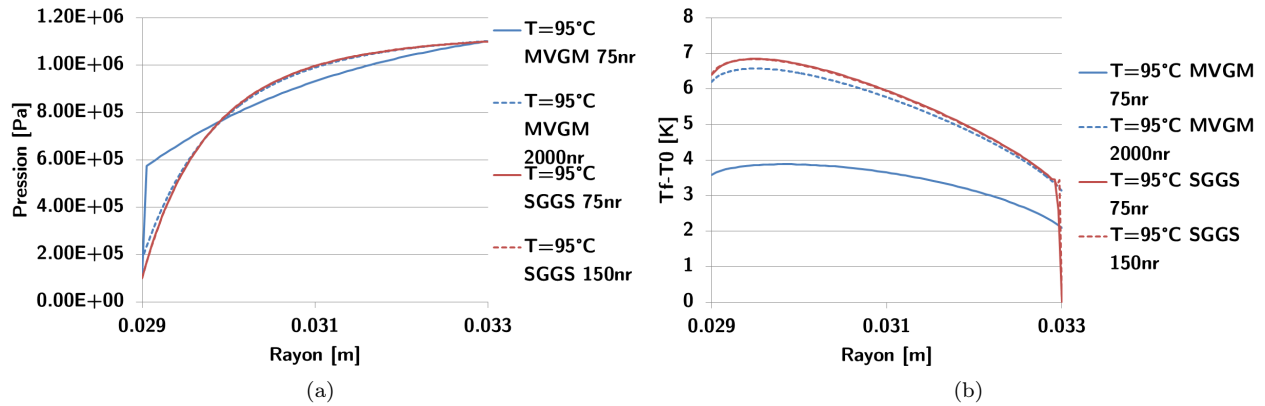
Paramètre	MVGM $n_r = 75$	SGGS $n_r = 75$
$\alpha [-]$	0	0
$h_{min} [m]$	$1,64 \times 10^{-7}$	$1,64 \times 10^{-7}$
$\dot{m} [kg/s]$	$2,96 \times 10^{-7}$	$2,93 \times 10^{-7}$
$C_f [N.m]$	0,32	0,32

TABLE 2.4 – Comparaison des paramètres calculés - 90°C

De même, pour une température d'alimentation de 90°C, l'écoulement est purement liquide car la température calculée au rayon intérieur ( $R_i = 0,029m$ ) est inférieure à la température de saturation à 1bar qui est de 99,63°C pour les deux codes de calcul utilisés. Les courbes de pression et de température sont, comme pour le cas précédent, superposées sauf près du rayon d'entrée pour les mêmes raisons, et il n'existe que très peu de différences sur les paramètres calculés (tab. 2.4).

### 2.7.3 Écoulement avec changement de phase

Les champs de pression et de température du film dans la direction radiale sont comparés lorsque la température d'alimentation est fixée à 95°C (fig. 2.7.3a et 2.7.3b).

FIGURE 2.7.3 – Comparaison du code MVGM et SGGS en eau liquide à 95°C - Pression en fonction du rayon (a),  $\Delta T$  en fonction du rayon (b)

Paramètre	MVGM $n_r = 75$	MVGM $n_r = 2000$	SGGS $n_r = 75$	SGGS $n_r = 150$
$\alpha [-]$	0,38	1	1	1
$h_{min} [m]$	$4,28 \times 10^{-7}$	$1,77 \times 10^{-7}$	$1,59 \times 10^{-7}$	$1,59 \times 10^{-7}$
$\dot{m} [kg/s]$	$1,1 \times 10^{-6}$	$3,2 \times 10^{-7}$	$2,8 \times 10^{-7}$	$2,8 \times 10^{-7}$
$C_f [N.m]$	0,19	0,30	0,32	0,32

TABLE 2.5 – Comparaison des paramètres calculés - 95°C

Le cas à 95°C a été testé avec les deux codes de calcul, pour un nombre de nœuds dans la direction radiale égal à 75. Le code de calcul SGGs prédit du changement de phase vers de la vapeur sur le dernier nœud en sortie de joint tandis que le code de calcul MVGM prédit du changement de phase vers du mélange sur ce même nœud [MBT15]. L'épaisseur de film minimum, le débit de fuite ainsi que le couple de frottement sont assez éloignés. Afin de différencier les deux codes de calcul, une étude de sensibilité au maillage a été réalisée :

- code de calcul MVGM : jusqu'à 2000 nœuds radiaux ;
- code de calcul SGGs : jusqu'à 150 nœuds radiaux.

La corrélation des résultats pour le code de calcul MVGM est nettement meilleure à 2000 nœuds, puisque les paramètres calculés sont beaucoup plus proches que pour le cas à 75 nœuds. En revanche, le code de calcul SGGs est nettement moins sensible au maillage (tab. 2.5).

Les différences majeures entre les résultats proviennent essentiellement de la méthode de discrétisation. Le code de calcul MVGM utilise la méthode des volumes finis tandis que le code de calcul SGGs utilise la méthode des éléments finis. De plus, le bilan de débit est réalisé entre les nœuds pour la méthode des volumes finis alors qu'il est réalisé aux nœuds pour la méthode des éléments finis. Ce bilan pourrait expliquer les différences constatées quand il y a des variations très rapides de la densité et de la viscosité se produisant lors du changement de phase.

#### 2.7.4 Conclusion

Le modèle thermohydrodynamique utilisé dans cette étude est validé en écoulement monophasique avec de l'eau liquide à 40°C et à 90°C car les champs de pression et de température calculés sont superposés à ceux obtenus avec le code de calcul MVGM présenté dans [MBT15]. La condition limite utilisée sur la frontière d'entrée du fluide conduit à des écarts près de la zone d'alimentation, sans toutefois affecter la distribution générale de température. Lorsque la température d'alimentation est augmentée à 95°C, l'écoulement dans le joint devient diphasique. Les modèles donnent des résultats proches lorsque la densité du maillage du modèle de référence est fortement augmentée. Il subsiste cependant des différences entre les deux modèles qui sont dues aux lois de description des différentes phases et également à la méthode de discrétisation. Le modèle développé affiche une plus faible sensibilité au maillage ce qui nous conforte dans son utilisation.

## 2.8 Quelques résultats numériques

Les résultats numériques présentés dans cette section permettent d'avoir un aperçu du comportement d'une garniture mécanique à face rainurée en spirale fonctionnant avec de l'eau en écoulement liquide et diphasique. L'équation de Reynolds (éq. 2.11), l'équation de l'énergie, l'équation de transfert de chaleur dans les solides et les déformations thermiques et mécaniques dans les solides sont résolues. Dans un premier temps, l'influence de la densité du maillage sur quelques grandeurs macroscopiques est présentée. Ensuite, les différentes propriétés du film mince et des solides sont présentées sous forme de champs bidimensionnels.

### 2.8.1 Influence du maillage

#### Description des cas tests

Les cas tests proposés ci-dessous ont été réalisés avec une garniture mécanique à spirale qui comporte douze encoches de dix microns de profondeur en écoulement liquide avec de l'eau chauffée à 40°C. Les caractéristiques

géométriques de cette garniture ainsi que ses propriétés physiques sont détaillées dans les tableaux 2.6a et 2.6b.

Caractéristique	Valeur	Unité
rayon extérieur stator	0,09	[m]
rayon intérieur stator	0,07	[m]
épaisseur stator	0,012	[m]
matériau	carbone	
conductivité thermique	7,96	[W/m/K]
densité	1680	[kg/m <sup>3</sup> ]
chaleur spécifique	460	[J/kg/K]
module d'Young	$13,79 \times 10^9$	[Pa]
coefficient Poisson	0,2	[-]
coefficient dilatation	$4,9 \times 10^{-6}$	[1/°C]

(a)

Caractéristique	Valeur	Unité
rayon extérieur rotor	0,095	[m]
rayon intérieur rotor	0,065	[m]
épaisseur rotor	0.012	[m]
profondeur rainure	$10 \times 10^{-6}$	[m]
angle rainure	75	[°]
nombre rainure	12	[-]
largeur rainure	50	[%]
matériau	carbure de silicium	
conductivité thermique	148,78	[W/m/K]
densité	3100	[kg/m <sup>3</sup> ]
chaleur spécifique	670	[J/kg/K]
module d'Young	$413,7 \times 10^9$	[Pa]
coefficient Poisson	0,17	[-]
coefficient dilatation	$4,1 \times 10^{-6}$	[1/°C]

(b)

TABLE 2.6 – Caractéristiques géométriques - stator (a), rotor (b) - N12;  $h_r$ 10

Caractéristique	Valeur	Unité
température	40	[°C]
vitesse de rotation	2000	[tr/min]
pression rayon extérieur	10	[bar]
pression rayon intérieur	1	[bar]

TABLE 2.7 – Conditions de test en écoulement monophasique - N12;  $h_r$ 10

Cas test	$n_r$	$n_c$	n	t [s]
1	31	13	403	65
2	31	21	651	92
3	41	21	861	131
4	41	41	1681	192
5	41	81	3321	440
6	81	41	3321	648
7	81	81	6561	963

TABLE 2.8 – Influence du maillage sur le temps de calcul

Le tableau 2.7 présente les conditions de fonctionnement.  $n_r$ ,  $n_c$  et  $n$ , donnés dans le tableau 2.8, représentent respectivement le nombre de nœuds dans les directions radiale et circonférentielle et le nombre de nœuds total.  $t$  représente le temps de calcul nécessaire pour atteindre la convergence. L'influence du nombre de nœuds dans chaque direction a été analysée.

**Résultats**

Les résultats obtenus avec les différents maillages sont présentés sur les figures 2.8.1a à 2.8.1d. Les éléments de comparaison sont l'épaisseur de film moyenne, le couple de frottement, le débit de fuite, et la température maximum du film. Les erreurs relatives sont analysées et présentées en fonction du nombre total de nœuds et du temps de calcul nécessaire à la convergence. Les erreurs relatives sont présentées en supposant que la solution exacte est celle obtenue avec la plus grande densité de mailles.

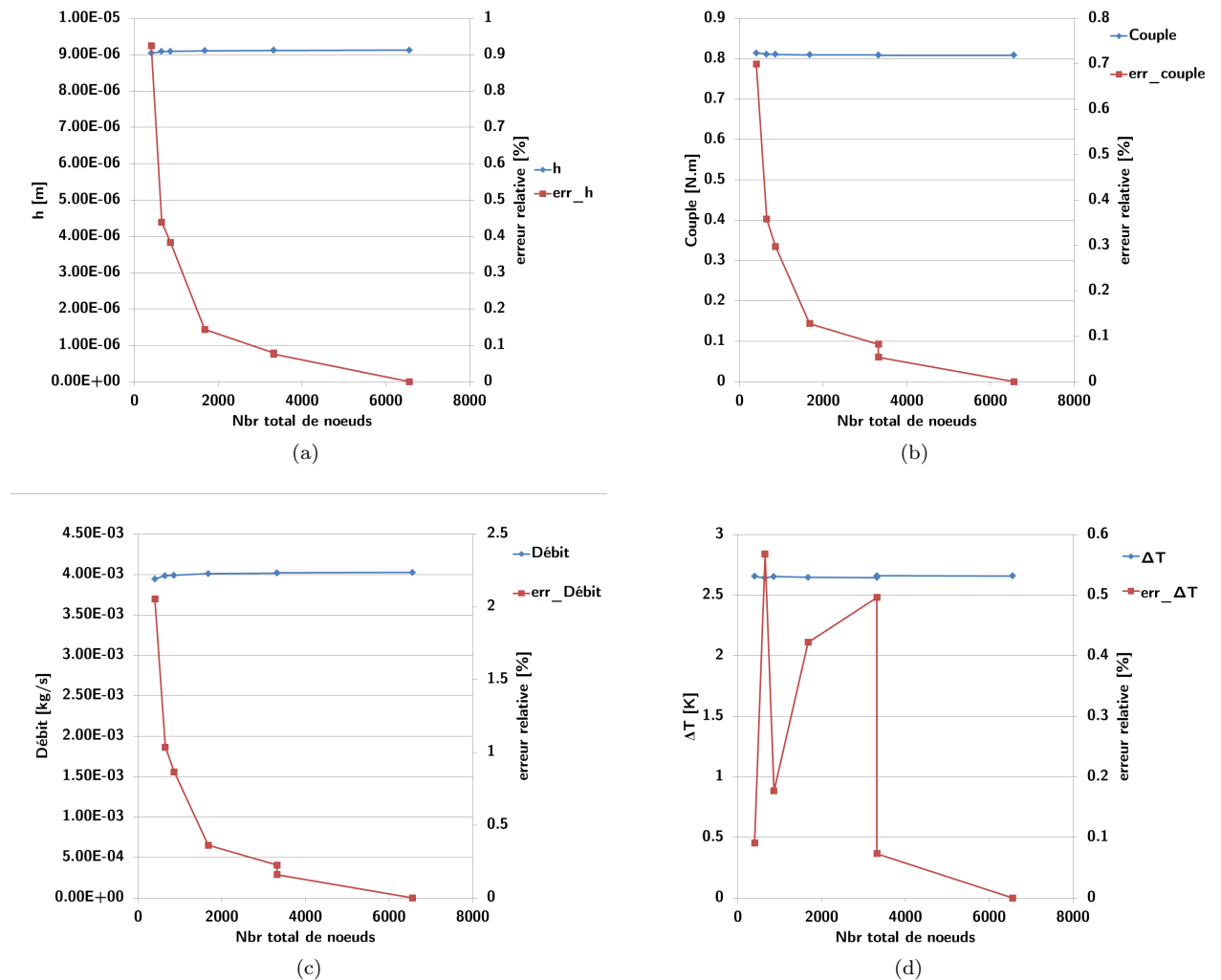


FIGURE 2.8.1 – Effet du maillage sur la précision des résultats - Épaisseur de film en fonction du nombre de nœuds (a), Couple en fonction du nombre de nœuds (b), Débit en fonction du nombre de noeuds (c), Température maximum en fonction du nombre de noeuds (d)

Les erreurs relatives sur l'épaisseur de film et sur le couple de frottement sont inférieures au pourcent quelque soit la taille du maillage. L'écart relatif sur le débit de fuite atteint une valeur maximum de 2% environ pour le plus petit nombre de mailles. La taille du maillage a une influence pour ces trois grandeurs mais qui reste tout à fait acceptable. Pour la différence de température maximum en revanche, le nombre de mailles total a peu d'influence sur la précision des résultats. En effet, l'erreur est très inférieure au pourcent quelque soit la quantité de mailles.

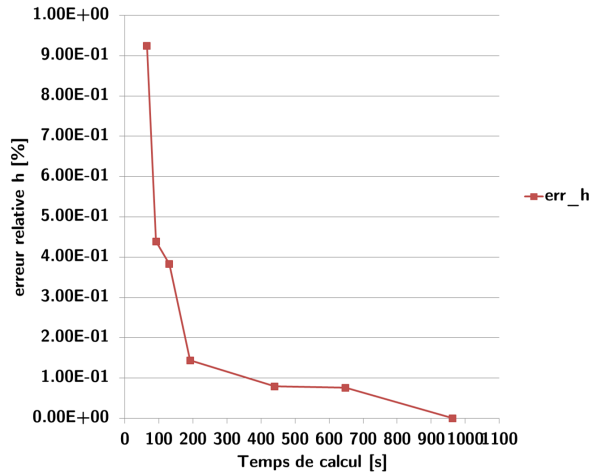


FIGURE 2.8.2 – Erreur relative sur l'épaisseur de film en fonction du temps de calcul

L'erreur relative sur l'épaisseur de film est présentée en fonction du temps de calcul (fig. 2.8.2). En comparant cette figure avec la figure 2.8.1a, il apparaît que pour diviser la précision par dix, le temps de calcul est multiplié par dix en multipliant par huit la quantité de nœuds. En revanche, pour passer d'une erreur de 0,9% à 0,4% soit en la divisant par deux, le temps de calcul nécessaire est multiplié par deux, pour le maillage de  $41 \times 21$ . Cette analyse peut être faite sur les autres paramètres présentés ici.

Pour la suite de l'étude, le maillage  $41 \times 21$  sera retenu car il offre un bon compromis entre la précision (0,4% sur l'épaisseur de film) et le temps de calcul (131s). Les erreurs engendrées resteront petites devant les erreurs sur les grandeurs mesurées.

## 2.8.2 Caractéristiques de l'écoulement

Les graphiques obtenus dans cette section sont édités à l'aide du logiciel de visualisation 3D en accès libre Paraview.

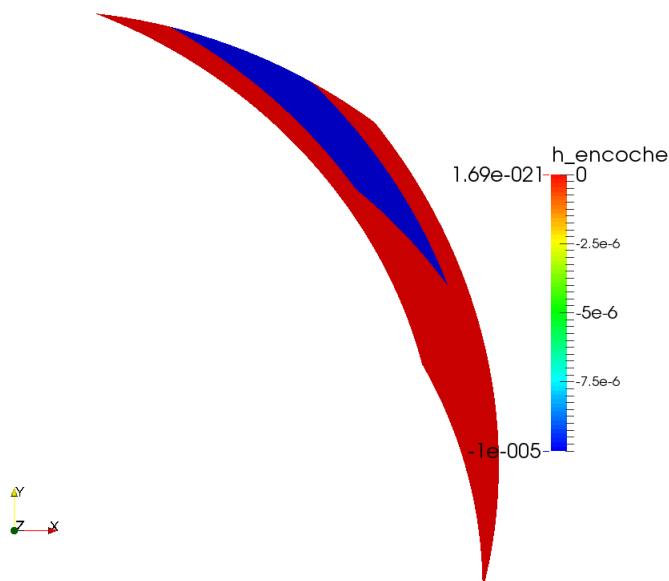
### Description du cas test

La garniture mécanique testée dans cette partie est la même que dans la section 2.8.1 et correspond à celle testée expérimentalement dans le chapitre 3. Les conditions de test sont données dans le tableau 2.9. Les figures sont présentées pour un domaine périodique qui comprend une seule rainure spirale.

Caractéristique	Valeur	Unité
nombre de nœuds direction radiale	41	[-]
nombre de nœuds direction circonférentielle	21	[-]
température	95	[°C]
vitesse de rotation	6000	[tr/min]
pression rayon extérieur	10	[bar]
pression rayon intérieur	1	[bar]
régime	laminaire	

TABLE 2.9 – Conditions de test en écoulement diphasique -  $N12; h_r,10$ 

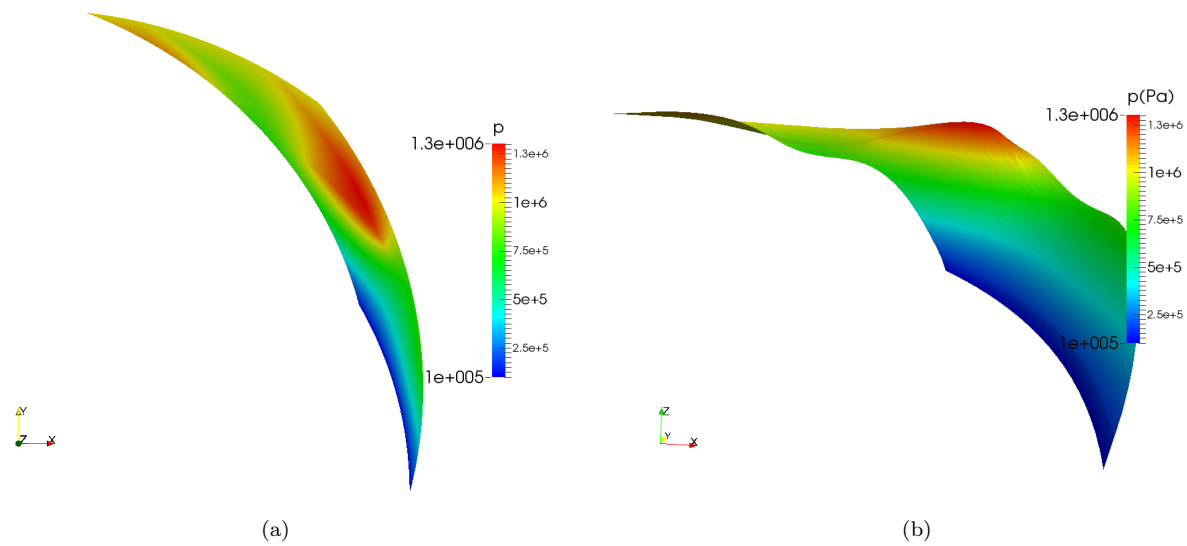
L'encoche est définie sur la figure 2.8.3. La face de frottement correspond à la zone rouge et la rainure est délimitée par la zone bleue. Dans ce cas test la rainure a une profondeur de  $10\mu m$ . Le sens de rotation de la face rainurée est trigonométrique.

FIGURE 2.8.3 – Définition de l'encoche,  $h_r$  en  $[m]$  -  $N12; h_r,10$ 

### Champ de pression

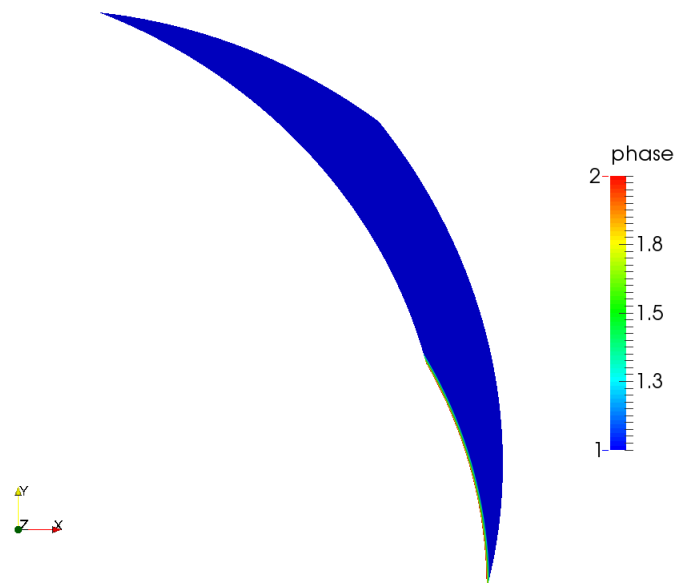
Le champ de pression est représenté sur les figures 2.8.4a et 2.8.4b. Un pic de pression est généré sur la surface de frottement en sortie de rainure en raison du rétrécissement de la section de passage entre les faces du stator et du rotor. Ce pic de pression permet de générer une portance hydrodynamique additionnelle qui est surtout favorable à la séparation des faces de frottement lors des phases d'arrêt et de démarrage. Ces phases ne sont pas traitées dans cette étude. La figure 2.8.4 permet de se rendre compte de l'amplitude du pic de pression et de la chute de pression en sortie de joint, c'est-à-dire au rayon intérieur.



FIGURE 2.8.4 – Champ de pression en  $[Pa]$  - 2D (a), 3D (b) -  $N12; h_r10$ 

### Phase

La figure 2.8.5 représente la répartition des phases dans l'interface. La phase liquide pure est notée 1, la mixture est notée 2 et la phase gazeuse pure est notée 3.

FIGURE 2.8.5 – Répartition des phases  $[-]$  -  $N12; h_r10$ 

La phase liquide est majoritairement présente sur tout le domaine, excepté pour les nœuds situés au rayon intérieur en sortie d'écoulement où il se produit du changement de phase et la phase devient mixture. Si la frontière de la phase liquide se déplace vers l'intérieur du domaine, la portance fluide et donc l'épaisseur de film vont augmenter [Orc69]. Ceci aura tendance à limiter l'apport d'énergie par cisaillement visqueux et va

repousser la limite monophasique-diphase vers la frontière de sortie. Dans de nombreux cas présentant du changement de phase, cette frontière est localisée près de la sortie.

### Champ de densité

Le champ de densité est donné sur la figure 2.8.6. La quasi totalité de la surface est occupée par du fluide en phase liquide. Sa densité diminue drastiquement à l'approche du rayon intérieur. Cette diminution soudaine est caractéristique du changement de phase, la densité de la vapeur étant environ mille fois plus faible que celle du liquide en condition de saturation à pression atmosphérique.

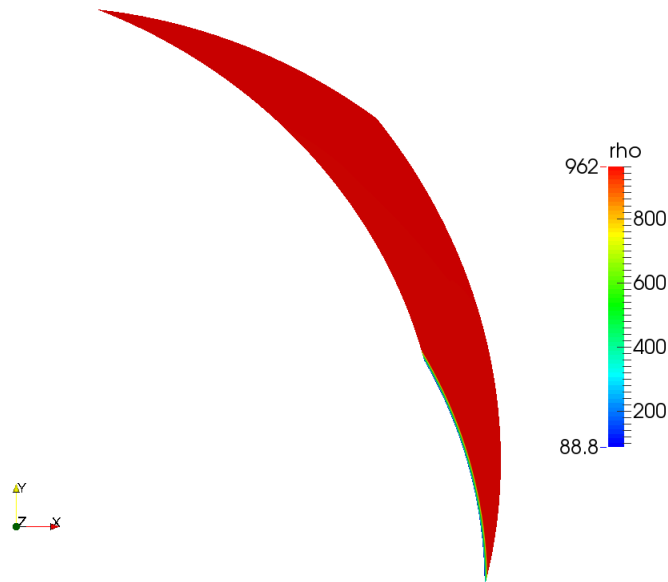
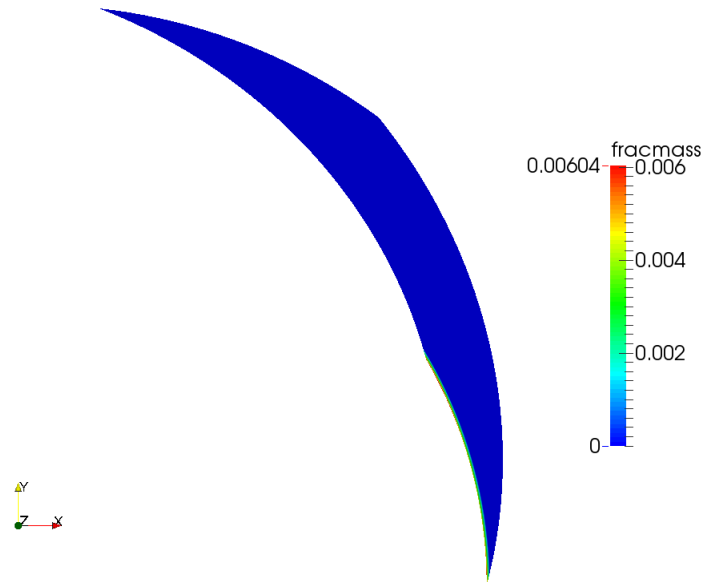


FIGURE 2.8.6 – Champ de densité en  $[kg/m^3]$  -  $N12; h_r10$

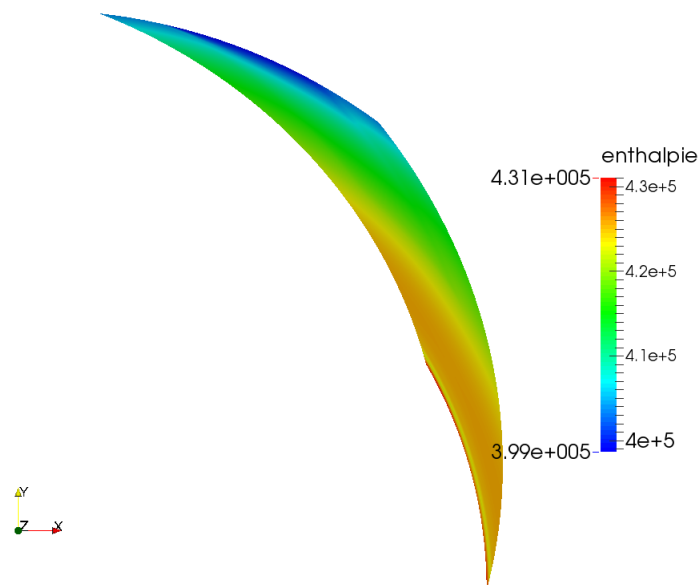
### Fraction massique de vapeur

Le champ de fraction massique est présenté sur la figure 2.8.7. La fraction massique permet de connaître la proportion de vapeur dans la phase de mixture et peut prendre des valeurs de zéro à un si le fluide est un liquide (0), un mélange, ou un gaz (1). En sortie de joint, la fraction massique est légèrement supérieure à zéro, ce qui indique qu'une partie du fluide se vaporise.

FIGURE 2.8.7 – Champ de fraction massique [-] -  $N12; h_r10$ 

### Champ d'enthalpie

La figure 2.8.8 présente le champ d'enthalpie dans le film lubrifiant.

FIGURE 2.8.8 – Champ d'enthalpie en  $[J/kg]$  -  $N12h_r10$ 

L'enthalpie ne semble pas trop affectée par la présence de la rainure mais augmente progressivement quand le rayon diminue, jusqu'à diminuer puis augmenter à nouveau sur les derniers nœuds où le changement de phase se produit. Cette augmentation d'enthalpie sur les derniers nœuds est provoquée par l'énergie apportée par les solides qui réchauffent le fluide lorsque sa pression diminue. L'énergie apportée est telle que la température de saturation est atteinte et contribue au changement de phase.

### Champ de température

Le champ de température dans l'interface est donné sur la figure 2.8.9 en degrés Celsius.

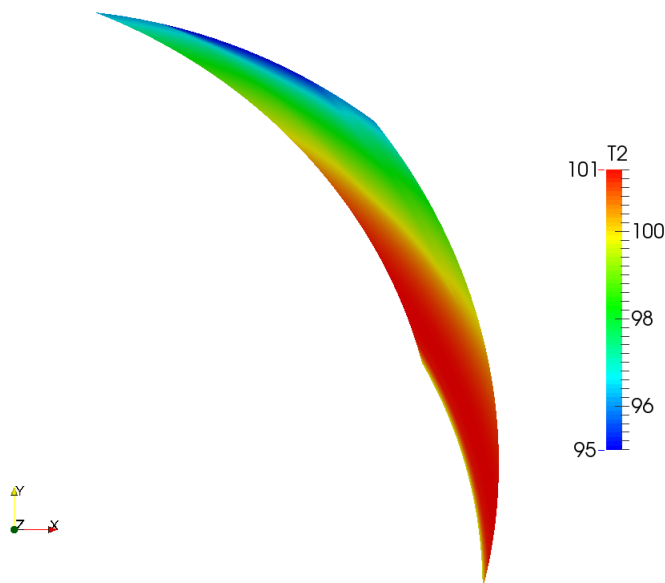


FIGURE 2.8.9 – Champ de température en[°C] -  $N12h_r,10$

Lorsque l'écoulement est monophasique, la température augmente quand le rayon diminue. A partir d'un certain rayon, la température est maximale dans le film, puis elle diminue jusqu'en sortie d'écoulement. Lorsque du changement de phase se produit comme dans le cas présent, la température de sortie correspond à la température de saturation du fluide selon sa pression de sortie, ce qui se traduit par une augmentation d'enthalpie comme décrit sur la figure précédente.

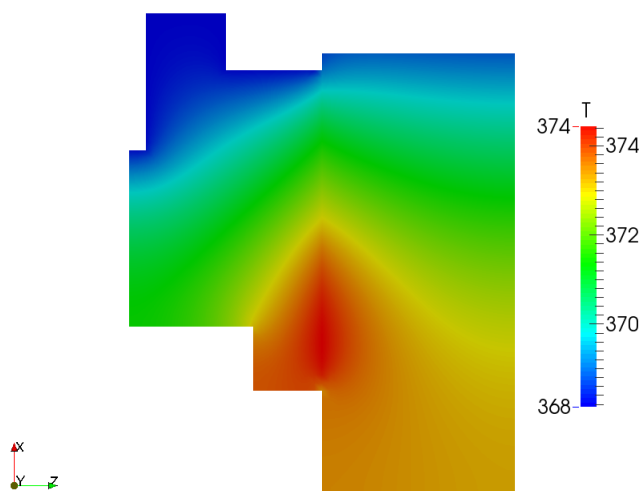
### Conclusion

Dans le cas test présenté dans cette section, la garniture étudiée est équipée d'une rainure spirale sur un domaine périodique et est alimentée avec de l'eau liquide à 95°C. Un pic de pression est généré par la spirale et favorise le maintien d'un film lubrifiant entre les surfaces. En sortie de joint, du changement de phase apparaît. Le fluide passe alors d'une phase de liquide pur à une phase de mélange, dont la fraction massique maximum est de  $\alpha \approx 6,0 \times 10^{-3}$ . Dans cette phase de mixture, la part de vapeur est très faible devant la part de liquide puisque la fraction massique de vapeur est très inférieure à un. Ce changement de phase semble se produire car les solides apportent de l'énergie par conduction au fluide en sortie de joint, ce qui se traduit par une augmentation de l'enthalpie sur les derniers nœuds. De plus, la densité du mélange en sortie de joint est de  $88,8 \text{ kg/m}^3$  ce qui la situe entre les densités des phases liquide et gazeuse à saturation à 1bar, soit  $958,7 > 88,8 > 0,6 \text{ kg/m}^3$ .

### 2.8.3 Caractéristiques des faces de frottement

#### Champs de température

Les champs de température dans les deux solides sont présentés sur la figure 2.8.10.

FIGURE 2.8.10 – Champs de températures dans les solides -  $N12h_r10$ 

Le gradient de température est plus important dans le stator que dans le rotor, car le rotor en carbure de silicium conduit près de vingt fois mieux la chaleur que le carbone du stator. La température sur les faces de frottement augmente lorsque la distance au rayon intérieur diminue. Le dernier nœud radial de la surface de contact est légèrement plus froid que le nœud situé juste en amont en raison du changement de phase du fluide à l'interface.

### Champs de déplacements

Les champs de déplacements dans les solides sont représentés sur les figures 2.8.11a à 2.8.11d. Les déplacements sur le stator et le rotor ont été multipliés par quatre mille afin de rendre visible les déformées. Les déplacements du rotor sont globalement plus faibles que les déplacements du stator, ce qui est logique compte tenu des différences de module élastique entre le carbure de silicium et le carbone et des différences entre leur coefficient de dilatation. Le déplacement maximum observé est de  $23\mu m$  pour le stator dans la direction radiale. De plus, les surfaces arrières du stator et du rotor semblent quasiment totalement en appui sur leurs supports. Ces déplacements permettent la formation d'un espace convergent dans le sens de la fuite entre les surfaces de contact qui est favorable au maintien du film par effet hydrostatique (voir [Introduction](#)).

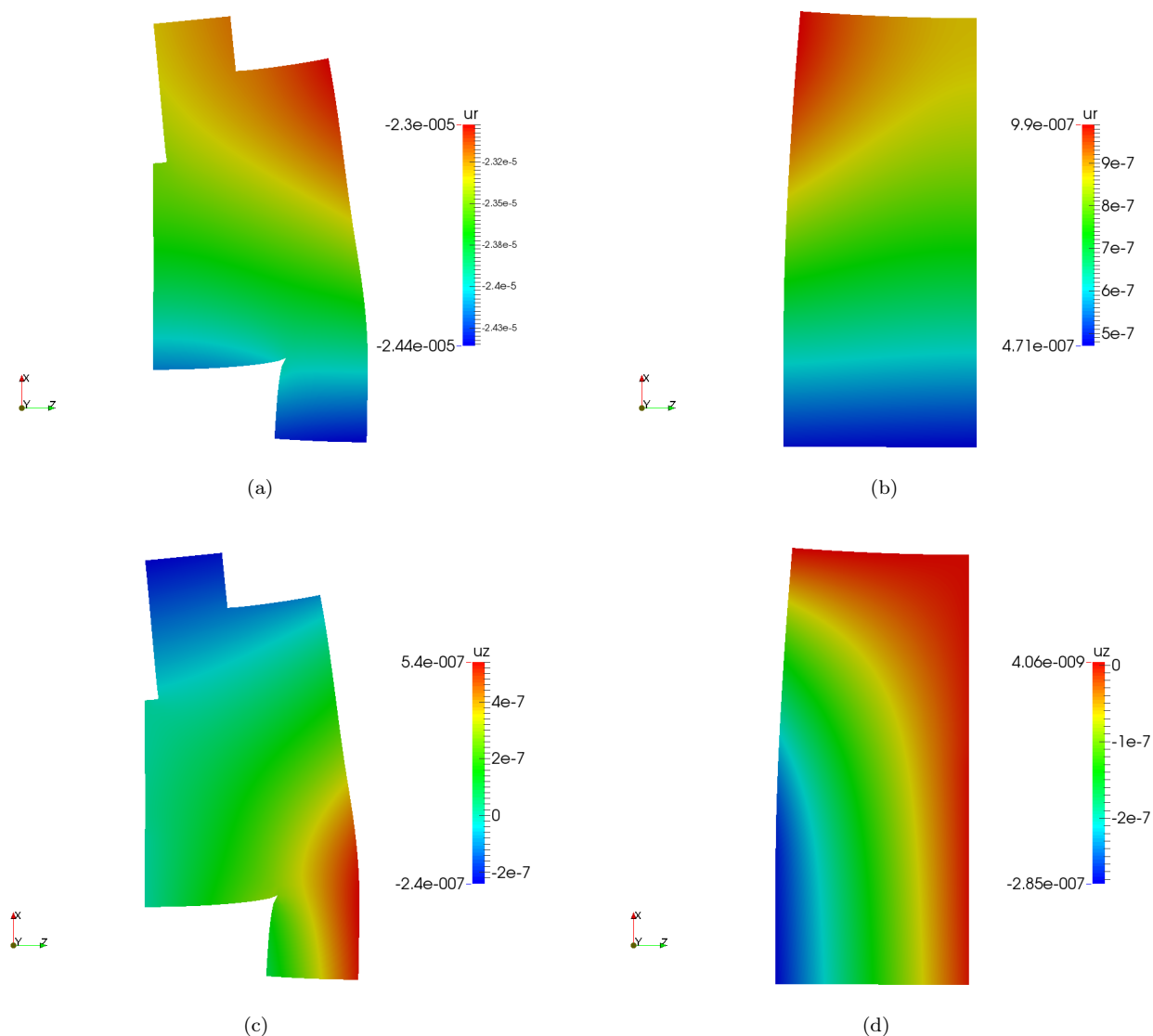


FIGURE 2.8.11 – Champs de déplacements dans les solides - stator  $u_r$  (a), rotor  $u_r$  (b), stator  $u_z$  (c), rotor  $u_z$  (d) -  $N12; h_r10$

## 2.9 Conclusion

Ce chapitre a été consacré à la présentation d'un modèle numérique thermoélastohydrodynamique permettant de décrire le comportement de garnitures mécaniques à surface macro texturée en spirale dans des conditions d'écoulement pouvant être diphasique (eau liquide plus vapeur). L'équation de Reynolds ainsi que l'équation de l'énergie sont résolues dans le film lubrifiant par la méthode des éléments finis. Le couplage fluide-structure est considéré car les solides interviennent dans le comportement de la garniture mécanique. En effet, ils peuvent se déformer de telle sorte à former un convergent ou un divergent entre les faces de frottement, le premier étant favorable à la stabilité hydrostatique de la garniture. Le code de calcul en Fortran SGGS a principalement été modifié pour prendre en compte la résolution de l'équation de l'énergie et les lois thermodynamiques de l'eau en phases liquide et vapeur.

Le modèle thermohydrodynamique a été validé par comparaison avec un autre code de calcul par volumes finis qui résout les mêmes équations, sans tenir compte de l'inertie centrifuge. Il a été développé pour des configurations axisymétriques par Migout pendant ses travaux de thèse [Mig10]. Les résultats en écoulement purement liquide avec de l'eau à 40°C et 90°C sont en très bon accord aussi bien pour la pression que la température dans le film. À 95°C des faibles différences sont visibles sur la pression et la température entre les deux modèles à cause des différentes méthodes de discrétisation utilisées. L'utilisation de la présente approche pour les écoulements liquide et diphasique est confortée par les faibles écarts entre les deux modèles. La confrontation à l'expérience permettra d'évaluer plus rigoureusement le modèle numérique.

L'effet de la densité du maillage a été investigué pour identifier la configuration qui procurera une erreur de calcul acceptable tout en limitant le temps de calcul. La configuration  $41 \times 21$  (respectivement  $nr$  et  $nc$ ) semble la plus appropriée pour respecter ces deux conditions. L'erreur de précision moyenne sur les paramètres macroscopiques tels que le couple de frottement, l'épaisseur de film, le débit de fuite ou la température maximum est inférieure à 1%. L'erreur est raisonnable devant les erreurs de mesure.

La garniture testée expérimentalement qui possède douze encoches de profondeur dix microns ( $N12; h_r10$ ) a été utilisée pour effectuer les calculs thermoélastohydrodynamiques décrits dans la section 2.8. Le cas test a été réalisé à 6000tr/min, 10bar, 95°C. La rainure permet la génération d'un pic de pression qui favorise la portance hydrodynamique et l'établissement d'un film lubrifiant. Du changement de phase se produit en sortie d'écoulement car sa température augmente alors que la pression du fluide diminue jusqu'à atteindre la pression atmosphérique. L'enthalpie du fluide augmente rapidement alors que les solides se refroidissent, ce qui indique que l'énergie nécessaire à la vaporisation du fluide est, en partie, apportée par les solides. De plus, ce changement de phase est visible par le fait que la fraction massique de vapeur est supérieure à zéro. La densité présente aussi une nette diminution. Les déplacements des solides sont également estimés afin d'avoir un aperçu de leurs déformations thermoélastiques.

Ce modèle sera donc utilisé pour la suite de cette étude. Le prochain chapitre a pour objet l'étude expérimentale de différentes configurations de garnitures mécaniques. Les résultats expérimentaux seront ensuite comparés aux résultats numériques et feront l'objet du dernier chapitre de ce mémoire.

## Chapitre 3

# Étude expérimentale

Ce chapitre présente l'étude expérimentale d'étanchéités faciales hydrodynamiques à faces rainurées en spirale et à faces lisses en présence d'eau liquide. Ces essais ont pour but de comprendre l'intérêt de l'utilisation de rainures spirales pour des applications avec des liquides. Diverses profondeurs de rainures ont été testées afin de voir leur influence sur le comportement et les performances hydrodynamiques des garnitures mécaniques.

Dans un premier temps, le banc d'essai sera présenté afin d'avoir un aperçu des conditions d'essai et du protocole opératoire. Les caractéristiques des garnitures seront détaillées. Les résultats expérimentaux de la garniture ayant des rainures de dix microns de profondeur seront présentés. Ces résultats feront l'objet d'une comparaison avec ceux obtenus pour différentes profondeurs de rainures ainsi qu'avec des faces lisses. L'apparition du changement de phase sera également mis en avant dans le cas particulier de la garniture mécanique ayant des rainures de cinq microns de profondeur.

### 3.1 Présentation du banc d'essai

#### 3.1.1 Dispositif expérimental : vue d'ensemble

Un dispositif d'essai consacré à l'étude des performances de garnitures mécaniques a été élaboré et mis en place depuis 2010 au sein de l'équipe « Tribolub » de l'institut Pprime sur le site du Futuroscope (fig. 3.1.1). Il se présente en deux parties. La première comporte la cellule d'essai, le moteur, deux paliers de guidage, une centrale hydraulique à huile pour la lubrification des paliers, ainsi qu'un bâti. Cet ensemble constitue le banc d'essai. La seconde se compose de la centrale hydraulique à eau permettant l'alimentation de la cellule d'essai en circuit fermé. L'eau est régulée en pression, débit et température.



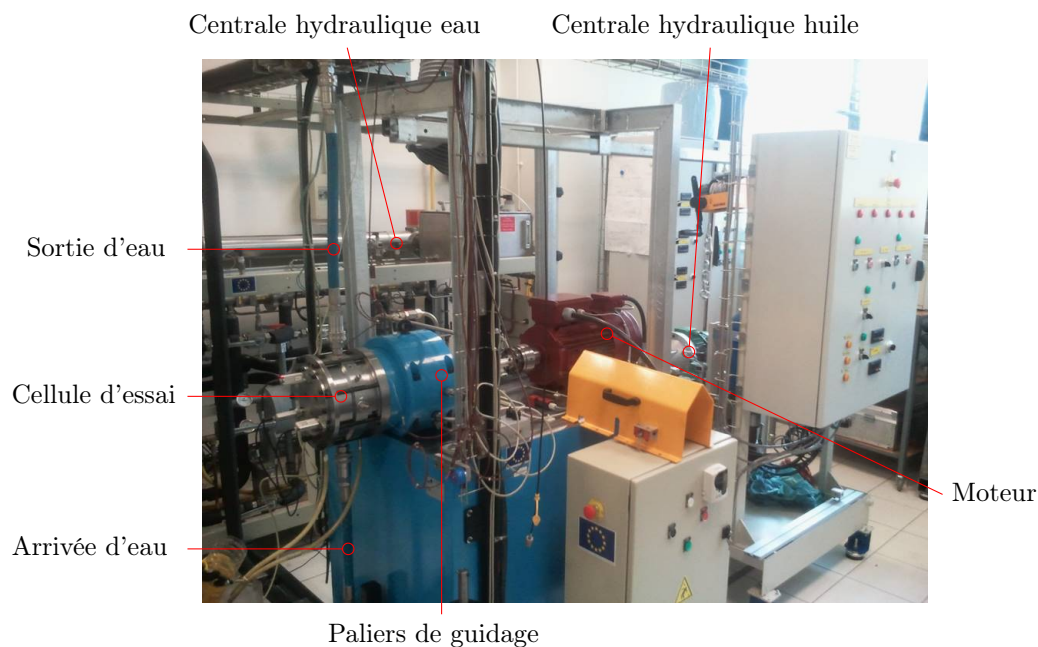


FIGURE 3.1.1 – Vue d'ensemble du dispositif d'essai

### 3.1.2 Banc d'essai

Le banc d'essai présenté sur la figure 3.1.2 comporte un massif en acier supporté par quatre plots amortisseurs qui permettent de le découpler du sol pour limiter toute transmission de vibrations. Il est également composé d'un arbre de transmission flexible en titane qui joue le rôle de fusible mécanique en cas de couple trop élevé dans la cellule pour prévenir tout dommage qui pourrait être causé aux garnitures mécaniques ou au moteur. Cet arbre filtre également les vibrations en torsion occasionnées par le moteur. Il est fixé entre deux accouplements à lames flexibles pour éliminer les mésalignements résiduels entre le moteur et la broche. Cette dernière est guidée en rotation par deux doubles paliers hydrostatiques coniques, positionnés entre le bâti et l'arbre et entre le stator de la cellule expérimentale et le stator de la broche. Ce deuxième palier confère à la cellule d'essai un degré de liberté en rotation ce qui permet de mesurer le couple de frottement dans les garnitures mécaniques (fig. 3.1.3). Le capteur de force utilisée pour la mesure de couple qui ne travaille qu'en tension est préchargé par des masses. La broche est entraînée par un moteur synchrone à aimants permanents de  $19kW$  dont la vitesse de rotation maximale s'élève à  $6000tr/min$ . Les paliers hydrostatiques sont alimentés par une centrale hydraulique à huile à  $100bar$  et à  $80^{\circ}C$ . La cellule d'essai reçoit les garnitures mécaniques à tester.

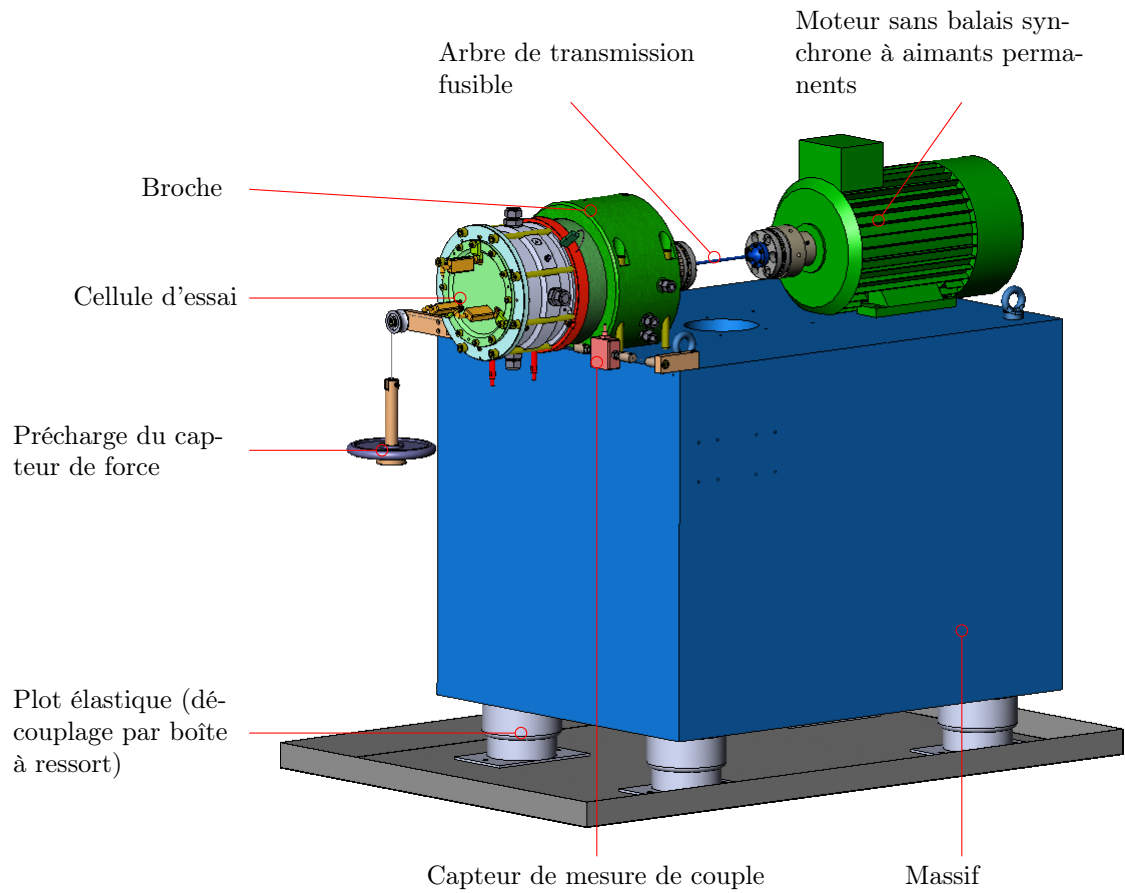


FIGURE 3.1.2 – Vue d'ensemble du banc d'essai

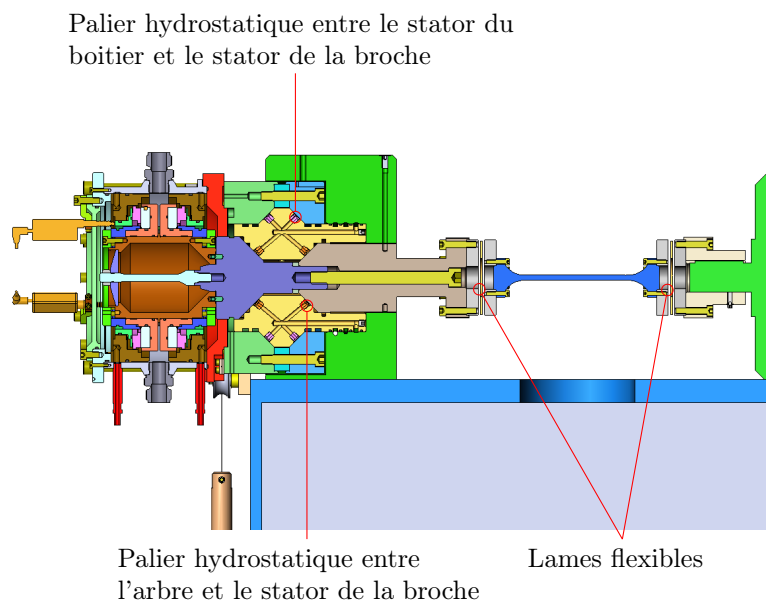


FIGURE 3.1.3 – Vue en coupe du banc d'essai

### 3.1.3 Centrale hydraulique

La centrale hydraulique alimente en eau la cellule d'essai. Le fluide circule dans une boucle fermée grâce à une pompe de débit qui peut atteindre un maximum de  $80l/min$ . Le débit de circulation est supposé suffisant pour évacuer la puissance thermique dissipée par les garnitures mécaniques. Le fluide est maintenu sous une pression de  $50bar$  maximum par une pompe de pressurisation. Il est également maintenu en température par un chauffage en ligne jusqu'à une température de  $140^{\circ}C$ . Un bac d'une contenance de  $30l$  permet de compenser la perte de fluide occasionnée par la fuite des garnitures.

### 3.1.4 Cellule d'essai expérimentale

La cellule d'essai contient deux garnitures mécaniques montées en opposition (fig. 3.1.4). Elles assurent l'étanchéité du boîtier d'essai et permettent de compenser l'effort axial engendré par la pression du fluide. Le fluide entre dans la cellule par le bas et ressort par le haut, ce qui garantit une immersion complète des garnitures mécaniques. Le côté haute pression est situé aux rayons extérieurs des deux garnitures mécaniques. Le côté basse pression est situé aux rayons intérieurs. La haute pression est définie par la pression d'alimentation du fluide imposée par la centrale hydraulique tandis que la basse pression est égale à la pression atmosphérique. Il y a donc un différentiel de pression entre les rayons extérieurs et intérieurs. Les fuites des deux garnitures sont canalisées par les deux tuyaux d'évacuation et mélangées pour la pesée. Il est donc supposé que les deux garnitures fonctionnent avec la même fuite. Une convention est adoptée pour différencier les deux garnitures mécaniques. La garniture placée du côté moteur est désignée par « garniture mécanique côté palier » (GMCP) et la garniture située du côté externe est désignée par « garniture mécanique côté capteurs » (GMCC).

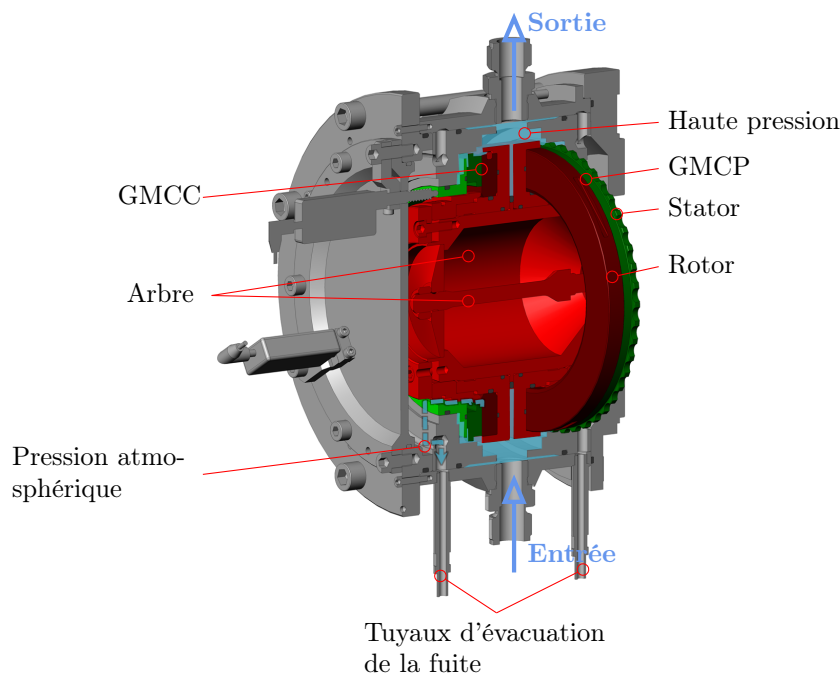


FIGURE 3.1.4 – Vue en coupe de la cellule d'essai

### 3.1.5 Garnitures mécaniques étudiées

Les garnitures mécaniques utilisées dans cette étude sont constituées d'un grain fixe en carbone appelé stator et d'un grain mobile en carbure de silicium appelé rotor. Ce couple de matériaux est usuellement utilisé pour les garnitures mécaniques car il garantit un faible frottement et une faible usure en cas de contact [ART12]. Les garnitures mécaniques présentées ici sont utilisées habituellement pour des applications avec des gaz. Leur géométrie est différente des garnitures mécaniques assurant l'étanchéité de liquides (fig. 3.1.5a). L'épaisseur des grains est plus faible que la largeur de la zone de contact, ce qui procure une certaine élasticité mécanique aux anneaux. Les spirales disposées en surface garantissent un effet de pompage du fluide vers l'interface favorisant l'apparition à basse vitesse d'une portance hydrodynamique. Leur fonctionnement se fait donc sans contact.

Dans cette étude, les garnitures mécaniques sont testées en environnement liquide et sont comparées à des garnitures avec des faces lisses afin d'évaluer leur comportement et leurs performances.

#### Caractéristiques géométriques et définition des spirales

Différentes configurations de garnitures mécaniques ont été testées au cours de cette étude : il s'agit de trois configurations de garnitures à surface rainurée en spirale et d'une configuration de garnitures à surface lisse. Les garnitures mécaniques à surface rainurée en spirale possèdent toutes un même nombre de spirales égal à douze et noté  $N12$  et différentes profondeurs de rainures valant cinq, dix et vingt microns et notées  $h_r,5$ ,  $h_r,10$ ,  $h_r,20$ . Les faces lisses sont notées  $FL$  dans la suite de ce rapport. Les figures 3.1.5a et 3.1.5b présentent la définition géométrique des rainures spirales.

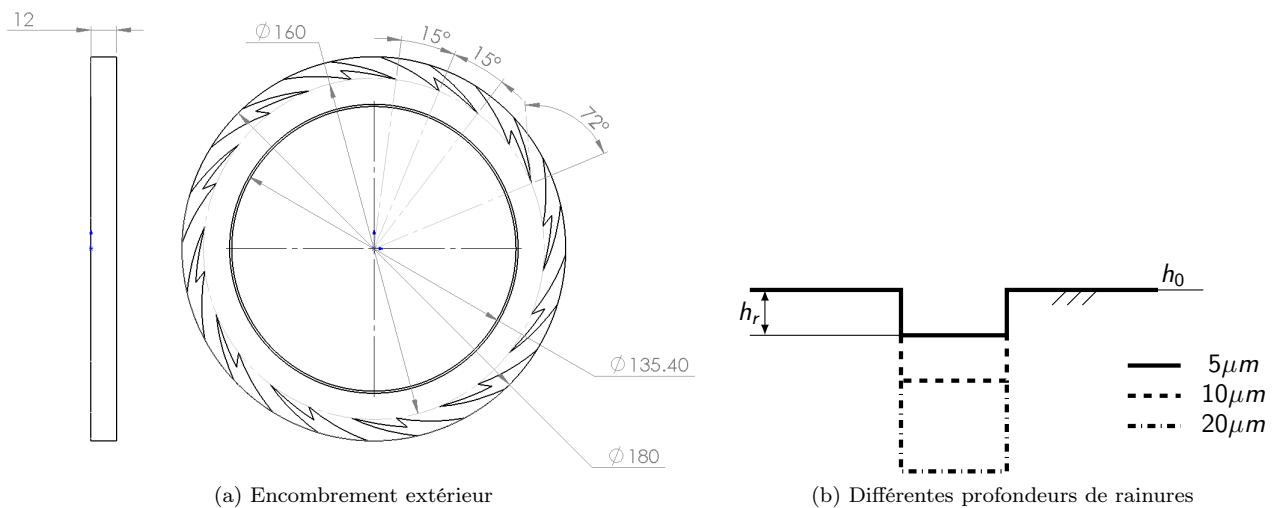


FIGURE 3.1.5 – Définition des garnitures mécaniques - rainure spirale

#### État de surface : caractérisation

Seuls les états de surface des anneaux en carbone ont été mesurés, car ce sont les surfaces qui sont le plus susceptibles de s'user au cours des différentes campagnes d'essais étant donnée leur faible résistance mécanique par rapport au carbure de silicium.

Les mesures d'état de surface ont été réalisées à l'aide d'un microscope à interférométrie optique. La résolution verticale de mesure est inférieure au nanomètre et la résolution latérale est inférieure au micromètre, ce qui est suffisant pour les surfaces à traiter.

La largeur totale théorique de la surface de contact mesure  $20\text{mm}$ . Afin d'avoir un échantillon représentatif de la rugosité de cette surface, quatre mesures de quatre images sont effectuées, en respectant un certain recouvrement (fig. 3.1.6). Une image prise avec l'objectif  $\times 50$  mesure  $363\mu\text{m}$  de côté. La taille totale d'un groupe de quatre images est de  $0,643\text{mm}$  de côté. Ces mesures sont ensuite post-traitées à l'aide du logiciel Mountains.

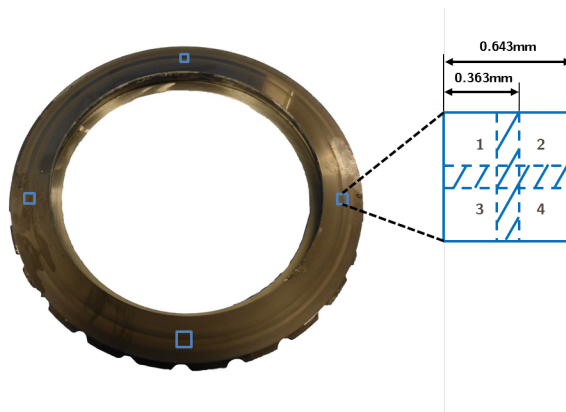


FIGURE 3.1.6 – Recouvrement des mesures par interférométrie optique

Les zones intérieures délimitées par les pointillés représentent les surfaces de recouvrement nécessaires au recollement des images. Avant d'extraire des informations sur les surfaces, plusieurs étapes sont nécessaires pour avoir la même base de comparaison. Tout d'abord, un recollement des images est obtenu pour travailler sur la surface complète formée par les quatre images. Puis un redressement est réalisé pour corriger le défaut d'inclinaison de la mesure car les paramètres standards de rugosité qui seront exploités n'ont de sens que sur une surface remise à plat<sup>1</sup>. Le redressement soustrait le plan des moindres carrés entre l'axe normal de la surface mesurée et l'axe optique pour éliminer un défaut d'alignement. Ensuite, un seuillage est effectué (fig. 3.1.7) afin de supprimer les artéfacts de mesure, comme les pics et les creux trop importants qui peuvent être dus à des poussières. Ces pics et ces creux peuvent fausser les résultats en masquant le relief. 0,5% du spectre est supprimé de part et d'autre afin d'adapter l'échelle de couleur aux hauteurs de la surface. Cette méthode est appliquée pour chaque groupe de quatre images.

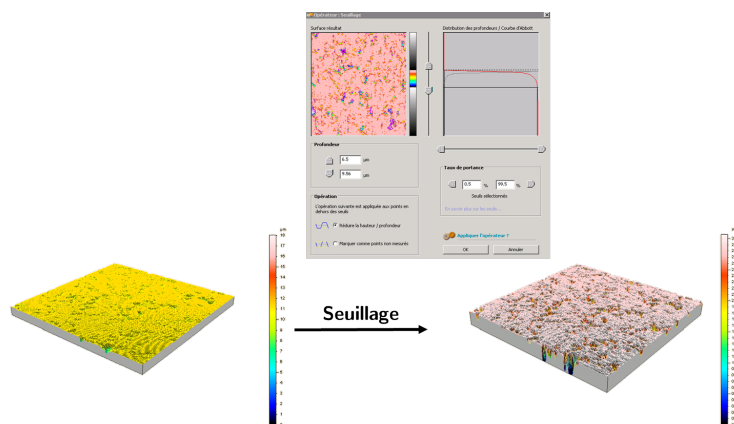


FIGURE 3.1.7 – Exemple d'un seuillage appliqué à une surface redressée

1. d'après la norme ISO 3274

Une fois la préparation des surfaces terminée, la moyenne quadratique des hauteurs des rugosités notée  $S_q$  est extraite (tab. 3.1). Elle représente l'écart type de la distribution des hauteurs. La moyenne de ce paramètre sur les quatre surfaces est retenue. Les surfaces GMCP et GMCC sont différenciées. Les résultats sont présentés avant et après fonctionnement (voir section 3.3.1 pour plus d'informations sur l'ordre d'utilisation des garnitures mécaniques).

	Avant fonctionnement	Après fonctionnement
GMCP	0,47 $\mu m$	0,27 $\mu m$
GMCC	0,42 $\mu m$	0,24 $\mu m$

TABLE 3.1 – Moyennes quadratiques  $S_q$  des rugosités avant et après fonctionnement

L'état de surface des faces en carbone a été modifié après avoir subit l'ensemble des tests avec les différents rotors, puisque la hauteur de rugosité est passée de 0,44 $\mu m$  à 0,25 $\mu m$ . Le frottement inter-disque a diminué les amplitudes des pics ce qui réduit la valeur de l'écart-type des hauteurs de rugosité.

### 3.1.6 Dispositif de contrôle

Les mesures sont effectuées par divers capteurs sur la cellule d'essai, et les manipulations expérimentales sont pilotées via un ordinateur de contrôle situé dans une pièce séparée. La sécurité de l'utilisateur est ainsi préservée en cas de problème sur le banc d'essai. Le PC de contrôle reçoit les informations des capteurs de mesure via une carte d'acquisition « National Instruments ». Les mesures y sont traitées et enregistrées en fichiers ASCII, au moyen d'une interface Labview, pour pouvoir les post-traiter et les analyser.

### 3.1.7 Mesures expérimentales

Les mesures expérimentales se découpent en deux catégories, celles associées aux consignes d'essai et imposées par l'utilisateur, et celles associées au comportement des garnitures mécaniques.

#### Mesures associées aux consignes d'essai

Le débit de circulation, la pression d'alimentation, la température du fluide ainsi que la vitesse de rotation de la broche sont des consignes d'essai imposées par l'utilisateur. Le débit de circulation du fluide est imposé à 30l/min et n'est pas modifié tout au long des campagnes d'essai. En revanche, différentes valeurs de la pression, de la température du fluide ainsi que de la vitesse de rotation sont testées (voir section 3.3.2).

La pression du fluide dans la cellule est mesurée par un capteur de pression. Cette valeur constitue la pression de référence  $p_0$ . La température d'alimentation du fluide est mesurée par un thermocouple et donne la température de référence  $T_0$ .

#### Mesures associées au comportement des garnitures mécaniques

Plusieurs grandeurs sont mesurées afin de caractériser le comportement des garnitures mécaniques avec différents capteurs de mesure et sont visibles sur la figure 3.1.8.

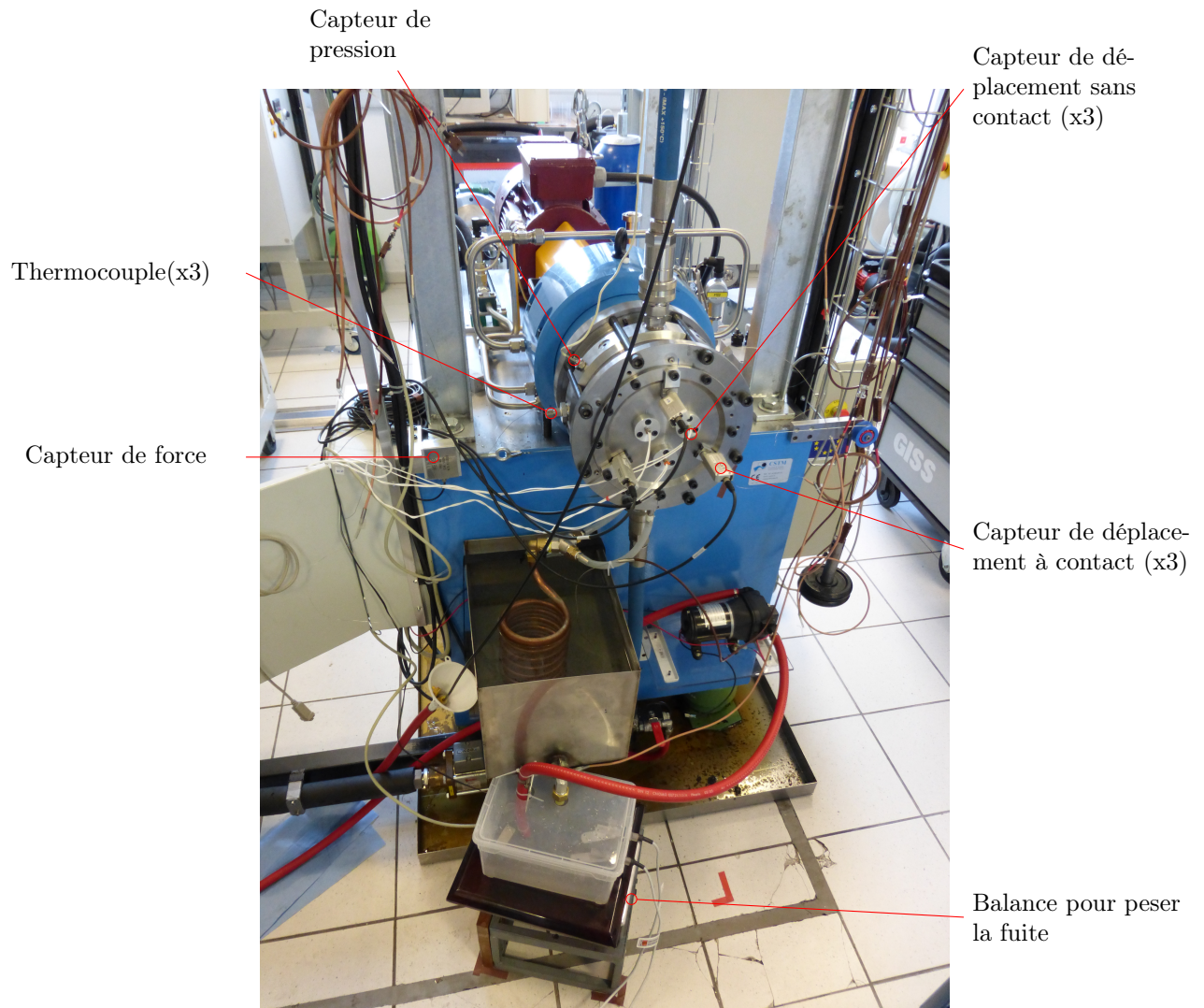


FIGURE 3.1.8 – Capteurs de mesure sur la cellule d’essai

## — Températures

Les températures (fig. 3.1.9) de la face en carbone sont mesurées aux rayons extérieur et intérieur par des thermocouples collés dans le stator. Seule la GMCC est instrumentée.

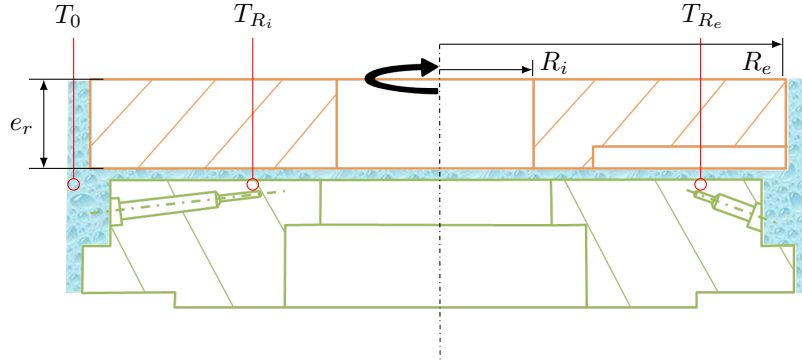


FIGURE 3.1.9 – Positionnement des thermocouples dans la face en carbone

## — Couple de frottement

Le couple de frottement total est mesuré par une cellule de force reliée à la cellule d'essai via un câble préchargé. Ce couple de frottement total  $C_t$  s'exprime par la relation 3.1.

$$C_t = 2C_f + C_b + C_s \quad (3.1)$$

Il comprend les couples  $C_f$  des deux garnitures mécaniques (pour rappel il y a deux garnitures montées en opposition dans la cellule d'essai), le couple de barbotage  $C_b$  induit par le mouvement relatif de la partie rotative immergée dans un fluide par rapport au stator, et le couple statique  $C_s$  induit par la pression dans les tuyaux d'alimentation et la précharge. Dans cette étude, le couple de frottement est considéré identique dans chacune des garnitures mécaniques (GMCC et GMCP). Par conséquent il vient la formule 3.2.

$$C_f = \frac{C_t - C_b - C_s}{2} \quad (3.2)$$

Le détail du calcul du couple de barbotage est fourni dans l'annexe C.

## — Débit de fuite

La fuite des deux garnitures tombe dans un bac en plastique disposé sur une balance de précision. Le fluide est donc pesé ce qui permet d'estimer le débit massique de fuite.

## — Déplacements

Les capteurs de déplacements à contact et à courant de Foucault sont utilisés pour déterminer les déplacements axiaux du stator et du rotor, afin d'estimer l'épaisseur de film moyenne. Les déplacements mesurés incluent les déplacements dus aux déformations thermiques et mécaniques des pièces, mais aussi l'épaisseur de film. La difficulté réside dans l'interprétation de ces mesures et dans la distinction des différents effets notamment parce que les déformations ont parfois un ordre de grandeur supérieur à l'épaisseur du film. Pour toutes ces raisons, les mesures de déplacement ne seront pas considérées dans la suite de l'étude.



### 3.1.8 Vérification de l'étalonnage des capteurs

Les réponses des capteurs de mesure décrits dans la section précédente ont été vérifiées par comparaison avec des capteurs de référence. Les éléments utilisés pour la vérification de l'étalonnage des différents capteurs sont détaillés dans le tableau 3.2.

Capteur	Référence	Précision	Étendue
pression	XPMC10	0, 1bar	50bar
force	FN3148	$\leq 0,05\%$ de l'étendue de mesure	500N
thermocouples	Type T chemisé	$\pm 0,5^{\circ}C$	350°C
balance	BJ6100d	0, 1g	6100g

Capteur	Élément de comparaison
pression	capteur de pression de référence dans une enceinte pressurisée
force	suspension au capteur de différentes masses connues
thermocouples	thermocouple de référence plongé dans un bac avec de l'eau à température homogène et constante
	statique : poids étalons de masses connues
balance	dynamique : chronométrage du temps de remplissage d'un bac par un volume connu

TABLE 3.2 – Outils de vérification des différents capteurs

## 3.2 Modifications du banc d'essai

Pour pouvoir mesurer la fuite de fluide en régime d'écoulement diphasique, il est nécessaire de condenser la vapeur d'eau qui s'échappe de la garniture mécanique. De plus, les températures élevées présentent un certain danger pour l'utilisateur. Il est donc important que la vidange du bac de récupération de fuite se fasse automatiquement sans intervention de l'utilisateur. C'est pourquoi le banc d'essai a été modifié pour mettre en place un système automatique de récupération/pesée/vidange de la fuite.

Lorsqu'il se produit du changement de phase partiel en sortie de joint, la température du fluide à pression atmosphérique est de  $99,63^{\circ}C$  [GSS90]. Cette fuite est canalisée par deux tuyaux en plastique transparent (voir section 3.1.4) et acheminée dans un condenseur composé d'un serpentin en cuivre immergé dans de l'eau liquide (fig. 3.2.1). En refroidissant dans le serpentin la vapeur d'eau va se condenser puis est dirigée vers le bac permettant de récupérer la fuite afin de la peser. Ce dernier est en polypropylène car sa température maximale d'utilisation en continu est de l'ordre de  $100^{\circ}C - 115^{\circ}C$  [CES10]. Comme la température dans le bac de fuite peut être assez élevée, sa vidange a été automatisée grâce à une pompe auto-amorçante. Cette pompe est pilotée par un relai via deux flotteurs de niveau, un pour le niveau bas et un pour le niveau haut. La pompe peut supporter de l'eau jusqu'à  $95^{\circ}C$ . Il est important de noter que le tuyau de vidange plonge dans le bac de récupération de la fuite et peut exercer une poussée sur la balance qui est fonction du taux de remplissage du bac. Cette poussée est supposée faible et sera donc négligée dans cette étude.

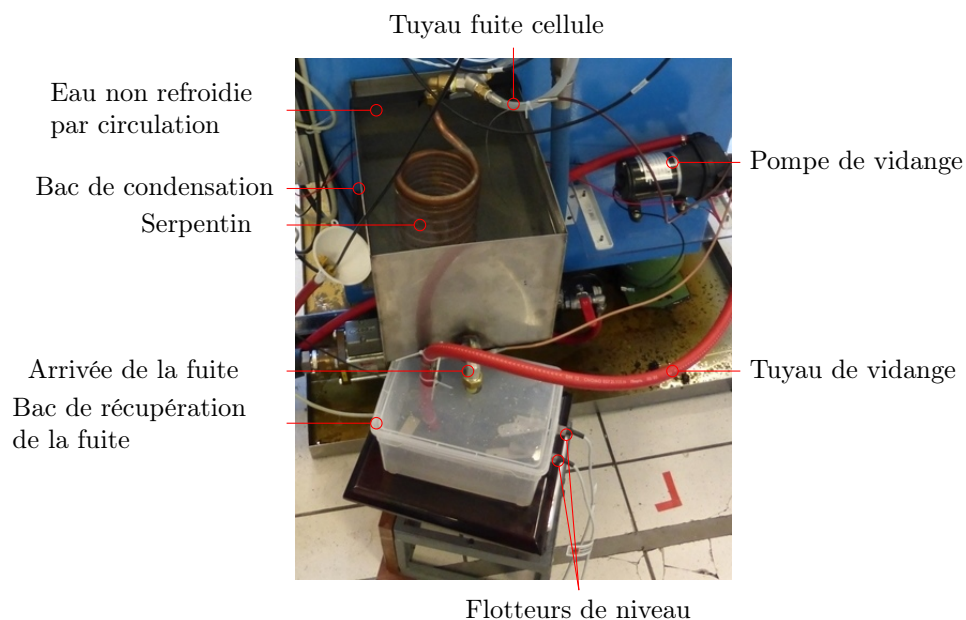


FIGURE 3.2.1 – Ensemble condenseur, récupération et vidange de la fuite

### 3.3 Méthode expérimentale et description des essais réalisés

#### 3.3.1 Procédure expérimentale

Les garnitures mécaniques sont montées dans le boîtier d'essai expérimental en acier inoxydable. Certaines pièces de la cellule d'essai comme l'arbre et le rotor présentent des jeux avec de faibles tolérances (ajustements centrés). Ces faibles ajustements agrémentés d'un serrage au couple par vis permettent d'entraîner des pièces en rotation par frottement. Pour éviter toute détérioration par adhérence entre les différentes surfaces en inox, des graisses de montage au disulfure de molybdène  $MoS_2$  (en graisse et en poudre) ont été utilisées.

Une fois le boîtier d'essai en place sur le banc d'essai, il a été nettoyé en faisant circuler de l'eau à  $80^\circ C$  sous pression à débit constant pendant au moins quatre heures, entrecoupées de vidanges complètes de la cellule d'essai. En effet, du surplus de graisse accumulé lors du montage pourrait se mélanger au fluide d'essai, et pourrait modifier sa viscosité. C'est pourquoi cette procédure de nettoyage a été mise en place.

Les garnitures mécaniques ont été testées dans l'ordre suivant :  $N12; h_r,10/N12; h_r,20/N12; h_r,5/FL$ . Ce choix a été défini pour limiter l'usure du grain en carbone et faciliter la comparaison des résultats obtenus avec les différentes garnitures mécaniques. La garniture qui présente la plus faible profondeur de rainure ainsi que la garniture à surface lisse ont été testées en dernier. Le risque de contact entre les faces est augmenté quand la profondeur de rainure diminue.

Du fait du très bon état de surface des grains et des glaces, de l'adhésion [?] due aux forces de van der Waals est apparue. Les surfaces adhèrent et ne peuvent être séparées grâce au différentiel de pression car le fluide ne peut s'introduire en tout point de l'interface, malgré la présence des spirales. Si le fluide est mis sous pression avant que le système ne soit mis en rotation, le moteur ne peut pas fournir suffisamment de couple pour entraîner en rotation le rotor et vaincre l'adhérence des surfaces. Il est donc impératif de démarrer le moteur avant que le fluide ne soit sous pression. Pour effectuer un essai, le débit de circulation est fixé à  $30l/min$ . La régulation en température du fluide est ensuite activée. Lorsque cette dernière est stabilisée, le

système est mis en rotation puis la pression du fluide est fixée à la valeur retenue pour le test. Lorsque tous ces paramètres ainsi que le couple et les déplacements sont stabilisés, une acquisition de quarante secondes est réalisée. Les essais pour chaque garniture ont été répétés au minimum trois fois.

### 3.3.2 Points de fonctionnement explorés

Les points de fonctionnement testés sont répertoriés dans le tableau 3.3. Les valeurs de température du fluide testées s'étalent de 40°C à 95°C, de 10bar à 50bar pour la pression du fluide et de 2000tr/min à 6000tr/min pour la vitesse de rotation. Pour les températures de 60°C et 80°C, toutes les vitesses n'ont pas été testées afin de limiter le temps d'essai. Les faces lisses n'ont été testées qu'à 10bar parce qu'au delà de cette pression, le couple de frottement dépassait les capacités du moteur.

Faces à rainures spiralées		
Température [°C]	Vitesse [tr/min]	Pression [bar]
40	2000	10
60	3000	25
80	4000	35
90	5000	50
95	6000	
Faces lisses		
Température [°C]	Vitesse [tr/min]	Pression [bar]
40	2000	10
60	3000	
80	4000	
90	5000	
95	6000	

TABLE 3.3 – Points de fonctionnement testés

Cette gamme de température, de vitesse et de pression a été choisie pour explorer l'ensemble des régimes de fonctionnement des garnitures, dans la limite des possibilités offertes par le banc d'essai. De plus, les essais ont été réalisés pour des garnitures mécaniques à différentes profondeurs de rainures. Chaque garniture mécanique à spirales a été testée dans quatre-vingt-quatre conditions d'essais, et la garniture mécanique à face lisse dans vingt-cinq conditions, ce qui en tout constitue  $84 \times 3 + 25 = 277$  essais.

### 3.4 Résultats expérimentaux - Effet de la température - N12; $h_r$ 10

Plusieurs configurations de garnitures mécaniques ont été testées. Dans cette section, seuls les résultats de la garniture mécanique N12;  $h_r$ 10 sont présentés. Les valeurs correspondent à une seule garniture mécanique (car elles sont montées par paire dans la cellule d'essai). Ces résultats sont présentés avec des barres d'erreur, qui représentent les valeurs minimum et maximum sur plusieurs campagnes d'essais. Une moyenne notée  $\bar{X}_i$  (éq. 3.3) est effectuée pour chaque essai et chaque grandeur suivant le nombre de points d'acquisition obtenus pendant les quarante secondes d'essai, où  $X$  représente la grandeur mesurée et  $i$  le numéro de campagne.

$$\bar{X}_i = \sum_{t=1}^n \frac{X_{i,t}}{n} \quad (3.3)$$

$t$  représente un indice temporel et  $n$  le nombre de points acquis pour un essai. Ensuite, la moyenne  $\bar{x}$  par grandeur est effectuée (éq. 3.4).

$$\bar{x} = \sum_{i=1}^m \frac{\bar{X}_i}{m} \quad (3.4)$$

$m$  définit le nombre total de campagnes effectuées pour la garniture testée. Les écarts minimum et maximum sont données par les relations 3.5 et 3.6 .

$$e_{min} = |\min(\bar{X}_i) - \bar{x}| \quad (3.5)$$

$$e_{max} = \max(\bar{X}_i) - \bar{x} \quad (3.6)$$

Les résultats obtenus avec les autres configurations géométriques soit  $N12; h_r,5$  et  $N12; h_r,20$  ne sont pas présentés individuellement dans ce mémoire.

### 3.4.1 Couple de frottement

La figure 3.4.1 présente l'effet de la température d'alimentation  $T_0$  sur le couple de frottement mesuré pour une garniture pour différentes valeurs de vitesse de rotation et de pression du fluide.

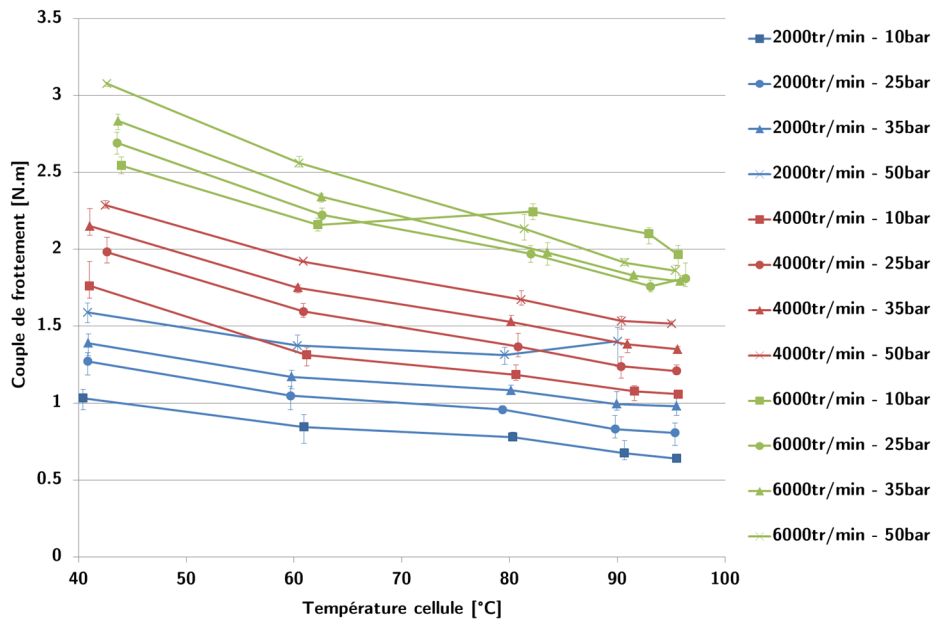


FIGURE 3.4.1 – Couple de frottement en fonction de la température d'alimentation -  $N12; h_r,10$

Lorsque la température d'alimentation augmente, le couple de frottement diminue. Cette évolution est plutôt logique en raison de la diminution de la viscosité du fluide avec la température. En revanche, le couple de frottement a tendance, de manière générale, à augmenter quand la vitesse de rotation et la pression d'alimentation augmentent. Des changements de comportement sont notables pour cette garniture mécanique, notamment à forte vitesse ( $6000tr/min$ ), basse pression ( $10bar$ ) et à partir de  $80^\circ C$  jusqu'à  $95^\circ C$ . La remontée soudaine du couple de frottement à  $80^\circ C$  peut s'expliquer par le passage d'un écoulement laminaire à un

écoulement turbulent. En revanche, la chute se produisant à partir de  $90^{\circ}\text{C}$  et au delà peut être due à un passage d'un écoulement purement liquide (monophasique) à un écoulement constitué d'un mélange de liquide et de gaz (diphasique, eau plus vapeur d'eau). Un changement apparaît également à faible vitesse ( $2000\text{tr}/\text{min}$ ) et à forte charge ( $50\text{bar}$ ) à partir de  $90^{\circ}\text{C}$ . Ce changement peut traduire le passage d'un régime purement hydrodynamique où la garniture mécanique fonctionne sans contact à un régime mixte où le contact inter-aspérité est présent. De plus, le point à  $95^{\circ}\text{C}$  n'a pas pu être testé car le contact entre les faces de frottement a bloqué la rotation de l'arbre moteur. Pour terminer, il est intéressant de noter que les barres d'erreur sur le couple de frottement sont relativement faibles, indiquant une bonne répétabilité des mesures. Les changements de régime seront analysés plus en détail dans la suite de ce document.

### 3.4.2 Débit de fuite

La figure 3.4.2 présente le débit de fuite en fonction de la température d'alimentation  $T_0$  pour différentes valeurs de vitesse de rotation et de pression du fluide.

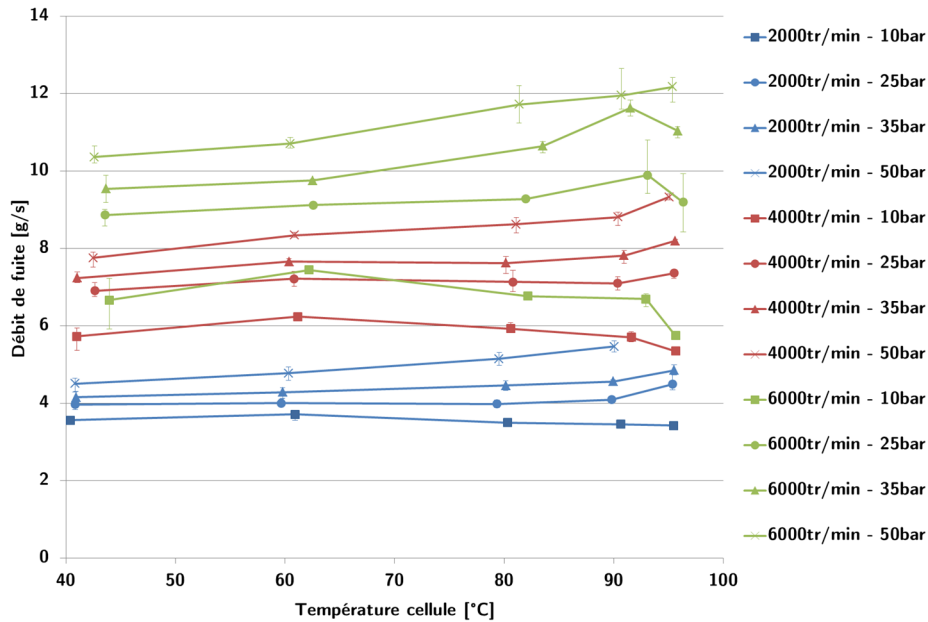


FIGURE 3.4.2 – Débit de fuite en fonction de la température d'alimentation -  $N12; h_r10$

Quand la température d'alimentation augmente, la viscosité diminue et le débit de fuite augmente, car l'écoulement du fluide est facilité. Si la vitesse de rotation augmente, l'effet de pompage dû aux spirales est accentué significativement ce qui se traduit par un accroissement du débit de fuite. Augmenter la pression d'alimentation augmente le débit de fuite puisque ce dernier est directement corrélé au différentiel de pression dans l'interface. Des changements de comportement sont aussi identifiables à partir de  $90^{\circ}\text{C}$ . Les mesures sont également répétables car les barres d'erreur sont faibles.

### 3.4.3 Températures du stator

La figure 3.4.3 présente la différence de température  $T_{R_i} - T_0$  en fonction de la température d'alimentation  $T_0$  pour différentes valeurs de vitesse de rotation et de pression du fluide.

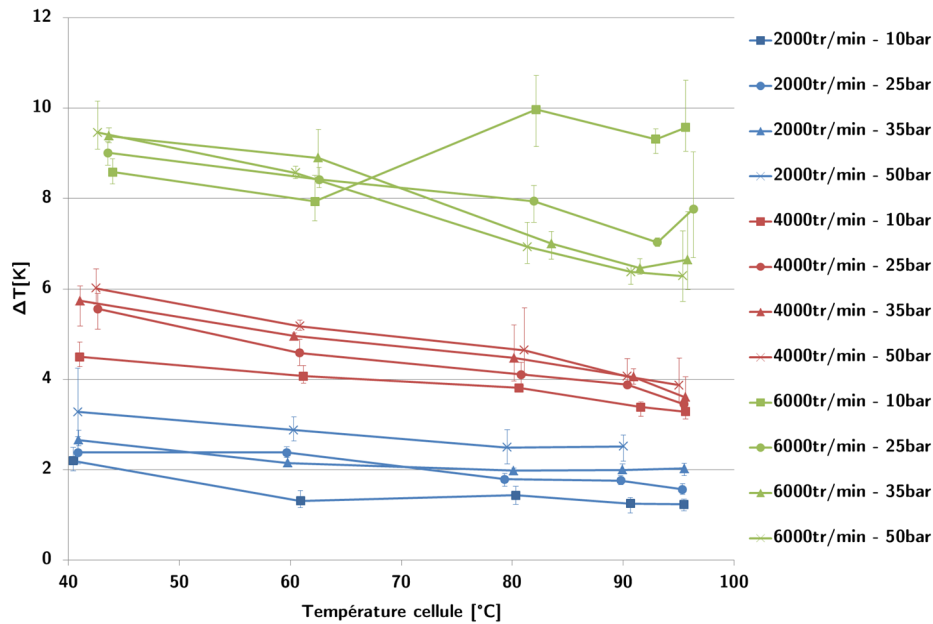


FIGURE 3.4.3 – Différence de température  $T_{R_i} - T_0$  en fonction de la température d'alimentation  $T_0$  -  $N12; h_r10$

Lorsque la température d'alimentation augmente de  $40^\circ\text{C}$  à  $95^\circ\text{C}$ , la différence de température  $T_{R_i} - T_0$  diminue car le refroidissement convectif est plus efficace à faible viscosité et que la dissipation par frottement est plus faible. La forme générale des courbes est semblable à celles présentant le couple de frottement en fonction de  $T_0$ , ce qui est prévisible car frottement et élévation de température sont liés. Pour les points d'essai à  $6000\text{tr}/\text{min}$ ,  $10\text{bar}$  et à partir de  $80^\circ\text{C}$  jusqu'à  $95^\circ\text{C}$  le même changement de comportement que celui observé sur le couple de frottement est identifiable. Les barres d'erreur sont plus importantes pour la température que pour le couple de frottement et le débit de fuite car sa stabilisation en fonctionnement n'est pas aisée. Malgré la présence d'un régulateur de type PID pour réguler la température d'alimentation du fluide, la température en entrée de joint peut varier de  $\pm 2,5^\circ\text{C}$  au cours de l'enregistrement ce qui explique les barres d'erreur importantes.

### 3.5 Comportement et performance

#### 3.5.1 Analyse du régime de l'écoulement

Les résultats précédents sont analysés et discutés car des changements de régime assez marqués ont été identifiés. Le régime d'écoulement est étudié pour mettre en évidence la transition laminaire-turbulent. Puis la transition monophasique-diphase sera discutée.

##### Transition laminaire-turbulent

Selon Lin et Yao la transition laminaire-turbulent dans une garniture mécanique peut apparaître à partir d'un nombre de Reynolds  $Re \geq 1000$  [LY96]. La transition d'un écoulement laminaire vers un écoulement turbulent est identifiable par un accroissement de la dissipation lorsque le nombre de Reynolds de l'écoulement dépasse un certain seuil. Il a été choisi d'utiliser un accroissement de température adimensionné et un nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de film pour cette analyse. Ces deux grandeurs sont définies respectivement

par les formules 3.7 et 3.8. Le taux d'accroissement de température est le rapport entre l'accroissement de température et la dissipation visqueuse.  $k_s$  est la conductivité thermique du stator en carbone.

$$\bar{T} = \frac{\Delta T k_s}{\mu \omega^2 S_c} \quad (3.7)$$

$$Re = \frac{\rho \omega R_e h}{\mu} \quad (3.8)$$

L'épaisseur de film  $h$  n'étant pas connue, est estimée à partir de la formule de l'épaisseur de film théorique entre deux surfaces parallèles, en utilisant le débit mesuré (éq. 3.30). Il est donc fait l'hypothèse que cette formulation de l'épaisseur de film est valable dans le cas des garnitures texturées en spirale. Elle s'exprime par la relation 3.9.

$$h = \left[ \frac{6 \dot{m} \mu (R_e - R_i)}{\rho \pi R_{moy} \Delta p} \right]^{\frac{1}{3}} \quad (3.9)$$

La figure 3.5.1 présente l'évolution du taux d'accroissement de température dans l'interface en fonction du nombre de Reynolds lorsque la vitesse de rotation augmente.

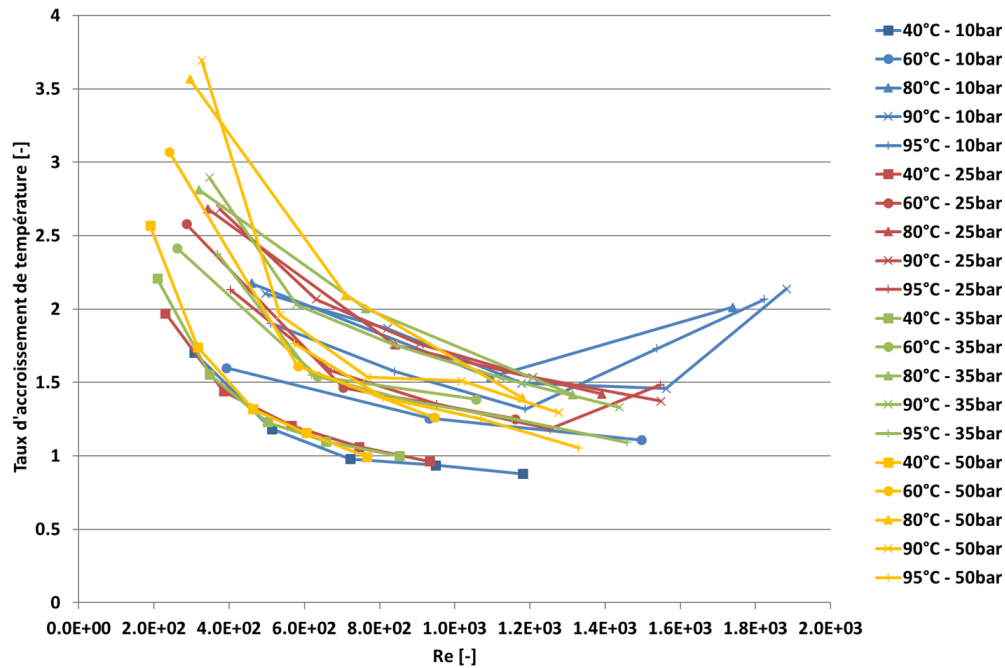


FIGURE 3.5.1 – Taux d'accroissement de température en fonction du nombre de Reynolds - N12;  $h_r$ 10

Pour les plus faibles valeurs du nombre de Reynolds, le taux d'accroissement de température diminue lorsque le nombre de Reynolds augmente. A partir d'une certaine valeur du nombre de Reynolds environ égal à 1500, la pente des courbes s'inverse. Lorsque l'écoulement devient turbulent, la viscosité apparente du fluide augmente. Par conséquent, la dissipation visqueuse au dénominateur de l'équation 3.7 est sous-estimée. Ce qui se traduit par une augmentation du taux d'accroissement de température  $\bar{T}$ . Les cas qui se démarquent vraiment et qui semblent être en écoulement non-laminaire sont ceux réalisés à 6000tr/min, 10bar et de

80°C à 95°C. De plus, pour ces cas les épaisseurs de film moyennes sont assez importantes, de l'ordre de dix microns, ce qui a tendance à favoriser l'apparition de la turbulence. Ils correspondent aux cas, identifiés sur les figures 3.4.1 et 3.4.3, qui présentent des changements de comportement marqués.

Sur la figure 3.5.2, le passage du régime laminaire pur au régime transitoire (courbe bleue,  $Re \approx 1250$ ) se traduit par une augmentation de pente sur le couple de frottement pour le cas à 95°C. En revanche, ceci n'est pas observé pour le cas à 40°C. Il n'y a donc aucun changement de régime d'écoulement pour ce cas qui sera considéré laminaire.

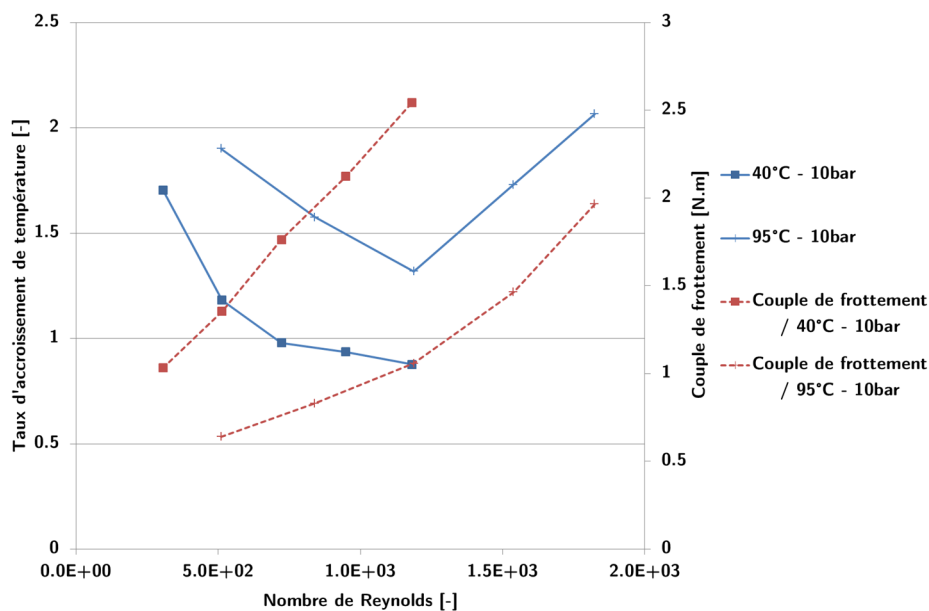


FIGURE 3.5.2 – Taux d'accroissement de température et couple de frottement en fonction du nombre de Reynolds pour un cas laminaire et un cas turbulent -  $N12; h_r10$

### Transition monophasique-diphasique

Pour estimer l'apparition de changement de phase du fluide à étancher dans l'interface, la puissance thermique perdue dans les solides et la fuite est exprimée en fonction de la puissance mécanique (cisaillement du fluide). La figure 3.5.3 permet d'identifier les différentes puissances présentes dans une garniture mécanique d'étanchéité.



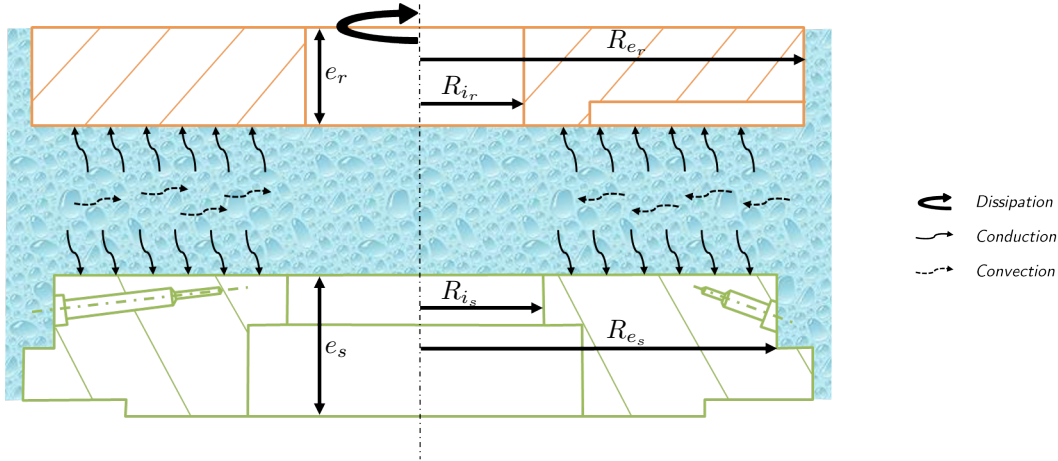


FIGURE 3.5.3 – Puissances mécanique et thermique présentes au sein d'une garniture mécanique d'étanchéité

Le rotor est symbolisé en orange et le stator en vert par des vues en coupe simplifiées. Les passages des thermocouples aux rayons intérieur et extérieur dans le stator sont également visibles. Il est fait l'hypothèse que la puissance mécanique due au frottement visqueux est égale à la puissance transférée par conduction dans les solides et par convection dans la fuite ce qui conduit à la relation approchée 3.10. Ici, il est supposé que la capacité calorifique de l'eau n'évolue pas en fonction de la température ( $C_p = 4180 J.kg^{-1}.K^{-1}$ ).

$$C_f \omega \approx E \Delta T + \dot{m} C_p \Delta T \quad (3.10)$$

La puissance thermique évacuée dans les solides  $P_{\acute{e}vac} = E \Delta T$  dépend d'un coefficient d'efficacité thermique  $E$  déterminé à l'aide d'une approche analytique. Il s'exprime par la relation 3.11.

$$E = E_s + E_r \quad (3.11)$$

Le terme de convection s'exprime par la relation :

$$P_{conv} = \dot{m} C_p \Delta T \quad (3.12)$$

Les coefficients d'efficacité thermique dans le stator et le rotor peuvent être approchés par une relation analytique en fonction du nombre de Biot [BT17] par les équations 3.13 et 3.14.

$$E_s = \left( \frac{1}{\frac{Bi_s}{3} + 1} \right) h_{c_s} e_s 2\pi R_{e_s} \quad (3.13)$$

$$E_r = \left( \frac{1}{\frac{Bi_r}{3} + 1} \right) h_{c_r} e_r 2\pi R_{e_r} \quad (3.14)$$

Les nombres de Biot s'expriment respectivement par les relations 3.15 et 3.16.

$$Bi_s = \frac{h_{c_s} (R_{e_s} - R_{i_s})}{k_s} \quad (3.15)$$

$$Bi_r = \frac{h_{c_r} (R_{e_r} - R_{i_r})}{k_r} \quad (3.16)$$

Les coefficients d'échange par convection sont donnés par les relations 3.17 et 3.18.

$$h_{c_s} = \frac{Nu_s \lambda}{2R_{e_s}} \quad (3.17)$$

$$h_{c_r} = \frac{Nu_r \lambda}{2R_{e_r}} \quad (3.18)$$

Les nombres de Nusselt pour le stator et le rotor sont approchés par la corrélation empirique de Becker [Bec63] ce qui donne les relations 3.19 et 3.20.

$$Nu_s = 0,133ReD_s^{\frac{2}{3}}Pr^{\frac{1}{3}} \quad (3.19)$$

$$Nu_r = 0,133ReD_r^{\frac{2}{3}}Pr^{\frac{1}{3}} \quad (3.20)$$

Les nombres de Reynolds particuliers sont donnés par les relations 3.21 à 3.22.

$$ReD_s = \frac{2\rho\omega R_{e_s}^2}{\mu} \quad (3.21)$$

$$ReD_r = \frac{2\rho\omega R_{e_r}^2}{\mu} \quad (3.22)$$

La figure 3.5.4 montre l'évolution de la puissance thermique évacuée dans le contact en fonction de la puissance mécanique générée par frottement visqueux. Il est important de préciser que ces paramètres sont estimés par une approche analytique, et que cette méthode est utilisée afin d'identifier les points de fonctionnement où du changement de phase se produit. La courbe d'équation  $P_{\text{évacuée}} = P_{\text{dissipée}}$  a été ajoutée. Cette courbe théorique n'est valable qu'en écoulement purement liquide et cela sera discuté plus bas. Chaque courbe représentée relie les points obtenus à une même température et à une même vitesse mais pour différentes valeurs de pression.

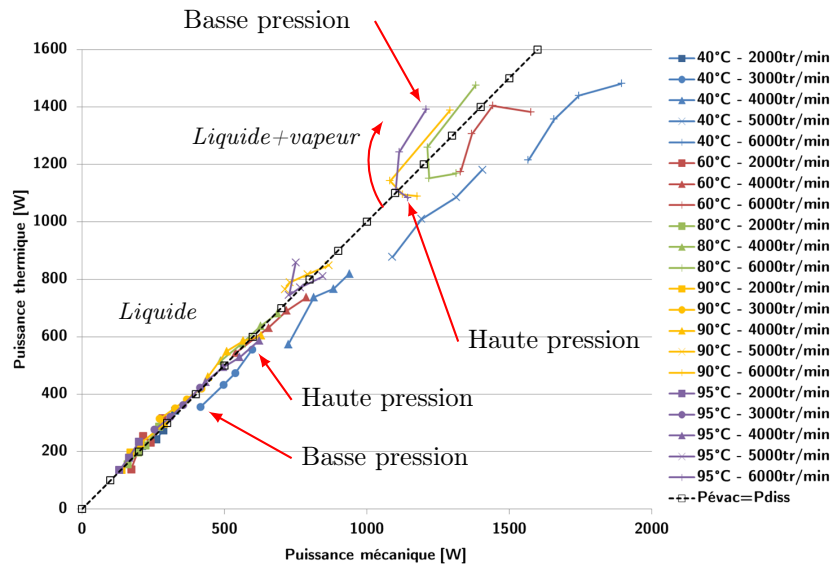


FIGURE 3.5.4 – Puissance thermique en fonction de la puissance mécanique - N12;  $h_r10$

Sur la figure 3.5.4 sont distingués les points à haute et basse pression pour un cas à 40°C (en bleu) et un cas à 95°C (en violet). Les différents points de fonctionnement testés à 40°C, 3000tr/min semblent s'aligner

et suivre la courbe théorique d'équation  $P_{\text{évacuée}} = P_{\text{dissipée}}$ . Pour ces cas, l'écoulement est purement liquide ce qui est prévisible compte tenu de la faible température d'alimentation du fluide. En écoulement liquide et pour une courbe formée par quatre points, la basse pression correspond au point situé où les puissances thermiques et mécaniques sont les plus faibles. *A contrario*, le point à haute pression est localisé là où ces deux puissances sont les plus élevées. Cette disposition est valable pour tous les cas présentant un écoulement monophasique liquide. Une grande majorité des points s'alignent avec la courbe  $P_{\text{évacuée}} = P_{\text{dissipée}}$  ce qui montre que la garniture, pour la plage de mesures testée, fonctionne essentiellement en écoulement liquide.

En revanche, certains points s'écartent fortement de cette tendance et la disposition des pressions semble s'inverser. C'est le cas pour les essais à  $5000\text{tr}/\text{min}$  et  $6000\text{tr}/\text{min}$ , de  $80^\circ\text{C}$  à  $95^\circ\text{C}$  pour les points de pression à  $10\text{bar}$  et  $25\text{bar}$ . Les courbes sont représentées en violet, jaune et vert par des « + ». L'équation 3.10 n'est plus vérifiée lorsque le fluide change d'état. En effet, la variation d'enthalpie a été estimée par le produit de la capacité thermique par le différentiel de température. D'une part, cette capacité thermique n'est plus constante en cas de changement de phase et d'autre part, il faut tenir compte de la chaleur latente de vaporisation. Ce terme est alors sous-estimé ce qui conduit à une déviation par rapport à la courbe théorique. À  $5000\text{tr}/\text{min}$ ,  $90^\circ\text{C}$  et  $95^\circ\text{C}$ ,  $10\text{bar}$  dont les courbes sont représentées en violet et jaune par des « x », les puissances thermiques semblent aussi augmenter à cause du changement de phase.

### 3.5.2 Résultats sans dimension

La prédiction de comportement, qu'il soit thermique, mécanique, élastique, chimique ou autre, fait partie des challenges actuels de l'industrie et de la recherche. L'adimensionnement est un outil efficace pour faciliter l'interprétation du comportement car il réduit le nombre de paramètres du problème. Dans un premier temps, le frottement de la garniture mécanique sera analysé. Le coefficient de couple ainsi qu'une forme de débit adimensionné seront ensuite étudiés.

#### Courbe de Stribeck

La courbe de Stribeck (fig. 3.5.5) représente le coefficient de frottement  $f$  de la garniture mécanique en fonction du paramètre de service  $G$ .

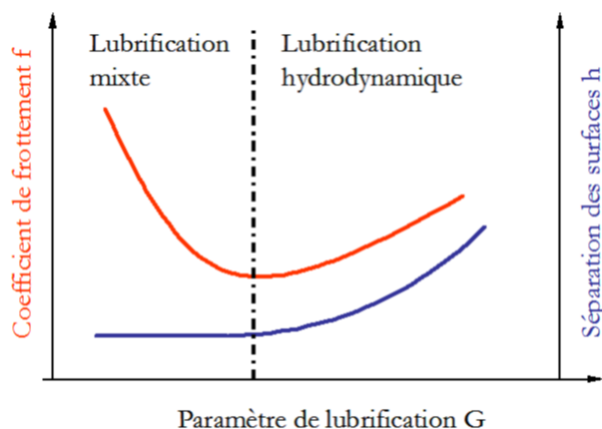


FIGURE 3.5.5 – Coefficient de frottement et épaisseur de film en fonction du paramètre de service [Bru10]

Cette courbe permet de déterminer le régime de lubrification d'une garniture mécanique qui peut être mixte ou hydrodynamique [BT16]. La lubrification mixte apparaît essentiellement lors des phases de démar-

rage et d'arrêt, lorsque les faces sont partiellement en contact par leurs aspérités. En fonctionnement normal, elle peut également se manifester. Les garnitures mécaniques à surfaces lisses fonctionnent principalement sous ce régime de lubrification. L'épaisseur de film est de l'ordre de deux à trois fois la moyenne quadratique des hauteurs des rugosités  $S_q$ . Quand le paramètre de service augmente, le coefficient de frottement diminue car la génération de pression hydrodynamique augmente, conduisant à une réduction du contact des aspérités. Le frottement atteint un minimum caractéristique de la transition vers le régime de lubrification hydrodynamique. A partir de ce seuil l'épaisseur de film est supérieure à  $3S_q$ , ce qui permet à la garniture mécanique de fonctionner sans contact. La zone de fonctionnement idéale se situe en régime hydrodynamique très proche de la transition, car l'épaisseur de film est suffisante pour éviter toute usure et maintenir un débit de fuite faible. Lorsque le paramètre de service  $G$  qui représente l'intensité des effets hydrodynamiques dans le film continue à augmenter, le film devient plus épais.

Le coefficient de frottement  $f$  et le paramètre de service  $G$  sont définis par les relations 3.23 et 3.24 :

$$f = \frac{C_f}{F_f R_{moy}} \quad (3.23)$$

$$G = \frac{\mu\omega R_{moy} (R_e - R_i)}{F_f} \quad (3.24)$$

Le paramètre de service permet de considérer l'effet de la température par la viscosité dynamique, de la vitesse de rotation et de la pression par la force de fermeture  $F_f$ . Cette force de fermeture s'exprime par la somme des forces hydraulique et de rappel des éléments élastiques (ressort, soufflet,...) qui constituent l'ensemble garniture mécanique (éq. 3.25).

$$F_f = F_h + F_{res} \quad (3.25)$$

Pour rappel, les forces hydraulique  $F_h$  et de rappel  $F_{res}$  sont données par les relations respectives 3.26 et 3.27.

$$F_h = \pi (R_e^2 - R_h^2) (p_e - p_i) \quad (3.26)$$

$$F_{res} = \sum K_r x_r \quad (3.27)$$

La courbe de Stribeck de la garniture mécanique  $N12; h_r10$  est présentée sur la figure 3.5.6. Chaque courbe correspond à des essais réalisés à une pression et une température du fluide particulières mais pour différentes vitesses de fonctionnement. Les points d'essais testés balayent une plage assez large du paramètre de service s'étendant de  $2,4 \times 10^{-9}$  à  $7,0 \times 10^{-8}$ .

Le modèle numérique SGS est utilisé pour résoudre l'équation de Reynolds en régime hydrodynamique laminaire ou turbulent, pour la même garniture mécanique fonctionnant avec de l'eau liquide à température constante et sans déformations thermomécaniques. Les points expérimentaux semblent suivre une même courbe. La courbe donnée par la solution numérique en régime laminaire semble prédire assez précisément le comportement hydrodynamique de la garniture mécanique, ce qui n'est pas le cas pour la courbe correspondant au régime turbulent.

Quand le paramètre de service augmente, le coefficient de frottement augmente également que ce soit pour la courbe théorique du régime laminaire ou pour la courbe théorique du régime turbulent. Il est intéressant de noter que les points de fonctionnement testés mettent en valeur la limite de la lubrification hydrodynamique à faible valeur de  $G$  pour lesquels les points expérimentaux s'écartent de la solution théorique. Ils correspondent

à de faibles vitesse de rotation et viscosité et forte charge. Les points à 90°C et 95°C, 50bar, ont un coefficient de frottement qui croît quand le paramètre de service diminue, c'est à dire quand la vitesse diminue, ce qui signifie que la transition vers la lubrification mixte est atteinte. La transition se produit pour  $G \approx 5,0 \times 10^{-9}$ . Les essais mettent également en évidence que le régime de lubrification hydrodynamique est logiquement atteint pour la plupart des cas avec des faces rainurées en spirale. Le film est suffisamment épais pour séparer complètement les faces de frottement, pour limiter le contact inter-aspérités.

Pour les valeurs de  $G \geq 2,8 \times 10^{-8}$ , les coefficients de frottement s'éloignent de la courbe correspondant au régime laminaire et suivent une pente qui s'approche de la courbe obtenue pour le régime turbulent. Les points de fonctionnement où ce phénomène apparaît correspondent à ceux pour lesquels un régime non-laminaire a été identifié précédemment, soit 6000tr/min, 10bar, de 80°C à 95°C. En effet, la transition vers la turbulence modifie la viscosité apparente ce qui a tendance à augmenter le coefficient de frottement mesuré. Ces points seront étudiés plus en détail à l'aide du coefficient de couple.

La courbe de Stribeck peut donc correctement représenter le coefficient de frottement suivant les conditions de fonctionnement utilisées pour un écoulement purement laminaire. Les effets thermiques et les déformations conduisent à une déviation des valeurs par rapport à la courbe théorique obtenue en régime laminaire isotherme.

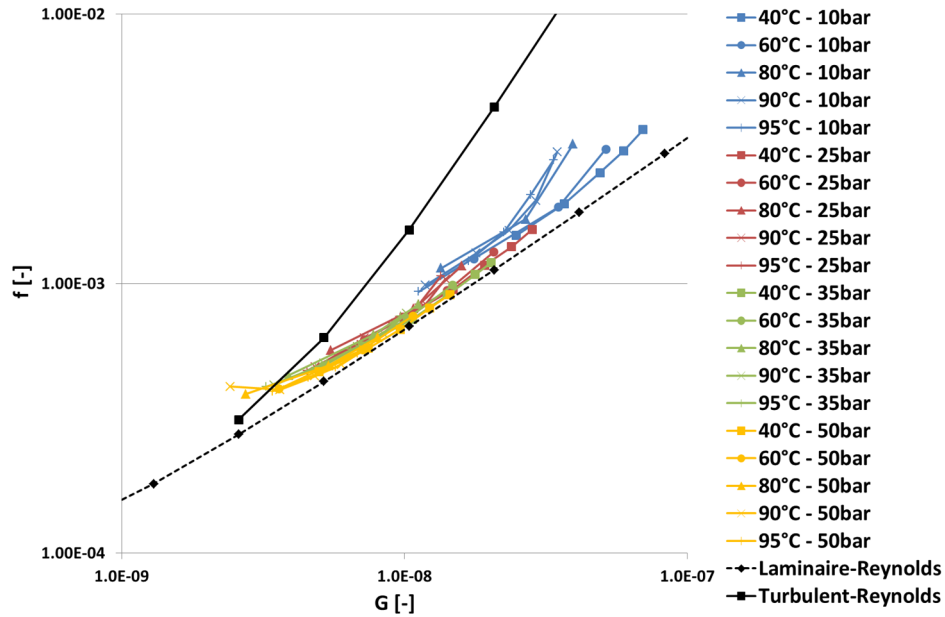


FIGURE 3.5.6 – Coefficient de frottement  $f$  en fonction du paramètre de service  $G$  -  $N12; h_r10$

Les valeurs de  $G$  correspondant aux différents régimes identifiés sont répertoriées dans le tableau 3.4.

Paramètre de service	Régime identifié
$G < 5,0 \times 10^{-9}$	lubrification mixte
$5,0 \times 10^{-9} \leq G \leq 2,8 \times 10^{-8}$	lubrification hydrodynamique laminaire
$G > 2,8 \times 10^{-8}$	lubrification hydrodynamique en transition laminaire/turbulente

TABLE 3.4 – Valeurs du paramètre de service correspondantes aux différents régimes de lubrification

### Coefficient de couple

Daily et Neece [DN60] ont proposé une analyse de l'écoulement inter-disques en utilisant un coefficient de frottement  $C_m$  défini en fonction du couple de frottement  $C_f$ . Le coefficient de couple (éq. 3.28) est un paramètre intéressant pour identifier les cas en écoulement laminaire ou turbulent. En effet, les cas pour lesquels le régime est turbulent suivront une même courbe tandis que les cas laminaires n'auront pas les mêmes pentes que la zone turbulente. Ce coefficient de couple dépend du rayon extérieur  $R_e$  du rotor.

$$C_m = \frac{4C_f}{\rho\omega^2 R_e^5} \quad (3.28)$$

Afin de pouvoir représenter ce coefficient en fonction du paramètre  $G$ , il est nécessaire de le multiplier par  $\sqrt{f}$  (si  $C_m$  est tracé seul, il faut le représenter en fonction du nombre de Reynolds  $Re$ , sauf que ce nombre est inconnu ici). Ce nouveau coefficient de couple est sans dimension et est tracé en fonction du paramètre de service  $G$  (fig. 3.5.7) pour la garniture  $N12; h_r, 10$ . Des courbes obtenues en résolvant l'équation de Reynolds, dans les mêmes conditions que pour la courbe de Stribeck ont été ajoutées sur la figure. Une seule courbe correspondant au régime laminaire a été tracée, mais il peut y en avoir autant que de valeurs de température et de pression testées. De même que pour le paragraphe précédent, chaque courbe représente des points obtenus à une pression et une température particulières, pour différentes vitesses de fonctionnement.

En régime laminaire, quand le paramètre de service augmente le coefficient de couple diminue. Le régime d'écoulement turbulent est quant à lui marqué par l'augmentation du coefficient de couple quand le paramètre de service croît. Finalement, la transition laminaire-turbulent est décrite par la zone qui relie les régimes laminaire au turbulent. Sur la courbe théorique « Turbulent-Reynolds », la transition est définie pour des valeurs de  $G$  comprises entre  $2,6 \times 10^{-9}$  et  $1,0 \times 10^{-8}$ . Pour ces essais, la plupart des courbes suivent la pente de la courbe théorique correspondant au régime laminaire. En revanche, certains points semblent présenter un changement de pente qui indiquerait une transition vers le régime turbulent. Ces points correspondent à des températures de  $80^\circ\text{C}$  à  $95^\circ\text{C}$  pour une pression de  $10\text{bar}$  à  $6000\text{tr}/\text{min}$  et sont déjà identifiés comme des cas non-laminaires (fig. 3.5.1).

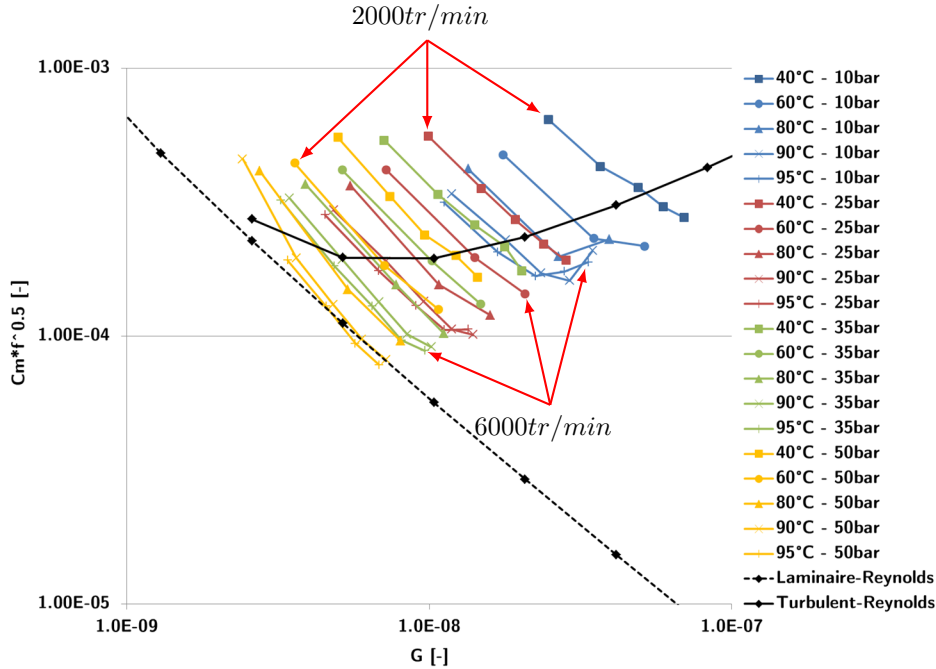


FIGURE 3.5.7 – Coefficient de couple  $C_m$  en fonction du paramètre de service  $G$  - N12;  $h_r$ 10

### Débit de fuite adimensionné

Le débit de fuite participe à la caractérisation du niveau d'étanchéité des garnitures mécaniques. Il est donc utile de l'adimensionner afin d'avoir une relation rapide avec les conditions d'essais. Le débit de fuite adimensionné (fig. 3.5.8) est la rapport entre le débit mesuré et un débit théorique qui permet de considérer l'effet de la température au travers de la viscosité du fluide, ainsi que de la pression. Il est donné par l'équation 3.29.

$$\bar{\dot{m}} = \frac{\dot{m}}{\dot{m}_r} \quad (3.29)$$

L'équation 3.30 présente le débit de référence en fonction d'une épaisseur de référence, soit ici la profondeur de rainure  $h_r = 10\mu m$ . Ce débit correspond à celui qu'on aurait entre deux plaques parallèles distantes de  $h_r$ .

$$\dot{m}_r = \frac{\rho \pi R_{moy} h_r^3}{6\mu} \frac{\Delta p}{\Delta R} \quad (3.30)$$

La figure 3.5.8 montre la distribution du débit de fuite adimensionné en fonction du paramètre de service. Chaque courbe représente les points obtenus à une vitesse et une pression fixées mais pour toutes les valeurs de température. Seules les courbes à 2000, 4000 et 6000tr/min ont été tracées. Les courbes théoriques sont obtenues en résolvant l'équation de Reynolds à l'aide de la même procédure que pour le coefficient de frottement et le coefficient de couple.

Le débit de fuite en régime laminaire ainsi qu'en turbulent augmente quand le paramètre de service augmente. La courbe théorique laminaire semble prédire relativement précisément le débit de fuite adimensionné. Seuls quelques points s'écartent de la tendance théorique en raison de la transition vers la turbulence. Toutefois, le régime n'est pas totalement turbulent car les points mesurés sont éloignés de la courbe théorique turbulente. A faible vitesse et forte pression où un fonctionnement en régime mixte a été identifié sur la figure

3.5.6 les points s'écartent de la courbe théorique laminaire. Enfin, à  $6000tr/min$ ,  $10bar$ , les points s'écartent également de la courbe théorique en raison, non seulement de la transition vers la turbulence, mais aussi du changement de phase, comme identifié sur les figures 3.5.1 et 3.5.4.

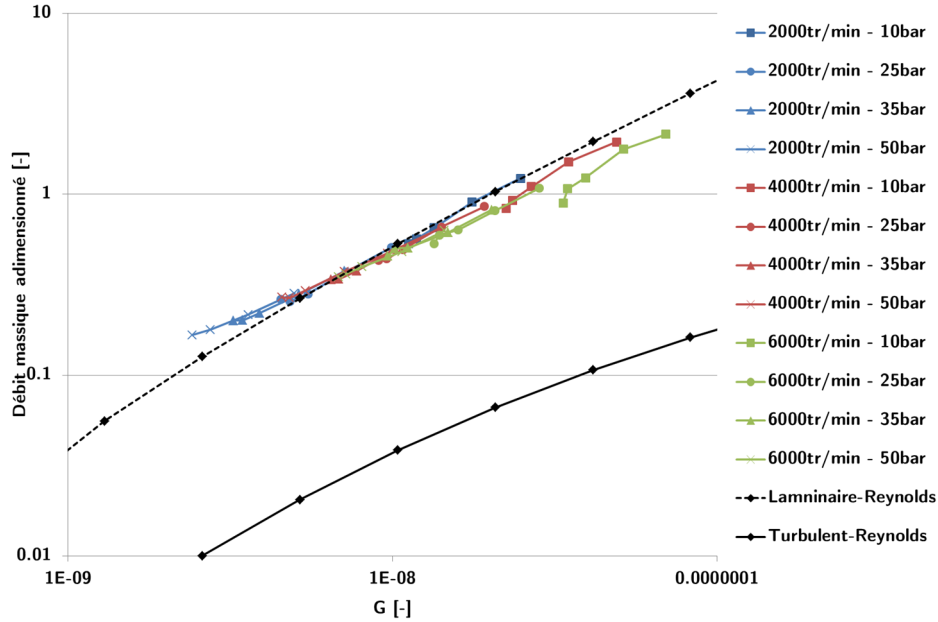


FIGURE 3.5.8 – Débit de fuite adimensionné -  $N12; h_r10$

### 3.6 Influence de la profondeur des rainures

Cette section propose de comparer les résultats obtenus avec la configuration de garniture mécanique à rainures spirales de profondeur dix microns, avec ceux obtenus pour des configurations de garnitures mécaniques avec différentes profondeurs de rainure soit cinq et vingt microns. Le but est de comprendre l'influence de la profondeur des spirales sur les performances hydrodynamiques des garnitures mécaniques.

Les méthodes précédemment décrites sont exploitées pour comparer les régimes d'écoulement des différentes étanchéités faciales hydrodynamiques.

#### 3.6.1 Régime d'écoulement

Quand la profondeur de rainure augmente, l'effet de pompage dû aux spirales est amplifié. De ce fait, l'épaisseur de film et le débit de fuite augmentent, le couple de frottement diminue et la température mesurée au rayon intérieur décroît quand la température d'alimentation  $T_0$  du fluide augmente (fig. 3.6.1a, 3.6.2a et 3.6.3a, pour  $2000tr/min$ ,  $10bar$ ). Ces figures montrent clairement que la profondeur de rainure a une influence sur le couple de frottement, le débit de fuite et la température dans le contact.

Les figures 3.6.1b, 3.6.2b et 3.6.3b montrent le couple de frottement, le débit de fuite et la différence de température  $T_{R_i} - T_0$  en fonction de  $T_0$  pour les cas à  $6000tr/min$ ,  $10bar$ . Des changements de comportement apparaissent pour les garnitures  $N12; h_r5$  et  $N12; h_r20$ , en plus de ceux étudiés pour la garniture  $N12; h_r10$  et sont analysés plus bas.



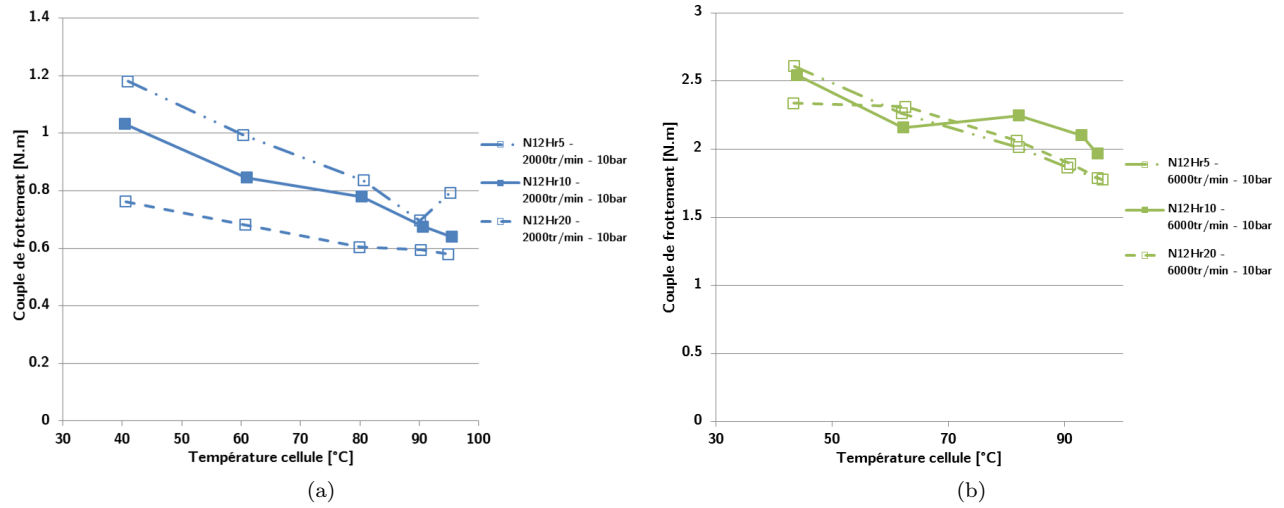


FIGURE 3.6.1 – Comparaison du couple de frottement en fonction de la température d’alimentation pour différentes profondeurs de rainures -  $N12$ ;  $h_r$  5, 10, 20

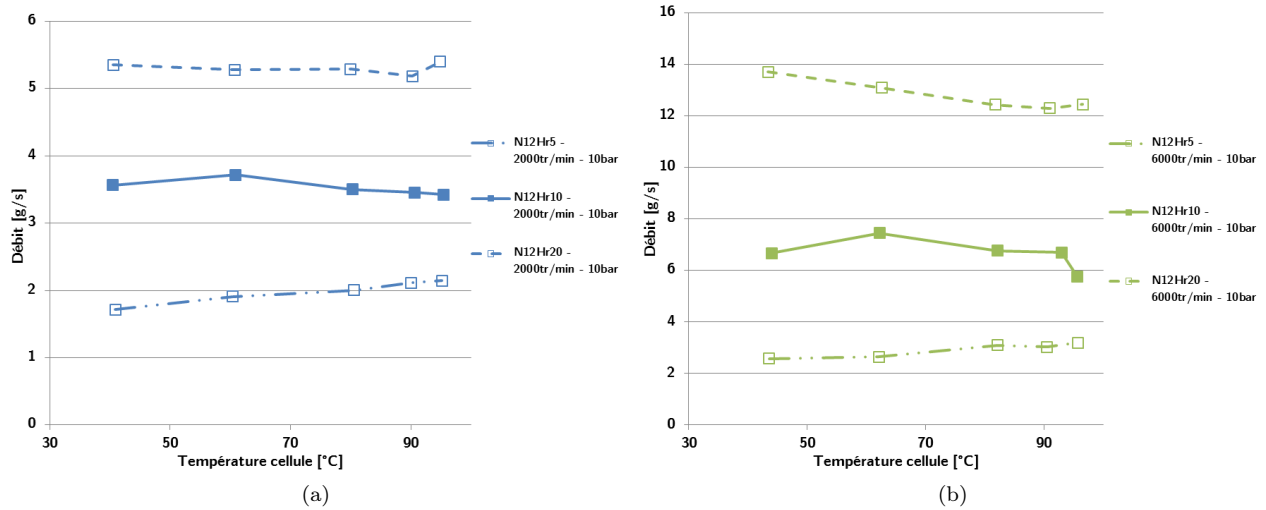


FIGURE 3.6.2 – Comparaison du débit de fuite en fonction de la température d’alimentation pour différentes profondeurs de rainures -  $N12$ ;  $h_r$  5, 10, 20

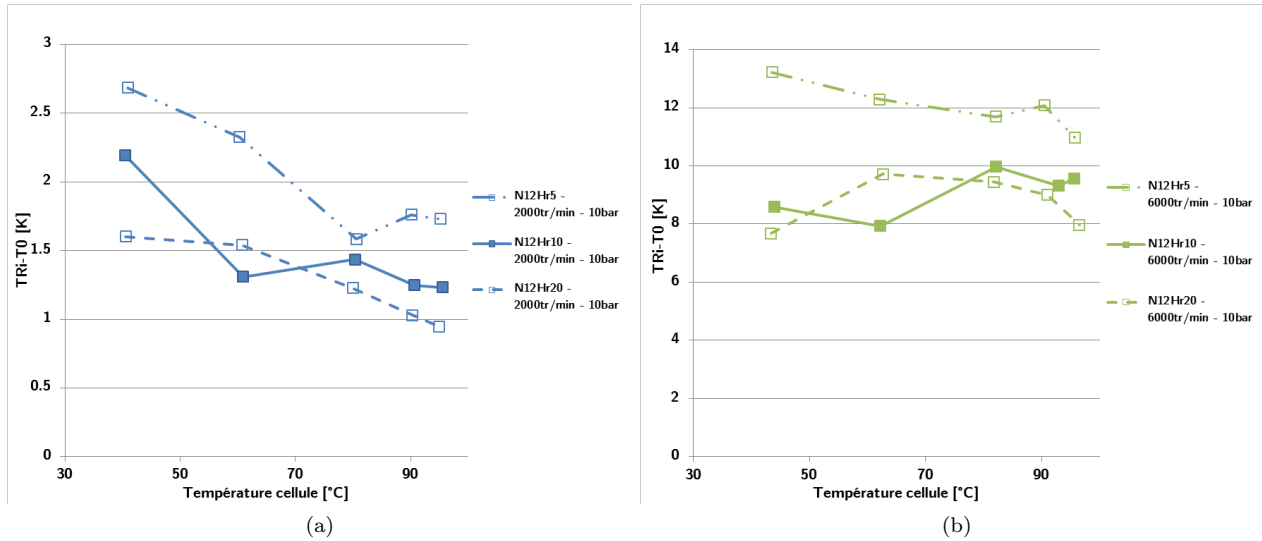


FIGURE 3.6.3 – Comparaison de la température mesurée au rayon intérieur en fonction de la température d’alimentation pour différentes profondeurs de rainures -  $N12; h_r, 5, 10, 20$

Comme précédemment, les changements de comportement sont analysés à l’aide du taux d’accroissement de température en fonction du nombre de Reynolds (fig. 3.6.4). Ce graphique inclut tous les essais effectués avec les différentes garnitures à surfaces rainurées en spirale. Il en ressort que la transition laminaire-turbulent apparaît aux alentours d’un nombre de Reynolds égal à 1500, comme déjà évoqué dans cette étude. Logiquement, plus la profondeur de rainure est importante, plus le nombre de cas testés pouvant être en transition vers la turbulence est important. Cette augmentation du nombre de cas non-laminaires peut s’expliquer par l’augmentation de l’épaisseur de film associée à l’augmentation de la profondeur des rainures. L’effet de pompage hydrodynamique des rainures spirales et la portance hydrodynamique sont d’autant plus importants que la profondeur de rainure est grande.

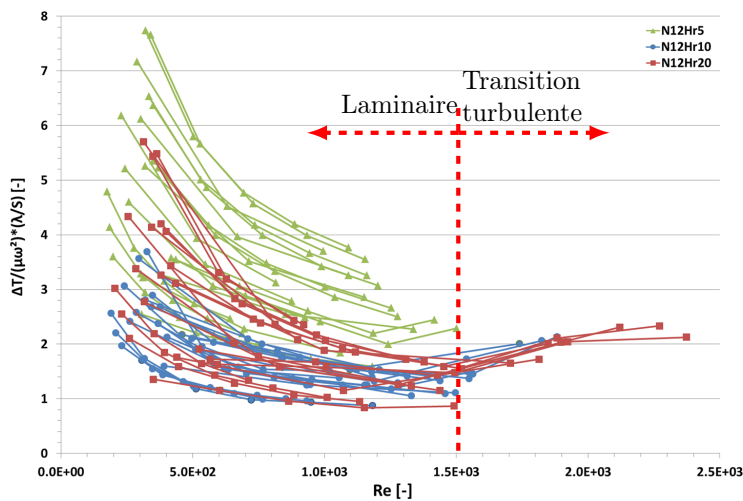


FIGURE 3.6.4 – Taux d’accroissement de température en fonction du nombre de Reynolds -  $N12; h_r, 5, 10, 20$

Les points identifiés comme étant en régime d’écoulement non-laminaire sont détaillés dans les tableaux

3.5a à 3.5c.

Cas	Température (°C)	Vitesse ( <i>tr/min</i> )	Pression ( <i>bar</i> )	Reynolds (éq. 3.8)
1	95	6000	10	1501
2	90	6000	10	1416

(a) Transition turbulent -  $N12; h_r5$ 

Cas	Température (°C)	Vitesse ( <i>tr/min</i> )	Pression ( <i>bar</i> )	Reynolds (éq. 3.8)
1	95	5000	10	1538
2	95	6000	10	1823
3	90	5000	10	1562
4	90	6000	10	1882
5	80	6000	10	1738

(b) Transition turbulent -  $N12; h_r10$ 

Cas	Température (°C)	Vitesse ( <i>tr/min</i> )	Pression ( <i>bar</i> )	Reynolds (éq. 3.8)
1	95	4000	10	1494
2	95	5000	10	1922
3	95	6000	10	2373
4	90	5000	10	1882
5	90	6000	10	2271
6	80	6000	10	2120
7	60	6000	10	1814
8	40	6000	10	1491
9	95	5000	25	1520
10	95	6000	25	1897
11	90	6000	25	1847
12	80	6000	25	1705

(c) Transition turbulent -  $N12; h_r20$ 

TABLE 3.5 – Points de fonctionnement en régime non-laminaire

Le coefficient de frottement et le coefficient de couple sont présentés sur les figures 3.6.5a à 3.6.6. Seuls les points correspondants à des pressions de 10 et 50bar ont été représentés afin d'alléger les graphiques. Le débit de fuite adimensionné est également analysé (fig. 3.6.7) pour tous les essais.

Les cas à 10 et 50bar recouvrent la totalité de la plage de variation du paramètre de service (fig. 3.6.5 et 3.6.6). Une première observation peut être faite sur les valeurs du coefficient de frottement. Plus la profondeur des rainures est faible, plus le coefficient de frottement est important. En effet la profondeur des rainures contrôle l'épaisseur de film et par suite le couple de frottement. Par exemple, pour le cas à 60°C, 50bar, 4000*tr/min*, les coefficients de frottement respectifs pour  $h_r = 5, 10, 20\mu m$  sont  $f_5 = 7,9 \times 10^{-4}$ ,  $f_{10} = 6,8 \times 10^{-4}$  et  $f_{20} = 5,5 \times 10^{-4}$ .

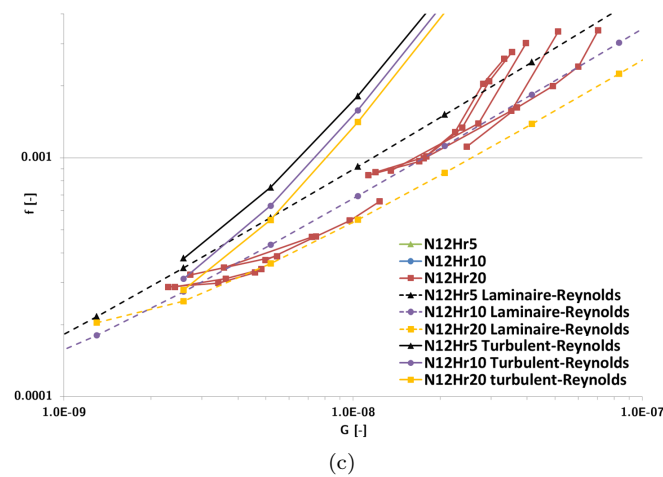
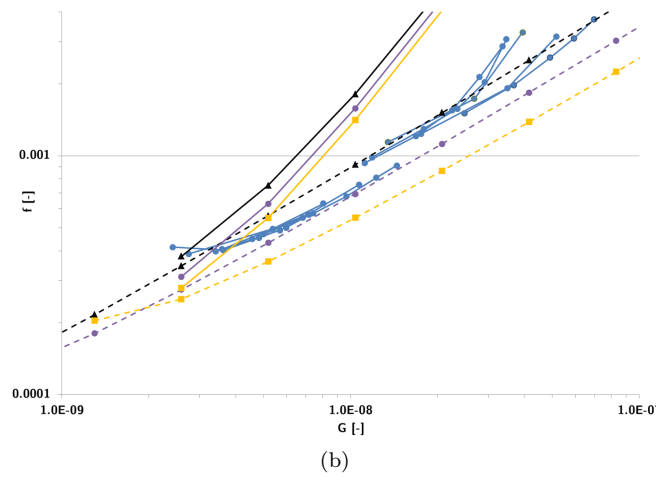
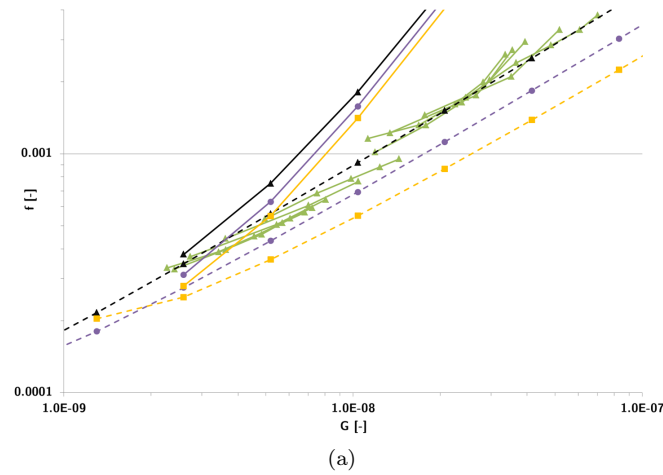


FIGURE 3.6.5 – Coefficient de frottement  $f$  en fonction du paramètre de service  $G$  -  $N12$ ;  $h_r$  5, 10, 20

Pour les trois profondeurs de rainures testées, les cas à 10bar et à 50bar sont regroupés en deux paquets distincts. Ceux à 10bar ont une valeur de  $G$  élevée ( $G \geq 1,5 \times 10^{-8}$ ), tandis que ceux à 50bar ont une

faible valeur de  $G$  soit  $G < 1,5 \times 10^{-8}$ . Les courbes à faible valeur de  $G$  sont en régime d'écoulement laminaire puisque elles sont parallèles avec les courbes théoriques laminaires pour chaque configuration de garniture mécanique. Quelques points s'écartent de ces courbes théoriques, dont les paramètres de service et les coefficients de frottement respectifs pour  $h_r = 5, 10, 20\mu m$  sont  $G_5 \geq 3,0 \times 10^{-8}$  et  $f_5 \geq 2,0 \times 10^{-3}$ ;  $G_{10} \geq 2,8 \times 10^{-8}$  et  $f_{10} \geq 2,0 \times 10^{-3}$ ;  $G_{20} \geq 2,8 \times 10^{-8}$  et  $f_{20} \geq 2,0 \times 10^{-3}$ . Les pentes décrites par ces points se rapprochent des courbes théoriques en régime turbulent. La transition est nettement marquée pour la garniture mécanique avec des rainures profondes de  $20\mu m$ . De plus, l'augmentation de l'épaisseur de film liée à l'augmentation de la profondeur de rainures fait croître le nombre de cas en transition (nombre de Reynolds plus élevé quand  $h$  est grand), ce qui est vérifié d'après les tableaux 3.5a à 3.5c.

Les points de fonctionnement précédents sont utilisés pour tracer le coefficient de couple en fonction du paramètre de service (fig. 3.6.6). Cette mise à l'échelle par le coefficient de couple est intéressante pour la représentation des points en régime turbulent. Dans cette étude, une majorité de courbes sont parallèles aux courbes théoriques laminaires de chaque configurations de garnitures testées. Les mêmes constatations que sur l'analyse du coefficient de frottement sont faites concernant certains points qui semblent se démarquer, changer de pente et s'aligner sur trois courbes différentes. Cet alignement est particulièrement visible lorsque  $h_r$  vaut  $20\mu m$ . Ces points décrivent des pentes similaires aux courbes théoriques turbulentes, ce qui confirme leur régime d'écoulement en transition laminaire-turbulent. Tous les points identifiés en transition laminaire-turbulent dans les tableaux 3.5a à 3.5c se retrouvent alignés sur la figure 3.6.6.

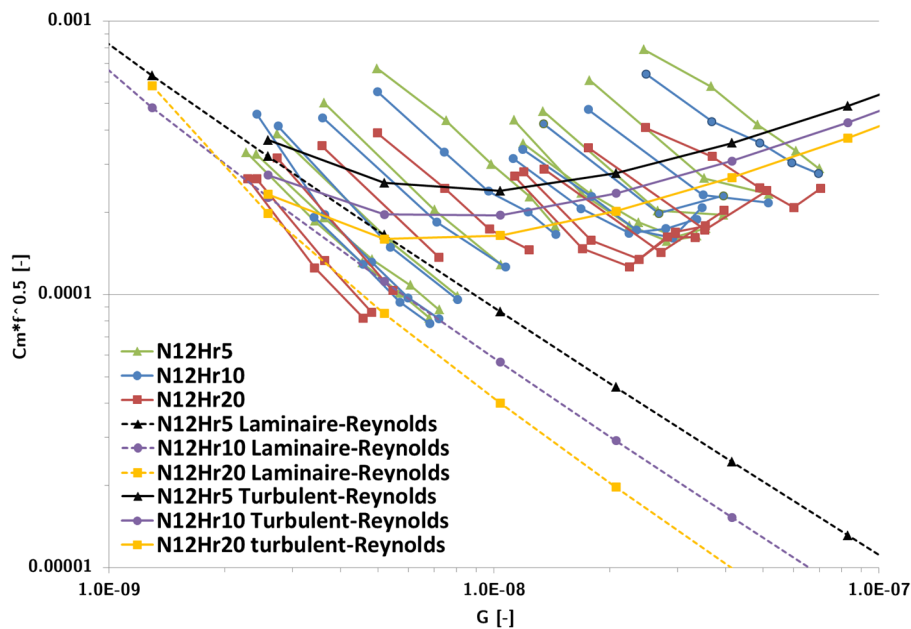


FIGURE 3.6.6 – Coefficient de couple  $C_m$  en fonction du paramètre de service  $G$  - N12;  $h_r$  5, 10, 20

Le débit de fuite adimensionné est également représenté pour chaque profondeur de rainure (fig. 3.6.7). La totalité des points de mesures effectués pour toutes les garnitures testées est représentée sur ce graphique. Pour calculer le débit de fuite de référence (éq. 3.30), la profondeur de rainure propre à chaque configuration de garniture a été utilisée. Les courbes théoriques laminaires et turbulentes obtenues par résolution numérique de l'équation de Reynolds sont également représentées sur le graphique.

Concernant la garniture mécanique dont les rainures sont profondes de  $5\mu m$ , les points dont  $G \geq 1,0 \times 10^{-8}$

sont alignés et suivent la courbe laminaire noire. Les points sont en régimes de lubrification hydrodynamique. Quelques points s'écartent de la courbe laminaire à haute valeur de  $G$ , ce qui peut s'expliquer par la présence d'un régime d'écoulement différent comme de la transition laminaire-turbulent. En revanche, à faible valeur du paramètre de service ( $G < 1,0 \times 10^{-8}$ ), les points s'écartent de la courbe laminaire. Ils présentent un débit plus important que les points de cette courbe théorique dans les mêmes conditions d'essai en raison de l'épaisseur de film qui ne peut diminuer comme en théorie en raison du contact des aspérités. Le régime de lubrification mixte est donc atteint.

La garniture de profondeur de rainures  $20\mu\text{m}$  semble fonctionner majoritairement en régime de lubrification hydrodynamique, puisque même à faible valeur du paramètre de service, aucun point ne semble vraiment s'écarter de la courbe théorique laminaire. De plus, cette garniture paraît fonctionner principalement en transition laminaire-turbulent puisque peu de points ( $G \leq 5,0 \times 10^{-9}$ ) suivent la courbe théorique laminaire. L'épaisseur de film est également importante avec cette configuration de garniture mécanique, ce qui favorise l'apparition de turbulence.

La garniture dont les rainures sont à  $10\mu\text{m}$  de profondeur par rapport à la surface de frottement fonctionne en régime de lubrification mixte et hydrodynamique selon les conditions de test. De plus, les régimes d'écoulements laminaire et laminaire-turbulent sont aussi atteints, comme déjà discuté dans ce chapitre.

Cette mise à l'échelle par le débit est intéressante car elle permet de mettre en valeur aussi bien le régime d'écoulement que le régime de lubrification sur un même graphique.

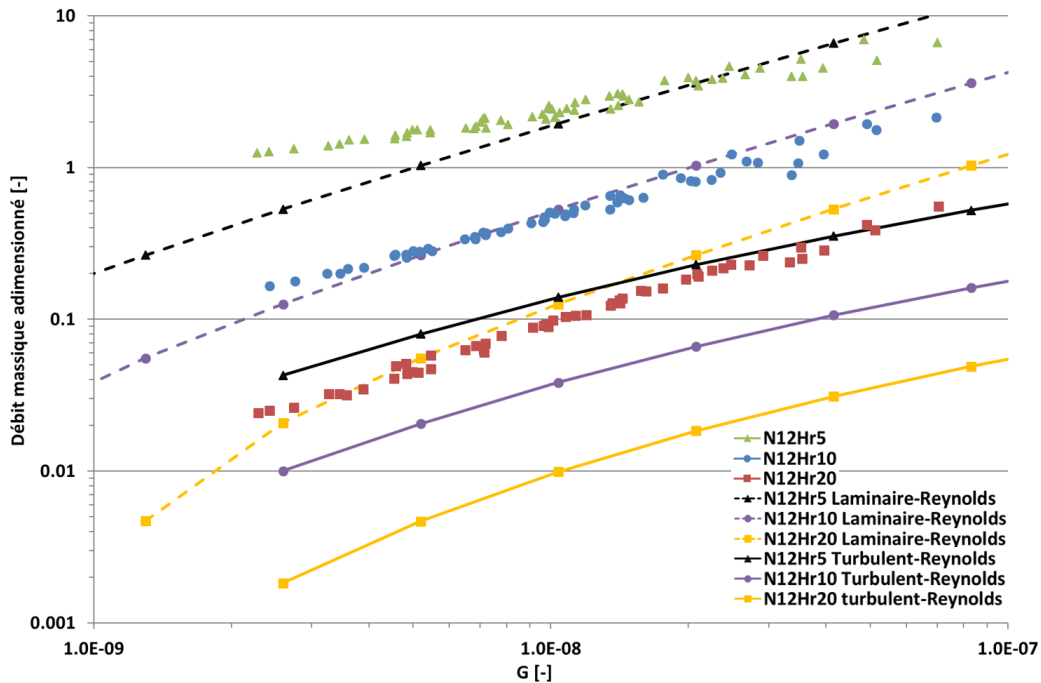


FIGURE 3.6.7 – Débit de fuite adimensionné  $\frac{\dot{m}}{\dot{m}_r}$  en fonction du paramètre de service  $G$  - N12;  $h_r$ , 5, 10, 20

### 3.6.2 Changement de phase

Les résultats obtenus avec les différentes profondeurs de rainures sont comparés à l'aide de graphiques présentant les puissances mécanique et thermique approchées (fig. 3.6.8a à 3.6.8c). Chaque courbe correspond

à des tests réalisés à vitesse et à température imposées pour différentes valeurs de la pression d'alimentation. Sur chaque graphique, la courbe d'équation  $P_{\text{évacuée}} = P_{\text{dissipée}}$  a été ajoutée.

En régime monophasique, si la puissance dissipée augmente la puissance évacuée augmente aussi (d'après les courbes théoriques). De manière générale, les garnitures mécaniques fonctionnent en phase purement liquide, car les points décrivent approximativement une droite. Moins de points semblent alignés à cinq et vingt microns qu'à dix microns, et les pentes décrites par ces alignements ne sont pas forcément égales à un. En principe, plus la profondeur de rainure est faible, plus le nombre de points susceptibles de changer de phase sera important, car les échauffements seront plus grands comme discuté précédemment. Cette hypothèse ne peut pas être vérifiée à l'aide de cette représentation car il est difficile d'identifier précisément les points qui présentent du changement de phase, excepté pour la garniture de profondeur de rainure dix microns (voir paragraphe 3.5.1).

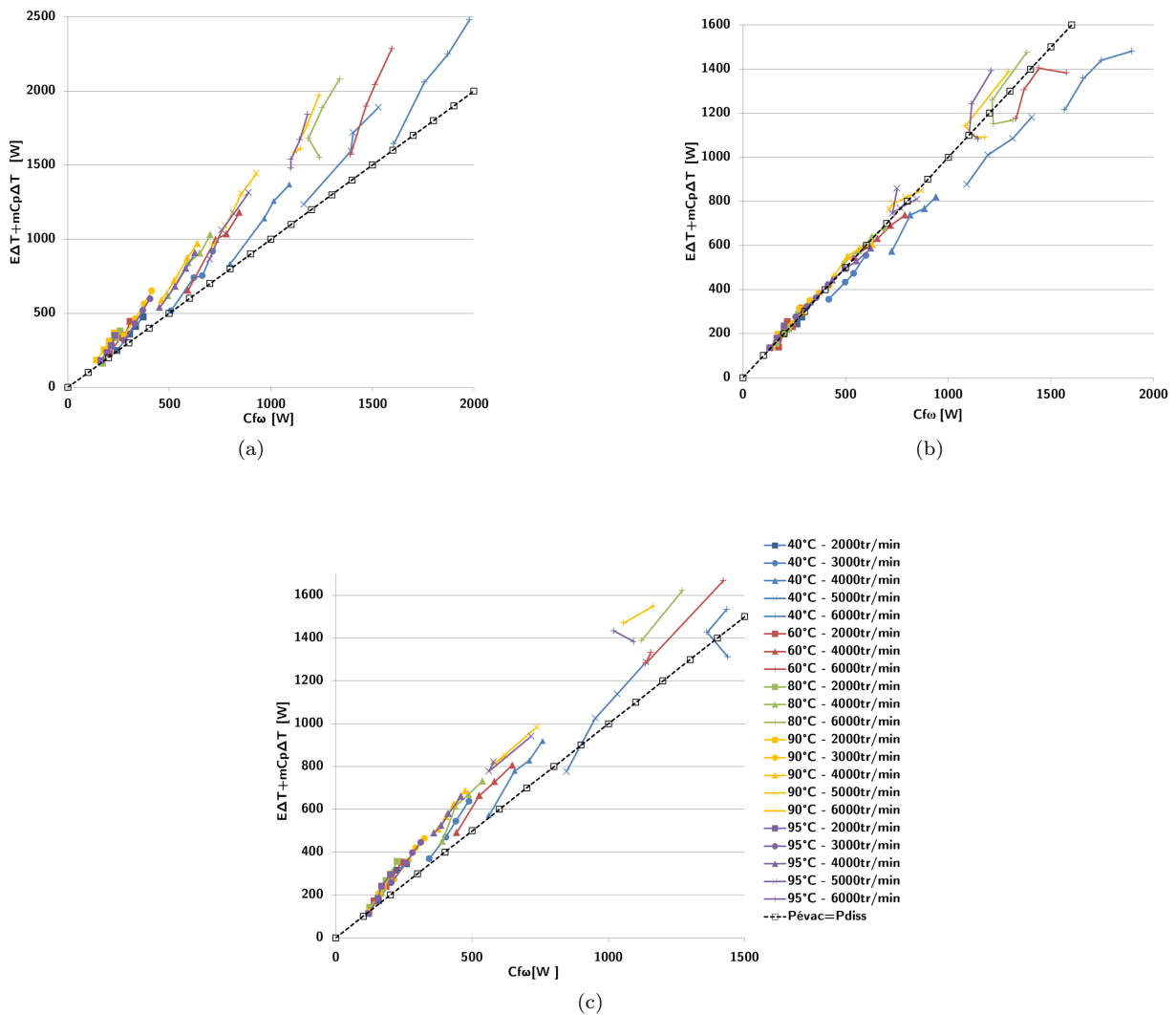


FIGURE 3.6.8 – Puissance thermique en fonction de la puissance mécanique - Comparaison des différentes profondeurs de rainures spirales -  $N12; h_r 5$  (a),  $N12; h_r 10$  (b),  $N12; h_r 20$  (c)

Afin d'avoir plus d'informations sur le nombre de points susceptibles de comporter du changement de

phase, l'évolution de la température  $T_{R_i}$  mesurée au rayon intérieur du stator est tracée en fonction de la vitesse de rotation pour chaque garniture sur les figures 3.6.9 à 3.6.11. La température  $T_{R_i}$  est comparée à la température de saturation de l'eau à 1bar (ligne violette discontinue).

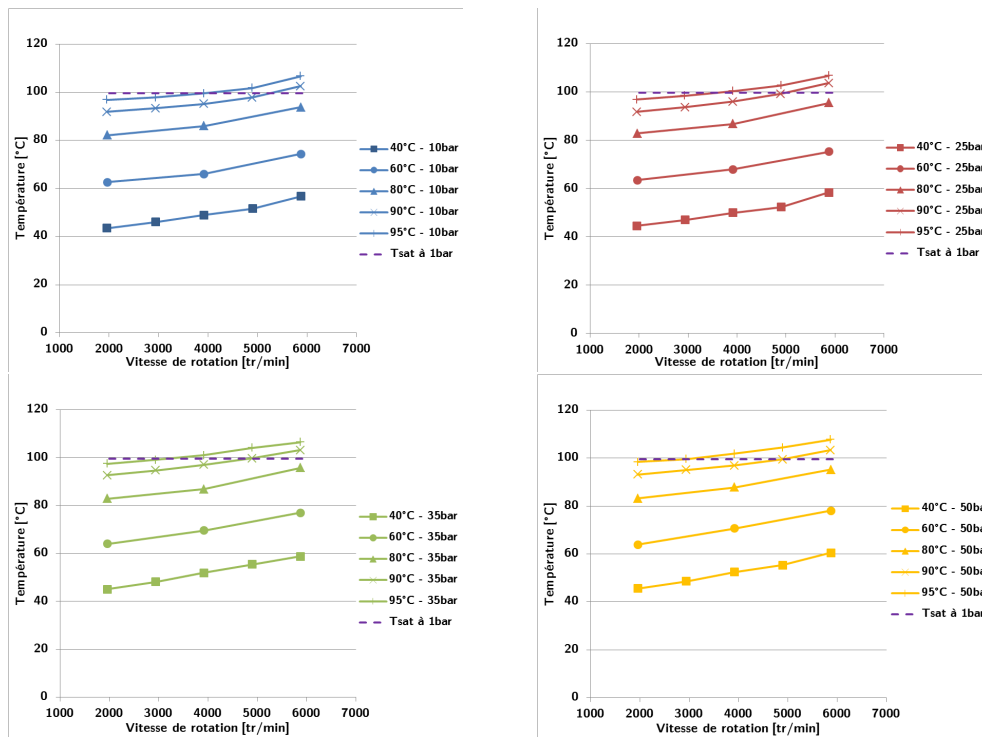


FIGURE 3.6.9 – Température  $T_{R_i}$  en fonction de la vitesse de rotation - N12,  $h_T=5$



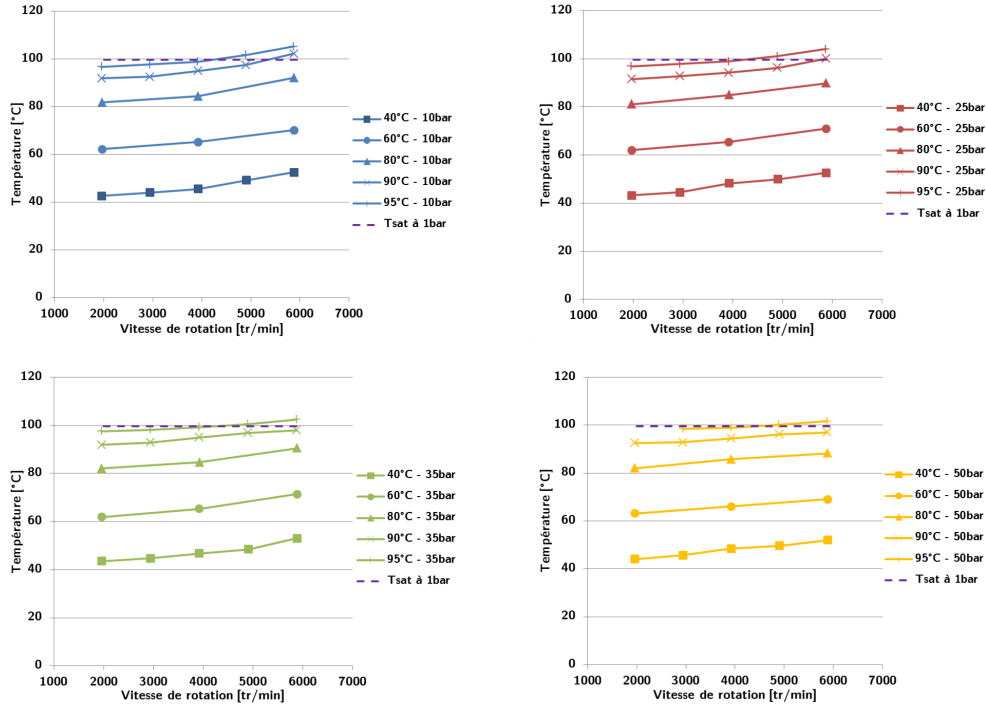


FIGURE 3.6.10 – Température  $T_{R_i}$  en fonction de la vitesse de rotation -  $N12, h_{r10}$

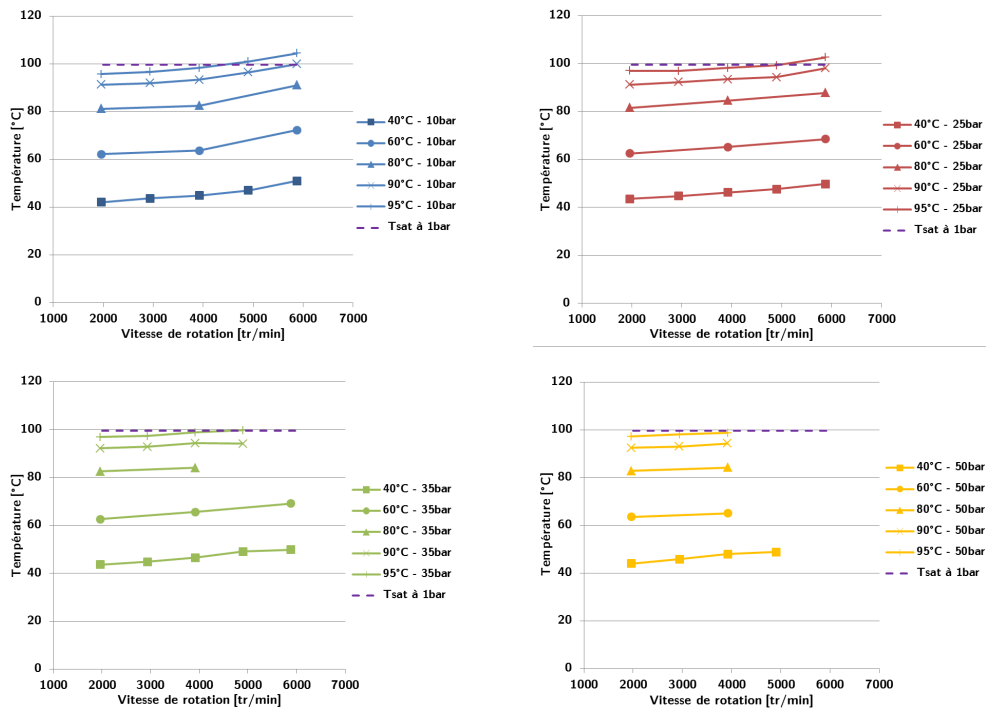


FIGURE 3.6.11 – Température  $T_{R_i}$  en fonction de la vitesse de rotation -  $N12, h_{r20}$

Il est supposé que seuls les points dont la température  $T_{R_i}$  dépasse  $100^{\circ}\text{C}$  présentent du changement de

phase, car la température de saturation de l'eau à  $1\text{bar}$  est d'environ  $100^\circ\text{C}$ . De plus, la température  $T_{R_i}$  n'étant pas mesurée tout à fait en sortie de joint ( $R_{T_{R_i}} = 0,07630\text{m}$  et  $R_i = 0,07\text{m}$ ), la température du fluide risque encore d'augmenter avant de sortir de la garniture. Cet accroissement de température s'explique par un frottement plus élevé en sortie d'écoulement qu'en entrée, car le film fluide y est plus fin. Aussi, plus le flux de chaleur est éloigné de la surface refroidie par convection par le fluide en entrée de joint, plus l'élévation de température dans le contact sera importante.

Ces graphiques permettent de distinguer les points qui présentent du changement de phase. Ils sont répertoriés dans les tableaux 3.6 à 3.6.12. La vaporisation semble apparaître pour toutes les profondeurs de rainures testées mais plus particulièrement pour celle qui est la plus faible. Ceci semble logique car les échauffements sont plus importants quand la profondeur de rainure est plus faible. Pour la garniture mécanique  $N12; h_r,5$  à  $6000\text{tr}/\text{min}$ ,  $10\text{bar}$ ,  $95^\circ\text{C}$ , le couple de frottement (fig. 3.6.1b), le débit de fuite (fig. 3.6.2b) et la température mesurée au rayon intérieur (fig. 3.6.3b) ne sont pas perturbés par l'apparition de changement de phase. En ce qui concerne les garnitures  $N12; h_r,10$  et  $N12; h_r,20$  et pour les mêmes conditions de fonctionnement, le changement de phase se produit lorsque le régime est non-laminaire, ce qui peut expliquer les évolutions plus marquées du couple de frottement, du débit de fuite et du  $\Delta T$ .

Cas	Température ( $^\circ\text{C}$ )	Vitesse ( $\text{tr}/\text{min}$ )	Pression ( $\text{bar}$ )
1	90	6000	10
2	95	5000	10
3	95	6000	10
4	90	6000	25
5	95	4000	25
6	95	5000	25
7	95	6000	25
8	90	6000	35
9	95	4000	35
10	95	5000	35
11	95	6000	35
12	90	6000	50
13	95	4000	50
14	95	5000	50
15	95	6000	50

TABLE 3.6 – Points de fonctionnement présentant du changement de phase -  $N12; h_r,5$ 

Cas	Température ( $^\circ\text{C}$ )	Vitesse ( $\text{tr}/\text{min}$ )	Pression ( $\text{bar}$ )
1	90	6000	10
2	95	5000	10
3	95	6000	10
4	90	6000	25
5	95	5000	25
6	95	6000	25
7	95	5000	35
8	95	6000	35
9	95	5000	50
10	95	6000	50

TABLE 3.7 – Points de fonctionnement présentant du changement de phase -  $N12; h_r,10$

Cas	Température (°C)	Vitesse ( <i>tr/min</i> )	Pression ( <i>bar</i> )
1	90	6000	10
2	95	5000	10
3	95	6000	10
4	95	6000	25

FIGURE 3.6.12 – Points de fonctionnement présentant du changement de phase -  $N12; h_r20$ 

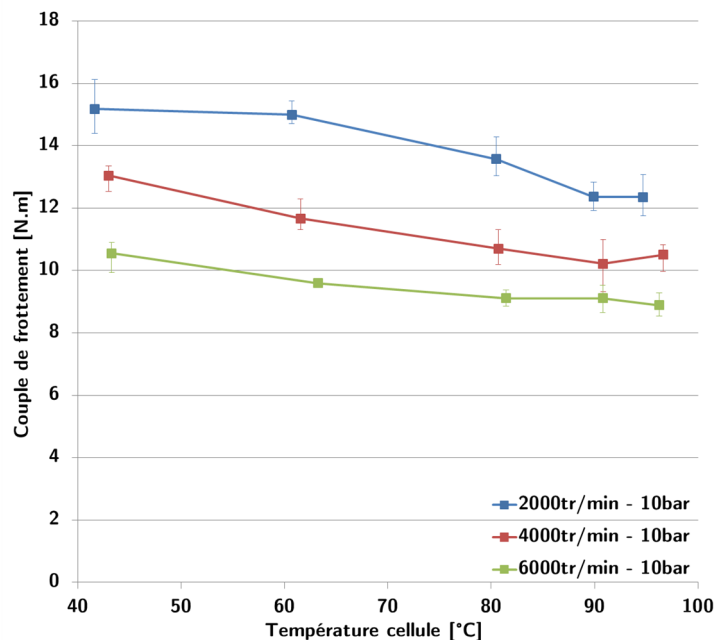
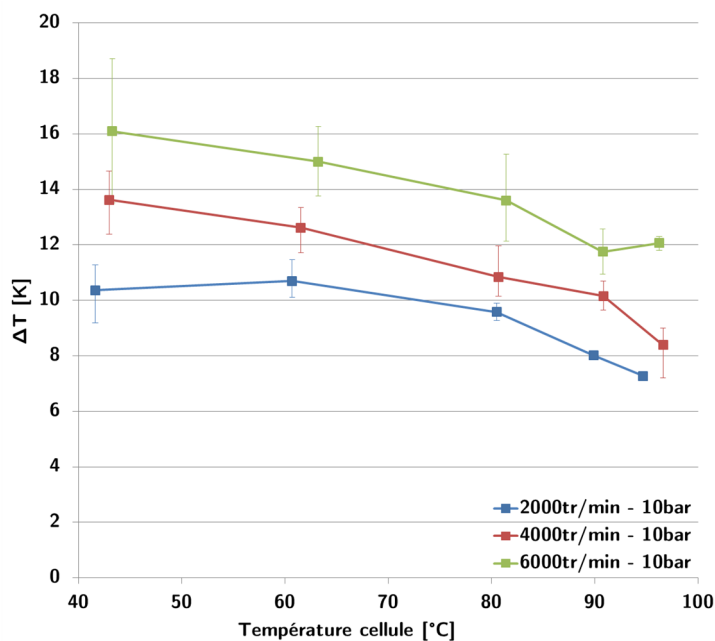
Le comportement hydrodynamique des garnitures mécaniques à rainures spirales est maintenant identifié pour des applications liquides et diphasiques. Elles peuvent donc être comparées à des garnitures mécaniques à surface lisse dans des conditions d'essai équivalentes.

### 3.7 Comparaison rainures spirales / faces lisses

Cette section permettra de comprendre l'intérêt des surfaces rainurées par rapport aux surfaces lisses. Les performances hydrodynamiques sont donc comparées à l'aide des outils précédemment utilisés dans cette étude. Seuls les essais à 10*bar* décrits dans le tableau 3.3 sont présentés. Les essais ont dû être reproduits six fois pour avoir des mesures répétables. En effet, à cause du contact lié à la lubrification mixte (fig. 3.7.6), des particules d'usure ont été retrouvées dans le bac de récupération de fuite. Les faces en carbone et en carbure de silicium ont donc changé d'aspect entre deux campagnes d'essais.

#### 3.7.1 Couple de frottement et température

Le couple de frottement ainsi que la différence de température  $T_{R_i} - T_0$  sont présentés sur les figures 3.7.1 et 3.7.2. Le couple de frottement décroît quand la température augmente. Par contre, l'augmentation de la vitesse de rotation a tendance à faire diminuer le couple de frottement de manière assez importante. La température augmente quand la vitesse augmente. Les échauffements ainsi provoqués peuvent déformer la garniture mécanique et créer un espace convergent entre les faces plus important à 6000*tr/min* qu'à 2000*tr/min*. L'épaisseur de film est donc plus grande, ce qui réduirait le couple de frottement lorsque la vitesse de rotation augmente. D'autres effets comme le changement de phase peuvent aussi modifier l'écoulement et le comportement de la garniture. A 90°C et 95°C et pour toutes les vitesses de fonctionnement, la température de saturation semble atteinte en sortie de joint car l'accroissement de température dans le stator est supérieur à 10K dans la plupart des cas.

FIGURE 3.7.1 – Couple de frottement brut en fonction de  $T_0$  - Face lisseFIGURE 3.7.2 – Différence de température  $T_{R_i} - T_0$  en fonction de  $T_0$  - Face lisse

Les températures mesurées pour les faces lisses sont comparées aux températures mesurées pour des faces rainurées sur les figures 3.7.3 et 3.7.4. L'échauffement généré par le cisaillement du fluide est largement supérieur pour la garniture à face lisse que pour les différentes configurations de garnitures à surfaces rainurées plus particulièrement pour les faibles valeurs de la vitesse de rotation.

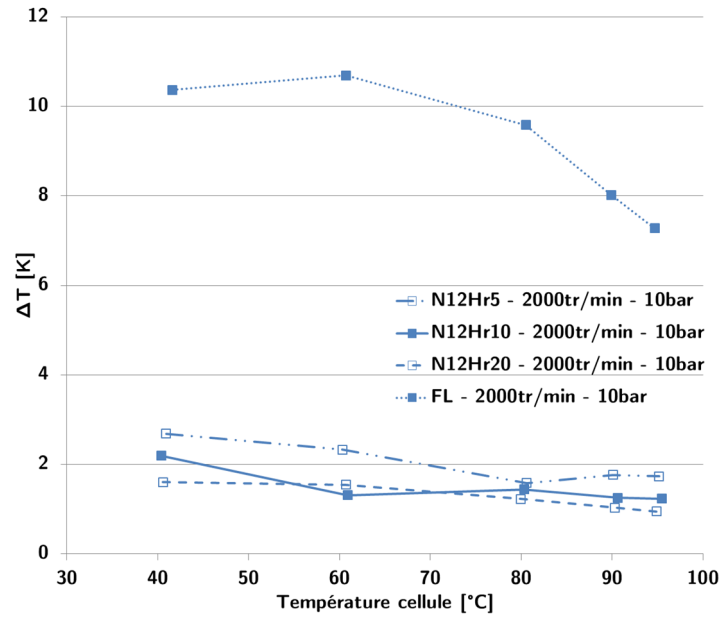


FIGURE 3.7.3 – Différence de température  $T_{R_i} - T_0$  à 2000tr/min, 10bar en fonction de  $T_0$  - Face lisse

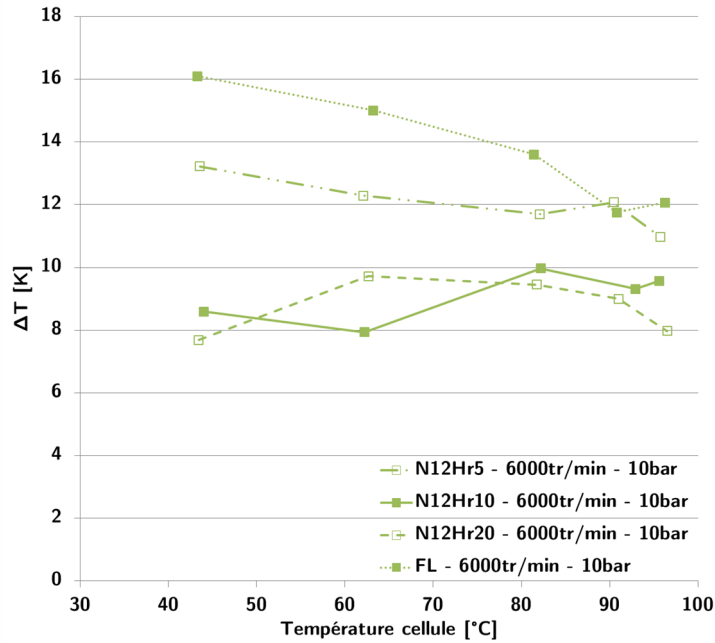


FIGURE 3.7.4 – Différence de température  $T_{R_i} - T_0$  à 6000tr/min, 10bar en fonction de  $T_0$  - Face lisse

### 3.7.2 Transition laminaire-turbulent

Le taux d'accroissement de température en fonction du nombre de Reynolds sur la figure 3.7.5 montre que les cas testés avec les faces lisses ne présentent pas de transition laminaire-turbulent. L'épaisseur de film n'est pas assez importante pour provoquer l'apparition de la turbulence, puisque les nombres de Reynolds de

la garniture à face lisse à  $10\text{bar}$  sont compris entre 160 et 800. En revanche, les nombres de Reynolds obtenus avec les garnitures spirales s'étendent sur une plage beaucoup plus grande, allant de 170 à 2370.

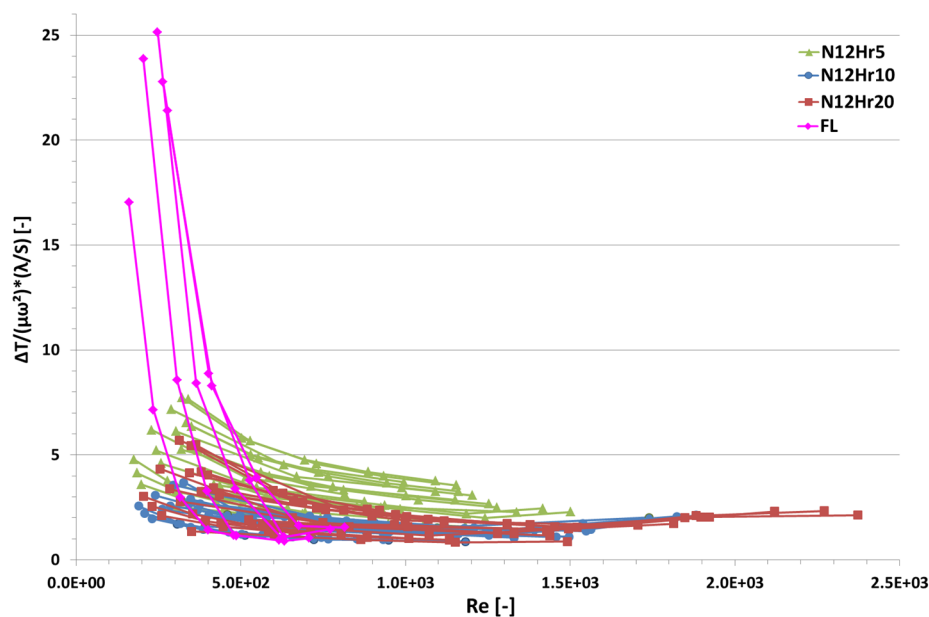


FIGURE 3.7.5 – Taux d'accroissement de température en fonction du nombre de Reynolds -  $N12; h_r, 5, 10, 20/FL$

### 3.7.3 Paramètres adimensionnés

#### Courbe de Stribeck

La comparaison des coefficients de frottement est réalisée sur la figure 3.7.6. Le coefficient de frottement pour la garniture à surface lisse est beaucoup plus important que les coefficients de frottement pour les garnitures texturées. Le rapport est de l'ordre de dix pour des conditions similaires.

Les courbes de frottement décroissent quand le paramètre de service augmente. Ce comportement est typique de la lubrification mixte. Ceci confirme que la garniture à surface lisse fonctionne majoritairement en régime mixte dans les essais réalisés. Comme évoqué en introduction de la section 3.7, des particules d'usure ont été observées dans le bac de collecte de la fuite après quelques essais. Le stator et le rotor sont donc entrés en contact, d'où les couples élevés et les températures élevées identifiées sur les figures 3.7.1, 3.7.3 et 3.7.4.

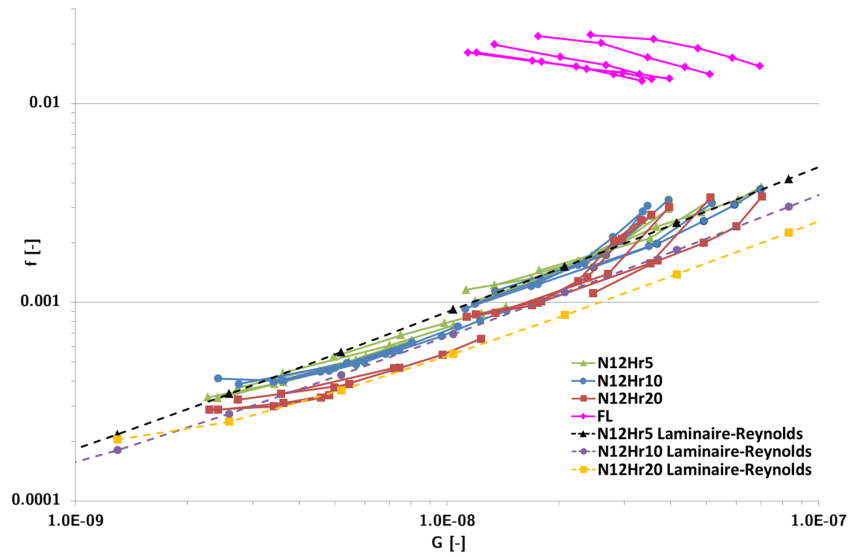


FIGURE 3.7.6 – Coefficient de frottement  $f$  en fonction du paramètre de service  $G$  -  $N12; h_r, 5, 10, 20/FL$

### Débit de fuite adimensionné

Le débit de fuite adimensionné (fig. 3.7.7) a été calculé en prenant comme hauteur de référence  $h_r = 10\mu m$  pour chacune des garnitures. Il est tracé uniquement pour les vitesses suivantes : 2000, 4000 et 6000  $tr/min$ . Les débits obtenus avec les faces lisses sont logiquement inférieurs. Le rapport entre ces débits est d'environ dix, ce qui démontre la capacité des faces lisses à réduire la fuite. En revanche, l'adimensionnement proposé ne permet pas de mettre à l'échelle les débits dans le cas des faces lisses car les mécanismes ne sont pas hydrodynamiques comme pour les faces rainurées.

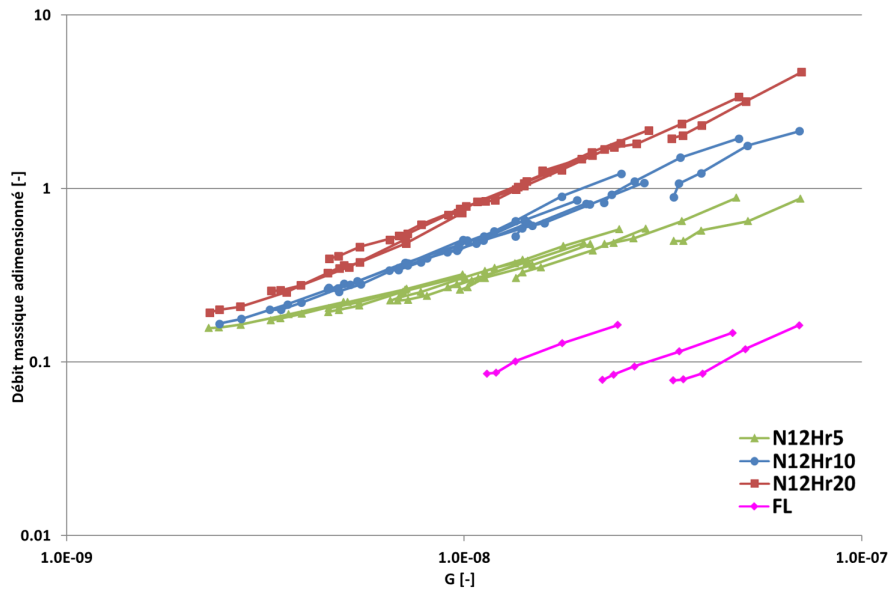


FIGURE 3.7.7 – Débit de fuite adimensionné  $\frac{\bar{m}}{\bar{m}_r}$  en fonction du paramètre de service  $G$  -  $N12; h_r, 5, 10, 20/FL$

### 3.8 Mise en évidence expérimentale du changement de phase - $N12; h_r5$

La figure 3.6.8a peut mettre en évidence l'apparition de changement de phase dans le contact. Il s'avère que pour la garniture ayant des rainures de cinq microns, cette estimation n'est pas suffisamment précise pour identifier clairement les points en régime d'écoulement diphasique. Par conséquent, une étude expérimentale supplémentaire a été mise en place pour quantifier la quantité de vapeur s'échappant de la garniture.

Le protocole expérimental est présenté dans un premier temps suivi de l'analyse des résultats.

#### 3.8.1 Protocole expérimental

La figure 3.8.1a présente la partie du dispositif expérimental utilisée pour collecter à la fois la phase liquide et la phase vapeur de la fuite. La figure 3.8.1b montre le dispositif d'essai employé pour séparer la phase vapeur de la phase liquide. La différence réside dans l'installation d'entonnoirs entre les tuyaux en inox d'évacuation de la fuite et les tuyaux en silicone de collecte de la fuite. Ainsi, la majeure partie de la phase vapeur s'échappe dans l'atmosphère pour ne récolter que la phase liquide.

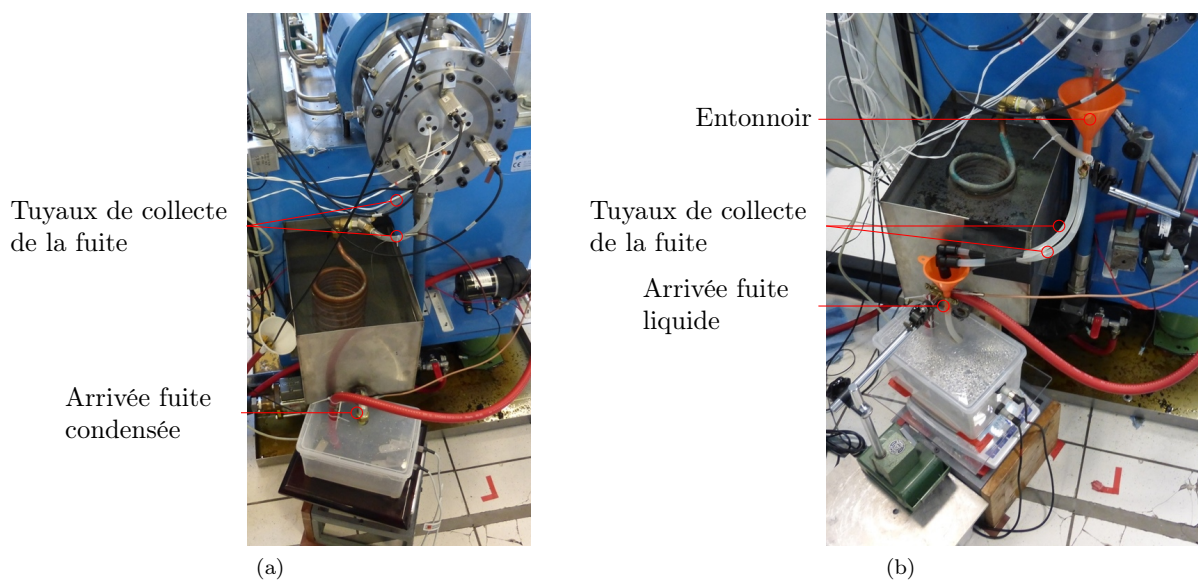


FIGURE 3.8.1 – Dispositif expérimental de pesée de la fuite - Phases liquide + vapeur condensée (a) ; Sans la phase vapeur (b)

La garniture mécanique de profondeur de rainure cinq microns est la seule garniture testée. Les tests ont été réalisés avec une température de  $95^{\circ}\text{C}$  et une vitesse de  $6000\text{tr}/\text{min}$  afin de promouvoir l'apparition de changement de phase. La vitesse élevée augmente la dissipation visqueuse et favorise le changement de phase. Les essais ont été répétés trois fois et la dispersion des mesures a été tracée.

#### 3.8.2 Analyse des résultats

La figure 3.8.2 montre la comparaison des débits de fuite mesurés avec et sans collecte de la vapeur en fonction de la pression d'alimentation. La courbe bleue représente le débit de fuite mesuré en collectant toute la fuite, c'est-à-dire la phase liquide ainsi que la phase supposée vapeur. La courbe rouge représente le débit



de fuite mesuré en faisant l’hypothèse que la fuite collectée n’est que la phase liquide, la vapeur s’échappant dans l’atmosphère.

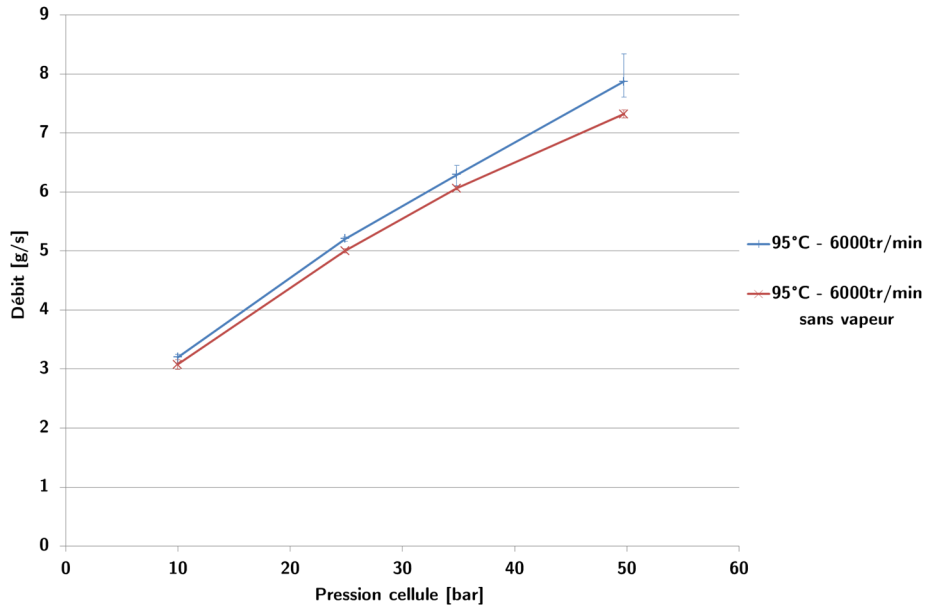


FIGURE 3.8.2 – Comparaison des débits de fuite mesurés avec et sans collecte de la vapeur -  $N12; h_{r,5}$

Les barres de dispersion des résultats sont relativement faibles et inférieures à l’écart entre les deux courbes. Les erreurs minimum et maximum sont données dans le tableau 3.8, pour le point extrême à 50bar.

Avec liquide et vapeur			Avec liquide et sans vapeur		
	Débit [g/s]	Erreur [%]		Débit [g/s]	Erreur [%]
Moyenne	7,88	-	Moyenne	7,32	-
Max	8,34	5,88	Max	7,40	1,02
Min	7,61	3,42	Min	7,26	0,84

TABLE 3.8 – Dispersion des points mesurés à 50bar

Cette procédure expérimentale permet de quantifier la quantité de vapeur s’échappant du joint. Le débit de vapeur est simplement la différence entre le débit total et le débit de la phase liquide, telle que :

$$\dot{m}_v = \dot{m} - \dot{m}_l \tag{3.31}$$

La fraction massique de vapeur s’exprime par la relation :

$$\alpha = \frac{\dot{m}_v}{\dot{m}} \tag{3.32}$$

La puissance thermique transportée par l’écoulement est dépendante des enthalpies en entrée et en sortie de joint, telle que :

$$\begin{aligned}
P_{Tt} &= \dot{m}\Delta h_s = \dot{m} [h_{R_i} - h_{R_e}] \\
&= \dot{m} [(1 - \alpha) h_{sl} + \alpha h_{sv} - h_{R_e}] \\
&= (\dot{m}_l + \dot{m}_v) [(1 - \alpha) h_{sl} + \alpha h_{sv} - h_{R_e}]
\end{aligned} \tag{3.33}$$

Les puissances thermiques transportées par l'écoulement des phases liquide et vapeur sont données par les relations :

$$P_{Tl} = \dot{m}_l [(1 - \alpha) h_{sl} + \alpha h_{sv} - h_{R_e}] \tag{3.34}$$

$$P_{Tv} = \dot{m}_v [(1 - \alpha) h_{sl} + \alpha h_{sv} - h_{R_e}] \tag{3.35}$$

La puissance thermique nécessaire à la vaporisation de l'eau s'exprime par :

$$P_{Tv}^d = \dot{m}_v (h_{sv} - h_{sl}) \tag{3.36}$$

Toutes ces grandeurs sont synthétisées dans le tableau 3.9.

$p$ [bar]	Phase	$\dot{m}$ [g/s]	$\alpha$ [-]	$P_T$ [W]	$P_{Tv}^d$ [W]
10	L+V	3,20	0,038	334	271
	L	3,08		322	
	V	0,12		12	
25	L+V	5,21	0,040	3312	386
	L	5,00		3179	
	V	0,21		133	
35	L+V	6,30	0,038	4504	421
	L	6,06		4333	
	V	0,24		171	
50	L+V	7,88	0,071	6844	918
	L	7,32		6358	
	V	0,56		486	

TABLE 3.9 – Débit de la phase vapeur et puissances thermiques évacuées dans les différentes phases

Plus la pression augmente, plus la puissance thermique nécessaire à la vaporisation augmente car la quantité de vapeur augmente avec le débit de fuite. Il faut donc plus de puissance pour vaporiser une plus grande quantité de matière.

Lorsque la pression d'alimentation augmente, les puissances thermiques transportées dans l'écoulement augmentent également. Comme le couple de frottement (non présenté ici pour ces essais en particulier) et le débit de fuite sont plus importants à haute qu'à basse pression, le comportement observé sur l'augmentation des puissances thermiques est logique.

### 3.9 Cas particulier d'instabilité thermomécanique : garniture mécanique à surface lisse

Lors des tests des garnitures mécaniques à faces lisses des oscillations ont été observées sur le couple de frottement, sur les déplacements ainsi que sur la température dans le stator selon les conditions de

fonctionnement. Les conditions de tests sont répertoriées dans le tableau 3.3. Quelques exemples d'oscillations sont présentés sur les figures 3.9.1a et 3.9.1b. Elles ont été mesurées pour le cas à  $4000tr/min$ ,  $10bar$ ,  $60^{\circ}C$ .

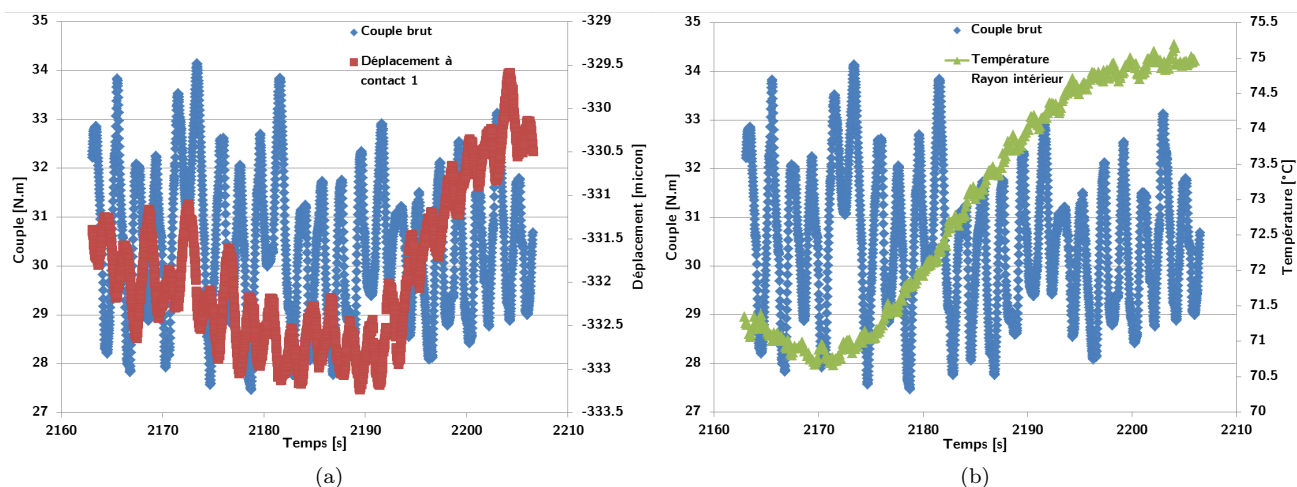


FIGURE 3.9.1 – Exemple d'oscillations du couple de frottement brut et : du déplacement axial du stator (a), de la température au rayon intérieur du stator (b) en fonction du temps d'acquisition -  $FL$ ,  $4000tr/min$ ,  $10bar$ ,  $60^{\circ}C$

Les périodes d'oscillations du couple, des déplacements et des températures paraissent identiques et sont de l'ordre de  $2s$  environ. Des auteurs tels que Salant et Hassan [SH89] ont mis en évidence, au moyen d'un modèle théorique de déformations thermoélastiques, des instabilités présentant de très faibles périodes d'oscillations ( $0,01s$ ). Ces instabilités thermoélastiques peuvent également être provoquées par une déformation soudaine des faces de frottement lorsque du contact sec se produit, par exemple en lubrification mixte [BNK73, Ban79]. De plus, lorsque un matériau isolant et un matériau conducteur sont utilisés sur la même garniture, des points chauds sont générés et peuvent causer des dégradations sur la surface, entraînant des instabilités thermoélastiques, qui peuvent être évitées en refroidissant le contact par l'ajout de rainures de refroidissement sur l'une des deux surfaces de contact [Net80]. Des oscillations dues à une chute soudaine de pression dans le film fluide peuvent aussi être source d'instabilités thermiques. Parmar [Par92] a également simulé ce type de problème et obtenu des périodes d'oscillation de  $2,1s$  sur la température. Une analyse de ce phénomène instable a été réalisée et présentée au 22<sup>ème</sup> Congrès Français de Mécanique en 2015 [RB15]. Il a été confirmé que les oscillations sont d'origine thermomécanique. L'analyse a montré que le temps caractéristique de réponse thermique, qui définit le temps nécessaire à un solide pour atteindre une température stabilisée suite à échelon de flux de chaleur, contrôle la période de ces oscillations. De plus, le rapport entre la production de chaleur à l'interface fluide/solide et le transfert de chaleur au sein du solide a été étudié. Il permet de montrer que les instabilités modifient l'angle formé par les faces de frottement, alternant entre divergent et convergent. Ce qui vient confirmer l'origine thermomécanique des oscillations.

### 3.10 Conclusion

Cette étude expérimentale s'est intéressée aux essais de différentes garnitures mécaniques à rainures spirales ainsi qu'aux essais d'une garniture mécanique à face lisse alimentées par de l'eau. Les conditions d'essais ont permis de solliciter les garnitures mécaniques sous diverses pressions (de  $10bar$  à  $50bar$ ) et tem-

pératures (de  $40^{\circ}\text{C}$  à  $95^{\circ}\text{C}$ ) du fluide d'alimentation ainsi que diverses vitesses de rotation (de  $2000\text{tr}/\text{min}$  à  $6000\text{tr}/\text{min}$ ). Une étude de comportement et de performance a été menée à l'aide de paramètres adimensionnés tels que le taux d'accroissement de température, le coefficient de frottement, le coefficient de couple et le débit de fuite adimensionné. De plus, un bilan d'énergie entre la puissance générée par frottement visqueux et la puissance évacuée dans la fuite et les solides a été établi. L'équation de Reynolds en isotherme et stationnaire pour un écoulement en régimes laminaire et turbulent a été résolue et les résultats ont été comparés aux valeurs expérimentales.

Assez logiquement, les garnitures mécaniques à rainures spirales fonctionnent principalement en régime de lubrification hydrodynamique puisqu'elles fonctionnent sans contact. D'un point de vue des performances hydrodynamiques, une grande profondeur de rainure limitera le couple de frottement et la génération de chaleur dans le contact, mais engendrera une fuite plus importante. De plus, une grande profondeur de rainure favorisera une grande épaisseur de film.

Ensuite, les résultats expérimentaux présentés dans ce chapitre mettent en évidence des changements de comportement notables des garnitures mécaniques en fonction des conditions d'essais. Le régime de lubrification mixte a été atteint pour les garnitures mécaniques dont les profondeurs de rainures sont de  $5\mu\text{m}$  et  $10\mu\text{m}$ , pour des valeurs du paramètre de service inférieures à  $1,0 \times 10^{-8}$  et  $2,75 \times 10^{-9}$  respectivement. La transition laminaire-turbulent a aussi été atteinte pour toutes les garnitures mécaniques à rainures spirales, mais est beaucoup plus présente pour la garniture dont la profondeur de rainures est de  $20\mu\text{m}$  ( $G \geq 5,0 \times 10^{-9}$ ), car la forte épaisseur de film favorise l'apparition de cette transition. Le régime de transition laminaire-turbulent est atteint pour un nombre de Reynolds supérieur ou égal à 1500. Le changement de phase a plus de chance de se produire quand l'épaisseur de film est suffisamment faible pour que le fluide puisse se vaporiser à la suite d'une élévation de température et d'une baisse de pression dans le contact. Il a été identifié majoritairement sur la garniture mécanique avec la profondeur de rainures la plus faible ( $5\mu\text{m}$ ), mais aussi sur les deux autres configurations. Sur ces deux dernières garnitures, moins de points de fonctionnement présentent du changement d'état, car le couple de frottement est plus faible et le débit de fuite plus élevé.

Sur la configuration de garniture  $N12; h_r,5$ , le changement de phase a également été mis en évidence à l'aide d'une méthode de mesure spécifique de débit de fuite permettant de séparer les phases liquide et vapeur. Les résultats montrent qu'en cas de changement de phase, la différence des débits est nettement identifiable. La puissance thermique maximum nécessaire pour vaporiser le fluide est 3,5 fois plus importante à  $50\text{bar}$  qu'à  $10\text{bar}$ .

Une comparaison des performances des garnitures mécaniques à rainures spirales avec une garniture mécanique à surface lisse a également été réalisée. Cette garniture mécanique fonctionne exclusivement en régime de lubrification mixte pour les conditions d'essai testées, puisque l'épaisseur de film est très petite. De plus, le débit de fuite adimensionné est d'environ un ordre de grandeur plus faible que celui de la garniture  $N12; h_r,20$ . Le coefficient de frottement est quand à lui supérieur de plus d'un ordre de grandeur. Les échauffements sont également plus importants ( $+4^{\circ}\text{C}$  en moyenne), ce qui favorise le changement de phase à haute température. Cette garniture mécanique à surface lisse présente aussi des instabilités mesurées sur le couple de frottement, la température et les déplacements du stator, et sont identifiées comme étant d'origine thermomécanique.

Les résultats expérimentaux ont montré que les garnitures mécaniques à surfaces rainurées en spirales présentent des meilleures performances que la garniture mécanique à surface lisse dans les conditions d'essais testées en application liquide. Leur débit de fuite est nettement supérieur, leur refroidissement meilleur mais

leur usure est quasiment inexistante. Leur fonctionnement est également plus stable dans le temps. Les changements de régime identifiés n'affectent pas vraiment les performances des garnitures. Selon les critères de frottement et de débit souhaités, une garniture mécanique pourra mieux convenir qu'une autre. La suite de cette étude s'intéressera à la comparaison du modèle numérique TEHD avec les essais expérimentaux pour prédire le comportement de garnitures mécaniques à rainures spirales alimentées avec un liquide. C'est le but du prochain chapitre.

## Chapitre 4

# Comparaison des essais et du modèle numérique

Ce chapitre propose une comparaison entre le modèle numérique TEHD développé au chapitre 2 et les essais expérimentaux de garnitures mécaniques à rainures spirales présentés au chapitre 3. Les dimensions géométriques et les caractéristiques des matériaux des garnitures mécaniques à rainures spirales testées sont identiques aux deux précédents chapitres et rappelées dans les tableaux 4.1a et 4.1b. Les calculs numériques réalisés dans ce chapitre ont tous été obtenus en considérant les hypothèses de modélisation décrites au chapitre 2. Ils ont été effectués en considérant l'écoulement stationnaire, laminaire, avec recherche de la position d'équilibre statique des solides et en tenant compte des transferts de chaleur dans les solides ainsi que de leurs déformations thermoélastiques. De plus, les calculs numériques ont été réalisés avec un coefficient d'équilibrage basé sur des valeurs géométriques réelles des garnitures mécaniques, soit  $B = 0,8$ , mais les effets sur certains paramètres des dimensions réelles seront étudiés dans la section 4.6.

Caractéristique	Valeur	Unité
rayon extérieur stator	0,09	[m]
rayon intérieur stator	0,07	[m]
épaisseur stator	0,012	[m]
matériau	carbone	
conductivité thermique	7,96	[W/m/K]
densité	1680	[kg/m <sup>3</sup> ]
chaleur spécifique	460	[J/m/K]
module d'Young	$13,79 \times 10^9$	[Pa]
coefficient Poisson	0,2	[-]
coefficient dilatation	$4,9 \times 10^{-6}$	[1/°C]

(a)

Caractéristique	Valeur	Unité
rayon extérieur rotor	0,095	[m]
rayon intérieur rotor	0,065	[m]
épaisseur rotor	0,012	[m]
profondeur rainure	5, 10, 20	[m]
angle rainure	75	[°]
nombre rainures	12	[-]
largeur rainure	50	[%]
matériau	carbure de silicium	
conductivité thermique	148,78	[W/m/K]
densité	3100	[kg/m <sup>3</sup> ]
chaleur spécifique	670	[J/m/K]
module d'Young	$413,7 \times 10^9$	[Pa]
coefficient Poisson	0,17	[-]
coefficient dilatation	$4,1 \times 10^{-6}$	[1/°C]

(b)

TABLE 4.1 – Caractéristiques géométriques - stator (a), rotor (b)

Plusieurs points de validation du code de calcul numérique seront abordés dans ce chapitre. Dans un premier temps, sa validation sera discutée pour un écoulement monophasique laminaire. Ensuite, la profondeur de rainure sera modifiée et une comparaison des résultats numériques et expérimentaux sera proposée et analysée. Les changements de comportement identifiés sur la garniture N12;  $h_r$ 10 à haute vitesse et faible

charge seront aussi abordés. Pour finir, le débit de fuite de vapeur sera estimé numériquement et comparé aux essais expérimentaux.

#### 4.1 Effet de la pression - $N12; h_r10$

Les cas tests présentés dans cette section correspondent à une vitesse de rotation de  $4000tr/min$ , une température d'alimentation du fluide de  $40^\circ C$  et à des pressions d'alimentation du fluide de  $10bar$  à  $50bar$ . Les conditions de test sont répertoriées dans le tableau 4.2. La profondeur de rainure est de dix microns.

Caractéristique	Valeur	Unité
nombre de nœuds direction radiale	41	[-]
nombre de nœuds direction circonférentielle	21	[-]
température	40	[°C]
vitesse de rotation	4000	[tr/min]
pression rayon extérieur	10 à 50	[bar]
pression rayon intérieur	1	[bar]

TABLE 4.2 – Conditions de test en écoulement monophasique -  $N12; h_r10$

L'effet de la pression sur les grandeurs macroscopiques telles que le couple de frottement  $C_f$ , le débit de fuite  $\dot{m}$ , la différence de température  $T_{R_i} - T_0$ , l'épaisseur de film  $h$  ainsi que la puissance évacuée dans la fuite et les solides  $P_{\acute{e}vac}$  est présenté.

##### 4.1.1 Couple de frottement

L'évolution du couple de frottement en fonction de la pression d'alimentation du fluide est présentée sur la figure 4.1.1.

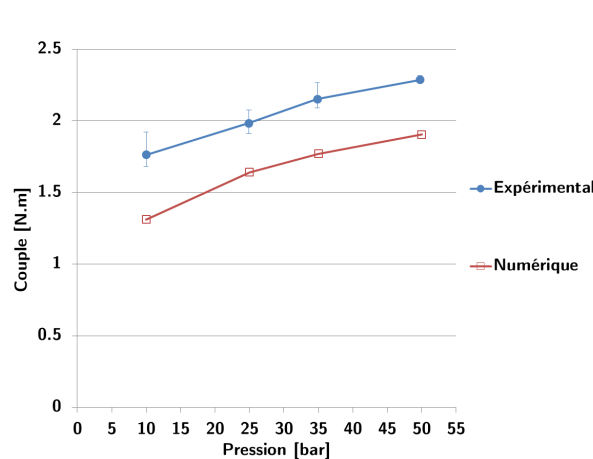


FIGURE 4.1.1 – Couple de frottement en fonction de la pression d'alimentation du fluide -  $4000tr/min$ ,  $40^\circ C$  -  $N12; h_r10$  - Comparaison numérique/expérimental

Lorsque la pression augmente, le couple de frottement augmente également. Cette tendance est visible aussi bien pour les essais expérimentaux que pour les résultats issus du code de calcul numérique. L'accroissement de la pression tend à rapprocher les faces de frottement donc à diminuer l'épaisseur de film, c'est pourquoi il y a une augmentation du couple de frottement. Il est important de rappeler que le couple de frottement

expérimental est corrigé par le couple de barbotage dont l'estimation est susceptible de conduire à une erreur sur le couple de frottement. L'écart relatif entre les essais et le modèle numérique est quasiment constant et environ égal à 19%. Il correspond à une sous-estimation du couple de frottement calculé par le modèle numérique.

### 4.1.2 Débit de fuite

La figure 4.1.2 présente le débit de fuite en fonction de la pression d'alimentation du fluide.

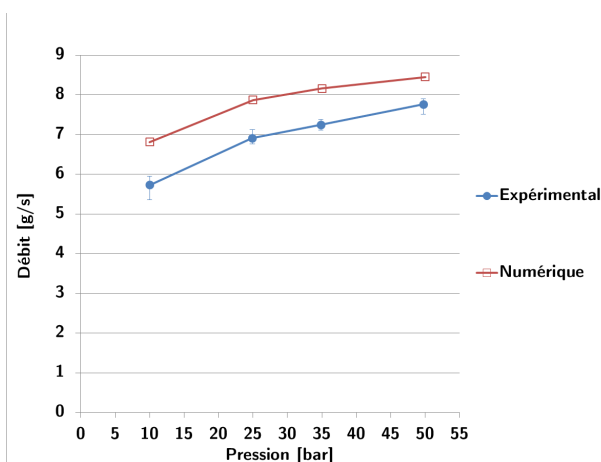


FIGURE 4.1.2 – Débit de fuite en fonction de la pression d'alimentation du fluide - 4000tr/min, 40°C - N12;  $h_r10$  - Comparaison numérique/expérimental

En ce qui concerne le débit de fuite, les essais expérimentaux ainsi que le modèle numérique décrivent la même tendance, à savoir une augmentation du débit de fuite quand la pression d'alimentation du fluide augmente. Ce comportement est logique car le débit de fuite de la garniture mécanique est directement corrélé au différentiel de pression dans l'interface. L'écart relatif entre les deux courbes varie entre 9% au minimum et 19% au maximum. Le débit de fuite obtenu par méthode numérique est surestimé par rapport aux essais expérimentaux, ce qui est en accord avec le couple de frottement obtenu sur la figure 4.1.1. Ceci est en accord avec le fait que l'épaisseur de film doit être surestimée.

### 4.1.3 Température du stator

Pour obtenir la courbe numérique de la figure 4.1.4, la température du stator a été interpolée sur le maillage éléments finis en fonction de la position réelle du thermocouple utilisé pour les essais expérimentaux, soit à  $r = 0,07630m$  et  $z = -1mm$  en prenant la surface du stator comme origine, l'axe  $\vec{z}$  étant orienté vers le film (fig. 4.1.3).



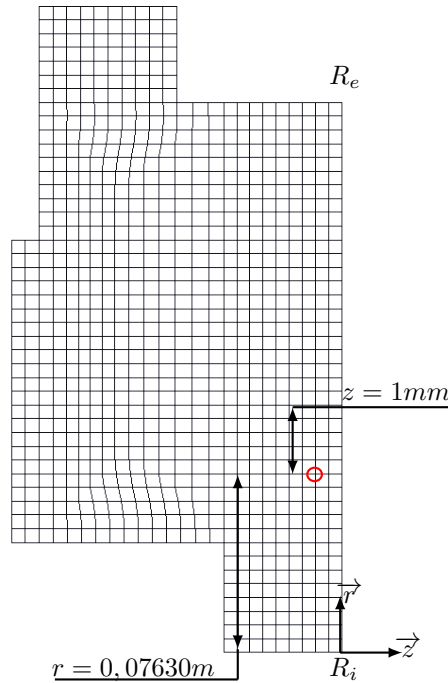


FIGURE 4.1.3 – Position expérimentale du relevé de température  $T_{R_i}$  sur le maillage éléments finis du stator

Le tracé de la température du stator mesurée au rayon intérieur est représenté sur la figure 4.1.4 en fonction de la pression d'alimentation du fluide.

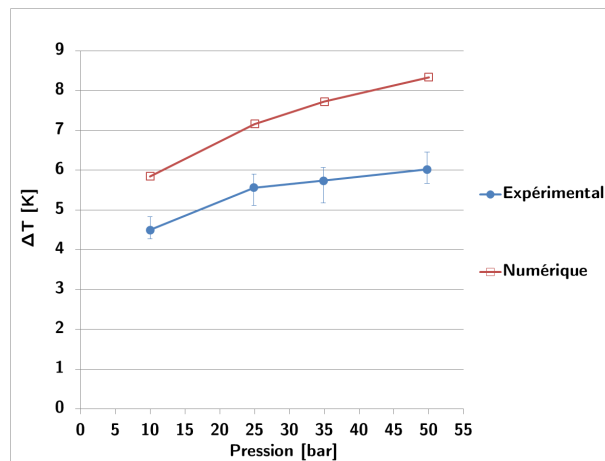


FIGURE 4.1.4 – Différence de température  $T_{R_i} - T_0$  en fonction de la pression d'alimentation du fluide - 4000tr/min, 40°C - N12;  $h_r$ 10 - Comparaison numérique/expérimental

Lorsque la pression d'alimentation du fluide augmente, la différence de température  $T_{R_i} - T_0$  augmente également. Cette variation peut s'expliquer par l'augmentation du couple de frottement quand la pression d'alimentation du fluide augmente, comme évoqué pour la figure 4.1.1. L'augmentation du cisaillement du fluide peut se traduire par un accroissement de température d'après les équations 2.27 et 2.28, ce qui est une évolution logique. Le modèle numérique surestime le  $\Delta T$ , par rapport aux valeurs expérimentales, de 29% au minimum à 39% au maximum. Ces différences peuvent indiquer que les conditions aux limites utilisées dans le

modèle thermique ne sont pas suffisamment représentatives de la réalité. Dans le présent modèle numérique, les échanges de chaleur entre les deux faces et l'air ambiant est inexistant (condition limite adiabatique). Également, les solides environnants (supports de stator et de rotor par exemple) ne sont pas pris en compte dans l'étude.

#### 4.1.4 Épaisseur de film

La figure 4.1.5 exprime l'évolution de l'épaisseur de film moyenne en fonction de la pression d'alimentation du fluide.

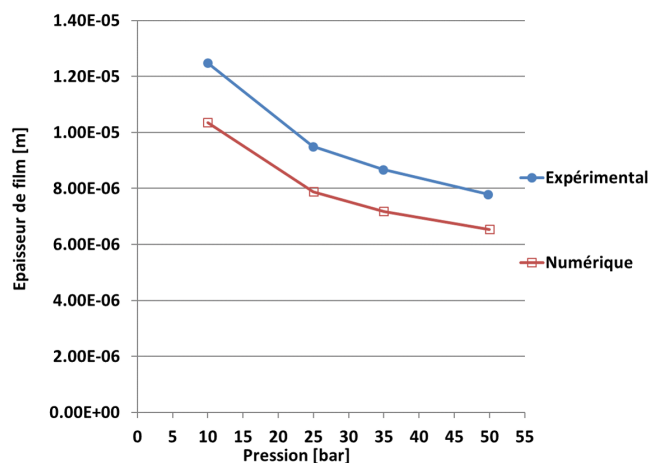


FIGURE 4.1.5 – Épaisseur de film en fonction de la pression d'alimentation du fluide - 4000tr/min, 40°C - N12;  $h_r10$  - Comparaison numérique/expérimental

Lorsque la pression d'alimentation du fluide augmente, l'épaisseur de film diminue, d'après les courbes numérique et expérimentale. Les deux épaisseurs de film présentées ici ne sont pas tout-à-fait comparables puisque l'épaisseur de film expérimentale n'est pas obtenue par une mesure mais est calculée à l'aide de la formule analytique 3.9 basée sur la mesure du débit de fuite. Logiquement, l'épaisseur de film devrait présenter une faible variation voire un faible accroissement quand la pression d'alimentation augmente, car la force d'ouverture (liée à la pression hydrostatique) est proportionnelle à la pression [Bru01]. Or, l'augmentation de la pression conduit à une diminution de l'épaisseur de film. En effet, l'accroissement de la pression augmente l'effet hydrostatique alors que la contribution hydrodynamique est inchangée. Pour que l'effet hydrodynamique s'intensifie et que la force de fermeture puisse être équilibrée, il faut que les faces de frottement se rapprochent.

#### 4.1.5 Puissance évacuée dans la fuite et les solides

La puissance évacuée dans la fuite et les solides (éq. 3.10 pour les essais expérimentaux et éq. 2.83 pour le modèle numérique) en fonction de la pression d'alimentation du fluide est présentée sur la figure 4.1.6.

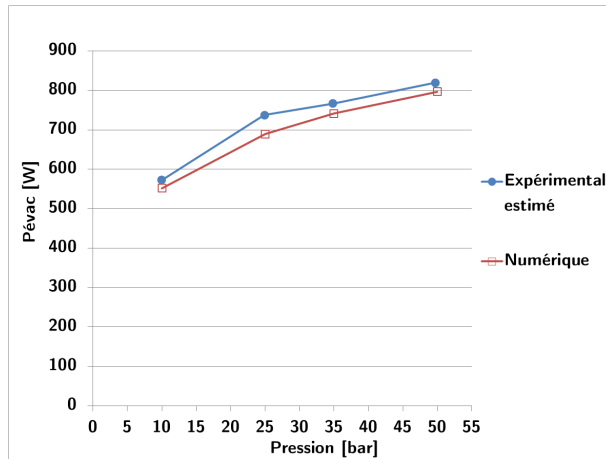


FIGURE 4.1.6 – Puissance évacuée en fonction de la pression d'alimentation du fluide - 4000tr/min, 40°C - N12;  $h_r$ 10 - Comparaison numérique/expérimental

La puissance évacuée dans la fuite et les solides augmente lorsque la pression d'alimentation du fluide croît. En ce qui concerne les essais expérimentaux, l'estimation des puissances évacuées dans les solides et dans la fuite est obtenue par une valeur approchée selon la formule 3.10. Pour rappel, la puissance thermique évacuée dans les solides par conduction est obtenue à l'aide d'un coefficient d'efficacité thermique  $E$  déterminé à l'aide d'une approche analytique. La puissance thermique évacuée dans la fuite par convection s'exprime par une différence d'enthalpie entre l'entrée et la sortie du joint multipliée par le débit massique. Pour les valeurs calculées numériquement, la puissance thermique évacuée s'obtient plus simplement car il est possible d'exprimer les flux de chaleur qui partent vers les solides. Également, la puissance thermique évacuée dans la fuite est calculée grâce au débit et à la différence d'enthalpie entre l'entrée et la sortie du joint. Finalement, la corrélation entre les essais et les calculs est plutôt bonne malgré un débit de fuite et un  $\Delta T$  élevés. Il y a probablement une compensation dans le calcul approché de la puissance thermique expérimentale pour arriver à une telle corrélation.

#### 4.1.6 Conclusion

L'effet de la pression sur plusieurs grandeurs macroscopiques a été investigué. Le modèle numérique TEHD permet une bonne prédiction des tendances des différentes grandeurs macroscopiques testées en comparaison aux essais expérimentaux lorsque l'écoulement est purement laminaire et sans changement de phase. Les résultats numériques et expérimentaux présentent cependant des écarts. La différence de température  $T_{R_i} - T_0$  présente la plus grande erreur relative. Mais expérimentalement, c'est également le paramètre qui montre le plus de variations au cours d'un essai stabilisé. Ces écarts peuvent s'expliquer, d'une part, par le fait que des erreurs de mesures existent et que, d'autre part, un certain nombre d'hypothèses sont réalisées pour simplifier les équations et le modèle TEHD (voir chapitre 2). Notamment la géométrie des spirales simulées est simplifiée par rapport à la géométrie réelle. Les transferts de chaleur avec l'air ambiant et les solides voisins pourraient jouer un rôle mais n'ont pas été considérés dans le modèle qui suppose en outre un comportement axisymétrique des solides.

## 4.2 Effet de la profondeur de rainure

Afin de voir l'influence de la profondeur de rainure sur les grandeurs macroscopiques énoncées précédemment, le cas à  $40^{\circ}\text{C}$ ,  $4000\text{tr}/\text{min}$  est étudié à nouveau pour chaque pression testée lors des essais. Les profondeurs de rainures testées sont de  $5\mu\text{m}$ ,  $10\mu\text{m}$  et  $20\mu\text{m}$ .

### 4.2.1 Couple de frottement

La figure 4.2.1 présente l'effet de la pression d'alimentation du fluide sur le couple de frottement des différentes garnitures mécaniques à rainures spirales testées expérimentalement.

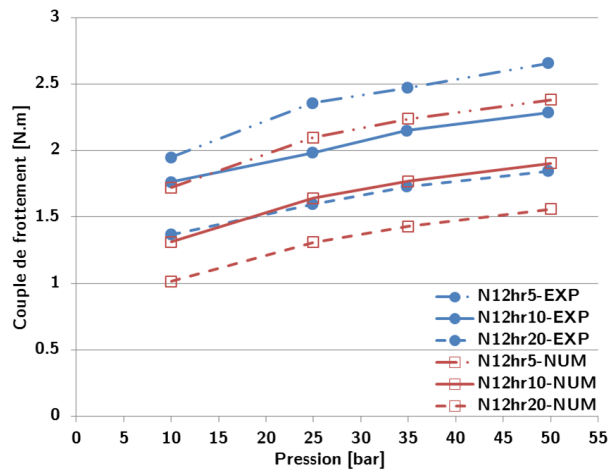


FIGURE 4.2.1 – Couple de frottement en fonction de la pression d'alimentation du fluide -  $4000\text{tr}/\text{min}$ ,  $40^{\circ}\text{C}$  -  $N12$ ;  $h_r$  5, 10, 20 - Comparaison numérique/expérimental

Pour les trois configurations de garnitures mécaniques testées, le couple de frottement mesuré expérimentalement ou estimé à l'aide du code de calcul numérique SGS augmente quand la pression croît. La position relative des courbes obtenues par simulation numérique est identique à celle des courbes expérimentales. Le couple de frottement le plus faible est obtenu pour la profondeur de rainure la plus élevée, soit  $20\mu\text{m}$  et inversement le couple de frottement le plus élevé est observé pour la profondeur de rainure la plus faible ( $5\mu\text{m}$ ). Les écarts entre les courbes numériques et les courbes expérimentales sont au maximum de 26%. Le modèle numérique reproduit correctement le comportement des garnitures mécaniques testées expérimentalement puisque les pentes des courbes numériques et expérimentales sont similaires.

### 4.2.2 Débit de fuite

Sur la figure 4.2.2 est présentée une comparaison des débits, calculés et mesurés, en fonction de la pression d'alimentation du fluide.

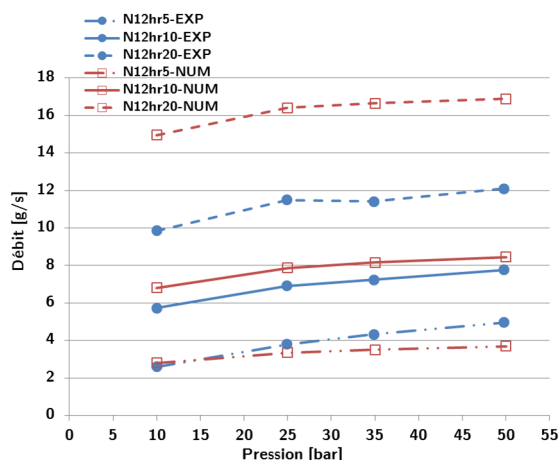


FIGURE 4.2.2 – Débit de fuite en fonction de la pression d'alimentation du fluide -  $4000tr/min$ ,  $40^{\circ}C$  - N12;  $h_r$  5, 10, 20 - Comparaison numérique/expérimental

Lorsque la pression d'alimentation du fluide à étancher augmente, le débit de fuite augmente également, quelle que soit la profondeur de rainure. Ce point a été discuté lors de l'analyse de la figure 4.1.2. Lorsque la profondeur de rainure augmente, le débit de fuite augmente, et ce pour les essais expérimentaux et les calculs numériques. Pour les rainures de profondeur  $5\mu m$  et  $10\mu m$ , une bonne prédiction du débit de fuite par le modèle numérique est obtenue, l'écart avec les essais étant inférieur à 25% et 19% respectivement. En revanche, quand la profondeur de rainure est de  $20\mu m$ , l'écart relatif entre les courbes numérique et expérimentale est significatif (de l'ordre de 50%). Cet écart peut être dû à des effets de transition laminaire-turbulent qui ne sont pas pris en compte dans le modèle numérique. La turbulence a pour effet de limiter le débit de fuite puisque la viscosité apparente du fluide est plus importante qu'en régime laminaire.

### 4.2.3 Température du stator

La différence de température  $T_{R_i} - T_0$  en fonction de la pression d'alimentation du fluide pour les trois profondeurs de rainures des garnitures mécaniques à spirales est présentée sur la figure 4.2.3.

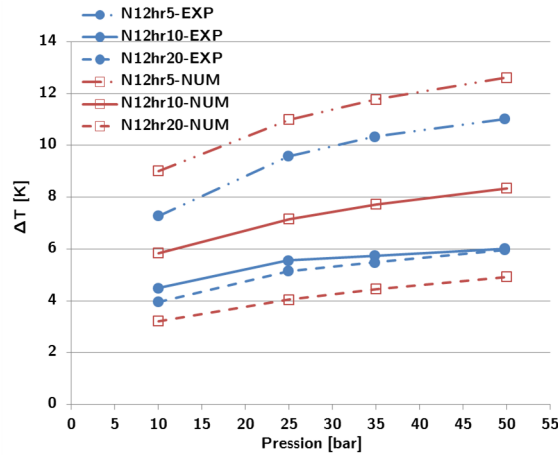


FIGURE 4.2.3 – Différence de température  $T_{R_i} - T_0$  en fonction de la pression d’alimentation du fluide -  $4000tr/min$ ,  $40^\circ C$  -  $N12; h_r, 5, 10, 20$  - Comparaison numérique/expérimental

Les différences de températures  $T_{R_i} - T_0$ , données par le modèle numérique et mesurées lors des essais, augmentent quand la pression d’alimentation de l’eau augmente. De plus, quand la profondeur de rainure croît, le  $\Delta T$  diminue, que ce soit pour les essais ou les simulations. L’écart maximum entre les courbes numériques et expérimentales est d’environ 40%. Toutefois, l’écart moyen est de 23%. Le modèle numérique, pour les profondeurs de  $5\mu m$  et  $10\mu m$ , surestime la température par rapport aux essais mais cette tendance s’inverse pour les rainures de profondeur  $20\mu m$ . Comme pour le débit de fuite dans la section précédente, cette inversion de tendance est liée à la transition laminaire-turbulent qui n’est pas prise en compte dans le modèle. En conséquence de quoi la température est sous-estimée. La prédiction de la température à l’interface est cependant correcte lorsque le régime est laminaire.

#### 4.2.4 Épaisseur de film

La figure 4.2.4 présente l’évolution de l’épaisseur de film moyenne dans l’interface en fonction de la pression d’alimentation du fluide pour les trois modèles de garnitures mécaniques.

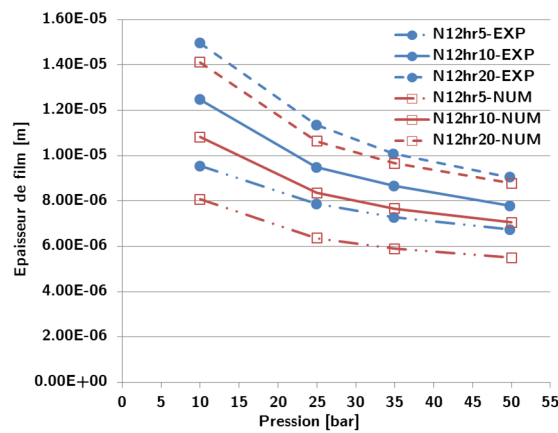


FIGURE 4.2.4 – Épaisseur de film moyenne en fonction de la pression d’alimentation du fluide -  $4000tr/min$ ,  $40^\circ C$  -  $N12; h_r, 5, 10, 20$  - Comparaison numérique/expérimental

La position relative des courbes obtenues par simulation numérique est identique à celle des courbes expérimentales. L'estimation de l'épaisseur de film calculée par le modèle numérique par rapport aux essais expérimentaux donne les mêmes tendances. Néanmoins, il n'est pas évident de conclure sur la validité du modèle numérique concernant le calcul de l'épaisseur de film car l'épaisseur de film expérimentale est obtenue à partir du débit de fuite pour des faces parallèles sans textures (éq. 3.9).

#### 4.2.5 Conclusion

Une comparaison entre le modèle numérique TEHD et les essais expérimentaux a été réalisée afin de montrer l'effet de la profondeur des rainures spirales sur le couple de frottement, le débit de fuite, la différence de température  $T_{R_i} - T_0$  ainsi que l'épaisseur de film. Les profondeurs de rainures sont de  $5\mu m$ ,  $10\mu m$  et  $20\mu m$ . Le modèle numérique TEHD permet de prédire le comportement de ces garnitures mécaniques car la position relative des courbes obtenues par simulation numérique est, dans la plupart des cas présentés ici, identique à celle des courbes expérimentales. Lorsque la profondeur de rainure est trop importante ( $20\mu m$ ), l'écart entre le modèle numérique et les expérimentations est plus marqué (débit de fuite), car l'écoulement peut ne plus être laminaire (la turbulence n'est pas prise en compte dans le modèle numérique TEHD). En effet, la forte profondeur de rainure favorise l'apparition du régime laminaire-turbulent car l'épaisseur de film moyenne est plus importante (chap. 3 pour plus de précisions).

### 4.3 Transition laminaire-turbulent

Expérimentalement, il a été montré dans le chapitre précédent que la garniture mécanique de profondeur de rainure  $10\mu m$  fonctionnant avec une pression d'alimentation de  $10bar$  et une vitesse de rotation de  $6000tr/min$  présente des changements de comportement notables lorsque sa température d'alimentation évolue de  $40^\circ C$  à  $95^\circ C$ . Ceux-ci semblent principalement dus à l'apparition de turbulence ainsi que de changement de phase pour la température la plus élevée. Des calculs ont donc été effectués pour comparer les résultats expérimentaux au code de calcul numérique et confirmer les conclusions expérimentales

Les figures 4.3.1a à 4.3.1d présentent les évolutions du couple de frottement, du débit de fuite, de la différence de température  $T_{R_i} - T_0$  et de l'épaisseur de film en fonction de la température d'alimentation du fluide  $T_0$ .

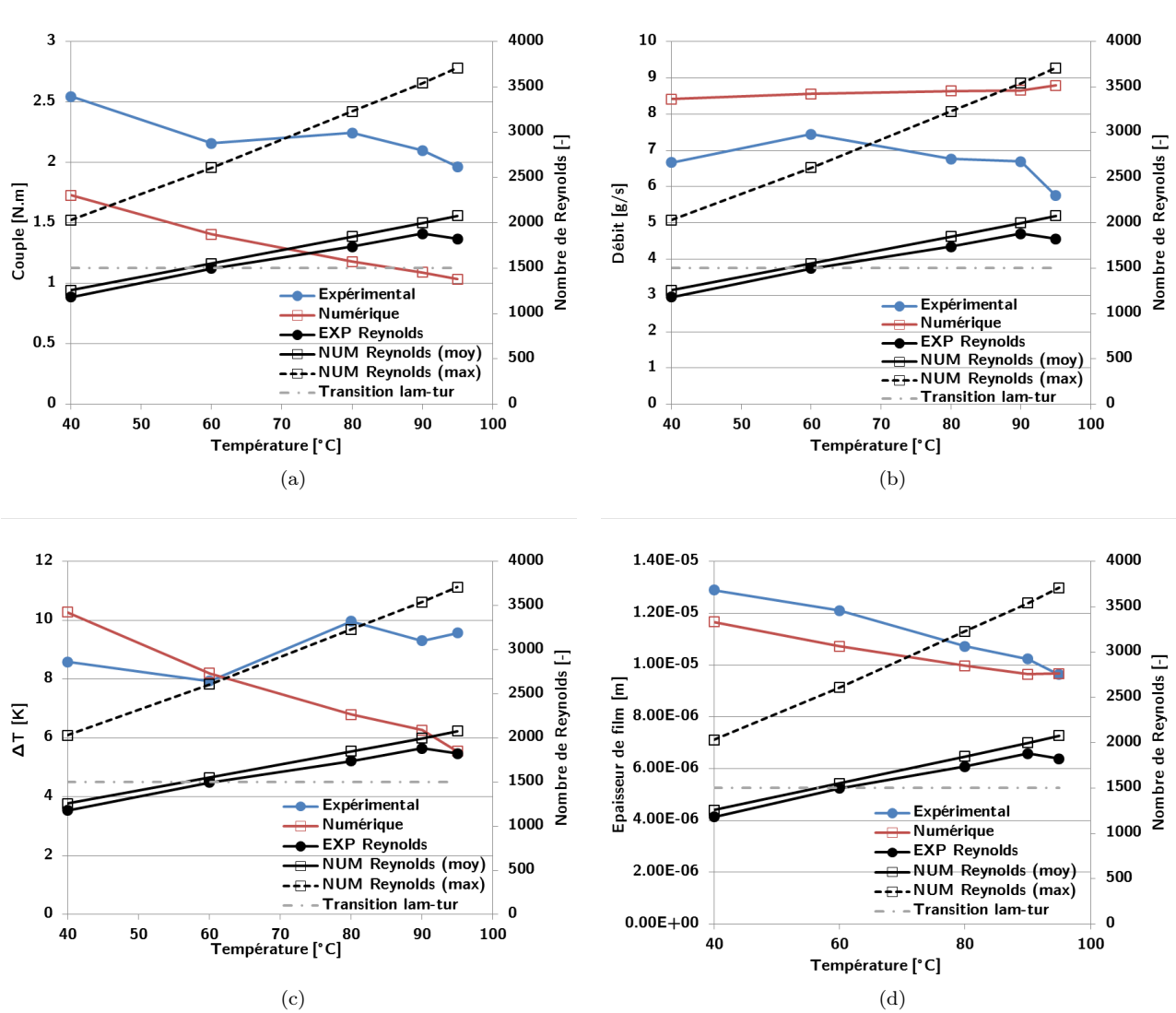


FIGURE 4.3.1 – Comparaison des essais expérimentaux avec les résultats de calculs sur : le couple de frottement (a), le débit de fuite (b), la différence de température  $T_{R_i} - T_0$  (c), l'épaisseur de film (d) en fonction de la température d'alimentation  $T_0 - N12; h_{\tau}10$

Les essais expérimentaux mettent en évidence des changements de comportement marqués visibles sur le couple de frottement, le débit de fuite et la différence de température  $T_{R_i} - T_0$ . En revanche, sur l'épaisseur de film des essais, aucun changement de comportement n'est identifiable. D'après la relation 3.9, l'épaisseur de film est la racine cubique du débit massique. Or, les changements de comportement ne sont pas clairement visibles sur le débit massique, ce qui se répercute sur l'épaisseur de film. Les nombres de Reynolds issus des essais et des calculs numériques ont été ajoutés aux graphiques de chaque grandeur macroscopique. A partir de  $Re > 1500$  (valeur déterminée dans le chapitre précédent), des écarts apparaissent entre les courbes expérimentales et numériques. Ces différences sont identifiables surtout sur le couple de frottement et le  $\Delta T$ .

Comme évoqué précédemment, le premier changement de comportement se produisant à partir de 80°C est dû à la transition d'un régime laminaire pur à un régime transitoire laminaire-turbulent, car d'après les essais expérimentaux et les résultats numériques, ces points ont un nombre de Reynolds élevé (tab. 4.3). Le



second changement de comportement s'identifie à 95°C et est visible sur le débit de fuite et le  $\Delta T$ . Il est dû à du changement de phase combiné à de la transition laminaire-turbulent.

Les courbes numériques ne permettent pas de reproduire ces changements de comportement car ni la turbulence ni la transition laminaire-turbulent ne sont pris en compte dans le code de calcul numérique thermodynamique. En revanche, les points en laminaire pur et en écoulement monophasique, soit à 40°C et à 60°C présentent les mêmes évolutions entre les courbes numériques et expérimentales, pour toutes les grandeurs macroscopiques présentées.

Pour cette configuration, il n'est pas évident de conclure sur les capacités du modèle numérique à prédire le comportement réel de la garniture en écoulement diphasique puisque lors des essais le changement de phase s'est produit alors que l'écoulement n'était plus laminaire.

	Nombre de Reynolds				
	40°C	60°C	80°C	90°C	95°C
Expérimental	1181	1497	1738	1882	1823
Numérique (moyen)	1258	1552	1850	1998	2079
Numérique (maximum)	2030	2610	3230	3540	3710

TABLE 4.3 – Nombres de Reynolds expérimentaux et numériques des cas à 6000tr/min, 10bar, 40°C à 95°C - N12;  $h_r$ 10

#### 4.4 Effet du changement de phase

La configuration testée de la section précédente a également été utilisée pour mettre en évidence l'effet du changement de phase sur le comportement de la garniture en augmentant la température d'alimentation du fluide jusqu'à 275°C. Une grande plage de fonctionnement de la garniture mécanique en présence de changement de phase peut ainsi être testée. Pour rappel, la température de saturation de l'eau à 1bar est de 99,63°C et à 10bar elle est de 179,92°C (identifiées sur la figure 4.4.1a). Les mêmes grandeurs macroscopiques sont utilisées pour caractériser l'écoulement (fig. 4.4.1a à 4.4.1d). La figure 4.4.2 est utilisée pour analyser plus en profondeur le changement de phase au sein de l'interface.

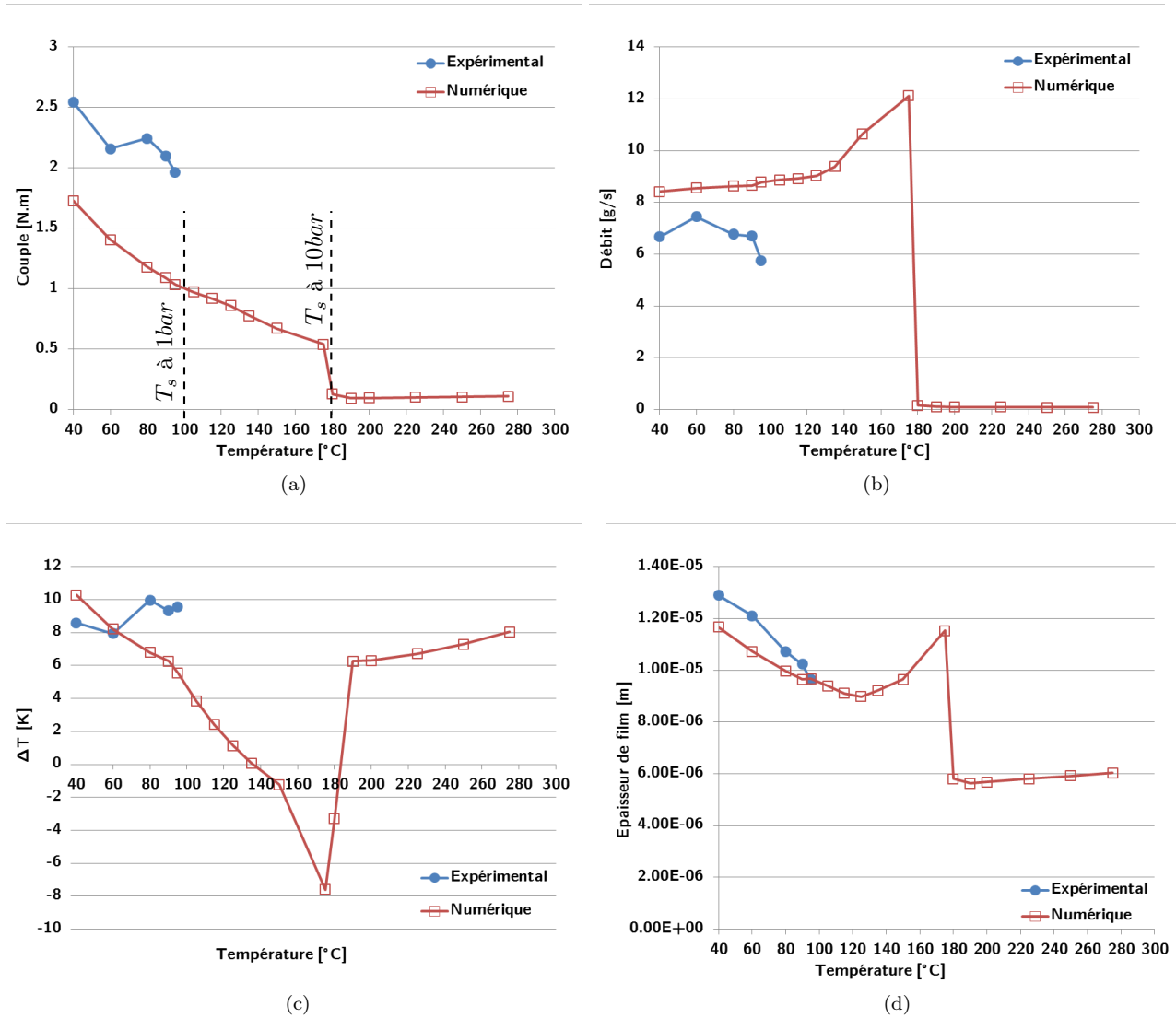


FIGURE 4.4.1 – Comparaison des essais expérimentaux avec les résultats de calcul sur : le couple de frottement (a), le débit de fuite (b), la différence de température  $T_{R_i} - T_0$  (c), l'épaisseur de film moyenne (d) en fonction de la température d'alimentation  $T_0$  - N12;  $h_r$ 10

Des changements de comportement très marqués sont visibles sur le couple de frottement, le débit de fuite, la différence de température  $T_{R_i} - T_0$  ainsi que sur l'épaisseur moyenne de film. Sur la figure 4.4.1a, lorsque la température augmente, le couple de frottement diminue jusqu'à chuter drastiquement à 180°C. Au delà de 180°C, la variation du couple de frottement est très faible. Le débit de fuite présente une augmentation marquée de 135°C à 175°C puis il chute fortement à 180°C. Au delà de 180°C, le débit total estimé est faible ( $\dot{m} < 1,0 \times 10^{-4} g/s$ ). De 40°C à 135°C, la différence de température  $T_{R_i} - T_0$  présentée sur la figure 4.4.1c est positive et diminue quand la température d'alimentation augmente. Au delà de 135°C et jusqu'à 175°C, le  $\Delta T$  diminue toujours et devient négatif. Cette décroissance du  $\Delta T$  est marquée par plusieurs changements de pente. A partir de 180°C jusqu'à 190°C, le  $\Delta T$  croît très rapidement quand  $T_0$  augmente, pour continuer sa croissance mais de manière plus lente jusqu'à  $T_0 = 275^\circ\text{C}$ . En ce qui concerne l'épaisseur de film, elle diminue lorsque  $T_0$  passe de 40°C à 125°C. Au delà de 125°C et jusqu'à 175°C, son évolution est marquée

par une croissance rapide. Ensuite, elle diminue jusqu'à ce que la température d'alimentation atteigne 275°C avec une chute très marquée de 175°C à 180°C.

Les champs 2D de pression et de phase du film fluide de quelques points de température (95°C, 150°C, 180°C, 200°C) sont présentés sur la figure 4.4.2. A 95°C du changement de phase se produit (mixture) et est très localisé sur les nœuds radiaux correspondant au rayon intérieur de la garniture mécanique donc en sortie de joint, comme identifié sur le champ de phase (en vert sur la figure correspondante). Tout le reste de l'interface est occupé par de l'eau liquide (en bleu). Sur le champ de pression correspondant à cette température, l'effet de la rainure est nettement visible. Le fluide subit une légère dépression en entrant dans la rainure et est comprimé en sortant de celle-ci ce qui va générer une portance hydrodynamique additionnelle. Lorsque la température augmente jusqu'à 150°C, la portion de la surface de contact occupée par le mélange est plus importante. Le champ de pression est modifié puisque la viscosité du fluide diminue avec la température d'alimentation. A 180°C, la garniture mécanique est alimentée avec de la mixture liquide-vapeur car sa fraction massique de vapeur en entrée de joint est de 0,71. Le mélange est complètement transformé en vapeur environ au milieu de l'interface (fraction massique de vapeur égale à 1). Le champ de pression est donc modifié comparé à un écoulement qui présente du changement de phase uniquement en sortie de joint. La rainure a moins d'effet sur le champ de pression du fluide car il est plus compressible du fait de la plus grande proportion de vapeur. La pression est donc plus uniformément répartie. Lorsque la température d'alimentation est de 200°C, le fluide en entrée du joint est de la vapeur pure et les variations de pression dans la rainure restent faibles.

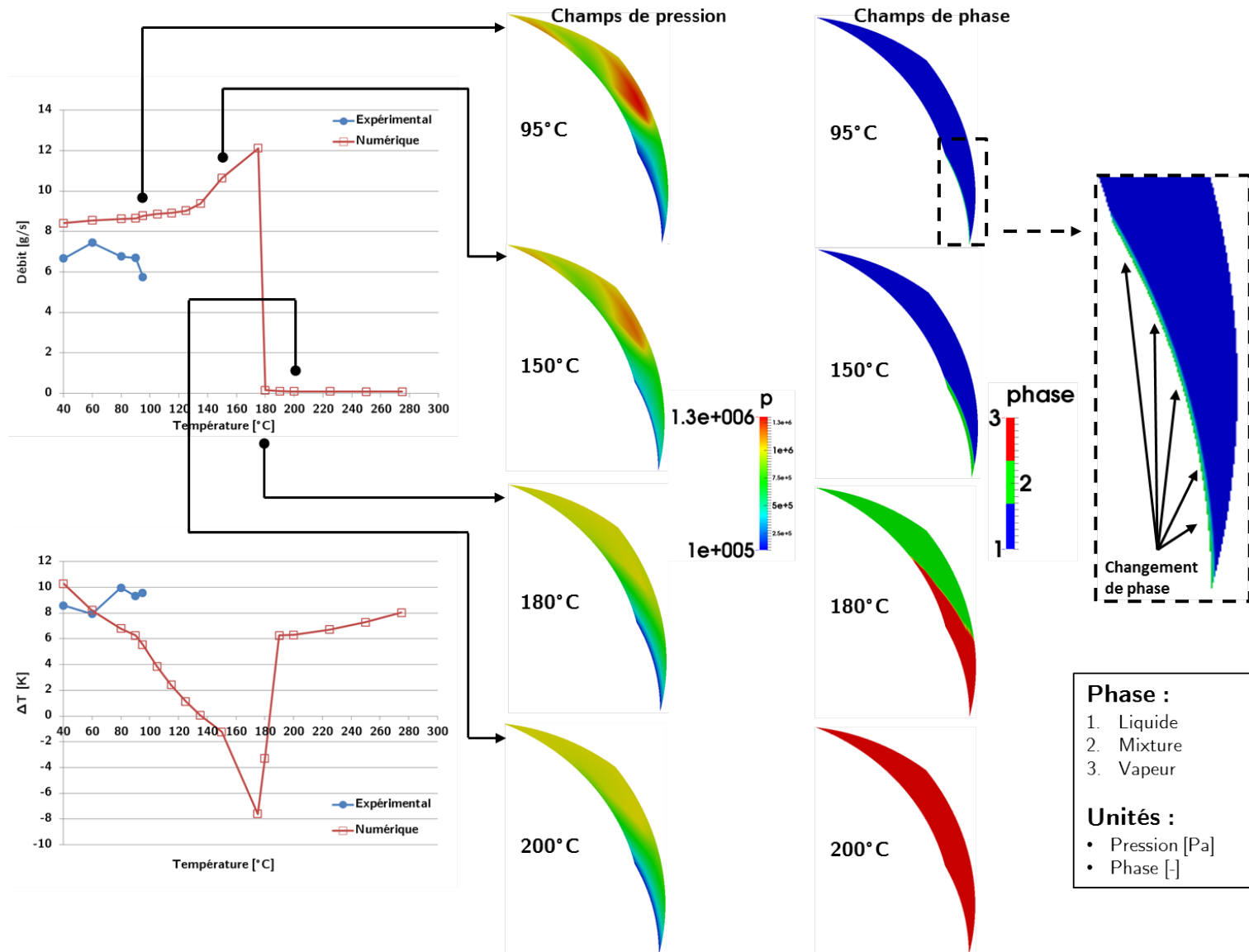


FIGURE 4.4.2 – Visualisation du changement de phase à l'aide du code de calcul numérique SGGS -  $N_{12}; h_r,10$

Lorsque la température d'alimentation passe de  $40^{\circ}\text{C}$  à  $275^{\circ}\text{C}$ , le fluide dans l'interface passe par les états liquide pur, mélange liquide-vapeur et vapeur pure, comme présenté sur la figure 4.4.2. Les différentes transitions observées sur les grandeurs macroscopiques sont liées au régime d'écoulement et à l'état du fluide dans l'interface et seront discutées ci-dessous. Une première transition apparaît lorsque le fluide dans l'interface subit un changement de phase de l'état liquide vers l'état de mélange. L'apparition de mixture modifie peu le comportement de la garniture mécanique car l'interface de changement d'état reste localisée très proche du rayon de sortie de l'écoulement. Ceci se vérifie sur les courbes précédentes tant que la température d'alimentation est comprise entre  $95^{\circ}\text{C}$  et  $140^{\circ}\text{C}$  environ. Lorsque la température augmente au delà de cette limite, la zone de mélange commence à occuper un espace radial plus important (par exemple à  $150^{\circ}\text{C}$ , fig. 4.4.2) et peut modifier plus significativement le comportement de la garniture mécanique. Ceci est vérifié quand la température d'alimentation varie de  $140^{\circ}\text{C}$  à  $175^{\circ}\text{C}$ . En effet, le débit de fuite, le  $\Delta T$  et l'épaisseur de film évoluent rapidement dans cet intervalle. De plus, le  $\Delta T$  devient négatif quand du changement de phase se produit et que l'espace radial occupé par le mélange est significatif. Pour changer de phase, le fluide récupère de l'énergie provenant des solides pour se vaporiser. Ce qui explique la diminution constatée sur le  $\Delta T$  (pour rappel, la mesure de  $T_{R_i}$  est réalisée dans le solide à  $1\text{mm}$  de la surface de contact du stator). Le second type de transition est observée lorsque le fluide dans l'interface passe de l'état de mixture à l'état de vapeur pure. Cette transition est obtenue quand le fluide en entrée de joint atteint sa température de saturation, c'est-à-dire  $180^{\circ}\text{C}$  dans le cas étudié ici. Cette température a présenté des difficultés de convergence car ce cas pourrait correspondre à une situation pour lequel un comportement oscillatoire ou instable pourrait se produire (voir chapitre 1). Cependant, le modèle numérique étant stationnaire, il n'est pas possible de capturer ce type de comportement.

Enfin, lorsque la garniture mécanique est alimentée en vapeur pure, elle présente un comportement nettement plus régulier. Les grandeurs des figures 4.4.1a à 4.4.1d évoluent sans changement brusque de pente de  $190^{\circ}\text{C}$  à  $275^{\circ}\text{C}$ . L'épaisseur de film, lorsque le fluide est en état de vapeur pure est environ deux fois plus faible qu'avec un liquide pur. Le débit de fuite tout comme le couple de frottement sont quant à eux divisés par un facteur dix. Cette baisse s'explique par les valeurs de viscosité dynamique et de densité de vapeur beaucoup plus faibles.

Les figures 4.4.3 à 4.4.6 présentent, pour les quatre valeurs de température d'alimentation, les champs 2D de plusieurs paramètres :

- la profondeur de la rainure :  $h_{\text{encoche}}$  [m];
- la pression :  $p$  [Pa];
- l'épaisseur de film :  $h$  [m];
- l'enthalpie [J/kg];
- la fraction massique de vapeur :  $\text{fracmass}$  [-];
- la température :  $T_2$  [ $^{\circ}\text{C}$ ];
- le nombre de Reynolds :  $\text{Re}$  [-];
- la densité :  $\rho$  [ $\text{kg}/\text{m}^3$ ].

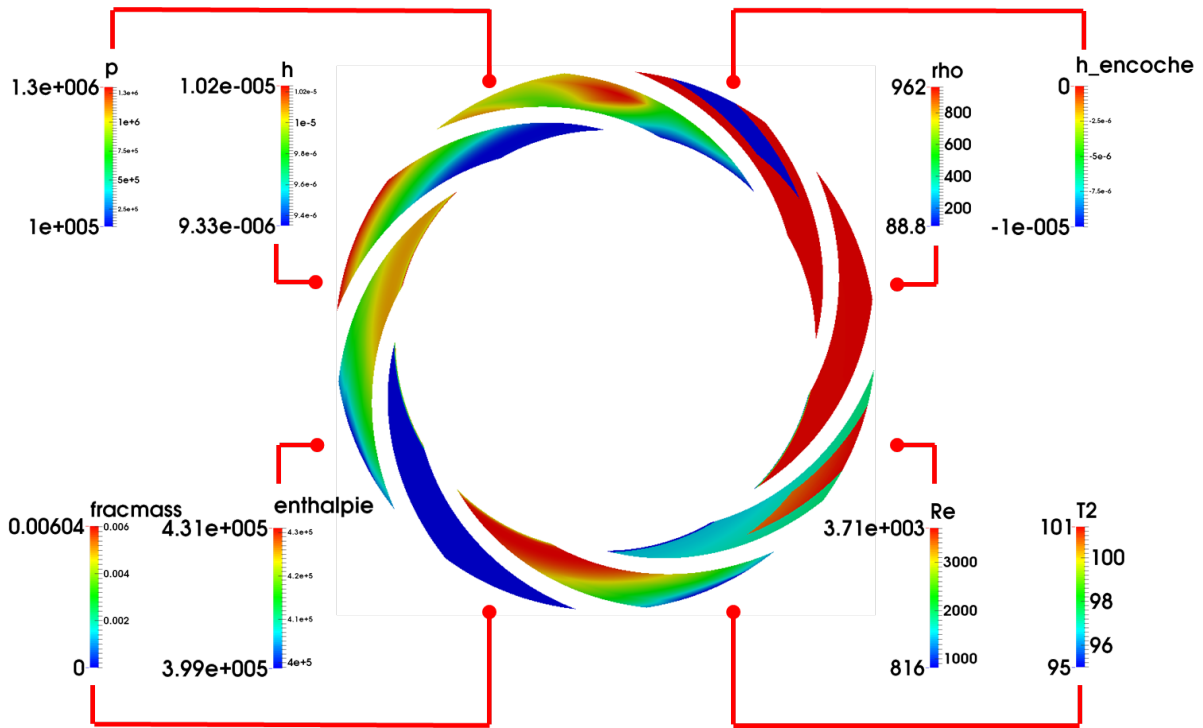


FIGURE 4.4.3 – Champs 2D des différentes grandeurs calculées dans le code de calcul SGGS - 95°C, 6000tr/min, 10bar - N12;  $h_r$ 10

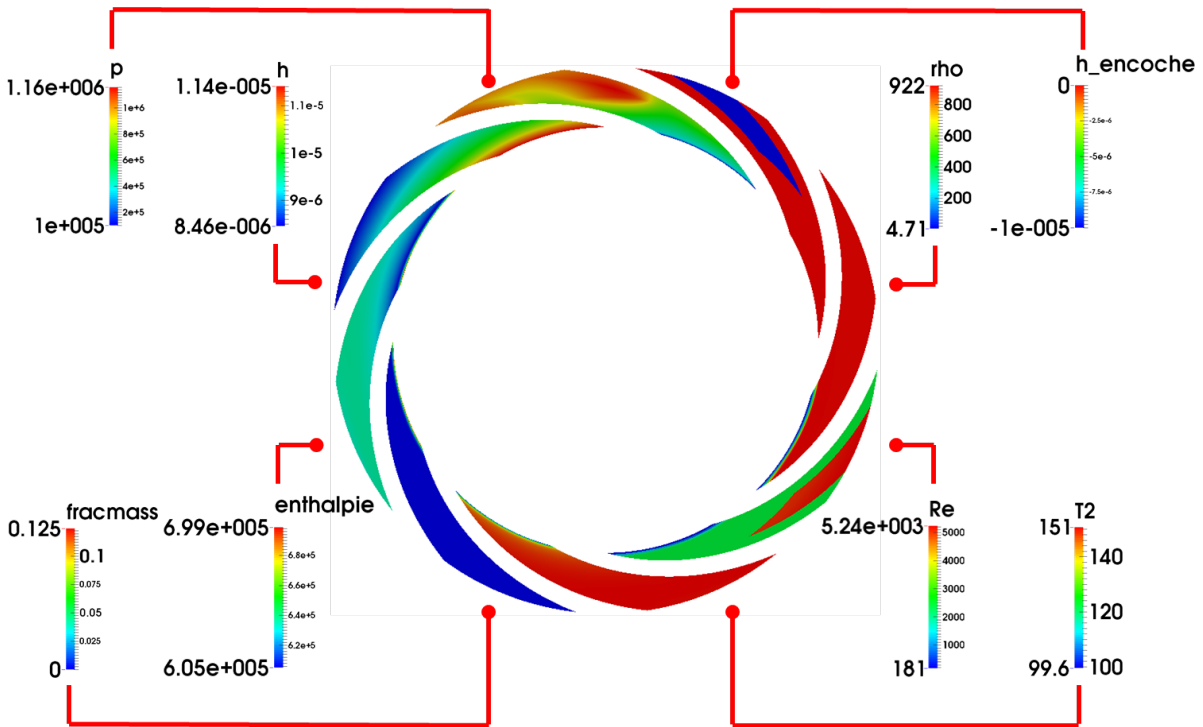


FIGURE 4.4.4 – Champs 2D des différentes grandeurs calculées dans le code de calcul SGGS - 150°C, 6000tr/min, 10bar - N12;  $h_r$ 10

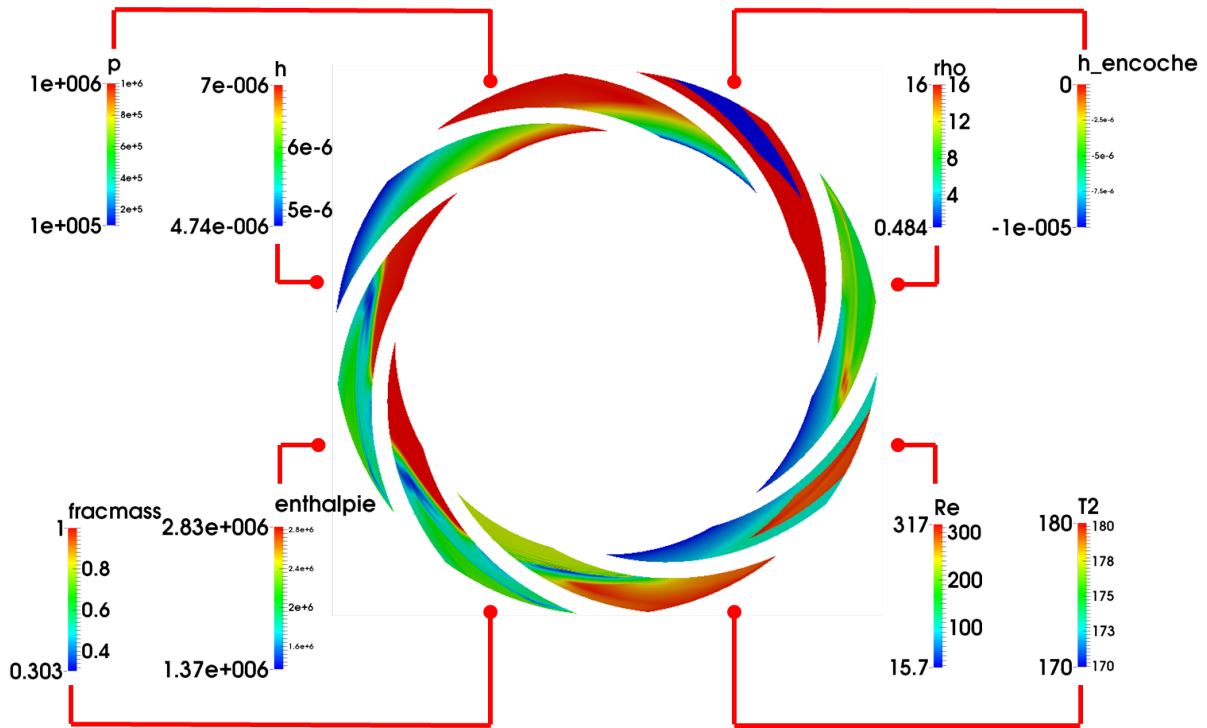


FIGURE 4.4.5 – Champs 2D des différentes grandeurs calculées dans le code de calcul SGGS - 180°C, 6000tr/min, 10bar - N12;  $h_r$ 10

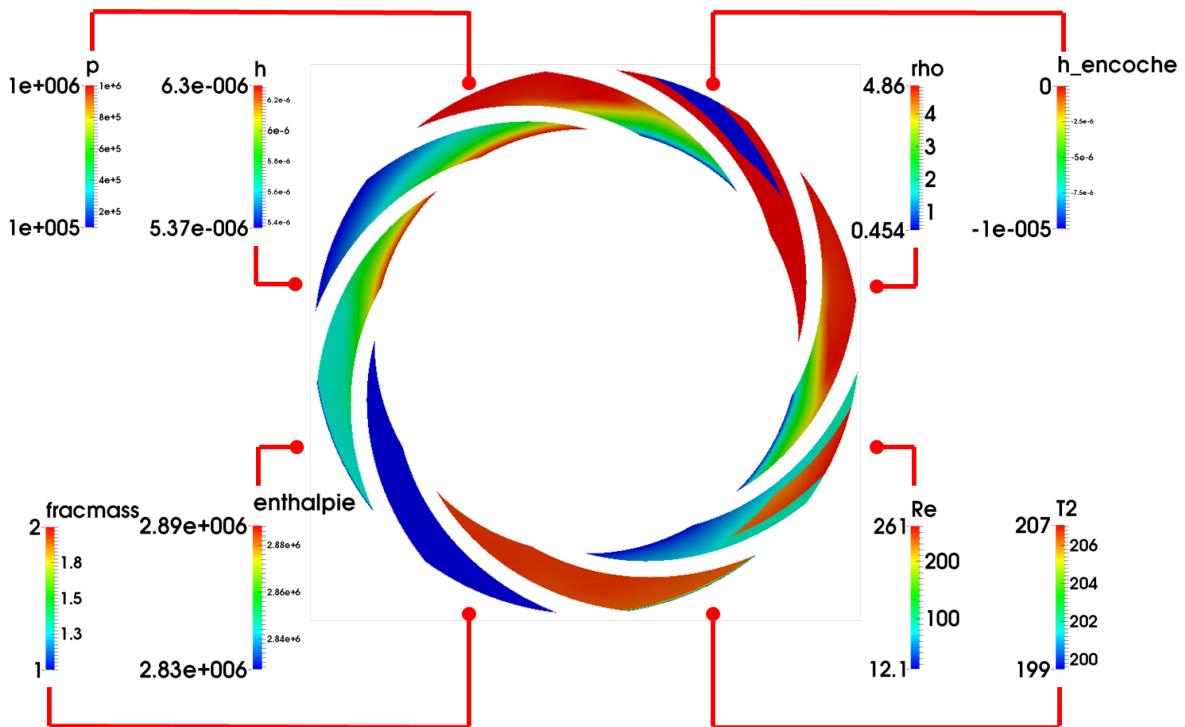


FIGURE 4.4.6 – Champs 2D des différentes grandeurs calculées dans le code de calcul SGGS - 200°C, 6000tr/min, 10bar - N12;  $h_r$ 10

A 95°C, le champ d'épaisseur de film indique que les faces forment un convergent dans le sens de la fuite, alors que pour les trois autres températures, elles forment un divergent. Ceci est dû à la présence de vapeur dans le contact qui modifie les champs de pression et de température. Ces deux grandeurs conditionnent directement les déformations thermomécaniques des solides. Des variations rapides dues au changement de phase sont surtout visibles sur le champ de densité. Quand le fluide passe d'un état liquide à celui de mélange, l'ordre de grandeur de la densité peut être divisé par plus de deux. De plus, lorsque la majeure partie de l'interface est occupée par du liquide (95°C et 150°C), l'épaisseur de film est importante ( $h > 10\mu m$ ), ce qui conduit à des valeurs du nombre de Reynolds supérieures à 1500 au-delà de laquelle le régime d'écoulement pourrait devenir turbulent, notamment dans la rainure. En revanche, la présence de vapeur conduit à une plus faible épaisseur de film, ce qui combiné à la faible valeur de la densité permet de maintenir l'écoulement en régime laminaire, le nombre de Reynolds étant plus faible ( $Re < 1500$ ).

#### 4.5 Séparation des phases liquide et vapeur - $N12; h_r5$

L'étude expérimentale a permis de quantifier la quantité de vapeur qui peut s'échapper de l'interface lorsque du changement de phase se produit avec la garniture mécanique à rainures spirales  $N12; h_r5$  (chap. 3). Le code de calcul numérique SGGS a donc été sollicité pour estimer cette quantité de vapeur. Les débits de fuite du mélange liquide+vapeur et de la phase liquide seule sont présentés sur la figure 4.5.1 en fonction de la pression d'alimentation  $p_0$ .

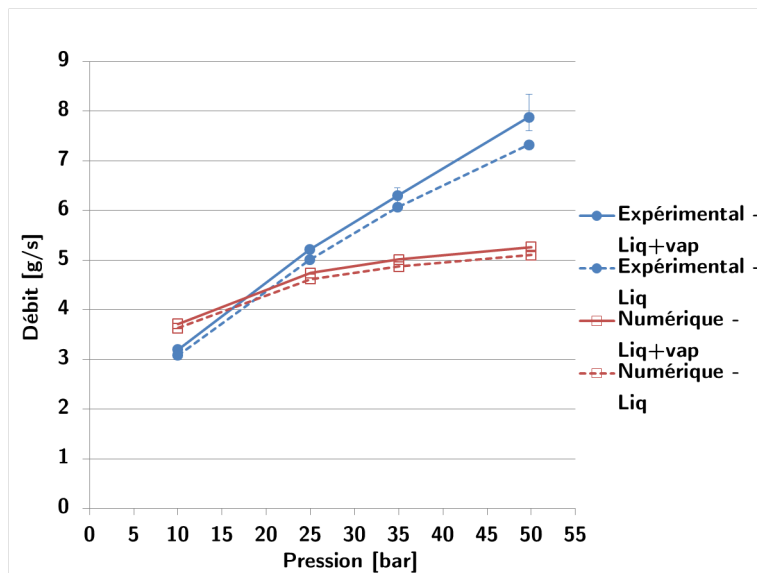


FIGURE 4.5.1 – Comparaison des débits de fuite : phases liquide+vapeur ; phase liquide séparée de la phase vapeur -  $N12; h_r5$

Les pentes des courbes obtenues par simulation numérique sont différentes des pentes des courbes expérimentales, mais les sens de variation sont identiques. A basse pression (10bar), le débit de fuite simulé est supérieur au débit de fuite mesuré expérimentalement. Il devient ensuite inférieur aux essais lorsque la pression d'alimentation augmente. Sur les courbes expérimentales bleues, une différence de débit est nettement visible, entre la courbe continue et la courbe discontinue, pour toutes les pressions. La simulation numérique présente également une différence de débit mise en évidence par l'écart entre les courbes continues et discontinues de 10bar à 50bar. La différence de débit entre les courbes continues et discontinues représente le débit



de vapeur, et peut être présentée en fonction de la pression d'alimentation du fluide (fig. 4.5.2). En noir sont également tracés les fractions massiques de vapeur du modèle numérique et des essais expérimentaux. En ce qui concerne le modèle numérique, la fraction massique de vapeur maximale localisée sur les nœuds du rayon de sortie (rayon interne  $R_i$ ) du joint a été retenue.

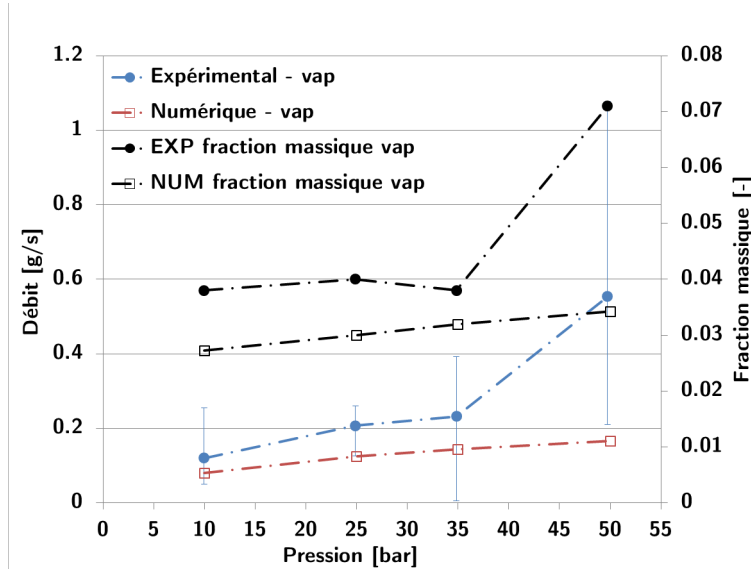


FIGURE 4.5.2 – Comparaison des débits de fuite et des fractions massiques : phase vapeur uniquement -  $N12; h_r,5$

Pour les pressions de  $10\text{bar}$ ,  $25\text{bar}$  et  $35\text{bar}$ , l'écart entre le débit de vapeur calculé à l'aide du modèle numérique et le débit moyen mesuré est de 38% maximum. En revanche, le cas à haute pression ( $50\text{bar}$ ) présente l'écart de débit la plus marqué, soit 70%. Pour les pressions de  $10\text{bar}$ ,  $25\text{bar}$  et  $35\text{bar}$ , les nombres de Reynolds maximums calculés numériquement peuvent atteindre 2400 dans la rainure. Comme le modèle numérique ne peut traiter que des écoulements laminaires, l'écart entre la courbe rouge et la courbe bleue pour ces pressions peut s'expliquer. Néanmoins, les valeurs numériques du débit de vapeur sont comprises dans les barres d'erreurs des valeurs expérimentales. Le point obtenu numériquement à haute pression ( $50\text{bar}$ ) est le plus éloigné du point obtenu expérimentalement. Cet écart peut provenir d'erreurs de mesures expérimentales obtenues lors des essais et qui sont de l'ordre de 5% sur le débit total, ce qui peut représenter des erreurs jusqu'à plus de 100% sur le débit de vapeur. Le modèle numérique repose sur des hypothèses qui ne permettent pas de prendre en compte tous les phénomènes physiques réels, ce qui peut expliquer ces écarts significatifs avec les essais expérimentaux. De plus, l'estimation de la fraction massique de vapeur par le modèle numérique est correcte et présente les mêmes évolutions que le débit de vapeur.

#### 4.6 Effet du coefficient d'équilibrage

Le coefficient d'équilibrage, comme spécifié en introduction de ce manuscrit (éq. 4), dépend des dimensions géométriques de la garniture mécanique. Il a été mentionné au début du chapitre 4 que le coefficient d'équilibrage retenu pour tous les calculs numériques effectués est basé sur des dimensions géométriques théoriques, d'après les plans de fabrication. Or, les dimensions réelles sont différentes des dimensions théoriques, ce qui se traduit par une variation de la valeur du coefficient d'équilibrage. De plus, cela se répercute sur les

paramètres calculés tels que le couple de frottement ou le débit de fuite.

Les erreurs de mesures conduisent, au maximum, à une valeur du coefficient d'équilibrage de 0,85. Par conséquent, il a été choisi de comparer différentes valeurs de  $B$  en prenant la valeur théorique (0,8), la valeur maximum obtenue par mesure des dimensions de la garniture (0,85) et la valeur moyenne (0,825). Le couple de frottement et le débit de fuite sont tracés respectivement sur les figures 4.6.1 et 4.6.2 en fonction de la pression d'alimentation. Les courbes numériques sont tracées avec les différentes valeurs de  $B$  et les courbes expérimentales sont ajoutées. Le cas test est le suivant : profondeur de rainure de  $10\mu m$ , vitesse de rotation de  $4000tr/min$  et température d'alimentation de l'eau de  $40^{\circ}C$ .

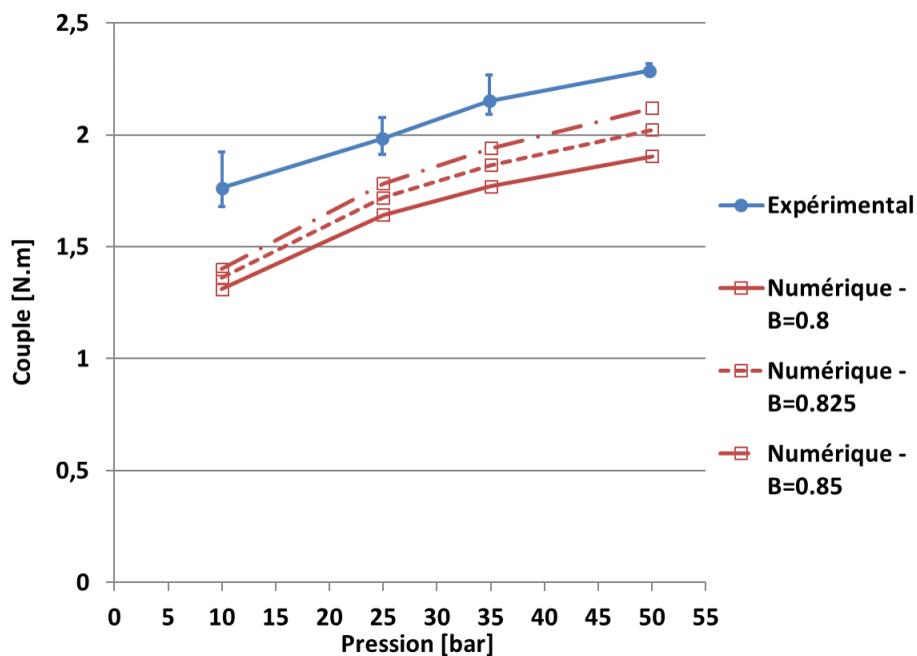


FIGURE 4.6.1 – Effet du coefficient d'équilibrage sur le couple de frottement en fonction de la pression d'alimentation -  $N12; h_r.10$

Pour chaque valeur du coefficient d'équilibrage, l'évolution du couple de frottement en fonction de la pression d'alimentation est identique. Plus la valeur du coefficient d'équilibrage est importante, plus le couple de frottement obtenu par méthode numérique augmente et se rapproche du couple de frottement mesuré, ce qui est logique puisque le contact sera plus chargé, donc l'épaisseur de film plus faible. L'écart entre expérimental et numérique est aussi plus marqué à faible pression, mais moins à forte pression.

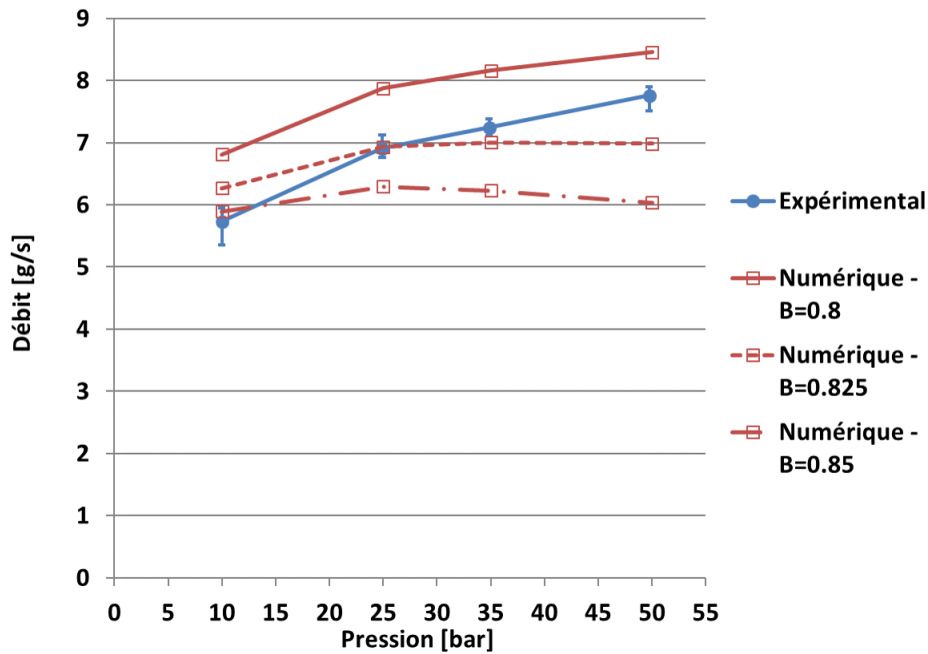


FIGURE 4.6.2 – Effet du coefficient d'équilibrage sur le débit de fuite en fonction de la pression d'alimentation -  $N12; h_r10$

L'évolution du débit de fuite en fonction de la pression d'alimentation obtenue à l'aide du code de calcul numérique est similaire aux essais expérimentaux pour la plus faible valeur de  $B$ . En revanche, dès que sa valeur augmente, et au delà de  $25\text{bar}$ , le débit n'évolue plus voire décroît. De plus, il est intéressant de noter que les valeurs du débit de fuite obtenues avec le coefficient d'équilibrage minimum et maximum encadrent les valeurs expérimentales. Pour  $B = 0,825$ , le débit de fuite obtenu numériquement est le plus proche des valeurs expérimentales.

Il est donc important de connaître avec précision les dimensions géométriques de la garniture mécanique étudiée, en se basant sur des valeurs mesurées et donc réelles, car une faible variation du coefficient d'équilibrage peut entraîner des variations importantes des paramètres calculés et modifier l'interprétation.

## 4.7 Conclusion

Le code de calcul numérique TEHD a été comparé aux essais expérimentaux réalisés avec différentes garnitures mécaniques à rainures spirales ( $5\mu\text{m}$ ,  $10\mu\text{m}$ ,  $20\mu\text{m}$ ) pour différentes températures et pressions d'alimentation du fluide et différentes vitesses de rotation. Lorsque le régime d'écoulement est laminaire, la corrélation entre le modèle numérique et les mesures expérimentales est satisfaisante. Le régime reste laminaire pour les plus faibles températures, pour des vitesses de rotation modérées ainsi que pour une profondeur de rainure de  $5\mu\text{m}$  et  $10\mu\text{m}$ . En revanche, quand la profondeur de rainure est augmentée jusqu'à  $20\mu\text{m}$ , un écart significatif apparaît entre la prédiction du modèle numérique et les résultats expérimentaux. Les nombres de Reynolds calculés numériquement dans ces cas-là sont supérieurs à 1500 ce qui confirme l'existence d'un régime non-laminaire.

Le code de calcul a aussi été testé pour simuler le changement de phase. Il existe des différences entre le modèle numérique et les essais expérimentaux lorsque du changement de phase se produit, car dans cette situation le régime d'écoulement n'est pas nécessairement laminaire. En revanche, le code de calcul numérique TEHD, lorsque la garniture mécanique est alimentée en eau et qu'il se produit du changement de phase dans l'interface, prédit relativement bien la tendance du débit de fuite lorsque la pression d'alimentation du fluide est modifiée. Il est également capable d'estimer correctement les variations du débit de vapeur lorsque la pression augmente. De plus, le modèle numérique peut être utilisé de manière exploratoire pour comprendre l'influence du changement d'état du fluide sur les grandeurs macroscopiques et sur l'estimation des différents champs de grandeurs calculées dans l'interface, qui sont inaccessibles par voie expérimentale.

Pour finir, ce code de calcul numérique peut être utilisé pour prédire le comportement de garnitures mécaniques à rainures spirales alimentées par de l'eau à l'état liquide, tout en ayant conscience de ses limitations en présence de régime turbulent.



# Conclusion et perspectives

Les étanchéités dynamiques de turbopompes de lanceurs spatiaux sont des organes critiques. Leur fiabilité et leur performance doivent être garanties pendant toute la durée du vol pour limiter le risque de défaillance pouvant entraîner la perte du lanceur et de la charge utile. Dans un contexte économique de plus en plus restrictif et exigeant, les turbopompes de lanceurs spatiaux sont également des technologies susceptibles d'être réutilisées et réhabilitées. Pour satisfaire ces besoins, les étanchéités dynamiques des turbopompes doivent s'user peu tout en ayant un faible débit de fuite, dans des conditions de fonctionnement sévères. Ce mémoire s'est attaché à l'étude d'un type d'étanchéité en particulier, les garnitures mécaniques.

Dans les turbopompes à fluides cryogéniques (liquides), les garnitures généralement employées sont à faces lisses, ce qui garantit un très faible débit de fuite. En revanche, l'usure des faces de frottement est élevée, et peut conduire à des instabilités de fonctionnement. De plus, du changement de phase peut se produire à cause des gradients thermiques élevés, ce qui peut être néfaste et provoquer la destruction du système environnant. Pour améliorer les performances hydrodynamiques de ce type d'étanchéité, la texturation de surface peut être employée comme c'est le cas pour les garnitures pour gaz. Le but de ces travaux a été d'étudier la possibilité d'utiliser des garnitures mécaniques gaz pour des applications liquides. L'objectif de cette thèse a été d'analyser les performances tribologiques de différentes configurations de garnitures mécaniques à rainures spirales et de les comparer. La finalité de ces travaux conduit à un code de calcul numérique validé avec des essais expérimentaux en conditions d'écoulement liquide et diphasique.

L'étude bibliographique de la première partie de ce manuscrit montre que la texturation de surface est efficace pour limiter le contact inter-aspérités et favoriser un fonctionnement purement hydrodynamique. Différentes textures de surface existent telles que des textures organisées en réseau (triangles, calottes sphériques, carrés, etc.) ainsi que des textures de forme complexe (spirales, chevrons, etc.). Les textures organisées en réseau sont plus couramment utilisées pour des liquides tandis que les autres sont plus souvent appliquées pour des gaz. La présence de textures favorise l'écoulement du fluide grâce à un effet de pompage hydrodynamique. L'épaisseur de film est d'autant plus grande que la profondeur de texture est importante. De ce fait, de la turbulence peut apparaître. De plus, lorsque le fluide est suffisamment chaud et selon sa pression locale, du changement de phase peut se produire. Ce phénomène physique est source d'instabilités suivant l'étendue de la zone de mélange et/ou de vapeur. Le changement d'état est d'autant plus présent dans les fluides cryogéniques que dans les fluides tels que l'eau ou l'huile. Dans la littérature, les études expérimentales se sont plus intéressées à visualiser cette interface de changement d'état plutôt qu'à quantifier le comportement des garnitures. Les études numériques de la littérature préconisent de modéliser le changement de phase en considérant un fluide à phase homogène, les transferts de chaleur dans les solides ainsi que leurs déformations thermoélastiques, afin d'avoir un modèle le plus fidèle possible à la réalité. La présente étude prend donc en compte ces trois aspects.

Une étude théorique a donc été réalisée, pour une garniture mécanique à rainures spirales ou à surface lisse. Le modèle numérique est basé sur la résolution de l'équation de Reynolds et l'équation de conservation de l'énergie pour de l'eau liquide et en présence de mélange. Le changement de phase de l'eau est pris en compte par des lois d'états thermodynamiques pour les phases liquide et vapeur. La phase de mélange est en revanche modélisée par la loi des phases homogènes. Sa viscosité est définie par la loi de McAdams. Ce modèle a été validé avec des travaux antérieurs en écoulement liquide avec des faces lisses. Le modèle théorique permet également de prendre en compte les effets liés à l'inertie centrifuge, car des vitesses de rotation élevées peuvent entrer en compte, jusqu'à environ  $100000\text{tr}/\text{min}$  dans ce type de turbomachine. Un couplage fluide/structure est également considéré. Les calculs numériques concernant la garniture mécanique à rainures spirales permettent de mettre en valeur différents champs comme la pression, l'épaisseur de film ou encore la température du fluide et des solides. Ils ont été réalisés pour de l'eau à  $95^\circ\text{C}$ ,  $10\text{bar}$ , avec une vitesse de rotation de l'arbre de  $6000\text{tr}/\text{min}$ . Les résultats montrent que du changement de phase se produit en sortie de joint, sur les derniers nœuds du maillage localisés au rayon intérieur.

Ensuite, différentes configurations de garnitures mécaniques à rainures spirales et une à face lisse ont été testées expérimentalement. Les essais ont été réalisés sur un banc d'essai adapté au changement de phase avec une modification du système de pesée et de vidange de la fuite. Ces essais permettent de mettre en valeur l'effet de la pression d'alimentation du fluide (de  $10\text{bar}$  à  $50\text{bar}$ ), de sa température (de  $40^\circ\text{C}$  à  $95^\circ\text{C}$ ) ainsi que de la vitesse de rotation de la broche (de  $2000\text{tr}/\text{min}$  à  $6000\text{tr}/\text{min}$ ). Il apparaît que plus la profondeur de rainure est importante, plus l'épaisseur de film et le débit de fuite sont importants. Dans certaines situations, des changements de comportement peuvent se produire. Une faible profondeur de rainure induit une faible épaisseur de film, ce qui implique qu'il peut se produire de la lubrification mixte. Aussi, du changement de phase peut se manifester à cause des échauffements plus importants dans le contact. En revanche, une forte profondeur de rainure implique une grande épaisseur de film. Le débit de fuite est plus important et donc le refroidissement par convection meilleur. Cependant, de la turbulence peut apparaître. D'une manière générale, lorsque le régime est hydrodynamique et laminaire, le frottement et le débit sont contrôlés par le paramètre de service.

De plus, le changement d'état du fluide a pu être quantifié. Le débit de fuite de vapeur s'échappant de la cellule d'essai a été estimé en faisant une mesure avec puis sans condensation de la vapeur. Le débit de vapeur maximum a été mesuré à  $50\text{bar}$  et correspond à  $0,55\text{g}/\text{s}$  alors qu'il est de  $0,12\text{g}/\text{s}$  à  $10\text{bar}$ .

La garniture mécanique à face lisse présente un coefficient de frottement de 5 à 20 fois plus élevé que les garnitures à textures spirales, mais un débit massique de 10 à 30 fois plus faible. Cependant des instabilités de frottement de type thermomécanique sont apparues et ont été mesurées sur le couple de frottement, les températures dans le contact et les déplacements axiaux du stator et du rotor. Elles se manifestent par une oscillation de ces paramètres.

La dernière partie de ce mémoire concerne la comparaison du modèle numérique thermoélastohydrodynamique avec les essais expérimentaux afin de vérifier sa validité en écoulement liquide et diphasique avec des garnitures mécaniques à rainures spirales. Le modèle numérique permet de prédire correctement le comportement et les performances des différentes garnitures testées en écoulement monophasique. Les changements de comportement liés à la transition laminaire/turbulent n'ont pas pu être reproduits par le modèle numérique qui ne prend pas en compte le régime turbulent. Néanmoins, le changement d'état a été correctement mis en évidence. Le débit de vapeur mesuré expérimentalement a pu être prédit et les écarts constatés entre le modèle numérique et les essais sont compris dans les barres d'erreurs, sauf pour la plus haute pression.

Ces écarts sont dus au fait que le présent modèle numérique ne permet pas de prendre en compte le régime turbulent qui peut apparaître dans ces cas particuliers et notamment dans la rainure où le film est plus épais.

Le code de calcul numérique peut donc être utilisé pour prédire le comportement de garnitures mécaniques à rainures spirales et à faces lisses, en écoulement monophasique et diphasique avec de l'eau, et en régime d'écoulement laminaire. En revanche, si l'épaisseur de film est trop importante, des effets turbulents peuvent apparaître. Ces derniers ne sont pas pris en compte avec ce modèle numérique qu'il faudra améliorer.

Ces travaux mettent en valeur les bonnes performances tribologiques des garnitures mécaniques à rainures spirales pour des applications liquides et il est tout à fait envisageable d'utiliser des textures spirales pour des applications à fluides cryogéniques. Les travaux montrent que, selon la profondeur de rainure employée, le comportement de la garniture mécanique et plus particulièrement le régime de lubrification vont être affectés. L'écoulement pourra suivant les conditions être de type mixte ou au contraire turbulent avec l'apparition d'une phase gazeuse par vaporisation. Il est donc important d'ajuster la profondeur de rainure. Le code développé offre un outil adapté pour réaliser l'optimisation de la profondeur et de la forme des rainures. Cependant il reste un certain nombre de perspectives à investiguer.

Concernant l'actuel modèle numérique, la prochaine étape d'amélioration serait de prendre en compte le régime d'écoulement turbulent et de considérer le changement de phase comme un phénomène instationnaire. Il serait également pertinent de prendre en compte le blocage sonique puisqu'il peut apparaître quand les effets d'inertie, la turbulence et le changement de phase sont réunis [BH87]. Une étude paramétrique pourrait également être réalisée sur l'influence du nombre d'encoches, de leur profondeur et de leur angle sur les principaux paramètres macroscopiques pour déterminer la configuration optimale conduisant aux meilleures performances selon les conditions d'utilisation envisagées. Enfin, l'ajout d'une rainure spirale au rayon intérieur, en plus de l'encoche existante, est une voie d'amélioration pour simuler des écoulements avec du fluide provenant du côté basse pression afin de limiter la fuite.

Dans le but d'avoir une base de données expérimentales plus importante sur les garnitures à rainures spirales en condition d'écoulement monophasique et diphasique, il serait intéressant d'effectuer des essais dans les mêmes conditions que la présente étude en faisant varier le nombre d'encoches. De plus, des essais à plus haute température (jusqu'à  $140^{\circ}\text{C}$  pour la température d'alimentation) peuvent être envisagés. La cellule d'essai pourrait également être repensée avec un hublot transparent localisé radialement par rapport à la garniture mécanique. La mesure s'effectuerait au rayon extérieur de la garniture mécanique à l'aide d'une caméra rapide, afin de déterminer l'épaisseur de film sur ce même rayon. Une autre méthode consisterait à utiliser un stator en saphir pour mesurer par interférométrie optique la position du rayon de changement de phase selon la méthode employée par Orcutt [Orc69], pour apporter un élément complémentaire à la validation du modèle numérique. Cette méthode consiste à éclairer la zone de contact à l'aide d'une lumière blanche pour récupérer une cartographie de couleur des différentes franges interférométriques.

Pour terminer, des tests avec la géométrie réelle de garnitures mécaniques utilisées dans les turbopompes cryogéniques sont à prévoir, pour la validation de cette étude dans son ensemble.





# Table des figures

0.1	Pompe centrifuge avec une garniture mécanique à cartouche [ART12]	17
0.2	Schéma de principe d'une garniture mécanique	18
0.3	Différents principes de pressurisation dans une garniture mécanique : au rayon extérieur (a), au rayon intérieur (b)	19
0.4	Interaction des phénomènes physiques présents dans une garniture mécanique d'étanchéité en fonctionnement [Bru10]	19
0.5	Bilan des forces appliquées à l'élément flottant de la garniture mécanique	21
0.6	Différents profils de faces	23
0.7	L'ATV 2 sous la coiffe du lanceur Ariane 5 <sup>1</sup> et turbopompe à oxygène et hydrogène liquides (ici, modèle HM7)	23
0.8	Système d'étanchéité de la turbopompe LOx du moteur SSME [All79]	24
1.1.1	Quelques exemples de texturation - formes géométriques simples : carrés (a), demi-sphères (b) [ABB16]; formes géométriques complexes : chevrons (c) [Lai94], spirales (d)	28
1.1.2	Différentes répartitions radiales de textures triangulaires (a) et comparaison des débits de fuite de ces textures en fonction du paramètre de service $G$ (b) [ABB16]	30
1.1.3	Garniture mécanique à rainures spirales à gauche et patin de Rayleigh à droite [Sed78]	31
1.2.1	Diagramme de phase $p, V, T$	33
1.2.2	Profils de pression et d'enthalpie en fonction du rayon [Orc69]	35
1.2.3	Différentes approches pour décrire le fluide lors du changement d'état	37
1.2.4	Charge supportée en fonction de l'épaisseur de film [HWBK78]	38
1.2.5	Force d'ouverture en fonction de l'épaisseur de film pour différentes températures d'alimentation du fluide [LHBB90]	39
1.3.1	Étude de la turbulence de sillage d'une aile d'avion sur l'île Wallops <sup>2</sup>	43
1.3.2	Écoulement laminaire dans un tuyau cylindrique	44
1.3.3	Écoulement laminaire entre deux surfaces planes et parallèles	44
1.3.4	Configuration géométrique d'une garniture mécanique	45
1.3.5	Différents régimes d'écoulement [Bru05]	46
2.1.1	Configuration géométrique des solides et du film fluide	50
2.3.1	Flux de chaleur à l'interface	54
2.3.2	Diagramme de phase de l'eau <sup>3</sup>	56
2.3.3	Description des phases de l'eau par zone [IAP07]	57
2.4.1	Températures des faces et du film lubrifiant	61
2.4.2	Exemple de déformations thermomécaniques dans une garniture mécanique	62

2.5.1 Exemple de maillage quadrangle avec rainure spirale . . . . .	64
2.5.2 Forme réelle d'une spirale . . . . .	64
2.5.3 Conditions limites dans le film . . . . .	67
2.5.4 Conditions limites mécaniques dans les solides . . . . .	67
2.5.5 Conditions limites thermiques dans les solides . . . . .	68
2.5.6 Synoptique du code de calcul par éléments finis SGGS . . . . .	70
2.7.1 Comparaison du code MVGM et SGGS en eau liquide à 40°C - Pression en fonction du rayon (a), accroissement de température en fonction du rayon (b) . . . . .	73
2.7.2 Comparaison du code MVGM et SGGS en eau liquide à 90°C - Pression en fonction du rayon (a), Température en fonction du rayon (b) . . . . .	73
2.7.3 Comparaison du code MVGM et SGGS en eau liquide à 95°C - Pression en fonction du rayon (a), $\Delta T$ en fonction du rayon (b) . . . . .	74
2.8.1 Effet du maillage sur la précision des résultats - Épaisseur de film en fonction du nombre de nœuds (a), Couple en fonction du nombre de nœuds (b), Débit en fonction du nombre de noeuds (c), Température maximum en fonction du nombre de noeuds (d) . . . . .	77
2.8.2 Erreur relative sur l'épaisseur de film en fonction du temps de calcul . . . . .	78
2.8.3 Définition de l'encoche, $h_r$ en [m] - $N12; h_r10$ . . . . .	79
2.8.4 Champ de pression en [Pa] - 2D (a), 3D (b) - $N12; h_r10$ . . . . .	80
2.8.5 Répartition des phases [-] - $N12; h_r10$ . . . . .	80
2.8.6 Champ de densité en [ $kg/m^3$ ] - $N12; h_r10$ . . . . .	81
2.8.7 Champ de fraction massique [-] - $N12; h_r10$ . . . . .	82
2.8.8 Champ d'enthalpie en [ $J/kg$ ] - $N12h_r10$ . . . . .	82
2.8.9 Champ de température en[°C] - $N12h_r10$ . . . . .	83
2.8.10 Champs de températures dans les solides - $N12h_r10$ . . . . .	84
2.8.11 Champs de déplacements dans les solides - stator $u_r$ (a), rotor $u_r$ (b), stator $u_z$ (c), rotor $u_z$ (d) - $N12; h_r10$ . . . . .	85
3.1.1 Vue d'ensemble du dispositif d'essai . . . . .	88
3.1.2 Vue d'ensemble du banc d'essai . . . . .	89
3.1.3 Vue en coupe du banc d'essai . . . . .	89
3.1.4 Vue en coupe de la cellule d'essai . . . . .	90
3.1.5 Définition des garnitures mécaniques - rainure spirale . . . . .	91
3.1.6 Recouvrement des mesures par interférométrie optique . . . . .	92
3.1.7 Exemple d'un seuillage appliqué à une surface redressée . . . . .	92
3.1.8 Capteurs de mesure sur la cellule d'essai . . . . .	94
3.1.9 Positionnement des thermocouples dans la face en carbone . . . . .	95
3.2.1 Ensemble condenseur, récupération et vidange de la fuite . . . . .	97
3.4.1 Couple de frottement en fonction de la température d'alimentation - $N12; h_r10$ . . . . .	99
3.4.2 Débit de fuite en fonction de la température d'alimentation - $N12; h_r10$ . . . . .	100
3.4.3 Différence de température $T_{R_i} - T_0$ en fonction de la température d'alimentation $T_0$ - $N12; h_r10$ . . . . .	101
3.5.1 Taux d'accroissement de température en fonction du nombre de Reynolds - $N12; h_r10$ . . . . .	102
3.5.2 Taux d'accroissement de température et couple de frottement en fonction du nombre de Reynolds pour un cas laminaire et un cas turbulent - $N12; h_r10$ . . . . .	103
3.5.3 Puissances mécanique et thermique présentes au sein d'une garniture mécanique d'étanchéité . . . . .	104

3.5.4	Puissance thermique en fonction de la puissance mécanique - $N12; h_r10$ . . . . .	105
3.5.5	Coefficient de frottement et épaisseur de film en fonction du paramètre de service [Bru10] . . . . .	106
3.5.6	Coefficient de frottement $f$ en fonction du paramètre de service $G$ - $N12; h_r10$ . . . . .	108
3.5.7	Coefficient de couple $C_m$ en fonction du paramètre de service $G$ - $N12; h_r10$ . . . . .	110
3.5.8	Débit de fuite adimensionné - $N12; h_r10$ . . . . .	111
3.6.1	Comparaison du couple de frottement en fonction de la température d'alimentation pour différentes profondeurs de rainures - $N12; h_r5, 10, 20$ . . . . .	112
3.6.2	Comparaison du débit de fuite en fonction de la température d'alimentation pour différentes profondeurs de rainures - $N12; h_r5, 10, 20$ . . . . .	112
3.6.3	Comparaison de la température mesurée au rayon intérieur en fonction de la température d'alimentation pour différentes profondeurs de rainures - $N12; h_r5, 10, 20$ . . . . .	113
3.6.4	Taux d'accroissement de température en fonction du nombre de Reynolds - $N12; h_r5, 10, 20$ . . . . .	113
3.6.5	Coefficient de frottement $f$ en fonction du paramètre de service $G$ - $N12; h_r5, 10, 20$ . . . . .	115
3.6.6	Coefficient de couple $C_m$ en fonction du paramètre de service $G$ - $N12; h_r5, 10, 20$ . . . . .	116
3.6.7	Débit de fuite adimensionné $\frac{\dot{m}}{\dot{m}_r}$ en fonction du paramètre de service $G$ - $N12; h_r5, 10, 20$ . . . . .	117
3.6.8	Puissance thermique en fonction de la puissance mécanique - Comparaison des différentes profondeurs de rainures spirales - $N12; h_r5$ (a), $N12; h_r10$ (b), $N12; h_r20$ (c) . . . . .	118
3.6.9	Température $T_{R_i}$ en fonction de la vitesse de rotation - $N12, h_r5$ . . . . .	119
3.6.10	Température $T_{R_i}$ en fonction de la vitesse de rotation - $N12, h_r10$ . . . . .	120
3.6.11	Température $T_{R_i}$ en fonction de la vitesse de rotation - $N12, h_r20$ . . . . .	120
3.6.12	Points de fonctionnement présentant du changement de phase - $N12; h_r20$ . . . . .	122
3.7.1	Couple de frottement brut en fonction de $T_0$ - Face lisse . . . . .	123
3.7.2	Différence de température $T_{R_i} - T_0$ en fonction de $T_0$ - Face lisse . . . . .	123
3.7.3	Différence de température $T_{R_i} - T_0$ à $2000tr/min, 10bar$ en fonction de $T_0$ - Face lisse . . . . .	124
3.7.4	Différence de température $T_{R_i} - T_0$ à $6000tr/min, 10bar$ en fonction de $T_0$ - Face lisse . . . . .	124
3.7.5	Taux d'accroissement de température en fonction du nombre de Reynolds - $N12; h_r5, 10, 20/FL$ . . . . .	125
3.7.6	Coefficient de frottement $f$ en fonction du paramètre de service $G$ - $N12; h_r5, 10, 20/FL$ . . . . .	126
3.7.7	Débit de fuite adimensionné $\frac{\dot{m}}{\dot{m}_r}$ en fonction du paramètre de service $G$ - $N12; h_r5, 10, 20/FL$ . . . . .	126
3.8.1	Dispositif expérimental de pesée de la fuite - Phases liquide + vapeur condensée (a) ; Sans la phase vapeur (b) . . . . .	127
3.8.2	Comparaison des débits de fuite mesurés avec et sans collecte de la vapeur - $N12; h_r5$ . . . . .	128
3.9.1	Exemple d'oscillations du couple de frottement brut et : du déplacement axial du stator (a), de la température au rayon intérieur du stator (b) en fonction du temps d'acquisition - $FL, 4000tr/min, 10bar, 60^\circ C$ . . . . .	130
4.1.1	Couple de frottement en fonction de la pression d'alimentation du fluide - $4000tr/min, 40^\circ C$ - $N12; h_r10$ - Comparaison numérique/expérimental . . . . .	134
4.1.2	Débit de fuite en fonction de la pression d'alimentation du fluide - $4000tr/min, 40^\circ C$ - $N12; h_r10$ - Comparaison numérique/expérimental . . . . .	135
4.1.3	Position expérimentale du relevé de température $T_{R_i}$ sur le maillage éléments finis du stator . . . . .	136
4.1.4	Différence de température $T_{R_i} - T_0$ en fonction de la pression d'alimentation du fluide - $4000tr/min, 40^\circ C$ - $N12; h_r10$ - Comparaison numérique/expérimental . . . . .	136
4.1.5	Épaisseur de film en fonction de la pression d'alimentation du fluide - $4000tr/min, 40^\circ C$ - $N12; h_r10$ - Comparaison numérique/expérimental . . . . .	137

4.1.6 Puissance évacuée en fonction de la pression d'alimentation du fluide - 4000tr/min, 40°C - N12; $h_r$ 10 - Comparaison numérique/expérimental . . . . .	138
4.2.1 Couple de frottement en fonction de la pression d'alimentation du fluide - 4000tr/min, 40°C - N12; $h_r$ 5, 10, 20 - Comparaison numérique/expérimental . . . . .	139
4.2.2 Débit de fuite en fonction de la pression d'alimentation du fluide - 4000tr/min, 40°C - N12; $h_r$ 5, 10, 20 - Comparaison numérique/expérimental . . . . .	140
4.2.3 Différence de température $T_{R_i} - T_0$ en fonction de la pression d'alimentation du fluide - 4000tr/min, 40°C - N12; $h_r$ 5, 10, 20 - Comparaison numérique/expérimental . . . . .	141
4.2.4 Épaisseur de film moyenne en fonction de la pression d'alimentation du fluide - 4000tr/min, 40°C - N12; $h_r$ 5, 10, 20 - Comparaison numérique/expérimental . . . . .	141
4.3.1 Comparaison des essais expérimentaux avec les résultats de calculs sur : le couple de frottement (a), le débit de fuite (b), la différence de température $T_{R_i} - T_0$ (c), l'épaisseur de film (d) en fonction de la température d'alimentation $T_0$ - N12; $h_r$ 10 . . . . .	143
4.4.1 Comparaison des essais expérimentaux avec les résultats de calcul sur : le couple de frottement (a), le débit de fuite (b), la différence de température $T_{R_i} - T_0$ (c), l'épaisseur de film moyenne (d) en fonction de la température d'alimentation $T_0$ - N12; $h_r$ 10 . . . . .	145
4.4.2 Visualisation du changement de phase à l'aide du code de calcul numérique SGGS - N12; $h_r$ 10 . . . . .	147
4.4.3 Champs 2D des différentes grandeurs calculées dans le code de calcul SGGS - 95°C, 6000tr/min, 10bar - N12; $h_r$ 10 . . . . .	149
4.4.4 Champs 2D des différentes grandeurs calculées dans le code de calcul SGGS - 150°C, 6000tr/min, 10bar - N12; $h_r$ 10 . . . . .	149
4.4.5 Champs 2D des différentes grandeurs calculées dans le code de calcul SGGS - 180°C, 6000tr/min, 10bar - N12; $h_r$ 10 . . . . .	150
4.4.6 Champs 2D des différentes grandeurs calculées dans le code de calcul SGGS - 200°C, 6000tr/min, 10bar - N12; $h_r$ 10 . . . . .	150
4.5.1 Comparaison des débits de fuite : phases liquide+vapeur ; phase liquide séparée de la phase vapeur - N12; $h_r$ 5 . . . . .	151
4.5.2 Comparaison des débits de fuite et des fractions massiques : phase vapeur uniquement - N12; $h_r$ 5 . . . . .	152
4.6.1 Effet du coefficient d'équilibrage sur le couple de frottement en fonction de la pression d'alimentation - N12; $h_r$ 10 . . . . .	153
4.6.2 Effet du coefficient d'équilibrage sur le débit de fuite en fonction de la pression d'alimentation - N12; $h_r$ 10 . . . . .	154
A.1.1 Coefficients pour la région liquide . . . . .	167
A.2.1 Coefficients pour la région gazeuse . . . . .	168
A.3.1 Coefficients pour la viscosité . . . . .	169
A.4.1 Coefficients pour la conductivité thermique . . . . .	169
A.5.1 Coefficients pour la région de mélange . . . . .	170
C.0.1 Longueurs caractéristiques pour le calcul du couple de barbotage . . . . .	173
C.0.2 Couple adimensionné $\tilde{G}$ en fonction du nombre de Reynolds $R_d$ - loi d'étalonnage - échelle log-log . . . . .	174

# Liste des tableaux

2.1	Caractéristiques géométriques - stator (a), rotor (b) - Garniture mécanique de ModeleVapoGM .	72
2.2	Conditions de test en écoulement monophasique - Garniture mécanique de ModeleVapoGM . . .	72
2.3	Comparaison des paramètres calculés - 40°C . . . . .	73
2.4	Comparaison des paramètres calculés - 90°C . . . . .	74
2.5	Comparaison des paramètres calculés - 95°C . . . . .	74
2.6	Caractéristiques géométriques - stator (a), rotor (b) - <i>N12; h<sub>r</sub>10</i> . . . . .	76
2.7	Conditions de test en écoulement monophasique - <i>N12; h<sub>r</sub>10</i> . . . . .	76
2.8	Influence du maillage sur le temps de calcul . . . . .	76
2.9	Conditions de test en écoulement diphasique - <i>N12; h<sub>r</sub>10</i> . . . . .	79
3.1	Moyennes quadratiques $S_q$ des rugosités avant et après fonctionnement . . . . .	93
3.2	Outils de vérification des différents capteurs . . . . .	96
3.3	Points de fonctionnement testés . . . . .	98
3.4	Valeurs du paramètre de service correspondantes aux différents régimes de lubrification . . . . .	108
3.5	Points de fonctionnement en régime non-laminaire . . . . .	114
3.6	Points de fonctionnement présentant du changement de phase - <i>N12; h<sub>r</sub>5</i> . . . . .	121
3.7	Points de fonctionnement présentant du changement de phase - <i>N12; h<sub>r</sub>10</i> . . . . .	121
3.8	Dispersion des points mesurés à 50bar . . . . .	128
3.9	Débit de la phase vapeur et puissances thermiques évacuées dans les différentes phases . . . . .	129
4.1	Caractéristiques géométriques - stator (a), rotor (b) . . . . .	133
4.2	Conditions de test en écoulement monophasique - <i>N12; h<sub>r</sub>10</i> . . . . .	134
4.3	Nombres de Reynolds expérimentaux et numériques des cas à 6000tr/min, 10bar, 40°C à 95°C - <i>N12; h<sub>r</sub>10</i> . . . . .	144



## Annexe A

# Dérivation des fonctions d'état thermodynamiques

### A.1 Phase liquide

Selon l'IAPWS [IAP07], les dérivées de la fonction d'état pour la phase liquide s'expriment par les équations A.1.

$$\begin{cases} \gamma_\pi &= \left( \frac{\partial \gamma}{\partial \pi} \right)_\tau = \sum_{i=1}^{34} -n_i I_i (7, 1 - \pi)^{I_i - 1} (\tau - 1, 222)^{J_i} \\ \gamma_\tau &= \left( \frac{\partial \gamma}{\partial \tau} \right)_\pi = \sum_{i=1}^{34} n_i (7, 1 - \pi)^{I_i} J_i (\tau - 1, 222)^{J_i - 1} \\ \gamma_{\pi\pi} &= \left( \frac{\partial^2 \gamma}{\partial \pi^2} \right)_\tau = \sum_{i=1}^{34} n_i I_i (I_i - 1) (7, 1 - \pi)^{I_i - 2} (\tau - 1, 222)^{J_i} \\ \gamma_{\tau\tau} &= \left( \frac{\partial^2 \gamma}{\partial \tau^2} \right)_\pi = \sum_{i=1}^{34} n_i (7, 1 - \pi)^{I_i} J_i (J_i - 1) (\tau - 1, 222)^{J_i - 2} \end{cases} \quad (\text{A.1})$$

Les coefficients  $n_i$ ,  $I_i$  et  $J_i$  sont donnés dans la figure ci-dessous :

$i$	$I_i$	$J_i$	$n_i$	$i$	$I_i$	$J_i$	$n_i$
1	0	-2	0.146 329 712 131 67	18	2	3	-0.441 418 453 308 46 $\times 10^{-5}$
2	0	-1	-0.845 481 871 691 14	19	2	17	-0.726 949 962 975 94 $\times 10^{-15}$
3	0	0	-0.375 636 036 720 40 $\times 10^1$	20	3	-4	-0.316 796 448 450 54 $\times 10^{-4}$
4	0	1	0.338 551 691 683 85 $\times 10^1$	21	3	0	-0.282 707 979 853 12 $\times 10^{-5}$
5	0	2	-0.957 919 633 878 72	22	3	6	-0.852 051 281 201 03 $\times 10^{-9}$
6	0	3	0.157 720 385 132 28	23	4	-5	-0.224 252 819 080 00 $\times 10^{-5}$
7	0	4	-0.166 164 171 995 01 $\times 10^{-1}$	24	4	-2	-0.651 712 228 956 01 $\times 10^{-6}$
8	0	5	0.812 146 299 835 68 $\times 10^{-3}$	25	4	10	-0.143 417 299 379 24 $\times 10^{-12}$
9	1	-9	0.283 190 801 238 04 $\times 10^{-3}$	26	5	-8	-0.405 169 968 601 17 $\times 10^{-6}$
10	1	-7	-0.607 063 015 658 74 $\times 10^{-3}$	27	8	-11	-0.127 343 017 416 41 $\times 10^{-8}$
11	1	-1	-0.189 900 682 184 19 $\times 10^{-1}$	28	8	-6	-0.174 248 712 306 34 $\times 10^{-9}$
12	1	0	-0.325 297 487 705 05 $\times 10^{-1}$	29	21	-29	-0.687 621 312 955 31 $\times 10^{-18}$
$i$	$I_i$	$J_i$	$n_i$	$i$	$I_i$	$J_i$	$n_i$
13	1	1	-0.218 417 171 754 14 $\times 10^{-1}$	30	23	-31	0.144 783 078 285 21 $\times 10^{-19}$
14	1	3	-0.528 383 579 699 30 $\times 10^{-4}$	31	29	-38	0.263 357 816 627 95 $\times 10^{-22}$
15	2	-3	-0.471 843 210 732 67 $\times 10^{-3}$	32	30	-39	-0.119 476 226 400 71 $\times 10^{-22}$
16	2	0	-0.300 017 807 930 26 $\times 10^{-3}$	33	31	-40	0.182 280 945 814 04 $\times 10^{-23}$
17	2	1	0.476 613 939 069 87 $\times 10^{-4}$	34	32	-41	-0.935 370 872 924 58 $\times 10^{-25}$

FIGURE A.1.1 – Coefficients pour la région liquide



## A.2 Phase gazeuse

Les dérivées de la fonction d'état pour la phase gazeuse s'expriment par les relations A.2 [IAP07].

$$\left\{ \begin{array}{l} \gamma_{\pi}^o = \frac{1}{\pi} \\ \gamma_{\pi\pi}^o = -\frac{1}{\pi^2} \\ \gamma_{\tau}^o = \sum_{i=1}^9 n_i^o J_i^o \tau^{J_i^o-1} \\ \gamma_{\tau\tau}^o = \sum_{i=1}^9 n_i^o J_i^o (J_i^o - 1) \tau^{J_i^o-2} \\ \gamma_{\pi}^r = \sum_{i=1}^{43} n_i I_i \pi^{I_i-1} (\tau - 0, 5)^{J_i} \\ \gamma_{\pi\pi}^r = \sum_{i=1}^{43} n_i I_i (I_i - 1) \pi^{I_i-2} (\tau - 0, 5)^{J_i} \\ \gamma_{\tau}^r = \sum_{i=1}^{43} n_i \pi^{I_i} J_i (\tau - 0, 5)^{J_i-1} \\ \gamma_{\tau\tau}^r = \sum_{i=1}^{43} n_i \pi^{I_i} J_i (J_i - 1) (\tau - 0, 5)^{J_i-2} \end{array} \right. \quad (\text{A.2})$$

Les coefficients  $n_i^o$ ,  $I_i^o$ ,  $J_i^o$ ,  $n_i$ ,  $I_i$ , et  $J_i$  sont donnés dans la figure ci-dessous :

$i$	$J_i^o$	$n_i^o$	$i$	$J_i^o$	$n_i^o$
1	0	$-0.969\ 276\ 865\ 002\ 17 \times 10^1$ <sup>a</sup>	6	-2	$0.142\ 408\ 191\ 714\ 44 \times 10^1$
2	1	$0.100\ 866\ 559\ 680\ 18 \times 10^2$ <sup>a</sup>	7	-1	$-0.438\ 395\ 113\ 194\ 50 \times 10^1$
3	-5	$-0.560\ 879\ 112\ 830\ 20 \times 10^{-2}$	8	2	$-0.284\ 086\ 324\ 607\ 72$
4	-4	$0.714\ 527\ 380\ 814\ 55 \times 10^{-1}$	9	3	$0.212\ 684\ 637\ 533\ 07 \times 10^{-1}$
5	-3	$-0.407\ 104\ 982\ 239\ 28$			

$i$	$I_i$	$J_i$	$n_i$	$i$	$I_i$	$J_i$	$n_i$
1	1	0	$-0.177\ 317\ 424\ 732\ 13 \times 10^{-2}$	23	7	0	$-0.590\ 595\ 643\ 242\ 70 \times 10^{-17}$
2	1	1	$-0.178\ 348\ 622\ 923\ 58 \times 10^{-1}$	24	7	11	$-0.126\ 218\ 088\ 991\ 01 \times 10^{-5}$
3	1	2	$-0.459\ 960\ 136\ 963\ 65 \times 10^{-1}$	25	7	25	$-0.389\ 468\ 424\ 357\ 39 \times 10^{-1}$
4	1	3	$-0.575\ 812\ 590\ 834\ 32 \times 10^{-1}$	26	8	8	$0.112\ 562\ 113\ 604\ 59 \times 10^{-10}$
5	1	6	$-0.503\ 252\ 787\ 279\ 30 \times 10^{-1}$	27	8	36	$-0.823\ 113\ 408\ 979\ 98 \times 10^1$
6	2	1	$-0.330\ 326\ 416\ 702\ 03 \times 10^{-4}$	28	9	13	$0.198\ 097\ 128\ 020\ 88 \times 10^{-7}$
7	2	2	$-0.189\ 489\ 875\ 163\ 15 \times 10^{-3}$	29	10	4	$0.104\ 069\ 652\ 101\ 74 \times 10^{-18}$
8	2	4	$-0.393\ 927\ 772\ 433\ 55 \times 10^{-2}$	30	10	10	$-0.102\ 347\ 470\ 959\ 29 \times 10^{-12}$
9	2	7	$-0.437\ 972\ 956\ 505\ 73 \times 10^{-1}$	31	10	14	$-0.100\ 181\ 793\ 795\ 11 \times 10^{-8}$
10	2	36	$-0.266\ 745\ 479\ 140\ 87 \times 10^{-4}$	32	16	29	$-0.808\ 829\ 086\ 469\ 85 \times 10^{-10}$
11	3	0	$0.204\ 817\ 376\ 923\ 09 \times 10^{-7}$	33	16	50	$0.106\ 930\ 318\ 794\ 09$
12	3	1	$0.438\ 706\ 672\ 844\ 35 \times 10^{-6}$	34	18	57	$-0.336\ 622\ 505\ 741\ 71$
13	3	3	$-0.322\ 776\ 772\ 385\ 70 \times 10^{-4}$	35	20	20	$0.891\ 858\ 453\ 554\ 21 \times 10^{-24}$
14	3	6	$-0.150\ 339\ 245\ 421\ 48 \times 10^{-2}$	36	20	35	$0.306\ 293\ 168\ 762\ 32 \times 10^{-12}$
15	3	35	$-0.406\ 682\ 535\ 626\ 49 \times 10^{-1}$	37	20	48	$-0.420\ 024\ 676\ 982\ 08 \times 10^{-5}$
16	4	1	$-0.788\ 473\ 095\ 593\ 67 \times 10^{-9}$	38	21	21	$-0.590\ 560\ 296\ 856\ 39 \times 10^{-25}$
17	4	2	$0.127\ 907\ 178\ 522\ 85 \times 10^{-7}$	39	22	53	$0.378\ 269\ 476\ 134\ 57 \times 10^{-5}$
18	4	3	$0.482\ 253\ 727\ 185\ 07 \times 10^{-6}$	40	23	39	$-0.127\ 686\ 089\ 346\ 81 \times 10^{-14}$
19	5	7	$0.229\ 220\ 763\ 376\ 61 \times 10^{-5}$	41	24	26	$0.730\ 876\ 105\ 950\ 61 \times 10^{-28}$
20	6	3	$-0.167\ 147\ 664\ 510\ 61 \times 10^{-10}$	42	24	40	$0.554\ 147\ 153\ 507\ 78 \times 10^{-16}$
21	6	16	$-0.211\ 714\ 723\ 213\ 55 \times 10^{-2}$	43	24	58	$-0.943\ 697\ 072\ 412\ 10 \times 10^{-6}$
22	6	35	$-0.238\ 957\ 419\ 341\ 04 \times 10^2$				

FIGURE A.2.1 – Coefficients pour la région gazeuse

### A.3 Loi de viscosité

Les coefficients  $H_i$  pour  $\bar{\mu}_0(\bar{T})$  et  $H_{ij}$  pour  $\bar{\mu}_1(\bar{T}, \bar{\rho})$  sont donnés dans la figure ci-dessous :

$i$	$H_i$
0	1.67752
1	2.20462
2	0.6366564
3	-0.241605

$i$	$j$	$H_{ij}$
0	0	$5.20094 \times 10^{-1}$
1	0	$8.50895 \times 10^{-2}$
2	0	-1.08374
3	0	$-2.89555 \times 10^{-1}$
0	1	$2.22531 \times 10^{-1}$
1	1	$9.99115 \times 10^{-1}$
2	1	1.88797
3	1	1.26613
5	1	$1.20573 \times 10^{-1}$
0	2	$-2.81378 \times 10^{-1}$
1	2	$-9.06851 \times 10^{-1}$
2	2	$-7.72479 \times 10^{-1}$
3	2	$-4.89837 \times 10^{-1}$
4	2	$-2.57040 \times 10^{-1}$
0	3	$1.61913 \times 10^{-1}$
1	3	$2.57399 \times 10^{-1}$
0	4	$-3.25372 \times 10^{-2}$
3	4	$6.98452 \times 10^{-2}$
4	5	$8.72102 \times 10^{-3}$
3	6	$-4.35673 \times 10^{-3}$
5	6	$-5.93264 \times 10^{-4}$

FIGURE A.3.1 – Coefficients pour la viscosité

### A.4 Loi de conductivité thermique

Les coefficients  $L_k$  pour  $\bar{\lambda}_0(\bar{T})$  et  $L_{ij}$  pour  $\bar{\lambda}_1(\bar{T}, \bar{\rho})$  sont donnés dans la figure ci-dessous :

$k$	$L_k$
0	$2.443\ 221 \times 10^{-3}$
1	$1.323\ 095 \times 10^{-2}$
2	$6.770\ 357 \times 10^{-3}$
3	$-3.454\ 586 \times 10^{-3}$
4	$4.096\ 266 \times 10^{-4}$

$j$	0	1	2	3	4	5
0	1.603 973 57	-0.646 013 523	0.111 443 906	0.102 997 357	-0.050 412 363 4	0.006 098 592 58
1	2.337 718 42	-2.788 437 78	1.536 161 67	-0.463 045 512	0.083 282 701 9	-0.007 192 012 45
2	2.196 505 29	-4.545 807 85	3.557 772 44	-1.409 449 78	0.275 418 278	-0.020 593 881 6
3	-1.210 513 78	1.608 129 89	-0.621 178 141	0.071 637 322 4	0	0
4	-2.720 337 0	4.575 863 31	-3.183 692 45	1.116 834 8	-0.192 683 05	0.012 913 842

FIGURE A.4.1 – Coefficients pour la conductivité thermique

### A.5 Mélange

Les coefficients  $n_i$  sont donnés dans la figure ci-dessous :

$i$	$n_i$	$i$	$n_i$
1	$0.116\ 705\ 214\ 527\ 67 \times 10^4$	6	$0.149\ 151\ 086\ 135\ 30 \times 10^2$
2	$-0.724\ 213\ 167\ 032\ 06 \times 10^6$	7	$-0.482\ 326\ 573\ 615\ 91 \times 10^4$
3	$-0.170\ 738\ 469\ 400\ 92 \times 10^2$	8	$0.405\ 113\ 405\ 420\ 57 \times 10^6$
4	$0.120\ 208\ 247\ 024\ 70 \times 10^5$	9	$-0.238\ 555\ 575\ 678\ 49$
5	$-0.323\ 255\ 503\ 223\ 33 \times 10^7$	10	$0.650\ 175\ 348\ 447\ 98 \times 10^3$

FIGURE A.5.1 – Coefficients pour la région de mélange

## Annexe B

# Déformations thermoélastiques des solides

Comme l'hypothèse de solides axisymétriques est considérée, il n'y a pas de dérivées dans la direction circonférentielle. De ce fait, le gradient des déplacements est défini par la relation [B.1](#).

$$\nabla \bar{u} = \begin{pmatrix} \frac{\partial u_r}{\partial r} & -\frac{u_\theta}{r} & \frac{\partial u_r}{\partial z} \\ \frac{\partial u_\theta}{\partial r} & \frac{u_r}{r} & \frac{\partial u_\theta}{\partial z} \\ \frac{\partial u_z}{\partial r} & 0 & \frac{\partial u_z}{\partial z} \end{pmatrix} \quad (\text{B.1})$$

Le tenseur des déformations s'exprime donc par la relation [B.2](#).

$$\bar{\varepsilon} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 2\frac{\partial u_r}{\partial r} & \frac{\partial u_\theta}{\partial r} - \frac{u_\theta}{r} & \frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial r} \\ \frac{\partial u_\theta}{\partial r} - \frac{u_\theta}{r} & 2\frac{u_r}{r} & \frac{\partial u_\theta}{\partial z} \\ \frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial r} & \frac{\partial u_\theta}{\partial z} & 2\frac{\partial u_z}{\partial z} \end{pmatrix} \quad (\text{B.2})$$

Les forces locales et les accélérations locales sont négligées dans ce cas d'étude. Par conséquent, en coordonnées cylindriques, les relations suivantes sont obtenues :

$$\frac{\partial \sigma_{rr}}{\partial r} + \frac{\partial \sigma_{rz}}{\partial z} + \frac{\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta}}{r} = 0 \quad (\text{B.3})$$

$$\frac{\partial \sigma_{\theta r}}{\partial r} + \frac{\partial \sigma_{\theta z}}{\partial z} + 2\frac{\sigma_{r\theta}}{r} = 0 \quad (\text{B.4})$$

$$\frac{\partial \sigma_{zr}}{\partial r} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} + \frac{\sigma_{rz}}{r} = 0 \quad (\text{B.5})$$

Seules les équations [B.3](#) et [B.5](#) sont retenues pour déterminer les déplacements  $u_r$  et  $u_z$  dans les directions radiale et axiale respectivement.

## Annexe C

### Calcul du couple de barbotage

Le couple de barbotage qui doit être enlevé dans la formule 3.1 est calculé à partir du couple adimensionné  $\tilde{G}$  qui dépend du nombre de Reynolds de l'écoulement  $Rd$ , comme suggéré par van den Berg et Eckhardt [vdBDLL03, EGL07] pour les écoulements de type Taylor-Couette entre deux cylindres. Par convention, le couple adimensionné est donné par l'équation C.1.

$$\tilde{G} \approx \frac{\tilde{C}_b}{\rho \left(\frac{\mu}{\rho}\right)^2 L_1} \quad (\text{C.1})$$

Le nombre de Reynolds  $Rd$  s'exprime par la relation C.2.

$$Rd = \frac{\omega \rho R_3 \delta}{\mu} \quad (\text{C.2})$$

Du fait de la complexité des formes présentes dans la cellule d'essai (zones bleue, rouge et verte sur la figure C.0.1), le couple de barbotage total ne peut être déterminé précisément à partir des formules empiriques proposées par van den Berg et Eckhardt [vdBDLL03, EGL07]. En effet, l'écoulement ne se fait pas toujours entre deux cylindres concentriques mais peut se faire entre deux surfaces planes (zone verte par exemple). Pour estimer le couple de barbotage  $C_b$ , une hypothèse est faite sur le couple de frottement  $C_f$  pour une garniture. Ce dernier peut être approché par la puissance thermique dissipée dans le contact. Le couple de barbotage approché est ensuite estimé par l'équation C.3. Les longueurs caractéristiques choisies sont  $\delta = R_1 - R_3$  et  $L_1$  et sont définies sur la figure C.0.1.

$$\tilde{C}_b \approx \frac{C_t - \frac{P_{therm}}{\omega} - C_s}{2} \quad (\text{C.3})$$

La puissance thermique est déterminée par la relation C.4. Pour plus de détails sur son obtention, voir le paragraphe 3.5.1.

$$P_{therm} \approx E\Delta T + \dot{m}C_p\Delta T \quad (\text{C.4})$$

Le coefficient d'efficacité thermique  $E$  est déterminé par la formule 3.11.

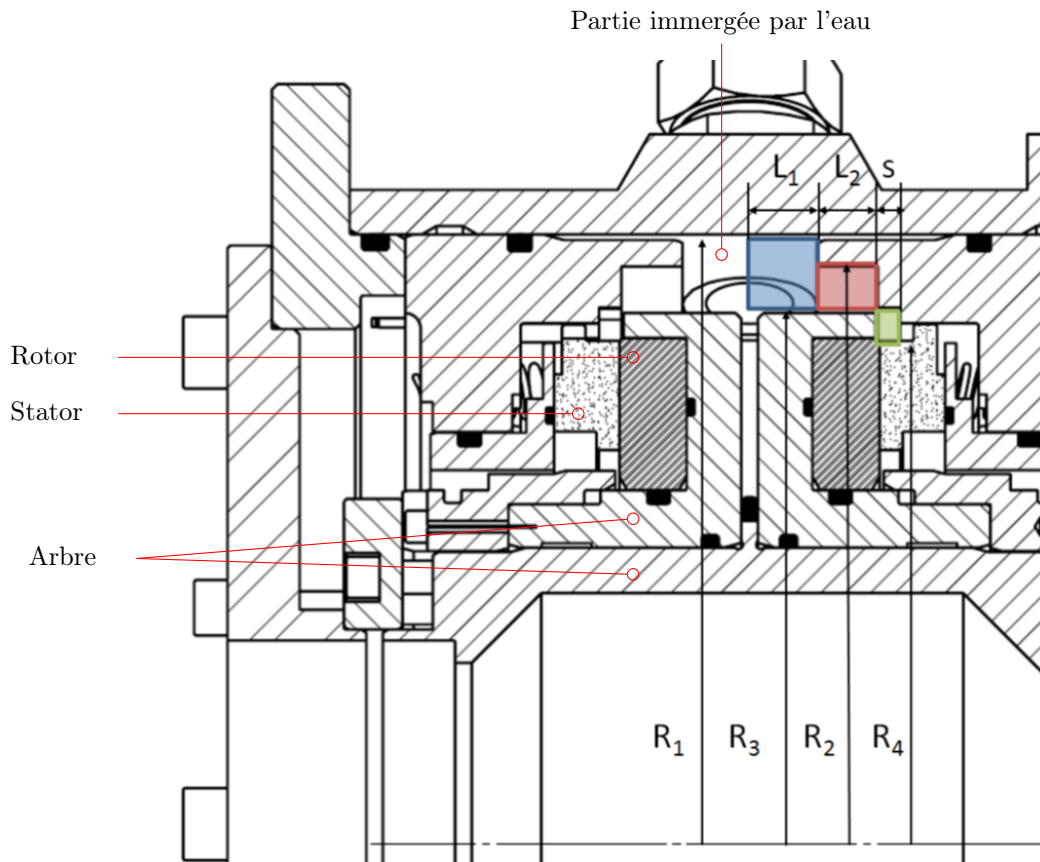


FIGURE C.0.1 – Longueurs caractéristiques pour le calcul du couple de barbotage

Une mise à l'échelle du couple de barbotage adimensionné  $\tilde{G}$  en fonction de  $Rd$  est proposée sur la figure C.0.2. Les valeurs mesurées peuvent être approchées par une fonction puissance. La valeur de l'exposant est proche de la valeur théorique de 2 proposée par van den Berg et Eckhardt [vdBDLL03, EGL07], ce qui conforte quant à la validité de cette approche.

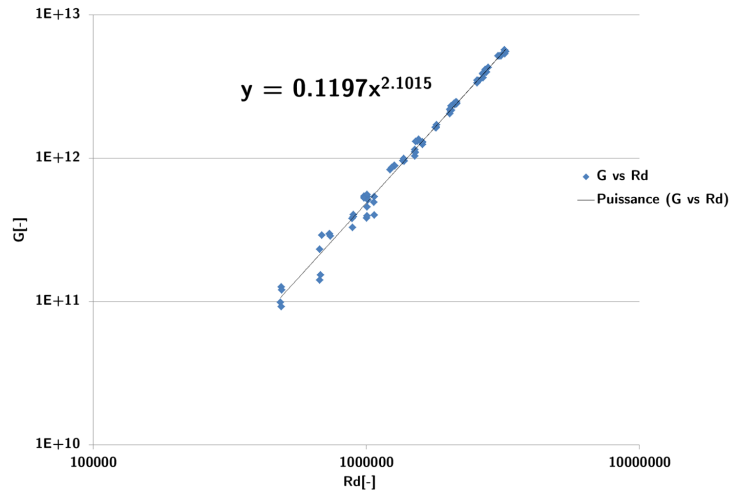


FIGURE C.0.2 – Couple adimensionné  $\tilde{G}$  en fonction du nombre de Reynolds  $R_d$  - loi d'étalonnage - échelle log-log

Les valeurs présentées sur la figure C.0.2 ont été obtenues à partir des tests réalisés avec la garniture mécanique  $N12; h_r10$ . La loi empirique obtenue est utilisée pour toutes les autres configurations testées dans cette étude.

Les valeurs du couple de barbotage sont calculées grâce à la formule C.5.

$$C_b = \rho \left( \frac{\mu}{\rho} \right)^2 L_{10,1197} Rd^{2,1015} \quad (C.5)$$

Ces nouvelles valeurs sont injectées dans 3.2 pour calculer les valeurs corrigées du couple réel par garniture mécanique.

# Bibliographie

- [ABB16] M. Adjemout, N. Brunetière, and J. Bouyer. Numerical Analysis of the texture Effect on the Hydrodynamic Performance of a Mechanical Seal. *Surface Topography : Metrology and Properties*, 4, 2016.
- [Adj15] M. Adjemout. *Etude Théorique et Expérimentale de la Lubrification Entre Surfaces Texturées. Application aux Garnitures Mécaniques*. PhD thesis, Université de Poitiers, 2015.
- [All79] Gordon P. Allen. Comparison of Analysis and Experiment for Self-Acting Seals for Liquid-Oxygen Turbopumps. *NASA*, NASA Technical Paper 1443 : 16, 1979.
- [ART12] ARTEMA. Garnitures Mécaniques - Technologie. *Techniques de l'Ingénieur*, (BM5425v2), 2012.
- [Ban79] B. N. Banerjee. The influence of thermoelastic deformations on the operation of face seals. *Wear*, 59 : 89–110, 1979.
- [Bec63] Kurt M. Becker. Measurements of convective heat transfer from a horizontal cylinder rotating in a tank of water. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 6(12) : 1053–1062, December 1963, <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0017931063900061>.
- [BH87] P. A. Beatty and W. F. Hughes. Turbulent Two-Phase Flow in Face Shaft Seals. *Journal of Tribology*, 109(1) : 91–99, 1987.
- [BHB87] P. Basu, W. F. Hughes, and R. M. Beeler. Centrifugal Inertia Effects in Two-Phase Face Seals. *ASLE Transactions*, 30(2) : 177–186, 1987.
- [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 : 348–354, 1993.
- [BMPW15] S. Bai, C. Ma, X. Peng, et al. Thermoelastohydrodynamic Behavior of Gas Spiral Groove Face Seals Operating at High Pressure and Speed. *Journal of Tribology*, 137(021502), April 2015.
- [BNK73] R. A. Burton, V. Nerlikar, and S. R. Kilaparti. Thermoelastic Instability in a Seal-Like Configuration. *Wear*, 24 : 177–188, 1973.
- [Bru01] N. Brunetière. *Étude Théorique et Expérimentale du Comportement Thermohydrodynamique des Garnitures d'étanchéité*. PhD thesis, Université de Poitiers, 2001.
- [Bru05] N. Brunetière. A Modified Turbulence Model for Low Reynolds Numbers : Application to Hydrostatic Seals. *Journal of Tribology*, 127(1) : 130–140, 2005, <http://dx.doi.org/10.1115/1.1829721>.
- [Bru10] N. Brunetière. *Les garnitures mécaniques - Etude théorique et expérimentale - HDR*. PhD thesis, Université de Poitiers - CNRS, 2010.



- [Bru12a] N. Brunetière. An axisymmetric Finite Element module for thermo-elasticity, Manual and theory of the Fotran module - Draft. Technical report, Institut Pprime - CNRS - university of Poitiers - ENSMA, 2012.
- [Bru12b] N. Brunetière. Code de calcul pour joints tournants à encoches - Théorie et manuel d'utilisation. Technical report, Institut Pprime - CNRS - university of Poitiers - ENSMA, 2012.
- [Bru16] N. Brunetière. Modelling of Reverse Flows in a Mechanical Seal. *Tribology Online*, 11(2) : 94–101, 2016.
- [BS95] D.A. Blasbalg and R.F. Salant. Numerical Study of Two-Phase Mechanical Seal Stability. *Tribology Transactions*, 38(4) : 791–800, 1995.
- [BT06] N. Brunetière and B. Tournerie. The Effect of Inertia on Radial Flows - Application to Hydrostatic Seals. *Journal of Tribology*, 128(3) : 566–574, March 2006, <http://dx.doi.org/10.1115/1.2195461>.
- [BT16] N. Brunetière and B. Tournerie. Garnitures mécaniques d'étanchéité - Lubrification hydrodynamique et mixte. *Techniques de l'ingénieur*, BM5422 V1, 2016.
- [BT17] N. Brunetière and B. Tournerie. Garnitures Mécaniques d'Etanchéité. Comportement dynamique et thermique. *Techniques de l'ingénieur*, (BM5427), 2017.
- [BTF02] N. Brunetière, B. Tournerie, and J. Frêne. Influence of Fluid Flow Regime on Performances of Non-Contacting Liquid Face Seals. *Journal of Tribology*, 124 : 515–523, 2002.
- [BTF03a] N. Brunetière, B. Tournerie, 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, 2003, <http://dx.doi.org/10.1115/1.1510885>.
- [BTF03b] N. Brunetière, B. Tournerie, and J. Frêne. TEHD Lubrication of Mechanical Face Seals in Stable Tracking Mode : Part 2 - Parametric Study. *Journal of Tribology*, 125(3) : 617–627, 2003, <http://dx.doi.org/10.1115/1.1510886>.
- [Buc80] G.S. Buck. A Methodology for Design and Application of Mechanical Seals. *ASLE Transactions*, 23(3) : 244–252, 1980.
- [Can01] S. Candel. *Mécanique des fluides. Cours*. 2ème edition, 2001.
- [CES10] CES. Polypropylène (PP), 2010.
- [Con62] V. N. Constantinescu. Analysis of Bearings Operating in Turbulent Regime. *Journal of Basic Engineering*, 1962.
- [CPFT01] T. Cicone, M. Pascovici, J. Frêne, et al. Visualization of Vaporization in Very Thin Films with Application to Mechanical Face Seals. In *2nd World Tribology Congress*, Vienna, Austria, 2001.
- [DFPC10] M. B. Dobrica, M. Fillon, M. D. Pascovici, et al. Optimizing Surface Texture for Hydrodynamic Lubricated Contacts Using a Mass-Conserving Numerical Approach. *Proc. ImerchE Part J : Journal of Engineering Tribology*, 224 : 737–750, 2010.
- [DGLR07] B. Diu, C. Guthmann, D. Lederer, et al. *Thermodynamique*. Hermann edition, 2007.

- [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(1) : 217–230, March 1960, <http://dx.doi.org/10.1115/1.3662532>.
- [DT84] G. Dhatt and G. Touzot. *Une présentation de la méthode des éléments finis*. 2nd edition, 1984.
- [EGL07] B. Eckhardt, S. Grossmann, and D. Lohse. Torque scaling in turbulent Taylor-Couette flow between independently rotating cylinders. *J. Fluid Mech.*, 581 : 221–250, 2007, <http://journals.cambridge.org/download.php?file=>
- [EHG97] I. Etsion, G. Halperin, and Y. Greenberg. Increasing Mechanical Seal Life with Laser Textured Seal Faces. In *15th International Conference on Fluid Sealing*, pages 3–11, Maastricht, 1997. BHR Group.
- [EKH99] I. Etsion, Y. Kligerman, and G. Halperin. Analytical and Experimental Investigation of Laser-Textured Mechanical Seal Faces. *Tribology Transactions*, 42(3) : 511–516, 1999.
- [EN67] H. G. Elrod and C. W. Ng. A Theory for Turbulent Films and Its Application to Bearings. *ASME Journal of Lubrication Technology*, 89 : 346–362, 1967.
- [EP96a] I. Etsion and M. D. Pascovici. Hydrodynamic Effects on the Boiling Interface in a Misaligned, Two-Phase, Mechanical Seal - A Qualitative Study. *Tribology Transactions*, 39(4) : 922–928, 1996.
- [EP96b] I. Etsion and M.D. Pascovici. Phase Change in a Misaligned Mechanical Face Seal. *Journal of Tribology*, 118(1) : 109–115, January 1996.
- [EPB97] I. Etsion, M.D. Pascovici, and L. Burstein. The Boiling Interface in a Misaligned Two-Phase Mechanical Seal. *Journal of Tribology*, 119(2) : 265–271, 1997.
- [Ets00] I. Etsion. Improving Tribological Performance of Mechanical Seals by Laser Surface Texturing. In *17th International Pump User Symposium*, pages 17–21, 2000.
- [Far01] Marco Tulio C. Faria. An Efficient Finite Element Procedure for Analysis of High-Speed Spiral Groove Gas Face Seals. *Journal of Tribology*, 123 : 205–210, 2001.
- [FKE07] Y. Feldman, Y. Kligerman, and I. Etsion. Stiffness and Efficiency Optimization of a Hydrostatic Laser Surface Textured Gas Seal. *Journal of Tribology*, 129 : 407–410, 2007.
- [FND+90] J. Frêne, D. Nicolas, B. Degueurce, et al. *Lubrification hydrodynamique - Paliers et Butées*. La Direction des Etudes et Recherches d'Electricité de France. Paris, eyrolles edition, 1990.
- [Gab94] R. P. Gabriel. Fundamentals of Spiral Groove Noncontacting Face Seals. *Lubrication Engineering*, pages 215–224, 1994.
- [GSS90] U. Grigull, J. Straub, and P. Schiebener. *Steam Tables in SI-Units - Wasserdampftafeln : Concise Steam Tables in SI-Units (Student's Tables) Properties of Ordinary Water Substance up to 1000°C and 100 Megapascal*. Springer-Verlag, Berlin, 3è edition, 1990.
- [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.
- [HWA66] D. Hamilton, J. Walowit, and C. Allen. A Theory of Lubrication by Microirregularities. *Journal of Basic Engineering*, 88 : 177–185, 1966.

- [HWBK78] W.F. Hughes, N.S. Winowich, M.J. Birch, et al. Phase Change in Liquid Face Seals. *Journal of Lubrication Technology*, 100(1) : 74–80, January 1978.
- [IAP07] IAPWS. Revised Release on the IAPWS Industrial Formulation 1997 for the Thermodynamic Properties of Water and Steam, 2007.
- [IAP08] IAPWS. Release on the IAPWS Formulation 2008 for the Viscosity of Ordinary Water Substance, 2008.
- [IAP11] IAPWS. Release on the IAPWS Formulation 2011 for the Thermal Conductivity of Ordinary Water Substance, 2011.
- [Jol04] P. Jolly. *Contribution à l'étude du changement de phase liquide-vapeur dans des capillaires micrométriques en vue des applications aux étanchéités statiques*. Thèse de doctorat, Université de Poitiers, 2004.
- [Lai94] T. Lai. Development of Non-Contacting, Non-Leaking Spiral Groove Liquid Face Seals. *Journal of the Society of Tribologists and Lubrication Engineers*, 50(8) : 625–631, 1994.
- [LC82] A.O. Lebeck and B.C. Chiou. Two-Phase Mechanical Face Seal Operation : Experimental and Theoretical Observations. In *Proceedings of the 11th Turbomachinery Symposium*, pages 181–188, Texas A&M University, 1982. Texas A&M University, <http://turbolab.tamu.edu/proc/turboproc/T11/T11181-188.pdf>.
- [Leb80] A.O. Lebeck. A Mixed Friction Hydrostatic Face Seal Model with Phase Change. *Journal of Lubrication Technology*, 102(2) : 133–138, April 1980.
- [Les94] M. Lesieur. *La turbulence*. grenoble Sciences. Presses Universitaires de Grenoble, 1994.
- [LHBB90] S. Y. Lau, W. F. Hughes, P. Basu, et al. A Simplified Model for Two Phase Face Seal Design. *Tribology Transactions*, 33(3) : 315–324, 1990.
- [LY96] J. F. Lin and C. C. Yao. Hydrodynamic Lubrication of Face Seal in a Turbulent Flow Regime. *Journal of Tribology*, 118(3) : 589–600, 1996.
- [Lym69] A. Lymer. An Engineering Approach to the Selection and Application of Mechanical Seals. In *4th International Conference of Fluid Sealing*, pages 239–246, Philadelphia, 1969.
- [MBT15] F. Migout, N. Brunetière, and B. Tournerie. Study of the fluid film vaporization in the interface of a mechanical face seal. *Tribology International*, 92 : 84–95, 2015, <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0301679X15002376>.
- [MG02] Brad A. Miller and Itzhak Green. Numerical Techniques for Computing Rotordynamic Properties of Mechanical Gas Face Seals. *Journal of Tribology*, 124 : 755–761, 2002.
- [Mig10] F. Migout. *Etude Théorique et Expérimentale du Changement de Phase dans un Contact de Garniture Mécanique d'Étanchéité*. PhD thesis, Université de Poitiers, 2010.
- [NAS78] NASA. Liquid Rocket engine Turbopump Rotating-Shaft Seals. *Lewis Research Center*, NASA SP-8121, 1978.
- [Net80] James P. Netzel. Observations of thermoelastic instability in mechanical face seals. *Wear*, 59(1) : 135–148, March 1980, <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0043164880902756>.

- [OR89] J. M. Owen and R. H. Rogers. Flow and Heat Transfer in Rotating-Disc Systems - Volume 1 - Rotor-Stator Systems. *Research Studies Press Ltd., Wiley, New York*, 1989.
- [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.
- [Par92] A. Parmar. Thermal Cycling in Mechanical Seals - Causes, Predictions, Prevention. pages 507–526. BHR Group, 1992.
- [Per06] P. Perrot. Propriétés thermodynamiques de l'eau.pdf. In *Les Techniques de l'Ingénieur*, number k585. 2006.
- [QK11] Y. Qiu and M. M. Khonsari. Investigation of Tribological Behaviors of Annular Rings with Spiral Groove. *Tribology International*, 44 : 1610–1619, 2011.
- [QK12] Y. Qiu and M. M. Khonsari. Thermohydrodynamic Analysis of Spiral Groove Mechanical Face Seal for Liquid Applications. *Journal of Tribology*, 134(2) : 021703–1–021703–11, 2012.
- [RB15] M. Rouillon and N. Brunetière. Analyse des Instabilités de Frottement à l'Interface d'une Garniture Mécanique. In *22ème Congrès Français de Mécanique*, Lyon, 2015.
- [RSA99] D. L. Ransom and L. San Andrés. Identification of Force Coefficients from a Gas Annular Seal—Effect of Transition Flow Regime to Turbulence. *Tribology Transactions*, 42(3) : 487–494, 1999.
- [SAK10] L. San Andrés and T. H. Kim. Thermohydrodynamic Analysis of Bump Type Gas Foil Bearings : A Model Anchored to Test Data. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 132(4) : 042504–042504–10, January 2010, <http://dx.doi.org/10.1115/1.3159386>.
- [SB91] R. F. Salant and D. A. Blasbalg. Dynamic Behavior of Two-Phase Mechanical Seals. *Tribology Transactions*, 34(1) : 122–130, 1991.
- [Sch86] W. Schöppllein. Application of Mechanical Seals to Slurries with Particular Reference to Pumps and Agitators on Flue Gas Desulphurization Plants. *Tribology International*, 19 : 187–192, 1986.
- [Sed78] Josef Sedy. Improved Performance of Film-Riding Gas Seals Through Enhancement of Hydrodynamic Effects. *Tribology 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.
- [SH89] R.F. Salant and S. E. Hassan. Large-Scale Thermoelastic Instability in Hydrostatic Mechanical Seals. In *12th International Conference on Fluid Sealing*, page 9, Brighton, UK, 1989.
- [SWJ84] W. Shapiro, J. Walowit, and Henry F. Jones. Analysis of Spiral-Groove Face Seals for Liquid Oxygen. *Tribology Transactions*, 27(3) : 177–188, 1984.
- [TRF91] B. Tournerie, D. Reungoat, and J. Frêne. Temperature Measurement by Infrared Thermography in the Interface of a Radial Face Seal. *Journal of Tribology*, 113 : 571–576, 1991.
- [vdBDLL03] T. H. van den Berg, C. R. Doering, D. Lohse, et al. Smooth and rough boundaries in turbulent Taylor-Couette flow. *Physical Review E*, 68(3), September 2003, <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.68.036307>.

- [Wal69] G.B. Wallis. *One-Dimensional Two-Phase Flow*. Mc Graw-Hill, 1969.
- [WHL<sup>+</sup>14] T. Wang, W. Huang, X. Liu, et al. Experimental Study of Two-phase Mechanical Face Seals with Laser Surface Texturing. *Tribology International*, 72 : 90–97, April 2014, <http://dx.doi.org/10.1016/j.triboint.2013.12.009>.
- [WKA02] X. Wang, K. Kato, and K Adachi. The Lubrication Effect of Micro-Pits on Parallel Sliding Faces of SiC in Water. *Tribology Transactions*, 45 : 294–301, 2002.
- [WKAA01] X. Wang, K. Kato, K Adachi, et al. The Effect of Laser Texturing of SiC surface on the Critical Load for the Transition of Water Lubrication Mode from Hydrodynamic to Mixed. *Tribology International*, 34 : 703–711, 2001.
- [YH94] J. A. Yasuna and W. F. Hughes. Squeeze Film Dynamics of Two-Phase Seals Part II Turbulent Flow. *Journal of Tribology*, 116 : 479–488, 1994.
- [YKPS03] L.A. Young, B. Key, R. Philipps, et al. Mechanical Seals with Laser Machined Wavy SiC Faces for High Duty Boiler Circulation and Feedwater Applications. *Lubrication Engineering*, 59(4) : 30–39, 2003.
- [ZSA96] N. Zirkelback and L. San Andrés. Bulk-Flow Model for the Transition to Turbulence Regime in Annular Pressure Seals. *Tribology Transactions*, 39(4) : 835–842, 1996.

# Modélisation et caractérisation expérimentale des étanchéités faciales hydrodynamiques

## Résumé

L'objectif principal de cette thèse est d'étudier, à l'aide d'un code de calcul numérique et d'une caractérisation sur banc d'essai, les performances et le comportement de différentes garnitures mécaniques à rainures spirales, habituellement utilisées pour des gaz, en application de lubrification avec un liquide. La finalité de ce travail sera de statuer sur la possibilité de remplacer les garnitures mécaniques à faces lisses employées dans les applications liquides de type turbopompe cryogénique de lanceurs spatiaux par des garnitures mécaniques à faces rainurées en spirale.

L'étude bibliographique présente différents travaux théoriques et expérimentaux réalisés sur la texturation de surface, le changement de phase et la turbulence. Ces deux derniers points peuvent se produire en présence d'un fluide cryogénique. Un modèle numérique a été développé en éléments finis. Il résout l'équation de Reynolds et l'équation de l'énergie dans le film fluide. Cette dernière est formulée en enthalpie et considère le changement de phase du fluide comme un mélange homogène. Le couplage fluide/solides est considéré pour obtenir les déformations thermoélastiques des solides. La partie suivante de cette étude présente des essais expérimentaux, avec de l'eau, de garnitures mécaniques avec différentes profondeurs de rainures spirales. Une comparaison avec des faces lisses a été réalisée et montre que le couple de frottement est moins élevé lorsque des rainures spirales sont utilisées. En revanche, leur débit de fuite est plus élevé. Des changements nets de comportement apparaissent tels que de la transition laminaire-turbulent à partir d'un nombre de Reynolds de 1500, ainsi que du changement de phase à faible charge, fortes vitesses de rotation et température d'alimentation. La dernière partie confronte le modèle théorique thermoélastohydrodynamique aux essais expérimentaux en régime d'écoulement laminaire, pour un fluide monophasique et diphasique. Le modèle de changement de phase développé permet de reproduire les observations expérimentales et pourra être utilisé pour le développement de garnitures dans des applications industrielles.

**Mots clés :** Garniture mécanique à rainure spirale, Lubrification thermoélastohydrodynamique, Texturation de surface, Turbulence, Changement de phase, Expérimentation, Simulation numérique.

## Modeling and experimental characterisation of hydrodynamic face seals

### Abstract

The main objective of this thesis is to study, through a numerical model and experiments, the performance and behaviour of different spiral groove face seals, usually used for gas applications, in the case of liquid lubrication. The aim of this work will be to evaluate the eventuality to replace smooth mechanical face seals used in liquid cryogenic turbopumps space rocket applications by spiral groove face seals.

The literature presents different theoretical and experimental studies on surface texturing, two-phase flow and turbulence. These last two points may appear when sealing a cryogenic fluid. A numerical model has been developed using the finite elements method. It solves the Reynolds equation and the energy equation into the fluid film. This equation is expressed using the enthalpy and can thus be used in case of homogeneous fluid phase change. Fluid/structure coupling is considered to obtain thermoelastic deformations of the solids. The next part of this study is dedicated to experiments with water lubricated spiral groove face seals with different groove depths. A comparison with smooth face seals has been done showing that the friction torque of the spiral groove face seals is lower than the smooth face seals one. On the other hand, the spiral groove flow rate is higher. Sharp changes in behaviour such as, laminar to turbulent transition from a Reynolds number equals to 1500, or two-phase flow at low pressure, high angular speed and supplying temperature of the fluid, are observed. The last part compares the thermoelastohydrodynamic theoretical model to experimental results in laminar flow, for one-phase and two-phase flow. The model is able to capture the experimental observations and can be used for seal design in industrial applications.

**Keywords :** Spiral groove face seal, Thermoelastohydrodynamic lubrication, Surface texturing, Turbulence, Two-phase flow, Experiments, Numerical simulation.