



HAL
open science

Analyse de l'effet des surfaces texturées dans un film mince. Application aux joints d'étanchéités.

Frédéric Billy

► **To cite this version:**

Frédéric Billy. Analyse de l'effet des surfaces texturées dans un film mince. Application aux joints d'étanchéités.. Autre. Université de Poitiers, 2005. Français. NNT: . tel-00012160

HAL Id: tel-00012160

<https://theses.hal.science/tel-00012160>

Submitted on 19 Apr 2006

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'Université de Poitiers

Faculté des Sciences Fondamentales et Appliquées
(Diplôme National – Arrêté du 25 avril 2002)

ECOLE DOCTORALE : SCIENCE POUR L'INGENIEUR

Spécialité

MECANIQUE DES FLUIDES

Présentée par :

Frédéric BILLY

Analyse de l'effet des surfaces texturées dans un film mince.
Application aux joints d'étanchéités.

Directeurs de thèse : Mihai ARGHIR – Alain TEXIER
Co-directeur de thèse : Gérard PINEAU

Thèse soutenue le 5 octobre 2005
Devant la Commission d'Examen

JURY

F. LEBOEUF	Professeur	Ecole Centrale de Lyon	Rapporteur
T. STAUBLI	Professeur	Haute Ecole de Technique et d'Architecture (Suisse)	Rapporteur
M. ARGHIR	Professeur	Université de Poitiers	Examineur
J. FRENE	Professeur	Université de Poitiers	Président
G. PINEAU	Maître de Conférence	Université de Poitiers	Examineur
A. TEXIER	Professeur	Université de Poitiers	Examineur
L. SAN ANDRES	Professeur	Texas A&M University	Invité
B. CHAUVOIS	Ingénieur de Recherche	Snecma	Invité
N. JUHEL	Ingénieur de Recherche	Snecma	Invité
L. RANDRIANARIVO	Ingénieur de Recherche	EDF	Absent

Remerciements

Le travail présenté dans ce mémoire a été effectué au sein du Laboratoire de Mécanique des Solides et du Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques de Poitiers sous la direction de Monsieur le Professeur Jean Frêne et de Monsieur le Professeur Mihai Arghir, ainsi que de Monsieur le Professeur Alain Texier et de Monsieur Gérard Pineau, Maître de Conférences.

Cette thèse a été soutenue financièrement par les sociétés Snecma et EDF ainsi que par le Consortium Industrie Recherche en Turbomachines (CIRT). Qu'ils trouvent ici toute ma reconnaissance pour ce soutien. Je remercie particulièrement Monsieur Benoît Chauvois, Monsieur Nicolas Juhel ainsi que Monsieur Léon Randrianarivo pour avoir suivi avec attention cette étude tout en encourageant nos initiatives. Ma gratitude va également au Laboratoire de Mécanique des Solides ainsi qu'au Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques pour avoir soutenu ce projet.

Toute ma reconnaissance va aux membres du jury et rapporteurs, le Professeur Thomas Staubli, le Professeur Francis Leboeuf, le Professeur Luis San Andres et le Professeur Minel Braun qui m'ont fait l'honneur d'évaluer ce travail.

Je tiens à adresser toute ma reconnaissance à Messieurs Frêne et Texier pour avoir encadré et soutenu ce projet. Je souhaite également remercier Messieurs Arghir et Pineau pour leur soutien respectif, ainsi que l'investissement personnel dont ils ont fait preuve au sein des deux laboratoires qui, bien que semblant éloignés en apparence, nous ont parus à tous les trois avoir de nombreuses racines communes qu'ils se sont efforcés de reconstituer.

L'une des plus belles étapes du processus de recherche est à mon sens la transmission des connaissances entre individus. Parmi les nombreuses personnes à qui j'ai souvent demandé de l'aide il me tiens à cœur de citer Laurent David pour sa passion de mécanicien des fluides qui l'a amené à devenir un véritable spécialiste des techniques de vélocimétrie laser, Rémi Manceau qui part des mots simples arrive à transformer des concepts abstraits de modélisation de la turbulence en problèmes abordables à quiconque veut bien l'écouter, Michel Fillon pour qui j'ai un respect profond de l'expérience qu'il incarne, et enfin Jean Coirier sans qui les méandres des méthodes d'homogénéisation seraient restés au stade d'embryon dans mes pensées, même si nous avons abandonné cette branche.

Je tiens à remercier les personnels techniques du laboratoire qui ont permis de rattraper le retard accumulé et d'obtenir des résultats de grandes qualités. Je remercie tout

particulièrement Laurent Dupuis pour ses qualités de tourneur-fraiseur, les bons moments passés ensemble et l'investissement personnel qu'il a placé dans ce projet, ainsi qu'Yvan Jolit pour l'autonomie et la rigueur qui sont des qualités indissociables de sa personnalité. Et puis il y a ceux qui travaillent dans l'ombre mais qui sont là pour nous aider. Que Franck Hesser et Mathieu Maillet, Francis Boissonneau, Valérie Lefeuvre et Vincent Hurtevent, Christian Refin et Anthony Bernard trouvent ici mes sincères salutations.

Il m'est impossible d'oublier tout ceux qui ont ralliés leurs connaissances et leur joie de vivre à ce travail, à savoir Frédéric Eynaud pour son amitié et ses précieux conseils techniques en informatique, Damien Callaud le collègue que tout le monde souhaiterait avoir sous la main tant sur le plan humain que professionnel, Mathieu Hélène pour avoir su me transmettre son savoir avec un sourire constant, son soutien psychologique, sa sagesse, et même certains de ses goûts musicaux, Nicolas Benard pour son humour subtile et ses coups de mains aux bons moments, Jean Bouyer et Noël Brunetière pour leur culture scientifique si grande et leur attachement aux relations humaines sans jugement, le trio Pascal Jolly, Sylvain Charles et Andel Djamaï pour les à côtés de la thèse indispensables au bon équilibre psychique, Raphaël Fraticelli qui restera pour moi l'incarnation du désordre organisé et passionné, l'ensemble des musiciens de l'OJC parce que la folie et la passion orchestrale qui les habitent et qu'ils m'ont communiqués ont changé ma vision de la vie, et enfin, tous les thésard(e)s et ami(e)s qui ont supporté mes excès d'expansion verbale tout au long de ces années.

Et puis, il me reste à saluer chaleureusement mes parents, mes frères, et bien sur Sandrine, celle qui sait repérer les tourbillons de Newton-John (instabilité rare), celle qui écoute et qui comprend même si elle ne le fait pas savoir, et enfin celle qui aura eu à ressentir au quotidien mes fluctuations turbulentes de désappointement et d'espoir, et qui aujourd'hui porte le fruit de notre union.

J'espère qu'un jour le mot charité sera remplacé par celui de solidarité.

Stefano di Batista est un musicien hors pair

Table des Matières

NOMENCLATURE.....	3
INTRODUCTION.....	7
1 ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE.....	11
1.1 ANALYSE DES JOINTS TEXTURES.....	12
1.1.1 Description des textures.....	12
1.1.2 Mesures du débit et des coefficients dynamiques.....	13
1.1.3 Etudes numériques.....	17
1.2 ETUDE DE L'ÉCOULEMENT AU SEIN DE CAVITES.....	24
1.2.1 Écoulement en cavité fermée.....	25
1.2.2 Écoulement en cavité dans un canal confiné.....	29
1.2.3 Écoulement en cavité ouverte.....	30
2 MOYENS EXPERIMENTAUX ET OUTILS NUMERIQUES.....	35
2.1 PARAMETRES D'ETUDES.....	36
2.1.1 Extraction du motif tridimensionnel.....	36
2.1.2 Modélisation bidimensionnelle.....	38
2.1.3 Cas d'études.....	38
2.2 DISPOSITIF EXPERIMENTAL.....	39
2.2.1 Principe du montage.....	40
2.2.2 Critères de similitude.....	41
2.2.3 Composants du banc d'essais.....	42
2.3 TECHNIQUES DE MESURES EXPERIMENTALES.....	43
2.3.1 Principe de la P.I.V. 2D.....	43
2.3.2 Algorithmes de calcul.....	46
2.3.3 Méthode de filtrage pour l'amélioration de la qualité des données.....	47
2.3.4 Matériel employé.....	51
2.4 MODELISATION NUMERIQUE.....	52
2.4.1 Modèle de turbulence.....	52
2.4.2 Modélisation au voisinage de la paroi.....	54
3 ETUDE DE L'ÉCOULEMENT BIDIMENSIONNEL ET VALIDATION.....	57
3.1 RAPPELS SUR LES HYPOTHESES DE L'ÉCOULEMENT BIDIMENSIONNEL.....	57
3.2 ANALYSE DU BILAN DE QUANTITE DE MOUVEMENT COMPLETEMENT DEVELOPPE EN CANAL PLAN LISSE ET RAINURE.....	59
3.3 ETUDE NUMERIQUE.....	63

3.3.1	<i>Paramètres de la modélisation.....</i>	63
3.3.2	<i>Régimes d'écoulements étudiés.....</i>	65
3.3.3	<i>Analyse de l'évolution des contraintes de cisaillements.....</i>	66
3.3.4	<i>Analyse des effets d'inerties additionnels.....</i>	68
3.3.5	<i>Écoulements de Couette et Poiseuille combinés.....</i>	69
3.4	VALIDITE DES RESULTATS DE L'ETUDE NUMERIQUE	72
3.5	ETUDE EXPERIMENTALE	75
3.5.1	<i>Analyse topologique de l'écoulement dans la cavité.....</i>	76
3.5.2	<i>Analyse cinématique dans l'entrefer.....</i>	78
3.5.3	<i>Champs de vecteurs vitesses dans le plan médian de section droite de la cavité.....</i>	81
3.5.4	<i>Profils de vitesses dans le plan médian longitudinal.....</i>	82
3.5.5	<i>Champs de vecteurs vitesses selon l'envergure.....</i>	87
3.6	VALIDATION DU MODELE NUMERIQUE.....	92
4	ETUDE DE L'ÉCOULEMENT TRIDIMENSIONNEL ET CALCUL DES COEFFICIENTS	
	DYNAMIQUES DU JOINT ANNULAIRE.....	99
4.1	ETUDE TRIDIMENSIONNELLE.....	100
4.1.1	<i>Analyse de l'écoulement tridimensionnel.....</i>	100
4.2	MODIFICATIONS DES LOIS DE FROTTEMENT POUR SURFACES TEXTUREES	104
4.2.1	<i>Analyse des coefficients de frottements.....</i>	104
4.2.2	<i>Calcul des contraintes de cisaillements.....</i>	107
4.2.3	<i>Prise en compte des effets d'inertie additionnels.....</i>	108
4.3	EVALUATION DU DEBIT DE FUITE ET DES COEFFICIENTS DYNAMIQUES	111
4.3.1	<i>Les équations du film mince avec des forces d'inertie.....</i>	111
4.3.2	<i>Rôle mutuel des écoulements de Couette et de Poiseuille.....</i>	112
4.3.3	<i>Discussion des coefficients dynamiques.....</i>	113
4.3.4	<i>Débit de fuite.....</i>	117
	CONCLUSION ET PERSPECTIVES	121
	ANNEXE 1.....	125
	ANNEXE 2.....	129
	ANNEXE 3.....	133
	ANNEXE 4.....	137
	REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....	139

Nomenclature

Définitions

<i>Hole Pattern</i>	Trou cylindrique usiné dans le stator du joint
<i>Honeycomb</i>	Nid-d'abeilles usiné dans le stator du joint
DSE	Tourbillon secondaire aval (<i>Downstream Secondary Eddy</i>)
PE	Tourbillon principal (<i>Primary Eddy</i>)
UE	Tourbillon supérieur amont (<i>Upper Secondary Eddy</i>)
USE	Tourbillon secondaire amont (<i>Upstream Secondary Eddy</i>)

Symboles latins

C_i	Cas de calcul pour un écoulement de Couette pur
C_{XX}, C_{YY}	Coefficients d'amortissement direct [$N.s.m^{-1}$]
C_{XY}, C_{YX}	Coefficients d'amortissement croisé [$N.s.m^{-1}$]
D	Diamètre d'un trou cylindrique [m]
d_c	Largeur d'une cellule de type nid d'abeilles [m]
D_h	Diamètre hydraulique d'un canal ($D_h=2H$) [m]
e	Hauteur des rugosités d'une paroi [m]
$\overrightarrow{F_{ext}}$	Forces extérieures s'exerçant sur un domaine fluide
f_R	Coefficient de frottement sur le rotor
f_S	Coefficient de frottement sur le stator
H	Jeu [m]
H_d	Profondeur d'un trou cylindre [m]
h_c	Profondeur d'une cellule de type nid d'abeilles [m]
K_{XX}, K_{YY}	Coefficients de raideur directe [$N.m^{-1}$]
K_{XY}, K_{YX}	Coefficients de raideur croisée [$N.m^{-1}$]
k	Energie cinétique turbulente [$m^2.s^{-2}$]

L	Longueur d'une période d'un motif de texture [m]
$M_{XX}, M_{YY}, M_{XY}, M_{YX}$	Coefficients de masse ajoutée [kg]
n_R, m_R	Coefficients de la loi de Blasius correspondant au rotor
n_S, m_S	Coefficients de la loi de Blasius correspondant au stator
P_i	Cas de calcul pour un écoulement de Poiseuille pur
$\overline{P_i}$	Pression moyenne sur une surface S_i [$N.m^{-2}$]
R	Rayon de l'arbre du joint [m]
Re	Nombre de Reynolds basé sur U_m
Re_C	Nombre de Reynolds basé sur U_w
Re_S	Nombre de Reynolds calculé par rapport au stator
Re_R	Nombre de Reynolds calculé par rapport au rotor
T	Force de traînée [N]
u_i^*	Composante de la vitesse instantanée [$m.s^{-1}$]
$\overline{u_i}$	Composante de la vitesse moyenne [$m.s^{-1}$]
u_i'	Composante de la vitesse fluctuante [$m.s^{-1}$]
U_m	Vitesse moyenne dans le film [$m.s^{-1}$]
U_w	Vitesse de la paroi mobile [$m.s^{-1}$]
U_x	Vitesse moyenne selon la direction axiale du joint [$m.s^{-1}$]
U_y	Vitesse moyenne selon la direction radiale du joint [$m.s^{-1}$]
U_z	Vitesse selon la direction circonférentielle du joint [$m.s^{-1}$]
x	Direction axiale (dans le sens de l'écoulement)
Y^+	Distance à la paroi sans dimension
y	Direction radiale
z	Direction circonférentielle

Symboles grecs

ε	Dissipation turbulente [$m^2.s^{-3}$]
μ	Viscosité dynamique [Pa.s]
μ_T	Viscosité turbulente [Pa.s]
ρ	Masse volumique [$kg.m^{-3}$]

Σ	Surface de contrôle d'un volume fluide
ζ	Coefficient de traînée
ω	Vitesse de rotation de l'arbre du joint [rad.s ⁻¹]
τ	Contrainte de cisaillement [Pa]
τ_R	Contrainte de cisaillement sur le rotor [Pa]
τ_S	Contrainte de cisaillement sur le stator [Pa]
τ_w	Contrainte de cisaillement pariétale [Pa]
$\overline{\tau}_i$	Contrainte de cisaillement moyenne sur une surface S_i [Pa]
γ	Densité des trous cylindriques : rapport entre la surface des trous et la surface totale développée

Introduction

Les joints annulaires dynamiques permettent de limiter le débit de fuite entre deux compartiments soumis à des pressions différentes tout en garantissant l'absence de contact entre le rotor (l'arbre) et le stator (le coussinet). On retrouve ces composants dans la plupart des compresseurs et des turbomachines comme par exemple dans la turbopompe à hydrogène liquide du moteur Vulcain (Figure 1). Les joints dynamiques ont une influence considérable sur le rendement de la machine mais du fait de l'augmentation des vitesses de rotation et des gradients de pression, il est reconnu que ces composants ont également un impact direct sur la stabilité des lignes d'arbre.

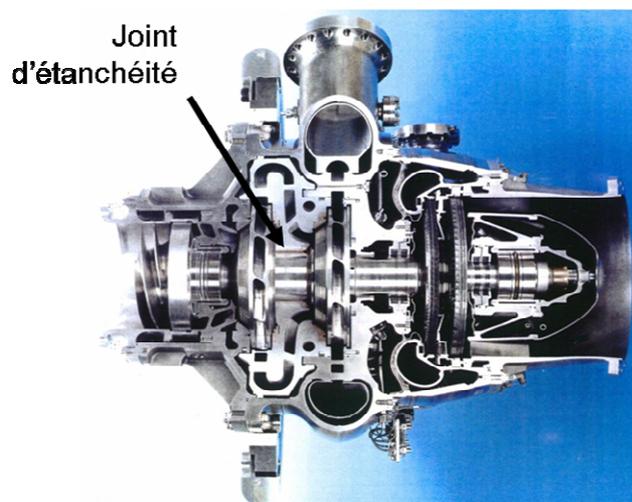


Figure 1 : Turbopompe à hydrogène liquide du moteur vulcain (Snecma)

Les études actuelles tendent à diminuer le débit de fuite et à améliorer la stabilité de l'arbre en décalant les fréquences critiques ou en amortissant les phénomènes d'instabilité. C'est dans ce but que la partie fixe du joint appelée stator est parfois usinée selon une texture spécifique. Plusieurs types de textures sont utilisés. La plus couramment employée est la texture en nid-d'abeilles (*Honeycomb* ou HC), mais son principal point faible est le coût de fabrication dû notamment aux difficultés d'usinage (Figure 2).

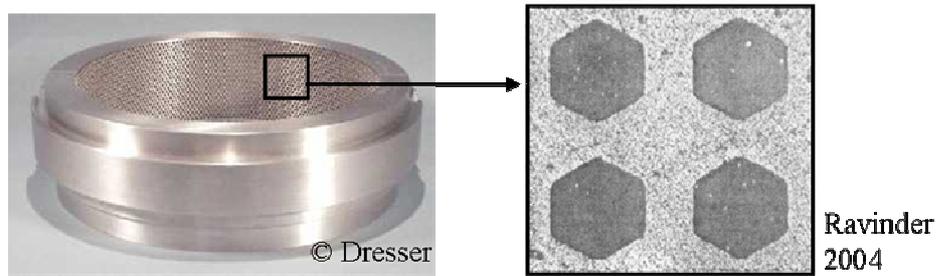


Figure 2 : Exemple de joint à texture « nid-d'abeilles »

Parallèlement à cela, un autre type de texture conduit à des caractéristiques comparables. Cette texture qui se présente sous la forme de trous cylindriques (*Round Hole Pattern* ou RHP) est bien plus facile à mettre en œuvre et, en conséquence, plus économique (Figure 3).

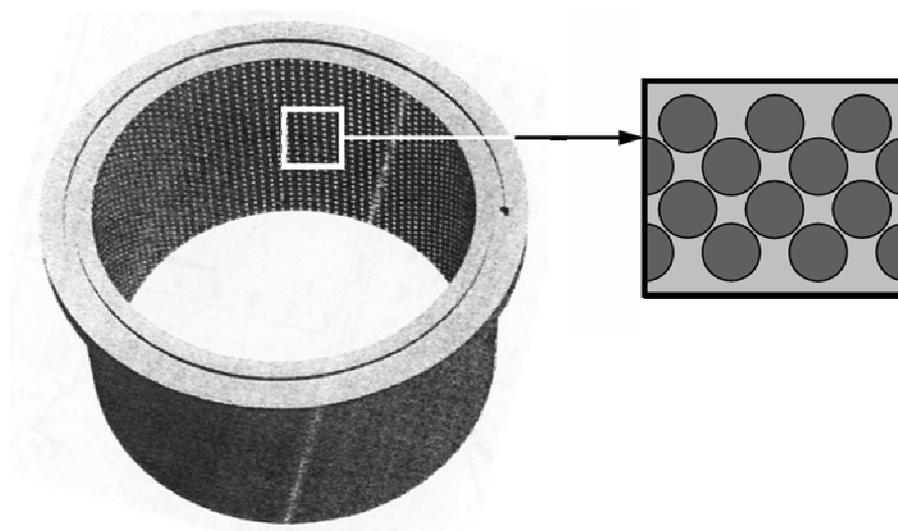


Figure 3 : Exemple de joint de type RHP (d'après Holt et Childs [Holt-02])

La caractérisation du comportement de ce type de joint passe par la modélisation des modifications du film fluide à l'intérieur du joint. Les modèles actuels sont basés sur la

théorie de Hirs [Hirs-73] dont l'hypothèse est de considérer les écoulements dans les films minces du point de vue de la vitesse débitante qu'ils génèrent et de négliger la forme des profils de vitesses. Il est évident que le frottement pariétal joue un rôle crucial dans les modèles théoriques. De ce fait, la connaissance de l'écoulement au sein des cavités cylindriques et de son interaction avec le film mince est capitale.

La majorité des études réalisées s'est focalisée sur les paramètres globaux tels que la pression ou le débit de fuite, alors que peu d'analyses ont pris en compte la variation des phénomènes locaux induits par la texture. Ce faisant, une grande partie des modèles basés sur la reconstitution d'une loi de frottement propre aux joints texturés ne dissocie pas les effets locaux induits par la texture, qui peuvent varier de manière importante selon les directions axiale et circonférentielle du joint.

La modélisation du comportement d'un joint annulaire texturé doit alors passer par la caractérisation complète de l'écoulement au sein des cellules et de son interaction avec le film mince. Pour cela, seule la résolution des équations complètes de Navier Stokes permet de décrire les phénomènes présents dans les cavités. Les paramètres de vitesses et de pressions étant élevés, l'emploi d'un modèle de turbulence s'avère nécessaire. Par ailleurs, l'emploi d'un modèle numérique nécessite la validation de celui-ci à l'aide de mesures. Plusieurs étapes doivent être franchies dans l'approche expérimentale du problème. Les mesures tridimensionnelles étant complexes à mettre en œuvre dans ce genre de configuration, une première approche bidimensionnelle s'avère incontournable.

Cette thèse a pour but d'étudier l'influence d'une texture de surface sur le film mince caractéristique des joints annulaires présents dans les applications industrielles. Cette nouvelle thématique est le fruit d'un travail qui a été réalisé au sein du Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques et du Laboratoire de Mécanique des Solides de l'Université de Poitiers, et a été soutenu financièrement par les sociétés Snecma et EDF, ainsi que par le Consortium Industrie Recherche en Tubomachines (CIRT).

La première partie de ce travail présente une analyse des différents travaux orientés vers la modélisation du comportement dynamique des joints annulaires texturés, ainsi que l'état de l'art des mesures expérimentales sur les écoulements de fluide dans les cavités ouvertes ou fermées.

Le deuxième chapitre est consacré à la présentation des paramètres d'études choisis, aux techniques de mesures expérimentales employées ainsi qu'à la modélisation retenue pour les simulations.

Dans la troisième partie, nous aborderons l'analyse des résultats de la simulation d'un écoulement bidimensionnel au sein d'un canal rainuré périodique. Cette analyse numérique est couplée à une étude expérimentale nécessaire à la compréhension de l'écoulement auquel nous allons confronter les résultats des simulations en vue de la validation du modèle employé.

Enfin, dans le quatrième chapitre, est exposée l'étude de l'écoulement tridimensionnel dans un canal texturé réaliste. Les simulations sont analysées puis les résultats sont employés afin de modifier les modèles de film mince existants. Les résultats y sont alors intégrés afin d'obtenir les caractéristiques statiques et dynamiques du joint texturé.

Les conclusions et perspectives sont enfin présentées à la fin de cet ouvrage.

Chapitre 1

1 Etude Bibliographique

Depuis 1976, dans le cadre de programmes de transport spatial, des campagnes d'études ont été engagées sur les pompes cryogéniques à oxygène et à hydrogène liquide afin d'en améliorer leurs performances [Chil-78].

C'est dans ce cadre que les recherches sur les joints et les paliers ayant des surfaces texturées ont été lancées suite à l'étude menée par Von Pragenau en 1982 [Prag-82]. Celle-ci montra l'intérêt d'un joint dont la rugosité de la partie fixe (le stator) est délibérément accentuée. En effet, lorsque la rugosité relative du stator est très élevée, la vitesse circumférentielle résultante est inférieure à celle d'un joint lisse, diminuant la raideur croisée et entraînant un meilleur comportement dynamique de l'arbre.

De là sont apparus les premiers joints avec usinage de rugosités sur le stator. On parle alors de texture dont les dimensions caractéristiques (profondeur, diamètre ...) sont bien supérieures aux dimensions des rugosités « classiques » déjà étudiées [Schli-68].

Les études sur les joints annulaires texturés présentées dans la littérature concernent deux principaux domaines de recherches :

- les études expérimentales qui présentent des résultats relatifs au débit de fuite et à la réponse du joint à une excitation.
- les recherches qui portent sur la modélisation d'un canal texturé à partir de données expérimentales ou issues de simulations numériques.

Conjointement à cela, de nombreuses recherches en Mécanique des Fluides à caractère plus fondamental ont porté sur l'étude d'écoulements au sein de cavités fermées ou dans des canaux présentant des parois texturées. Ces travaux ont des applications industrielles multiples mais sans jamais être reliés aux joints annulaires à textures de surface.

La première partie du chapitre présentera donc les principaux résultats obtenus lors d'études sur le comportement dynamique de joints texturés. La seconde partie traitera des écoulements en canal texturé explorés du point de vue de la Mécanique des Fluides.

1.1 Analyse des joints texturés

1.1.1 Description des textures

Le système d'étanchéité dynamique le plus simple est le joint lisse ou joint annulaire. Des solutions constructives plus élaborées permettent d'améliorer les caractéristiques statiques et dynamiques des joints annulaires. Le modèle le plus répandu est le joint labyrinthe, dont la partie fixe est usinée de rainures circumférentielles (Figure 4). Ce type de joint présente des limitations qui sont atteintes dans les machines dont les régimes de fonctionnement sont élevés. La solution d'une texture complexe usinée sur le stator a été suggérée par Von Pragenau [Prag-82]. Deux principaux types d'usinages sont généralement utilisés (Figure 4): la texture de type « nid-d'abeilles » et la texture de type « alésages cylindriques ».

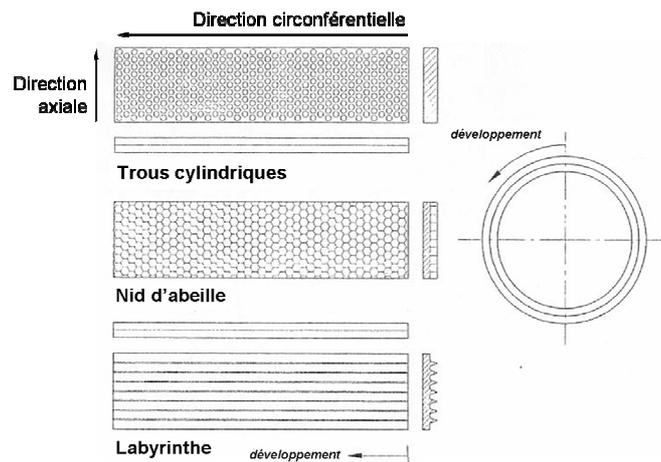
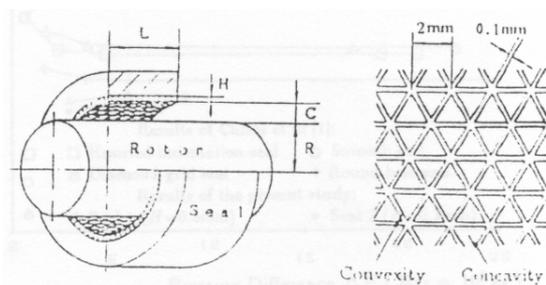


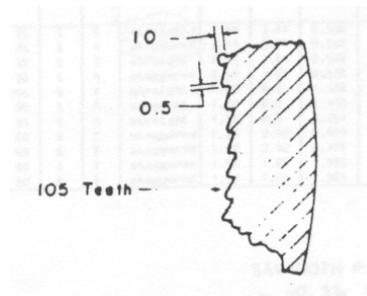
Figure 4 : Schéma de la surface intérieure d'un joint pour différentes textures (d'après Holt et Childs [Holt-02])

On peut aussi citer des textures plus marginales retrouvées dans les publications de Childs et Kim [Chil-87], Childs et Garcia [Chil-89] ou Iwatsubo et Sheng [Iwat-90]. Les textures qui y sont présentées sont respectivement de type alésages en forme de diamants, alésages triangulaires et selon un profil en dents de scie (Figure 5).



(d'après Iwatsubo et Sheng [Iwat-90])

(a)



(d'après Childs et Garcia [Chil-87])

(b)

Figure 5 : Autres types de textures : (a) alésages triangulaires; (b) dents de scie

1.1.2 Mesures du débit et des coefficients dynamiques

En 1989, Childs *et al.* [Chil-89] publient les résultats d'une comparaison entre les caractéristiques statiques (débit de fuite) et dynamiques (coefficients dynamiques) de sept joints à air de type nid-d'abeilles (Figure 6) avec des joints lisses et joints labyrinthes de mêmes dimensions.

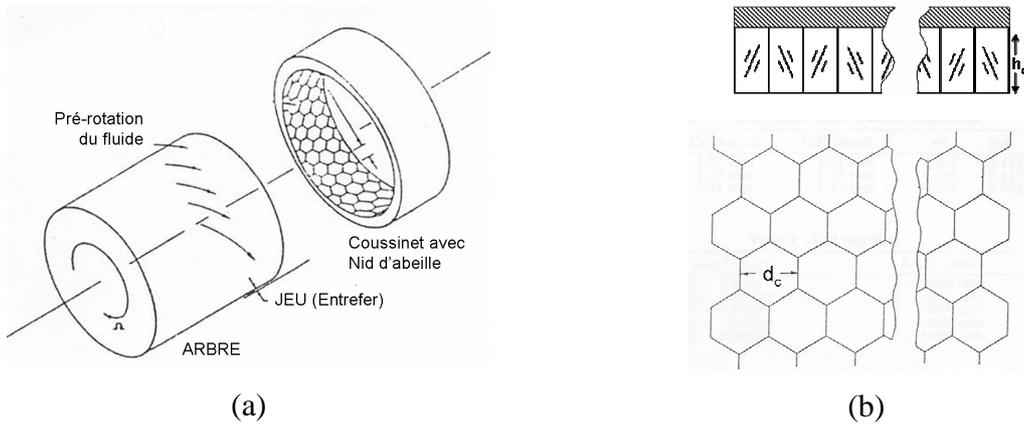


Figure 6 : Schéma d'un joint à nid-d'abeilles (d'après Childs et al. [Chil-89])

Les caractéristiques dynamiques du joint sont décrites à l'aide des coefficients dynamiques de raideur (K_{XX} , K_{XY} , K_{YX} , K_{YY}), d'amortissement (C_{XX} , C_{XY} , C_{YX} , C_{YY}) et de masse ajoutée (M_{XX} , M_{XY} , M_{YX} , M_{YY}) lié par la relation :

$$-\begin{Bmatrix} F_X \\ F_Y \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} K_{XX} & K_{XY} \\ K_{YX} & K_{YY} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} X \\ Y \end{Bmatrix} + \begin{bmatrix} C_{XX} & C_{XY} \\ C_{YX} & C_{YY} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \dot{X} \\ \dot{Y} \end{Bmatrix} + \begin{bmatrix} M_{XX} & M_{XY} \\ M_{YX} & M_{YY} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \ddot{X} \\ \ddot{Y} \end{Bmatrix} \quad (I. 1)$$

où X et Y représentent les déplacements imposés au rotor et F_X et F_Y les composantes de la force résultante.

Les résultats obtenus pour un joint prévu avec des cellules profondes et de grande taille¹ ($d_c=1.57$ mm, $h_c=1.91$ mm) montrent qu'il y a une nette diminution du débit de fuite et une amélioration de la stabilité par rapport au joint classique de type labyrinthe ou lisse (Tableau 1). Un des résultats les plus significatifs est la diminution du coefficient de raideur croisée qui conduit à une meilleure stabilité du joint à haute vitesse.

D'autres types de joints nid-d'abeilles ont été proposés afin d'améliorer les performances des turbopompes utilisant des joints lisses coniques. Les travaux de Kaneko *et al.* en 2003 [Kane-03] ont mis en valeur les atouts d'un joint à nid-d'abeilles conique par rapport à un joint lisse conique, ou droit. Il est montré que le débit de fuite diminue, que les coefficients d'amortissement et de raideur directs augmentent et que les coefficients d'amortissement et de raideur croisés diminuent. Dans sa conclusion, Kaneko explique l'amélioration du comportement du joint par le fait que la force tangentielle qui agit sur

¹ Par rapport à un jeu mesuré de 0.41 mm

l'arbre augmente (présence de la texture et conicité du joint) et que la vitesse circonférentielle du fluide diminue grâce aux nid-d'abeilles.

	Raideur directe	Raideur croisée	Amortissement direct	Débit de fuite
Joint lisse	Valeur de référence	Valeur de référence	Valeur de référence	Valeur de référence
16000rpm / 8.26 bars Pré rotation de 40%	-12%	-43%	+42%	-58%
16000rpm / 3.08 bars Pré rotation de 40%	<i>Non indiqué</i>	<i>Non indiqué</i>	+7%	<i>Non indiqué</i>
16000rpm / 3.08 bars Sans pré rotation	<i>Non indiqué</i>	-31%	-19%	<i>Non indiqué</i>

Tableau 1 : Amélioration des caractéristiques statiques dynamiques d'un joint à air de type nid-d'abeilles par rapport à un joint lisse (d'après Childs et al. [Chil-89])

Les joints de type nid-d'abeilles ne sont pas les seuls à avoir été étudiés. Comme il a été mentionné précédemment, les joints dont le stator est usiné de trous cylindriques (notés joints RHP, Figure 4) apportent également des améliorations (diminution du débit de fuite et amélioration de la stabilité du joint).

La première étude à avoir été publiée sur ce sujet est celle de Childs et Kim en 1986 [Chil-86]. Grâce au banc expérimental de l'Université de Texas A&M, ces auteurs ont pu mesurer les coefficients dynamiques de neuf joints RHP différents. Le fluide testé est un fluide réfrigérant de la société DuPont (CBrF₃) qui possède une viscosité très faible permettant ainsi d'atteindre des nombres de Reynolds élevés. La profondeur, le diamètre et la densité des trous ont été choisis comme paramètres d'études (Figure 7). Le but de ces travaux n'est pas de fournir une explication du phénomène de stabilisation, mais de comparer différents joints en première approche. Il en découle une configuration optimale pour les différentes textures étudiées (densité de $\gamma=34\%$, diamètre de 3.8 mm et rapport de 3 entre la profondeur des trous et l'épaisseur de film).

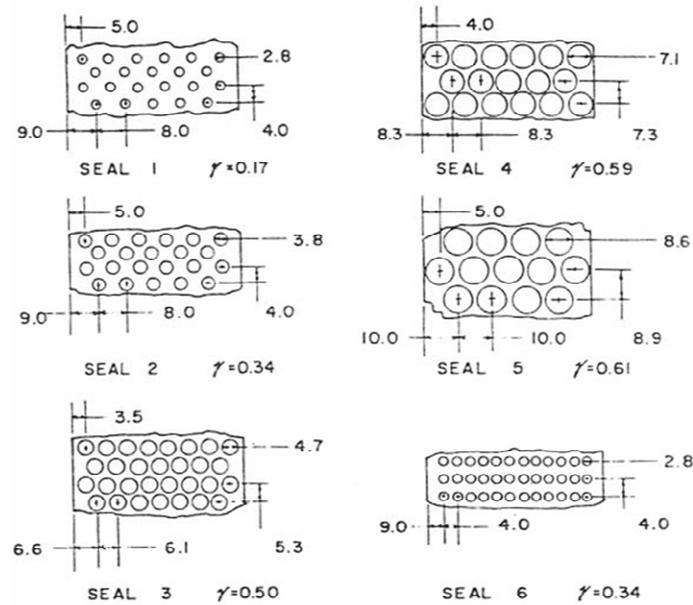


Figure 7 : Exemples de la surface du stator de 6 joints RHP d'après Childs et Kim [Chil-86] (les dimensions sont en pouces)

Parallèlement à cette étude, Childs *et al.* [Chil-90a] rapportent les résultats d'une campagne de mesures sur 6 types de joints RHP où aucun optimum n'a pu être clairement défini pour le rapport entre la profondeur des trous et l'entrefer. Ils indiquent cependant une diminution du débit de fuite inférieur jusqu'à 30% à celui d'un joint lisse ayant le même jeu (entrefer).

La seule étude trouvée pour des joints à eau de type RHP est celle de Childs et Fayolle en 1999 [Chil-99]. De nombreux résultats y sont présentés permettant de comprendre les phénomènes qui pourraient être la source de la diminution du coefficient de raideur croisée ainsi que de l'augmentation du coefficient d'amortissement direct. Selon l'analyse des auteurs, la vitesse axiale du fluide dans le film n'a quasiment pas diminué avec la présence des rugosités car la réduction du débit de fuite mesuré est de 6% par rapport à un joint lisse. La contrainte de cisaillement pariétal dans le sens axial n'a donc pas fortement diminué. Les mesures ont cependant révélé une grande diminution de la raideur croisée et par conséquent de la vitesse circonférentielle du fluide. Cette diminution de la vitesse circonférentielle est associée à une augmentation du cisaillement pariétal mais ce résultat est difficile à corréler avec les observations expérimentales sur le débit de fuite et la vitesse axiale. En effet, les résultats expérimentaux de Childs et Fayolle [Chil-99] laissent pressentir une brèche dans l'étude de G. Hirs [Hirs-73] qui, depuis 1973, sert de référence à de nombreux travaux et

postule de l'égalité des coefficients de frottement selon les directions axiale et circonférentielle.

Des résultats présentés, nous constatons que seul l'impact sur les caractéristiques globales est mesuré. Aucune de ces études ne considère en profondeur l'influence de la texture sur le comportement du fluide à l'intérieur du joint. Cependant, une partie de ces études sur les joints à nid-d'abeilles a été couplée à des analyses théoriques. Ces travaux traitent de la modification à apporter aux modèles de caractérisation du comportement statique et dynamique des joints. Les principaux résultats de ces publications sont présentés dans le paragraphe suivant.

1.1.3 Etudes numériques

Lois de frottement dans les canaux

L'analyse d'un écoulement turbulent au sein d'un joint d'étanchéité passe par la connaissance des écoulements à l'intérieur des canaux plans ou annulaires. Ces études font partie des travaux qui ont débuté il y a de nombreuses années du fait de leurs larges champs d'applications. Parmi les premiers essais traitant des écoulements turbulents en canal, citons Kampé de Fériet en 1948 [Kamp-48], qui présente l'analyse du profil universel des vitesses pour l'écoulement d'un fluide visqueux incompressible entre deux plaques parallèles. Les travaux de Paï qui suivirent [Pai-53] reprennent et complètent ceux de Kampé de Fériet en ajoutant l'analyse d'un écoulement de type Couette et en comparant avec succès ses résultats théoriques à ceux issus des mesures expérimentales de Laufer [Lauf-50] pour un écoulement de type Poiseuille (Figure 8).

Par la suite, Elrod et Ng [Elro-67] appliquèrent aux films minces, rencontrés en tribologie, les connaissances accumulées sur les modèles algébriques pour les écoulements turbulents. La principale contribution de leur travail est l'analyse des profils de vitesses pour les écoulements de Couette et de Poiseuille combinés. Leurs résultats ont été largement utilisés par la suite dans le domaine de la lubrification.

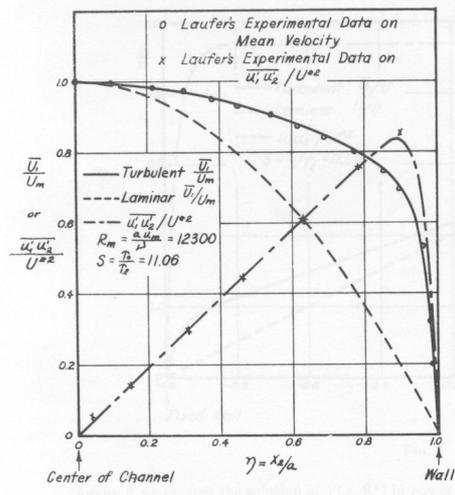


Figure 8 : Comparaison des profils de vitesses expérimentaux et théoriques dans un canal plan (d'après Pai [Pai-53])

Lois de frottement dans les joints lisses

L'inconvénient de ces méthodes de résolution est la lourdeur qu'elles entraînent au niveau de la résolution des systèmes d'équations. C'est pour cela qu'en 1973, G. Hirs [Hirs-73] [Hirs-74] propose une nouvelle méthode de modélisation des effets turbulents dans les films minces. Il focalise son étude sur l'écoulement circonférentiel de type Couette généré par la rotation de l'arbre, et l'écoulement axial de type Poiseuille généré par la différence de pression. Son idée est de regarder les écoulements de Couette et de Poiseuille, non plus du point de vue de leurs profils de vitesses, mais simplement du débit qu'ils engendrent. Par conséquent, il ne fait plus la distinction entre un écoulement de Couette et un écoulement de Poiseuille. La retranscription des effets des écoulements axiaux et circonférentiels combinés se fait au travers des coefficients de frottements pariétaux, qui deviennent alors les facteurs les plus importants à prendre en compte. La loi de frottement utilisée par Hirs est une loi de type Blasius qui ne tient pas compte des rugosités de la paroi (canal hydrauliquement lisse) et où les coefficients de frottements sont calculés en se plaçant dans un référentiel relatif au rotor ou au stator :

$$f_s = n_s (\text{Re}_s)^{m_s} \quad , \quad f_R = n_R (\text{Re}_R)^{m_R} \tag{I.2}$$

$$\text{Re}_s = \frac{2\rho H (U_x^2 + U_z^2)^{1/2}}{\mu} \quad , \quad \text{Re}_R = \frac{2\rho H [U_x^2 + (U_z - R\omega)^2]^{1/2}}{\mu}$$

Lois de frottement dans les joints texturés

Par la suite, plusieurs études ont utilisé ces résultats pour la modification des coefficients de frottement dans les joints annulaires texturés. Les premiers travaux présentés sont ceux de Nelson en 1985 [Nels-85], puis Nelson et Nguyen en 1987 [Nels-87] où la présence de micros rugosités est simulée en modifiant la loi de frottement. Pour y parvenir, ils se basent sur la loi de Moody qui est une approximation de la loi non linéaire de Colebrook :

$$\begin{aligned} f_S &= 0.001375 \left\{ 1 + \left[10^4 \frac{e}{H} + \frac{5 \cdot 10^5}{0.5 \cdot \text{Re}_S} \right]^{1/3} \right\} \\ f_R &= 0.001375 \left\{ 1 + \left[10^4 \frac{e}{H} + \frac{5 \cdot 10^5}{0.5 \cdot \text{Re}_R} \right]^{1/3} \right\} \end{aligned} \quad (\text{I.3})$$

Ils comparent l'impact des lois de type Blasius et de type Moody et constatent des écarts significatifs dans le comportement du joint (diminution du débit de fuite). Cependant, la simulation des joints texturés n'est pas encore réalisable car, dans la loi de Moody, la hauteur des rugosités ne doit pas excéder $1/100^{\text{ème}}$ de l'épaisseur du canal, ce qui est bien inférieur à la profondeur des textures de type nid-d'abeilles ou trous cylindriques.

C'est en 1989 que Elrod *et al.* [Elro-89] présentent la première comparaison entre les résultats de modélisation et les données expérimentales obtenues pour des caractéristiques statiques et dynamiques d'un joint d'étanchéité de type nid d'abeilles. La loi employée pour simuler la texture sur le stator est une loi de type Blasius où les coefficients n_0 et m_0 ont été adaptés aux joints testés.

$$f = n_0 (Re)^{m_0} \quad , \quad Re = \frac{2\rho H U_m}{\mu} \quad (\text{I.4})$$

Plus tard, en 1990 [Elro-90], les mêmes auteurs améliorent le modèle en approchant les coefficients de frottements par des lois polynomiales, mais les gains en terme de prédiction sont non significatifs.

Les lois de frottements, calculées à partir des mesures effectuées sur un joint complet, ne permettent pas de distinguer le frottement sur le rotor et sur stator. En effet, comme on peut le constater sur la Figure 9, les prises de pression sur le montage de l'équipe de Elrod *et al.* [Elro-90] donnent l'évolution de la pression axiale dans le joint, et permettent d'obtenir le

coefficient de résistance du joint ou du canal complet, sans faire de distinction entre le rotor et le stator.

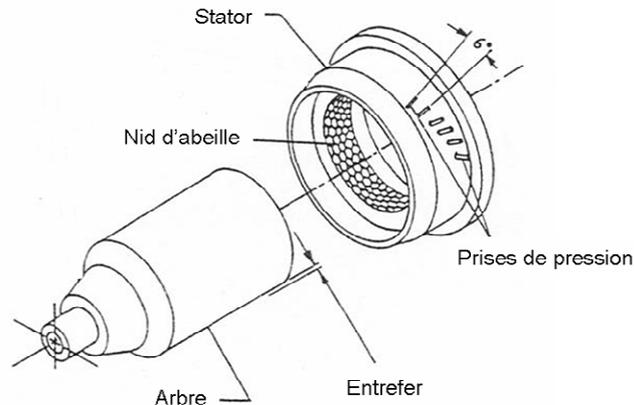


Figure 9 : Montage permettant la détermination du coefficient de frottement d'un joint de type HC (d'après Elrod et al. [Elro-90])

C'est pour cette raison qu'en 1992 et 1994, les analyses de Ha *et al.* [Ha-92] et de Ha et Childs [Ha-94] tentent de déterminer le coefficient de frottement d'une surface de type nid d'abeilles à l'aide d'un montage expérimental dédié. Le montage est un canal plan constitué de deux plaques texturées séparées de quelques dizaines de microns et comportant des prises de pression. Ils montrent que pour un écoulement d'air entre deux plaques texturées, une surface à nid d'abeilles présente un coefficient de frottement plus grand qu'une surface lisse. Ces auteurs montrent également que le coefficient de frottement diminue quand le nombre de Reynolds augmente, et que lorsque l'entrefer augmente, le coefficient de frottement augmente aussi, alors que la loi de Moody prédit l'inverse pour une conduite cylindrique. Ils concluent qu'aucune loi de frottement « généraliste » ne peut être obtenue de part l'influence mutuelle trop complexe de chaque paramètre. On peut ajouter que le coefficient de frottement de la surface nid d'abeilles est obtenu dans une configuration où les deux parois sont texturées, ce qui n'est pas le cas dans un joint réel.

En 1999, Childs et Fayolle [Chil-99] réalisent des mesures expérimentales pour deux joints à eau de type RHP. Le modèle de loi de frottement employé est basé sur le modèle de Hirs, avec des coefficients qui dépendent de la valeur du jeu.

$$f_s = n_s (Re_s)^{m_s}, \quad Re_s = \frac{2\rho H(U_x^2 + U_z^2)^{1/2}}{\mu}, \quad \text{où} \quad \begin{cases} n_s = a_0 + a_1 H + a_2 H^2 \\ m_s = b_0 + b_1 H + b_2 H^2 \end{cases} \quad (I.5)$$

Les coefficients dynamiques calculés par simulations ne correspondent pas à ceux mesurés malgré l'emploi d'une loi spécifique pour chaque cas.

Les dernières études publiées sur le sujet présentent des comparaisons entre modèles théoriques et mesures expérimentales pour des joints à air de type RHP. En 2002, Holt et Childs [Holt-02] utilisent des résultats de Kleynhans et Ha [Kley-97] afin d'améliorer leur modèle de prédiction des coefficients dynamiques de joints texturés. Leurs mesures expérimentales présentées en 2002 confirment celles des années passées concernant les coefficients dynamiques (diminution de la raideur croisée, augmentation de la raideur directe, augmentation de l'amortissement) et le modèle proposé prédit assez bien le débit de fuite, mais surestime la raideur et sous-estime l'amortissement. Par ailleurs, une amélioration significative du modèle de Holt et Childs pour un joint texturé à air a été apportée par les travaux de Childs et Wade en 2003 [Chil-03] en employant une loi de frottement de type Blasius qui comporte des coefficients adaptés spécifiquement à leur cas d'étude.

Analyses par résolution des équations complètes de Navier Stokes

Des simulations numériques ont été effectuées sur l'écoulement au sein des textures. En 2002, Chochua [Choc-02] présente des résultats de simulations d'un écoulement d'air turbulent au sein de cavités bidimensionnelles et tridimensionnelles représentant des textures de type nid-d'abeilles et trous cylindriques (Figure 10). A notre connaissance, ceci est la première analyse de l'écoulement turbulent à partir de simulations dans des canaux texturés de ce type.

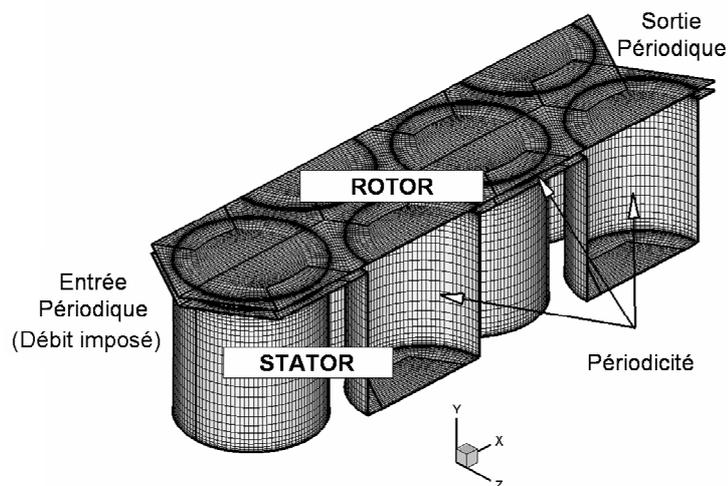


Figure 10 : Maillage du domaine de calcul et conditions aux limites du canal texturé de type trou cylindrique (d'après Chochua [Choc-02])

L'écoulement turbulent est simulé à l'aide d'un modèle $k-\varepsilon$ bas Reynolds. L'étude portant sur les textures de type nid-d'abeilles montre qu'un tourbillon se forme à l'intérieur de la cavité et que celui-ci s'étend en profondeur lorsque le nombre de Reynolds augmente. L'auteur ajoute qu'au sommet des cavités (nid-d'abeilles et trous cylindriques), la composante verticale de la vitesse couplée à de grandes variations de la composante horizontale entraîne l'apparition d'un cisaillement turbulent non négligeable. Cette dernière remarque amène Chochua à expliquer la diminution du débit de fuite par les pertes de charges dues aux frottements le long des parois, mais aussi dues au frottement visqueux à l'intérieur de la cavité. De plus, il montre l'influence très claire de la texture sur l'écoulement dans l'entrefer (Figure 11) et, par suite, la modification importante du coefficient de frottement le long du stator texturé. L'auteur en déduit une loi de paroi de type logarithmique spécifique à la texture en remplacement d'une loi de rugosité « classique ». Ainsi, il effectue des calculs simplifiés dans un canal 2D en substituant la texture 3D par une loi de paroi locale. La simulation quasi 2D permet alors de retrouver les mêmes résultats que pour les simulations 3D (vitesses, dissipation turbulente et énergie cinétique turbulente) pour un temps de calcul bien moins important.

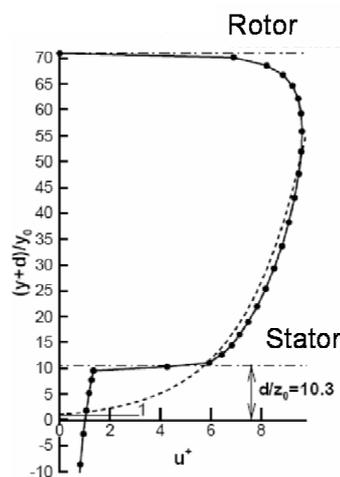


Figure 11 : Profil de vitesse adimensionné dans l'entrefer d'un joint texturé de type RHP (d'après Chochua [Choc-02])

D'autres simulations complètes de l'écoulement au sein d'un canal texturé développé ont été effectuées par Villasmil *et al.* en 2003 [Vill-03a][Vill-03b]. Les auteurs présentent l'analyse d'un écoulement au sein d'un canal texturé simulé à l'aide du code FLUENT en employant différents modèles de turbulence et pour différentes formes de textures testées

expérimentalement par Nava [Nava-93] et Hess [Hess-93] (trous cylindriques et trous en forme de diamant). L'effort en terme de calcul étant trop grand pour simuler les configurations complètes, les auteurs se basent sur une hypothèse d'écoulement périodique et bidimensionnel (Figure 12).

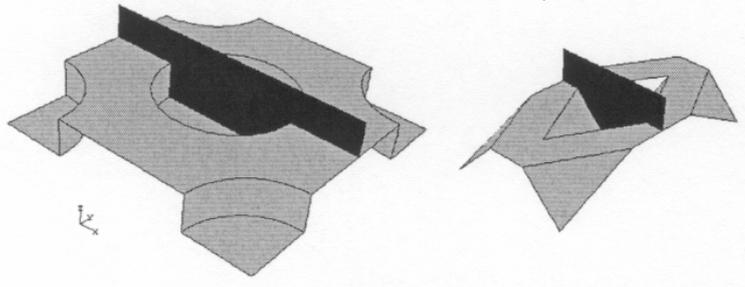


Figure 12 : *Domaine de calcul des simulations numériques (en noir)*
(d'après Villasmil et al. [Vill-03])

L'analyse est découpée en deux parties : l'étude de la dépendance de la solution vis-à-vis du maillage et des différents modèles de turbulence d'une part ; la compréhension de l'évolution du coefficient de frottement en fonction de la forme de la texture d'autre part. La première partie du travail permet de montrer que la solution obtenue dépend fortement de la taille du maillage lorsqu'une approche de type loi de paroi est employée, alors qu'une approche de type bi-couche permet de s'affranchir de ce problème². De plus, l'auteur précise le fait que dans la couche de cisaillement se situant à l'interface de l'écoulement principal et de la cavité, un modèle du premier ordre de type $k-\varepsilon$ donne des valeurs d'énergie cinétique turbulente inférieures à celles d'un modèle du second ordre de type *RSM*. Aucune mesure expérimentale n'étant disponible concernant ces valeurs, la comparaison reste limitée aux simulations numériques entre elles. Dans la deuxième partie, les courbes des coefficients de frottements obtenues numériquement sont comparées à celles obtenues expérimentalement par Nava et Hess. Le premier point soulevé grâce aux résultats des simulations est un phénomène d'augmentation du coefficient de frottement lorsque l'entrefer augmente. Dans leurs expériences, Nava et Hess avaient eux aussi mis en évidence ce phénomène déjà relevé auparavant par Ha *et al* en 1992 [Ha-92] pour un canal texturé de type nid d'abeilles. Cependant, ce phénomène d'augmentation n'est noté par Villasmil que pour des trous cylindriques et des trous en forme de diamant de grandes profondeurs (respectivement 1.18

² Les détails concernant ces approches seront discutés au paragraphe 5.2 du chapitre 2.

mm et 0.64 mm), contrairement aux expériences qui mettent aussi en avant ce phénomène pour des profondeurs plus faibles. Enfin, les auteurs expliquent qu'une approche bidimensionnelle surestime le coefficient de frottement par rapport aux mesures expérimentales quel que soit le type de texture retenue (Figure 13).

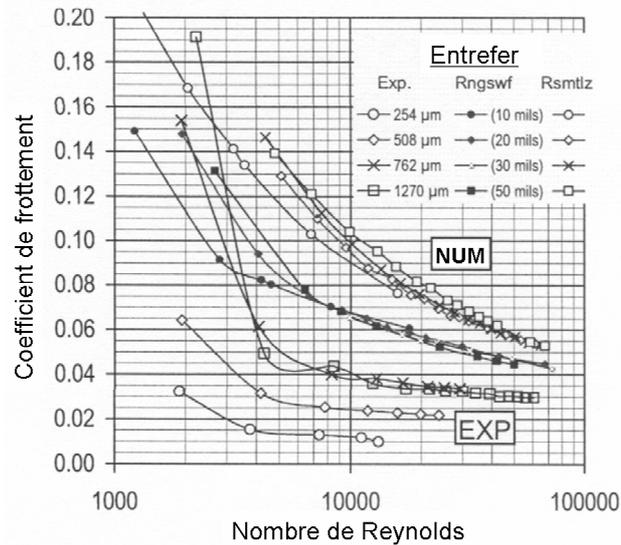


Figure 13 : Comparaison expérience-simulation de l'évolution du coefficient de frottement d'une surface texturée de type trous cylindriques en fonction du nombre de Reynolds (Rngswf : modèle RNG, Rsmtlz : modèle RSM) (d'après Villasmil et al. [Vill-03])

1.2 Etude de l'écoulement au sein de cavités

Toutes les études présentées précédemment traitent du problème des textures de manière à quantifier l'impact de la densité de la texture, de la profondeur des alvéoles, etc... sur les caractéristiques globales. A notre connaissance, très peu de publications concernent les écoulements dans les joints texturés de type nid-d'abeilles ou trous cylindriques.

Pour une meilleure compréhension de la physique locale des phénomènes fluides, il est possible d'aborder le sujet en étudiant les travaux réalisés sur les écoulements dans les cavités. En effet, si l'on considère une coupe bidimensionnelle d'un trou cylindrique ou d'un nid d'abeilles, on retrouve une cavité dont les caractéristiques géométriques qu'étaient le diamètre et la profondeur deviennent respectivement la longueur et la profondeur.

On distingue trois principaux types d'écoulement en cavité (Figure 14):

- Les écoulements dits « de cavité entraînée » (*Lid-Driven Cavity*), engendrés par le déplacement d'une paroi venant fermer la cavité,

- Les écoulements en canal confiné avec un entrefer mince (mais dans beaucoup de cas bien supérieur à celui d'un joint classique),
- Les écoulements sans confinement générés par une couche limite affleurante à la partie supérieure de la cavité.

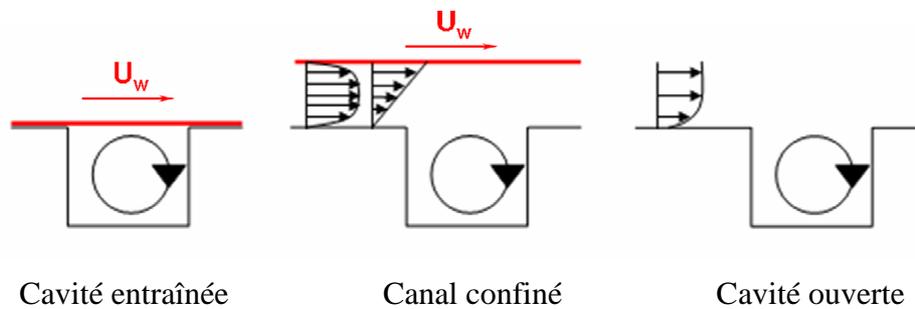


Figure 14 : Les différents types d'écoulement en cavité unique

Dans la plupart des études réalisées, une cavité est définie par sa longueur D , son envergure W , sa profondeur H_d (Figure 15). Si l'écoulement est confiné, on définit aussi l'entrefer H .

A partir de ces dimensions, il a été défini le rapport entre la longueur et la profondeur $A=D/H_d$, ainsi que le rapport entre l'envergure et la longueur $B=W/D$.

Par la suite, tout plan parallèle au plan Oxy sera nommé section droite et tout plan parallèle au plan Oxz sera appelé plan d'envergure. La section droite située au milieu de l'envergure sera nommée plan médian.

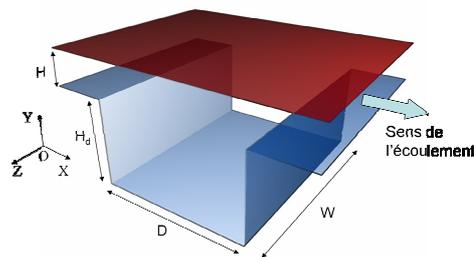


Figure 15 : Paramètres géométriques définissant une cavité

1.2.1 Ecoulement en cavité fermée

Les écoulements en cavité fermée sont très proches des écoulements en canal confiné pour lesquels l'entrefer est très faible, et de ce fait, très proches des écoulements de film mince en canal texturé.

Etude dans le plan médian

Les travaux expérimentaux les plus importants entrepris sur l'analyse de la topologie de l'écoulement établi en cavité entraînée sont ceux de Koseff et Street en 1984 [Kose-84]. Ils constituent une base de référence à l'ensemble des études réalisées dans le domaine. La Figure 16 présente la topologie de l'écoulement dans le plan médian d'une cavité.

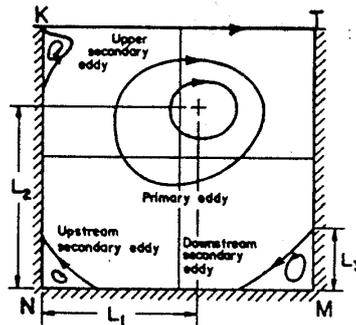


Figure 16 : Structure de l'écoulement établi dans le plan médian d'une cavité carrée (d'après Koseff et Street [Kose-84])

Ils montrent que le fluide dans la région du couvercle (KT) est entraîné par celui-ci vers l'angle T où se développe une région de « hautes pressions ». Par la suite, le fluide descend le long de la paroi (TM) mais décélère sous les effets du frottement et de la présence de fluide stagnant dans le coin M, provoquant aussi une augmentation de pression. En conséquence une séparation survient, entraînant la formation d'un tourbillon secondaire (*Downstream Secondary Eddy*, noté DSE) dans le voisinage du point M. Le même phénomène se reproduit dans l'angle N (les trois tourbillons sont visibles pour des nombres de Reynolds, basés sur la vitesse de paroi et sur la longueur de la cavité, compris entre 1000 et 10000).

En 1994, Deshpande et Shankar [Desh-94] complètent ces travaux en établissant que le tourbillon secondaire supérieur (*Upper Secondary Eddy*, noté UE) apparaît clairement pour un nombre de Reynolds égal à 1200 et augmente en taille et en intensité jusqu'à ce que le nombre de Reynolds atteigne 10000. Son processus de création est le même que celui des autres tourbillons secondaires.

Effets tridimensionnels

En complément des analyses dans le plan médian, Koseff *et al.* [Kose-84] analysent les effets tridimensionnels générés par les parois d'extrémités. Ils comparent la topologie

observée dans le plan médian à celle d'un plan se situant à 10 mm du plan d'extrémité. Ils soulignent deux grandes différences : près de l'extrémité, le centre du tourbillon primaire (*Primary Eddy*, noté PE) se rapproche du centre géométrique de la cavité ; la taille ainsi que le nombre de tourbillons secondaires diminuent. Dans l'étude réalisée par Migeon en 2000 [Mige-00], il est dit qu'initialement l'écoulement est purement bidimensionnel sur toute l'envergure de la cavité, puis, que les perturbations tridimensionnelles issues des parois se propagent suivant l'envergure. L'auteur a montré que l'endroit à partir duquel une section droite perd son caractère bidimensionnel est indépendant de la géométrie et de l'allongement de la cavité. Ces résultats corroborent les calculs numériques de T.P Chiang *et al* en 1997 [Chia-97] qui ont simulé l'écoulement tridimensionnel dans une cavité de section avec un allongement de la cavité $B=3$ et un nombre de Reynolds égal à 1500 (Figure 17).

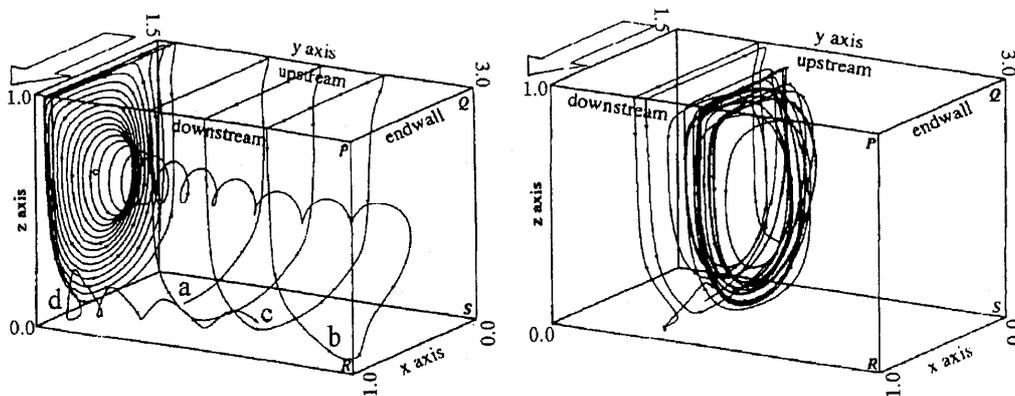


Figure 17 : Chemins 3D empruntés par une particule dans une cavité rectangulaire entraînée (section médiane du côté de la flèche) pour un nombre de Reynolds égal à 1500 (d'après Chiang et al. [Chia-97])

Ces auteurs observent (schéma situé à gauche) qu'une particule partant de la surface inférieure effectue trois tours dans le tourbillon principal avant de rentrer dans un tourbillon de coin puis de « s'enrouler » autour de l'axe central de la cavité, tourner dans la section moyenne de la cavité avant de rentrer dans le DSE. Ceci montre qu'en 3D, la totalité de la cavité est interconnectée.

Instabilités centrifuges

Jordan et Ragab [Jord-94] se sont attachés à l'étude numérique de l'instabilité et de la turbulence d'un écoulement tridimensionnel dans une cavité entraînée pour des nombres de Reynolds allant de 5000 à 10000 (les instabilités apparaissent aux alentours de $Re=1000$ selon Shankar et Deshpande (2000)). Ils ont observé que les premiers signes de la transition vers un

état turbulent se manifestaient dans la couche de cisaillement entre le tourbillon principal et le tourbillon secondaire DSE pour un nombre de Reynolds compris entre 6000 et 8000 et que cette transition s'étendait à l'ensemble de l'écoulement pour un nombre de Reynolds égal à 10000. L'instabilité du tourbillon principal est due à l'apparition (vers $Re=3000$) de tourbillons de Taylor-Görtler (Figure 18) et de tourbillons longitudinaux de coin qui se multiplient et qui grossissent quand Re augmente. Elle est due également aux interactions entre le tourbillon principal et les tourbillons de Taylor-Görtler.

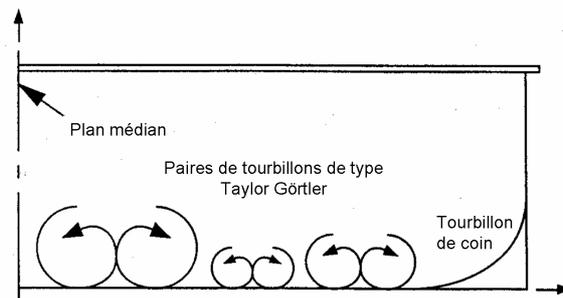


Figure 18 : Représentation des paires de tourbillons de type Taylor-Görtler
(d'après Jordan et Ragab [Jord-94])

Ces instabilités ont aussi été observées dans l'étude de Migeon [Mige-00] qui, à l'aide de visualisations plus détaillées, en a fourni une schématisation tridimensionnelle plus précise (Figure 19).

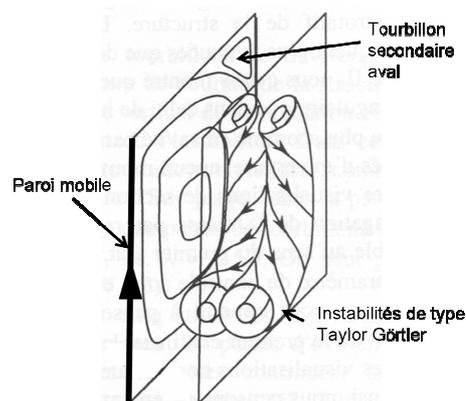


Figure 19 : Localisation des tubes tourbillonnaires de l'instabilité en cavité carrée
(d'après Migeon [Mige-00])

Toutes ces études permettent une première approche des écoulements en canal texturé. Cependant, le caractère fermé de la cavité ne permet pas au fluide de rentrer ou se sortir du domaine, attribut primordial pour les écoulements en cavité ouverte. C'est pourquoi il est

nécessaire de s'intéresser aussi aux écoulements en canal confiné, même si très souvent la valeur du jeu qui sépare la partie texturée de la partie lisse est plus importante que dans les applications de la lubrification.

1.2.2 *Écoulement en cavité dans un canal confiné*

L'analyse des transferts de chaleur est le principal domaine d'application des études d'écoulements en canal texturé (refroidissement de composants électroniques, échangeurs de chaleurs, etc...). Par conséquent, la plupart des études réalisées le sont pour des régimes de vitesses modérés (nombre de Reynolds basé sur la hauteur du canal autour de 500) de manière à favoriser un écoulement fortement instationnaire qui améliore les échanges de chaleur.

En 1985, Ghaddar *et al.* [Ghad-85] ont simulé numériquement par DNS (*Direct Numerical Simulation*) un écoulement de fluide en régime transitoire dans un canal rainuré bidimensionnel périodique. L'entrefer a été pris égal à deux fois la profondeur des cavités. Ils ont observé des mouvements d'oscillation du tourbillon principal pendant lesquelles la structure se scinde en deux puis coalesce en une seule structure à l'intérieur de la cavité. Ces mouvements ont été retrouvés numériquement par Adachi et Uehara en 2001 [Adac-01], montrant l'existence d'un cycle d'oscillations auto entretenues pour un régime d'écoulement modéré (Figure 20).

Précédemment, les travaux de Yang en 1999 [Yang-99] avaient montré par des simulations par LES (*Large Eddy Simulation*) que ce phénomène de division puis de coalescence n'apparaît que si la cavité est assez longue.

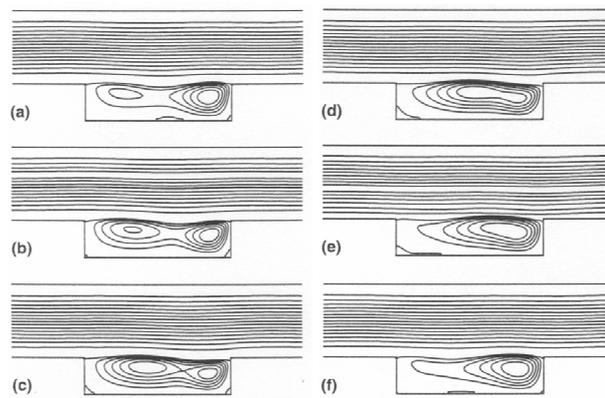


Figure 20 : Lignes de courants d'un cycle d'oscillations tourbillonnaires au sein d'un canal rainuré pour 6 instants successifs (d'après Adashi et Uehara [Adac-01])

Ce phénomène a été confirmé expérimentalement par Nishimura et Kunitsugu en 2001 [Nish-01] à l'aide de visualisations par traceurs solides (poudre d'aluminium) injectés dans un écoulement d'eau au sein d'un canal rainuré. Les auteurs ont confronté avec succès leurs résultats à des simulations numériques qu'ils ont effectuées pour la même configuration (Figure 21).

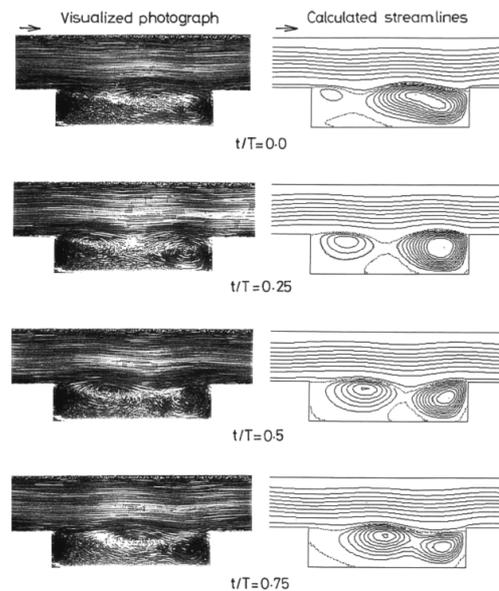


Figure 21 : Lignes de courants pour un régime oscillatoire auto entretenu : expérience à gauche, simulation à droite (d'après Nishimura et Kunitsugu [Nish-01])

Les études présentées pour un canal confiné montrent qu'il existe une forte interaction entre la cavité et le canal principal. La couche de mélange qui se développe à l'interface supérieure de la cavité a été très largement étudiée pour des problèmes de cavités ouvertes (écoulement entre deux bâtiments, toit ouvrant de voiture, *riblets*, etc...). Cette zone est la source de nombreuses instabilités et d'un cisaillement turbulent non négligeable. Nous allons donc nous intéresser, dans le paragraphe suivant, à cet aspect des écoulements en cavité ouverte.

1.2.3 Ecoulement en cavité ouverte

En 1967, Kistler et Tan [Kist-67] décrivent précisément la topologie d'un écoulement au sein d'une cavité ouverte (Figure 22a). Celle-ci se rapproche fortement de la topologie rencontrée pour les cavités entraînées, hormis la couche de cisaillement. Ils expliquent notamment que cette couche de mélange, qui se situe dans le voisinage de l'ouverture de la cavité, devient instable et grossit de manière exponentielle selon la direction axiale. La Figure

22b montre que pour des sections en envergure proches des parois d'extrémité (coupe A-A), la couche de cisaillement libre se maintient en contact avec le coin amont supérieur de la cavité puis, après avoir légèrement fléchi à l'intérieur de la cavité, elle finit par se soulever brusquement et passe au-dessus du coin aval supérieur de la cavité. Ainsi du fluide provenant de l'intérieur s'échappe sur une très faible hauteur puis rejoint l'écoulement externe dans le canal. Au regard du principe de conservation de la masse, du fluide doit rentrer dans la cavité dans une autre section de l'envergure. Dans le voisinage de la section médiane de la cavité (coupe C-C), la ligne de courant séparatrice se « bombe » en amont de la région de séparation, puis fléchit à l'intérieur de la cavité. Le fluide entre donc dans une zone de la cavité au même moment qu'il en est éjecté dans une section parallèle au plan médian.

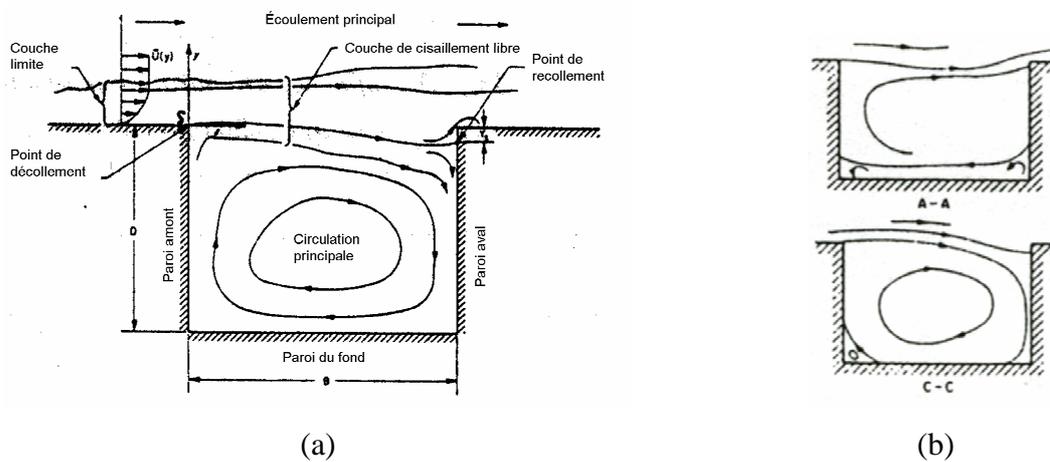


Figure 22 : Description d'un écoulement séparé dans une cavité ouverte : (a) topologie complète dans le plan médian, (b) phénomène de fluctuations dans le voisinage du plan médian (C-C) et dans un plan parallèle près de l'extrémité (A-A) (d'après Kistler et Tan [Kist-67])

Des travaux de visualisations et de mesures de vitesses ponctuelles dans une couche de mélange de cavité ont été réalisés en 1987 par Gharib et Rosko [Ghar-87](Figure 23) qui ont pu déterminer les fréquences caractéristiques des lâchers tourbillonnaires en fonction de la longueur de la cavité. Ce résultat a permis aux auteurs de montrer qu'il existe un lien entre les modes caractéristiques de la couche de mélange et la longueur de la cavité.

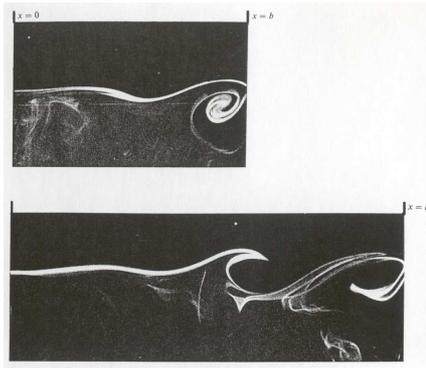


Figure 23 : Visualisations par traceurs des oscillations de la couche de mélange d'une cavité ouverte pour différentes longueurs de cavité (d'après Gharib et Rosko [Ghar-87])

Ce processus de fluctuation est analysé en détail dans de nombreuses études en raison des ondes de pressions générées et donc des ondes acoustiques qui en découlent. Parmi les travaux les plus récents, ceux de Chatellier en 2002 [Chat-02] permettent de faire une synthèse du phénomène. Il explique qu'on peut considérer l'écoulement de couche de mélange comme un lieu propice à l'établissement d'instabilités, qu'elles soient longitudinales ou transversales. Celles-ci se distribuent selon des modes préférentiels, prédictibles, et s'amplifient dans l'espace et le temps pour donner naissance à des structures tourbillonnaires de forte intensité. On observe alors l'apparition de régimes d'oscillations auto-entretenues à partir d'une certaine valeur critique du nombre de Reynolds. L'écoulement de cavité est un cas particulier de ce type de configuration : en écartant le cas de la présence d'un obstacle, la couche de mélange y est soumise à un confinement qui limite l'entraînement du fluide par un écoulement rasant.

Hormis la couche de mélange se créant à l'interface, les effets tridimensionnels à l'intérieur de la cavité sont aussi un des points importants de l'écoulement. Comme il a été écrit au début de ce paragraphe, les travaux de Kistler [Kist-67] traitent de la variation de la topologie en fonction de l'envergure. Cet aspect avait déjà été abordé en 1963 par Maull et East [Maul-63]. Les auteurs ont utilisé une méthode d'enduits de surface afin de mettre en évidence l'aspect tridimensionnel et l'organisation transversale de l'écoulement dans des cavités ouvertes d'allongement longitudinal et transversal variable (Figure 24).

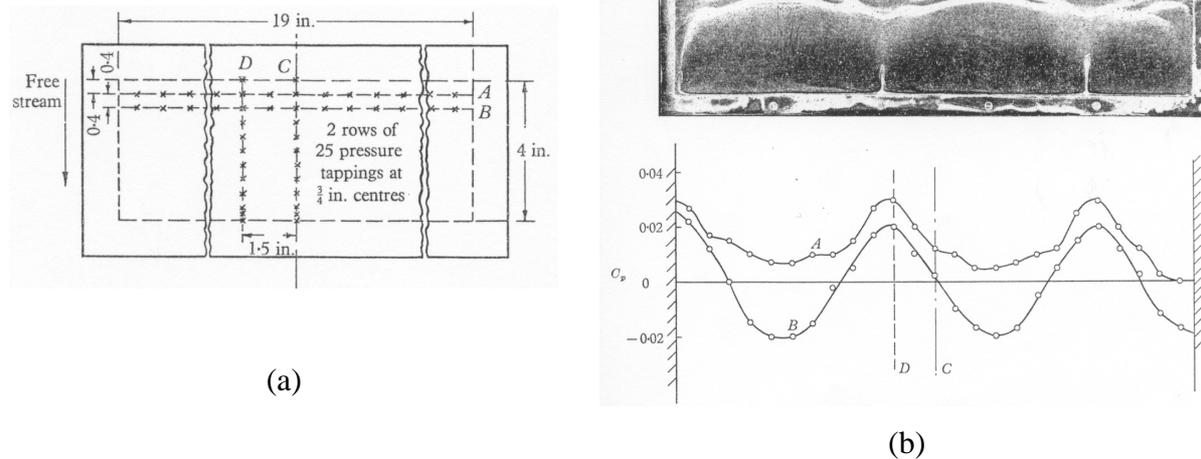


Figure 24 : Visualisation des contraintes pariétales et des pressions au fond d'une cavité ouverte de grand allongement : (a) position des prises de pressions, (b) visualisation par enduit et courbes de pressions correspondante (d'après Maull et East [Maull-63])

A partir de l'analyse des clichés et des courbes de pression, ils montrent l'apparition de lignes de séparations courbées au fond de la cavité, dont le nombre de ventres et de nœuds varie en fonction de l'allongement de la cavité. Leurs travaux mettent en évidence de façon très claire l'existence, à l'intérieur de la cavité, d'un écoulement suivant la direction de l'écoulement principal, mais aussi suivant la direction transverse de la cavité. Cette combinaison entraîne la formation de tourbillons d'envergure contra-rotatif qui explique les courbures des lignes de séparation visualisées.

L'ensemble des études présentées dans ce chapitre montrent qu'un joint d'étanchéité texturé présente de meilleures caractéristiques statiques et dynamiques qu'un joint lisse mais qu'il est possible d'améliorer les modèles de caractérisation de ce comportement. Par ailleurs, les analyses sur les écoulements en cavités, que l'on peut rapprocher à un écoulement en canal texturé, apportent la preuve d'une forte interaction entre l'écoulement principal et le fluide en mouvement à l'intérieur de la cavité.

Chapitre 2

2 Moyens expérimentaux et outils numériques

Le but de l'étude est l'analyse d'un écoulement turbulent dans un joint annulaire texturé. Pour cela, des simulations numériques ont été effectuées à l'aide d'un code permettant la résolution des équations complètes de Navier-Stokes, complétées par des mesures expérimentales sur un banc d'essais conçu spécialement pour l'étude.

La texture du joint étudié est de type trous cylindriques, dont les dimensions sont tirées de la publication de Childs et Fayolle [Chil-99]. Pour ce type de joint, la centaine de trous usinés est répartie régulièrement sur la surface du stator. Vouloir réaliser une simulation de l'écoulement dans le joint complet représente un coût prohibitif en terme de temps de calcul. Pour permettre une étude paramétrique, le domaine de calcul a été réduit par l'emploi de conditions de symétrie et de périodicité. L'écoulement tridimensionnel étant complexe en première approche, une simplification supplémentaire a permis de se ramener à une étude 2D. Les paramètres d'études retenus sont présentés dans la première partie de ce chapitre.

L'approche expérimentale du problème était incontournable pour mesurer différents paramètres (vitesse, fluctuations turbulentes) et comprendre les phénomènes existants, mais aussi pour la validation des résultats numériques. La thématique des joints texturés étant une activité naissante dans les laboratoires d'accueil, aucun banc d'essais dédié à ce sujet n'existait. La préoccupation industrielle prioritaire était l'écoulement de type Couette (écoulement circonférentiel dans le joint), et par suite, un dispositif expérimental reproduisant cette configuration a été conçu et réalisé durant la thèse. L'étude expérimentale a été limitée à l'écoulement bidimensionnel puisque le projet n'en n'est qu'à ses débuts,. Les caractéristiques du banc ainsi que la technique de mesure employée sont présentées respectivement dans les deuxième et troisième parties du chapitre.

Conjointement à cela, des calculs 2D et 3D ont permis d'accéder à des grandeurs non mesurées expérimentalement, comme le cisaillement pariétal par exemple. Le régime étudié étant turbulent, la résolution directe des équations de Navier-Stokes n'est pas envisageable. L'emploi d'un modèle de turbulence a permis de pallier cette difficulté. Le choix du modèle numérique retenu est exposé en dernière partie.

2.1 Paramètres d'études

2.1.1 Extraction du motif tridimensionnel

Comme il a été expliqué précédemment, la texture RHP étudiée se présente sous la forme de trous cylindriques usinés sur la partie fixe du joint (Figure 25). Les dimensions de la texture choisie sont celles qui ont été testées dans l'étude de Childs et Fayolle [Chil-99] présentée dans la partie bibliographique. Les résultats issus de la modélisation présentée dans le chapitre 4 pourront ainsi être comparés à ceux mesurés par Childs et Fayolle.

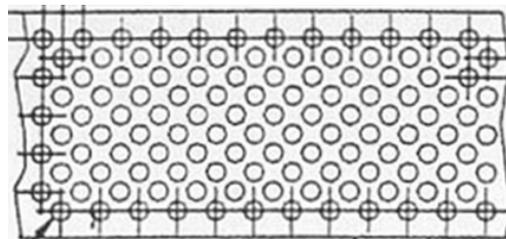


Figure 25 : Exemple de texture RHP employée (d'après Childs 1999)

Le caractère périodique du motif est un des points clés du problème. Il a été décidé de focaliser l'étude sur une partie du domaine développé et d'employer les caractéristiques de symétrie et de périodicité pour la zone extraite.

Le but est donc de repérer un motif dans la texture qui permette de retrouver l'ensemble de la surface en plaçant côte à côte plusieurs motifs. Le modèle en trois dimensions du motif de type RHP est représenté sur la Figure 26.

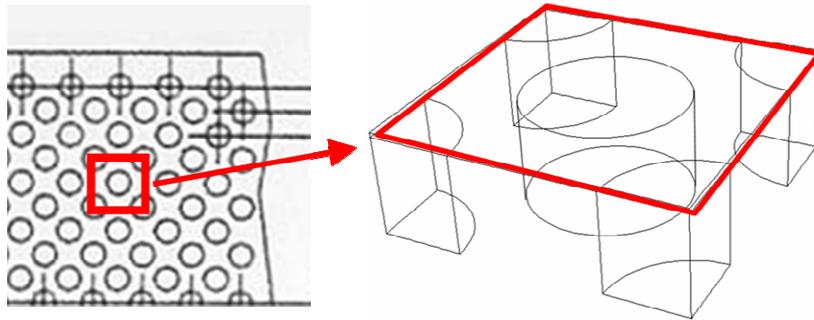


Figure 26 : Extraction du modèle tridimensionnel

Les hypothèses de la théorie de la lubrification ([Fren-90]) sont basées sur le fait que dans un joint annulaire ou dans un palier, le jeu H (l'entrefer) entre le rotor et le stator est très petit devant le rayon R du rotor (H/R est de l'ordre de 10^{-3}). On peut donc négliger le rayon de courbure de l'arbre, et le canal annulaire développé se ramène alors à un canal plan périodique (Figure 27).

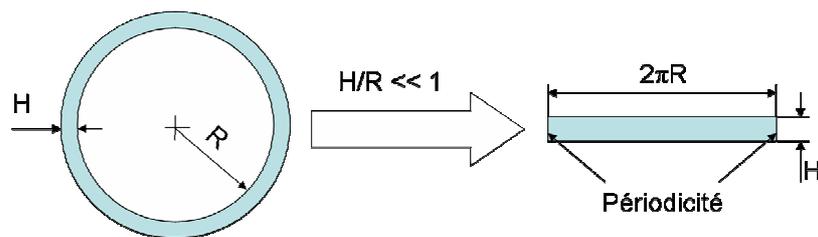


Figure 27 : Développement d'un joint ou d'un palier

L'étude peut encore être simplifiée si l'on prend en compte la situation où le rotor est centré et aligné à l'intérieur du stator. Dans ce cas, la taille de la zone extraite étant très petite devant la surface du joint, on peut négliger la courbure du rotor, les deux surfaces sont alors rigoureusement parallèles et la texture est répétitive.

On remarque un plan de symétrie dans le motif tridimensionnel extrait et il est donc possible de simplifier à nouveau ce motif en le découpant selon le diamètre de l'alésage

central (Figure 28). La paroi mobile lisse correspond au « rotor » et la paroi fixe texturée correspond au « stator ».

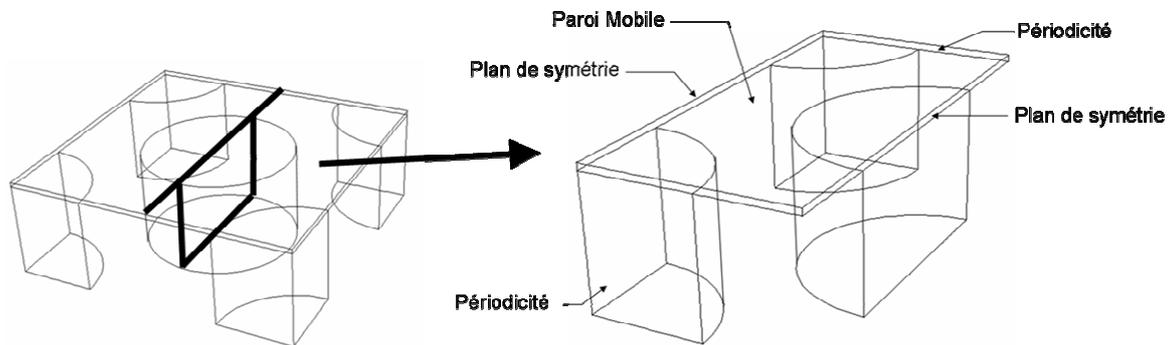


Figure 28 : Modélisation 3D simplifiée et conditions aux limites

2.1.2 Modélisation bidimensionnelle

La réalisation d'une étude paramétrique en trois dimensions est très coûteuse en temps de calcul et peut, dans une première approche, être simplifiée en un modèle bidimensionnel. Le modèle 3D présentant un plan de symétrie indiqué sur la Figure 28, c'est ce plan qui a été choisi comme le point de départ de l'étude 2D (Figure 29). La paroi supérieure (rotor) est animée d'une vitesse par rapport à la paroi fixe (stator) et tous les flux entrant sont égaux aux flux sortant du domaine. Le modèle numérique bidimensionnel reproduit donc un écoulement au sein d'un canal 2D périodique.

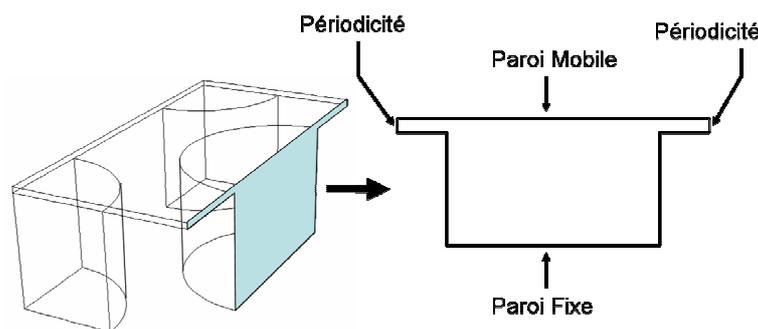


Figure 29 : Modélisation 2D et conditions aux limites

2.1.3 Cas d'études

Dans un joint, l'écoulement peut être généré soit par le mouvement de la paroi supérieure animée d'une vitesse U_w (écoulement de Couette que l'on notera C, Figure 30a), soit par un gradient de pression entre les sections d'entrée et de sortie (écoulement de

Poiseuille que l'on notera P, Figure 30b), soit enfin par la superposition des deux générée par « l'effet de coin d'huile » due à la position excentrée de l'arbre (Figure 30c et 30d).

Dans le cas de la combinaison des deux écoulements (excentricité de l'axe du rotor par rapport au stator), lorsque l'on s'éloigne de la partie la plus mince du film, les écoulements de Couette et de Poiseuille sont dans la même direction (Figure 30c). En revanche, lorsque l'on se rapproche de l'épaisseur minimale du film, le gradient de pression génère un écoulement dans la direction opposée à celui dû au déplacement de la paroi mobile (Figure 30d).

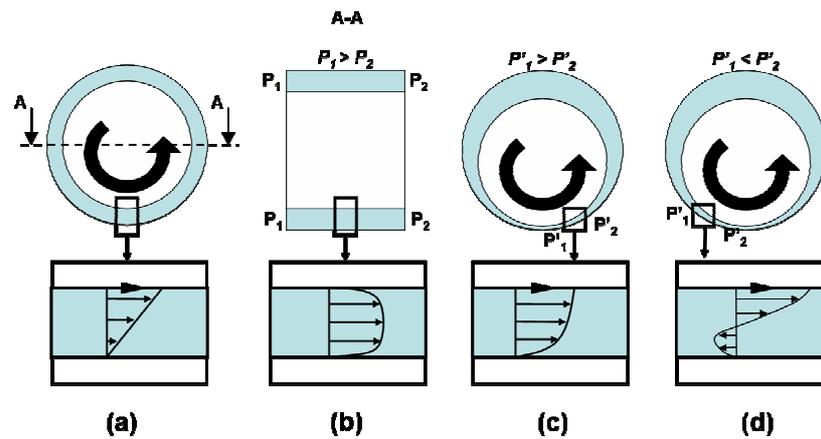


Figure 30 : Types d'écoulements rencontrés dans un joint annulaire

2.2 Dispositif expérimental

La simulation numérique appelle à la validation du modèle employé en confrontant les résultats issus des calculs aux résultats provenant d'un modèle expérimental représentatif de l'écoulement étudié. A notre connaissance, les seules mesures expérimentales effectuées dans des films minces sont celles de Morrison *et al* en 1991 [Morr-91], Mackenzie *et al* en 1992 [Mack-92] et Moore *et al* en 1999 [Moor-99]. Les mesures ont toutes été effectuées par LDA, ce qui ne permet pas d'obtenir aisément une résolution spatiale fine en raison de la complexité de la méthode employée.

Avant cette étude, le laboratoire ne disposait pas de banc d'essais pour les mesures dans les films minces. Un montage dédié à la mesure des champs de vitesses dans le film et dans la texture a donc été développé [Bill-04b]. Les mesures dans l'écoulement de Poiseuille sont réalisables en imposant un débit dans une veine hydrodynamique, mais la génération d'un écoulement de Couette nécessitait la fabrication d'un banc d'essais spécifique au sein du groupe de recherche. Aucune mesure n'ayant jamais été réalisée dans ce genre de

configuration, la modélisation expérimentale a été volontairement limitée à un écoulement bidimensionnel.

2.2.1 Principe du montage

La reproduction expérimentale d'un modèle de texture purement bidimensionnel ne peut se faire qu'en prolongeant le motif selon la normale au plan contenant ce motif. On obtient alors une rainure dont l'envergure doit être grande devant la profondeur et la longueur afin d'éviter les effets de bords dans le plan médian de la rainure (Figure 31). La périodicité entre les sections d'entrée et de sortie est obtenue en juxtaposant des rainures les unes à la suite des autres.

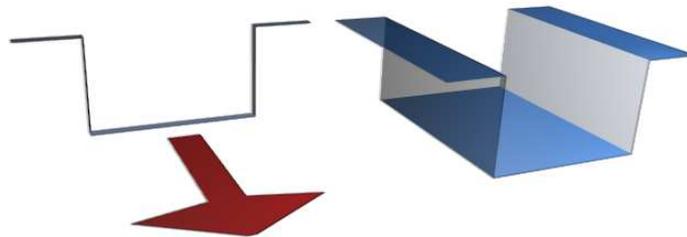


Figure 31 : Extraction du modèle purement bidimensionnel

La validation des simulations numériques s'est faite pour les cas de calculs concernant l'écoulement de type Couette. Le principe de base du montage est donc de générer un écoulement de Couette dans un canal rainuré de grande envergure.

En pratique, le noyau du dispositif se compose d'une roue tournante (le rotor) et d'une partie fixe comportant les rainures (le stator). Le schéma de principe du montage est présenté sur la Figure 32.

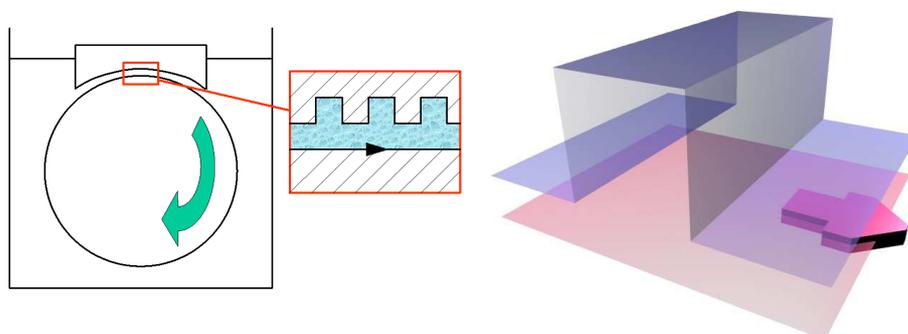


Figure 32 : Schéma de principe du montage expérimental

Pour des cas industriels, l'épaisseur de film dans un joint annulaire est de l'ordre de $H=0.1$ mm. Les mesures de vitesses étant très complexes avec ces dimensions, le passage à des dimensions supérieures sur une maquette était nécessaire.

2.2.2 Critères de similitude

La maquette du dispositif doit être à une échelle différente mais en maintenant constant les nombres sans dimension qui contiennent les informations caractéristiques des phénomènes fluides. Pour l'écoulement stationnaire dans un joint, la valeur du nombre de Reynolds traduit l'importance des effets d'inertie par rapport aux effets visqueux. Dans notre étude sur l'écoulement de Couette, le nombre de Reynolds basé sur l'entrefer et la vitesse de la paroi mobile est défini comme suit :

$$Re_c = \frac{\rho H U_w}{\mu} \quad (\text{II.1})$$

Comme il a été dit au paragraphe 1.1 du chapitre 1, le rapport « jeu sur rayon de l'arbre » est un paramètre fondamental dans les études de lubrification. C'est donc ce rapport qui a été maintenu constant pour la similitude. Dans notre cas, la valeur de H/R est égale à $1,25 \cdot 10^{-3}$ pour des raisons d'application industrielle.

Il a été décidé de prendre une valeur d'entrefer $H_{maquette}=1$ mm pour laquelle les mesures de vitesses se sont avérées possibles suite à la campagne de mesures de faisabilité dans une veine d'essais hydrodynamique [Bill-02],[Bill-04a]. Par suite, le rayon de la roue de la maquette doit être de 800 mm.

Soit Re_{c1} le nombre de Reynolds basé sur les dimensions tirées de la publication de Childs et Fayolle et Re_{c2} sur les dimensions de la maquette. On doit avoir :

$$Re_{c1} = Re_{c2} \\ \frac{\rho H_1 U_{w1}}{\mu} = \frac{\rho H_2 U_{w2}}{\mu} \quad (\text{II.2})$$

Sachant que l'on a $H_1/H_2=0.1$, on déduit de l'équation ci-dessus que la vitesse circumférentielle de la roue doit être 10 fois plus petite que la vitesse originale. L'objectif fixé est d'atteindre un nombre Reynolds de 10000, ce qui correspond à une vitesse de 252 tr/min pour un fluide à 18°C (eau) ayant un viscosité de $\mu=1 \cdot 10^{-3}$ Pa.s.

2.2.3 Composants du banc d'essais

Le banc d'essais est donc constitué d'une roue de 800 mm de diamètre et d'un stator situé à 1 mm de la roue et comportant sept rainures (Figure 33). La quasi-totalité de la conception et de la réalisation du montage a été effectuée au sein du Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques. Une partie des plans de conception est disponible en Annexe 2, et l'ensemble des pièces qui constituent le montage est décrit dans l'Annexe 3. Le montage final est présenté sur la Figure 34.

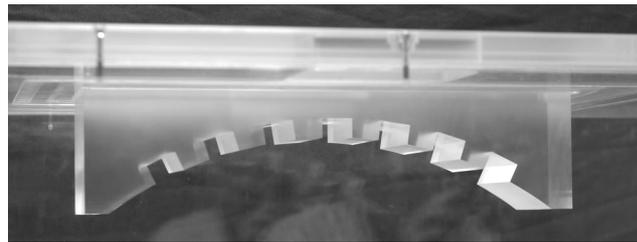
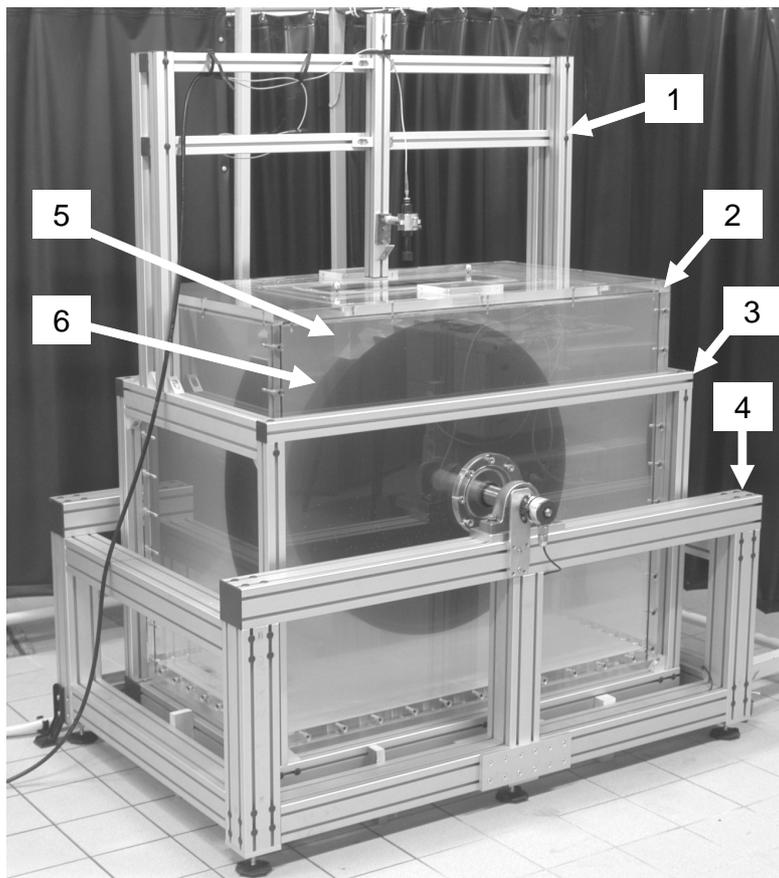


Figure 33 : Stator en plexiglas



- 1 : Support laser ou caméra
- 2 : Cuve
- 3 : Châssis supportant la cuve
- 4 : Châssis supportant la roue
- 5 : Stator
- 6 : Roue

Figure 34 : Dispositif expérimental

Le banc est constitué de deux châssis indépendants (3 et 4) montés sur patins anti vibratoire afin de limiter les déplacements parasites transmis par le sol. Le châssis 4 supporte les paliers à roulements dans lesquels l'arbre soutenant la roue est monté. Le châssis 3 sert de support à la cuve, qui de ce fait n'est pas solidaire de l'ensemble arbre-roue. Le stator rainuré (5) relié à la cuve est positionné au dessus de la roue. Ainsi, si l'on déplace le châssis supportant la roue, on ne déplace pas la cuve et *a fortiori* le stator.

2.3 Techniques de mesures expérimentales

La méthode de mesure des champs de vitesses instantanés retenue pour l'étude est la technique de Vélocimétrie par Imagerie bidimensionnelle de Particules (en anglais P.I.V. pour *Particle Image Velocimetry*).

2.3.1 Principe de la P.I.V. 2D

Définition

La P.I.V. est une technique qui permet de déterminer simultanément deux composantes de la vitesse (2C) en plusieurs points d'une section bidimensionnelle (2D) d'un écoulement.

A l'instant t , un plan de l'écoulement,ensemencé de fines particules, est éclairé à l'aide d'une nappe laser et l'image des tâches de diffusion des traceurs est enregistrée sur un support numérique. Une seconde acquisition est effectuée à l'instant $t + \Delta t$.

Afin de déterminer la valeur du déplacement parcouru par les particules entre les deux enregistrements, un traitement d'image spécifique met en correspondance des groupes de taches de particules par corrélation spatiale. On en déduit alors le déplacement parcouru par les différents groupes de particules que l'on écrit comme un vecteur déplacement $\Delta d(x,y,t)$. Connaissant le temps Δt qui sépare les deux acquisitions et le déplacement Δd , on en déduit la vitesse $U(x,y,t)$ qui s'exprime en $[\text{pixel} \cdot \text{s}^{-1}]$. Le vecteur vitesse en $[\text{m} \cdot \text{s}^{-1}]$ est ensuite obtenu grâce à la connaissance des facteurs de grandissement verticaux et horizontaux.

L'inter correlation

L'algorithme de correspondance des groupes de particules que nous avons employé est appelé inter corrélation (en anglais : cross correlation). La caméra numérique retenue pour nos

expériences est dédiée à ce type d'application. Elle possède un capteur CCD capable d'enregistrer deux images successives avec un intervalle de temps pouvant descendre à 1 μ s.

Les deux images obtenues à l'instant t et t+ Δ t seront appelées respectivement image A et image B.

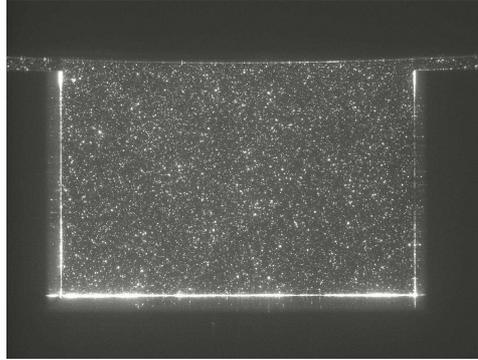


Figure 35 : Exemple d'image servant au traitement par inter corrélation

Les images A & B sont divisées en fenêtres d'analyses de taille MxN appelées respectivement *fenêtre d'interrogation* (notée FI) et *fenêtre de recherche* (notée FR), où M et N sont des puissances de 2. Pour chacune des fenêtres de recherche, on calcule la fonction de corrélation croisée normalisée $R_{IC}(m,n)$ définie par :

$$R_{IC}(m, n) = \frac{\sum_{i=0}^{M-1} \sum_{j=0}^{N-1} (g_1(i, j) - \overline{g_1}) (g_2(i+m, j+n) - \overline{g_2})}{\sqrt{\sum_{i=0}^{M-1} \sum_{j=0}^{N-1} (g_1(i, j) - \overline{g_1})^2 \sum_{i=0}^{M-1} \sum_{j=0}^{N-1} (g_2(i, j) - \overline{g_2})^2}} \quad (\text{II.3})$$

avec $-(M-1) \leq m \leq (M-1)$ et $-(N-1) \leq n \leq (N-1)$

$g_1(m,n)$ le niveau de gris à la coordonnée (m,n) à l'intérieur de FI

$g_2(m,n)$ le niveau de gris à la coordonnée (m,n) à l'intérieur de FR

$\overline{g_1}$ et $\overline{g_2}$ les niveaux de gris moyens des fenêtres FI et FR

Le déplacement le plus probable du groupe de particules contenu dans les fenêtres d'interrogation et de recherche, correspond à la position du pic de la fonction $R_{IC}(m,n)$ comme illustré sur la Figure 36.

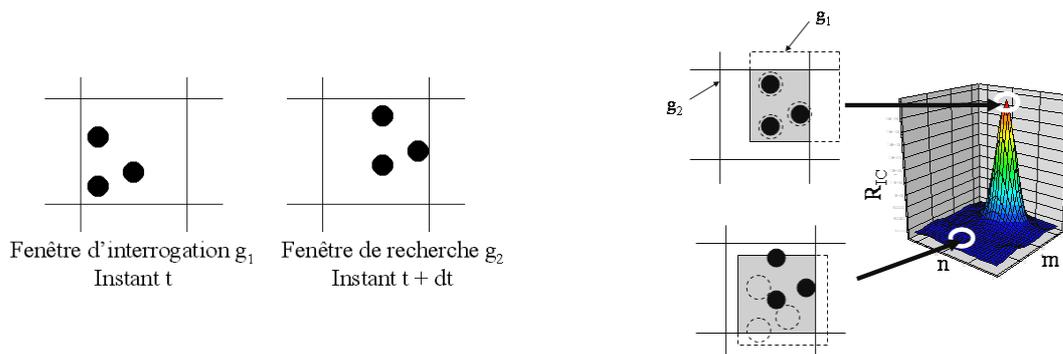


Figure 36 : Représentation graphique du sens physique de $R_{IC}(m,n)$

La position du maximum de la fonction $R_{IC}(m,n)$ est estimée en valeur de pixels entiers, alors que le déplacement réel ne l'est pas forcément. Afin d'augmenter la précision de cette localisation « au pixel près », il existe différentes approches appelées approximation sub-pixel. Elles consistent à faire passer une fonction enveloppe (gaussienne, parabole ...) par un nombre fini de points et de reconstituer alors la position du pic avec une précision inférieure au pixel (Figure 37).

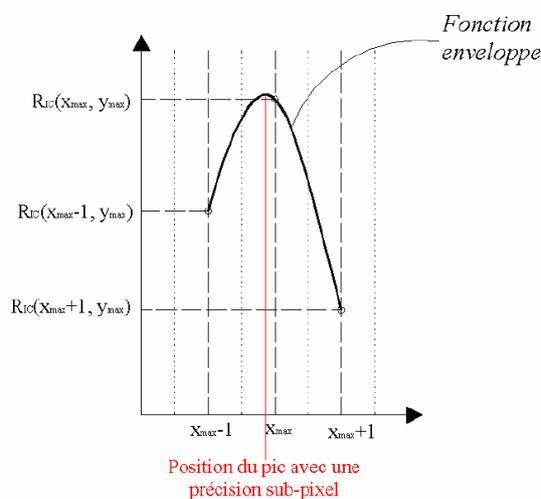


Figure 37 : Approximation sub-pixel (d'après Calluauud [Call-03])

Les valeurs de R_{IC} au voisinage de la plus grande valeur de $R_{IC}(m,n)$ sont généralement différentes. Cette dissymétrie engendre une erreur de mesure appelée *peak-locking* au niveau de l'estimation de la valeur sub-pixel de la position du pic. Plusieurs auteurs ont proposé des solutions pour limiter ce problème en utilisant des fonctions enveloppes plus sophistiquées ou bien en choisissant dynamiquement les valeurs voisines.

A partir des vecteurs déplacements obtenus, connaissant l'intervalle de temps Δt , on en déduit les vecteurs vitesses. Ceux ci sont placés aux centres des fenêtres d'analyses rassemblées sur une grille dont le pas est égal à M dans un sens et N dans l'autre.

La taille des fenêtres est choisie en fonction de la taille des particules et de leur densité. La plus petite taille couramment utilisée aujourd'hui est 16*16 pixels et la perte d'information sera proportionnelle à la taille des fenêtres de corrélation.

2.3.2 Algorithmes de calcul

L'algorithme de corrélation présenté ci-dessus présente des défauts, inhérents à la méthode, qui introduisent des erreurs dans la détermination du déplacement des groupes de particules.

Il a été montré à partir d'images synthétiques que plus le déplacement des particules est grand par rapport à la taille des fenêtres d'interrogation et de recherche, plus le biais dans la détermination du déplacement l'est aussi. Ce problème est associé à la diminution de l'intensité du pic de corrélation du fait de la disparition de particules sur la zone de recherche de l'image B qui initialement se trouvaient dans la fenêtre d'interrogation de l'image A.

Pour pallier ce problème, il est possible de décaler d'un pas constant ($\delta x, \delta y$) la zone de recherche sur la seconde image. Néanmoins, dans les zones de gradients de vitesses de l'écoulement, le pas à ajouter doit être fonction des coordonnées de la fenêtre d'interrogation. En effet, ce pas ne sera pas le même dans une zone proche paroi, où les déplacements sont faibles, et dans le centre d'une zone de turbulence, où les gradients de vitesses peuvent être très importants.

L'algorithme de multi fenêtrage (*multipass* en anglais) est la méthode qui permet de calculer ce pas ($\delta x(x,y), \delta y(x,y)$). Une première passe de calcul est effectuée avec une taille de fenêtre assez grossière, et le champ de vecteurs ainsi obtenu est appelé champ de vecteurs prédicteurs. De là, on réalise une deuxième passe en utilisant les vecteurs prédicteurs pour décaler les fenêtres d'interrogations de tailles réduites (Figure 38).

Un algorithme de déformations de fenêtres a également été utilisé. Il permet de prendre en compte le cisaillement local du fluide à l'intérieur d'une fenêtre d'analyse en déformant la géométrie de la fenêtre de recherche à partir du cisaillement prédit par un premier calcul par inter corrélation. Ainsi, le motif de particules recherché sur la seconde image est pré-déformé pour mieux correspondre au motif présent dans la situation réelle.

Les paramètres qui ont été retenus pour la P.I.V. sont rassemblés dans l'Annexe 4.

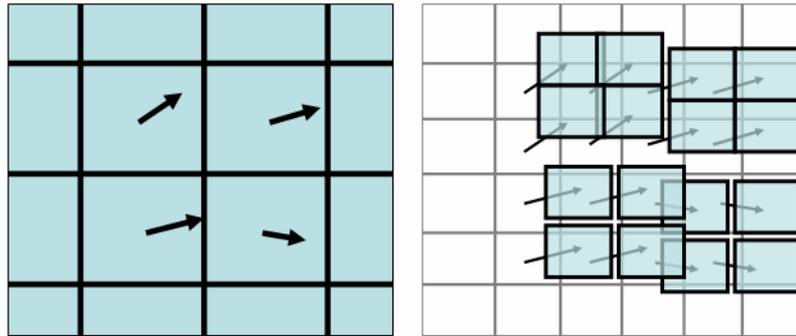


Figure 38 : Principe du décalage local des fenêtres d'analyses (à gauche : premier calcul, à droite : second calcul)

2.3.3 Méthode de filtrage pour l'amélioration de la qualité des données

Principe du filtrage PDF

Les résultats de mesures P.I.V. doivent être pris avec précautions si ces mesures sont effectuées dans un écoulement présentant des régions où les gradients de vitesses sont très importants. En effet, l'emploi d'algorithmes de corrélations sophistiqués ne peut pallier des problèmes tels que ceux liés aux particules sortant du volume de mesure, à un ensemencement non homogène, ou bien à des réflexions parasites en régions de proche paroi. Les vecteurs déplacements obtenus sont alors erronés et même s'ils ne sont qu'en nombre restreint, ils faussent la valeur des grandeurs déduites du champ des vitesses.

Plusieurs filtres de post-traitement sont déjà appliqués après le calcul des vecteurs déplacements, mais il subsiste toujours des aberrations qui sont néfastes, surtout pour le calcul des grandeurs fluctuantes.

Gilard [Gila-04] a développé une méthode permettant de réduire de façon substantielle les vecteurs erronés à partir des histogrammes des données de vitesse. Il a été choisi de développer un logiciel permettant un filtrage basé sur le même algorithme que celui de Gilard.

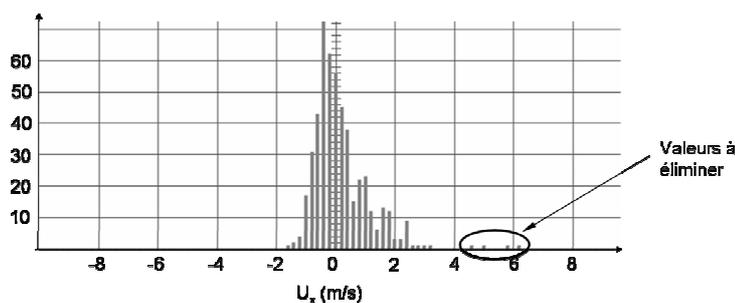


Figure 39 : Exemple d'histogramme de vitesse présentant plusieurs valeurs erronées

Pour construire un histogramme de vitesse, appelé PDF (Probability Density Function), on classe les vitesses instantanées d'un point du champ de vecteur, 1000 valeurs par point dans notre cas, en fonction d'un nombre d'intervalles fixé par l'utilisateur. Pour un champ de vecteurs vitesse de (86*65) vecteurs, on obtient donc (85*65) histogrammes différents (1 histogramme PDF de 1000 échantillons pour chaque vecteurs, soit 86*65 histogrammes).

Le principe du filtrage PDF est d'appliquer un critère permettant d'éliminer les vecteurs trop éloignés de la valeur moyenne en se basant sur l'écart type de la fonction noté *RMS* (Figure 39).

Mise en œuvre

En premier lieu, on émet l'hypothèse d'une forme Gaussienne de l'allure des histogrammes centrée sur la valeur moyenne. Le filtrage consiste alors à éliminer les vecteurs contenus dans les classes ne se situant pas dans l'intervalle $U \pm a * RMS$ (Figure 40). La valeur $a=3$ a été choisie de manière à retenir 99.7% des vecteurs se trouvant dans la Gaussienne.

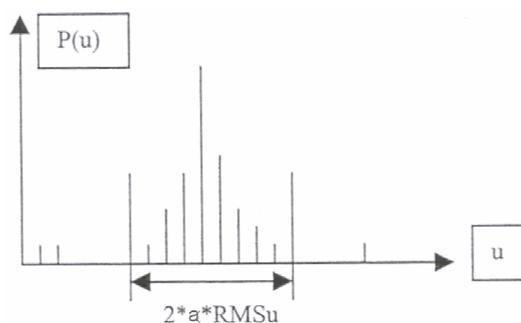


Figure 40 : Histogramme des vitesses typique en un point (d'après Gilard [Gila-04])

Auparavant, il faut donc calculer, pour chaque point, la valeur moyenne U ainsi que la valeur *RMS*, en évitant d'intégrer les classes de valeurs bruitées. La technique retenue est de

réaliser un seuillage au niveau de l'histogramme, et ainsi d'écarter provisoirement du calcul les classes dont la densité de probabilité est inférieure à 10% de la probabilité de la classe maximum (Figure 41). La valeur moyenne U calculée est proche de la réalité, mais la valeur RMS doit être corrigée, puisque celle-ci est calculée à partir d'un histogramme tronqué. Un coefficient d'atténuation théorique a été calculé et indique que pour un seuil de 10%, la valeur RMS du signal tronqué doit être divisée par le coefficient 0.8.

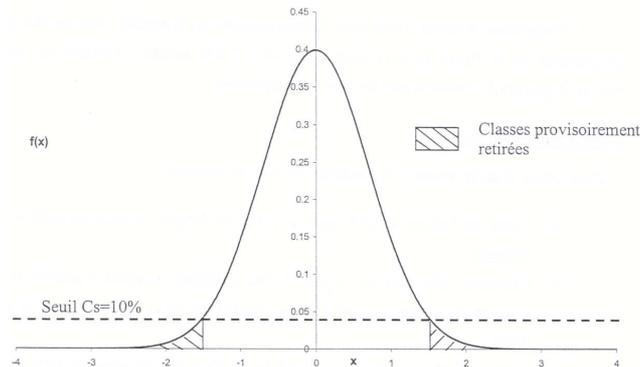


Figure 41 : Troncature d'une distribution normale (d'après Gilard [Gila-04])

La démarche à suivre pour le filtrage PDF est donc la suivante :

1. Fabrication des histogrammes des vitesses.
2. Seuillage à 10% et estimation des valeurs moyennes et RMS temporaires.
3. Filtrage des données ne se situant pas dans l'intervalle $U \pm a * RMS$ en utilisant une valeur RMS corrigée.
4. Calcul final des valeurs moyennes et fluctuantes.

La Figure 42 présente l'histogramme exposé sur la Figure 39 après application de la méthode de filtrage.

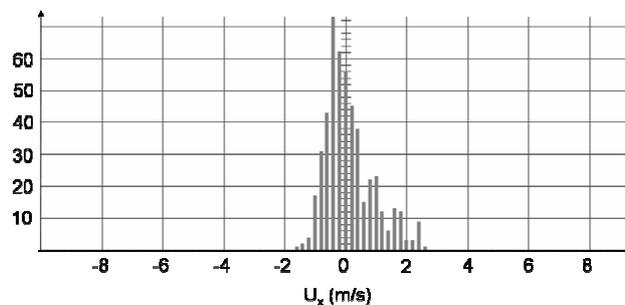


Figure 42 : Histogramme de vitesse après filtrage

Application

Un logiciel a été développé au cours de la thèse, reprenant l'algorithme de la méthode de filtrage présentée ci-dessus pour le calcul des valeurs moyennes et fluctuantes des vitesses dans la cavité pour les différents régimes d'écoulements.

La Figure 43 montre la répartition des vecteurs retenus pour l'écoulement dans la cavité à $Re_C=10000$. On constate clairement que la plupart des vecteurs écartés se situent dans les zones où le cisaillement est le plus élevé.

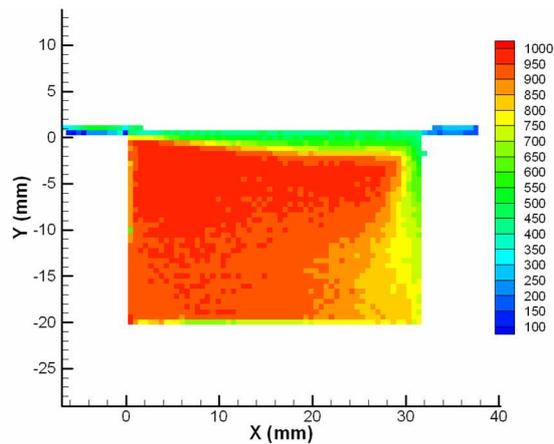
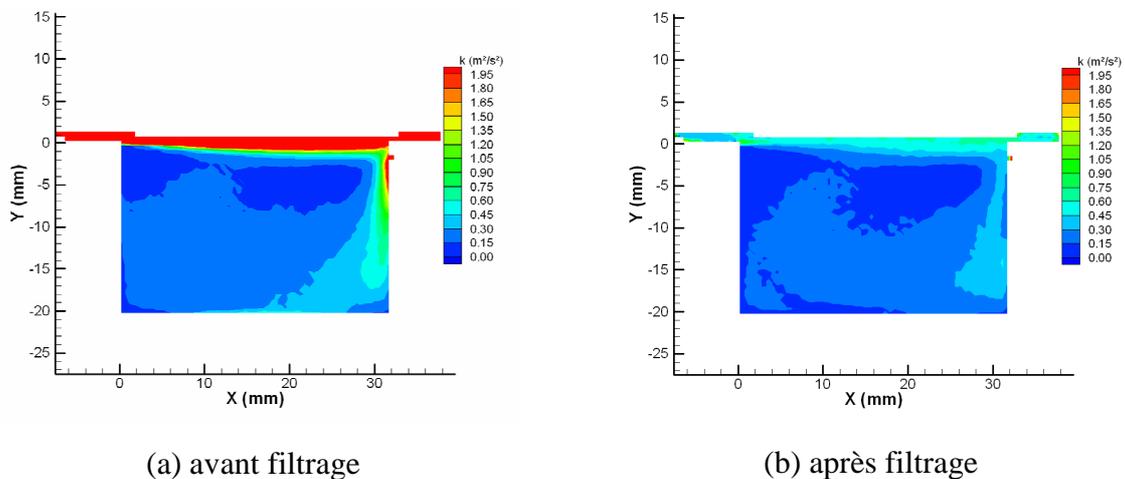


Figure 43 : Répartition de valeurs retenues après filtrage pour $Re_C=10000$.

L'application de ce filtrage a permis de corriger des erreurs sur le calcul de l'énergie cinétique turbulente k . En effet, si l'on compare les valeurs de k obtenues avant et après le filtrage PDF (Figure 44), on constate un écart vraiment significatif au niveau des valeurs obtenues dans la couche de mélange.



(a) avant filtrage

(b) après filtrage

Figure 44: Energie cinétique turbulente.

2.3.4 Matériel employé

Le banc de mesure utilisé (Société LaVision) est constitué d'un laser, d'une caméra numérique et d'une station de calcul synchronisant les différents éléments.

Le laser est un Mini Yag « Twin Ultra Blue Sky » qui possède deux cavités de puissance 30mJ chacune (Figure 45). Le temps minimum séparant les deux impulsions lumineuses est de 0.5 μ s. La caméra CCD est une FlowMaster 3 permettant de faire de l'inter corrélation. La fréquence d'acquisition est de 4Hz (en doublet d'images), la résolution du capteur est de 1376*1040 pixels², et la sensibilité de 12 bits en niveau de gris.

Deux objectifs différents ont été utilisés pour réaliser les acquisitions. Pour les mesures dans la cavité un objectif AF Nikkor 105mm MACRO a été employé. L'objectif servant aux mesures dans l'entrefer est un télescope optique QM1 (Questar) permettant d'obtenir un champ de 2.5*2.5mm² à une distance de 70cm du plan image (Figure 45). La station de calcul est un PC équipé d'un Xéon 1GHz et de 1Go de mémoire vive.

Deux types de particules différentes fabriquées par la société DANTEC ont été utilisées pour l'ensemencement de l'écoulement. Pour les mesures P.I.V., des particules de Polyamide de 5 μ m de diamètre moyen ont été introduites. Pour les acquisitions avec la caméra rapide, il a été utilisé des billes de verre creuses argentées en surface de 15 μ m de diamètre moyen. Dans les deux cas, la masse volumique des particules est très voisine de celle de l'eau.

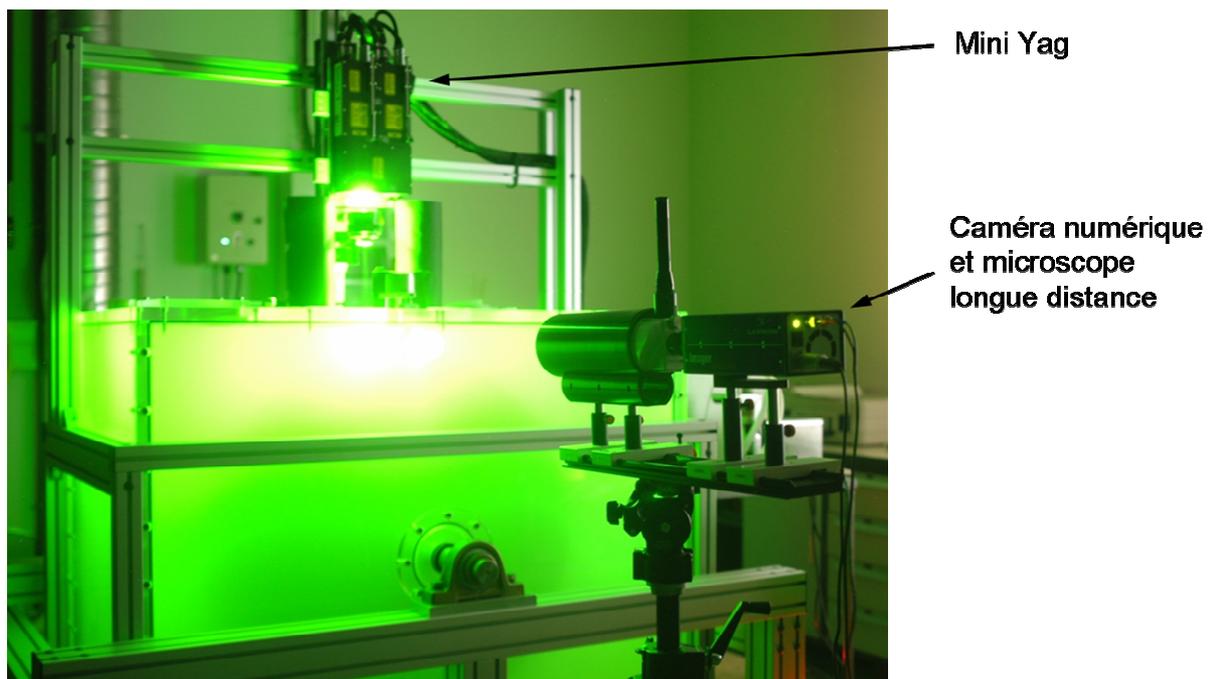


Figure 45 : Eléments de la chaîne de mesure P.I.V.

2.4 Modélisation numérique

Les simulations numériques ont été réalisées à l'aide du code commercial FLUENT. Ce code résout les équations de Navier-Stokes à l'aide d'une discrétisation de type volumes finis et d'un algorithme numérique spécifique (SIMPLE).

2.4.1 Modèle de turbulence

Les écoulements laminaires peuvent être calculés numériquement avec une précision proche des caractéristiques de la machine de calcul. Cependant, lorsque le régime critique de la turbulence est atteint, les plus petites cellules tourbillonnaires, qui sont à l'origine de la dissipation d'énergie, doivent être résolues spatialement, et la finesse du maillage en proche paroi devient très importante. Au final, tenter de résoudre un écoulement turbulent de manière directe représente un coût de calcul prohibitif.

Une des solutions envisagée pour la résolution d'un écoulement stationnaire en moyenne est le recours à la modélisation de la turbulence. Cette modélisation est basée sur l'hypothèse de la décomposition de Reynolds $u_i^* = \bar{u}_i + u_i'$.

En intégrant cette décomposition dans les équations de Navier-Stokes on obtient alors :

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \bar{u}_i) = 0 \quad (\text{II.4})$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \overline{u_i u_j}) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial \bar{u}_l}{\partial x_l} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j}(-\rho \overline{u_i' u_j'}) \quad (\text{II.5})$$

Il en découle l'apparition d'un tenseur de contraintes turbulentes $\overline{\rho u_i' u_j'}$ appelé tenseur de Reynolds. Ce tenseur fait apparaître 6 termes supplémentaires qui viennent s'ajouter aux variables déjà présentes, à savoir les 3 composantes de la vitesse moyenne, et la pression. N'ayant que 4 équations pour 10 inconnues, le problème de fermeture du système se pose de façon évidente. La solution proposée est basée sur le modèle $k-\varepsilon$ standard utilisé par le logiciel FLUENT. Le modèle est basé sur les hypothèses suivantes :

1. L'introduction d'hypothèses semi empiriques utilisant la modélisation de viscosité turbulente de Boussinesq

$$-\rho \overline{u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left(\rho k + \mu_t \frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_i} \right) \delta_{ij} \quad (\text{II.6})$$

où μ_t est défini selon l'idée de Prandtl par : $\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$ où $C_\mu=0.09$

2. l'introduction de deux nouvelles équations de transport supplémentaires basées sur l'énergie cinétique turbulente k , et la dissipation turbulente ε

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \overline{u}_i k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - \rho \varepsilon \quad (\text{II.7})$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \overline{u}_i \varepsilon) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} G_k - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (\text{II.8})$$

où $G_k = -\rho \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i}$ représente la production turbulente.

Ce type de modélisation au premier ordre est bien adapté aux calculs d'écoulements cisailés simples comme les zones de mélanges, les sillages ou les couches limites. Cependant, il présente des défauts liés à sa simplicité relative :

- Le modèle est dit dissipatif vis-à-vis de la production de la turbulence, ce qui entraîne une surévaluation de l'épanouissement des jets par exemple,
- La valeur de C_μ est constante, et a été établie empiriquement,
- On doit admettre un équilibre entre production et dissipation turbulente, ce qui n'est pas vérifié dans la plupart des écoulements non stationnaires,
- La turbulence est supposée isotrope, ce qui est mis en défaut près des parois pour les jets impactants par exemple.

Plusieurs versions de ce modèle à deux équations ont été proposées et implémentées dans FLUENT. Citons le modèle RNG (*Renormalization Group*) plus adapté pour les écoulements dit « bas Reynolds », ou le modèle *Realizable* qui emploie une autre formulation de la viscosité turbulente ainsi qu'une modification de l'équation de transport de ε .

Des modèles plus évolués au second ordre ont été développés tel que le modèle RSM (*Reynolds Stress Model*). Ce dernier est le plus évolué des modèles de turbulence cités. Le principe sous-tendu à sa formulation est la fermeture du problème via la résolution des équations de transports des tensions de Reynolds. L'avantage de ce modèle tient dans sa représentation plus fidèle des écoulements turbulents en cherchant à résoudre les tensions de

Reynolds. Cependant, le problème de fermeture est repoussé puisque de nouveaux termes apparaissent et dépendent de corrélations inconnues qui sont des corrélations triples de la forme $\overline{u'_i u'_m u'_n}$, des corrélations vitesse-gradient de pression $\overline{u'_i \partial p / \partial x_m}$ et des corrélations entre composantes du gradient de vitesse $\frac{\partial u'_i}{\partial x_n} \frac{\partial u'_m}{\partial x_n}$. La méthode employée pour la fermeture du problème permet une représentation plus fine de la turbulence (anisotropie de la turbulence, phénomènes de *swirl*, etc...), mais avec l'inconvénient d'instabilités numériques connues.

Les évolutions du modèle k - ϵ standard, et les modèles au second ordre apportent des améliorations aux écoulements à bas régime et contenant des décollements, des zones tourbillonnaires détachées, des zones de forts cisaillements, etc... En revanche, ils présentent un inconvénient majeur dans une étude numérique paramétrique, à savoir le temps de calcul, facteur limitant de nombreuses applications. En effet, le modèle RSM par exemple comporte 5 équations de fermeture supplémentaires en 2D, ce qui en fait un modèle très lourd en terme de ressource de calcul.

Le modèle k - ϵ standard présente donc des défauts, mais qui maintenant sont bien identifiés. Il permet d'avoir un compromis entre précision et temps de calcul, puisque connaissant ses faiblesses, on peut analyser les résultats avec un certain recul.

Le talon d'Achille de tous les modèles est qu'ils nécessitent la prise en compte de la présence des parois par le biais d'une modélisation spécifique en proximité de celles-ci qui joue un rôle fondamental quant à la précision du résultat. La modélisation retenue est présentée dans le paragraphe suivant.

2.4.2 Modélisation au voisinage de la paroi

Pour un écoulement complètement développé, la couche limite turbulente se décompose en trois domaines : la sous-couche visqueuse laminaire, la zone tampon (ou zone de transition), et la zone logarithmique. Ces zones sont représentées sur la Figure 46 et s'expriment à l'aide des relations suivantes :

$$u^+ = \begin{cases} y^+ & y^+ \leq 5 \\ 2.5 \ln y^+ + 5.45 & y^+ \geq 11.5 \end{cases}, \text{ avec } u^+ = \frac{\bar{u}}{u_\tau}, \quad y^+ = \frac{\rho u_\tau y}{\mu}, \quad u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (\text{II. 9})$$

Dans la zone de très proche paroi (sous-couche visqueuse laminaire), les effets visqueux sont prépondérants par rapport aux effets d'inertie, et il existe alors une relation linéaire entre y^+ et u^+ . Cette loi peut être déterminée de manière théorique sans faire appel à l'expérimentation. La zone suivante est la partie où u^+ dépend de la distance à la paroi de manière logarithmique. Cette loi est empirique, et n'est valable que lorsque y^+ reste inférieur à 100.

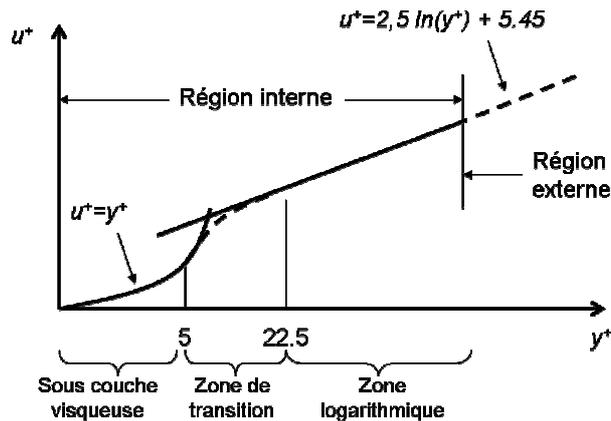


Figure 46 : Structure de la couche limite turbulente.

La loi logarithmique peut être employée pour résoudre la zone de proche paroi dans une simulation numérique. Dans une discrétisation de type volumes finis il est alors nécessaire que le centre de la première cellule se trouve dans la zone logarithmique. Cette approche présente l'avantage d'être économique puisque la première maille se substitue à la couche limite en réalisant un traitement de type loi de paroi (Figure 47). La contrepartie d'une telle loi est qu'elle ne peut être employée dans le cas d'écoulements turbulents ayant un faible nombre de Reynolds, et dans le cas des gradients de pression adverses menant au décollement de la couche limite.

Une version plus élaborée de ce traitement, appelée modèle bi-couche, consiste à mailler la zone logarithmique jusqu'au niveau de la sous-couche visqueuse (Figure 47), et de réaliser une modélisation simplifiée de l'écoulement dans la zone de proche paroi, c'est-à-dire lorsque le nombre de Reynolds turbulent $Re_y = \rho y \sqrt{k} / \mu$ reste inférieur à 200. Au-delà de cette zone de raccord, c'est le modèle de turbulence standard qui est employé.

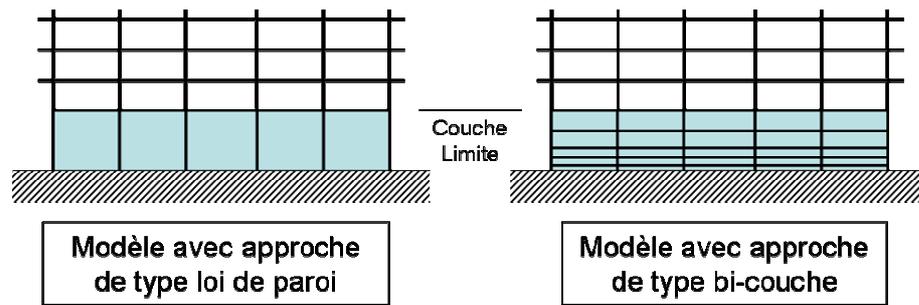


Figure 47 : Prise en compte de la paroi dans le modèle

L'inconvénient de la méthode bi-couche est, là encore, le coût de calcul puisque de nouvelles équations sont résolues et que le maillage doit être prolongé jusque pour $y^+ < 3$.

Le traitement des zones de proche paroi a donc été effectué à l'aide d'une approche de type loi logarithmique qui représente un compromis acceptable entre efforts de calcul et fidélité de modélisation lorsque les hypothèses sont respectées.

Ce chapitre a permis de présenter la configuration étudiée ainsi que les cas d'études qui vont être analysés. Le montage expérimental a été décrit dans son ensemble, de même que la technique de P.I.V. permettant de mesurer des vitesses instantanées. Enfin, le choix du modèle de turbulence $k-\varepsilon$ standard et ses limitations ont été discutés.

Chapitre 3

3 Etude de l'écoulement bidimensionnel et validation

Ce chapitre a pour but de présenter une première approche de l'écoulement au sein d'un canal texturé à partir d'une étude bidimensionnelle. Des simulations numériques permettent l'analyse approfondie des paramètres difficilement accessibles expérimentalement (cisaillements pariétaux, transfert de quantité de mouvement, etc...) et l'étude expérimentale de l'écoulement dans les cavités est ensuite présentée. En complément, la modélisation retenue pour les simulations est validée par comparaison entre théorie et expérimentation en dernière partie de ce chapitre.

3.1 Rappels sur les hypothèses de l'écoulement bidimensionnel

L'écoulement au sein des joints est de nature tridimensionnelle : la rotation de l'arbre génère un écoulement circonférentiel de type Couette, le gradient de pression entre l'entrée et la sortie du joint entraîne un écoulement dans le sens axial de type Poiseuille (Figure 48). Une

excentricité ou un mésalignement du rotor vont également engendrer un gradient de pression supplémentaire dans la direction circonférentielle.

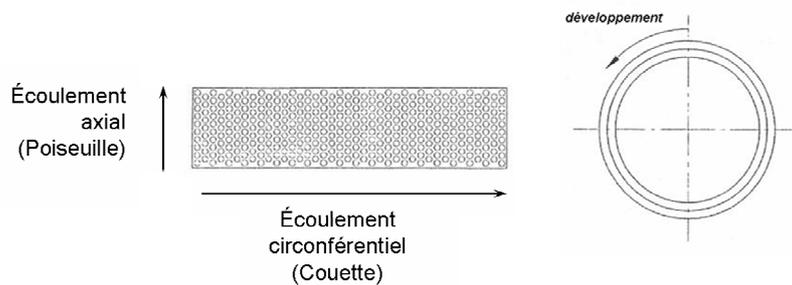


Figure 48 : Direction des écoulements au sein d'un joint texturé

Comme il a été précisé antérieurement, le jeu qui sépare le rotor du stator est très faible, ce qui permet de négliger le rayon de courbure et de développer le joint. On se ramène ainsi à l'analyse d'un écoulement dans un canal plan texturé. Cependant, la courbure et les effets d'inertie engendrent des tourbillons de Taylor [Fren-73] [Fren-75] qui ne peuvent pas être mis en évidence dans un écoulement plan. Le régime étudié est établi, ce qui implique que dans ce cas l'écoulement est stationnaire en moyenne. Le motif bidimensionnel extrait de la texture permet de reproduire un écoulement de Couette ou de Poiseuille dans le plan médian d'un trou cylindrique (Figure 49).

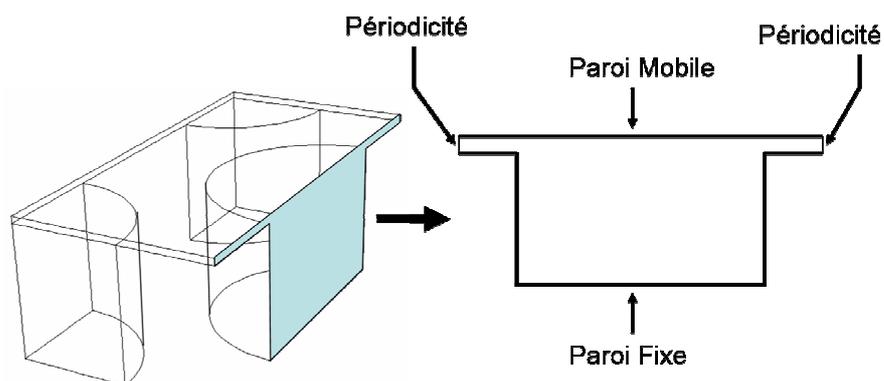


Figure 49 : Extraction du motif bidimensionnel

Avant de commencer à détailler les études numérique et expérimentale, il est nécessaire d'identifier quels vont être les paramètres à analyser. Une manière d'aborder le problème est de s'intéresser au bilan de quantité de mouvement.

3.2 Analyse du bilan de quantité de mouvement complètement développé en canal plan lisse et rainuré

L'analyse du bilan de quantité de mouvement permet de comprendre l'équilibre des forces qui agissent dans l'écoulement bidimensionnel complètement développé. Pour un écoulement de fluide dans un domaine Σ , la somme des forces extérieures \vec{F}_{ext} (pression, cisaillement pariétal, etc...) est égale à l'intégrale de la quantité de mouvement :

$$\sum \vec{F}_{ext} = \int_{\Sigma} \rho \vec{U} (\vec{U} \cdot \vec{n}) d\Sigma \quad (III.1)$$

Pour pouvoir comparer l'influence des surfaces texturées en canal bidimensionnel avec le cas de référence du canal lisse, les flux de quantité de mouvement au sein de ce dernier seront analysés. Les paramètres à étudier en détail seront mis en évidence afin de comprendre au mieux l'influence de la texture.

Bilan en canal lisse

Comme il a été mentionné antérieurement, le canal annulaire développé d'un joint lisse est identique à un canal lisse bidimensionnel, sans la prise en compte de la présence de tourbillons de Taylor. Les surfaces de contrôle du canal sont présentées sur la Figure 50. La contrainte de cisaillement moyenne sur chaque surface S_i est définie par $\bar{\tau}_i = \int_{S_i} \tau_i dS / S_i$.

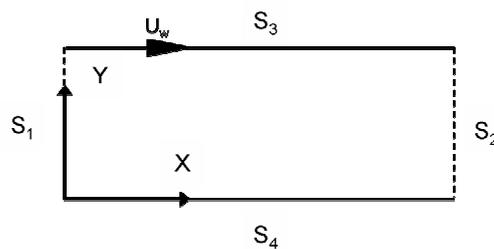


Figure 50 : Définition des surfaces de contrôle pour un canal plan lisse

Le bilan exprimé pour un écoulement complètement développé s'écrit :

$$0 = \bar{\tau}_3 S_3 - \bar{\tau}_4 S_4, \text{ pour un écoulement de Couette} \quad (III.2)$$

$$(\bar{P}_2 - \bar{P}_1) S_{1,2} = \bar{\tau}_3 S_3 - \bar{\tau}_4 S_4, \text{ pour un écoulement de Poiseuille } (S_{1,2} = S_1 = S_2) \quad (III.3)$$

où la surface S_3 représente la paroi supérieure en mouvement pour l'écoulement de type Couette (rotor) et S_4 la surface fixe (stator).

On remarque donc, que pour un écoulement de Poiseuille ou de Couette pur entre deux plaques planes parallèles, les contraintes de cisaillement pariétales sont égales en module sur les parois supérieure et inférieure du canal. Pour un écoulement de Poiseuille ces contraintes ont un signe opposé et sont équilibrées par le gradient de pression.

Dans le cas d'un canal hydrauliquement lisse, les contraintes s'exerçant sur les parois inférieure (stator) et supérieure (rotor) du canal sont fournies par la loi de Blasius (avec $U_m=U_x$) :

$$\tau_S = 0.5\rho U_m^2 f_S, f_S = n[Re_S]^m, Re_S = \rho 2H U_m / \mu \quad (\text{III.4})$$

$$\tau_R = 0.5\rho(U_w - U_m)^2 f_R, f_R = n[Re_R]^m, Re_R = \rho 2H(U_w - U_m) / \mu \quad (\text{III.5})$$

Dans le cas d'un écoulement de Poiseuille, la vitesse de la paroi mobile est nulle ($U_w=0$) et on a alors $\tau_S = \tau_R$.

Les valeurs des coefficients sont:

- en écoulement laminaire: $m=-1$ et $n=24$,
- en écoulement turbulent, pour des surfaces hydrauliques lisses $m=-0.25$, $n=0.079$ pour un écoulement de Poiseuille et $n=0.066$ [Hash-89] pour un écoulement de Couette.

Bilan en canal texturé

Dans le cas d'un canal rainuré, on retrouve la configuration décrite au paragraphe 1.2 du chapitre 2, et il est possible de définir un canal équivalent présenté sur la Figure 51. La surface S_5 étant une partie fluide, la contrainte de cisaillement le long de cette partie est donnée par $\bar{\tau}_5 = (\mu + \mu_T)(\partial u_x / \partial y + \partial u_y / \partial x)$. La viscosité turbulente μ_T est la conséquence des tensions turbulentes s'exerçant au sein de la couche de mélange qui se forme à l'interface entre le film mince et la cavité.

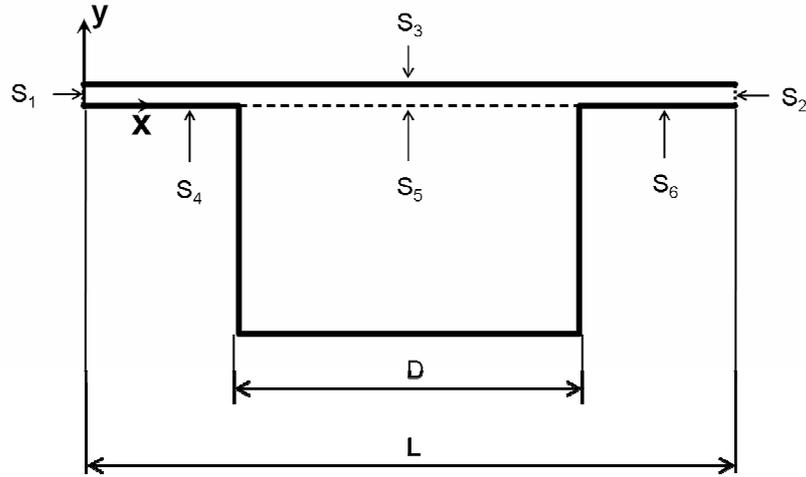


Figure 51 : Identification des surfaces de contrôle du canal équivalent

L'équation de conservation de la quantité de mouvement (selon x) le long du canal équivalent s'écrit :

$$\frac{\partial(\rho u_x^2)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho u_x u_y)}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} \quad (\text{III.6})$$

Pour procéder à l'intégration de cette équation, on définit trois volumes de contrôle comme indiqué sur la Figure 52, où $S_i = S_{i'} = S_{i,i'}$ avec $i=1,2,3,4,5,6$.

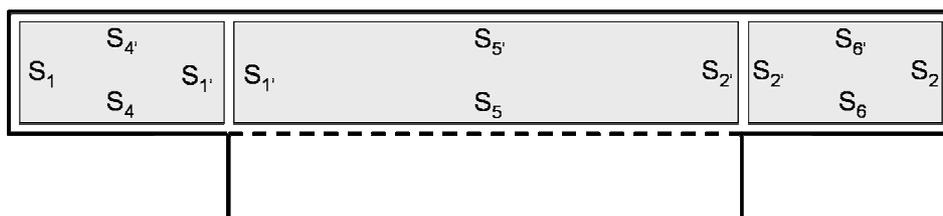


Figure 52 : Volumes de contrôle choisis pour l'intégration de l'équation

Si on intègre l'équation (III.6) le long des trois volumes de contrôle on obtient :

pour $0 \leq x \leq (L - D)/2$:

$$\int_{S_{1'}} \rho u_x^2 dS - \int_{S_1} \rho u_x^2 dS = -(\bar{P}_{1'} - \bar{P}_1) S_{1,1'} + [(\bar{\tau}_{xx})_{S_{1'}} - (\bar{\tau}_{xx})_{S_1}] S_{1,1'} + [(\bar{\tau}_{xy})_{S_4} - (\bar{\tau}_{xy})_{S_4'}] S_{4,4'}$$

pour $(L-D)/2 \leq x \leq (L+D)/2$:

$$\int_{S_2'} \rho u_x^2 dS - \int_{S_1'} \rho u_x^2 dS - \int_{S_3} \rho u_x u_y dS = -(\bar{P}_2 - \bar{P}_1)S_{1,2'} + [(\bar{\tau}_{xx})_{S_2'} - (\bar{\tau}_{xx})_{S_1'}]S_{1,2'} + [(\bar{\tau}_{xy})_{S_5} - (\bar{\tau}_{xy})_{S_5}]S_{5,5'}$$

pour $(L+D)/2 \leq x \leq L$:

$$\int_{S_2} \rho u_x^2 dS - \int_{S_2'} \rho u_x^2 dS = -(\bar{P}_2 - \bar{P}_2')S_{2,2} + [(\bar{\tau}_{xx})_{S_2} - (\bar{\tau}_{xx})_{S_2'}]S_{2,2} + [(\bar{\tau}_{xy})_{S_6} - (\bar{\tau}_{xy})_{S_6}]S_{6,6'}$$

En additionnant ces trois relations on en déduit :

$$\int_{S_2} \rho u_x^2 dS - \int_{S_1} \rho u_x^2 dS - \int_{S_5} \rho u_x u_y dS = -(\bar{P}_2 - \bar{P}_1)S_{1,1'} + [(\bar{\tau}_{xx})_{S_2} - (\bar{\tau}_{xx})_{S_1}]S_{1,2} + [(\bar{\tau}_{xy})_{S_4} S_{4'} + (\bar{\tau}_{xy})_{S_5} S_{5'} + (\bar{\tau}_{xy})_{S_6} S_{6'}] - [(\bar{\tau}_{xx})_{S_4} S_4 + (\bar{\tau}_{xx})_{S_5} S_5 + (\bar{\tau}_{xx})_{S_6} S_6] \quad (\text{III.7})$$

Les conditions de périodicité sur S_1 et S_2 permettent de simplifier la relation en éliminant les termes concernant $S_{1,2}$, excepté le terme de différence de pressions. Les contraintes de cisaillements le long de S_3 se simplifient elles aussi en considérant la moyenne des composantes.

L'équation de conservation de la quantité de mouvement pour le canal équivalent s'écrit alors :

$$-\int_{S_5} \rho u_x u_y dS + (\bar{P}_2 - \bar{P}_1)S_{1,2} = \bar{\tau}_3 S_3 - (\bar{\tau}_4 S_4 + \bar{\tau}_5 S_5 + \bar{\tau}_6 S_6) \quad (\text{III.8})$$

En premier lieu, on note l'apparition du terme $-\int_{S_5} \rho u_x u_y dS$. Ce terme, qui traduit les échanges de quantités de mouvement entre le film et la cavité, est un effet d'inertie qui vient s'ajouter à l'équilibre entre les contraintes de cisaillement et les forces de pression. Le terme $-\int_{S_5} \rho u_x u_y dS$ agit comme une force de traînée additionnelle puisqu'il s'ajoute au terme de différence de pression $(\bar{P}_2 - \bar{P}_1)S_{1,2}$ et/ou à la contrainte de cisaillement de la paroi mobile $\bar{\tau}_3 S_3$. Cette traînée est décrite par le coefficient ζ , qui est donné par :

$$\zeta = \frac{-\int_{S_5} \rho u_x u_y dS}{\rho \frac{U_m^2}{2} S_3} \quad (\text{III.9})$$

L'équation III.8 s'écrit alors :

$$\zeta \frac{\rho U_m^2}{2} + \frac{(\overline{P_2} - \overline{P_1})}{S_3} S_{1,2} = \overline{\tau_3} - \frac{(\overline{\tau_4} S_4 + \overline{\tau_5} S_5 + \overline{\tau_6} S_6)}{S_3} \quad (\text{III.10})$$

L'étude numérique de l'écoulement va nous permettre de quantifier l'importance de ce terme, ainsi que son évolution en fonction du nombre de Reynolds.

En second lieu, la partie inférieure du canal devient la somme des trois surfaces S_4 , S_5 et S_6 . La contrainte de cisaillement sur la surface S_5 est de nature différente de celle engendrée par S_3 , S_4 et S_6 qui sont des parois solides. Les simulations vont permettre d'apprécier la contribution du frottement fluide sur S_5 , par rapport aux frottements sur le rotor S_3 et les parties solides du stator S_4 et S_6 .

3.3 Etude numérique

3.3.1 Paramètres de la modélisation

Dans ce paragraphe sont présentés les caractéristiques dimensionnelles du modèle 2D, les différents cas qui ont été étudiés ainsi que le maillage employé pour les simulations.

Les dimensions exactes des rugosités extraites de la publication de Childs et Fayolle [Chil-99] sont présentées sur la Figure 53. La longueur du joint testé est de 35 mm, le diamètre du rotor est de 76.5 mm et le jeu radial entre le rotor et le stator est de $H=100 \mu\text{m}$. Les textures sont usinées avec une profondeur $H_d=2$ mm et leur répartition est précisée sur la Figure 53. Le pas entre les trous cylindriques dans les direction axiale et circonférentielle sont respectivement de 2.972 mm et de 3 mm. Par conséquent, la longueur d'une période du motif extrait au paragraphe 1.1 du chapitre 2 est de 6 mm dans la direction circonférentielle, et de 5.944 mm dans la direction axiale. Ces deux longueurs étant très proches et dans un souci de simplification du problème, la longueur de la période du motif L est prise égale à 6 mm pour l'écoulement de type Poiseuille ainsi que pour celui de type Couette. Ainsi, la géométrie bidimensionnelle reste la même quel que soit le type d'écoulement étudié (Figure 54).

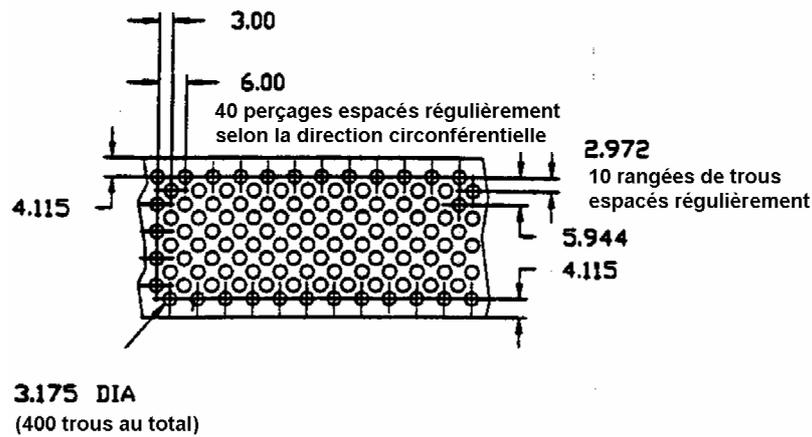


Figure 53 : Caractéristiques géométriques de la texture testée par Childs et Fayolle [Chil-99]

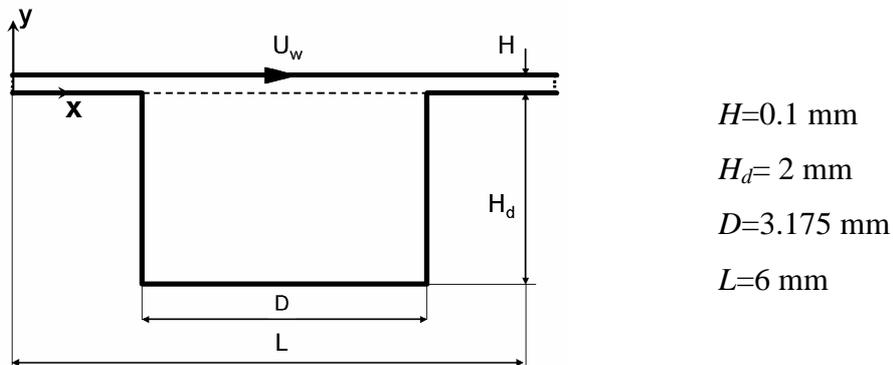


Figure 54 : Schéma du modèle bidimensionnel

La Figure 55 présente le maillage réalisé au sein de ce canal bidimensionnel. Les mailles sont de type structuré orthogonal. Un premier calcul a systématiquement été opéré sur un maillage grossier, puis un raffinement global a été effectué sur tout le domaine sauf dans la première maille juxtaposée aux parois. En effet, la taille de cette première maille doit rester constante puisque les calculs effectués dans cette zone sont réalisés par une loi de paroi qui n'est valide que si la taille de la première maille respecte les hypothèses de la loi présentée au paragraphe 4.2 du chapitre 2. La taille de la première maille sur le maillage grossier ayant été ajustée de façon à respecter ce critère, le raffinement ne doit pas la modifier. On obtient alors le maillage présenté dans la fenêtre A de la Figure 55.

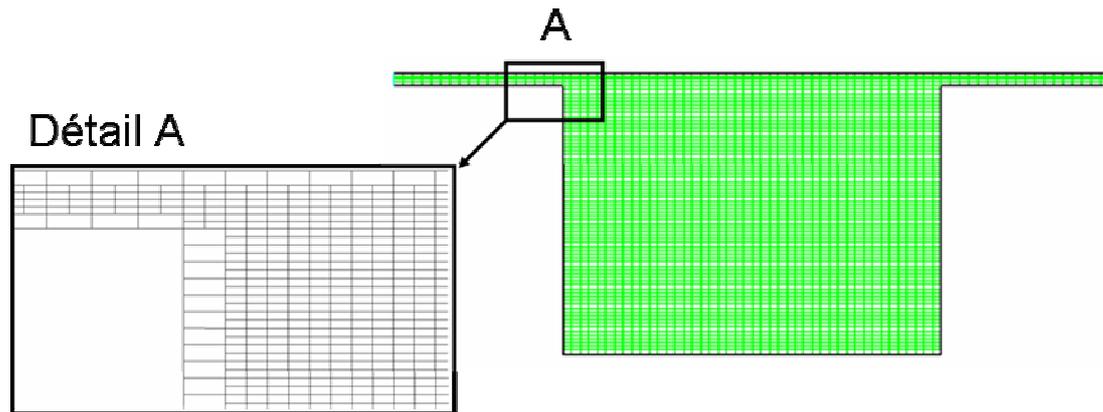


Figure 55 : Maillage bidimensionnel avec loi de paroi

3.3.2 Régimes d'écoulements étudiés

Les différents régimes d'écoulements étudiés peuvent à présent être définis. Le fluide est de l'eau dont les caractéristiques sont $\rho=997 \text{ kg/m}^3$ et $\mu=0.001 \text{ Pa/s}$.

On rappelle que le nombre de Reynolds caractéristique de l'écoulement est basé sur la vitesse moyenne dans l'entrefer comme suit :

$$\text{Re} = \frac{\rho 2H U_m}{\mu} \quad (\text{III.11})$$

Trois types d'écoulements ont été simulés pour plusieurs nombres de Reynolds. Afin de bien discerner les écoulements étudiés ainsi que les régimes d'analyse, la notation suivante sera adoptée : les écoulements de type Couette seront notés C_i , ceux de Poiseuille P_j , et les écoulements du type Couette-Poiseuille, lorsque la vitesse à la paroi et le gradient de pression sont imposés simultanément, seront notés " $C_i \pm P_j$ ".

Cette étude numérique 2D étant une première approche, les valeurs des gradients de pression et de vitesse de translation du rotor ont été choisies de manière à correspondre à une large gamme de régimes, tout en restant cohérent avec des vitesses possibles à atteindre dans l'étude de validation expérimentale.

La vitesse de translation du rotor étant alors le facteur limitant, la démarche numérique retenue est simple : effectuer des calculs pour trois régimes de Couette turbulent en imposant trois vitesses de parois distinctes, en extraire le débit résultant, et enfin effectuer les calculs pour les écoulements de Poiseuille en imposant le débit calculé. Les vitesses moyennes des écoulements de Couette et de Poiseuille sont alors les mêmes, et *a fortiori* les nombres de

Reynolds. Au final, trois nombres de Reynolds ont été testés pour chaque configuration d'écoulement séparé 2D :

- C_2 et P_2 pour $Re=1960$
- C_8 et P_8 pour $Re=8090$
- C_{14} et P_{14} pour $Re=13930$

3.3.3 Analyse de l'évolution des contraintes de cisaillements

Les Figures 57 et 57 montrent la contrainte de cisaillement adimensionnée le long des parois supérieures et inférieures du canal équivalent.

Les contraintes calculées par les simulations numériques ont été divisées par celles données par la loi de Hirs $\tau = 0.5\rho U_m^2 f$.

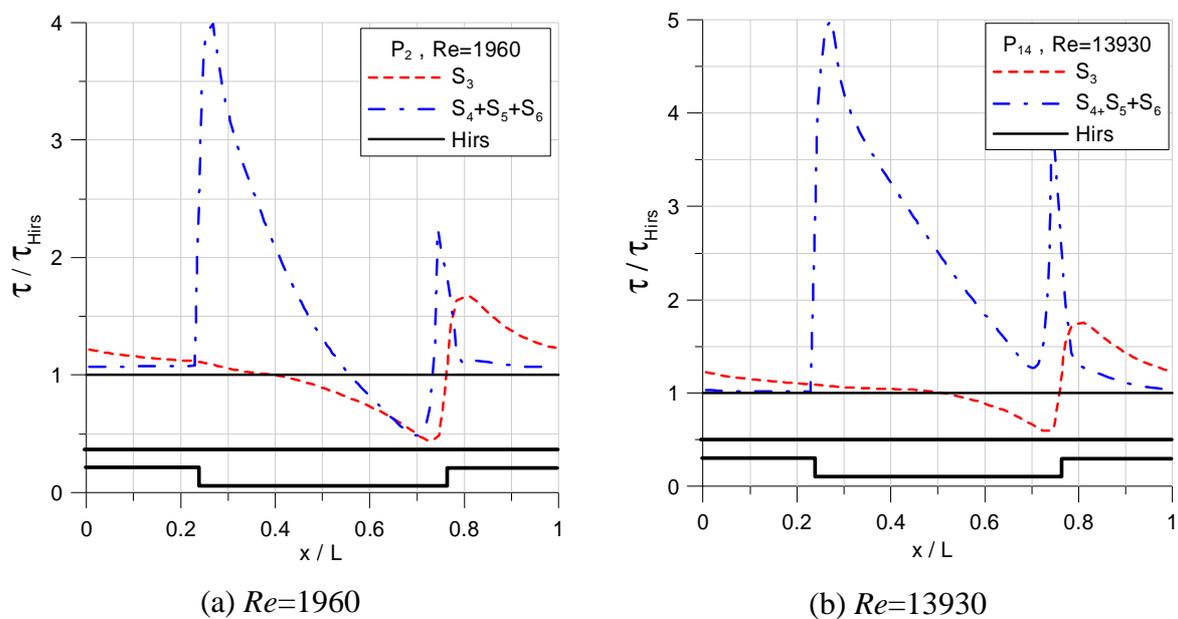


Figure 56 : Variation de la contrainte de cisaillement adimensionnée pour un écoulement de type Poiseuille.

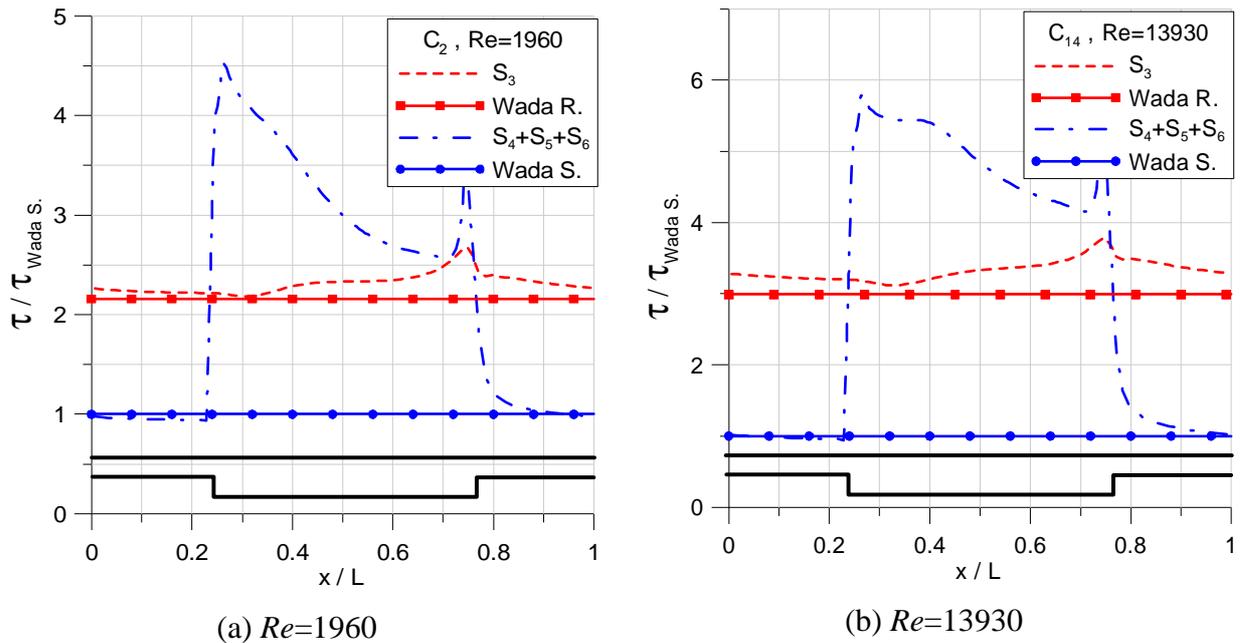


Figure 57 : Variation de la contrainte de cisaillement adimensionnée pour un écoulement de type Couette.

Les Figures 56a et 56b présentent la contrainte de cisaillement sur le rotor et le stator dans le cas d'un écoulement de Poiseuille pur avec $Re=1960$ et $Re=13930$. La variation qualitative de la contrainte de cisaillement adimensionnée est similaire pour P_2 et P_{14} et seules les valeurs des pics diffèrent. La contrainte donnée par le calcul Navier Stokes sur le rotor varie autour d'une valeur moyenne très proche de la valeur donnée par la loi de Hirs. Par ailleurs, il est important de noter que la valeur moyenne du cisaillement le long de l'interface entre le film et la cavité, noté S_5 (Figure 51), est deux à trois fois plus grande que la valeur moyenne calculée sur les parois solides S_4 et S_6 . Cela montre que la contrainte de cisaillement dans la couche de mélange doit être prise en compte et que celle-ci augmentera fortement la moyenne du coefficient de frottement sur la surface du stator équivalent ($S_4+S_5+S_6$).

Les Figures 57a et 57b montrent les variations de la contrainte de cisaillement adimensionnée sur le rotor et le stator pour un écoulement de Couette pur avec $Re=1960$ et $Re=13930$. Les valeurs provenant du calcul numérique ont été divisées par la contrainte de cisaillement donnée via le coefficient de frottement de Wada sur le stator. Comme pour l'écoulement de Poiseuille, les variations adimensionnées du cisaillement obtenues pour C_2 et C_{14} sont très semblables. En raison de la présence de la cavité, la vitesse moyenne dans le film mince n'est plus égale à $0.5U_w$ comme pour un écoulement entre deux plaques planes, et par conséquent, les cisaillements sur les parois supérieure (S_3) et inférieure (S_4, S_6) ne sont plus

les mêmes. Néanmoins, la valeur théorique donnée par le coefficient de frottement de Wada est très proche des valeurs moyennes calculées numériquement, excepté au niveau de l'interface (S_5).

Quelques différences peuvent être notées entre les écoulements de Couette et de Poiseuille purs. Les valeurs du cisaillement adimensionné le long de l'interface film-cavité sont bien supérieures dans le cas de l'écoulement généré par la paroi mobile. Pour le cas du Poiseuille pur présenté sur les Figures 56a et 56b, la contrainte adimensionnée le long de S_5 diminue rapidement entre le coin amont et le coin aval de la cavité. Excepté la présence de pics à proximité des coins de la cavité, cette variation est quasi linéaire. Pour l'écoulement de Couette (Figure 57a et Figure 57b) la contrainte de cisaillement adimensionnée sur la surface S_5 décroît aussi de manière linéaire mais la variation est moins abrupte que pour l'écoulement généré par le gradient de pression. Ceci conduit à une plus grande contribution des contraintes de cisaillement le long de l'interface fluide pour l'écoulement de Couette que pour l'écoulement de Poiseuille.

3.3.4 Analyse des effets d'inerties additionnels

Le terme $-\int_{S_5} \rho U_x U_y dS$ est toujours positif et agit comme une force de traînée.

Cette traînée est décrite par le coefficient ζ :

$$\zeta = \frac{-\frac{1}{S_{4+5+6}} \int_{S_5} \rho u_x u_y dS}{\frac{\rho U_m^2}{2}} = \frac{\rho U_m^2}{2} \frac{\sum_{s_i \in S_5} (\rho u_x u_y) s_i}{\sum_{s_i \in S_4+S_5+S_6} s_i} \quad (\text{III.12})$$

dont les valeurs sont présentées sur la Figure 58. La quantité $\frac{\sum_{s_i \in S_5} (\rho u_x u_y) s_i}{\sum_{s_i \in S_4+S_5+S_6} s_i}$ est directement estimée à partir des résultats numériques.

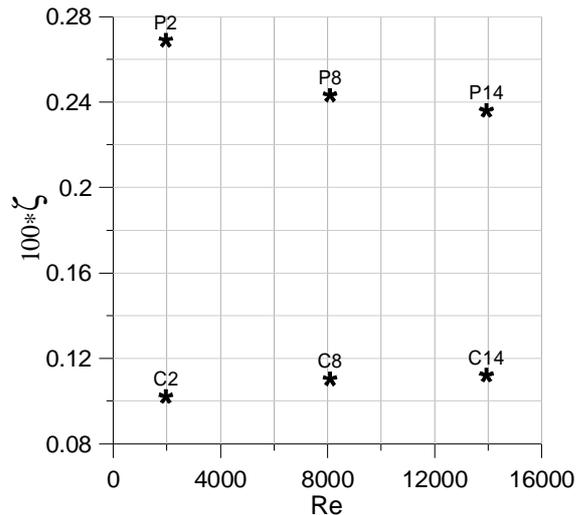


Figure 58 : Coefficient de traînée locale en fonction du nombre de Reynolds

On constate que le coefficient de traînée est plus important dans le cas d'un écoulement de Poiseuille que dans le cas d'un écoulement de Couette. Celui-ci représente environ 30% des forces de frottement sur le rotor et 18% du frottement sur le stator dans le cas de l'écoulement généré par un gradient de pression. Lorsque l'écoulement est généré par le mouvement de la paroi supérieure, l'effet de traînée est moins marqué et ne représente plus que 6% à 7% des forces de frottement sur le rotor et le stator. Cette constatation est à relier à l'allure des profils de vitesses des écoulements de type Couette et de type Poiseuille. En effet, le gradient de vitesse près du stator est plus important dans le cas d'un écoulement généré par un gradient de pression que celui d'un écoulement dû au mouvement de la paroi. Le gradient de vitesse plus marqué pour l'écoulement de type Poiseuille implique une traînée plus importante pour un même débit.

3.3.5 Écoulements de Couette et Poiseuille combinés

Les écoulements combinés Couette-Poiseuille sont obtenus en imposant simultanément une vitesse constante U_w à la paroi supérieure (vitesse orientée de la gauche vers la droite, Figure 51) et une différence de pression positive ou négative entre les frontières périodiques amont et aval. Etant dépendant du signe du gradient de pression, ces écoulements seront désignés par " C_i+P_j " si le mouvement de la paroi et l'écoulement dû à la différence de pression sont dans le même sens (e.g. $C_2 + P_8$ indique une combinaison d'un écoulement de Couette avec une vitesse de paroi telle que $Re=1960$ et d'un écoulement de Poiseuille avec un gradient de pression tel que $Re=8090$) ou bien " C_i-P_j " si l'écoulement dû à la différence de

pression est opposé au sens de rotation du rotor. La contrainte de cisaillement et la traînée résultant du calcul numérique seront notées respectivement τ_{calc} et ζ_{calc} .

Il est aussi possible d'obtenir les variations de pressions et de cisaillements pour les écoulements combinés Couette-Poiseuille en superposant les résultats obtenus correspondant aux écoulements séparés de Couette et de Poiseuille. Ces valeurs obtenues par addition ou soustraction des valeurs des écoulements séparés seront notées τ_{add} et ζ_{add} .

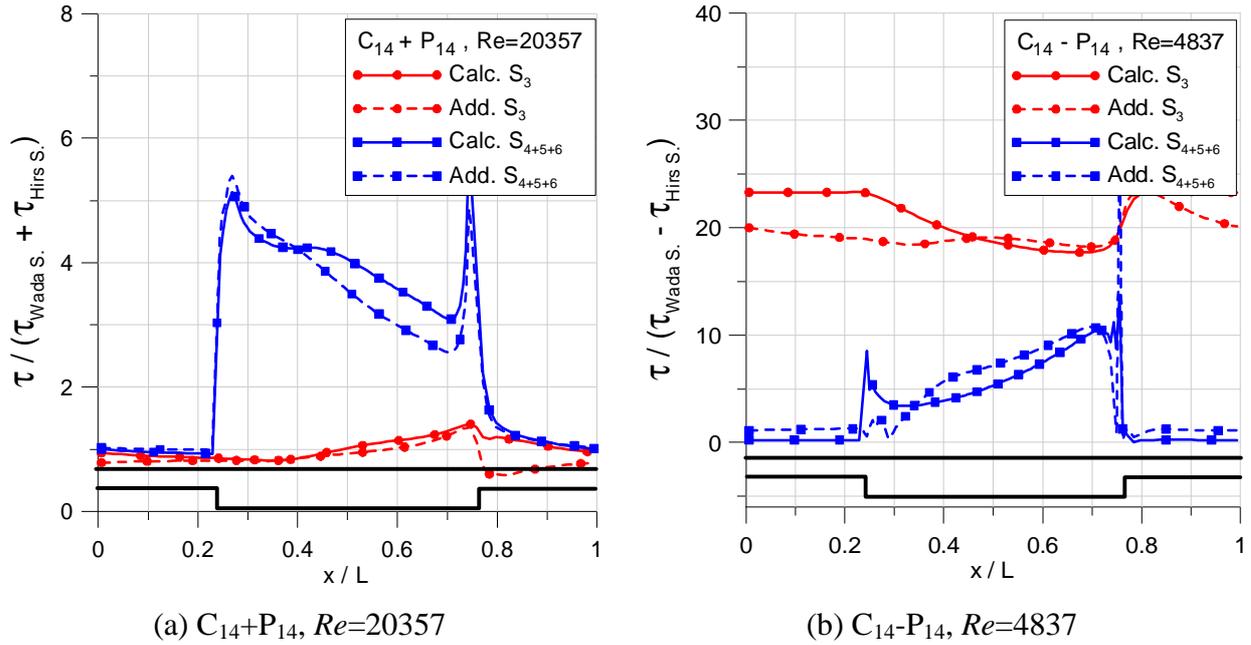


Figure 59 : Contrainte de cisaillement adimensionnée pour des écoulements de Couette et de Poiseuille combinés

Les Figure 59a et 59b présentent en lignes continues les contraintes de cisaillement sur le rotor et le stator extraites du calcul Navier-Stokes des écoulements combinés, et en lignes brisées les résultats obtenus après addition ou soustraction des valeurs correspondant à des écoulements de Couette et de Poiseuille purs séparés. Le nombre de Reynolds de l'écoulement résultant, basé sur la vitesse moyenne résultante U_m , identique à la composante moyenne de la vitesse U_x , est indiqué dans la légende correspondante. Les valeurs des contraintes des écoulements combinés ont été divisées par la somme ou la différence des valeurs calculées analytiquement pour les écoulements générés par un mouvement de paroi ou un gradient de pression correspondant.

On note une bonne superposition des variations des contraintes de cisaillement lorsque le mouvement de la paroi et l'écoulement dû à la différence de pression sont dans le

même sens ($C_{14}+P_{14}$). Lorsque le sens de rotation du rotor est opposé au sens de l'écoulement dû au gradient de pression ($C_{14}-P_{14}$) l'accord entre les valeurs calculées et les valeurs superposées est légèrement moins marqué, mais est tout de même notable. On peut ajouter que cette superposition est valable aussi bien sur les parois solides que dans la couche de mélange et peut être étendue à tous les cas d'écoulements de type Couette-Poiseuille.

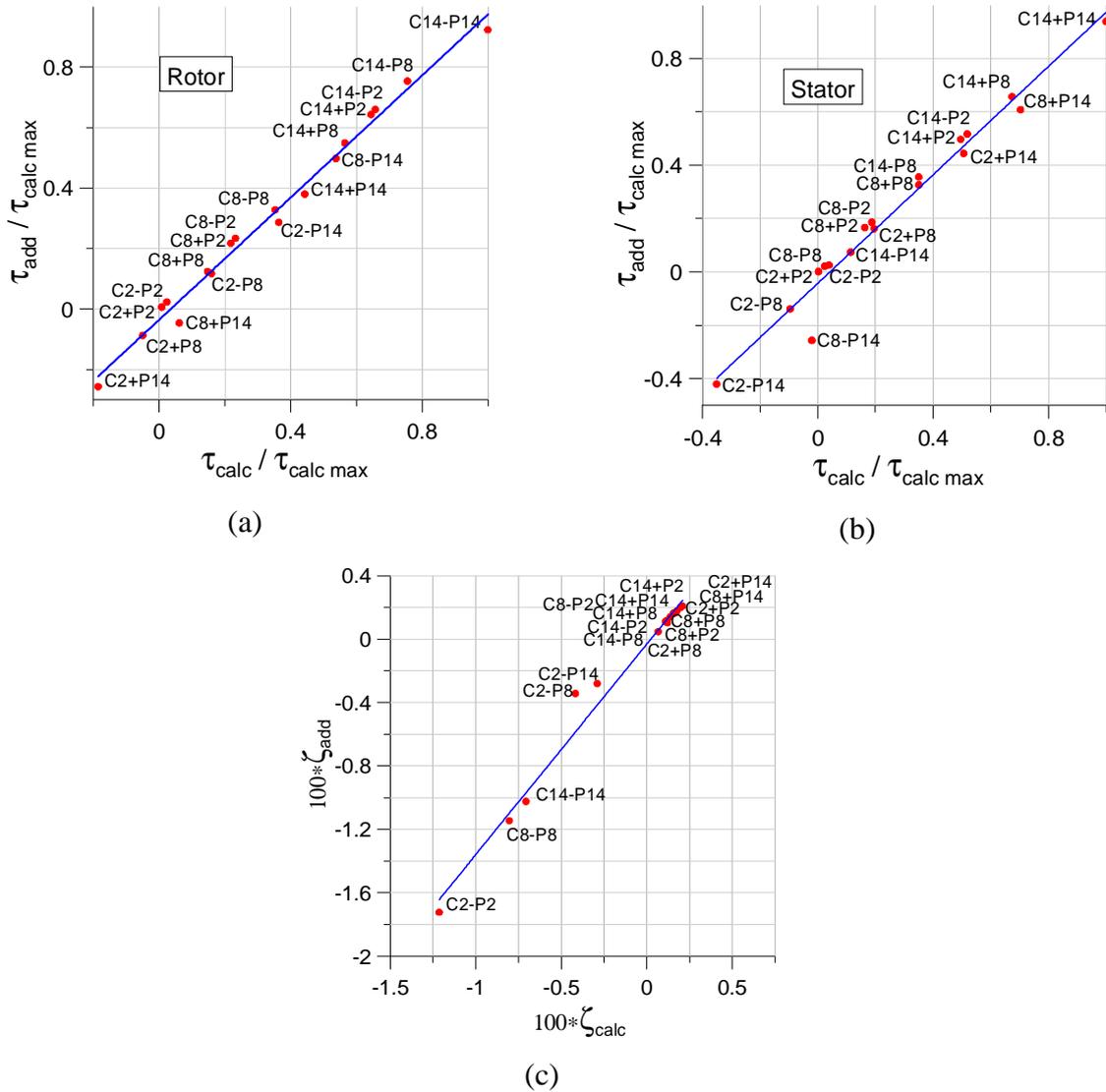


Figure 60 : Corrélations entre les valeurs obtenues pour les écoulements combinés Couette-Poiseuille et les valeurs correspondant à la superposition des deux écoulements séparés:(a) contrainte de cisaillement sur le rotor, (b) contrainte de cisaillement sur le stator, (c) coefficient de traînée ζ obtenu.

La Figure 60a représente la corrélation qui existe entre les valeurs des contraintes moyennes de cisaillement sur la paroi supérieure (le rotor) provenant du calcul des écoulements imposés simultanément et des valeurs obtenues par superposition des résultats obtenus séparément. La même corrélation est représentée sur la Figure 60b mais pour les contraintes moyennes sur le stator équivalent (paroi inférieure). La courbe de régression linéaire tracée entre les valeurs moyennes τ_{calc} et τ_{add} possède une pente de 1.01 pour le rotor et 1.02 pour le stator. Il est ainsi montré, par les simulations, que l'étude d'un écoulement combiné à deux paramètres (i.e. la vitesse de la paroi mobile et la différence de pression) peut se ramener à l'étude de deux écoulements à un seul paramètre chacun. Cette conclusion est soutenue par la corrélation qui existe aussi pour les effets de traînée. Les corrélations pour ζ sont représentées sur la Figure 60c et la pente de la droite de régression est de 1.3. Cette dernière valeur s'écarte de 1 en raison des effets de non linéarité présents dans la couche de mélange et non superposables en totalité à l'aide d'une addition ou une soustraction.

3.4 Validité des résultats de l'étude numérique

Le modèle de turbulence utilisé demande de respecter certains critères précis conforme aux hypothèses choisies. L'emploi de la loi de paroi de type logarithmique oblige l'utilisateur à réaliser un maillage dont la taille adimensionnée de la première maille (y^+) doit rester comprise entre 11 et 100 (limite théorique de la zone logarithmique d'une couche limite turbulente).

Ce critère demande un effort de conception de maillage pour chaque cas afin de respecter la limite requise. La Figure 61 présente l'évolution de y^+ sur le rotor et le stator pour un écoulement de type Couette et pour le nombre de Reynolds étudié le plus faible, c'est-à-dire le plus défavorable concernant le respect des limites de y^+ . On constate que sur S_3 , S_4 et S_6 les valeurs maximum et minimum du y^+ restent dans les limites fixées par les hypothèses. Cette caractéristique a été vérifiée pour chaque cas étudié, et les valeurs moyennes de y^+ sur les différentes parties solides du canal sont rassemblées dans le Tableau 2.

Le choix de la loi logarithmique a aussi fait l'objet d'une analyse critique du fait de sa formulation relativement simple au regard d'autres approches permettant la prise en compte de la présence d'une paroi. L'approche de type bi-couche par exemple (*Two Layer Zonal Model*) permet, en proche paroi, un calcul plus fin au niveau de la discrétisation spatiale, et celui-ci est basé sur une simplification du modèle de turbulence k - ϵ standard.

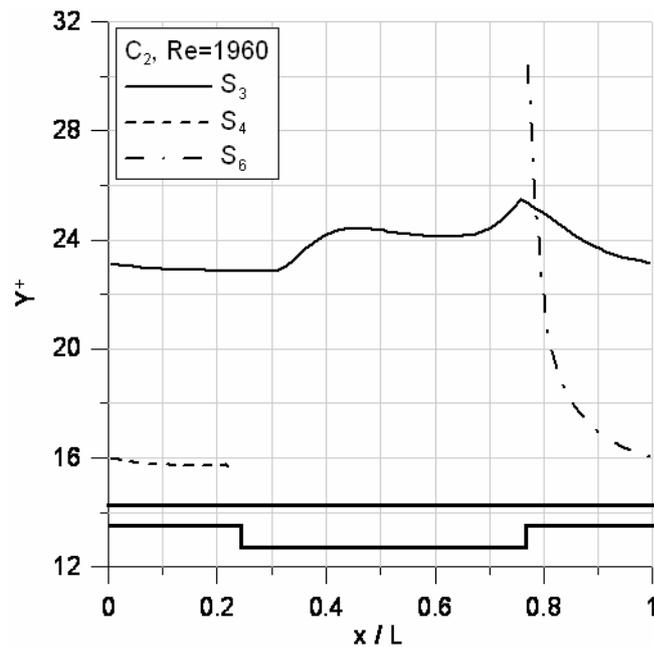


Figure 61 : Evolution de la valeur de y^+ le long des parois solides du film mince.

	S_3	S_4	S_6		S_3	S_4	S_6		S_3	S_4	S_6
C_2	23	15	16	C_2+P_2	18	23	24	C_2-P_2	30	1	1
C_8	98	52	57	C_2+P_8	42	64	70	C_2-P_8	77	55	55
C_{14}	156	85	94	C_2+P_{14}	40	50	53	C_2-P_{14}	116	97	92
P_2	17	18	18	C_8+P_2	91	54	60	C_8-P_2	47	24	26
P_8	61	61	64	C_8+P_8	74	78	87	C_8-P_8	115	10	11
P_{14}	100	97	104	C_8+P_{14}	24	55	59	C_8-P_{14}	140	57	66
				$C_{14}+P_2$	156	86	96	$C_{14}-P_2$	157	83	93
				$C_{14}+P_8$	146	101	113	$C_{14}-P_8$	169	67	73
				$C_{14}+P_{14}$	129	126	142	$C_{14}-P_{14}$	194	20	20

Tableau 2 : Valeur moyenne de y^+ le long des surfaces S_3 , S_4 et S_6 pour l'ensemble des cas de calculs.

Plusieurs cas de calculs ont donc été réalisés avec l'emploi du modèle de type bi-couche afin de pouvoir comparer l'influence de celui-ci sur la solution à bas régime qui est le cas le plus défavorable. Si l'on compare l'évolution de la pression adimensionnée le long du rotor pour un écoulement de Poiseuille (Figure 62), on note une excellente corrélation entre les résultats obtenus à l'aide des deux modèles. Une légère différence est à noter près du coin supérieur droit de la cavité, certainement imputable à la faible résolution spatiale du maillage de type loi logarithmique dans cette zone où l'écoulement subit un rétrécissement brusque.

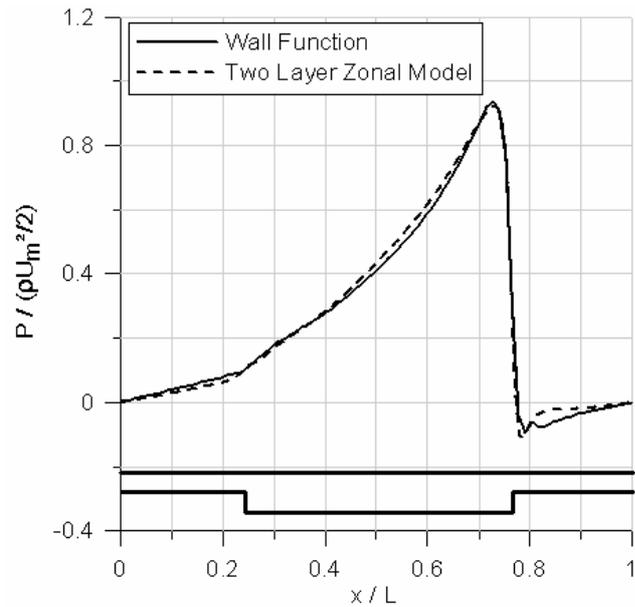


Figure 62 : Evolution de la pression adimensionnée le long de la paroi mobile pour deux types de modèles de couche limite.

Si l'on compare les iso-contours de vitesse pour les deux modèles (Figure 63), on constate que les résultats obtenus avec la loi de type logarithmique sont très proches de ceux qui découlent de l'emploi du modèle bi-couche. L'utilisation d'un modèle de paroi simplifié est donc un bon compromis précision / temps de calcul, en comparaison avec un modèle plus évolué.

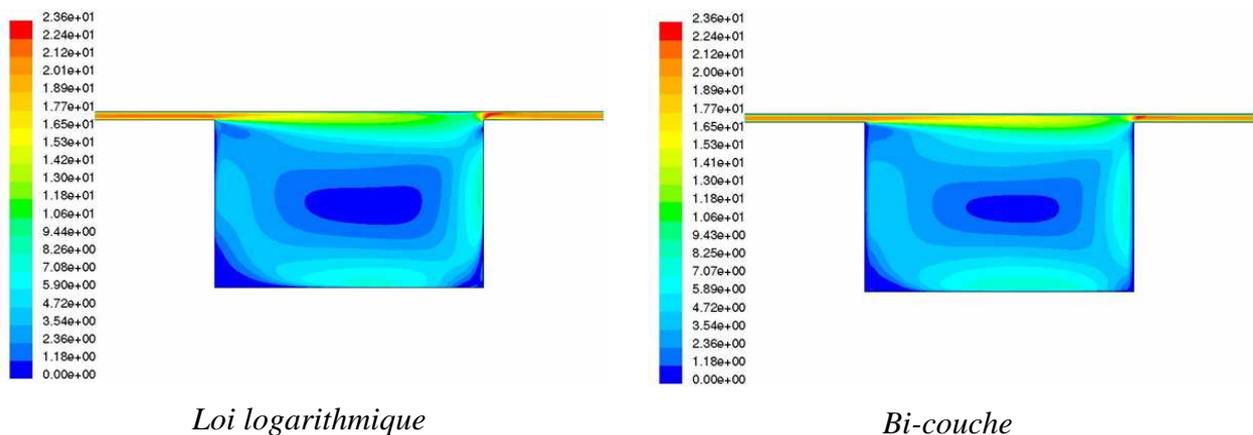


Figure 63 : Iso-contours de vitesses obtenues pour deux modèles de couche limite différents

Concernant le reste du maillage, il est important de vérifier l'indépendance de la solution trouvée vis-à-vis du nombre de mailles employé. Cette indépendance peut être vérifiée grâce à un critère établi par Roache [] (le GCI pour *Grid Convergence Index*)

permettant de savoir si une des variables de la solution obtenue varie de manière trop importante lorsque le nombre de maille change, et cela en fonction de l'ordre des schémas de discrétisation et de la dimension du domaine. Le GCI a été calculé pour l'ensemble des cas présentés ainsi que pour trois variables différentes (énergie cinétique turbulente, pression et vitesse). Une partie de ces résultats est reportée dans le Tableau 3.

	k [m^2/s^2] (3400 cellules)	k [m^2/s^2] (12706 cellules)	Erreur Relative	GCI %
C_{14}	2.87E+02	2.88E+02	2.83E-03	0.31
C_2	5.73E+00	5.78E+00	8.54E-03	0.94
P_{14}	2.14E+02	2.18E+02	1.54E-02	1.69
P_2	4.19E+00	4.25E+00	1.46E-02	1.60

Tableau 3 : Indice de convergence (GCI) basé la moyenne de l'énergie cinétique turbulente.

3.5 Etude expérimentale

La partie qui suit présente les résultats des mesures expérimentales effectuées sur le banc d'essais conçu pour l'étude de l'écoulement de Couette bidimensionnel. La technique de P.I.V. employée permet de mesurer les vitesses instantanées en plusieurs points de l'écoulement et de calculer les vitesses moyennes à partir de plusieurs échantillons. Il est alors possible d'en extraire les lignes de courants et de calculer les fluctuations turbulentes moyennes qui permettent d'en déduire l'énergie cinétique turbulente moyenne. Le but de cette étude expérimentale est de cerner parfaitement l'écoulement qui servira de référence pour la validation des simulations.

Les mesures ont été réalisées dans quatre plans distincts afin d'obtenir des informations sur les vitesses dans les deux directions principales de la rainure ainsi que dans l'entrefer (Figure 64).

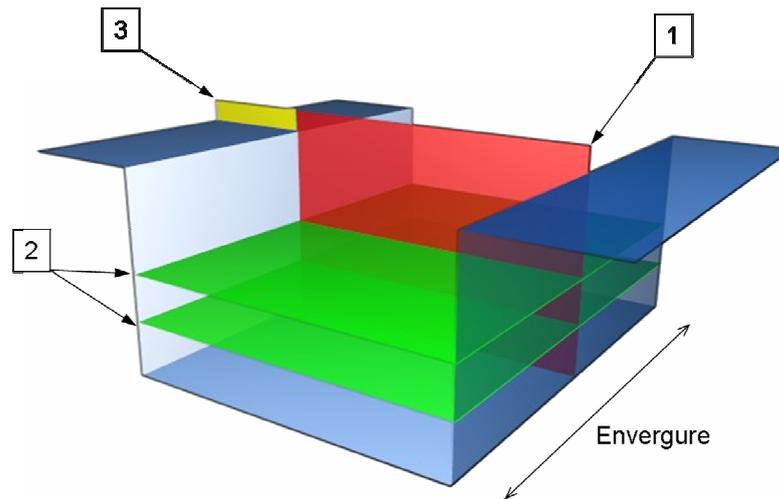


Figure 64 : Plans de mesures P.I.V.

Le plan principal (1) se situe à mi-distance entre les deux flasques qui obturent les extrémités de la rainure. Nous le nommerons par la suite *plan médian longitudinal*. Deux plans horizontaux (2) permettent d'obtenir des informations sur l'écoulement dans le sens de l'envergure à mi-hauteur de la cavité et près du fond de la cavité. Enfin, une série de mesures a été obtenue dans l'entrefer du canal (3) pour les différents régimes d'écoulements retenus.

Le nombre de Reynolds Re_C employé pour l'étude expérimentale est basé sur la vitesse circonférentielle de la roue U_w (chapitre 2, paragraphe 2.2). Les différentes valeurs de U_w qui ont été choisies sont 1 m/s, 3 m/s, 5 m/s, 7 m/s et 10 m/s, ce qui correspond respectivement à $Re_C=1000$, 3000, 5000, 7000 et 10000, où $Re_C=\rho U_w H/\mu$.

3.5.1 Analyse topologique de l'écoulement dans la cavité

A l'aide des réseaux de lignes de courant extraits des champs de vecteurs moyens, nous allons pouvoir étudier la topologie de l'écoulement dans la cavité pour $Re_C=1000$. L'évolution de la topologie en fonction du régime de l'écoulement sera présentée dans la suite de ce paragraphe.

La Figure 65 présente le réseau de lignes de courant obtenu pour la vitesse de paroi la plus faible.

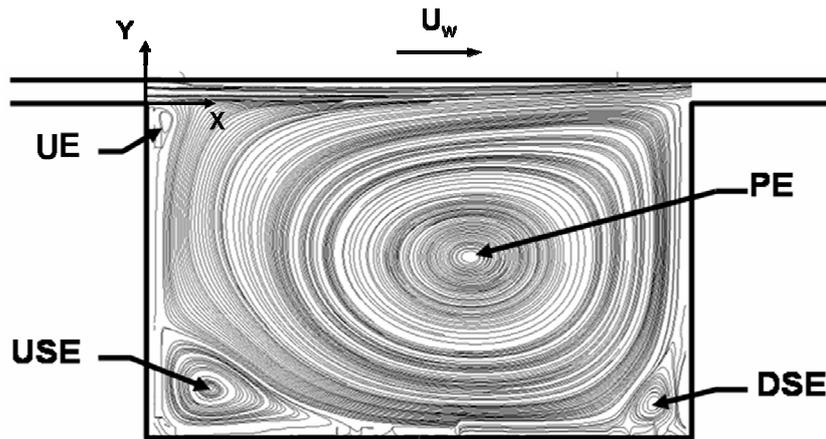


Figure 65 : Topologie de l'écoulement dans la cavité pour $Re_C=1000$

L'écoulement présente quatre zones tourbillonnaires déjà référencées dans la littérature pour les écoulements de cavités entraînées ([Ghia-82], [Kose-84], [Mige-00]). La cellule principale qui occupe la quasi-totalité de la cavité est notée tourbillon primaire ou *Primary Eddy* (PE). Deux cellules secondaires apparaissent dans les coins inférieurs amont et aval de la cavité. Ils sont notés respectivement *Upstream Secondary Eddy* (USE) et *Downstream Secondary Eddy* (DSE). Enfin, on remarque une zone de décollement située dans le coin supérieur amont de la cavité notée *Upper Secondary Eddy* (UE).

Le tourbillon PE tourne dans le sens horaire alors que les trois autres tournent dans le sens anti-horaire. La naissance du DSE est expliquée par le scénario suivant : le fluide situé dans la partie supérieure est entraîné par le tourbillon principal depuis le coin supérieur droit vers le fond de la cavité. Cet écoulement le long de la paroi aval génère un décollement qui se déplace vers le coin inférieur aval de la cavité. Une zone de surpression à proximité du coin se forme alors et entraîne une inflexion de la direction de l'écoulement. Il apparaît alors une cellule contrarotative dont la taille et la vitesse dépendent du régime de l'écoulement. La présence de l'USE s'explique par le même scénario.

Le paragraphe suivant explique l'évolution de la topologie de l'écoulement dans la cavité en fonction du régime d'écoulement. La Figure 66 montre les réseaux de lignes de courant calculés à partir des mesures P.I.V. pour $Re_C=3000$, $Re_C=5000$, $Re_C=7000$ et $Re_C=10000$.

On constate une évolution très claire de la position du centre du tourbillon principal, qui, entre les nombres de Reynolds $Re_C=1000$ et $Re_C=3000$, s'est déplacé vers l'aval de la cavité, puis garde une abscisse constante et migre en ordonnée vers le milieu de la cavité. Les tourbillons secondaires sont toujours présents et leur taille diminue jusqu'à $Re_C=5000$. Par

conséquent, à partir de $Re_c=5000$, le tourbillon principal occupe la quasi totalité de l'aire de la cavité.

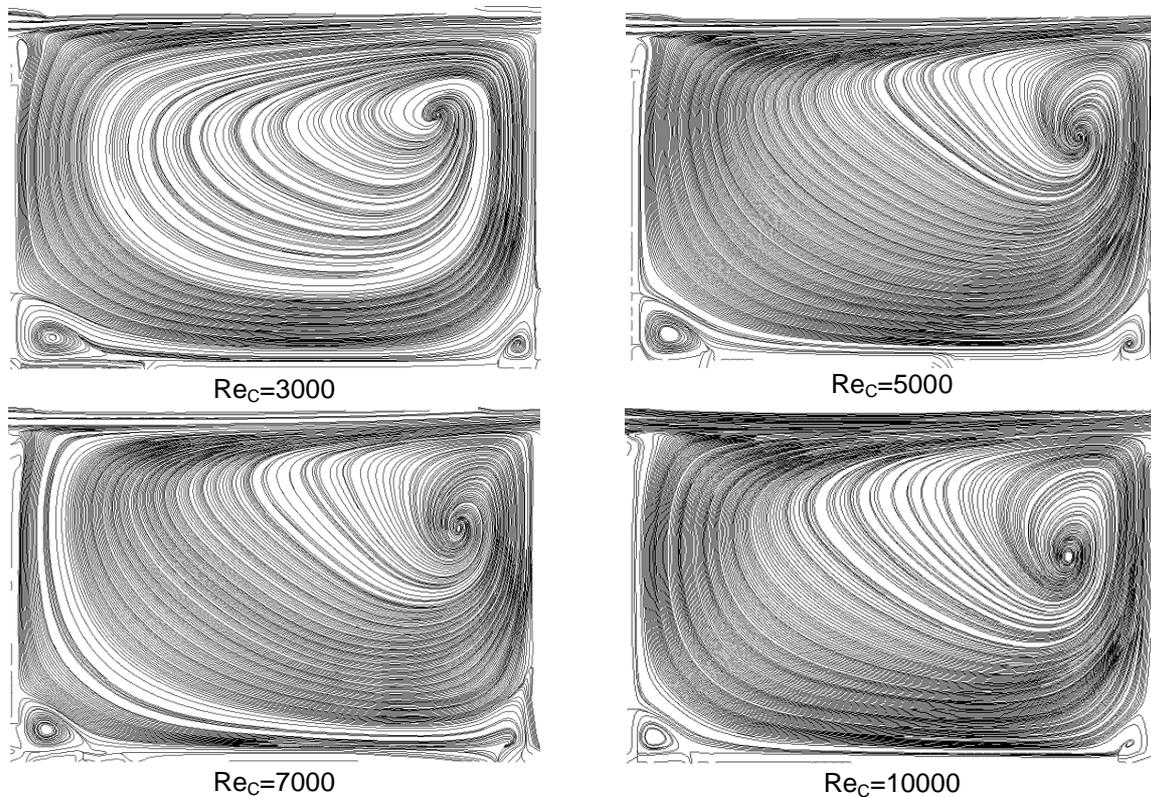


Figure 66 : Réseaux de lignes de courant calculés à partir des champs P.I.V. pour différents nombres de Reynolds

3.5.2 Analyse cinématique dans l'entrefer

Des profils de vitesses ont pu être tracés dans l'entrefer grâce aux mesures P.I.V. effectuées à l'aide d'un microscope longue distance. La zone où sont extraits les profils est représentée sur la Figure 67.

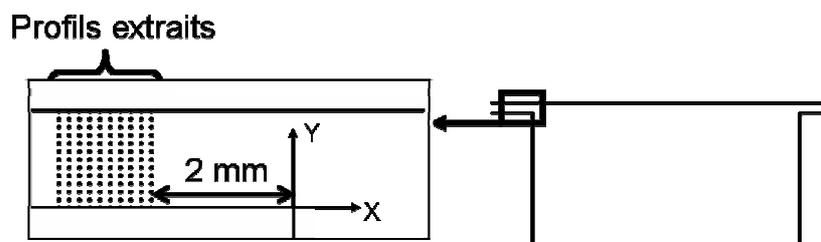


Figure 67 : Positions des profils extraits de l'entrefer

Pour chaque nombre de Reynolds, dix profils successifs sont extraits et moyennés entre eux en vérifiant pour chaque cas que les écarts de vitesses entre les dix profils sont inférieurs à 5% au maximum près des parois. Nous désignerons par U_x et U_y les composantes du vecteur vitesse selon les directions X et Y présentées.

La Figure 68 montre le profil de la composante horizontale de la vitesse U_x , obtenu pour $Re_C=1000$. La forme du profil est à mi-chemin entre celle d'un écoulement laminaire et d'un écoulement turbulent en canal plan lisse. On note cependant que le profil n'est pas exactement anti-symétrique du fait de la présence de la cavité qui perturbe l'écoulement dans le film mince.

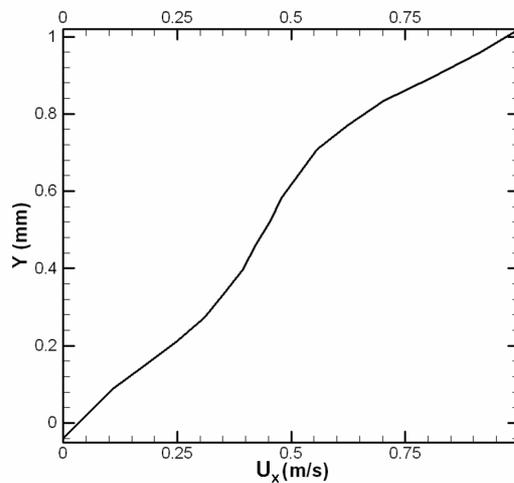


Figure 68 : U_x fonction de Y dans l'entrefer en amont de la cavité pour $Re_C=1000$

L'évolution des profils de vitesse dans l'entrefer pour les différents nombres de Reynolds est présentée sur la Figure 69.

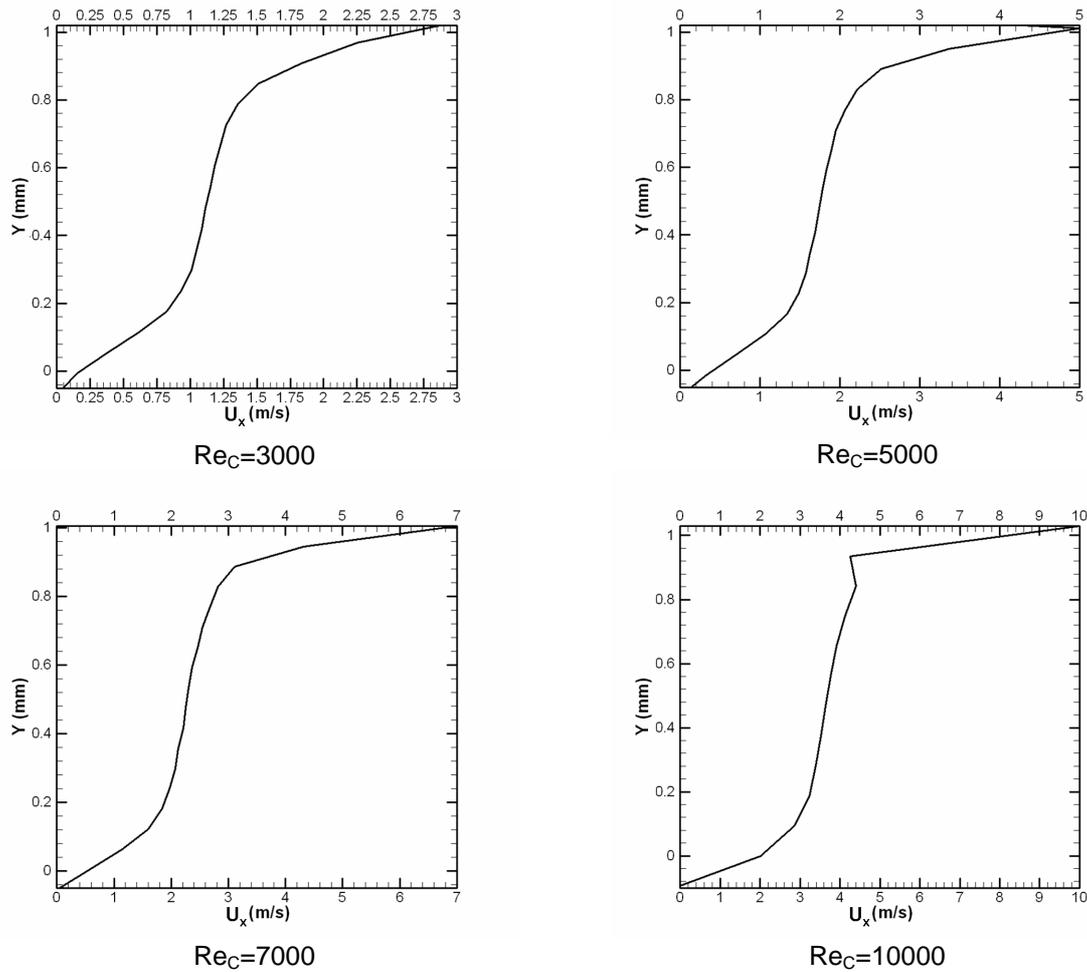


Figure 69 : Profils de U_x en fonction Y dans l'entrefer pour différents nombres de Reynolds

Pour un écoulement de Couette turbulent entre deux plaques planes parallèles, la vitesse moyenne dans l'entrefer (notée U_m) varie de façon linéaire avec la vitesse de la paroi mobile (notée U_w). La relation entre ces deux paramètres est $U_m=0.5 \cdot U_w$. En traçant l'évolution de U_m en fonction de U_w on peut voir quelle est l'influence de la texture sur cette loi (Figure 70).

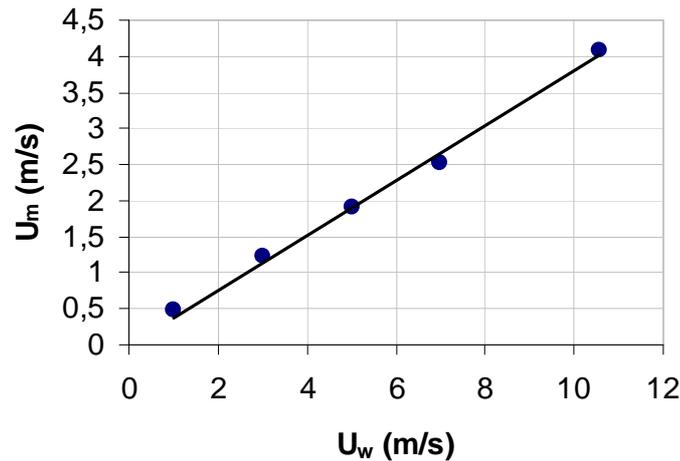


Figure 70 : Variation de la vitesse moyenne U_m en fonction de la vitesse d'entraînement U_w

La figure présentée ci-dessus montre de manière évidente que la relation entre U_m et U_w reste linéaire. La pente obtenue permet d'écrire que dans notre cas $U_m = 0.38 \cdot U_w$.

3.5.3 Champs de vecteurs vitesses dans le plan médian de section droite de la cavité

Dans cette partie, est détaillée l'étude cinématique de l'écoulement au sein de la cavité à l'aide des champs de vecteurs vitesses obtenus par P.I.V.. Les champs de vecteurs vitesses sont présentés sur la Figure 71.

On distingue parfaitement les trois tourbillons présentés dans l'étude topologique pour les cinq nombres de Reynolds : le tourbillon primaire qui occupe presque en entier la cavité, les tourbillons secondaires amont et aval.

D'un point de vue cinématique, on remarque qu'à l'intérieur de la cavité, la vitesse maximum mesurée se situe près de la paroi aval en $Y = -5$ mm. A cet endroit, le fluide entre dans la cavité et, du fait de la circulation principale récupère de l'énergie fournie par le tourbillon primaire, puis dissipe celle-ci le long des parois sous forme de frottement.

On note une évolution importante de la vitesse près de la ligne de séparation entre le tourbillon principal (PE) et le tourbillon secondaire aval (DSE). Pour $Re_C = 1000$, le fluide qui vient de la paroi aval passe le long de cette ligne de séparation en gardant une vitesse à peu près constante, et la distance qui sépare le centre du tourbillon de cette ligne de courant reste constante elle aussi. Pour les régimes supérieurs, le centre du tourbillon se déplace vers la partie aval de la cavité et on remarque que le fluide perd de l'énergie le long de la ligne de séparation entre le PE et le DSE. Ce ralentissement peut s'expliquer par l'existence d'une

composante hors plan de la vitesse du fait d'une tridimensionnalisation de l'écoulement à partir de $Re_C=3000$. Cette dernière remarque sera étayée par les observations qui seront présentées dans le paragraphe décrivant l'écoulement selon l'envergure (Figure 64).

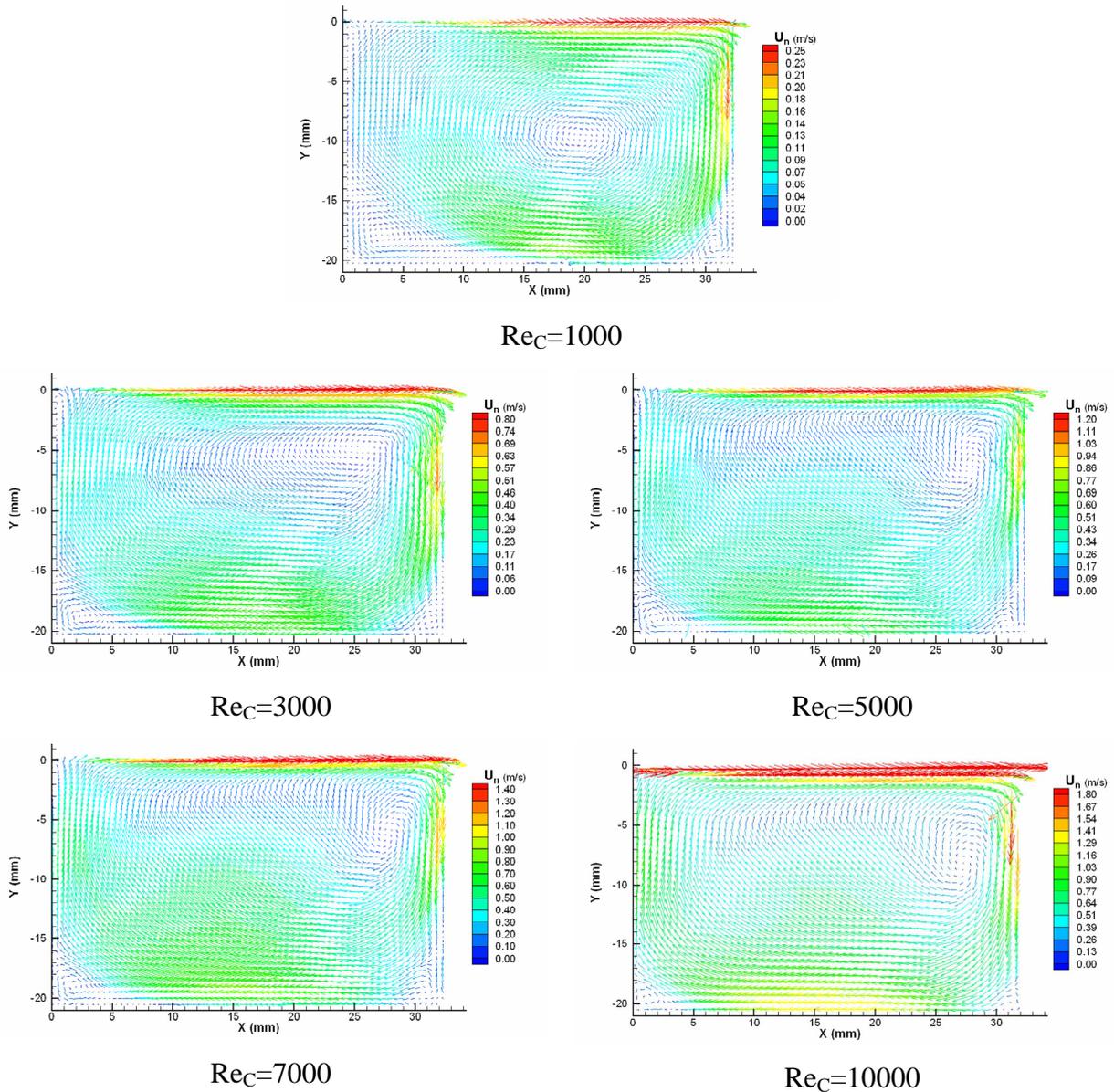


Figure 71 : Champs de vecteurs vitesses dans le plan médian de la cavité pour les cinq nombres de Reynolds étudiés

3.5.4 Profils de vitesses dans le plan médian longitudinal

A l'analyse topologique de l'écoulement au sein de la cavité, on peut coupler l'analyse cinématique. Les profils de U_x et de U_y dans la cavité ont été tracés dans les différents plans présentés sur la Figure 72 : U_x pour $X=6, 15, 22$ et 28 mm ; U_y pour $Y=0, -5, -10, -15$ mm.

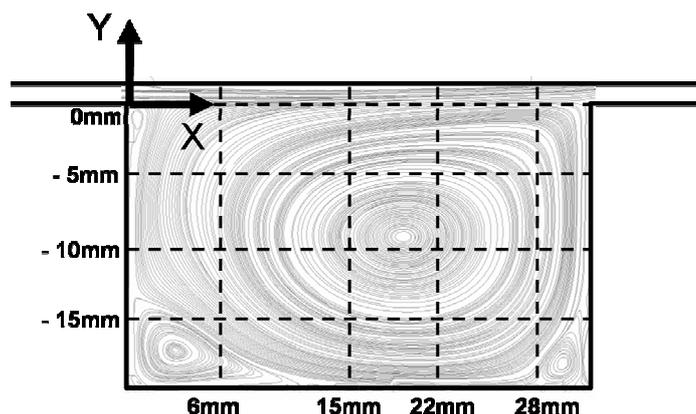


Figure 72 : Positions des profils de vitesses tracés

La partie qui suit présente l'analyse des profils de vitesses dans la cavité.

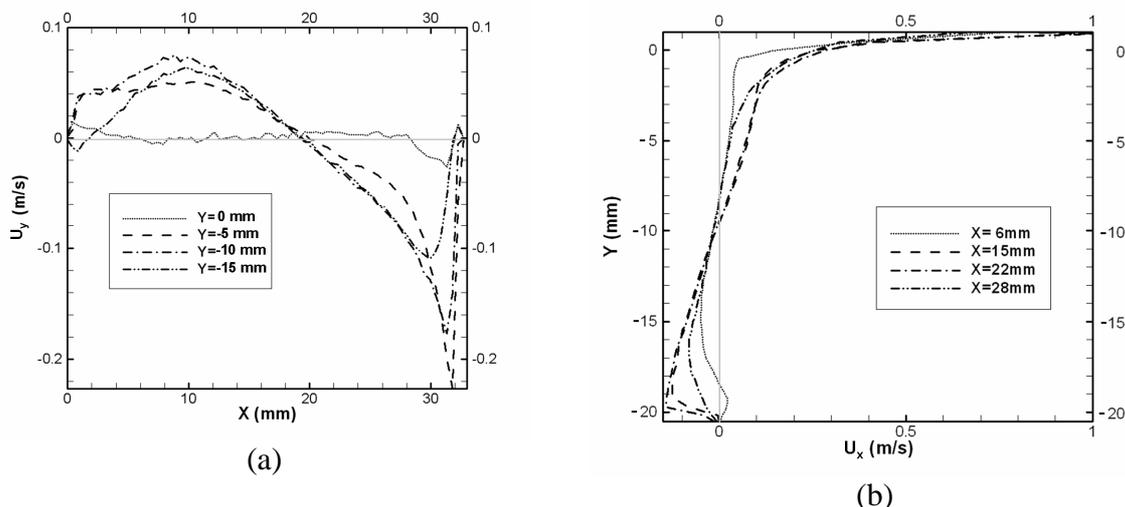


Figure 73 : Profils de vitesses extraits des champs P.I.V. pour $Re_C=1000$: (a) Composante U_y de la vitesse en fonction de X dans la cavité pour quatre ordonnées fixées, (b) Composante U_x de la vitesse en fonction de Y pour quatre abscisses fixées.

La Figure 73a permet de voir l'évolution à l'intérieur de la cavité de la composante verticale de la vitesse. Pour $Y=0$ mm, la composante U_y de la vitesse est quasi nulle depuis $X=0$ jusqu'à $X=28$ mm, soit 3mm avant le coin supérieur aval, zone où commence le changement de direction de l'écoulement du fait de la zone de recirculation principale. Le profil tracé pour $Y=-5$ mm montre la présence d'une zone de vitesse verticale négative très importante (22% de la vitesse d'entraînement) près de la paroi aval de la cavité, indiquant que dans cette zone le fluide « plonge » en direction du fond de la cavité. En suivant le profil depuis son maximum en $X=31$ mm jusqu'à $X=0$ mm on remarque que la composante U_y de la vitesse décroît très vite jusqu'à $X=29$ mm (fin de la couche limite), diminue jusqu'à changer

de signe, et termine par un plateau entre $X=0$ et $X=10$ mm, ce qui indique une répartition homogène de cette composante de vitesse dans la partie amont supérieure du tourbillon principal. L'allure des profils de U_y pour les autres positions étudiées est la même au fur et à mesure que l'on se rapproche de la paroi inférieure de la cavité, et sur le profil $Y=-15$ mm on note une inversion du signe de la vitesse verticale près de la paroi aval, ce qui constitue la signature de la zone de recirculation secondaire aval (DSE). Cette remarque s'applique aussi pour le tourbillon secondaire amont (USE) près de la paroi amont, toujours pour le profil tracé en $Y=-15$ mm.

La Figure 73b représente l'évolution selon X de la composante horizontale de la vitesse. En premier lieu, la zone inférieure comprise entre $Y=-20$ mm et $Y=-15$ mm permet de dégager les informations concernant l'évolution de la couche limite dans le fond de la cavité. Sur le profil tracé à l'abscisse $X=28$ mm, on note une très faible valeur de la composante U_x de la vitesse, ce qui s'explique par la forte proximité de la zone de recollement du DSE. Ensuite, on remarque que la zone où la composante U_x est maximale se situe sur le profil $X=22$ mm et que sur le profil en $X=15$ mm cette composante est légèrement inférieure à celle du profil en $X=22$ mm. Ceci signifie que dans cette zone, entre le recollement du DSE et le décollement de l'USE, la vitesse de l'écoulement au fond de la cavité reste quasi constante. Enfin, l'inversion de signe de U_x sur le profil tracé à $X=6$ mm montre que l'on se situe bien dans le tourbillon de coin contra rotatif (USE).

En second lieu la partie des profils comprise entre $Y=-1$ mm et $Y=-5$ mm permet de voir comment évolue la couche de mélange depuis le coin supérieur amont jusqu'au coin supérieur aval. On note un gradient de vitesse important sur le premier profil ($X=6$ mm) qui montre que l'écoulement ne s'est pas encore développé en comparaison avec les deuxième et troisième profils ($X=15$ mm et $X=22$ mm). Ces deux derniers profils présentent une similitude de forme caractéristique d'une couche de mélange. Le dernier profil ($X=28$ mm) montre un gradient de vitesse selon Y en diminution mais encore assez prononcé alors que l'on est très près de la zone de séparation cavité-film mince. Cette dernière remarque permet de dire que même pour la plus faible valeur du nombre de Reynolds ($Re_C=1000$) l'écoulement n'est « freiné » par la paroi aval de la cavité qu'à une distance très faible (3 mm) du coin supérieur aval. La présence de la paroi supérieure en déplacement et le confinement font que l'évolution de la couche de mélange n'est pas la même que pour une configuration classique (jet libre, marche descendante), mais que son existence est manifeste comme nous venons de le voir sur les profils moyens de U_x .

La Figure 74 (respectivement Figure 75) présente les profils de la composante U_y (respectivement U_x) de la vitesse dans la cavité pour les quatre autres valeurs du nombre de Reynolds.

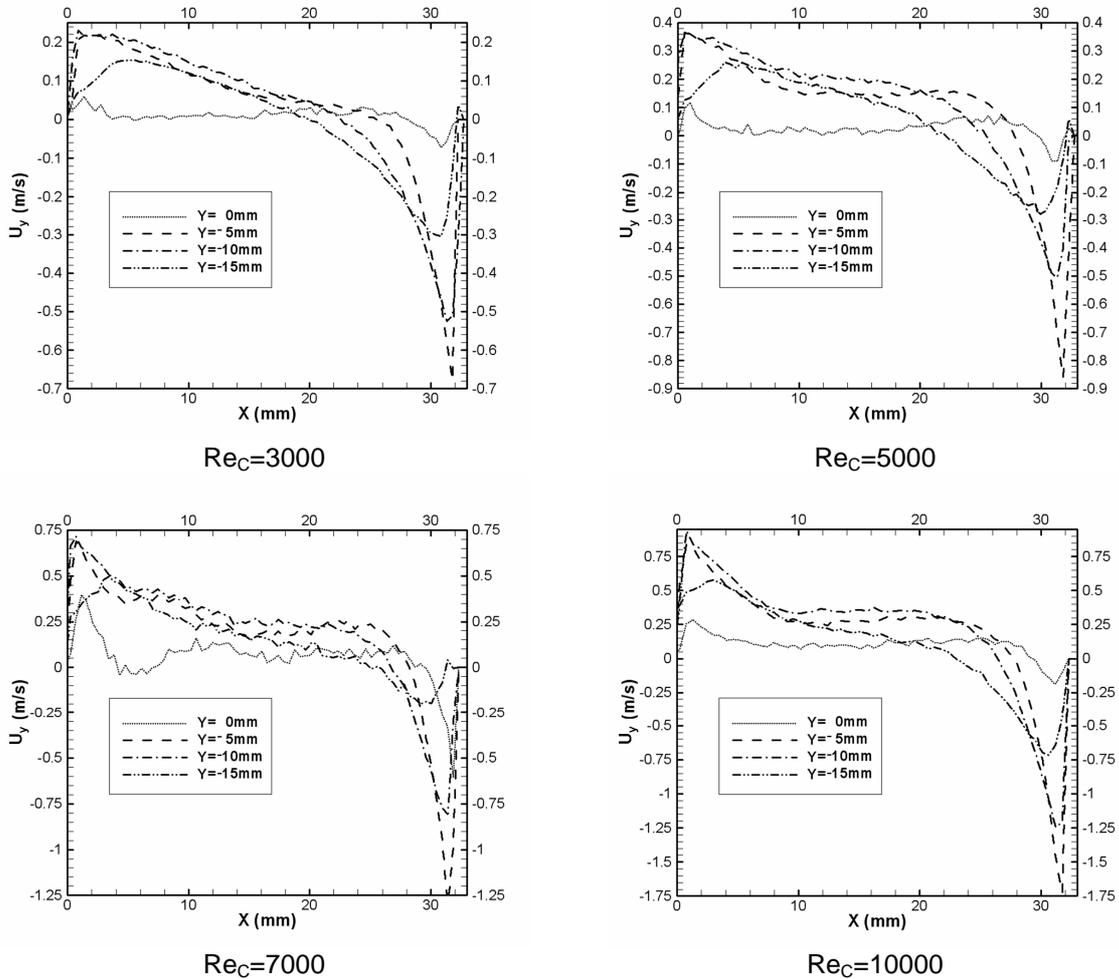


Figure 74 : Profils de la composante U_y de la vitesse à quatre ordonnées fixées pour différents nombres de Reynolds

Comme pour les profils de U_x dans l'entrefer, les courbes tracées présentent toutes la même allure générale, mais avec une forte évolution des gradients de vitesses en zone de proche paroi.

Près de la paroi amont de la cavité, les profils de U_y pour $Y=-5$ mm et $Y=-10$ mm tendent vers des profils de couches limites turbulentes à partir de $Re_C=7000$. Ceci conforte la constatation faite précédemment, *i.e.*, l'aire du tourbillon principal (PE) augmente de plus en plus lorsque le nombre Reynolds augmente. On peut ajouter que le rapport entre la vitesse maximale mesurée en $Y=-5$ mm et la vitesse de la paroi U_w augmente avec le nombre de Reynolds. En effet, $U_y[\max]$ vaut 2.5% de U_w (respectivement 7%, 9%, 12% et 17%) pour le

nombre de Reynolds égal à 1000 (respectivement 3000, 5000, 7000 et 10000). Cette tendance montre que plus le régime de l'écoulement est élevé, plus l'intensité tourbillonnaire est importante proportionnellement à la vitesse de la paroi mobile.

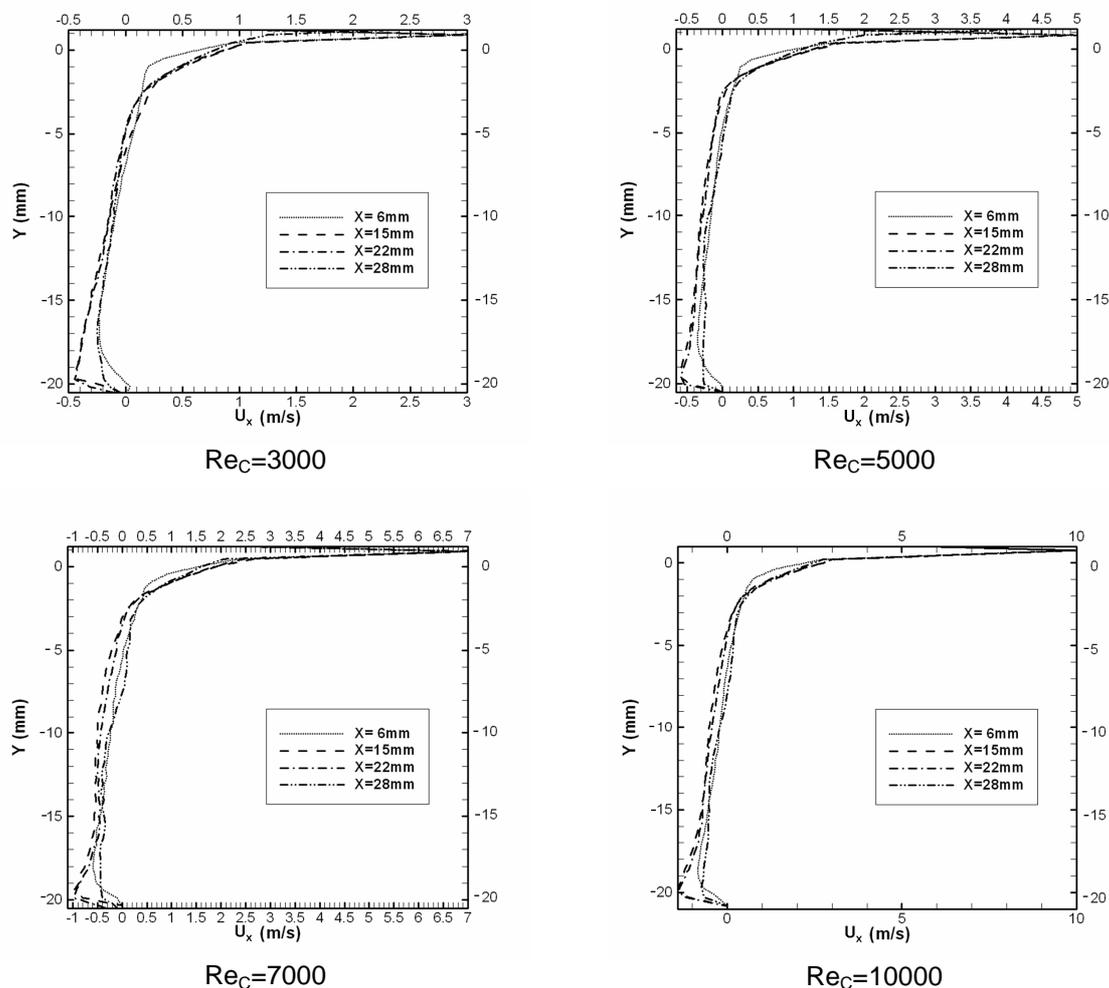


Figure 75 : Profils de la composante U_x de la vitesse à quatre abscisses fixées pour différents nombres de Reynolds

La Figure 75 permet de voir que dans le fond de la cavité, le gradient selon Y de la composante horizontale de la vitesse est lui aussi de plus en plus important avec l'augmentation de la vitesse de paroi. De plus, le profil de U_x tracé pour $X=6$ mm nous montre que la couche de mélange à l'interface s'épanouit de plus en plus tôt : l'épaisseur de la couche de cisaillement augmente au fur et à mesure que l'on s'éloigne du coin supérieur gauche et le départ de cet élargissement est de plus en plus proche de $X=0$ mm lorsque le nombre de Reynolds augmente. On constate que l'épaisseur de celle-ci diminue avec l'augmentation du régime. Ceci s'explique par l'effet de confinement forcé de l'écoulement entre l'interface de

la cavité et la paroi mobile. En effet, la circulation du tourbillon principal étant de plus en plus importante avec la vitesse de la paroi mobile, le fluide arrivant du coin supérieur gauche se retrouve piégé entre deux « courants rapides » et, de ce fait, n'a plus la possibilité de s'accroître comme pour les faibles régimes.

3.5.5 Champs de vecteurs vitesses selon l'envergure

Les mesures réalisées dans le plan médian de la rainure correspondent aux plans de symétrie des cylindres de la texture. La connaissance des champs de vecteurs vitesse selon la direction transversale du canal est nécessaire pour s'assurer de la validité de l'hypothèse d'un écoulement plan dans la section médiane.

La configuration de prises de vues est présentée sur la Figure 76. Deux plans de mesures ont été choisis : $Y=-10$ mm (milieu géométrique) et $Y=-13$ mm, ce dernier ayant été choisi car il se situe juste au dessus de l'USE pour $Re_C=1000$.

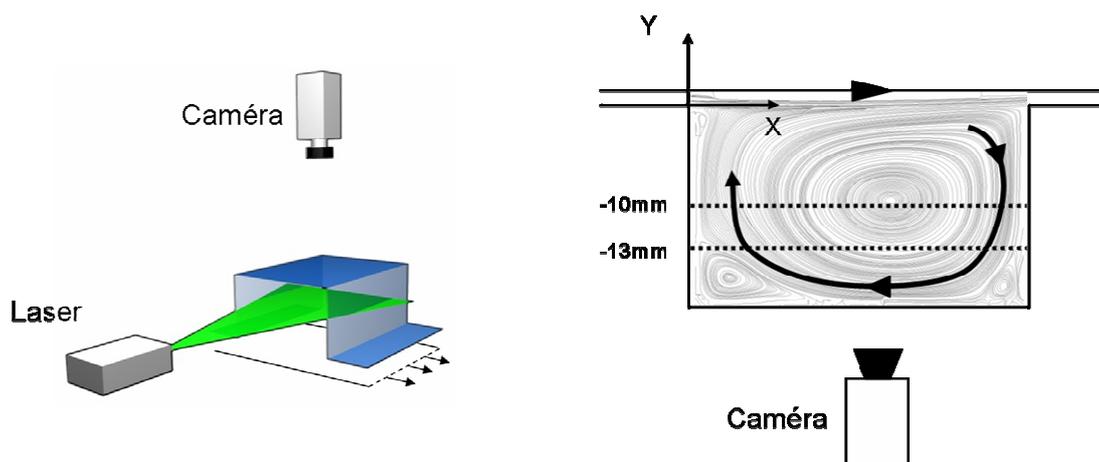


Figure 76 : Configuration de prises de vues selon l'envergure

Deux nouveaux régimes d'écoulements sont présentés pour l'analyse selon l'envergure : $Re_C=200$ et $Re_C=500$. Ces nombres de Reynolds ont été choisis afin de comprendre les instabilités naissant à faible régime et donnant lieu à une restructuration de l'écoulement. L'étude des régimes allant de $Re_C=200$ à $Re_C=1000$ se fera à partir des champs instantanés, et l'analyse pour $Re_C=3000$ à $Re_C=7000$ se fera à l'aide des champs de vecteurs vitesses moyens³, du fait de la stabilisation de l'écoulement à partir de $Re_C=3000$.

³ Le nombre de Reynolds $Re_C=10000$ n'est pas présenté pour des raisons techniques ayant empêchées les mesures selon l'envergure

Lorsque la vitesse de paroi est de 0.2 m/s (Figure 77), l'écoulement à l'intérieur de la cavité est fortement instationnaire, mais présente des caractéristiques pseudo périodiques. En effet, on constate l'apparition régulière de tourbillons près de la paroi amont de la cavité, entre $X=0$ mm et $X=10$ mm dans le plan $Y=-13$ mm, les deux champs présentés ayant été calculés pour deux instants indépendants dans le temps, c'est-à-dire deux instants choisis de manière arbitraire.

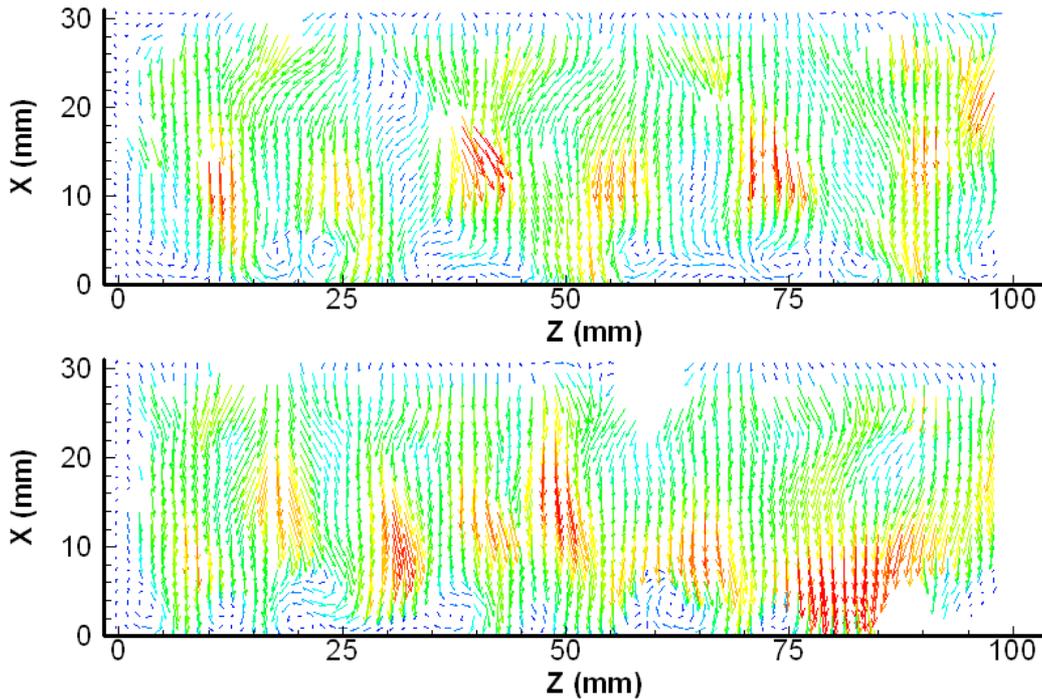


Figure 77 : Champs de vecteurs instantanés, pour deux instants différents, selon l'envergure pour $Y=-13$ mm et $Re_C=200$

Ces tourbillons sont la conséquence de l'écoulement le long de la ligne courbe de séparation entre le PE et USE. En effet, le fluide arrivant depuis la paroi inférieure de la cavité, change de direction du fait de la présence de l'USE, et suit alors une trajectoire curviligne, entraînant la naissance de paires de tourbillons contra rotatifs, connus sous le nom de tourbillons de Taylor Görtler. Ces paires de tourbillons ont déjà été constatées par Migeon [Mige-00] [Mige-02] dans les écoulements de cavités entraînées (Figure 78).

Une des conséquences de la naissance de ces instabilités centrifuges est la modification de l'écoulement en amont de la cavité. En effet, puisque les instabilités se prolongent depuis le fond de la cavité jusqu'à son sommet (on note leurs passages dans le plan $Y=-10$ mm sur la Figure 79), elles rencontrent donc la zone de décollement du coin supérieur amont de la rainure.

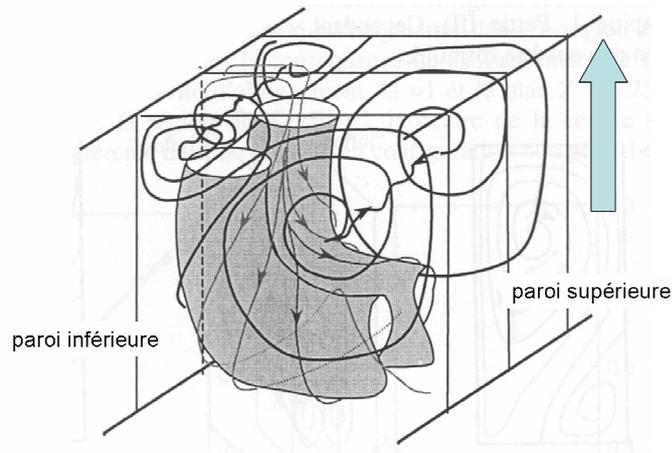


Figure 78 : Instabilités de type Taylor Görtler dans une cavité entraînée
(d'après Migeon [Mige-00])

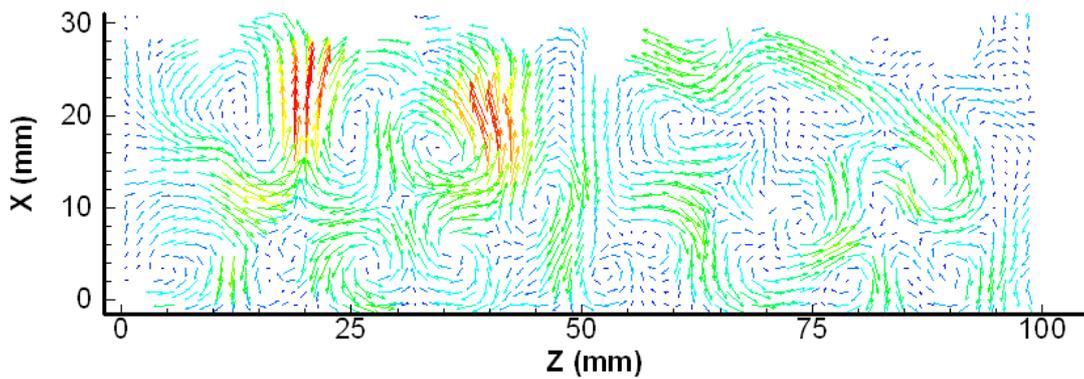


Figure 79 : Champ de vecteurs instantané selon l'envergure à $Y=-10\text{mm}$ et $Re_C=200$

La couche de mélange est, par conséquent perturbée, par des paires de tourbillons espacées d'environ 20mm. Par suite, des zones de survitesses sont créées au niveau de la couche de mélange (zones non perturbées par les tourbillons de Taylor Görtler), et le fluide transporté vers l'intérieur de la cavité s'introduit par paquets quasi périodiques selon Z. Ces zones où la vitesse est plus grande sur des intervalles de quelques dizaines de millimètres sont visibles sur la Figure 77 à $X=25\text{ mm}$.

A partir de $Re_C=500$, l'écoulement devient fortement désorganisé à l'intérieur de la cavité. On note cependant un phénomène important qui est la naissance de tourbillons près des parois latérales. La Figure 80 présente un chronogramme de l'écoulement dans le plan $Y=-10\text{ mm}$ pour $Re_C=500$. A l'instant initial ($t=0$), on distingue une paire de tourbillons de Taylor Görtler près de la paroi amont. Le tourbillon situé à gauche engendre un mouvement du fluide vers la paroi, fluide qui est dévié vers la partie aval de la rainure ($t=0.25\text{s}$). Il

apparaît alors un tourbillon à $t=0.5s$ qui va s'étendre jusqu'à $t=1.75s$, moment où une paire de tourbillons de Taylor Görtler apparaît à nouveau. Ce phénomène de création est auto-entretenu du fait du confinement de la cavité et de l'apparition régulière de perturbations générant l'apparition de ces paires de tourbillons [Guer-02].

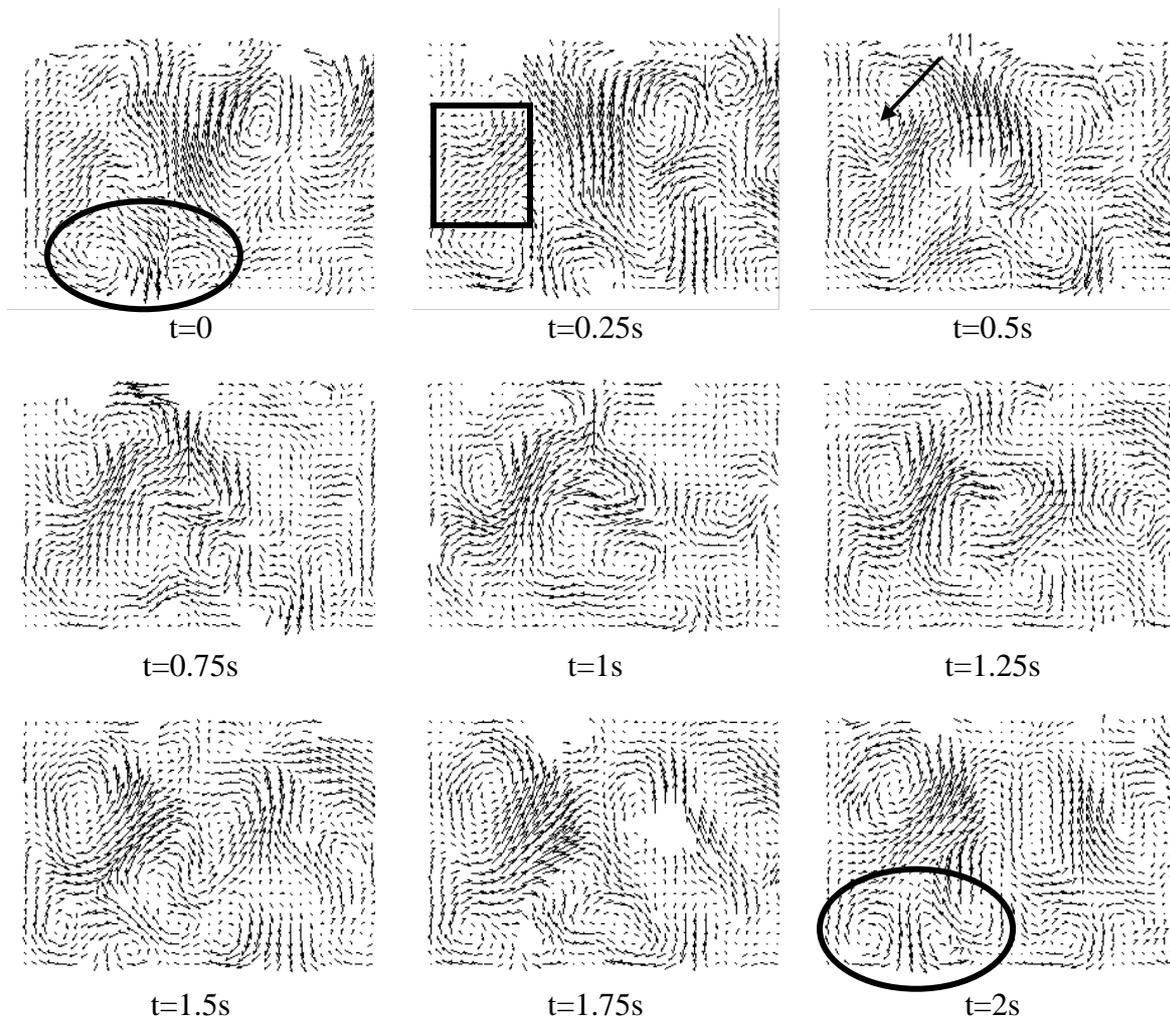


Figure 80 : Formation d'une cellule tourbillonnaire latérale à $Re_C=500$

A partir de $Re_C=3000$, l'écoulement se structure en quatre cellules tourbillonnaires contra-rotatives de tailles identiques (Figure 81). Le nombre et la taille des cellules sont liés à la longueur (dimension en envergure) de la rainure.

Les vitesses les plus élevées se situent entre les cellules 1-2 et 3-4. Ceci provient de la direction de l'écoulement à $Z=25$ mm et $Z=75$ mm, qui est dans la même direction que le gradient de vitesse induit par le mouvement de la roue.

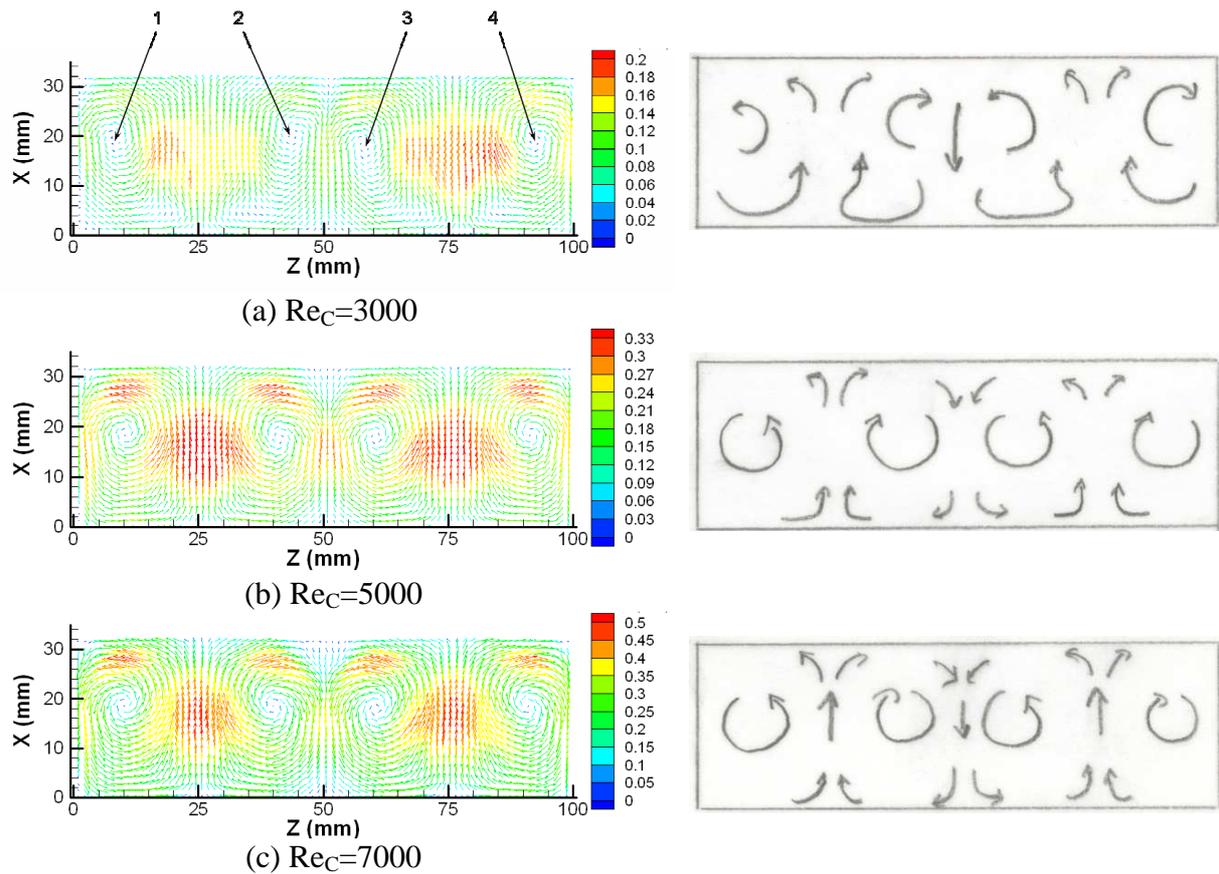


Figure 81 : Champs de vecteurs vitesses selon l'envergure de la cavité à $Y=-10\text{mm}$, et schématisation de la topologie en envergure

Cette configuration de l'écoulement en quatre cellules contra-rotatives permet d'expliquer le déplacement du centre du tourbillon principal. En effet, les deux tourbillons présents de part et d'autre du plan médian situé en $Z=50\text{ mm}$ génèrent un courant allant de la partie aval vers la partie amont, et de ce fait, l'écoulement n'est plus dû uniquement à la rotation principale générée par le mouvement de la paroi mobile, mais une combinaison entre ce dernier et l'écoulement horizontal. Par suite, les lignes de courants ne sont plus parallèles au fond de la cavité. Elles présentent une inclinaison provenant de la combinaison de l'écoulement au sein du tourbillon primaire et de celui observé au niveau des deux tourbillons d'envergure.

L'analyse détaillée de l'écoulement au sein du modèle expérimental permet de relever les points importants suivant :

- l'écoulement dans l'entrefer est un écoulement turbulent de type Couette modifié par la présence de la texture

- l'écoulement dans la cavité est quasi 2D dans le plan médian et des structures tourbillonnaires contra-rotatives apparaissent selon l'envergure à partir de $Re_C=3000$ ajoutant au tourbillon primaire du plan médian une composante de vitesse transversale.

3.6 Validation du modèle numérique

La connaissance complète de l'écoulement bidimensionnel expérimental permet de confronter les résultats des simulations aux mesures effectuées, en maîtrisant les points communs et les différences dues à l'envergure de la rainure non simulé dans le modèle numérique. Les points faibles du modèle de turbulence choisi (chapitre 2, paragraphe 4) doivent aussi être pris en compte dans la comparaison afin d'éviter toute erreur d'interprétation.

Profil de vitesse dans l'entrefer

La comparaison des profils de la composante horizontale de la vitesse U_x/U_w dans l'entrefer pour le plus haut régime est présentée sur la Figure 82.

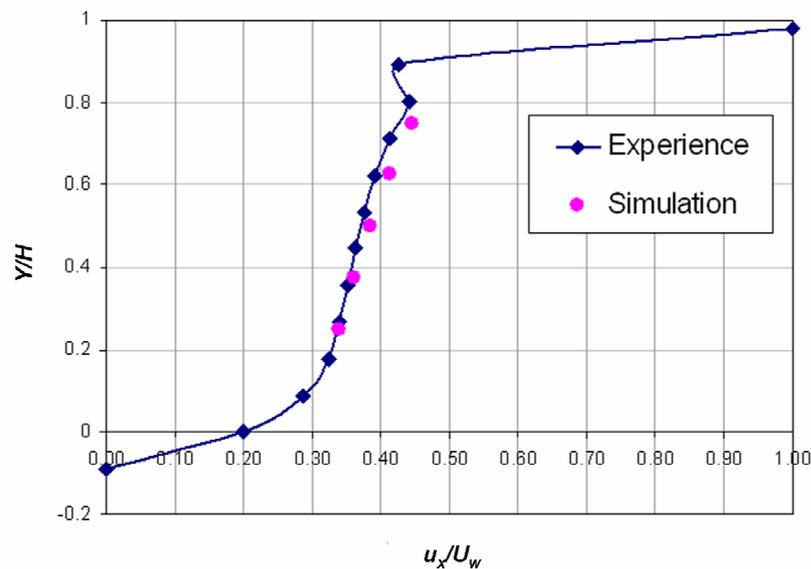


Figure 82 : Comparaison des profils de vitesses adimensionnés dans l'entrefer pour $Re_C=10000$

On constate un excellent accord entre les deux courbes sur la zone centrale de l'écoulement, ce qui permet de conclure sur la très bonne prédiction de l'écoulement en amont

et en aval de la cavité. Sur le profil obtenu par le calcul, aucun point n'est représenté en dessous d'une distance de $0.22(Y/H)$ du rotor et du stator en raison de l'emploi de la loi de paroi. On note aussi, sur la courbe expérimentale, une erreur de mesure près du rotor. Cette erreur vient du fait que les gradients de vitesses à proximité de la roue sont très importants, et ce faisant, la qualité de l'ensemencement est inférieure à celle de la zone centrale, ce qui entraîne une incertitude de mesure au niveau de la corrélation. Enfin, on remarque que la courbe expérimentale part du point $Y/H=-0.06$ alors que celle-ci devrait commencer à partir de $Y/H=0$. Ce décalage flagrant provient d'un déplacement du stator qui pour ce cas d'étude s'est déplacé de quelques centièmes de millimètres au moment des acquisitions.

Le débit obtenu par intégration permet de calculer la vitesse moyenne débitante dans l'entrefer. Comme il a été précisé dans le paragraphe 4.2 du chapitre 3, cette vitesse varie linéairement avec la vitesse d'entraînement. La Figure 83 montre l'évolution de la vitesse moyenne en fonction de la vitesse de paroi.

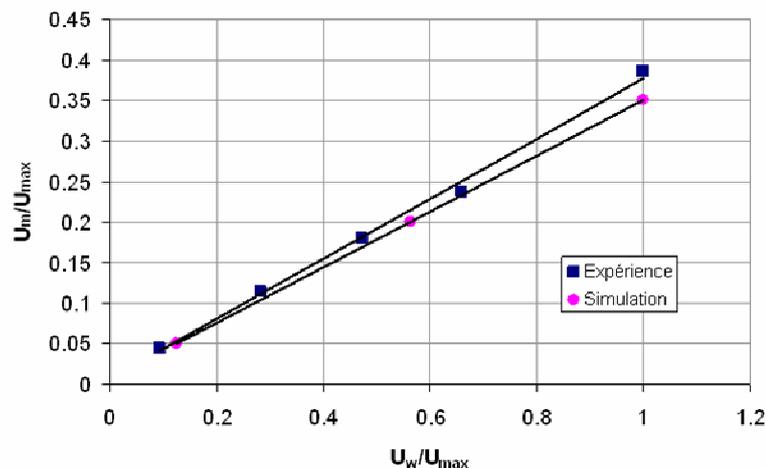


Figure 83 : Comparaison des corrélations vitesse moyenne-vitesse d'entraînement

On constate que dans le cas de la simulation, il existe aussi une corrélation linéaire entre U_m et U_w . La pente de la droite obtenue à partir des calculs numériques est de 0.34, ce qui est représenté un écart de l'ordre de 10% par rapport à la valeur de 0.38 obtenue à partir des profils expérimentaux. Cette différence est acceptable en raison de la précision du calcul de l'intégrale des valeurs expérimentales.

Normes des vitesses dans la cavité

Il est a été montré expérimentalement que l'écoulement dans la cavité est perturbé par les tourbillons d'envergure qui modifient la topologie de l'écoulement dans le plan médian de la rainure. De ce fait, la comparaison des composantes des vitesses au sein de la cavité ne peut pas être réalisée de façon directe. Cependant, cette différence est plus faible au niveau de l'interface film mince-cavité puisque la composante circonférentielle de la vitesse est largement dominante dans la zone de la couche de mélange. Cette dernière remarque est à rapprocher des observations de l'étude numérique de l'écoulement 2D qui a montré que le cisaillement turbulent est la plus grande contribution au frottement sur le stator. Ainsi, la comparaison des normes des vitesses ainsi que de l'énergie cinétique turbulente k ne peut être faite qu'essentiellement dans la zone de mélange comprise entre $Y=1$ mm et $Y=-3$ mm.

La comparaison des normes des vitesses est présentée sur la Figure 84.

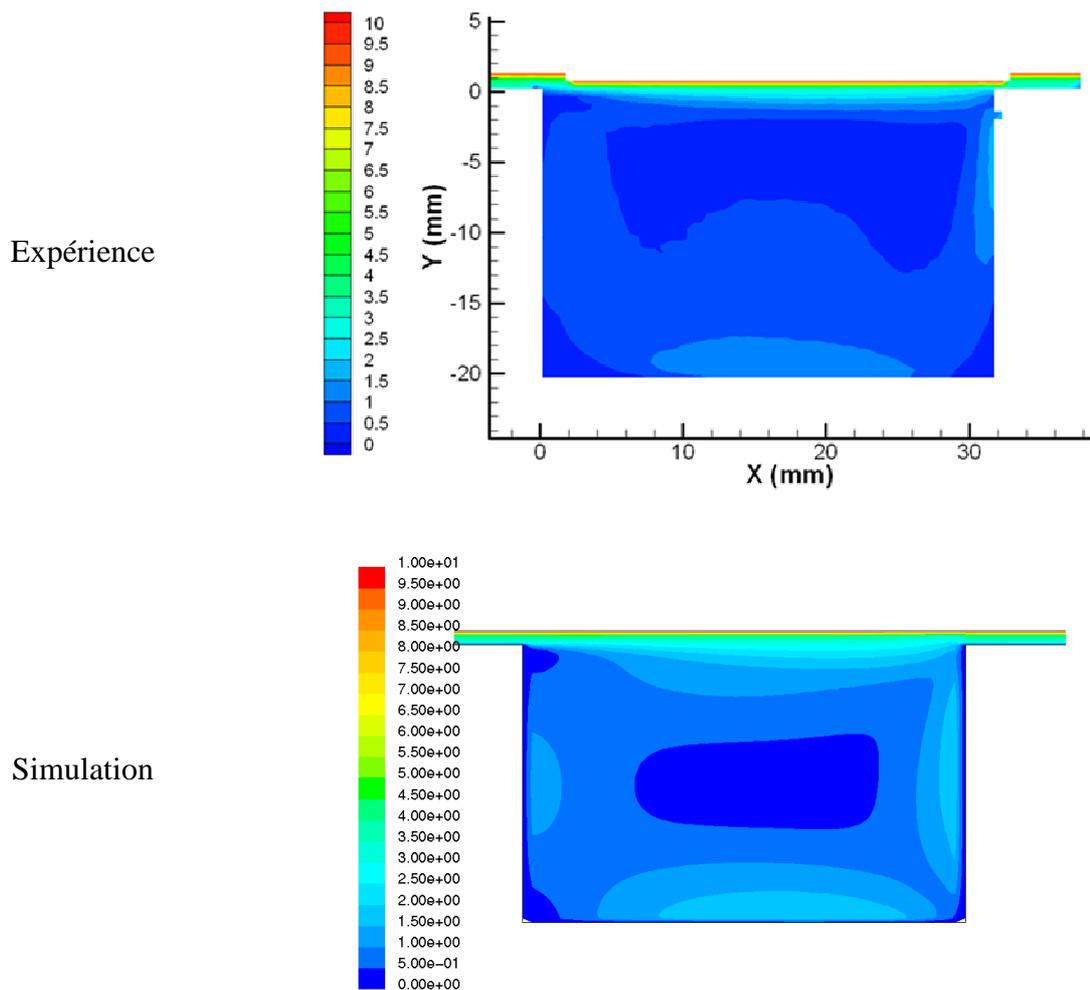


Figure 84 : Comparaison des normes des vecteurs vitesses ($Re_C=10000$)

On note une très bonne corrélation entre les résultats numériques et expérimentaux au niveau de la couche de cisaillement libre. L'épaisseur de la couche de mélange est assez bien prédite ainsi que la zone de décollement au niveau du coin supérieur amont de la cavité. On note que la variation de la vitesse depuis la paroi vers la cavité présente la même évolution.

La validation des valeurs calculées numériquement de l'énergie cinétique turbulente est un facteur important à prendre en compte puisque le modèle de turbulence employé utilise une équation de fermeture basée sur k^4 . La Figure 85 permet de comparer la répartition spatiale de k déduit des mesures expérimentales et des simulations numériques.

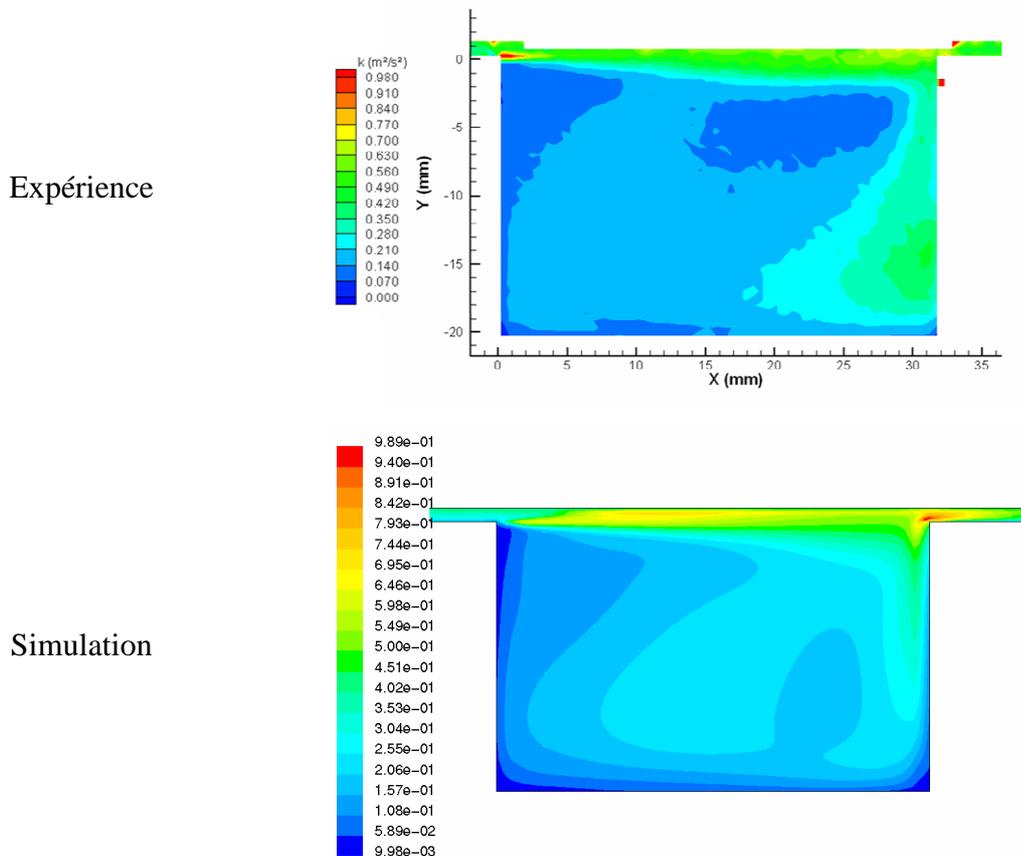


Figure 85 : Comparaison de la répartition spatiale de l'énergie cinétique turbulente

⁴ Le calcul de k ne peut se faire qu'avec les trois composantes des fluctuations turbulentes u' , v' et w' . Les mesures expérimentales ne permettant pas d'avoir accès à w' , le calcul de l'énergie cinétique turbulente a été

effectué comme suit :
$$k = \frac{1}{2} \left(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \sqrt{\frac{\overline{u'^2} + \overline{v'^2}}{2}} \right)$$

Globalement, les valeurs sont semblables dans les deux cas, avec quelques différences à relever. En premier lieu, le champ expérimental montre une valeur élevée de k au voisinage de la zone d'élargissement brusque, alors que cette augmentation ne figure pas sur le champ simulé. Cette zone de forte intensité peut être expliquée par le fait que le gradient de vitesse est très important dans cette partie de l'écoulement, et par conséquent, rend difficile le calcul de corrélation des motifs de particules. Ainsi, le filtrage PDF des données est peut être limité, sachant que quelques vecteurs erronés suffisent à faire augmenter la valeur des fluctuations turbulentes. Les données expérimentales sont donc à analyser avec précaution dans cette zone. En deuxième point, le champ obtenu numériquement montre des valeurs de k très élevées près de la zone de rétrécissement brusque. Cette valeur élevée vient probablement d'un défaut connu du modèle k - ϵ , à savoir le fait de ne pouvoir calculer que des valeurs positives de la production turbulente, sans permettre de relaminarisation de l'écoulement. Autrement dit, dans une zone où l'énergie turbulente est cédée à l'écoulement principal, il y a surestimation de la turbulence. Enfin, l'expérience montre une augmentation de k lorsque l'on se rapproche du coin aval inférieur, alors que le calcul prédit une diminution. Il est possible de relier cela au fait que l'écoulement n'est pas parfaitement bidimensionnel à cet endroit, en raison des tourbillons transversaux. La comparaison est donc difficilement réalisable au voisinage du rétrécissement brusque.

La zone de mélange étant la partie de l'écoulement où les résultats numériques extraits sont nombreux, l'évolution des profils de k selon le sens de développement de la couche est présentée sur la Figure 86.

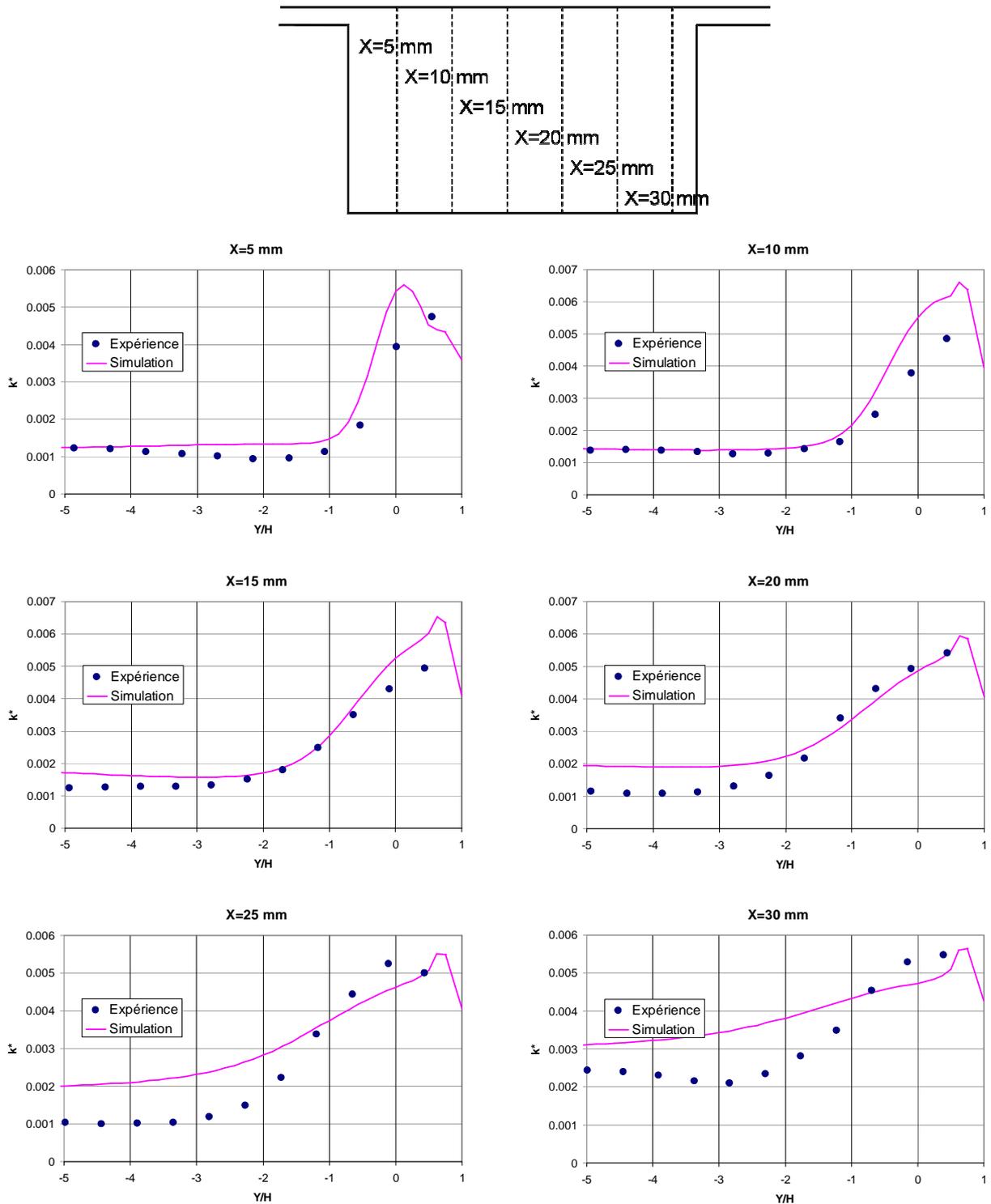


Figure 86 : Comparaison des profils d'énergie cinétique turbulente tracés pour 6 positions différentes : $X=5\text{ mm}$, $X=10\text{ mm}$, $X=15\text{ mm}$, $X=20\text{ mm}$, $X=25\text{ mm}$, $X=30\text{ mm}$.

Sur les profils tracés pour $X=5\text{ mm}$ et $X=10\text{ mm}$, les valeurs numériques et expérimentales sont assez proches jusqu'à $Y/H=-0.5$, zone où la couche de mélange commence à s'établir et où, comme nous l'avons expliqué précédemment, les valeurs

mesurées expérimentalement sont certainement sous-estimées. Ensuite, en $X=15$ mm et $X=20$ mm, on note une excellente corrélation entre les résultats numériques et expérimentaux jusqu'en $Y/H=-2$. Au-delà, les valeurs s'éloignent en raison du caractère tridimensionnel de l'écoulement dans la rainure. Les profils pour $X=25$ mm et $X=30$ mm montrent un écart de plus en plus grand en dessous de $Y/H=-1$. Il a été montré que les valeurs numériques au voisinage du rétrécissement brusque sont peut être mal calculées en raison d'un défaut du modèle $k-\varepsilon$ dans ce genre de configuration. Cependant, l'écart maximum entre les valeurs mesurées et calculées est de 11% au niveau de l'interface film cavité en $Y/H=0$. Cette dernière remarque est primordiale car les valeurs du frottement turbulent extraites des simulations sont obtenues sur cette ligne.

Dans ce chapitre, il a été montré que les effets d'inertie jouent un rôle prépondérant dans l'écoulement. La texture modifie le frottement sur le stator dû à la présence de la couche de mélange à l'interface film mince-cavité, mais aussi sur le rotor en raison du faible espace qui les sépare. De plus, un effet de traînée a été mis en valeur, ce dernier étant plus important pour un écoulement généré par un gradient de pression que pour un écoulement dû à un mouvement du rotor. Il a été constaté que l'écoulement dans le plan médian du modèle 2D expérimental est perturbé par l'apparition de tourbillons d'envergure à partir de $Re_C=3000$. L'importance de cet écoulement secondaire est cependant bien moindre au niveau de la couche de cisaillement libre, zone où les données extraites des simulations sont primordiales. Enfin, il a été constaté une bonne concordance entre les calculs numériques et les résultats expérimentaux.

Chapitre 4

4 Etude de l'écoulement tridimensionnel et calcul des coefficients dynamiques du joint annulaire

Le calcul des coefficients dynamiques d'un joint à stator texturé est possible à partir des équations du film mince avec la prise en compte des forces d'inertie. Le chapitre précédent a montré que la présence des textures modifie les lois de frottement aussi bien sur la partie lisse (le rotor) que sur la partie texturée (le stator). De plus, les effets supplémentaires comme la traînée doivent aussi être pris en compte. Le point de vue adopté pour cette analyse est de considérer le joint texturé comme un joint lisse de même jeu, mais avec des lois de frottement et des effets de traînées calculés en présence d'un stator texturé. Ces lois et ces effets seront estimés à partir des résultats issus de la résolution numérique des équations complètes de Navier Stokes.

4.1 Etude tridimensionnelle

L'écoulement au sein des joints texturés est généré par un gradient de pression dans le sens axial et un cisaillement pariétal dans le sens circonférentiel. Les phénomènes présents dans le joint sont donc tridimensionnels par nature.

L'approche bidimensionnelle a permis de comprendre les effets liés à ces deux types de conditions aux limites et de mettre en avant les modifications à apporter aux termes des équations du film mince pour un joint annulaire lisse. Les simulations numériques en trois dimensions vont permettre de vérifier la présence de ces mêmes phénomènes dans un cas réel, et d'obtenir des coefficients issus de calculs plus complets.

4.1.1 Analyse de l'écoulement tridimensionnel

Les dimensions caractéristiques des textures adoptées sur le stator sont issues de la publication de Childs et Fayolle [Chil-99] et ont été présentées dans le chapitre 3. Les régimes étudiés lors de l'analyse bidimensionnelle ont permis de balayer une grande gamme de nombres de Reynolds mais sans se préoccuper des vitesses de rotation imposées réellement, ni des gradients de pression testés. L'analyse tridimensionnelle est plus complète et plus proche de la réalité, dans le sens où les lois déduites des calculs vont servir à prédire le comportement d'un joint réel.

Par conséquent, les dimensions restent les mêmes, mais les conditions de fonctionnement sont celles présentées dans la référence ci-dessus mentionnée [Chil-99]. Dans l'étude qui suit, le fluide est de l'eau à 57.5°C dont la viscosité dynamique est $\mu=0.516\cdot 10^{-3}\text{ Pa}\cdot\text{s}$ et la masse volumique $\rho=998.2\text{ kg}/\text{m}^3$. La matrice des essais dynamiques du joint annulaire est constituée de trois pressions d'alimentation (le fluide étant incompressible, la pression de sortie est considérée comme une valeur de référence) $\Delta P=40, 55\text{ et }70\text{ bars}$ et de trois vitesses de rotation, $\omega=10200, 15600\text{ et }21000\text{ tr}/\text{min}$.

La troisième dimension nous oblige néanmoins à prendre des précautions. Le pas des textures dans la direction axiale (respectivement circonférentielle) est de 2.972 mm (respectivement 3 mm). Plusieurs hypothèses sont nécessaires afin de limiter le temps de calcul de façon raisonnable. En premier lieu, il est supposé que le pas des textures est le même dans les directions axiale et circonférentielle (3 mm). Ensuite, les calculs numériques ont été effectués séparément pour des écoulements de Poiseuille et pour des écoulements de Couette.

Ces hypothèses complétées par des conditions aux limites de périodicité et de symétrie permettent de délimiter un domaine de calcul lié à la texture relativement simple.

Le maillage du domaine, déjà exposé dans le chapitre 2, est présenté sur la Figure 87. La Figure 88 montre un détail de la zone de proche paroi où un soin particulier a été apporté à la taille de la première maille du fait de l'emploi d'une loi de paroi comme dans le cas bidimensionnel.

Tout comme dans l'étude bidimensionnelle, nous avons défini un canal équivalent, dont les surfaces qui délimitent ce domaine sont présentées sur les Figure 89 à 93.

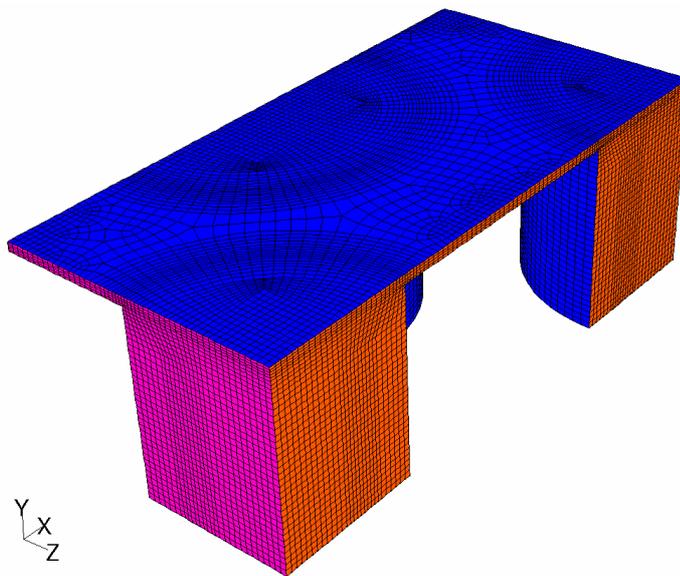


Figure 87 : Maillage tridimensionnel

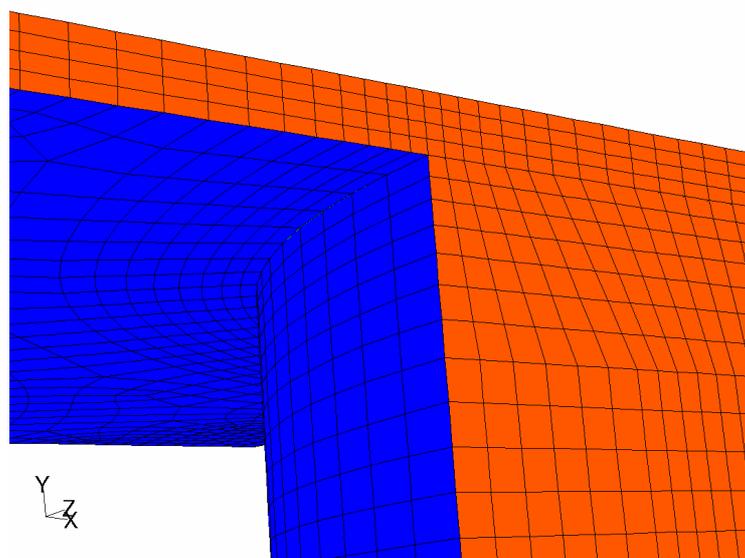


Figure 88 : Détail du maillage dans la zone de proche paroi

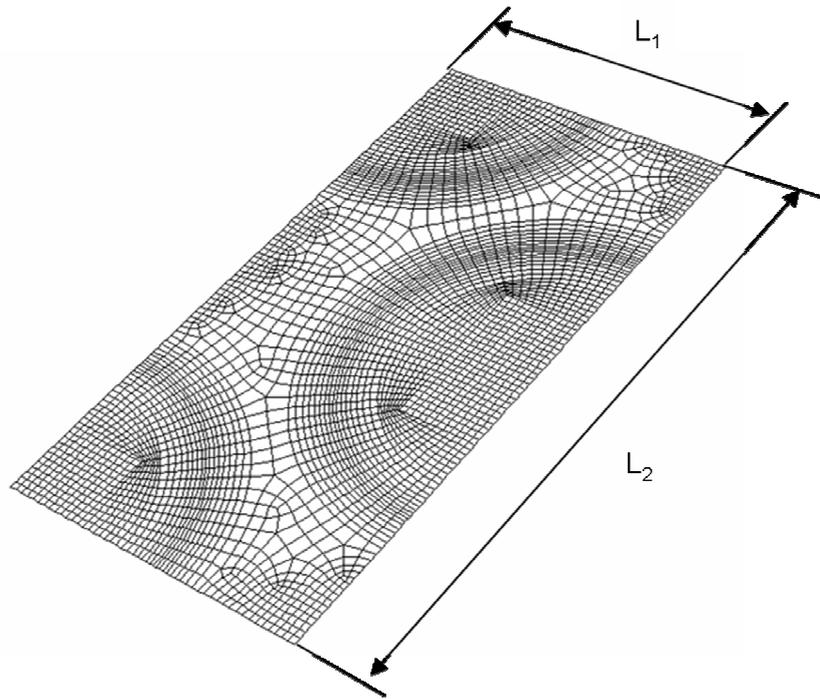


Figure 89 : Maillage de la paroi supérieure de l'entrefer (surface du Rotor (R) de type paroi)

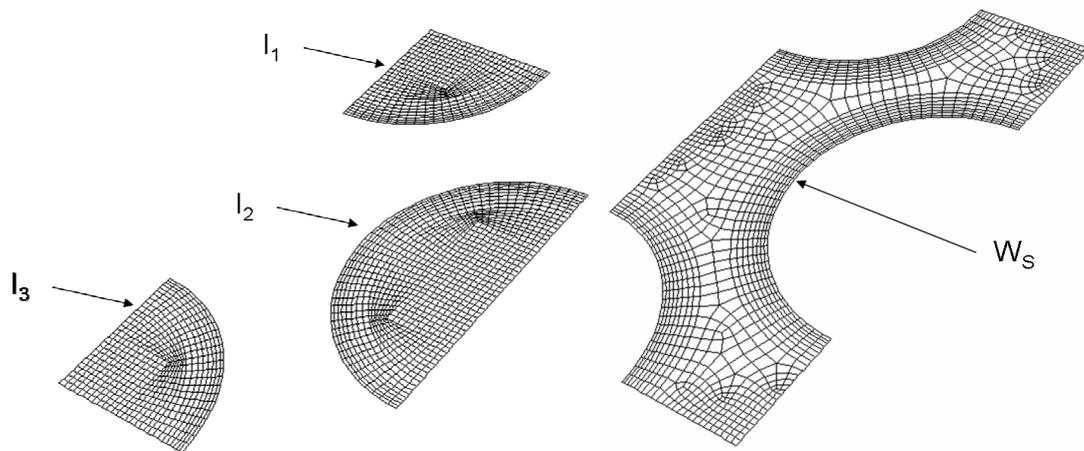


Figure 90 : Maillage de la surface inférieure de l'entrefer (surface du Stator constituée d'une paroi et de trois faces internes, $S=W_S+I_1+I_2+I_3$)

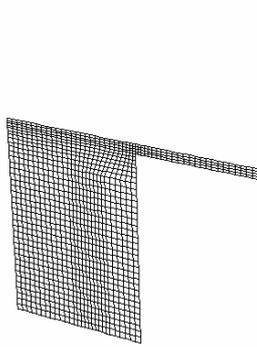


Figure 91 : Maillage des faces de Périodicité

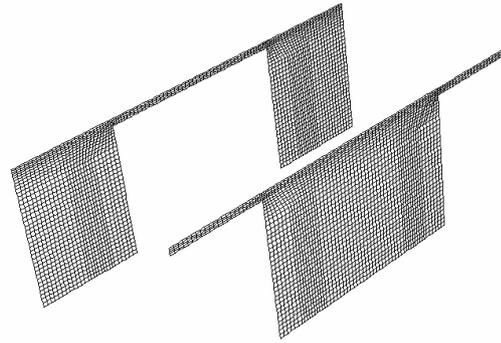


Figure 92 : Maillage des faces de symétrie

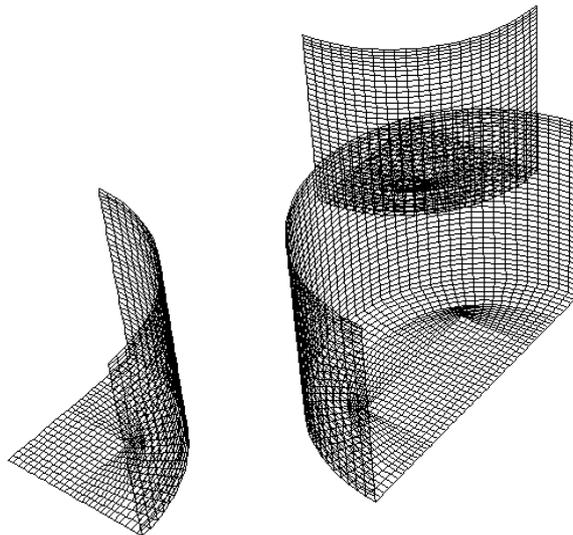


Figure 93 : Maillage des parois des textures

Plusieurs cas de calculs 3D ont été effectués pour des écoulements de Poiseuille et de Couette où les nombres de Reynolds ont été définis à l'aide la vitesse moyenne U_m , avec $Re = \rho U_m 2H / \mu$, dont le jeu H (l'entrefer) a été gardé constant et égal à $100 \mu\text{m}$:

- eau froide ($\mu=1 \cdot 10^{-3} \text{ Pa.s}$), $Re=4832$ et $(Re+0.2 Re)=5801$
- eau chaude ($\mu=0.516 \cdot 10^{-3} \text{ Pa.s}$), $Re=9364$ et $(Re+0.2 Re)=11242$

Les calculs ont été répétés pour les mêmes nombres de Reynolds mais pour un jeu (entrefer) de $120 \mu\text{m}$.

Les relations définissant les calculs des contraintes de cisaillement sont à présent :

- La contrainte moyenne de cisaillement sur le rotor

$$\overline{\tau_R} = \int_{Rotor} \tau_R dS / (L_1 L_2)$$

- La contrainte moyenne de cisaillement sur le stator

$$\bar{\tau}_S = \frac{\int_{I_1} \tau_{I_1} dS + \int_{I_2} \tau_{I_2} dS + \int_{I_3} \tau_{I_3} dS + \int_{W_S} \tau_{W_S} dS}{I_1 + I_2 + I_3 + W_S}$$

4.2 Modifications des lois de frottement pour surfaces texturées

4.2.1 Analyse des coefficients de frottements

Les coefficients de frottement obtenus par le calcul tridimensionnel sont présentés sur la Figure 94 en fonction du nombre de Reynolds et pour deux valeurs d'entrefer (les valeurs obtenues pour Re=8000 sont des valeurs intermédiaires qui ont servies de test pour la continuité des courbes).

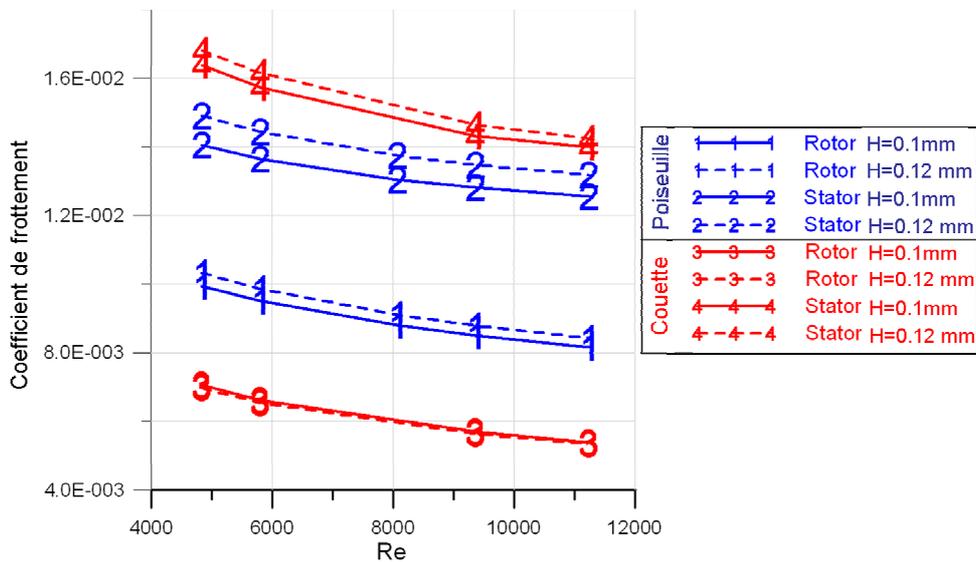


Figure 94: Evolution des coefficients de frottements sur le Rotor et le Stator en fonction du jeu, du régime d'écoulement et du type d'écoulement.

Ces résultats peuvent être partiellement validés en les comparant avec les valeurs issues de l'étude bidimensionnelle précédente et avec des données expérimentales trouvées dans la littérature.

Ainsi les figures suivantes (Figure 95 et Figure 96) présentent la comparaison entre les coefficients de frottements obtenus par simulation 2D et 3D sur le rotor et sur le stator. On note une très bonne corrélation entre les résultats des deux analyses numériques. Les valeurs du coefficient de frottement sur le stator issues de l'analyse bidimensionnelle sont supérieures

aux valeurs tridimensionnelles. Cette surestimation s'explique par le fait qu'un obstacle tridimensionnel génère moins de traînée que l'obstacle bidimensionnel équivalent.⁵

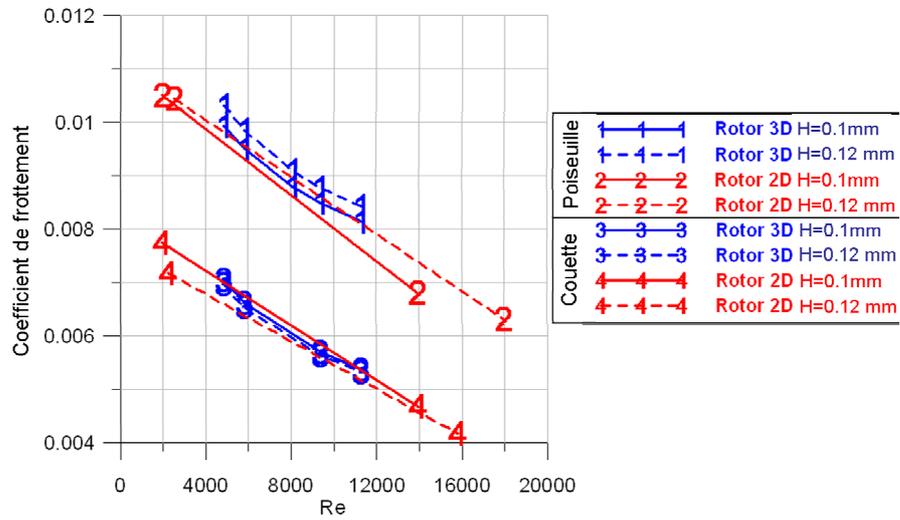


Figure 95: Comparaison 2D/3D des coefficients de frottements sur le rotor

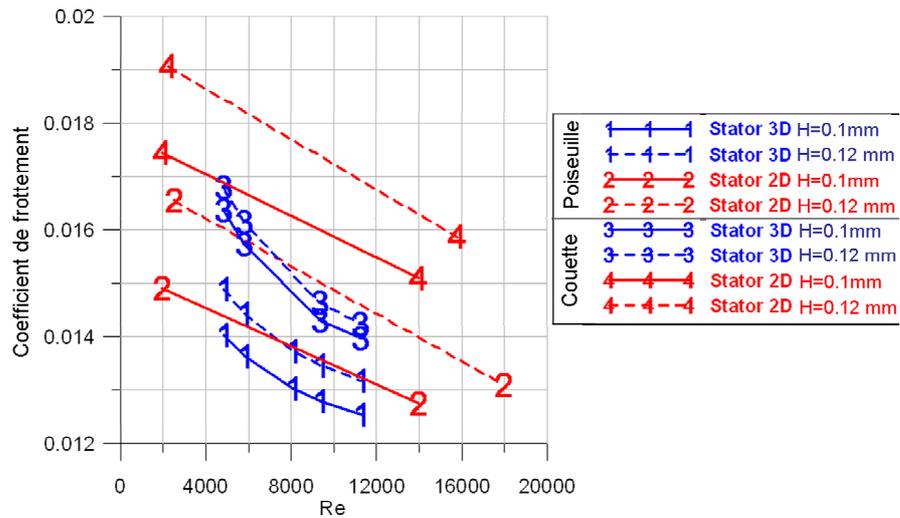


Figure 96: Comparaison 2D/3D des coefficients de frottements sur le stator

Une autre validation partielle est ensuite possible en comparant les résultats numériques obtenus pour l'écoulement de Poiseuille avec les mesures présentées dans la publication de Childs et Fayolle [Chil-99]. La validation n'est que partielle car les résultats expérimentaux issus de la littérature ont été obtenus, non pas dans un canal plan, mais dans un joint annulaire centré. Le joint annulaire est soumis à un important gradient de pression entre

⁵ Par exemple, une sphère présente une traînée moins importante qu'un cylindre de même diamètre.

les sections d'entrée et de sortie et l'arbre est animé d'une vitesse de rotation. Ces effets combinés engendrent, dans le joint annulaire testé, un écoulement complexe résultant de la superposition d'un écoulement de Poiseuille axial et d'un écoulement de Couette circonférentiel. Les résultats expérimentaux donnés dans la publication sont présentés en fonction du nombre de Reynolds axial. Ce nombre de Reynolds est calculé avec la vitesse axiale moyenne issue du débit de fuite mesuré. Les comparaisons entre le coefficient de frottement calculé pour un écoulement de Poiseuille dans la texture et les valeurs mesurées issues de l'étude de Childs et Fayolle sont présentées sur la Figure 97. Les résultats expérimentaux montrent que le coefficient de frottement augmente avec l'accroissement du jeu et avec la diminution de la vitesse de rotation. La tendance des résultats numériques des calculs 3D est semblable aux observations expérimentales issues de cette référence [Chil-99]. Du point de vue quantitatif, la concordance est acceptable tenant compte des différences existantes entre le joint annulaire et le modèle de calcul (canal texturé).

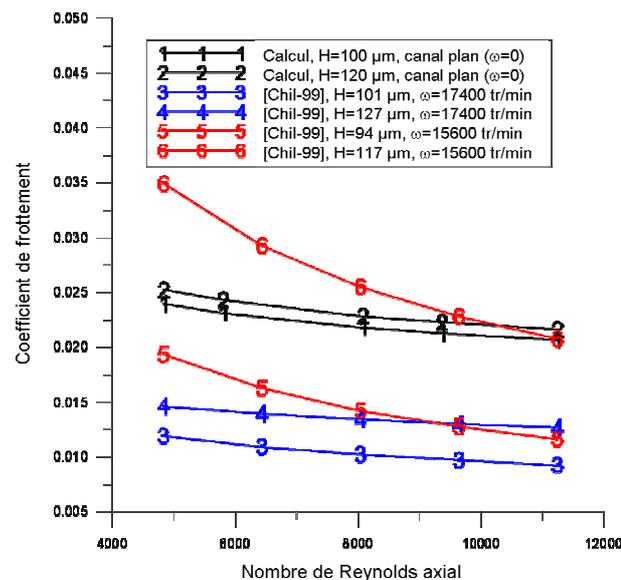


Figure 97: Comparaison entre les coefficients de frottement calculés et ceux mesurés par Childs et Fayolle

Les résultats présentés sur la Figure 94 sont donc validés. Rappelons que cette figure présente les coefficients de frottement sur le rotor et sur le stator en fonction du nombre de Reynolds et de l'entrefer, issus des calculs effectués pour des écoulements de Poiseuille ou de Couette. L'analyse des courbes obtenues nous permet de soulever plusieurs points importants :

1. Le coefficient de frottement du rotor est toujours inférieur au coefficient de frottement du stator, que ce soit pour un écoulement de Poiseuille ou pour un écoulement de

Couette. Ce résultat est dû au fait que les contraintes tangentielles au niveau de l'interface fluide S_5 (qui sépare l'écoulement principal dans l'entrefer de l'écoulement dans la texture) sont plus importantes que les contraintes pariétales.

2. Pour un même nombre de Reynolds, l'augmentation du jeu conduit à une augmentation du coefficient de frottement. Ceci est valable pour le rotor et le stator, et aussi bien pour l'écoulement de Poiseuille que pour l'écoulement de Couette.
3. Le coefficient de frottement sur le rotor est plus important dans le cas d'un écoulement de Poiseuille que dans le cas d'un écoulement de Couette. La tendance est inversée pour la surface du stator montrant ainsi que l'écoulement de Couette est plus sensible à la présence de la texture.

4.2.2 Calcul des contraintes de cisaillements

Les résultats numériques du paragraphe précédent ont montré que pour un joint annulaire texturé, le coefficient de frottement de la partie lisse (Rotor) est distinct de celui de la partie texturée (Stator). On cherche donc à exprimer le coefficient de frottement des parois lisses et texturées à l'aide d'une relation du type $f_i = a_i Re_i^{b_i}$ avec $Re_i = (\rho 2HU_i)/\mu$ où U_i représente la vitesse relative au rotor et au stator.

Si les coefficients a_i et b_i sont constants, ces résultats sont suffisants. Toutefois, les résultats présentés dans le paragraphe précédent ont montré que pour un même nombre de Reynolds, le coefficient de frottement augmente avec le jeu.⁶ Il résulte que les coefficients a_i et b_i ne sont plus constants mais doivent prendre en compte la modification du jeu. Par la suite ces coefficients seront approchés par des relations linéaires.

$$a_i = a_{i0} + a_{i1} \frac{H}{L} \quad , \quad b_i = b_{i0} + b_{i1} \frac{H}{L} \quad (\text{IV.1})$$

Un calcul par la méthode des moindres carrés a permis d'approcher le coefficient de frottement par des relations du type $f_i = a_i Re_i^{b_i}$ et de déterminer a_i et b_i . Les résultats sont présentés dans le tableau suivant.

⁶ C'est pour cette raison que les calculs 3D ont été effectués pour les mêmes nombres de Reynolds mais pour un jeu $H=120 \mu\text{m}$.

	Poiseuille				Couette			
	Rotor		Stator		Rotor		Stator	
Jeu, H	100 μm	120 μm	100 μm	120 μm	100 μm	120 μm	100 μm	120 μm
a	0.0732	0.0794	0.0433	0.0510	0.1053	0.1011	0.0819	0.0900
$a_0+a_1\cdot H/L$	$0.043 + 1.8\cdot H/L$		$0.003 + 2.4\cdot H/L$		$0.125 - 1.2\cdot H/L$		$0.042 + 2.4\cdot H/L$	
b	-0.2354	-0.2406	-0.1331	-0.1453	-0.3189	-0.3156	-0.1901	-0.1981
$b_0+b_1\cdot H/L$	$-0.205 - 1.8\cdot H/L$		$-0.073 - 3.6\cdot H/L$		$-0.334 + 0.9\cdot H/L$		$-0.15 - 2.4\cdot H/L$	

Tableau 1 : Coefficients de la loi de frottement modifiée

4.2.3 Prise en compte des effets d'inertie additionnels

La prise en compte de l'effet de traînée se fait en considérant le canal comme étant plan et en remplaçant la texture par son effet. L'équation de quantité de mouvement dans la direction de l'écoulement pour un canal texturé a été déduite dans le chapitre précédent (équation III.10). Elle est reprise ci-dessous pour le cas 3D :

$$-\frac{1}{\bar{S}_{Stator}} \int_{\bar{S}_{Stator}} \rho u_x u_y dS = -\frac{\partial P}{\partial x} H + \tau_{Rotor} - \tau_{Stator} \quad (IV.2)$$

$$\bar{S}_{Stator} = S_{Stator} + I_{1,2,3} \quad , \quad \bar{S}_{Rotor} = S_{Rotor}$$

Dans la configuration tridimensionnelle, S_{stator} représente la surface de la texture (du trou circulaire) qui remplace la longueur de la rainure utilisée dans l'analyse bidimensionnelle du chapitre précédent. Le terme d'inertie dû à la quantité de mouvement transférée à travers l'interface $T = - \int_{\bar{S}_{Stator}} \rho u_x u_y dS / \bar{S}_{Stator}$ est toujours positif et peut s'exprimer en introduisant un coefficient d'inertie ζ de telle sorte que :

$$T = \zeta \frac{\rho U_m^2}{2} = \frac{- \int_{\bar{S}_{Stator}} \rho u_x u_y dS}{\bar{S}_{Stator}} \quad (IV.3)$$

Estimation du coefficient d'inertie pour l'écoulement de Poiseuille

L'équation de conservation de la quantité de mouvement dans le cas d'un écoulement de Poiseuille s'écrit :

$$\zeta \frac{\rho U_m^2}{2} = -\frac{\partial P}{\partial x} H + \tau_{Rotor} - \tau_{Stator} \quad (IV.4)$$

Si on écrit les contraintes tangentielles et le gradient de pression sous forme adimensionnée, on obtient en multipliant l'équation (IV.4) par $4H/(\mu U_m)$:

$$\zeta Re = B_x - Re(f_{Rotor} + f_{Stator}) \quad (IV.5)$$

$$\tau_{Rotor} = -\frac{\rho U_m^2}{2} f_{Rotor} \quad (IV.6)$$

$$\tau_{Stator} = \frac{\rho U_m^2}{2} f_{Stator} \quad (IV.7)$$

$$B_x = -\frac{\partial P}{\partial x} \frac{(2H)^2}{\mu U_m} \quad (IV.8)$$

Pour un écoulement de Poiseuille dans un canal plan l'effet de traînée est absent $\zeta=0$, et cette équation s'écrit $B_x = Re(f_{Rotor} + f_{Stator})$. On remarque donc que les forces générées par le gradient de pression sont équilibrées par les forces de frottement sur les parois.

La

Figure 98 présente le coefficient d'inertie issu de l'effet de traînée estimé à partir de la relation (IV.5). La loi $\zeta(Re, H)$ exprimant la variation du coefficient d'inertie en fonction du nombre de Reynolds est obtenue en utilisant une méthode des moindres carrés.:

$$\zeta_{100\mu m} = \frac{0.0267}{Re^{0.18}}, \zeta_{120\mu m} = \frac{0.031}{Re^{0.1947}} \Rightarrow \zeta = \left(6.7 \cdot 10^{-3} + 1.2 \frac{H}{L}\right) Re^{-0.1113 - 4.17 \frac{H}{L}} \quad (IV.9)$$

Estimation du coefficient d'inertie pour l'écoulement de Couette

Pour un écoulement de Couette, le gradient de pression adimensionné B_x n'apparaît plus, et par suite, le coefficient d'inertie est estimé d'une manière plus rapide :

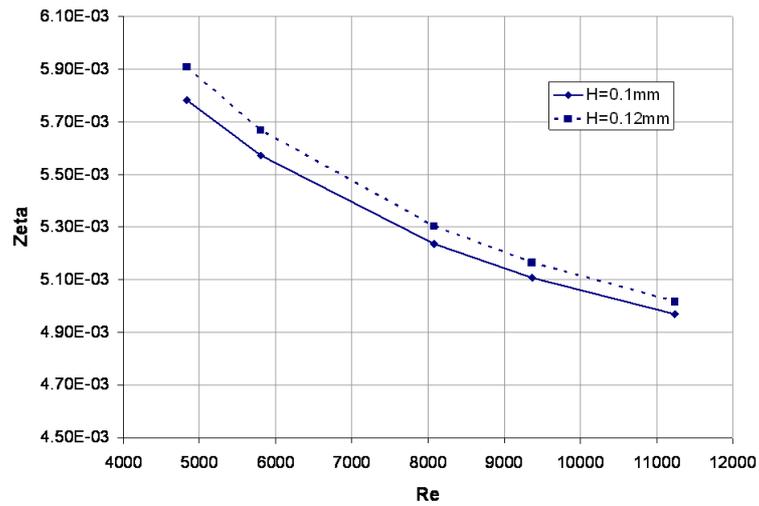


Figure 98 : Représentation de $\zeta(Re,H)$ pour l'écoulement de Poiseuille

$$\zeta = \frac{\tau_{Rotor} - \tau_{Stator}}{\frac{\rho U_m^2}{2}} \quad (IV.10)$$

La variation du coefficient d'inertie en fonction du nombre de Reynolds pour deux jeux différents est représentée sur la Figure 99.

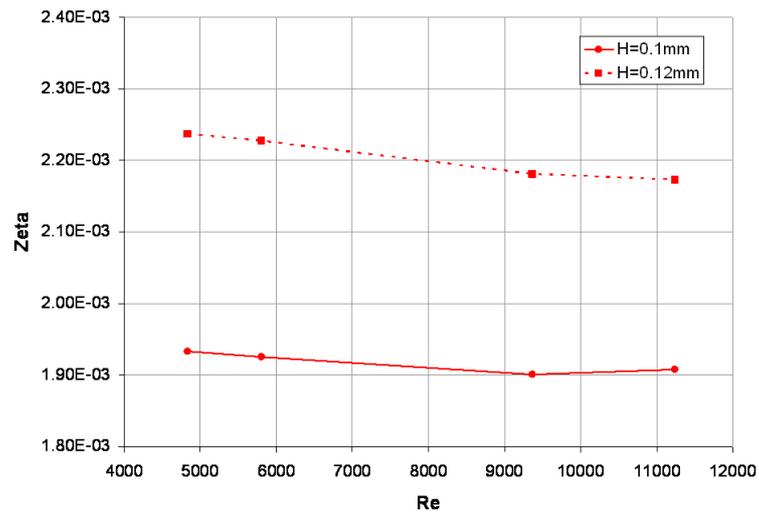


Figure 99 : Représentation de $\zeta(Re,H)$ pour l'écoulement de Couette

A partir de la variation de ζ en fonction de Re et de H , on peut écrire les relations suivantes :

$$\zeta_{100\mu m} = \frac{0.0023}{Re^{0.018}}, \zeta_{120\mu m} = \frac{0.0031}{Re^{0.037}} \Rightarrow \zeta = \left(-1.74 \cdot 10^{-3} + 0.24 \frac{H}{L} \right) Re^{0.074 - 5.511 \frac{H}{L}} \quad (IV.11)$$

4.3 Evaluation du débit de fuite et des coefficients dynamiques

4.3.1 Les équations du film mince avec des forces d'inertie

Les caractéristiques statiques (débit de fuite) et dynamiques (coefficients dynamiques) du joint annulaire sont estimées à l'aide de la solution numérique des équations du film mince en tenant compte des forces d'inertie [Argh-97]. Ces équations ont la forme suivante :

$$\frac{\partial H}{\partial t} + \frac{\partial(HU_x)}{\partial x} + \frac{\partial(HU_z)}{\partial z} = 0 \quad (IV.12)$$

$$\rho \left[\frac{\partial(HU_x)}{\partial t} + \frac{\partial(HU_x U_x)}{\partial x} + \frac{\partial(HU_x U_z)}{\partial z} \right] = -H \frac{\partial P}{\partial x} + \tau_{Rx} - \tau_{Sx} - T_x \quad (IV.13)$$

$$\rho \left[\frac{\partial(HU_z)}{\partial t} + \frac{\partial(HU_z U_x)}{\partial x} + \frac{\partial(HU_z U_z)}{\partial z} \right] = -H \frac{\partial P}{\partial z} + \tau_{Rz} - \tau_{Sz} - T_z \quad (IV.14)$$

Dans une modélisation du type film mince (avec ou sans forces d'inertie) l'allure du profil de vitesse n'intervient pas dans le calcul et seules les contraintes pariétales sont prises en compte. Les termes sources des équations du film mince présentées ci-dessus ont été complétées avec les effets de traînée $T_{x,z}$ introduits dans le chapitre précédent.

$$T_x = -\frac{1}{S_5} \int_{S_5} \rho u_x u_y dS, \quad T_z = -\frac{1}{S_5} \int_{S_5} \rho u_z u_y dS \quad (IV.15)$$

Les contraintes pariétales sont données selon la loi de Hirs :

$$\tau_S = \frac{\rho U_S^2}{2} f_S, \quad \tau_R = \frac{\rho U_R^2}{2} f_R \quad (IV.16)$$

$$U_S = \sqrt{U_x^2 + U_z^2}, \quad U_R = \sqrt{U_x^2 + (U_z - R\omega)^2}$$

En faisant l'hypothèse que les contraintes tangentielles dans les directions axiale (X) et circonférentielle (Z) se décomposent comme les composantes de la vitesse, il résulte :

$$\tau_{Sx} = \tau_S \frac{U_x}{U_S} = \frac{\rho U_S U_x}{2} f_S \quad (\text{IV.17})$$

$$\tau_{Sz} = \tau_S \frac{U_z}{U_S} = \frac{\rho U_S U_z}{2} f_S \quad (\text{IV.18})$$

$$\tau_{Rx} = \tau_R \frac{U_x}{U_R} = \frac{\rho U_R U_x}{2} f_R \quad (\text{IV.19})$$

$$\tau_{Rz} = \tau_R \frac{U_z - R\omega}{U_R} = \frac{\rho U_R (U_z - R\omega)}{2} f_R \quad (\text{IV.20})$$

L'effet de traînée est décrit d'une manière similaire aux contraintes pariétales :

$$T_x = \zeta \frac{\rho U_m U_x}{2} \quad , \quad T_z = \zeta \frac{\rho U_m U_z}{2} \quad , \quad U_m = \sqrt{U_x^2 + U_z^2} \quad (\text{IV.21})$$

4.3.2 Rôle mutuel des écoulements de Couette et de Poiseuille

L'écoulement dans un joint annulaire est caractérisé par l'existence simultanée des écoulements de Poiseuille et de Couette. Les simulations numériques bidimensionnelles présentées dans le chapitre précédent ont permis de montrer la faculté de superposition des cisaillements pariétaux et de l'effet de traînée dans le cas d'une combinaison des écoulements de Couette et de Poiseuille selon une même direction. Dans le cas général où le joint est excentré et le rotor a une vitesse non nulle, l'écoulement à un caractère tridimensionnel et les effets de Poiseuille et de Couette sont orientés arbitrairement. Une loi de composition similaire à la loi bidimensionnelle présentée dans le chapitre précédent n'est pas aisée à exprimer ou n'existe peut-être pas pour l'écoulement tridimensionnel.

Une solution intermédiaire a été adoptée. Ainsi, l'écoulement axial dans un joint annulaire est dominé par un gradient de pression entre la section d'entrée et la section de sortie. L'écoulement circonférentiel est dominé par un effet de Couette dû à l'entraînement du fluide par le rotor mais auquel se superpose l'effet d'un gradient circonférentiel de pression issu de l'excentricité de l'arbre. Généralement, l'effet du gradient circonférentiel de pression est plus faible que l'effet du gradient axial. Il est alors justifié de considérer que dans un joint

annulaire, les contraintes pariétales dans la direction axiale sont engendrées par le gradient de pression entre la section d'entrée et la section de sortie (effet de Poiseuille) tandis que les contraintes dans la direction circonférentielle sont engendrées par la rotation de l'arbre (effet de Couette).

Les relations proposées par Hirs peuvent alors être adaptées pour prendre en compte la différence existant entre le coefficient de frottement provenant d'un écoulement de Poiseuille (direction X) et celui engendré par un écoulement de Couette (direction Z). Le couplage entre les deux contraintes est assuré par l'utilisation de la vitesse résultante U_R et U_S (par rapport au rotor et au stator) dans le calcul du nombre de Reynolds.

$$\tau_{Sx} = \frac{\rho U_S U_x}{2} f_{Stator}^{Poiseuille} \quad (IV.22)$$

$$\tau_{Sz} = \frac{\rho U_S U_z}{2} f_{Stator}^{Couette} \quad (IV.23)$$

$$\tau_{Rx} = \frac{\rho U_R U_x}{2} f_{Rotor}^{Poiseuille} \quad (IV.24)$$

$$\tau_{Rz} = \frac{\rho U_R (U_z - R\omega)}{2} f_{Rotor}^{Couette} \quad (IV.25)$$

$$U_S = \sqrt{U_x^2 + U_z^2}, \quad U_R = \sqrt{U_x^2 + (U_z - R\omega)^2}$$

La même hypothèse est utilisée pour l'estimation de l'effet de traînée :

$$T_x = \zeta^{Poiseuille} \frac{\rho \sqrt{U_x^2 + U_z^2} U_x}{2}, \quad T_z = \zeta^{Couette} \frac{\rho \sqrt{U_x^2 + U_z^2} U_z}{2} \quad (IV.26)$$

où la vitesse moyenne U_m a été estimée comme étant la vitesse du fluide par rapport au stator, U_S .

4.3.3 Discussion des coefficients dynamiques

Les résultats obtenus avec la modélisation décrite précédemment sont exposés sur les figures suivantes (Figure 100 à Figure 103). Les quatre graphiques présentent les valeurs suivantes des coefficients dynamiques et du débit de fuite :

- Les valeurs mesurées par Childs et Fayolle [Chil-99] et marqués par le chiffre 1.
- Les coefficients dynamiques calculés à l'aide de la loi de Blasius (parois lisses) et marqués par les chiffres 2, 3 ou 4. La vitesse circonférentielle dans la section d'entrée du joint (vitesse de prérotation) n'a pas été mesurée par Childs et Fayolle et il est donc nécessaire de l'estimer. Les résultats obtenus pour la loi de Blasius ont été calculés pour trois valeurs de la vitesse de prérotation, 0, 0.25 et 0.5. Les figures montrent que la prérotation n'a aucun effet sur la raideur directe ni sur l'amortissement direct, mais présente une grande influence sur la raideur croisée et l'amortissement croisé. L'expérience acquise après avoir analysé plusieurs séries de résultats obtenus sur le même banc d'essais a permis de choisir une valeur de référence pour la prérotation de 0.25. Cette valeur a été gardée constante pour tous les calculs effectués pour un stator texturé.
- Les coefficients obtenus à l'aide des lois de frottement déduites des calculs Navier Stokes dans le canal texturé (marqués par des chiffres allant de 5 à 8) . Les lois de frottement présentées dans les paragraphes précédents ont été successivement utilisées afin de vérifier la validité de l'hypothèse "ad hoc" déjà exposée qui suppose que l'écoulement axial dans le joint annulaire est dominé par un écoulement de Poiseuille et que l'écoulement circonférentiel obéit à une loi de frottement issue d'un écoulement de Couette. Ainsi les coefficients dynamiques ont été calculés en considérant que le coefficient de frottement provient dans un premier temps uniquement d'un écoulement de Poiseuille, ensuite uniquement d'un écoulement de Couette, et enfin d'une combinaison des deux.

L'analyse des courbes permet de noter que :

1. Les valeurs des raideurs directe et croisée ainsi que l'amortissement croisé obtenus en utilisant $f_{Stator,Rotor}^{Couette}$ (marqués par le chiffre 6) montrent une très légère amélioration par rapport aux résultats obtenus pour la loi de Blasius (parois lisses).
2. L'utilisation de la loi de frottement issue d'un écoulement de Poiseuille, $f_{Stator,Rotor}^{Poiseuille}$ (résultats marqués par le chiffre 5) apporte une amélioration sensible aux valeurs des raideurs directe et croisée et de l'amortissement croisé.
3. L'emploi de la loi de frottement issue du couplage des deux contraintes montre une très légère amélioration des résultats (marqués par le chiffre 7) par rapport à l'utilisation simple de la loi issue de l'écoulement de Poiseuille ou de Couette.

L'effet d'inertie additionnel dû à la présence de la texture a une importance non négligeable mais pas prépondérante.

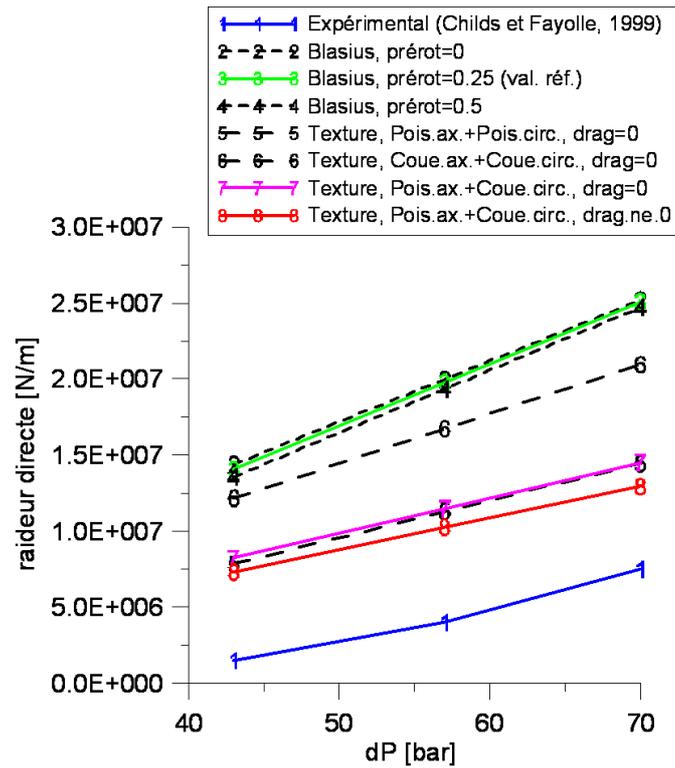


Figure 100 : Comparaison entre la raideur directe prédite numériquement et mesurée expérimentalement

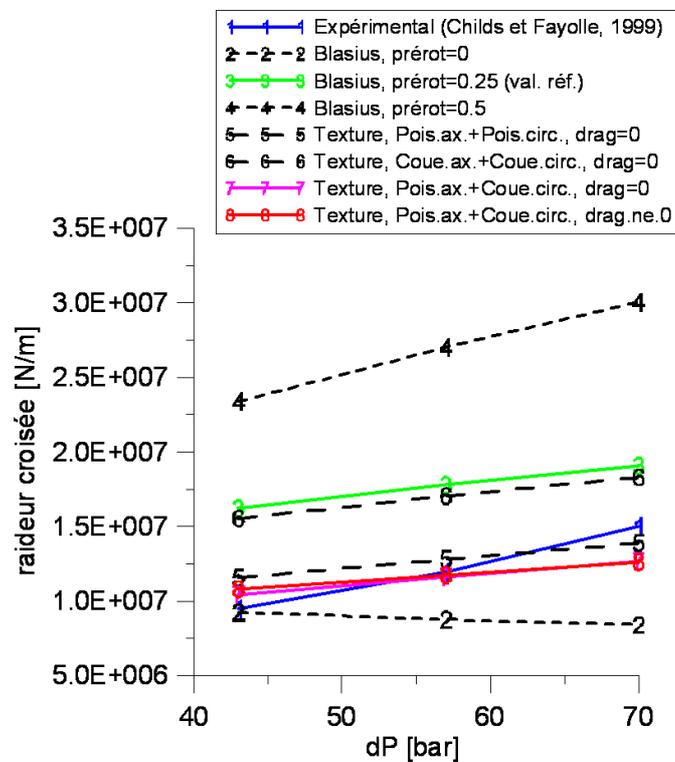


Figure 101 : Comparaison entre la raideur croisée prédite numériquement et mesurée expérimentalement

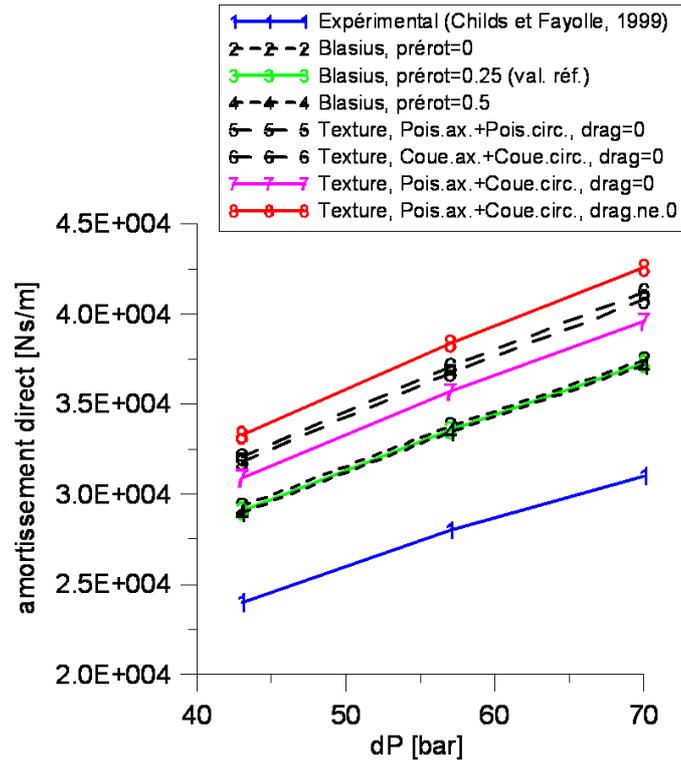


Figure 102 : Comparaison entre l'amortissement direct prédit numériquement et mesuré expérimentalement

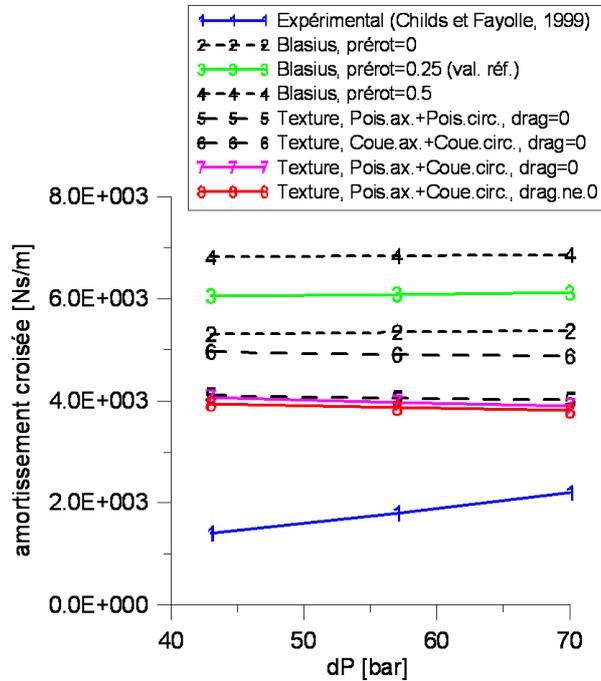


Figure 103 : Comparaison entre l'amortissement croisé prédit numériquement et mesuré expérimentalement

Dans une première phase cet effet a donc été négligé (résultats repérés par les chiffres 5, 6 et 7). Les résultats marqués par le chiffre 8 présentent l'effet supplémentaire apporté par le terme de traînée introduit dans les équations du film mince comme un terme source. Cette dernière série de résultats montre une légère amélioration des coefficients de raideur directe et d'amortissement croisé et une détérioration de l'amortissement direct. L'effet d'inertie dû à la présence de la texture sur le stator n'a aucune influence sur la raideur croisée.

Remarque :

La surestimation des coefficients d'amortissement calculés est difficile à expliquer. Cette surestimation apparaît systématiquement lorsqu'on compare les coefficients d'amortissement calculés avec les résultats des mesures effectuées par le même groupe d'auteurs pour des joints annulaires lisses. De plus, la surestimation est obtenue en utilisant plusieurs codes de calcul basés sur le modèle du film mince avec des forces d'inertie mais uniquement pour des vitesses de rotation élevées (de l'ordre de 10^4 tr/min).

Une des explications possibles serait le fait que les équations du film mince ne prennent pas en compte certains effets qui deviennent importants pour des fréquences de rotation et d'excitation élevées. Pour les transmissions hydrauliques, il est connu que même pour un fluide incompressible, les effets de compressibilité peuvent jouer un certain rôle dans des évolutions caractérisées par des échelles de temps très courtes. En lubrification, les paliers et les butées hydrostatiques prévus avec des poches de grandes dimensions pouvant emmagasiner un volume important de fluide peuvent avoir des caractéristiques dynamiques influencées par de valeurs très élevées de la fréquence d'excitation.

Les équations du film mince avec prise en compte des forces d'inertie ont été complétées pour tenir compte du volume de fluide enfermé dans la texture et de la compressibilité due au régime vibratoire (Annexe 1). Les résultats obtenus avec cet effet correcteur n'ont pas montré une modification des coefficients dynamiques pour des excitations comprises entre 0 et la fréquence synchrone. Les valeurs très élevées de la compressibilité $B = \rho(\partial p / \partial \rho)_T$ (autour de $2 \cdot 10^9$ Pa pour l'eau à 57.5°C) expliquent ce résultat.

4.3.4 Débit de fuite

Aucune information précise sur le débit n'est donnée dans la publication de Childs et Fayolle, et la Figure 104 présente uniquement le débit de fuite calculé à partir des modèles théoriques (la loi de Blasius et les nouvelles lois de frottement).

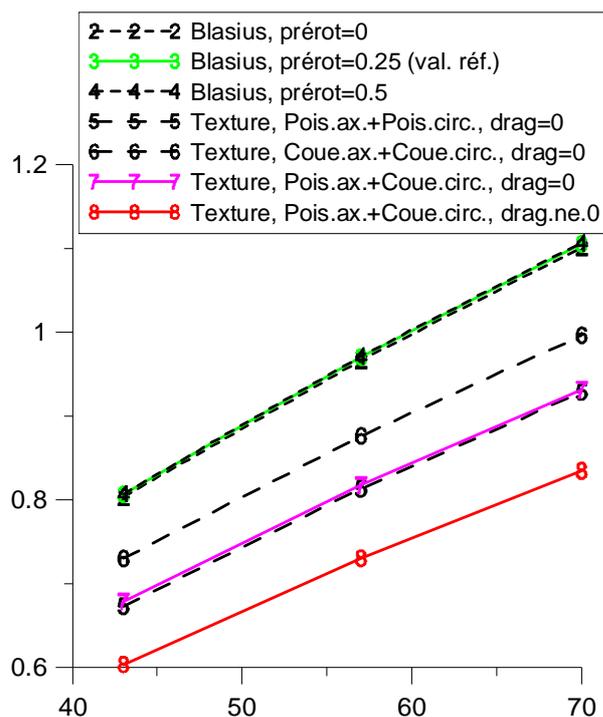


Figure 104 : Comparaison entre les débits de fuite prédits numériquement

Comme attendu, le coefficient de prérotation n'a aucune influence sur le débit de fuite. Ensuite l'utilisation des coefficients de frottement issus de l'écoulement de Poiseuille pour la direction axiale mène à des débits de fuite plus faibles. La modélisation finale adoptée et marquée par le chiffre 8 sur la Figure 104 montre une diminution de 30% du débit de fuite pour un joint annulaire texturé par rapport au même joint lisse. Par ailleurs, la seule information fournie par l'étude de Childs et Fayolle sur le débit de fuite est le fait que les valeurs du débit du joint texturé sont seulement de 8% inférieures aux mesures effectuées pour le joint lisse. Cette information est à prendre avec précaution car le résultat de 8% est en contradiction avec d'autres résultats expérimentaux publiés aussi bien par les mêmes auteurs que par d'autres chercheurs. Par exemple aussi bien Childs [Chil-89] qu'Iwatsubo [Iwat-90] ont mesuré des valeurs du débit du joint annulaire texturé inférieures de 30% aux résultats obtenus pour le même joint lisse. Cette observation renforce la confiance dans les résultats présentés sur la Figure 104.

Ce chapitre nous a permis de montrer à l'aide de simulations 3D que les coefficients de frottement sur le rotor et le stator sont différents et augmentent avec le jeu. Ce résultat, ainsi que l'effet de traînée, a été pris en compte dans la modification des équations du film mince. Une attention particulière a été apportée au fait que les lois de frottement sur le rotor et

le stator sont calculées indépendamment. Il a été supposé que l'écoulement dans le sens circonférentiel (respectivement dans le sens axial) est dominé par l'écoulement de Couette (respectivement de Poiseuille) et que le cisaillement à la paroi était calculé en conséquence. La comparaison des coefficients dynamiques calculés avec les valeurs obtenues expérimentalement a montré que l'ensemble de ces hypothèses permet d'améliorer le calcul du comportement du joint.

Conclusion et Perspectives

La caractérisation du comportement dynamique des joints est un enjeu majeur pour le dimensionnement des machines. De nombreux travaux ont montré qu'un stator texturé joue un rôle important sur l'amélioration du comportement statique et dynamique d'un joint annulaire. La texture de type nid d'abeilles permet la diminution du débit de fuite et l'amélioration de la stabilité de l'arbre (diminution du coefficient de raideur croisée). La fabrication des nid-d'abeilles est complexe et des études ont montré qu'une texture composée de trous cylindriques permet d'améliorer à moindre coût les caractéristiques de tels joints. La présence de la texture augmente la résistance hydraulique du joint, mais les phénomènes qui entraînent la modification des caractéristiques dynamiques sont assez mal connus. Les modèles actuels de caractérisation du comportement du joint sont basés sur des modifications *ad hoc* de la loi de frottement de la partie texturée au sein des équations du film mince, mais la comparaison des résultats expérimentaux et numériques montre des différences sensibles.

Le travail présenté dans ce mémoire consiste en l'étude d'un écoulement turbulent dans un joint annulaire texturé de type trous cylindriques, à partir de la résolution des équations complètes de Navier Stokes. Le but est l'adaptation des modèles mathématiques du film mince pour la prise en compte des surfaces texturées. L'épaisseur de film étant très faible devant le rayon de l'arbre, l'étude a été réalisée pour un joint développé. La surface texturée d'un joint annulaire est constituée normalement de centaines ou de milliers de cellules disposées d'une manière régulière. Le caractère périodique de la surface texturée a permis de se focaliser sur une partie du domaine en utilisant des conditions aux limites périodiques et symétriques. L'écoulement tridimensionnel étant par nature très complexe, une première approche bidimensionnelle numérique et expérimentale s'est avérée nécessaire pour la compréhension des caractéristiques de l'écoulement en présence d'une surface texturée.

L'analyse du bilan de quantité de mouvement dans un canal texturé bidimensionnel « équivalent » a montré qu'il apparaissait de nouveaux effets par rapport à un bilan de quantité de mouvement dans un joint lisse. Le premier effet est un échange de quantité de mouvement entre l'écoulement principal et la cavité, traduit par une force de traînée. Les simulations ont montré que cet effet est plus important dans le cas d'un écoulement de type Poiseuille que dans le cas d'un écoulement de type Couette. Le second effet qui apparaît est celui lié au cisaillement turbulent présent dans la couche de mélange s'établissant au niveau

de la partie supérieure de la cavité usinée sur le stator. En raison du très faible jeu, cet effet modifie également le frottement sur le rotor lisse. Lorsque l'on combine les écoulements de Couette et de Poiseuille, comme c'est le cas dans un joint réel, on note que sur le stator le cisaillement turbulent est toujours plus important que le cisaillement pariétal. Enfin, la superposition des écoulements bidimensionnels de Couette et de Poiseuille peut se faire en imposant les conditions aux limites simultanément ou en additionnant les résultats des simulations des écoulements séparés.

Les mesures expérimentales ont permis la compréhension approfondie de l'écoulement de Couette bidimensionnel et la validation des simulations 2D. Cette étude étant une des premières activités des laboratoires d'accueil sur les surfaces texturées, la conception et la réalisation d'un banc d'essais original à une plus grande échelle ont été réalisées au cours de la thèse dans le but de montrer la faisabilité de mesures de vitesses dans les films minces. L'installation est constituée d'une roue (le rotor) et d'un patin fixe (le stator), enfermés dans une cuve pleine d'eau. Le patin fixe comporte des rainures espacées régulièrement et de forme similaire au modèle 2D. La modularité du stator a été prise en compte afin de permettre, à plus long terme, d'effectuer des mesures pour différents types de textures. Le montage a permis de réaliser des mesures de champs de vitesses instantanés par P.I.V. dans l'entrefer et au sein des cavités. Ces mesures ont permis de mettre en évidence des effets de frottements très importants qui ont lieu dans la couche de mélange située à l'interface entre le film délimité par l'entrefer et la cavité. La comparaison des résultats expérimentaux aux résultats numériques a montré une bonne concordance, tant au niveau des vitesses résultantes simulées dans le film mince, qu'au niveau des grandeurs fluctuantes dans la couche de mélange. Il est à souligner que des difficultés importantes ont dû être dépassées afin de pouvoir mesurer avec précision les vitesses dans un jeu aussi faible (1 mm) et à des nombres de Reynolds élevés (jusqu'à 10^4).

Comme il été dit précédemment, l'approche bidimensionnelle a permis la mise en avant de la modification importante des lois de frottements sur le rotor et le stator. Des simulations de l'écoulement tridimensionnel basées sur des conditions de fonctionnement réalistes ont ensuite permis d'extraire les données nécessaires à la modification de ces lois de frottements. Le premier point de la nouvelle modélisation est de calculer séparément les lois pour le rotor et le stator, contrairement aux anciens modèles qui ne pouvaient dissocier les deux. Le second point est la prise en compte de la variation de l'épaisseur du film pour le calcul des coefficients des lois de frottements. Enfin, l'effet de traînée est considéré comme un terme source dans les équations du film mince. Les calculs montrent une amélioration des

résultats pour les coefficients de raideur directe, de raideur croisée et d'amortissement direct, avec cependant une surestimation de ce dernier.

L'étude réalisée a permis de valider la démarche de modification du code film mince pour une texture constituée de trous cylindriques couvrant environ 50% de la surface du stator. D'autres textures (trous peu profonds, alésages triangulaires, etc...) avec différentes densités devraient être analysées afin de finaliser cette validation. Le caractère évolutif du banc d'essais et plus particulièrement du stator permettrait d'approfondir cette voie en modifiant l'usinage réalisé sur cette partie. Outre le changement du type de texture, la superposition d'un gradient de pression à l'écoulement de Couette est possible en inclinant légèrement le stator par rapport à la roue, reproduisant ainsi le phénomène de « coin d'huile » rencontré dans un palier.

D'un point de vue numérique, les valeurs calculées à partir du nouveau modèle ne permettent pas encore de prédire parfaitement les coefficients dynamiques mesurés expérimentalement. Cette différence souligne un manque qui est certainement dû à la non prise en compte de certains phénomènes liés à la présence de la texture. Pour compléter ce travail, il serait intéressant d'essayer d'inclure un phénomène de génération de pression ayant déjà été signalé dans d'autres études numériques, mais qui n'a jamais été validé expérimentalement. Cet effet de portance inattendu serait due à l'interaction de l'écoulement de Couette avec la texture et apparaîtrait alors que les deux parois du canal sont parallèles. En équipant le stator de capteurs de pression, il serait alors possible de savoir si cet effet n'est qu'un artefact numérique ou un effet hydrodynamique réel. La validation des simulations 3D serait aussi une perspective intéressante afin de vérifier le bien-fondé des données extraites.

Annexe 1

Cette annexe présente les équations du film mince avec la prise en compte du volume de fluide enfermé dans les textures et de sa compressibilité.

Dans le cas du stator texturé, il faut prendre en compte le fait que le régime de fonctionnement dynamique (vibratoire) du joint annulaire peut générer un échange de masse et de quantité de mouvement entre le film mince et la texture. Cet échange est caractérisé par une vitesse radiale à l'interface entre le film mince et la texture. La vitesse radiale peut être estimée facilement si on néglige toute quantité de mouvement dans la texture. Dans ce cas, l'équation de continuité dans la texture s'écrit :

$$\rho V = H_d \frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (\text{A.1})$$

Cette relation exprime que le transfert de masse (et donc la vitesse radiale) entre la texture et le film mince n'est possible que si la compressibilité du fluide est prise en compte. De plus, la vitesse radiale est non nulle uniquement dans le cas du régime vibratoire, $\partial/\partial t \neq 0$.

Pour un fluide incompressible, la variation de la densité est exprimée à l'aide du coefficient de compressibilité :

$$B = \rho \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_T \quad (\text{A.2})$$

ce qui revient à écrire :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{\rho}{B} \frac{\partial P}{\partial t} \quad (\text{A.3})$$

La compressibilité a généralement des valeurs très élevées, par exemple pour l'eau et l'huile $B \approx 1.5 \text{K} 2.3 \cdot 10^9 \text{ Pa}$. Ceci explique pourquoi ces effets de compressibilité ne peuvent être importants que pour des fréquences très élevées ou des échelles de temps très faibles ($|\partial/\partial t| \gg 1$). La vitesse radiale est alors :

$$V = \frac{H_d}{B} \frac{\partial P}{\partial t} \quad (\text{A.4})$$

où ρ et P sont la densité et la pression qui règnent dans la texture. En accord avec les hypothèses du film mince, il est supposé que la pression dans la texture est constante selon la direction radiale et sa valeur est égale à celle dans le film.

Les équations de continuité et de quantité de mouvement du film mince avec des forces d'inertie sont alors réécrites en prenant en compte la vitesse transversale au niveau de la texture.

$$\frac{\partial(\rho H)}{\partial t} + \rho \frac{\partial(HU)}{\partial x} + \rho \frac{\partial(HW)}{\partial z} + \rho V = 0 \quad (\text{A.5})$$

$$\frac{\partial(\rho HU)}{\partial t} + \rho \frac{\partial(HUU)}{\partial x} + \rho \frac{\partial(HWU)}{\partial z} + \rho UV = -H \frac{\partial P}{\partial x} + \tau_{Rx} - \tau_{Sx} - T_x \quad (\text{A.6})$$

$$\frac{\partial(\rho HW)}{\partial t} + \rho \frac{\partial(HUW)}{\partial x} + \rho \frac{\partial(HWW)}{\partial z} + \rho WV = -H \frac{\partial P}{\partial z} + \tau_{Rz} - \tau_{Sz} - T_z \quad (\text{A.7})$$

Il a été également supposé que les effets de compressibilité sont associés uniquement aux effets vibratoires. En remplaçant alors la vitesse radiale au niveau de la texture on obtient les équations du film mince avec un seul terme de correction pour prendre en compte la compressibilité du fluide en régime vibratoire.

$$\frac{\partial(\rho H)}{\partial t} + \rho \frac{\partial(HU)}{\partial x} + \rho \frac{\partial(HW)}{\partial z} + (H + H'_d) \frac{\rho}{B} \frac{\partial P}{\partial t} = 0 \quad (\text{A.8})$$

$$\frac{\partial(\rho HU)}{\partial t} + \rho \frac{\partial(HUU)}{\partial x} + \rho \frac{\partial(HWU)}{\partial z} + (H + H'_d) \frac{\rho}{B} \frac{\partial P}{\partial t} U = -H \frac{\partial P}{\partial x} + \tau_{Rx} - \tau_{Sx} - T_x \quad (\text{A.9})$$

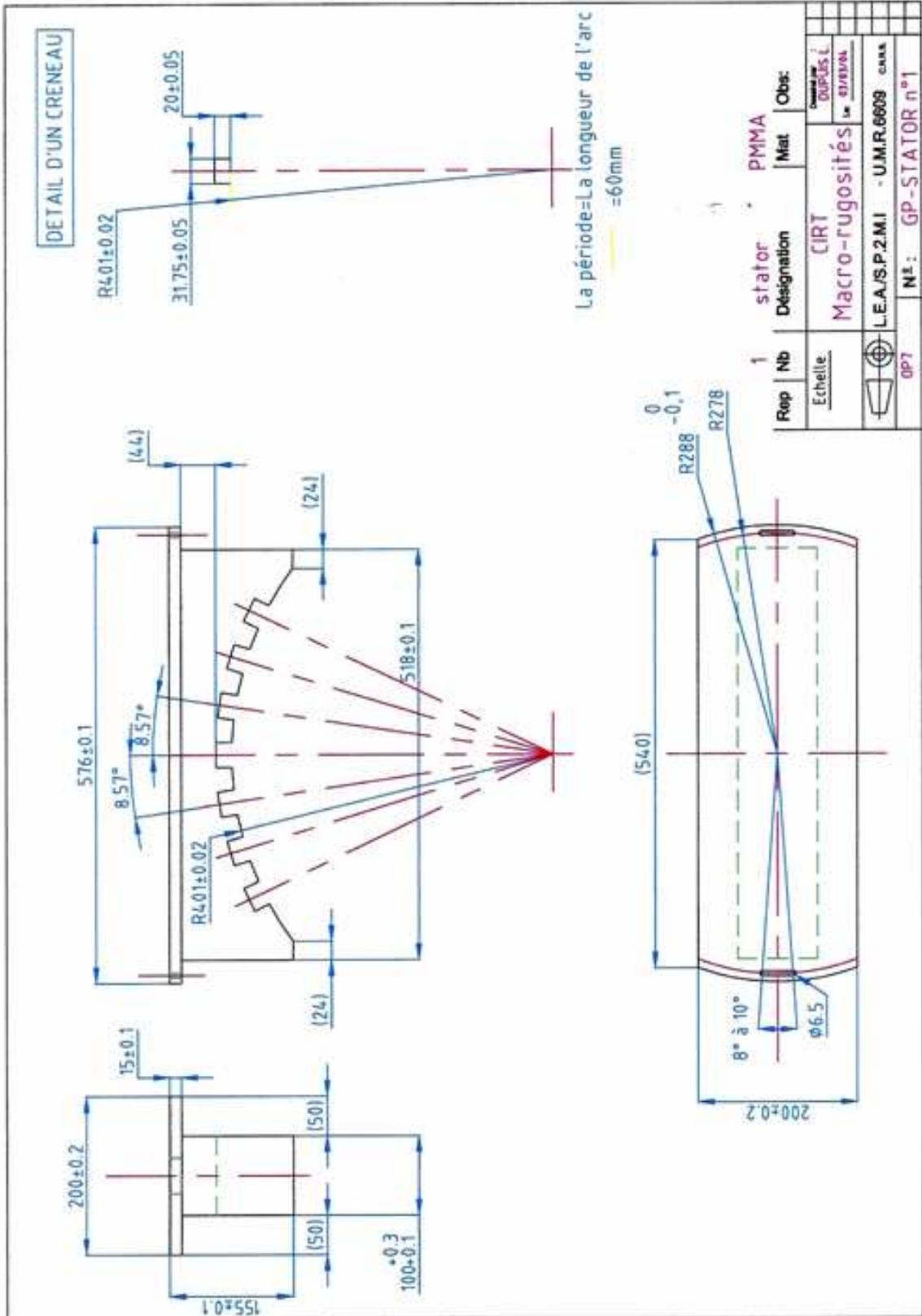
$$\frac{\partial(\rho HW)}{\partial t} + \rho \frac{\partial(HUW)}{\partial x} + \rho \frac{\partial(HWW)}{\partial z} + (H + H'_d) \frac{\rho}{B} \frac{\partial P}{\partial t} W = -H \frac{\partial P}{\partial z} + \tau_{Rz} - \tau_{Sz} - T_z \quad (\text{A.10})$$

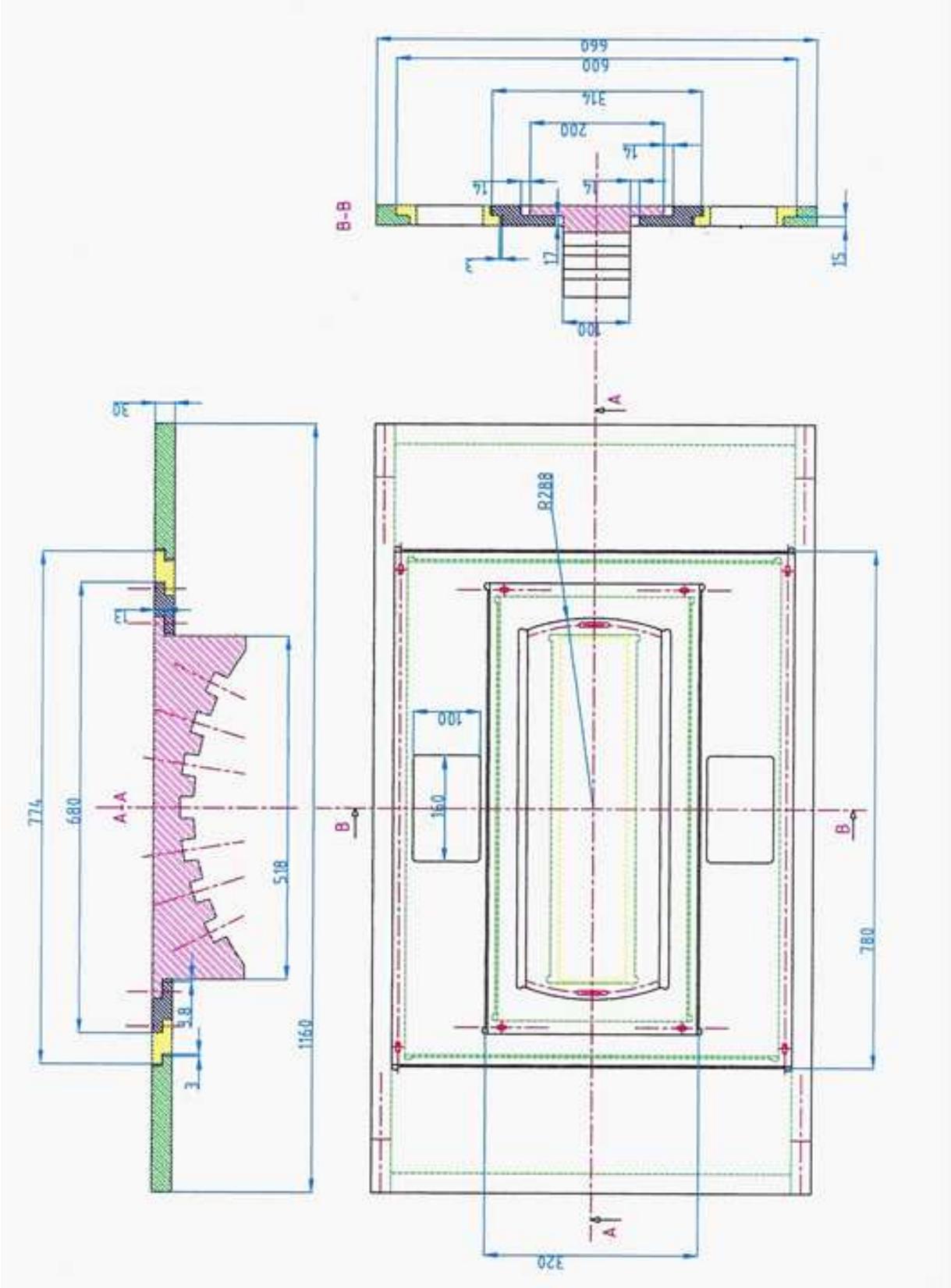
La profondeur de la texture a été modifiée afin de tenir compte que celle-ci n'occupe pas toute la surface du film mince.

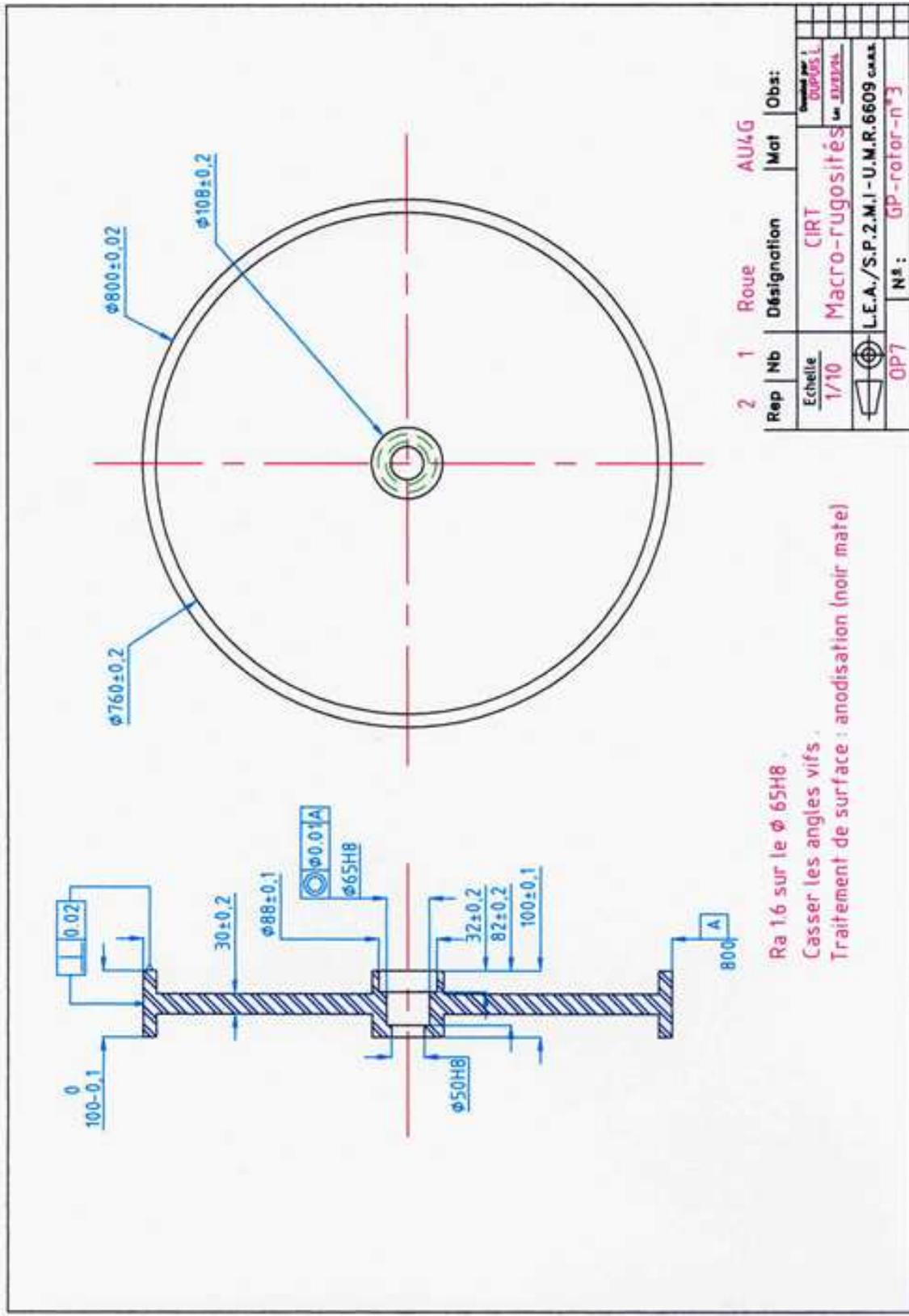
$$H'_d = \frac{S_{texture}}{S_{totale}} H_d \quad (\text{A.11})$$

où $S_{totale} = \pi LD$ est la surface totale du joint développé et $S_{texture}$ est la surface de la texture seule.⁷

⁷ Le volume total de fluide dans le joint annulaire est $HS_{totale} + H_d S_{texture}$.







Annexe 3

Cette annexe complète la description des différents composants du banc d'essais expérimental présenté dans le chapitre 2.

L'ensemble roue + arbre est entraîné par un système moteur+réducteur+poulie, permettant ainsi d'accroître la puissance transmise par le moteur. Le moteur est relié au réducteur par un accouplement élastique. Les caractéristiques techniques du système d'entraînement sont les suivantes :

Moteur

Couple maximum : 67 N.m

Ampérage maxi : 22 A

Vitesse de rotation maxi : 2700 tr/min

Réducteur

Couple admissible : 100 N.m

Coef de réduction : 2.8

Ensemble courroie-poulie

Diamètre de la petite poulie : 132 mm

Diamètre de la grande poulie : 400 mm

Type de courroie : trapézoïdale

Longueur courroie : 1900 mm

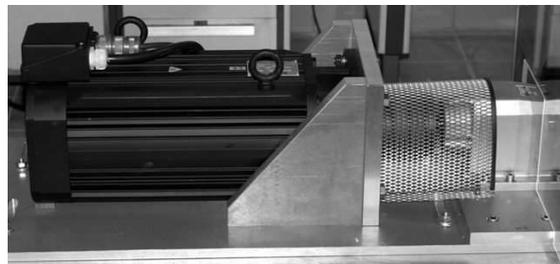


Figure 105 : Moteur accouplé au réducteur

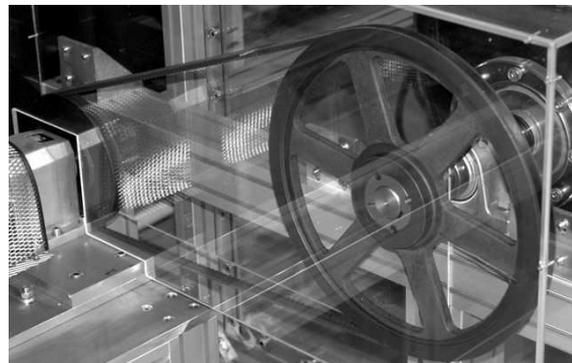


Figure 106 : Transmission par poulies

Les châssis supportant la cuve et les paliers ont été réalisés à l'aide d'un assemblage de barres profilées en aluminium anodisé (norme AFNOR : 6060) distribuées par la société NORCAN. Ce système a permis d'assurer une plus grande précision d'assemblage qu'un châssis en mécano soudé par exemple.

Châssis paliers

Longueur : 1530 mm

Largeur : 1000 mm

Hauteur : 610 mm

Châssis cuve

Longueur : 1250 mm

Largeur : 750 mm

Hauteur : 885 mm

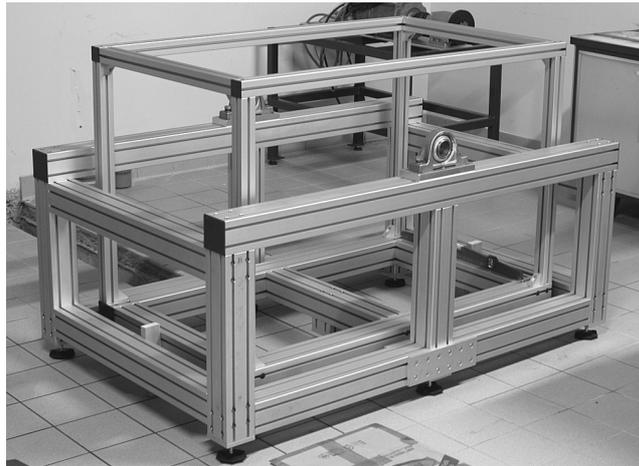


Figure 107 : Châssis supportant les paliers et la cuve

La roue est le cœur du dispositif. Usinée dans un alliage d'aluminium (AU2GN), elle a subi un traitement chimique d'anodisation pour éviter toute corrosion. L'arbre est en inox et la liaison avec la roue est assurée par un assembleur expansible, permettant ainsi le centrage des deux pièces l'une par rapport à l'autre. L'arbre est guidé par deux paliers à roulement auto centreur.

Roue

Largeur : 100 mm

Diamètre intérieur : 108 mm

Diamètre extérieur : 800 mm

Masse : 52kg

Arbre

Longueur : 1100 mm

Diamètre au niveau de la roue : 50 mm

Diamètre au niveau des paliers : 40 mm

Masse : 17 kg



Figure 108 : Roue et assembleur expansible

La cuve est elle aussi l'un des éléments principaux du montage. Réalisée dans un matériaux transparent type PMMA, chaque face est amovible, et une fois assemblée la partie supérieure a été surfacée afin de respecter au mieux les cotes fixées.

Pour permettre le passage de l'arbre au travers des deux parois latérales de la cuve, deux alésages volontairement surdimensionnés ont été effectués. Sur ces deux ouvertures ont

été assemblés des flasques d'étanchéités permettant ainsi de contrôler au mieux le diamètre de passage (Figure 109).

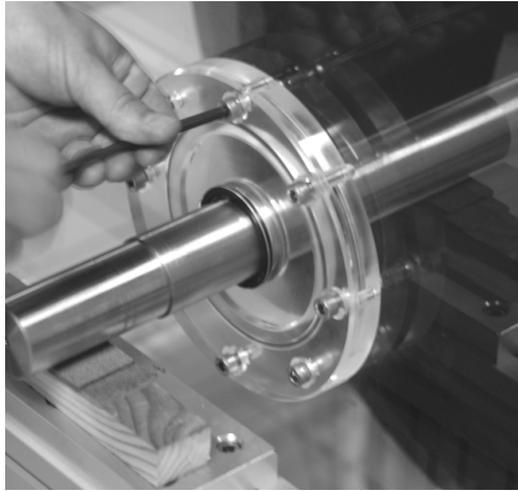


Figure 109 : Flasque d'étanchéité

L'étanchéité au niveau du perçage dans les flasques est assurée par une paire de joints à lèvres.

Cuve

Epaisseur des panneaux : 30 mm

Longueur : 1100 mm

Largeur : 610 mm

Hauteur : 1000 mm

Masse à vide : 175 kg

Masse remplie d'eau: 823 kg



Figure 110 : Cuve en plexiglas

Le couvercle de la cuve est constitué d'un ensemble de trois panneaux de plexiglas pouvant coulisser les uns dans les autres. Grâce à ce système de glissière, les déplacements dans le plan sont assurés selon deux degrés de liberté. Au centre de ces panneaux se trouve le stator. Cet élément est complètement interchangeable, ce qui fournit au montage une modularité supplémentaire. Il possède un degré de liberté en rotation et est entièrement transparent pour permettre un accès optique à travers sa partie supérieure.

Stator

Hauteur en extrémité : 140 mm

Hauteur au centre : 44 mm

Largeur : 100 mm

Longueur : 518 mm

Rayon : 401 mm

Nombre de créneaux : 7

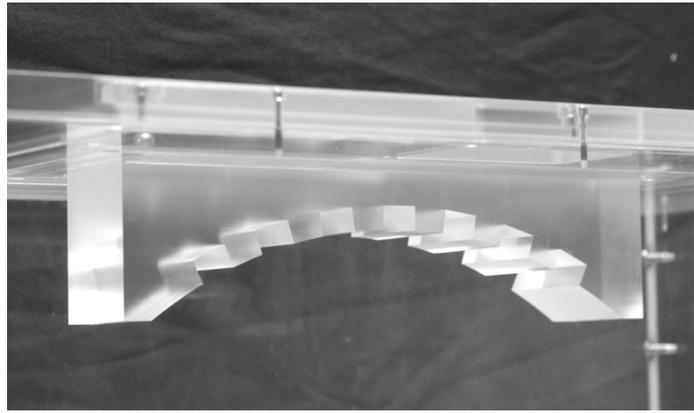


Figure 111 : Stator rainuré

Annexe 4

Configuration	Re	$\Delta t_{\text{laser}} (\mu\text{s})$	Nb images	Dimension de la première fenêtre	Dimension de la dernière fenêtre	Filtre signal sur bruit	Filtre médian	Taux de recouvrement
Cavité AF inf	1000	150	1000	128	16	1.3	-	-
	3000	70	1000	128	16	1.3	-	-
	5000	45	1000	128	16	1.3	-	-
	7000	10	1000	128	16	1.3	-	-
	10000	30 ;60 ;120	1000	128	16	1.3	-	-
Cavité AF sup	1000	500	1000	64	16	1.3	-	-
	3000	350	1000	64	16	1.3	-	-
	5000	150	1000	64	16	1.3	-	-
	7000	110	1000	64	16	1.3	-	-
Entrefer AF	1000	15	1000	128	64	1.2	Oui	50%
	3000	6	1000	128	64	1.2	Oui	50%
	5000	3	1000	128	64	1.2	Oui	50%
	7000	2	1000	128	64	1.2	Oui	50%
	10000	7	1000	128	64	1.2	Oui	50%
Envergure 10mm	200	30000	1000	128	16	1.4	Oui	-
	500	15000	1000	128	16	1.4	Oui	-
	1000	5000	1000	128	16	1.4	Oui	-
	3000	1800	1000	128	16	1.4	Oui	-
	5000	1000	1000	128	16	1.4	Oui	-
Envergure 7mm	7000	500	800	128	16	1.4	Oui	-
	200	25000	400	128	16	1.4	Oui	-
	500	15000	400	128	16	1.4	Oui	-
	1000	3000	400	128	16	1.4	Oui	-

Tableau 4 : Paramètres de calculs P.I.V.

Références Bibliographiques

[Adac-01]

T. Adachi et H. Uehara (2001)

Correlation between heat transfer and pressure drop in channels with periodically grooved parts

Int. J Heat Mass Transfer, 2001, Vol.44, No 16, pp. 4333-4343

[Argh-97]

M. Arghir et J. Frêne (1997)

Rotordynamic Coefficients of Circumferentially-Grooved Liquid Seals Using the Averaged Navier-Stokes Equations

Trans. ASME Journal of Tribology, July 1997, Vol. 119, pp 556-567

[Bill-02]

F. Billy, G. Pineau, M. Arghir (2002)

Rapport d'étape n°1 : Etude de faisabilité, 18 pages, septembre 2002

[Bill-04a]

F. Billy, G. Pineau, L. David, M. Arghir (2004)

Two Dimensionnal Poiseuille Flow in a Grooved Channel

Journal of Flow Visualization and Image Processing, 2004, Vol. 11, pp. 1-12

[Bill-04b]

F. Billy, G. Pineau, M. Arghir, L. Dupuis, A. Bernard, C. Refin, Y. Jolit (2004)

Rapport d'étape n°4 : Conception, réalisation et qualification du banc d'essais, 47 pages, mars 2004

[Call-03]

D. Callaud (2003)

Développement d'une méthode de mesures tridimensionnelles par P.I.V. stéréoscopique. Application à l'étude de l'écoulement naissant et établi autour d'un parallélépipède

Thèse de l'Université de Poitiers, 2003

[Chat-02]

Chatellier L. (2002)

Modélisation et contrôle actif des instabilités aéroacoustiques en cavité sous écoulement affleurant

Thèse de l'Université de Poitiers, 2002

[Chil-78]

D.W. Childs (1978)

The Space Shuttle Main Engine High-Pressure Fuel Turbopump Rotordynamic Instability Problem

Trans. ASME Journal of Engineering for Power, January 1978, Vol. 100, pp 48-57

[Chil-85]

D.W. Childs, C.H. Kim (1985)

Analysis and Testing for Rotordynamic Coefficients of Turbulent Annular Seals With Different, Directionally-Homogeneous Surface-Roughness Treatment for Rotor and Stator Elements

Trans. ASME Journal of Tribology, July 1985, Vol. 107, pp 296-306

[Chil-86]

D.W. Childs, C.H. Kim (1986)

Test Results for Round-Hole-Pattern Damper Seals: Optimum Configurations and Dimensions for Maximum Net Damping

Trans. ASME Journal of Engineering for Power, October 1986, Vol. 108, pp 605-611

[Chil-87]

D.W. Childs, F. Garcia (1987)

Test Results for Sawtooth-Pattern Damper Seals: Leakage and Rotordynamic Coefficients

Trans. ASME Journal of Tribology, January 1987, Vol. 109, pp 124-128

[Chil-89]

D.W. Childs, D. Elrod, K. Hale (1989)

Annular Honeycomb Seals: Test Results for Leakage and Rotordynamic Coefficients; Comparisons to Labyrinth and Smooth Configurations

Trans. ASME Journal of Tribology, April 1989, Vol. 111, pp 293-301

[Chil-90a]

D.W. Childs, S.A. Nolan, J.J. Kilgore (1990)

Test Results for Turbulent Annular Seals, Using Smooth Rotors and Helically Grooved Stators

Trans. ASME Journal of Tribology, April 1990, Vol. 112, pp 254-258

[Chil-90b]

D.W. Childs, S.A. Nolan, J.J. Kilgore (1990)

Additional Test Results for Round-Hole-Pattern Damper Seals: Leakage, Friction Factors, and Rotordynamic Force Coefficients

Trans. ASME Journal of Tribology, April 1990, Vol. 112, pp 365-371

[Chil-99]

D.W. Childs, P. Fayolle (1999)

Test Results for Liquid "Damper" Seals Using a Round-Hole Roughness Pattern for the Stators

Trans. ASME Journal of Tribology, January 1999, Vol. 121, pp 42-49

[Chil-03]

D.W. Childs, J. Wade (2003)

Rotordynamic-Coefficient and Leakage Characteristics for Hole-Pattern-Stator Annular Gas Seals. Measurements Versus Predictions

Proceedings of ASME/STLE Joint International Tribology Conference, Ponte Vedra Beach, Florida USA, October 26-29, 2003

[Chia-97]

T.P. Chiang, R.R. Hwang, W.H. Sheu (1997)

On End-Wall Corner Vortices in a Lid-Driven Cavity

Journal of Fluid Engineering, 1997, Vol. 119, pp 201-204

[Choc-02]

G. Chochua (2002)

Computations of Gas Annular Damper Seal Flows

Ph. D. Theses, University of Florida, 2002

[Desh-94]

M.D. Deshpande, P.N. Shankar (1994)

Direct Numerical Simulation of a Complex Turbulent Flow

Current Science, 1994, No. 66, Vol. 10, pp 767-770

[Elro-67]

H.G. Elrod Jr., C.W. Ng (1967)

A Theory for Turbulent Fluid Films and its Application to Bearings

Trans. ASME Journal of Lubrication Technology, July 1967, pp 346-362

[Elro-89]

D. Elrod, C. Nelson, D. Childs (1989)

An Entrance Region Friction Factor Model Applied to Annular Seal Analysis: Theory Versus Experiment for Smooth and Honeycomb Seals

Trans. ASME Journal of Tribology, April 1989, Vol. 111, pp 337-343

[Elro-90]

D.A. Elrod, D.W. Childs, C.C. Nelson (1990)

An Annular Gas Seal Analysis Using Empirical Entrance and Exit Region Friction Factors

Trans. ASME Journal of Tribology, April 1990, Vol. 112, pp 196-204

[Fren-73]

J. Frêne, M. Godet (1973)

Detection of Taylor vortex transition in very small clearances by hot film wall anemometry

Tribology, 1973, Vol. 6, No. 5

[Fren-75]

J. Frêne (1975)

A Study of Taylor Vortices in Very Small Clearance - Visualization, Torque Measurement, and Anemometry Measurements

La Houille Blanche, 1975, Vol. 28, No. 7

[Fren-90]

J. Frêne, D. Nicolas, B. Degueurce, D. Berthe et M. Godet

Lubrification Hydrodynamique – Paliers et Butées

Collection DER-EDF, Eyrolles, 1990

[Ghad-85]

N.K. Ghaddar, K.Z. Korczak, B.B. Mikic et A.T. Patera (1985)

Numerical investigation of incompressible flow in grooved channels, Part 1. Stability and self-sustained oscillations

J. Fluid Mech. Vol.163, pp 99-127

[Ghar-87]

M. Gharib et A. Rosko (1987)

The Effect of Flow Oscillations on Cavity Drag

J. Fluid Mech., 1987, Vol. 177, pp. 501-530

[Ghia-82]

U. Ghia, K.N. Ghia et C.T. Shin (1982)

High-Re solutions for incompressible flow using the Navier-Stokes equations and a multigrid method

Journal of Computational Physics, 2004, Vol. 48, pp. 387-411

[Gila-04]

V. Gilard (2004)

Etude de l'Aérodynamique de jets impactant une paroi concave

Thèse de L'université de Poitiers, 2004

[Guer-02]

J.L. Guermond, C. Migeon, G. Pineau et L. Quartapelle (2002)

Start-up flows in a three-dimensional rectangular driven cavity of aspect ratio 1 : 1 : 2 at $Re=1000$

Journal of Fluid Mechanics, January 2002, Vol. 450, pp. 169-199

[Ha-92]

T.W. Ha, G.L. Morrison, D.W. Childs (1992)

Friction Factor Characteristics for narrow channels with honeycomb surfaces

Trans. ASME Journal of Tribology, Vol. 114, No. 4, pp 714-721

[Ha-94]

T.W. Ha, D.W. Childs (1994)

Annular Honeycomb-Stator Turbulent Gas Seal Analysis Using a New Friction-Factor Model Based on Flat Plate Tests

Trans. ASME Journal of Tribology, April 1994, Vol. 116, pp 352-360

[Hash-89]

H. Hashimoto, S. Wada (1989)

Theoretical Approach to Turbulent Lubrication Problems Including Surface Roughness Effects

Trans. ASME Journal of Tribology, January 1989, Vol. 111, pp 17-22

[Hess-93]

J.C. Hess (1993)

Dynamic Pressure Response of Water Flow Between Closely Spaced Roughened Flat Plates
M.S. Thesis, 1993, Texas A&M University

[Hirs-73]

G.G. Hirs (1973)

A Bulk-Flow Theory for Turbulence in Lubricant Films
Trans. ASME Journal of Lubrication Technology, April 1973, Vol. 95, n°2, pp 137-146

[Hirs-74]

G.G. Hirs (1974)

A systematic study of turbulent film flow
Trans. ASME Journal of Lubrication Technology, Vol. 96, n°1, pp 118-126

[Holt-02]

C.G. Holt, D.W. Childs (2002)

Theory Versus Experiment for the Rotordynamic Impedances of Two Hole-Pattern-Stator Gas Annular Seals
Trans. ASME Journal of Tribology, January 2002, Vol. 124, pp 137-143

[Iwat-90]

T. Iwatsubo, B.C. Sheng (1990)

An experimental study on the static and dynamic characteristics of damper seals

[Jord-94]

S.A. Jordan, S.A. Ragab (1994)

On the Unsteady and Turbulent Characteristics of the Three-Dimensional Shear-Driven Cavity Flow
Journal of Fluids Engineering, Vol. 116, pp 439-449

[Jue-02]

F. H. Jue (2002)

Space Shuttle Main Engine – Thirty Years Of Innovation
The Boeing Company, 2002, Rocketdyne Propulsion & Power, Canoga Park, California USA

[Kamp-48]

J. Kampé de Fériet (1948)

Sur l'écoulement d'un fluide visqueux incompressible entre deux plaques parallèles indéfinies
La Houille Blanche, Nov-Dec. 1948, Vol. 23, No 6, pp 509-517

[Kane-03]

S. Kaneko, T. Ikeda, T. Saito, S. Ito (2003)

Experimental Study on Static and Dynamic Characteristics of Liquid Annular Convergent-Tapered Damper Seals With Honeycomb Roughness Pattern
Trans. ASME Journal of Tribology, July 2003, Vol. 125, pp 592-599

[Kist-67]

Kistler A.L. et Tan F.C. (1967)

Some properties of turbulent separated flows

The Physics of Fluids, 1967

[Kley-97]

G.F. Kleynhans, D.W. Childs (1997)

The Acoustic Influence of Cell Depth on the Rotordynamic Characteristics of Smooth-Rotor / Honeycomb-Stator Annular Gas Seals

Trans. ASME Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, October 1997, Vol. 119, pp 949-957

[Kose-84]

J.R. Koseff, R.L. Street (1984)

The lid-driven cavity flow : a synthesis of qualitative and quantitative observations

Transactions of the ASME Vol. 106, pp 390-398

[Lauf-50]

J. Laufer (1950)

Investigation of turbulent flow in a two-dimensional channel

Technical Report NACA-1053

[Mack-92]

M.R. Mackenzie, A.K. Tieu, P.B. Kosasih et L.N. Binh (1992)

A Visible Wavelength Solid-State LDA and Application to Thin Channel Flow

Measurements Science and Technology, 1992, Vol. 3, pp. 852-857

[Maul-63]

D.J. Maull et L.F. East (1963)

Three-dimensional flow in cavities

J. Fluid Mech., 1963, Vol. 16, pp. 620-632

[Mige-00]

C. Migeon (2000)

Contribution à l'analyse de l'écoulement tridimensionnel instable s'établissant à l'intérieur de cavités cylindriques

Thèse de l'Université de Poitiers, 2000

[Mige-02a]

C. Migeon (2002)

Details on the start-up development of the Taylor-Gortler-like vortices inside a square-section lid-driven cavity for $1000 < Re < 3200$

Experiments in Fluids, October 2002, Vol. 33, No. 4, pp. 594-602

[Moor-99]

J.J. Moore et A.B. Palazzolo (1999)

CFD Comparison to 3D Laser Anemometer and Rotordynamic Force Measurements for Grooved Liquid Annular Seals

Trans. ASME Journal of Tribology, April 1999, Vol. 121, pp 306-314

[Morr-91]

G.L. Morrison, M.C. Johnson et G.B. Tatterson (1991)

Three Dimensional Laser Anemometer Measurements in an Annular Seal
Trans. ASME Journal of Tribology, July 1991, Vol. 113, pp 421-427

[Nava-93]

D.L. Nava (1993)

Observations of friction factors for various roughness patterns in channel flow
M.S. Thesis, 1993, Texas A&M University and Turbomachinery Laboratory Report No. TL-Seal-13-95

[Nels-85]

C.C. Nelson (1985)

Rotordynamic Coefficients for Compressible Flow in Tapered Annular Seals
Trans. ASME Journal of Tribology, July 1985, Vol. 107, pp 318-325

[Nels-87]

C.C. Nelson, D.T. Nguyen (1987)

Comparison of Hirs' Equation With Moody's Equation for Determining Rotordynamic Coefficients of Annular Pressure Seals
Trans. ASME Journal of Tribology, January 1987, Vol. 109, pp 144-148

[Nish-01]

Nishimura T., Kunitsugu K. (2001)

Three-dimensionality of grooved channel flows at intermediate Reynolds numbers
Experiments in Fluids, 2001, Vol.31, pp. 34-44

[Pai-53]

S.I. Pai (1953)

On Turbulent Flow Between Parallel Plates
Journal of Applied Mechanics, March 1953, Vol. 20, pp 109-114

[Schli-68]

H. Schlichting (1968)

Boundary Layer Theory
McGraw-Hill series in Mechanical Engineering Sixth Edition, New York

[Shan-00]

P.N. Shankar, M.D. Deshpande (2000)

Fluid Mechanics in the Driven Cavity
Annual Reviews Fluid Mechanical.32:93-136

[Vill-03a]

L.A. Villasmil, H.C. Chen, D.W. Childs (2003)

Evaluation of Near-Wall Turbulence Models for Liquid Annular Seals With Roughened Walls
2003, AIAA-2003-3741

[Vill-03b]

L.A. Villasmil, D.W. Childs, H.C. Chen (2003)

Understanding Friction Factor Behaviour in Liquid Annular Seals With Deliberately Roughened Surfaces

2003, *AIAA-2003-5070*

[Prag-82]

G.L. Von Pragenau (1982)

Damping Seals for Turbomachinery

NASA Technical Paper n° 1987, 1982

[Yang-99]

Yang K-S (1999)

Large eddy simulation of turbulent flows in periodically grooved channel

Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 1999, Vol. 84, pp. 47-64

RESUME

Le but de l'étude présentée est l'analyse d'un écoulement turbulent au sein d'un joint annulaire texturé. Le stator est usiné de centaines de trous cylindriques dont la profondeur peut atteindre 20 fois l'épaisseur du film. L'analyse de l'écoulement a été réalisée à l'aide de la résolution des équations complètes de Navier Stokes et d'une étude expérimentale complémentaire.

Une première approche bidimensionnelle a permis la mise en évidence de l'apparition de deux phénomènes dus à la prise en compte des effets d'inerties : un effet de traînée provenant de la présence des cavités ainsi que l'existence d'un cisaillement fluide important au sein de la couche de mélange s'établissant au niveau de l'interface cavité-film mince. La validation des résultats numériques 2D a été réalisée avec succès grâce à la conception et la fabrication d'un banc d'essais original. Ce dispositif permet d'entreprendre des mesures PIV dans un écoulement de Couette en canal rainuré allant jusqu'à des régimes fortement turbulent ($Re=10000$). La modularité du montage a été prise en compte afin de pouvoir tester d'autres types de textures à l'avenir.

La deuxième étape a été la résolution des équations de Reynolds dans un canal équivalent où la texture est remplacée par son effet à travers une modification des lois de frottement du rotor et du stator, ainsi que par la prise en compte de l'effet de traînée comme un terme source. Des simulations tridimensionnelles, basée sur une configuration réaliste, ont été effectuées afin d'extraire les données nécessaires pour la modification des modèles de calcul du film mince. Les grandes différences par rapport aux anciens modèles sont que les lois de frottements du rotor et du stator sont calculées séparément et que la variation de l'épaisseur du film est prise en compte.

Les calculs montrent une amélioration des résultats pour les coefficients de raideur directe, de raideur croisée et d'amortissement direct, avec cependant une surestimation de ce dernier.

Mots Clés : Joint annulaire, simulation numérique, modèle de turbulence, canal rainuré, vélocimétrie laser, vélocimétrie par imagerie de particules, cavité, lubrification hydrodynamique, comportement dynamique.

ABSTRACT

The aim of this work is to adapt the thin film model with inertia forces for taking into account textured surfaces (hole pattern) in annular turbulent seal flows. A first analysis stemming from the numerical solution of Navier Stokes equations show that inertia forces induce new effects near the cavity : a drag effect due to the momentum exchange and an important turbulent shear stress inside the mixing layer at the top of the cavity. Simulations were validated by P.I.V. measurements performed on an original setup developed for the study. The new deduced friction laws were integrated in a code based on the thin film model equations. The rotor and the stator friction factors are calculated separately and include the variation of the film thickness. The drag effect is taken into account as a source term. Calculations show an improvement of the theoretical results for the direct stiffness, cross stiffness and direct damping coefficients, with an over evaluation for the last one.

Keywords: Annular seal, damper seal, numerical analysis, grooved channel, laser velocimetry, particle image velocimetry, cavity, hydrodynamic lubrication, dynamic behaviour.