Thèse de doctorat

Pour obtenir le grade de Docteur de l'Université de

VALENCIENNES ET DU HAINAUT-CAMBRESIS

et L'ÉCOLE DES MINES DE DOUAI

Spécialité :

Mécanique et Énergétique

Présentée et soutenue par Julie-Anne ZAMBAUX

Le 28/11/2014, à L'École des Mines de Douai

Ecole doctorale :

Sciences Pour l'Ingénieur (SPI - 072)

Equipe de recherche, Laboratoire :

Département Énergétique Industrielle (DEI), École des Mines de Douai

Influence des déformations successives alternées de la paroi sur l'accroissement des performances d'échange d'un tube : Application aux échangeurs multifonctionnels

JURY

Président du jury

– GOURDON, Christophe. Professeur, INPT - ENSIACET, Toulouse

Rapporteurs

– LE GUER, Yves. Maître de conférences HDR, Laboratoire SIAME, Pau
– SAATDJIAN, Esteban. Professeur, LEMTA, Université de Lorraine, CNRS UMR 7563, Vandœuvre

Examinateurs

– PEERHOSSAINI, Hassan. Professeur, LIED, CNRS UMR 8236, Paris
– BOUVIER Pascale. Enseignant-chercheur, HEI - EEA, Lille
– RUSSEIL Serge. Maître-Assistant, Mines Douai - Énergétique Industrielle, Douai

Directeur de thèse

– HARION Jean-Luc. Professeur, Mines Douai - Énergétique Industrielle, Douai

Remerciements

Ce travail de thèse a été réalisé au département Énergétique Industrielle des Mines de Douai et en partenariat avec le département Énergie, Électricité et Automatique de HEI. Je souhaite tout d'abord remercier Jean-Luc Harion, directeur du département et directeur de thèse, Serge Russeil, chercheur aux Mines de Douai et co-encadrant ainsi que Pascale Bouvier, de HEI et également co-encadrante de thèse, pour leur soutien, leurs conseils et leur aide quant aux travaux réalisés pendant ces trois années de thèse.

Je tiens à remercier les rapporteurs de ce mémoire, Yves Le Guer et Esteban Saatdjian, pour avoir accepté de lire mes travaux et pour les corrections et perspectives d'étude suggérées.

Je remercie également les autres membres de mon jury de thèse, le président du jury Christophe Gourdon ainsi que Hassan Peerhossaini, pour avoir relu mon rapport de thèse et avoir accepté de participer à ma soutenance.

Je remercie l'ensemble du département Énergétique Industrielle des Mines de Douai pour m'avoir fourni un cadre de travail agréable et convivial et pour l'aide et les conseils qui m'ont été apportés. Je souhaite en particulier remercier Claude Ghyselen, Chrystèle Evrard et Elkhadim Bouhoubeiny pour leur aide concernant la partie expérimentale de mes travaux. Je remercie aussi Patrick Debaye, mon chef de département à HEI.

Je remercie HEI et les Mines de Douai pour avoir financé mes travaux de thèse.

Je remercie l'ensemble des doctorants et post-doctorants pour les pauses et les repas de midi. Je remercie en particulier mes camarades de bureau Delphine, Mohammed, Cyril et les autres...

Enfin je tiens à remercier ma famille pour son soutien aussi bien moral que logistique.

Table des matières

1 L'augmentation passive des performances thermiques et du mélange dans des géométries d'échangeurs tubulaires 3

1.1 Transfert thermique et mélange : généralités et premières définitions . . . 3
1.1.1 Les échangeurs de chaleur . . . 3
1.1.1.1 Premières définitions . . . 3
1.1.1.2 Augmenter le transfert thermique . . . 4
1.1.2 Les propriétés de mélange d'un dispositif . . . 5
1.1.2.1 Le phénomène de mélange dans un fluide . . . 5
1.1.2.2 Intensifier le mélange . . . 6
1.1.3 L'advection chaotique . . . 7
1.1.3.1 Présentation du phénomène . . . 7
1.1.3.2 Enjeux et applications . . . 8
1.2 Augmenter les échanges par des techniques passives . . . 8
1.2.1 Ajout d'éléments internes . . . 9
1.2.1.1 Inserts centraux au cœur du fluide . . . 9
1.2.1.2 Ailettes internes et éléments sur la paroi . . . 12
1.2.2 Déformations pariétales . . . 13
1.2.2.1 Rugosités de paroi . . . 14
1.2.2.2 Utilisation de saillies sur la paroi . . . 15
1.2.2.3 Ondulations pariétales . . . 15
1.2.2.4 Macro-déformations et section de passage constante . . . 16
1.2.3 Tubes courbés . . . 18
1.2.4 Méthodes composées . . . 21
1.3 Critères d'analyse des performances . . . 22
1.3.1 Critères d'efficacité thermo-hydraulique globaux . . . 22
1.3.2 Le principe de synergie . . . 23
1.3.2.1 Présentation et énoncé du principe . . . 23
1.3.2.2 Analyse synergétique : approche globale et locale . . . 25
1.3.3 Les outils pour évaluer le mélange et le degré de chaos d'un système . . . 26
1.3.3.1 Mesure d'écart-type . . . 27
1.3.3.2 La distribution de temps de séjour . . . 27
1.3.3.3 Suivi lagrangien et sections de Poincaré . . . 29
1.3.3.4 L'observation de trajectoires initialement proches et exposants de Lyapunov . . . 29
1.3.3.5 Taux d'élongation . . . 30
1.4 Bilan et conclusions . . . 31

2 Le tube à déformations successives alternées **33**
2.1 Présentation et géométrie . . . 33
2.1.1 Principe des déformations . . . 33
2.1.2 Résultats préliminaires . . . 34
2.1.2.1 Études expérimentales . . . 34
2.1.2.2 Premiers éléments numériques . . . 36
2.2 Méthode d'étude . . . 37
2.2.1 Modèle thermo-hydraulique . . . 37
2.2.2 Conditions aux limites . . . 38
2.2.3 Schémas de discrétisation . . . 38
2.2.4 Géométrie et maillage . . . 39
2.2.5 Validation du modèle . . . 39
2.2.5.1 Sensibilité au maillage . . . 40
2.2.5.2 Étude de la convergence . . . 44
2.2.5.3 Évaluation des résultats numériques par rapport aux mesures expérimentales . . . 45
2.3 Analyse de l'écoulement . . . 48
2.3.1 Mécanismes de l'écoulement . . . 48
2.3.2 Performances thermiques . . . 52
2.4 Influence des paramètres de déformation . . . 54
2.4.1 Étude paramétrique . . . 54
2.4.1.1 Temps caractéristiques . . . 54
2.4.1.2 Variation de l'amplitude de déformation . . . 55
2.4.1.3 Variation de la longueur d'onde de déformation . . . 58
2.4.1.4 Influence du rapport $\frac{\lambda}{A}$ . . . 58
2.4.2 Modification et structuration de l'écoulement . . . 59
2.5 L'étude du mélange dans l'écoulement . . . 62
2.5.1 Modèle numérique . . . 62
2.5.1.1 Uniformisation du champ de température . . . 62
2.5.1.2 Suivi lagrangien . . . 63
2.5.2 État de mélange du système . . . 63
2.5.2.1 Écart-type de température . . . 63
2.5.2.2 Distribution de temps de séjour . . . 66
2.5.3 Trajectoires de particules et sections de Poincaré . . . 67
2.6 Conclusions . . . 69

3 Application des déformations successives alternés à une géométrie annulaire **71**
3.1 Déformations successives alternées des parois interne et externe . . . 71
3.1.1 Présentation . . . 71
3.1.2 Paramètres géométriques et performances . . . 73
3.1.2.1 Déphasage longitudinal . . . 73
3.1.2.2 Déphasage angulaire . . . 73
3.1.3 Conclusions et perspectives . . . 77
3.2 Combinaison des déformations successives alternées avec un tube torsadé (*swirl*) . . . 78
3.2.1 Introduction . . . 78
3.2.2 Augmentation du mélange par l'advection chaotique . . . 79
3.2.3 Analyse de la distribution de temps de résidence . . . 103

3.2.4 Effet de la vitesse d'entrée . . . 105
3.2.5 Quantification des pertes de charge . . . 107
3.3 Conclusions et perspectives . . . 108

4 Application des déformations successives alternées combinées à un *swirl* au cas d'un capteur solaire 111
4.1 Présentation . . . 111
4.1.1 Contexte . . . 111
4.1.2 Dispositif étudié . . . 112
4.2 Performances thermiques . . . 114
4.3 Stockage de l'énergie . . . 116
4.3.1 Matériau solide pour le stockage par chaleur sensible . . . 116
4.3.2 Influence du stockage sur l'atténuation des intermittences d'ensoleillement . . . 117
4.4 Bilan et perspectives . . . 119

5 Application des déformations successives alternées à une configuration de canal : étude expérimentale 121
5.1 Présentation des déformations successives alternées appliquées à une plaque . . . 121
5.1.1 Objectifs de l'étude . . . 121
5.1.2 Configuration géométrique . . . 122
5.1.3 Banc expérimental . . . 123
5.2 Instrumentation . . . 123
5.2.1 Mesures par PIV . . . 123
5.2.1.1 Principe . . . 123
5.2.1.2 Mesures . . . 125
5.2.1.3 Convergences des vitesses . . . 127
5.2.2 Mesures par LDA . . . 128
5.2.2.1 Principe . . . 128
5.2.2.2 Installation expérimentale de LDA . . . 128
5.3 Résultats expérimentaux . . . 130
5.3.1 PIV . . . 130
5.3.1.1 Plan 1, $y = 8,5\ mm$ . . . 130
5.3.1.2 Plan 2, $y = 6\ mm$ . . . 132
5.3.1.3 Plan 3, $y = 4,5\ mm$ . . . 133
5.3.2 Comparaison PIV et LDA . . . 136
5.3.3 Caractérisation des conditions d'entrée expérimentales par LDA . . . 137
5.4 Modèle numérique . . . 137
5.4.1 Géométrie et maillage . . . 139
5.4.2 Modèles de turbulence . . . 141
5.4.3 Comparaison des simulations numériques et des mesures expérimentales . . . 142
5.5 Conclusions et perspectives . . . 144

A Ajout d'un tronçon coudé au tube déformé 163
A.1 Modèle et géométrie . . . 165
A.1.1 Maillage et modification du modèle . . . 165
A.1.2 Influence du rayon de courbure . . . 166
A.2 Effet des déformations associées à un coude comparé à une configuration lisse coudée 167

A.3 Effet de la présence du coude sur la géométrie de tube déformée 169
A.3.1 Impact de la présence du coude sur les performances 169
A.3.2 Analyse de l'écoulement pour un tube déformé coudé 170
A.4 Conclusions 173

B Étude du déphasage longitudinal entre les déformations interne et externe des parois d'une configuration coaxiale 175

Liste des figures

1.1 Deux premières itérations de la transformation du boulanger pour le mélange de deux fluides, d'après Wiggins et Ottino [168] . . . 6
1.2 Mélange d'une distribution de particules pour différents pas de temps t (d'après Aref et al. [9]) . . . 8
1.3 *Twisted tape insert* . . . 10
1.4 Différentes variantes autour de l'insert en ruban plat . . . 10
1.5 Différents types d'inserts centraux . . . 11
1.6 Différents types de tubes avec un insert pour augmenter le mélange . . . 12
1.7 Différents types d'inserts sur la paroi du tube . . . 13
1.8 Géométries avec une rugosité pariétale . . . 14
1.9 Tube avec des protrusions proposé par Vicente et al. [162] . . . 15
1.10 Différents types de tubes présentant des ondulations pariétales . . . 16
1.11 Tube twisté à section elliptique (Yang et al. [175]) . . . 17
1.12 Tube à section elliptique alternée (Chen et al. [31]) . . . 18
1.13 Géométries de tubes courbés . . . 18
1.14 Différents types de tubes utilisant l'écoulement de Dean alterné pour augmenter le transfert thermique . . . 19
1.15 Différents types de micro-canaux utilisant l'advection chaotique . . . 20
1.16 Exemples de géométries composées . . . 22
1.17 Diagramme d'évaluation des performances proposé par Fan et al. [37] . . . 24
1.18 Tube proposé selon le principe de synergie . . . 26
1.19 Distribution cumulative de temps de séjour pour un écoulement piston et un écoulement de Poiseuille . . . 28

2.1 Géométrie du tube à déformations successives alternées . . . 34
2.2 Réalisation pratique du tube à déformations successives alternées . . . 35
2.3 Banc expérimental utilisé pour les études antérieures. 1- Système de chauffage 2- Valve 3- Pompe 4- Débitmètre 5- Section d'essai 6- Circuit de dissipation de la chaleur 35
2.4 Résultats expérimentaux, d'après [60] . . . 36
2.5 Visualisation de l'écoulement dans le tube à déformations successives alternées . . . 36
2.6 Maillage du tube à déformations successives alternées . . . 39
2.7 Perte de charge et coefficient d'échange calculés pour les différents maillages . . . 41
2.8 Profils de température selon différentes observations pour les cinq maillages étudiés . 42
2.9 Perte de charge et coefficient d'échange calculés pour les différentes finesses de maillage de la configuration $A = 60\%$ et $\lambda = 6$ . . . 43
2.10 Profils de température selon différentes observations pour les trois maillages étudiés pour $A = 60\%$ et $\lambda = 6$ . . . 44

2.11 Évolutions de température, de pression et de vitesse en fonction des itérations pour trois points sondes situés en $x = 10\lambda R_m$ . . . 46
2.12 Schéma de la configuration annulaire expérimentale utilisée pour le calcul du coefficient d'échange interne h_i . . . 47
2.13 Nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds pour l'écoulement interne déterminé expérimentalement [61] et numériquement [présente étude] . . . 48
2.14 Lignes de courant de l'écoulement radial pour différentes sections de passage dans une période de déformation . . . 49
2.15 Identification des principaux mouvements qui apparaissent dans l'écoulement [23] . . . 49
2.16 Schéma de l'écoulement global observé sur une période de déformation [23] . . . 50
2.17 Vue en trois dimensions de surfaces d'iso-hélicité pour la treizième période de déformation du tube . . . 50
2.18 Évolution de l'hélicité normée sur une période de déformation (la figure se lit de gauche à droite, ce qui correspond au sens de l'écoulement) . . . 51
2.19 Distributions de température $[K]$ et vecteurs de vitesse radiale pour différentes sections de passage dans une période de déformation . . . 52
2.20 Évolution pariétales pour différentes positions longitudinales . . . 53
2.21 Schéma des vitesses débitantes et radiales dans le tube déformé . . . 55
2.22 Évolutions du transfert thermique et du frottement pour différentes valeurs de l'amplitude de déformation A et à longueur d'onde constante $\lambda = 6$ . . . 56
2.23 Évolutions longitudinales du transfert thermique et du frottement pour différentes valeurs d'amplitude de déformation A et à longueur d'onde constante $\lambda = 6$ . . . 57
2.24 Évolutions longitudinales du transfert thermique et du frottement pour différentes longueurs d'ondes λ et à amplitude constante $A = 25\%$ . . . 58
2.25 Évolutions longitudinales du transfert thermique et du frottement quand $\frac{\lambda}{A}$ est constant $(\frac{\lambda}{A} = 20)$ . . . 59
2.26 cartographies de température et structure de l'écoulement radial en $x = 13\lambda R_m$ pour trois amplitudes $A = 12,5,\ 25$ et 60%, $\lambda = 6$ . . . 60
2.27 Évolution radiale du nombre de Nusselt et du coefficient de frottement pour $x = 13\lambda R_m$ 60
2.28 Profil d'hélicité normée pour $x = 13\lambda R_m$ . . . 61
2.29 Contours d'iso-surfaces d'hélicité normée pour la treizième période de déformation . 61
2.30 Distributions de température en entrée et en sortie des trois tubes étudiés (angle de délimitation des deux températures initiales de 0^o avec l'axe horizontal) . . . 63
2.31 Distributions de température en entrée et en sortie des trois tubes étudiés (angle de délimitation des deux températures initiales de $22,5^o$ avec l'axe horizontal) . . . 63
2.32 Distributions de température en entrée et en sortie des trois tubes étudiés (angle de délimitation des deux températures initiales de 45^o avec l'axe horizontal) . . . 64
2.33 Distribution de température avec un angle de délimitation de 45^o avec l'axe horizontal pour différentes sections de passage le long du tube déformé à 60% . . . 65
2.34 Évolution du taux de mélange pour les trois tubes étudiés . . . 66
2.35 Distributions de temps de séjour cumulatives pour les trois tubes étudiés, un écoulement piston de référence et l'écoulement dans un tube lisse . . . 67
2.36 Trajectoires suivies par trois particules injectées en entrée des trois tubes étudiés . . . 68
2.37 Section de Poincaré en sortie des trois tubes étudiés lorsque la distribution initiale est injectée au centre . . . 69
2.38 Section de Poincaré en sortie des trois tubes étudiés lorsque la distribution initiale est injectée sur l'axe horizontal . . . 69

2.39 Section de Poincaré en sortie des trois tubes étudiés lorsque la distribution initiale est injectée à 45^o de l'axe horizontal . . . 69

3.1 Configuration coaxiale avec des déformations interne et externe . . . 72
3.2 Déphasage angulaire entre les déformations externe et interne ϕ_r . . . 74
3.3 Déphasage angulaire . . . 74
3.4 Vecteurs de vitesse radiale et contours d'hélicité normée observés pour les configurations annulaires ($x = 7\lambda_e D_h = 210\ mm$) . . . 75
3.5 Performances thermo-hydrauliques pour différents déphasages angulaires . . . 76
3.6 Sections de Poincaré obtenues en sortie des deux configurations considérées pour $x = 8\lambda_e D_h = 240mm$ ($A_e = A_i = 25\%$ et $\lambda_e = \lambda_i = 6$ par rapport à $D_h = 5mm$) . . . 77
3.7 RTD pour des déformations successives alternées couplées à un mouvement *swirl* et pour la configuration en S présentée par Jiang et al. [74] . . . 103
3.8 Tracé du RTD par Jiang et al. [74] pour la configuration en S avec une section de passage rectangulaire . . . 104
3.9 Écart-type de la distribution de taux d'élongation en sortie du dispositif ($x = 360\ mm$) 105
3.10 Distributions radiales du logarithme du taux de déformation obtenu en sortie ($x = 360\ mm$) pour différents nombres de Reynolds . . . 107

4.1 Évolution de la viscosité dynamique de l'air sous 3 bars en fonction de la température, d'après [94] . . . 113
4.2 Condition limite thermique sur la paroi externe de l'échangeur solaire . . . 114
4.3 Échangeur solaire sur deux périodes de déformations externes . . . 114
4.4 Évolution longitudinale du nombre de Nusselt pour le tube déformé avec un noyau *swirl* et le tube lisse à même puissance de pompage . . . 115
4.5 Évolution temporelle du flux de chaleur appliqué sur la paroi externe du dispositif . . . 118
4.6 Évolution temporelle de la température de sortie du dispositif avec et sans stockage d'énergie sensible dans le noyau solide central . . . 119

5.1 Déformations appliquées à la plaque plane . . . 122
5.2 Présentation du banc expérimental utilisé pour les mesures . . . 124
5.3 Présentation de la veine expérimentale . . . 124
5.4 Dispositif de mesures PIV $2D$ $2C$ . . . 126
5.5 Positionnement des plans de mesure ((a) positions verticales (b) position longitudinale) 126
5.6 Convergence des mesures de vitesse par PIV pour un point à la hauteur de mesure $y = 4,5\ mm$ (plan 3) . . . 127
5.7 Dispositif de mesures LDA . . . 129
5.8 Mesures de la vitesse pour le plan 1 . . . 130
5.9 Profil de vitesse pour le plan 1 . . . 131
5.10 Mesures de la vitesse pour le plan 2 . . . 132
5.11 Profil de vitesse pour le plan 2 . . . 133
5.12 Mesures de la vitesse pour le plan 3 . . . 134
5.13 Exemple d'image PIV pour le plan 3 avec mise en évidence des zones de fortes réflexions . . . 134
5.14 Profils de vitesse pour le plan 3 . . . 135
5.15 Comparaison des résultat entre les mesures LDA et PIV . . . 136
5.16 Vitesse à l'entrée de la plaque déformée déterminée par LDA . . . 138

5.17 Profil de vitesse longitudinale imposé en entrée avec les profils expérimentaux obtenus par LDA . . . 138
5.18 Illustration du maillage du canal plan à paroi inférieure déformée . . . 139
5.19 Profils transversaux de vitesse longitudinale ($x = 99,75\ mm$ et $y = 4,5\ mm$) pour quatre maillages de différentes tailles caractéristiques . . . 141
5.20 Localisation des trois profils de vitesse tracés pour les différents modèles numériques et les mesures expérimentales . . . 143
5.21 Profils transversaux de vitesse longitudinale pour les différents modèles numériques et les mesures expérimentales (résultats modèles laminaires et Transition $k-k-l$ superposés) . . . 143

A.1 Échangeur de chaleur double-tube, JC Equipments Pvt Ltd, Inde . . . 163
A.2 Cellules de Dean, d'après Berger et al. [18] (les lettres I et E représentent l'intrados et l'extrados de la jonction coudée) . . . 164
A.3 Géométrie étudiée . . . 165
A.4 Lignes de courant dans le tronçon coudé pour différents rayons de courbure . . . 167
A.5 Évolutions axiales des pertes de charges et du coefficient de transfert thermique pour les tubes coudés lisse et déformé . . . 168
A.6 Évolutions axiales des pertes de charges et du coefficient de transfert thermique pour les tubes déformés droit et coudé . . . 170
A.7 Évolution de la distribution de particule le long du tube déformé coudé . . . 171
A.8 Contours de vitesse observés pour $x \approx 21\lambda R_m$ (une période en amont de la sortie) . . . 171
A.9 Contours de température observés pour $x \approx 21\lambda R_m$ . . . 172
A.10 Grandeurs pariétales pour $x \approx 21\lambda R_m$ pour les géométries déformée droite et déformée coudée . . . 172
A.11 Vecteurs de vitesse radiale observés pour différentes abscisses . . . 173

Nomenclature

Caractères usuels

$\mathcal{R}$	Constante des gaz parfaits	$J.mol^{-1}.K^{-1}$
ΔP	Pertes de charge	Pa
$\dot{M}$	Débit massique	$kg.s^{-1}$
$\mathscr{D}_{ax}$	Coefficient de diffusion axial	$m^2.s^{-1}$
$\tilde{A}$	Amplitude des déformations	m
$\tilde{a}$	Grand axe de la section elliptique	m
$\tilde{b}$	Petit axe de la section elliptique	m
$\tilde{h}$	Hauteur	m
$\tilde{p}$	Pas d'une géométrie hélicoïdale	m
$\vec{l}$	Vecteur élongation	$-$
$\vec{U} = (u, v, w)$	Vecteur vitesse	$m.s^{-1}$
$\vec{x}$	Vecteur déplacement	m
A	Amplitude adimensionnée des déformations	-
a	Grand axe de la section elliptique adimensionné par la longueur caractéristique	$-$
a_s	Diffusivité thermique	$m^2.s^{-1}$
b	Petit axe de la section elliptique adimensionné par la longueur caractéristique	$-$
C_p	Capacité calorifique	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
D	Diamètre	m
d	Distance entre deux particules fluides	m
D_h	Diamètre hydraulique	m
E	Énergie interne	J
e	Épaisseur	m
F	Fréquence	Hz
g	Pesanteur	$m.s^{-2}$
H	Hélicité normée	$-$
h	Coefficient de transfert thermique	$W.m^{-2}.K^{-1}$

k	Conductivité thermique	$W.m^{-1}.K^{-1}$
L	Longueur totale du dispositif considéré	m
M_{air}	Masse molaire de l'air	$kg.mol^{-1}$
P	Pression	Pa
p	Pas d'une géométrie hélicoïdale adimensionné par la longueur caractéristique	$-$
Q_V	Débit volumique	$m^3.s^{-1}$
R	Rayon	m
S	Surface	m^2
S_E	Surface d'échange	m^2
T	Température	K
t	Temps	s
u_τ	Vitesse de frottement	$m.s^{-1}$
V	Volume	m^3
x, y, z	Coordonnées spatiales	m

Caractères Grecs

α	Exposant de Lyapunov	s^{-1}
$\bar{\bar{\tau}}_\mu$	Tenseur des contraintes visqueuses	$m^2.s^{-2}$
β	Coefficient d'expansion volumique	K^{-1}
β_s	Angle de synergie	^{o}
Λ	Taux d'élongation	$-$
λ	Longueur d'onde adimensionnée des déformations	$-$
μ	Viscosité dynamique	$m^2.s^{-1}$
ν	Viscosité cinématique	$Pa.s$
Φ	Puissance thermique échangée	W
ϕ_l	Déphasage longitudinal	
ϕ_r	Déphasage angulaire	
ρ	Masse volumique	$kg.m^{-3}$
σ	Écart-type	
τ	Temps caractéristique	s
θ_d	Angle des déformations	^{o}
$\tilde{\lambda}$	Longueur d'onde des déformations	m
$\tilde{\sigma}$	Degré de mélange pour une grandeur donnée	$-$
$\vec{\omega}$	Vorticité	s^{-1}

Indices

0	Configuration de référence
d	Géométrie déformée
e	Externe
exp	Expérimental
f	Domaine fluide
g	Global
i	Interne
in	En entrée
l	Longitudinal
m	Moyen
num	Numérique
out	En sortie
r	Radial
s	Domaine solide
t	Tangentiel
W	Pariétal

Nombres adimensionnels

η	Efficacité	$\frac{Nu/Nu_0}{f/f_0}$
f	Coefficient de frottement	$\frac{\Delta P D_h}{L\frac{1}{2}\rho u}$
Gr	Nombre de Grashof	$\frac{g\beta\Delta T D_h^3}{\nu^2}$
j_T	Facteur de Colburn	$\frac{h}{\rho C_p u} Pr^{2/3}$
Nu	Nombre de Nusselt	$\frac{hD_h}{k}$
Pe	Nombre de Péclet	$\frac{uL}{\mathscr{D}_{ax}}$
PEC	Critère de performance	$\frac{Nu/Nu_0}{(f/f_0)^{1/3}}$
Pr	Nombre de Prandtl	$\frac{\mu C_p}{k}$
Re	Nombre de Reynolds	$\frac{\rho u D_h}{\mu}$
Ri	Nombre de Richardson	$\frac{Gr}{Re^2}$
Sc	Nombre de Schmidt	$\frac{\nu}{\mathscr{D}_{ax}}$

Introduction générale

Du fait des enjeux actuels majeurs quant aux économies d'énergie et aux problématiques environnementales, optimiser les performances de transfert de chaleur et de mélange est un objectif majeur dans beaucoup de domaines industriels comme par exemple celui de la chimie ou encore de l'agroalimentaire. En effet, cette amélioration est nécessaire pour une meilleure maîtrise des rendements ainsi que pour rendre les procédés de production continus plus performants et assurer une meilleure qualité de produit final. La réalisation d'économies de coûts de fonctionnement, en terme de matières premières et d'énergie, est alors possible [6,156,167]. De plus, un meilleur contrôle des températures, de leur uniformité et de l'avancement d'éventuelles réactions chimiques par la maîtrise du mélange contribue à renforcer la sécurité des dispositifs. Les dispositifs d'échangeurs de chaleur et de mélangeurs statiques sont au cœur de cette problématique et de nombreuses études ont été réalisées sur ce sujet. Les travaux visant à l'optimisation des transferts sur les systèmes d'échange de chaleur et de mélange sont basés sur l'amélioration du transfert convectif qui est obtenue en modifiant la structuration de l'écoulement par des artefacts géométriques ou l'application de forces externes comme par exemple un champ électromagnétique ou un mouvement de rotation.

Les travaux de thèse sont réalisés au département Énergétique Industrielle de l'École des Mines de Douai et avec HEI à Lille. Ils font suite à des études antérieures réalisées à l'École des Mines de Douai. Leur objectif est l'étude de l'influence d'un type particulier de déformations pariétales sur un écoulement en convection forcée interne dans une configuration tubulaire. Le principe de base est fondé sur des déformations successives dans des directions alternées. La détermination de l'influence de ces performances sur les propriétés de transfert thermique mais également de mélange est le premier point important de l'étude. Adapter la géométrie à des applications telles celles des échangeurs multifonctionnels constitue un enjeu d'étude majeur. Les différentes analyses sont principalement réalisées numériquement avec le code commercial ANSYS Fluent ainsi que le logiciel GAMBIT pour la construction des géométries et maillages. Des méthodes expérimentales sont également utilisées et sont présentées dans le dernier chapitre.

Dans le premier chapitre, l'analyse bibliographique recense les différentes techniques existant pour augmenter les performances d'un dispositif tubulaire en termes de mélange et de transfert thermique et identifie quels sont leurs avantages et leurs inconvénients. L'étude s'est principalement concentrée sur les différents types de déformations et d'inserts qui peuvent être appliqués à une géométrie donnée pour modifier la topologie de l'écoulement. Une attention plus particulière est portée aux solutions adaptées aux écoulements laminaires. Ce régime d'écoulement concerne en effet un large nombre d'applications industrielles : c'est le cas par exemple des fluides très visqueux que l'on peut rencontrer dans les domaines de l'agroalimentaire, de la chimie ou encore des cosmétiques. Le chapitre introduit également les différents critères utilisés pour évaluer et quantifier les performances thermique et de mélange d'un dispositif donné.

Le deuxième chapitre est consacré à la définition du principe d'intensification par des déformations successives alternées et à son application à une géométrie de tube. Ainsi, la présence des déformations pariétales impose des mouvements d'étirement et de compression qui génèrent un écoulement secondaire. Cet écoulement secondaire est analysé afin d'identifier ses spécificités et leurs conséquences sur les performances thermo-hydrauliques. L'influence des paramètres géométriques de la déformation pariétale appliquée est également déterminée pour un nombre de Reynolds donné, correspondant à un régime laminaire. À partir de l'étude du mélange avec des méthodes lagrangiennes, différentes limitations de la configuration envisagée sont clairement mises en évidence. En se basant sur l'analyse des mécanismes de transfert réalisée pour cette première géométrie tubulaire simple, la suite des travaux de thèse est consacrée à étendre le principe à d'autres configurations d'écoulement de façon à améliorer encore les performances de transfert. Les résultats obtenus quant à la combinaison des déformations et d'une jonction coudée sont présentés en annexe.

Ainsi, dans le troisième chapitre, les déformations successives alternées sont appliquées à une configuration annulaire : tubes coaxiaux. Dans un premier temps, les parois interne et externe du tube coaxial considéré sont déformées. Les performances thermo-hydrauliques d'une telle configuration sont évaluées ainsi que l'organisation locale de l'écoulement. L'influence de deux paramètres géométriques importants est étudiée : le déphasage angulaire et le déphasage longitudinal des déformations internes par rapport aux déformations externes. Dans le but d'améliorer le mélange, un second type de configuration annulaire est également considéré, combinant les déformations successives alternées et un écoulement torsadé, dit *swirl*. Différentes analyses montrent que la géométrie proposée permet d'intensifier le mélange sans toutefois augmenter trop fortement les pertes de charge. La présence d'advection chaotique est mise en évidence dans l'écoulement.

Le quatrième chapitre présente les premiers résultats quant à l'application de cette configuration coaxiale pour un cas réel : celui d'un échangeur solaire à concentration.

Dans le but d'évaluer la précision des simulations numériques utilisées dans les chapitres précédents, le cinquième chapitre est plus particulièrement consacré à l'étude expérimentale d'une géométrie simplifiée : celle d'un canal plan dont une des parois est munie de déformations successives alternées. Grâce à des méthodes de mesures locales non-intrusives comme la PIV (*Particle Image Velocimetry*) et la LDA (*Laser Doppler Anemometry*), les profils de vitesse de l'écoulement au-dessus de la paroi déformée ont pu être déterminés à différentes hauteurs du canal. Les résultats expérimentaux sont comparés à des simulations numériques. Du fait des limitations de l'installation expérimentale, les différentes simulations montrent que contrairement aux hypothèses de départ, le régime de l'écoulement n'est pas laminaire mais semble se situer plutôt dans une zone de transition. Des compléments de mesure ou des simulations complémentaires seront nécessaires pour pleinement finaliser cette étude.

Les travaux réalisés ouvrent différentes perspectives pour la suite des études et qui sont résumées en fin de mémoire.

Chapitre 1

L'augmentation passive des performances thermiques et du mélange dans des géométries d'échangeurs tubulaires

1.1 Transfert thermique et mélange : généralités et premières définitions

1.1.1 Les échangeurs de chaleur

1.1.1.1 Premières définitions

Le transfert thermique est un phénomène physique présent dans tous les domaines. Il existe trois modes de transfert de chaleur : la conduction, la convection et le rayonnement. Dans le cas d'un fluide mis en mouvement sous l'effet d'un gradient de pression, c'est en général le transfert convectif qui est prépondérant. Pour représenter le transfert thermique, un nombre adimensionnel est défini : le nombre de Nusselt. Il est exprimé comme le rapport entre le transfert convectif et le transfert par conduction :

$$Nu = \frac{\Phi_{convection}}{\Phi_{conduction}} = \frac{hD_h}{k} \tag{1.1}$$

avec h le coefficient de transfert convectif, D_h le diamètre hydraulique et k la conductivité thermique du fluide.

La fonction centrale de composants très largement présents de nombreux applicatifs industriels tels que les échangeurs consiste à échanger de la chaleur entre deux fluides sans les mélanger par exemple pour refroidir des composants mécaniques ou électroniques ou encore pour monter en température un réacteur chimique. Un échangeur de chaleur permet le transfert thermique entre deux fluides séparés par une paroi. Il en existe un grand nombre de géométries différentes. Parmi les plus fréquentes, on peut citer les échangeurs à surfaces planes comme les échangeurs à plaques ou les systèmes tubes-ailettes. Les échangeurs tubulaires représentent également une part importante des configurations usuellement rencontrées. Ils peuvent être organisés en tube coaxiaux ou encore en faisceau.

Une classification de ces dispositifs peut également être réalisée en terme de direction des écou-

lements des deux fluides mis en jeux. Ainsi, on distingue les échangeurs à :

- courants parallèles où les deux fluides circulent parallèlement l'un par rapport à l'autre, soit dans le même sens (co-courant), soit en sens contraire (contre-courant).
- courants croisés où les deux fluides circulent de manière perpendiculaire l'un par rapport à l'autre.

Dans le cas d'un échangeur de chaleur, la puissance échangée est définie par :

$$\Phi = \dot{M} C_p (T_1 - T_2) = \dot{m} c_p (t_2 - t_1) \tag{1.2}$$

avec $\dot{M}$ le débit du fluide chaud et C_p sa capacité calorifique et $\dot{m}$ et c_p le débit et la capacité calorifique du fluide froid. T_1 et T_2 sont les températures d'entrée et de sortie du fluide chaud tandis que t_1 et t_2 sont celles du fluide froid. Le coefficient de transfert thermique par convection de tout l'échangeur h, s'il est constant, peut alors être calculé à partir de :

$$\Phi = h S_E DTML \tag{1.3}$$

avec S_E la surface d'échange et $DTML$ la différence de température logarithmique moyenne, définie, si on considère un échangeur tubulaire coaxial à contre-courant comme :

$$DTML = \frac{(T_2 - t_1) - (T_1 - t_2)}{ln\left(\frac{T_2 - t_1}{T_1 - t_2}\right)} \tag{1.4}$$

Le coefficient de transfert convectif est donc calculé par :

$$h = \frac{\dot{M} C_p (T_1 - T_2)}{S_E DTML} \tag{1.5}$$

De même, on peut définir le facteur de Colburn pour qualifier le transfert thermique :

$$j_T = \frac{h}{\rho C_p u_{in}} Pr^{2/3} \tag{1.6}$$

avec Pr le nombre de Prandtl de l'écoulement ($Pr = \mu C_p / k$) et u_{in} la vitesse débitante.

Pour qualifier l'écoulement dans un échangeur de chaleur, les pertes de charge ΔP sont déterminées en Pascal. Le coefficient de frottement de Darcy peut alors être calculé par :

$$f = \frac{\Delta P D_h}{L \frac{1}{2} \rho u_{in}^2} \tag{1.7}$$

avec L la longueur du tube, ρ la masse volumique du fluide et D_h le diamètre hydraulique.

1.1.1.2 Augmenter le transfert thermique

L'augmentation des performances thermo-hydrauliques constitue une problématique majeure et un enjeu important dans le domaine des échangeurs de chaleur. De nombreux travaux sont réalisés dans le but d'intensifier le transfert convectif dans l'écoulement tout en maîtrisant les pertes de charge et par conséquent la puissance mécanique nécessaire pour alimenter le dispositif.

Il existe deux grands types de méthodes qui peuvent être mis en œuvre pour augmenter le transfert thermique. On distingue les méthodes dites actives, pour lesquelles l'écoulement est modifié par adjonction d'une source d'énergie externe, et les méthodes dites passives pour lesquelles c'est la géométrie du dispositif seule qui modifie l'écoulement et influe sur le transfert thermique.

Parmi les méthodes actives, on peut pour un échangeur tubulaire citer par exemple le cas de l'utilisation d'écoulements pulsés [64, 159]. La fréquence de pulsation a une influence sur l'intensité du transfert thermique. L'utilisation d'ultrasons est aussi une méthode utilisée comme le montrent Legay et al. [92]. Pour une géométrie d'échangeurs tubulaires, les auteurs montrent que dans le cas d'un régime laminaire, les ultrasons aident à augmenter le transfert thermique. D'importantes améliorations des performances sont ainsi observées avec ces techniques actives bien qu'elles demandent une forte dépense en énergie, le bilan global est alors beaucoup plus mitigé. Par ailleurs, les techniques actives impliquent également en général des coûts supplémentaires de construction et de maintenance.

Les méthodes passives consistent en l'utilisation de la modification de la géométrie du dispositif pour obtenir une meilleure organisation de l'écoulement, et donc une augmentation du transfert thermique sans source d'énergie extérieure. Dans le cadre des travaux de thèse, on s'est principalement intéressé au cas de l'écoulement laminaire dans un tube. Il existe alors un très large nombre de solutions géométriques qui permettent d'intensifier les échanges comme l'utilisation d'inserts, de coudes ou de déformations pariétales. Ces différentes techniques seront détaillées plus amplement dans la section 1.2, page 8.

1.1.2 Les propriétés de mélange d'un dispositif

1.1.2.1 Le phénomène de mélange dans un fluide

Le mélange est un phénomène important pour beaucoup d'applications par exemple en génie des procédés, dans de nombreux domaines d'activités tels que l'agroalimentaire, le secteur pétrolier ou encore les cosmétiques. Les particules fluides et les potentiels scalaires transportés sont advectés par l'écoulement de façon à uniformiser leur distribution. Une définition mathématique du concept de mélange est donnée par Wiggins et Ottino [168]. Si on considère un domaine avec une zone de fluide marqué et qu'on lui applique n opérations de mélange, il est montré que quand n tend vers l'infini, la concentration en fluide marqué est la même quelle que soit le sous-domaine considéré. Lors de l'étude du mélange dans un système, c'est en général la vitesse à laquelle on s'approche de cette solution asymptotique qui est le paramètre intéressant à étudier : le nombre n d'opérations de mélange doit être le plus petit possible pour avoir un mélange le plus efficace.

Pour un écoulement laminaire, augmenter le mélange consiste à créer des étirements et mouvements de repliement dans le fluide. Par exemple, si on considère le mélange entre deux fluides différents, une bonne opération de mélange consiste à augmenter l'interface entre les deux types de fluides. La transformation du boulanger [168] est une opération de mélange bien connue qui repose sur ce principe : on considère initialement un carré unitaire divisé en deux zones égales. Ce carré est ensuite étiré dans une direction et réduit dans l'autre afin de garder la même surface totale. Le rectangle ainsi obtenu est divisé en deux dans le sens de la longueur et les deux domaines sont superposés de façon à obtenir à nouveau un carré. Ces opérations d'étirement et de coupage sont répétées. La figure 1.1 montre les deux premières itérations de la transformation du boulanger.

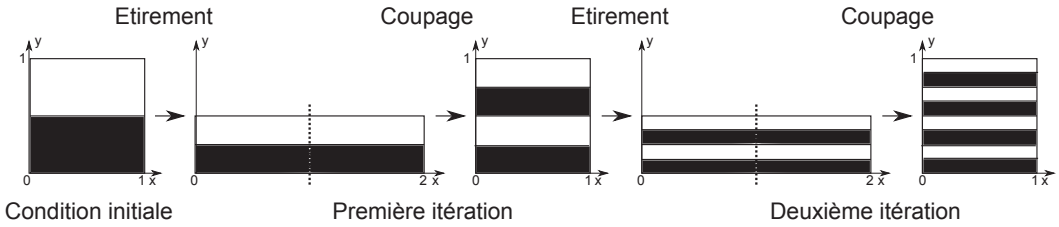


Figure 1.1 – Deux premières itérations de la transformation du boulanger pour le mélange de deux fluides, d'après Wiggins et Ottino [168]

Comme le rappellent Raynal et Gence [136], l'effet de la diffusion doit également être pris en compte avec celui de l'advection lorsque le mélange est considéré pour un écoulement donné. En effet, le premier mécanisme du mélange est l'advection : les particules fluides subissent alors les mouvements d'étirement et de repliement tels ceux décrits dans la transformation du boulanger. Puis, lorsque du fait de l'étirement les couches de fluides sont devenues très minces, la diffusion commence à influer sur le mélange. Ce résultat a particulièrement été mis en évidence par Mackley et Neves Saraiva [105]. Les auteurs ont observé le mélange d'une tâche de concentration différente du reste du fluide. Dans un premier temps, la tâche est étirée par l'écoulement et le gradient de concentration à ses extrémités reste le même. Puis, quand la structure du milieu se rapproche d'une organisation lamellaire (comme le montre la figure 1.1), l'action de la diffusion devient visible et les gradients de concentration sont diminués.

1.1.2.2 Intensifier le mélange

En régime laminaire, l'augmentation du mélange est un axe de recherche important. En effet de nombreuses applications en découlent. Une tendance actuelle dans l'industrie des procédés vise à remplacer les procédés batch traditionnels par des procédés continus qui permettent d'obtenir des performances similaires tout en diminuant les coûts et en améliorant la sécurité. Un mélange le plus homogène possible réalisé sur une longueur de dispositif minimale est alors l'objectif prépondérant. Les écoulements à faible nombre de Reynolds sont souvent rencontrés dans l'industrie du fait de fluides manipulés très visqueux ou fragiles comme par exemple dans le domaine agro-alimentaire [68, 69] ou encore du fait des dimensions du dispositif comme dans le cas des systèmes à mini et micro échelles [19, 74, 147, 171, 186, 187]. Beaucoup de géométries de mélangeurs statiques fonctionnant pour les écoulements laminaires sont aujourd'hui industrialisées [107, 156]. Ces dispositifs agissent par des techniques passives pour augmenter les performances de transfert de masse. La revue proposée par Thakur et al. [156] répartit les applications des mélangeurs statiques en quatre groupes d'utilisation :

- le mélange de fluides miscibles
- la dispersion entre deux fluides non miscibles
- l'augmentation du transfert thermique et l'homogénéisation de la température
- le mélange axial (entre plusieurs produits injectés à des temps différents)

Dans le cas du transfert thermique, l'augmentation du mélange est une méthode intéressante pour augmenter le transfert de chaleur en régime laminaire, notamment pour les fluides à fort nombre de Prandtl [5]. En effet, l'augmentation du mélange aide à l'uniformisation du champ de température et donc à l'optimisation du transfert thermique.

Un bon mélange est également une condition importante pour une application qui est de plus en plus développée : celle des échangeurs multifonctionnels [6, 7, 57, 171]. Ces derniers ont à la fois le rôle de réacteurs chimiques et d'échangeur de chaleur. En effet, les échangeurs multifonctionnels permettent de rendre plus continus les procédés et de limiter la taille des installations. La plupart des réactions chimiques dépendant de la température, le contrôle du transfert thermique permet une meilleure maîtrise de leur rendement en limitant, par exemple, la formation de produits parasites. De plus, il est alors plus facile d'empêcher l'emballement de certaines réactions exothermiques en refroidissant plus efficacement le dispositif, ce qui augmente la sécurité. Ce type de dispositif nécessite typiquement une bonne capacité à échanger de la chaleur mais également à assurer un mélange optimal des réactifs qui circulent à l'intérieur.

Parmi les techniques utilisées pour intensifier par des technologies passives le mélange en régime laminaire, l'advection chaotique est un des moyens les plus efficaces [148]. Dans le paragraphe suivant ce phénomène physique est présenté.

1.1.3 L'advection chaotique

1.1.3.1 Présentation du phénomène

Deux points de vue peuvent être adoptés pour l'étude et l'observation d'un écoulement. La première représentation, utilisée classiquement en mécanique des fluides, car plus simple à mettre en œuvre, est la représentation dite Eulérienne. L'écoulement est alors représenté par les différents champs que l'observateur observe d'un point de vue fixe. L'équation d'advection d'un scalaire γ dans le fluide s'écrit alors :

$$\frac{\partial \gamma}{\partial t} + \vec{U} \cdot \vec{\nabla}\gamma = \kappa \Delta \gamma \tag{1.8}$$

avec $\vec{U}$ la vitesse et κ le coefficient de diffusivité du scalaire γ.

La deuxième représentation est dite Lagrangienne. Dans ce cas, le mouvement de chaque particule fluide est suivi dans le domaine de calcul. Ces particules sont repérées individuellement par l'équation d'advection du point de vue lagrangien. Pour le déplacement $\vec{x}$, on peut alors écrire :

$$\dot{\vec{x}} = \vec{U}(x, y, z, t) \tag{1.9}$$

Le système d'équations formé par cette équation vectorielle permet de relier les deux représentations. Le terme d'advection chaotique, introduit par Aref [9–11] est alors défini quand du point de vue Eulérien le champ de vitesse de l'écoulement est déterministe tandis qu'en représentation Lagrangienne les trajectoires des différentes particules fluides sont aléatoires.

Le système d'équations d'advection possède deux à trois équations en fonction de la dimension du système considéré. Il est intéressant de noter que ce système est toujours intégrable lorsqu'on a un écoulement bidimensionnel et stationnaire. Par contre, il peut ne pas être intégrable si l'écoulement

est en deux dimensions et instationnaire ou tridimensionnel [10]. Lorsque ce système est intégrable, l'advection est dite régulière et lorsqu'il ne l'est pas elle est chaotique.

L'advection chaotique a tout d'abord été mise en évidence sur des écoulements très simples : Aref [9] illustre le concept numériquement en considérant un écoulement bidimensionnel périodique dans le temps : le mélange par deux agitateurs fixes qui fonctionnent en alternance est observé. Lorsque les paramètres de rotation des deux agitateurs sont adéquats pour faire apparaitre l'advection chaotique, au bout de quelques périodes de rotation, il observe que les trajectoires deviennent erratiques et coupent les lignes de courant. La figure 1.2 présente ainsi le mélange observé d'une distribution de particules initialement carrée pour différents pas de temps. Du fait de l'advection chaotique, le mélange devient très efficace puisque les particules peuvent être trouvées partout dans le système. Une des caractéristiques principales des systèmes chaotiques est qu'ils présentent une forte dépendance aux conditions initiales [26].

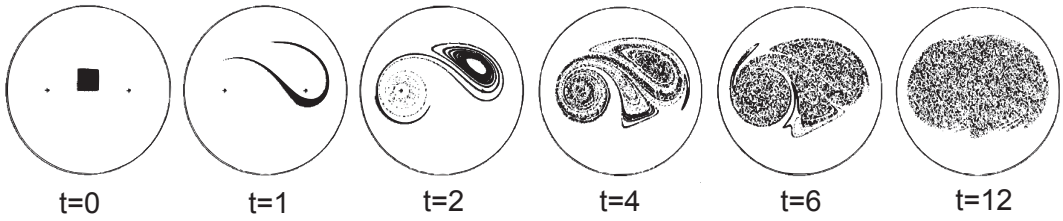


Figure 1.2 – Mélange d'une distribution de particules pour différents pas de temps t (d'après Aref et al. [9])

1.1.3.2 Enjeux et applications

L'utilisation de l'advection chaotique peut présenter un réel intérêt par rapport à l'utilisation d'un écoulement turbulent. Raynal et Gence [136] l'ont montré dans le cas d'un écoulement incompressible. L'article compare en terme d'efficacité du mélange et d'énergie dissipée deux écoulements d'un même fluide : un écoulement de Stokes pleinement chaotique et un écoulement turbulent. Si la turbulence permet un mélange plus rapide, la dissipation d'énergie nécessaire est bien plus importante que dans le cas d'un écoulement laminaire en régime chaotique. Le meilleur compromis entre ces deux tendances doit donc être trouvé. Raynal et Gence [136] ont montré que dans certains cas, comme pour un fluide très visqueux, la réduction de la dissipation rend l'utilisation d'un écoulement chaotique plus intéressante que celle d'un écoulement turbulent. L'advection chaotique présente donc un réel avantage en terme d'optimisation du mélange dans certaines conditions. L'utilisation de l'advection chaotique pour un régime laminaire permet également d'augmenter le temps de résidence du fluide dans le dispositif par rapport à un régime turbulent. Ce résultat est important pour des applications en génie des procédés où des réactions chimiques sont en jeu [6].

1.2 Augmenter les échanges par des techniques passives

L'augmentation du transfert thermique et du mélange par des techniques passives a fait l'objet de nombreuses revues, comme celles proposées par Webb [167], Liu et Sakr [101] ou Thakur et

al. [156]. Dans le cadre de la présente étude, l'ajout d'éléments ainsi que la modification de la paroi pour perturber l'écoulement sont plus particulièrement étudiés dans le cas de géométries tubulaires.

1.2.1 Ajout d'éléments internes

L'une des techniques les plus utilisées pour augmenter le transfert, en régime laminaire comme en régime turbulent, consiste à insérer des éléments particuliers dans un tube lisse. En effet, la présence d'inserts permet d'augmenter la vitesse axiale de l'écoulement, du fait de la diminution de diamètre hydraulique du tube et de modifier la structuration tourbillonnaire de l'écoulement. Des structures de vorticités additionnelles sont produites et contribuent à diminuer l'épaisseur des couches limites et à augmenter le mélange. Il existe un très grand nombre de géométries d'inserts dont certaines sont utilisées industriellement. On peut distinguer les méthodes qui visent à perturber le cœur de l'écoulement en ajoutant un insert central au tube et les méthodes qui visent à agir sur les régions proches de la paroi de manière à perturber les couches limites.

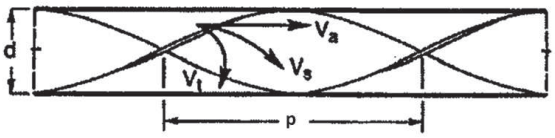
1.2.1.1 Inserts centraux au cœur du fluide

Une des géométries d'insert placé au centre de l'écoulement la plus étudiée et utilisée est celle d'un ruban plat torsadé selon un pas donné. On parle de *twisted tape insert*. La figure 1.3 présente le schéma de ce type d'insert placé dans un tube ainsi qu'une photo. De nombreuses études sur les propriétés d'intensification des performances de ce dispositif ont été réalisées, que ce soit en régime turbulent ou laminaire [3, 164, 176]. Un mouvement secondaire hélicoïdal (aussi appelé *swirl*) apparaît dans l'écoulement autour de l'insert ce qui permet d'augmenter le mélange et donc le transfert thermique. Le nombre adimensionnel Sw est souvent défini comme analogue du nombre de Reynolds pour un écoulement *swirl* :

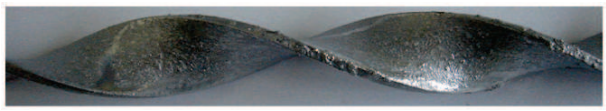
$$Sw = \frac{Re}{\sqrt{\tilde{p}/D}} \tag{1.10}$$

avec $\tilde{p}$ le pas de l'insert et D le diamètre du tube. Il est clair que le paramètre p a un fort impact sur l'écoulement. Cette configuration d'insert est souvent utilisée du fait de sa simplicité et permet d'augmenter de façon significative le transfert thermique surtout en régime laminaire. Ainsi, pour un nombre de Prandtl $Pr = 30$, Wang et Sundén [164] montrent que par exemple pour un nombre de Reynolds $Re = 500$ le transfert thermique est multiplié par un facteur entre 4 et 16 par rapport à un tube sans insert en fonction des paramètres géométriques de l'insert. Cependant, il convient de noter que le frottement augmente aussi de façon importante (de 3 à 46 fois le frottement dans un tube sans insert).

De nombreuses variantes autour de l'ajout d'un ruban plat torsadé comme méthode d'intensification ont fait l'objet d'études supplémentaires pour améliorer ses performances. Ainsi, l'ajout de différents types de perforations sur l'insert, comme par exemple celles présentées sur la figure 1.4(a), a été proposé pour les régimes turbulents [131, 157]. Les meilleures performances de transfert thermique sont alors obtenues quand le bord de l'insert est denté, comme montré sur la figure 1.4(b). Eiamsa-ard et al. [36], quant à eux, proposent un insert en ruban torsadé dont l'axe subit également une déformation hélicoïdale (voir figure 1.4(c)) et qui permet également d'augmenter le transfert. De même, Zhang et al. [185] étudient, en régime laminaire, un tube dans lequel trois ou quatre inserts torsadés sont insérés afin d'augmenter l'intensification du transfert thermique. Cette méthode augmente néanmoins les pertes de charge très considérablement. L'insert torsadé peut enfin être continu sur toute la longueur du tube ou discontinu comme le présentent en régime turbulent Hong et al. [67]. L'insertion d'un ruban solide torsadé au centre de l'écoulement



(a) Schéma de tube avec un insert plat torsadé (Yerra et al. [176])



(b) Insert en ruban plat torsadé (Rahimi et al. [131])

Figure 1.3 – *Twisted tape insert*

permet donc d'augmenter les performances hydrauliques d'un très grand nombre d'écoulements en fonction des modifications qui lui sont apportées.

(a) Insert plat torsadé perforé (Thianpong et al. [157])

(b) Insert plat torsadé denté (Rahimi et al. [131])

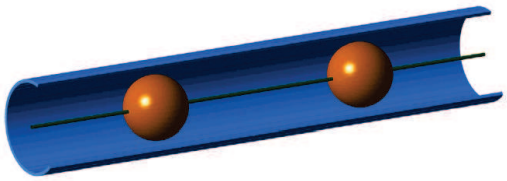
(c) Insert plat torsadé hélicoïdal (Eiamsa-ard et al. [36])

Figure 1.4 – Différentes variantes autour de l'insert en ruban plat

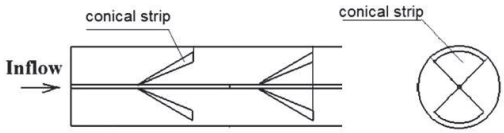
D'autres géométries d'éléments placés au centre de l'écoulement ont été développées. Les inserts discontinus peuvent être pris comme exemple : le même motif est répété périodiquement dans le tube. On peut citer l'exemple des inserts sphériques développés en régime turbulent par Jasiński [72, 73] et représenté sur la figure 1.5(a). Les structures tourbillonnaires qui apparaissent du fait des inserts perturbent les couches limites et permettent d'augmenter le transfert thermique. En régime laminaire, You et al. [178] ont plus particulièrement étudié l'insertion de franges en forme de cônes dans un tube à section circulaire. Les inserts coniques sont représentés sur la figure 1.5(b). Comme précédemment, la présence des cônes augmente le mélange et diminue la taille des couches limites ce qui permet d'augmenter le transfert thermique. De nombreuses géométries d'inserts basées sur un principe similaire à ces deux exemples existent. Si le transfert thermique est augmenté, ce type de géométrie s'accompagne souvent d'importantes pertes de charge du fait de la diminution de la section de passage du tube. Dans le cas des géométries considérées ici, c'est particulièrement vrai pour les inserts sphériques présentés sur la figure 1.5(a). Par exemple, pour de l'eau et un nombre de Reynolds $Re = 150000$, les configurations proposées par Jasiński [72, 73] permettent d'augmenter entre $1,3$ et $3,0$ fois les échanges thermiques par rapport à un tube sans insert tandis que le frottement est multiplié par un facteur compris entre $1,5$ et $18,8$.

Parmi les éléments insérés dans un tube, l'ajout d'une grille (composée d'un réseau complexe de fils torsadés) est également une configuration connue [164, 167]. Un exemple de grille peut être vu sur la figure 1.5(c). La modification de l'écoulement et l'augmentation de la surface d'échange entraine une forte intensification du transfert thermique. Cependant ce type de géométrie présente de sérieux désavantages comme l'importante augmentation des pertes de charge et des problèmes

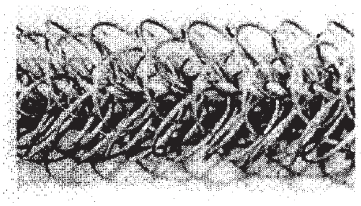
d'encrassement. Ce type de technique se rapproche de l'utilisation de matériaux poreux pour intensifier le transfert. Cette méthode particulière ne sera pas détaillée dans l'étude bien qu'elle constitue un pan important et particulier dans la recherche pour l'augmentation du transfert thermique. En effet, pour ces différentes méthodes, le transfert est principalement augmenté par l'augmentation de la surface d'échange et non par le développement de structures convectives, ce qui sort du principal objectif de l'étude.



(a) Insert sphérique (Jasiński [72, 73])



(b) Insert conique (You et al. [178])



(c) Grille interne [167]

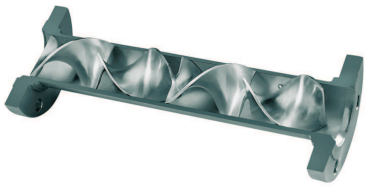
Figure 1.5 – Différents types d'inserts centraux

Beaucoup de mélangeurs statiques en régime laminaire utilisent également l'ajout d'inserts centraux [107, 156]. Pour les écoulements laminaires, les géométries d'inserts avec des éléments hélicoïdaux sont les plus adaptées [156]. Parmi les géométrie d'insert les plus utilisées, une configuration très étudiée est celle du mélangeur KM (*Kenics Mixer*) de la société *Chemineer Inc.* et présentée sur la figure 1.6(a). Du fait de la présence d'inserts hélicoïdaux dans des orientations alternées, de l'advection chaotique apparait dans l'écoulement comme l'ont montré Hobbs et Muzzio [65, 66] ou encore Saatdjian et al. [140]. Pour des nombres de Reynolds très faibles, le mélange est augmenté après une longueur de tube réduite par rapport à une géométrie sans insert. Les différents champs scalaires dans l'écoulement sont homogénéisés.

Hosseinalipour et al. [68, 69] ont quant à eux proposé un mélangeur adapté à l'industrie agro-alimentaire et plus particulièrement au mélange de la pâte à pain. Le mélangeur est composé d'un tube avec un noyau interne en bobine au centre. La figure 1.6(b) présente un schéma du dispositif. Cette géométrie est présentée comme la version statique d'une configuration chaotique bien connue dans laquelle un noyau excentré est inséré dans un tube et tourne avec un mouvement opposé à celui du tube externe [139, 140]. Des zones où l'écoulement est chaotique peuvent être identifiées dans le tube et permettent un bon mélange.

La configuration chaotique proposée par Habchi et al. [52] est composée d'un tube lisse dans lequel des promoteurs de tourbillons sont placés avec différentes orientations. La figure 1.6(c) présente la géométrie : l'orientation des promoteurs les uns par rapport aux autres change de 90^o. En comparaison avec une géométrie où les promoteurs sont tous dans le même sens, le mélange est considérablement augmenté du fait de l'advection chaotique qui apparait.

L'insertion d'éléments au centre d'un tube permet d'agir sur le cœur de l'écoulement et donc d'augmenter le mélange dans le fluide. Une autre technique consiste à placer d'éventuels inserts près de la paroi interne du tube et d'agir directement dans la zone pariétale, là où se fait le transfert thermique.



(a) Mélangeur KM, *Chemineer Inc.*

(b) Tube proposé par Hosseinalipour et al. [69]

(c) Tube proposé par Habchi et al. [52]

Figure 1.6 – Différents types de tubes avec un insert pour augmenter le mélange

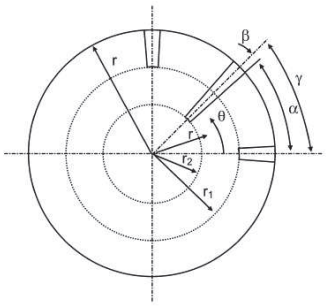
1.2.1.2 Ailettes internes et éléments sur la paroi

Des ailettes internes longitudinales peuvent être ajoutées sur la paroi du tube, comme le décrivent Webb [167] et Zeitoun et al. [183] (figure 1.7(a)). En régime laminaire, la présence des ailettes permet d'augmenter le transfert du fait de l'augmentation de la surface d'échange. La conductivité de l'ailette est alors un paramètre clé. Plus il y a d'ailettes et plus elles sont larges, plus le coefficient de transfert convectif est élevé, dans la limite où le fluide peut encore circuler. Cependant, la diminution de la section de passage entraine aussi une forte augmentation du frottement. De même, pour un espace annulaire, Iqbal et al. [70] étudient différentes géométries d'ailettes appliquées sur la paroi interne. Lin et al. [100] proposent quant à eux des ailettes déformées sinusoïdalement dans le sens longitudinal, cf. figure 1.7(b). Ce type de dispositif permet d'accélérer la transition vers un régime turbulent. De plus, la conductivité des ailettes est aussi un paramètre d'optimisation.

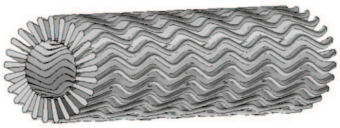
La géométrie appelée HEV (*High Efficiency Vortex*) est une géométrie de mélangeur statique utilisée en régime turbulent. Des générateurs de tourbillons trapézoïdaux sont disposés sur la paroi interne d'un tube selon différentes configurations, comme par exemple celle indiquée sur la figure 1.7(c). Plusieurs études ont été consacrées à cette géométrie particulière [53, 55–57, 112, 115] et ont montré qu'elle était également adaptée pour le transfert de chaleur. Pour un écoulement turbulent, les structures tourbillonnaires longitudinales en forme d'épingles à cheveux qui apparaissent au niveau des inserts participent à l'augmentation du mélange, et donc du transfert thermique. L'orientation des générateurs de tourbillons influence les performances d'échange de chaleur : Habchi et al. [53] ont ainsi montré que des promoteurs de tourbillons inclinés en sens inverse par rapport à l'écoulement permettent d'augmenter les performances par rapport au cas contraire. Habchi et al. [58] ont également étudié plusieurs variations autour de cette géométrie et ont montré que de très bons résultats en terme de performances sont atteints lorsque ces panneaux trapézoïdaux sont couplés à des protrusions sur la surface du tube.

Sur la paroi du tube, l'insertion d'un ressort hélicoïdal en contact avec la paroi est une technique

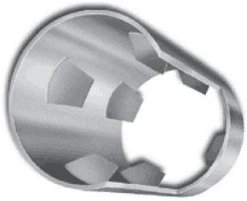
souvent proposée pour augmenter le transfert thermique en régime laminaire (figure 1.7(d)). En effet, comme l'ont montré plusieurs auteurs [42–44, 119], si pour un nombre de Reynolds très faible (inférieur à 200), l'insert n'a pas d'effet notable sur l'écoulement, pour des nombres de Reynolds supérieurs, des structures tourbillonnaires apparaissent. Wang et Sundèn [164] montrent que ce type de dispositif permet de meilleures performances en régime laminaire qu'un tube avec un insert central en ruban plat torsadé. La présence d'une bobine sur la paroi interne d'un tube permet de transitionner vers un régime turbulent pour un nombre de Reynolds beaucoup plus faible que dans un cas sans insert. C'est le pas de cet insert hélicoïdal qui est le paramètre le plus influant de la géométrie. Dans le cas de la configuration proposée par Karwa et al. [80] (figrue 1.7(e)), l'insert hélicoïdal est placé sur la paroi interne d'un tube coaxial. En régime turbulent, ce type de dispositif permet d'augmenter le transfert thermique. Guo et al. [46], quant à eux proposent une ailette qui s'enroule hélicoïdalement autour de la paroi interne (figure 1.7(f)).



(a) Ailettes internes (Zeitoun et al. [183])



(b) Exemple d'espace annulaire avec ailettes (Lin et al. [100])



(c) Panneaux trapézoïdaux (Habchi et al. [58])

(d) Bobine interne (Munoz-Esparza et al. [119])

(e) Bobine sur la paroi interne (Karwa et al. [80])

(f) Ailette hélicoïdale (Guo et al. [119])

Figure 1.7 – Différents types d'inserts sur la paroi du tube

La présence d'inserts permet de modifier de façon importante l'écoulement, quel que soit le régime. Cependant, si le transfert thermique est augmenté, les pertes de charge le sont également fortement. De plus, les variations de section de passage peuvent entraîner la formation de zones de recirculations dont l'effet sur le transfert est néfaste.

1.2.2 Déformations pariétales

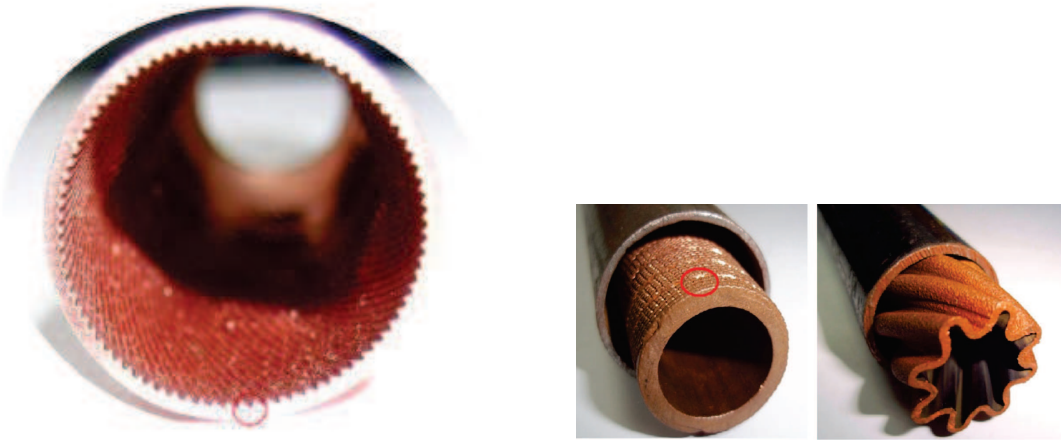
Parmi les différentes techniques utilisées pour intensifier le transfert, la modification de la paroi d'un tube est également une voie largement étudiée dans la bibliographie et qui est appliquée et

utilisée dans l'industrie. L'écoulement peut être modifié en agissant sur la géométrie de la paroi, que ce soit en introduisant des rugosités ou des déformations macroscopiques.

1.2.2.1 Rugosités de paroi

Afin de modifier l'écoulement en région pariétale, une technique simple consiste à introduire une rugosité sur la paroi interne du tube. Li et al. [98] proposent par exemple d'étudier des micro-rainures sur la paroi interne d'un tube. Ces rainures sont en fait des micro-ailettes de forme trapézoïdale longitudinales qui s'enroulent hélicoïdalement dans le tube, comme le montre la figure 1.8(a). Cette méthode permet d'augmenter le transfert thermique puisque les rainures détruisent les couches limites thermiques. Cependant, il convient de remarquer que les micro-ailettes internes sont inefficaces en régime laminaire. Leur utilisation doit donc être dédiée aux écoulements turbulents à fort nombre de Reynolds. La densité de ces micro-ailettes influence le transfert thermique, comme le montre par exemple Ağra et al. [8]. L'introduction de rugosité pariétale est une solution d'intensification intéressante mais elle ne peut pas s'appliquer aux écoulements pour lesquels la viscosité est dominante, comme les écoulements laminaires. Ce type de technique sort donc du cadre de l'étude.

Des rugosités pariétales à l'échelle microscopique et macroscopique peuvent également être appliquée à la paroi interne d'un tube coaxial comme dans le cas des deux configurations annulaires étudiées par Tiruselvam et al. [160, 161]. La première géométrie présentée sur la figure 1.8(b) (à gauche) présente des micro-rugosités tandis que la seconde (à droite) présente des macro-déformations. C'est cette deuxième configuration qui donne les performances les plus intéressantes en régimes laminaire et turbulent : par exemple pour $Re = 4000$, par rapport à un espace annulaire lisse, le transfert thermique est multiplié par $1,09$ dans le tube avec des micro-rugosités et par $3,08$ dans le tube macro-déformé. De même, le frottement est respectivement multiplié par $1,31$ et $2,93$. La différence de performances entre les deux configurations annulaires a cependant tendance à diminuer lorsque la turbulence augmente.



(a) Tube avec des micro-ailettes proposé par Li et al. [98]

(b) Tubes coaxiaux avec paroi interne déformée (Tiruselvam et al. [161])

Figure 1.8 – Géométries avec une rugosité pariétale

1.2.2.2 Utilisation de saillies sur la paroi

La formation de protrusions sur la paroi interne d'un tube permet également d'augmenter le transfert thermique. En effet, la présence de saillies ou d'alvéoles sur la paroi interne d'un tube peut permettre d'améliorer le transfert thermique, notamment en régime laminaire comme l'ont étudié Gotovsky et Isaev [45].

Des saillies disposées de façon hélicoïdale sur la paroi interne d'un tube permettent d'échanger une plus grande quantité de chaleur. Ce type de géométrie (figure 1.9) a été étudié par Vicente et al. [162]. En régime turbulent, les structures tourbillonnaires créées par la présence des protrusions permettent d'augmenter le transfert. Habchi et al. [58] ont également étudié l'effet d'un tel obstacle sur l'écoulement. Ce type de géométrie est plus favorable que des éléments insérés dans le tube comme l'insert en bobine décrit précédemment lorsque l'écoulement est turbulent : les pertes de charge générées sont en effet plus faibles [44]. Pour de plus faibles nombres de Reynolds, l'utilisation d'inserts hélicoïdaux reste une méthode d'intensification plus adaptée. D'autres géométries avec des protrusions organisées différemment ou avec des formes spécifiques peuvent être trouvées dans la littérature [41, 81, 90]

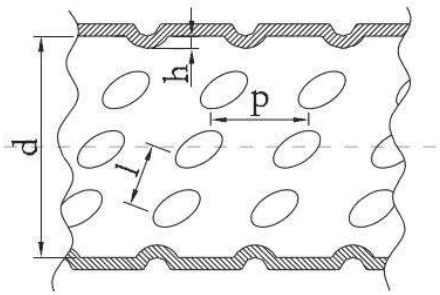


Figure 1.9 – Tube avec des protrusions proposé par Vicente et al. [162]

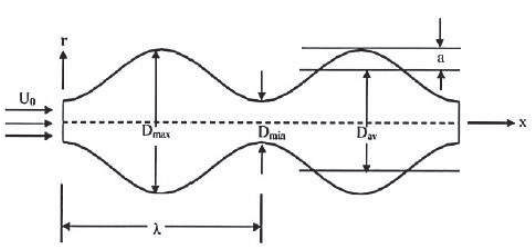
1.2.2.3 Ondulations pariétales

L'utilisation de macro-déformations pariétales est une méthode utilisée dans l'industrie pour améliorer les performances d'échange. Des zones de forte augmentation du transfert thermique apparaissent alors dans le fluide.

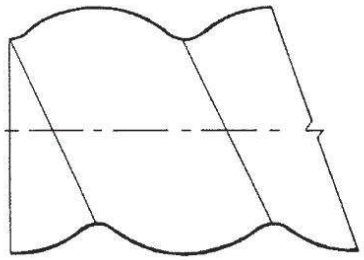
La méthode de déformations pariétales la plus basique consiste à diminuer puis augmenter la section de passage du tube successivement. Les tubes étudiés par Russ et Beer [137, 138] et par Mahmud et al. [106] présentent une évolution sinusoïdale du rayon du tube, comme le montre la figure 1.10(a). L'apparition de zones de recirculation peut être cependant mise en évidence dans ce type de tube. Ces phénomènes de recirculation entrainent des zones locales de surchauffe néfastes pour le transfert thermique. D'autre part, la perte de charge augmentant proportionnellement avec la vitesse au carré, il est clair que dans les zones de rétrécissement de la section de passage, la perte de charge devient très élevée. Par exemple, Mahmud et al. [106] montrent que par rapport à un tube lisse, pour un nombre de Reynolds $Re = 500$, le transfert thermique est multiplié entre $1,32$ et $1,76$ tandis que le coefficient de frottement est multiplié entre $2,25$ et $4,31$. Le tube présentant un évolution sinusoïdale du rayon ne constitue donc pas une solution optimale pour l'augmentation

de l'efficacité thermique.

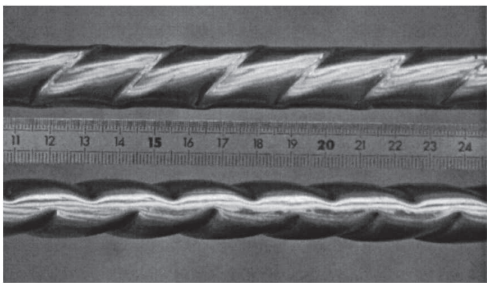
D'autres techniques déjà connues et utilisées dans les domaines industriels sont basées sur l'utilisation de tubes corrugués (figure 1.10(b)). Ces géométries permettent en effet de réduire les dépôts sur la paroi [172]. Elles sont particulièrement utilisées en régime turbulent [120, 127] . Certaines études en régime laminaire ont également été réalisées [133, 134, 163]. L'ondulation de la paroi accélère la transition entre le régime laminaire et le régime turbulent lorsqu'on augmente le nombre de Reynolds, ce qui permet d'intensifier les performances thermiques par rapport à un tube lisse de référence. La géométrie de tube présentée par Barba et al. [14] permet par exemple d'améliorer les performances significativement en régime laminaire : le transfert est augmenté entre 4 et 17 fois, soit environ un ordre de grandeur dans les conditions de l'article. La figure 1.10(c) présente les déformations pariétales imposées.



(a) Déformation sinusoïdale de la paroi (Mahmud et al. [106])



(b) Tube corrugué (Rainieri et Pagliarini [134])



(c) Tube proposé par Barba et al. [14]

Figure 1.10 – Différents types de tubes présentant des ondulations pariétales

Comme cela a été montré ici, le principal inconvénient de ces techniques, notamment en régime laminaire, est qu'elles génèrent de très importantes pertes de charge surtout lorsque la section de passage diminue. Dès lors, déformer la paroi tout en essayant de garder une aire de passage constante semble être une voie intéressante.

1.2.2.4 Macro-déformations et section de passage constante

Plusieurs géométries avec des déformations pariétales et une section de passage constante ou quasiment constante ont été proposées pour limiter l'augmentation des pertes de charge.

Considérer un tube à section de passage elliptique dont l'orientation varie hélicoïdalement le long de son axe longitudinal permet d'augmenter les performances thermo-hydrauliques. La figure 1.11

présente la géométrie alors obtenue. Ce type de tube a fait l'objet de différentes études en régime laminaire [21, 22, 175] mais aussi en régime turbulent [150, 175]. Yang et al. [175] ont cependant montré que les meilleures performances sont observées pour les faibles nombres de Reynolds. L'écoulement secondaire qui s'établit dans le tube permet d'augmenter le transfert thermique. Deux paramètres géométriques influencent les performances [21, 22, 150] : le rapport entre le pas de l'hélice décrite par l'orientation de la section de passage et le diamètre hydraulique et le rapport entre les petit et grand axes de la section elliptique (respectivement B et A sur la figure 1.11). Tan et al. [151, 152] ont plus particulièrement étudié ce type de tube déformé en configuration d'échangeurs tubulaires placés en faisceau. L'écoulement interne comme l'écoulement externe sont alors modifiés par les déformations pariétales.

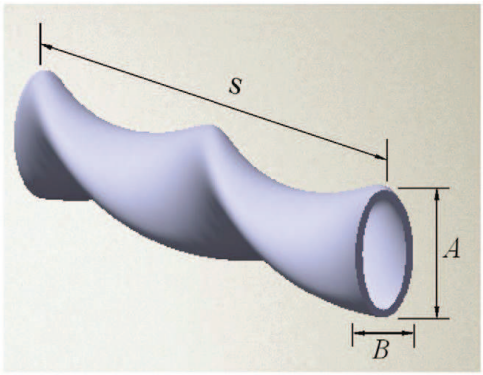


Figure 1.11 – Tube twisté à section elliptique (Yang et al. [175])

Le tube présenté sur la figure 1.12 présente également une section de passage quasi-constante. Il est construit par une succession de tronçons de tube avec une section elliptique dont l'orientation est alternée. Cette configuration a fait l'objet de plusieurs études qu'elles soient numériques [30–32, 96] ou expérimentales [96, 108]. De très bonnes performances thermo-hydrauliques sont observées, en régime laminaire, du fait des forces radiales centrifuges et centripètes qui apparaissent dans l'écoulement. La transition entre les régimes laminaire et turbulent est également obtenue pour un débit d'entrée plus faible comparé à un tube lisse dans des conditions équivalentes. Cependant, comme l'ont identifié Chen et al. [31], des phénomènes de recirculations peuvent apparaitre dans la zone de transition entre deux tronçons de tube d'orientation différente. L'influence des paramètres géométriques comme l'allongement de la section elliptique, la longueur de chaque tronçon de tube et celle de la zone de transition a été étudiée plus particulièrement par Chen et al. [32]. Les différents résultats montrent que l'écoulement devient périodique après la sixième période de déformation.

L'utilisation de déformations pariétales est une méthode qui permet d'augmenter considérablement le transfert thermique. Ce type de technique présente des avantages par rapport aux géométries avec des inserts comme, principalement, la limitation de l'encrassement du dispositif considéré. Proposer des géométries dont la section de passage reste constante permet de limiter l'augmentation des pertes de charge et améliore l'efficacité des échanges, surtout en régime laminaire.

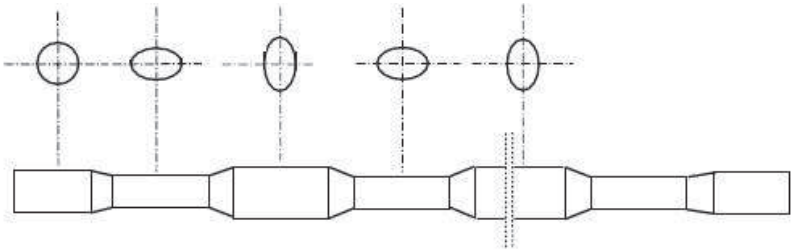
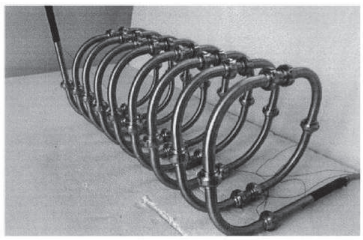


Figure 1.12 – Tube à section elliptique alternée (Chen et al. [31])

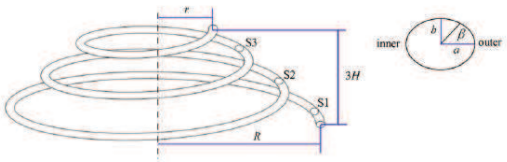
1.2.3 Tubes courbés

L'augmentation du transfert thermique dans un tube peut également être obtenue en utilisant des tubes courbés. Cette technique a fait l'objet de nombreuses études. Du fait de la courbure du tube, des forces centrifuges apparaissent dans l'écoulement permettant ainsi d'augmenter de façon importante le transfert thermique en déportant le fluide au centre du tube vers la paroi et en produisant des structures tourbillonnaires typiques. Ce type d'écoulement a été particulièrement décrit et analysé [18, 78]. On parle d'écoulement de Dean, auquel est associé un nombre adimensionnel caractéristique incluant notamment le rayon de courbure. Le frottement généré [71] ainsi que le comportement thermique [117] d'un tel tube sont également connus depuis longtemps en régimes laminaire et turbulent.

Comme le décrivent Naphon et Wongwises [121], une géométrie souvent employée pour augmenter le transfert thermique est celle d'un tube courbé de façon hélicoïdale. Le rayon de courbure du tube est alors un des paramètres les plus important pour le transfert thermique [128, 142]. Par exemple, selon Di Piazza and Ciofalo [128], pour $Re = 20000$ et $Pr = 5,6$, le transfert thermique est multiplié jusqu'à $1,38$ fois et les pertes de charge jusqu'à $1,78$ fois. Une telle géométrie a également été étudiée par Mokrani et al. [113] et est représentée en figure 1.13(a). En régime laminaire, le transfert thermique est également augmenté lorsque la déformation hélicoïdale est appliquée à un tube coaxial. Ce type de géométrie a été plus particulièrement étudié [85, 86, 122] et des observations similaires à celles énoncées pour le tube simple peuvent être faites. Une forme de tube en spirale peut aussi être adoptée. Ainsi, selon un principe similaire, Yan et al. [174] proposent quant à eux un tube courbé selon un cône, comme le présente la figure 1.13(b). L'angle du cône impacte le transfert thermique.



(a) Tube hélicoïdal (Mokrani et al. [113])



(b) Tube courbé en cône (Yan et al. [174])

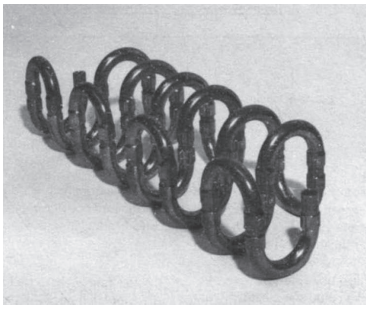
Figure 1.13 – Géométries de tubes courbés

L'écoulement de Dean peut également être utilisé pour générer de l'advection chaotique. Comme le montrent Jones et al. [77], lorsqu'on considère une succession de coudes dans des plans de l'espace différents, les forces qui apparaissent engendrent des structurations successives de fluide dans des directions différentes, créant donc des zones chaotiques. La succession de structures de vorticité dans différentes directions créent un comportement chaotique.

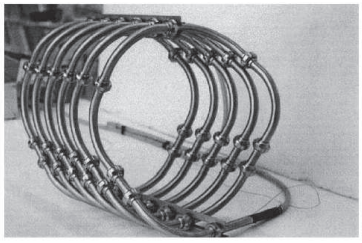
Acharya et al. [4, 5] ont étudié un tube présenté en figure 1.14(a). La présence de sections courbées dans des directions différentes permet de faire apparaître des zones chaotiques dans l'écoulement. En effet, chaque tronçon coudé se situent dans des plans différents. L'angle entre ces différents plans a un impact sur le caractère chaotique du système. Les performances en termes de transfert thermique ont été calculées pour ce tube. Par rapport à un tube courbé hélicoïdal, le transfert thermique est augmenté alors que les pertes de charge restent constantes, surtout en régime laminaire. Par exemple, dans [5], Acharya et al. montrent que pour $Re = 500$ et $Pr = 5$, le transfert thermique est multiplié par $1,12$ tandis que le frottement reste le même.

L'échangeur chaotique, qui a fait l'objet de nombreuses études [25, 26, 28, 54, 91, 93, 113, 114] repose sur le même principe et est présenté en figure 1.14(b). Par rapport à un échangeur hélicoïdal dont les coudes restent toujours dans le même plan, l'échangeur chaotique permet d'augmenter très significativement le transfert thermique tandis que la perte de charge reste presque identique. C'est la présence de l'advection chaotique générée qui est responsable de l'augmentation des performances d'échange : en effet, l'écoulement ne suit plus les lignes de courant de l'écoulement de Dean classique, ce qui permet l'homogénéisation en température dans le fluide. Des études aussi bien numériques qu'expérimentales ont été réalisées et ont montré le fort intérêt de l'utilisation de l'écoulement de Dean alterné pour les très faibles nombres de Reynolds. Par exemple, Mokrani et al. [113] montrent que pour un nombre de Reynolds $Re = 60$, le transfert thermique peut être augmenté jusqu'à 28%. Le nombre de coude du dispositif a un fort impact sur les résultats observés. En effet, plusieurs passages coudés dans des directions différentes sont nécessaires pour engendrer l'advection chaotique.

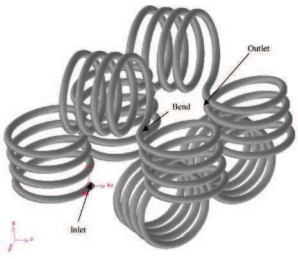
L'augmentation du transfert thermique dans la géométrie présentée par Kumar et Nigam [83, 84] repose également sur un meilleur mélange du fait de l'apparition d'advection chaotique dans l'écoulement. Le tube proposé (figure 1.14(c)) alterne des tronçons coudés hélicoïdalement et un coude dans un plan qui varie. Dans le régime laminaire, de meilleures performances thermo-hydrauliques sont observées par rapport à une géométrie simplement hélicoïdale.



(a) Tube proposé par Acharya et al. [4]



(b) Echangeur chaotique (Mokrani et al. [113])

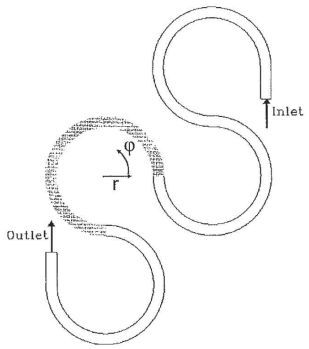


(c) Tube proposé par Kumar et Nigam [83]

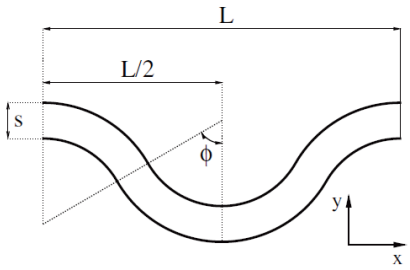
Figure 1.14 – Différents types de tubes utilisant l'écoulement de Dean alterné pour augmenter le transfert thermique

Les tubes qui utilisent des coudes successifs dans des plans différents pour faire apparaitre de l'advection chaotique dans l'écoulement permettent également d'augmenter le transfert thermique. Ce type de tube est très intéressant mais présente néanmoins l'inconvénient d'avoir une géométrie en trois dimensions particulière et qui peut être difficilement adaptable à n'importe quelle situation industrielle. D'autres types de tubes reposant sur un principe semblable ont été plus spécialement conçus pour les systèmes de dimension microscopique. En effet, du fait de l'échelle, pour augmenter le mélange et le transfert thermique, l'utilisation de l'advection chaotique est souvent la méthode la plus efficace. Le mélange est alors optimisé pour ces écoulements en général à très faible nombre de Reynolds.

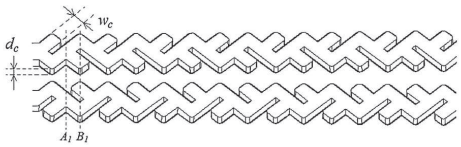
La plupart des micro-canaux rencontrés dans la littérature utilisent l'instabilité de Dean pour augmenter le mélange. On peut par exemple citer le canal en S proposé par Jiang et al. [74] (figure 1.15(a)), les géométries ondulées avec différentes formes de sections de passage [147, 186, 187] (figure 1.15(b)), le canal chaotique proposé par Xia et al. [171] (figure 1.15(c)) ou encore le canal en C étudié par Lasbet et al. [89] pour des circuits de refroidissement dans des piles à combustible (figure 1.15(d)). Dans ces différents cas, le bon mélange à l'intérieur du canal est possible du fait de l'advection chaotique qui se développe à partir d'un certain nombre de Reynolds, tout en restant en régime laminaire. Les champs de concentration ou de température sont uniformisés plus efficacement que dans des géométries ou l'advection est régulière. Ce type de canaux à petite échelle peut être appliqué à un grand nombre de cas industriels.



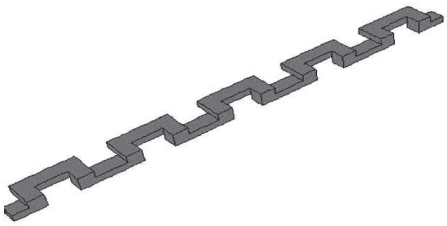
(a) Canal en S (Jiang et al. [74])



(b) Canal ondulé (Sui et al. [147])



(c) Canal proposé par Xia et al. [171]



(d) Canal en C (Lasbet et al. [89])

Figure 1.15 – Différents types de micro-canaux utilisant l'advection chaotique

Parmi les différentes configurations présentées, une des idées directrices est que le comportement chaotique peut être obtenu par la combinaison de structures tourbillonnaires dans des directions différentes.

1.2.4 Méthodes composées

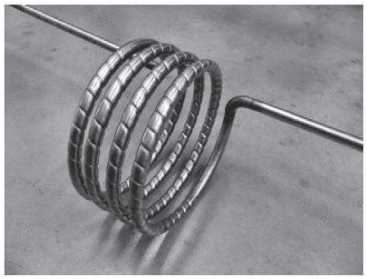
Différentes techniques pour améliorer les performances ont été identifiées. Pour augmenter encore le transfert, une méthode consiste à combiner plusieurs méthodes d'intensification [101]. On parle alors de méthodes composées.

La combinaison de différentes techniques d'intensification, par des techniques passives, du transfert thermique permet d'augmenter les performances bien plus qu'avec chaque méthode prise séparément. Ainsi, de nombreux auteurs ont proposé des géométries de tubes alliant différents types de déformations. Très souvent, les combinaisons étudiées induisent des perturbations de la structuration de l'écoulement à des échelles différentes. Par exemple, avec des paramètres géométriques adaptés, une configuration de tube intéressante en régime laminaire combine une paroi corruguée et un axe longitudinal déformé de forme hélicoïdale [132, 133, 179]. La géométrie est présentée sur la figure 1.16(a). La superposition des écoulements secondaires créés par les deux types de déformation permet d'intensifier le transfert thermique. Ainsi, entre une géométrie hélicoïdale avec des parois corruguées et une géométrie hélicoïdale avec des parois lisses, le transfert thermique est augmenté jusqu'à $2,5$ fois pour une nombre de Reynolds inférieur à 1200 et $Pr = 182$ [132]. Pour un écoulement laminaire, un tube hélicoïdal peut également être combiné avec une section elliptique et des ailettes internes pour augmenter le transfert thermique [123].

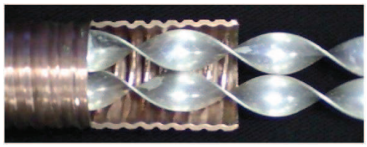
D'autres configurations reposant sur un principe similaire ont été développées. Ainsi, l'écoulement dû à la présence de nervures sur la paroi interne superposé avec celui créé par un insert en ruban torsadé évidé au centre permet d'améliorer le transfert en régime laminaire en agissant à la fois sur l'écoulement en proche paroi et sur l'écoulement au cœur du tube [20, 141]. Promvonge et al. [129] ont, quant à eux, combiné un tube corrugué et deux inserts centraux en ruban torsadé, comme cela est présenté sur la figure 1.16(b). Les auteurs montrent qu'en régime turbulent, pour de l'eau, le transfert peut être augmenté jusqu'à $1,78$ fois par rapport à un tube corrugué sans inserts. Cependant, le frottement est augmenté jusqu'à $6,21$ fois. La présence des inserts centraux augmente en effet fortement les pertes de charge comme cela a été montré précédemment. Ainsi les résultats sont de fait moins probants.

En régime turbulent, de bons résultats sont également obtenus avec la combinaison de promoteurs de tourbillons et de protrusions [58] (figure 1.16(c)). Pour un écoulement d'eau, la présence des protrusions en plus des inserts permet de multiplier par $1,07$ le transfert thermique tandis que les pertes de charge ne varient presque pas. Des résultats similaires sont observés dans le cas d'un tube coaxial, par la superposition d'une ailette hélicoïdale sur la paroi interne et de promoteurs de tourbillons [184].

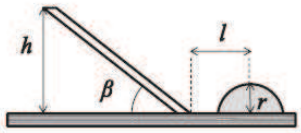
Synthèse : Il existe une grande variété de méthodes passives pour améliorer le transfert thermique, dont certaines ont été présentées précédemment. La superposition de structures de vorticité différentes dues à plusieurs types de déformation permet d'améliorer encore les performances thermo-hydrauliques. La combinaison entre des méthodes passives et actives peut également être considérée mais n'a pas été présentée ici puisqu'elle ne fait pas partie du sujet de l'étude. Les méthodes de combinaison sont actuellement très explorées et prometteuses puisque les effets d'intensification de différentes déformations peuvent être superposés à des échelles et avec des constantes de temps différentes.



(a) Tube hélicoïdal corrugué (Rainieri et al. [133])



(b) Tube corrugué avec deux inserts en rubans plats hélicoïdaux (Promvonge et al. [129])



(c) Schéma des promotteurs de tourbillons et protusions placés sur la paroi du tube (Habchi et al. [58])

Figure 1.16 – Exemples de géométries composées

1.3 Critères d'analyse des performances

1.3.1 Critères d'efficacité thermo-hydraulique globaux

Avec le développement de techniques d'intensification du transfert thermique, la détermination de critères pour évaluer les performances d'un dispositif est un enjeu important. Au niveau global, ces critères sont construits de façon à comparer les performances thermiques mais aussi hydrauliques du système étudié par rapport à un système de référence. Webb [166] présente une méthode algébrique pour déterminer le critère de performances le plus adapté en fonction du principe de construction de l'échangeur considéré. En effet les performances peuvent être augmentées selon quatre techniques principales :

- la réduction de la taille de la surface d'échange de l'échangeur (afin de réduire les coûts de fabrication) pour échanger une quantité d'énergie donnée
- l'augmentation du transfert thermique pour une taille d'échangeur et des conditions d'entrée données
- la réduction de la température moyenne logarithmique pour des conditions thermiques fixées
- la réduction de la puissance de pompage pour des conditions thermiques et une longueur de tube fixées

En fonction des paramètres fixés et de ceux à optimiser, différentes relations peuvent être écrites, permettant ainsi d'aboutir au critère d'efficacité adapté à la géométrie étudiée et aux objectifs visés. Une application des principes énoncés par Webb peut être trouvée pour l'évaluation et l'intensification du transfert thermique dans un tube lisse avec un insert central en ruban plat torsadé (Yerra et al. [176]). Différentes techniques parmi celles énoncées précédemment sont appliquées comme par exemple la détermination de la réduction de surface d'échange nécessaire pour échanger une quantité d'énergie donnée avec des pertes de charge fixées.

En pratique, le ratio d'intensification, comme défini par Wang et Sundén [164], est le critère le plus utilisé. Il est aussi appelé par extension PEC (*Performance Evaluation Criterion*) et compare le transfert thermique rapporté à la puissance de pompage nécessaire. Le PEC est défini comme :

$$PEC = \frac{Nu/Nu_0}{(f/f_0)^{\frac{1}{3}}} \tag{1.11}$$

Les nombres de Nusselt et coefficients de frottement du tube étudié sont comparés à ceux d'un tube de référence (indice 0), généralement un tube lisse.

Une autre expression de l'efficacité également souvent définie est calculée par :

$$\eta = \frac{Nu/Nu_0}{f/f_0} \tag{1.12}$$

L'augmentation du nombre de Nusselt par rapport à la géométrie de référence est alors directement comparée à celle du coefficient de frottement.

Une approche un peu différente est proposée par Fan et al. [37]. Les auteurs proposent d'évaluer les performances graphiquement en représentant $\frac{Nu}{Nu_0}$ en fonction de $\frac{f}{f_0}$. Le diagramme obtenu est présenté sur la figure 1.17 (ici, p représente les pertes de charge, P la puissance de pompage et Q la puissance thermique échangée). Il peut être divisé en quatre régions :

- Une zone où l'augmentation du transfert thermique est moins importante que celle de la puissance de pompage nécessaire (1)
- Une région où le transfert thermique augmente pour une puissance de pompage constante mais où il diminue lorsque c'est la perte de charge qui est constante (2)
- Une région pour laquelle le transfert thermique est augmenté à même perte de charge mais, pour un débit fixé, l'augmentation du transfert thermique est moins importante que celle du coefficient de frottement (3)
- Une zone qui est la plus favorable et qui correspond à une augmentation du transfert thermique plus importante que celle du coefficient de frottement à même débit (4)

Cette approche permet d'évaluer et comparer graphiquement différentes techniques d'intensification du transfert thermique.

Les critères d'efficacité décrits ici donnent une indication globale de performance, mais pas d'information sur le comportement local du dispositif étudié. D'autres techniques d'évaluation des performances peuvent alors être mises en place pour une étude plus fine et locale.

1.3.2 Le principe de synergie

Afin d'évaluer le transfert thermique dans un dispositif donné, un critère, obtenu à partir de l'observation de l'équation de l'énergie et du mécanisme du transfert convectif, a été introduit par Guo et al. [47]. Ce critère est basé sur la synergie entre les champs de vitesse et de gradient de température. Il fait l'objet de nombreuses études en donnant des informations sur le transfert thermique au niveau global mais aussi au niveau local.

1.3.2.1 Présentation et énoncé du principe

La notion de synergie a d'abord été proposée par Guo et al. [47] pour une couche limite en deux dimensions. En effet dans le cas considéré, l'intégrale de l'équation de l'énergie sur l'épaisseur de la

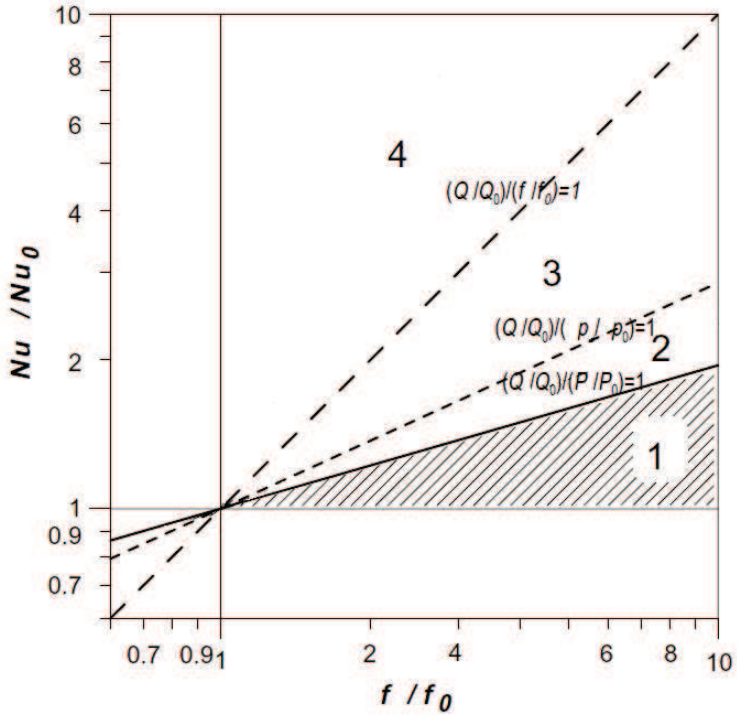


Figure 1.17 – Diagramme d'évaluation des performances proposé par Fan et al. [37]

couche limite s'écrit après adimensionalisation :

$$Nu_x = Re_x Pr \int_0^1 (\vec{U} \cdot \vec{\nabla} T) d\bar{y} \tag{1.13}$$

$\bar{y}$ étant la distance à la paroi adimensionnée par l'épaisseur de la couche limite δ_t. Au vu de cette relation, pour augmenter le transfert thermique, et donc le nombre de Nusselt, il existe donc trois voies :

- l'augmentation des nombres de Prandtl ou de Reynolds
- l'augmentation des modules de $\vec{U}$ ou de $\vec{\nabla} T$
- l'augmentation du cosinus de l'angle entre $\vec{U}$ et $\vec{\nabla} T$

Le principe de synergie correspond aux deux dernières méthodes : pour améliorer le transfert thermique, il faut augmenter la valeur du produit scalaire entre la vitesse et le gradient de température, soit en agissant sur leurs modules, soit en optimisant l'angle entre ces deux vecteurs de façon à maximiser son cosinus.

À la suite des travaux de Guo et al. [47], d'autres auteurs ont développé, généralisé et validé ce principe. Tao et al. [153] développent ainsi l'idée que l'angle entre les champs de vitesse et de gradient de température doit être le plus proche possible de 0^o ou 180^o. En effet, ces deux champs doivent être en synergie : ils doivent agir de façon combinées. Ici, le principe du champ de synergie consiste à dire que réduire l'angle entre les champs de gradient de température et de vitesse permet d'améliorer le transfert de chaleur.

Guo et al. [49] ont de plus étendu le principe de synergie à un plus grand nombre d'écoulements

et en ont donné une définition plus précise. L'angle de synergie β_s est défini par :

$$\vec{U} \cdot \vec{\nabla}T = |\vec{U}||\vec{\nabla}T| \cos(\beta_s) \tag{1.14}$$

Le principe de synergie est appliqué quand :

- $\vec{U}$ et $\vec{\nabla}T$ sont les plus colinéaires possibles
- au niveau local, les zones où les vecteurs $\vec{U}$ et $\vec{\nabla}T$ ne sont pas alignés doivent correspondre aux zones où leur module est le plus important
- les champs de vitesse et de température sont aussi uniformes que possible pour une section transversale donnée

Tian et al. [158], quant à eux, sont à l'origine d'études de la synergie pour des écoulements tridimensionnels. De nombreuses applications de ce principe peuvent être trouvées dans la littérature [29, 34, 104].

Afin de généraliser le principe de la synergie et d'évaluer l'augmentation du transfert thermique mais aussi des pertes de charge, d'autres angles ont été introduits par Liu et al. [102, 103]. On introduit alors les angles formés par le gradient de température, la vitesse mais aussi le gradient de la composante de la vitesse u (composante débitante de l'écoulement) :

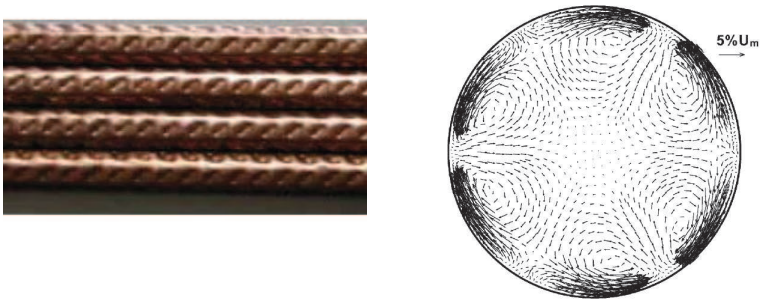
$$\begin{cases} \vec{U} \cdot \vec{\nabla}u = |\vec{U}||\vec{\nabla}u| \cos \alpha_s \\ \vec{U} \cdot \vec{\nabla}T = |\vec{U}||\vec{\nabla}T| \cos \beta_s \\ \vec{\nabla}u \cdot \vec{\nabla}T = |\vec{\nabla}u||\vec{\nabla}T| \cos \gamma_s \end{cases} \tag{1.15}$$

Pour augmenter le transfert de chaleur sans pénaliser les pertes de charge, il faut donc augmenter l'angle γ_s. Pour cela il y a trois solutions : augmenter α_s en laissant β_s constant, diminuer β_s en laissant α_s constant ou augmenter α_s et diminuer β_s. Cette formulation permet d'utiliser la synergie comme un critère d'efficacité comprenant à la fois le comportement thermique mais aussi le comportement hydraulique du système.

Le principe de synergie est un outil puissant qui permet non seulement de juger les performances d'un dispositif mais aussi de servir de technique pour construire des géométries de façon optimisée. Meng et al. [109] proposent un tube construit de manière à maximiser la synergie entre les champs de vitesse et de gradient de température. La force à appliquer à l'écoulement pour aligner ces champs est calculée et à partir de là, la déformation de la paroi du tube nécessaire en est déduite. La géométrie obtenue est présentée en figure 1.18 avec les vecteurs de vitesse radiale qui apparaissent dans l'écoulement du fait des déformations pariétales. Le tube proposé par Meng et al. [109] permet une forte augmentation des performances sur une large gamme de nombres de Reynolds.

1.3.2.2 Analyse synergétique : approche globale et locale

Le principe de synergie est un outil qui permet d'évaluer le transfert thermique. Il peut être utilisé comme critère d'efficacité global, par exemple pour comparer différentes géométries [53, 154]. La synergie peut également être utilisée pour optimiser une géométrie dont on fait varier un ou plusieurs paramètres [76]. Une moyenne volumique de l'angle de synergie est alors calculée sur tout le système étudié.



(a) Géométrie du tube proposée par Meng et al. [109]

(b) Vecteurs de vitesse radiale obtenus pour la géométrie proposée par Meng et al. [109]

Figure 1.18 – Tube proposé selon le principe de synergie

Cependant, un intérêt majeur de l'outil est de fournir un moyen d'analyse locale du transfert thermique [97, 99, 170]. Des cartographies de l'angle ou du module de synergie permettent d'identifier les zones de l'écoulement pour lesquels la synergie n'est pas satisfaisante et repérer ainsi les paramètres géométriques à améliorer.

Dans un système, il peut également être intéressant d'étudier l'évolution longitudinale de l'angle et du module de synergie. Dans la thèse de Simo Tala [146], il est montré ainsi que dans le cas d'un échangeur à tubes et ailettes (huit rangs de tubes), l'angle de synergie tend rapidement vers une allure autosimilaire sur les rangs de tubes successifs tandis que la valeur du produit des modules de vitesse et de gradient de température décroit pour les différents rangs successifs de tube.

Un grand nombre d'autres méthodes ont été développées et peuvent être trouvées dans la littérature. Parmi les plus connues, on peut par exemple citer l'étude de la génération d'entropie [15–17] qui est basée sur le second principe de la thermodynamique. En effet, le transfert thermique s'accompagne d'irréversibilités thermodynamiques. Ainsi, dans un écoulement, il y a production d'entropie du fait des gradients de température mais aussi des forces visqueuses. La production d'entropie a pour effet de diminuer le travail disponible ce qui nuit aux performances du système. Minimiser ces irréversibilités revient donc à maximiser l'efficacité thermique. L'uniformisation du champs de différence de température entre les deux fluides d'un échangeur de chaleur [48] peut également être citée. Les plus grandes valeurs du paramètre d'uniformité du champ de différence de température correspondent aux plus grandes valeurs d'efficacités. Un bon respect de ce principe permet également de minimiser la génération d'entropie.

1.3.3 Les outils pour évaluer le mélange et le degré de chaos d'un système

Afin d'estimer le bon niveau de mélange dans un système, de nombreuses méthodes qualitatives et quantitatives existent. La plupart de ces outils permettent également de repérer la présence des zones où le mélange est chaotique dans le système. L'analyse lagrangienne propose des techniques intéressantes pour l'étude de l'écoulement. Elle est basée sur l'injection dans une zone de l'écoulement de traceurs passifs qui vont être advectés par l'écoulement. On suppose que ces particules n'influencent pas le système.

1.3.3.1 Mesure d'écart-type

La première méthode présentée pour l'analyse du mélange est sans doute la plus intuitive. Elle revient à suivre l'uniformisation d'un scalaire dans l'écoulement en fonction du temps ou de la coordonnée spatiale dans le sens de l'écoulement, selon le type de système considéré. La concentration est en général le scalaire choisi mais la température peut également être utilisée. Le calcul de l'écart-type est un indicateur du taux de mélange et de son uniformité : dans le cas idéal où le mélange est total, l'écart-type tend vers zéro. Pour une quantité X, l'écart-type σ^X est par définition :

$$\sigma^X = \sqrt{\frac{1}{V_f}\int_{V_f}(X - X_m)^2 dV} \tag{1.16}$$

avec X_m la valeur moyenne de X et V_f le volume du domaine considéré. De nombreux exemples de mise en œuvre de ce critère comme mesure de l'uniformité du mélange peuvent être trouvés dans la littérature. Ainsi, Mokrani et al. [113], Xia et al. [171] ou encore Saatdjian et al. [139] suivent l'uniformité de la distribution de température pour évaluer le mélange. Des variantes autour de cette grandeur peuvent également être trouvées. Comme l'introduisent Thakur et al. [156], un coefficient de variation peut être calculé comme le rapport de l'écart-type et de X_m. De plus, Saatdjian et al. [139] proposent de diviser l'écart-type par sa valeur en entrée du dispositif afin de réduire l'influence des conditions d'entrée sur le résultat. À partir de ces résultats, un taux de mélange peut être défini comme l'augmentation du coefficient de variation par rapport au coefficient de variation initial. Pour la suite de l'étude, on considérera donc le taux de mélange :

$$\tilde{\sigma}^X = 1 - \frac{\sigma^X / X_m}{\sigma_0^X / X_{m,0}} \tag{1.17}$$

1.3.3.2 La distribution de temps de séjour

La distribution de temps de séjour, aussi appelé temps de résidence (ou RTD, *Residence Time Distribution*), est un outil très utilisé, surtout lorsqu'il y a réaction chimique. En effet, la distribution de temps de résidence donne des informations sur le temps que passent les particules fluides dans le système et donc sur la qualité du mélange. La distribution de temps de résidence est calculée en déterminant la fraction de débit en sortie qui contient les particules fluides ayant séjourné dans le tube entre t et $t + dt$. Un cas idéal souvent considéré est l'écoulement piston. Ce modèle suppose qu'il n'y a pas de diffusion dans la direction axiale et que des particules injectées en entrée au même moment ont le même temps de séjour dans le réacteur.

La détermination de la distribution de temps de séjour est réalisée en pratique en injectant une distribution uniforme de particules en entrée du dispositif et en enregistrant leur temps de résidence à la sortie. À partir de là, Hobbs et Muzzio [65] proposent de calculer la fonction de distribution de temps de résidence cumulative qui correspond à l'intégrale entre 0 et le temps t de la distribution de temps de séjour. Son expression est donnée par :

$$F(t) = \frac{\sum_{\tau=0}^{t} u^{in} dA}{Q_V^{in}} \tag{1.18}$$

avec Q_V^{in} le débit volumique total en entrée du tube, u^{in} la vitesse longitudinale en entrée et dS la fraction de surface de la section de passage en sortie représentée par chaque particule dont le temps de séjour est inférieur à t. Le graphe donné en figure 1.19 présente la distribution

de temps de résidence pour un écoulement piston et pour un écoulement de Poiseuille en régime laminaire où le mélange est purement diffusif. Le temps a été adimensionné par le temps de séjour moyen t_m des particules. Il faut que la distribution calculée se rapproche le plus possible du cas de l'écoulement piston et qu'elle soit donc la plus uniforme possible [65, 74, 156]. En effet, l'écoulement piston correspond au cas où toutes les particules injectées au même moment sortent du dispositif avec le même temps de séjour : c'est la situation où le temps de contact entre toutes les zones du fluide est le plus grand, ce qui est un paramètre important pour obtenir un bon mélange ou pour une éventuelle réaction chimique. Ainsi les zones d'accumulation d'un réactif ne se produisent pas [6].

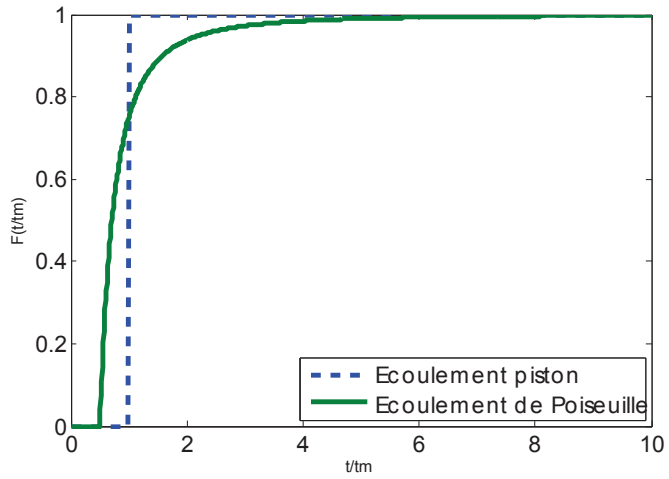


Figure 1.19 – Distribution cumulative de temps de séjour pour un écoulement piston et un écoulement de Poiseuille

D'autres informations sont disponibles au travers de l'étude de la distribution de temps de résidence. On peut en effet approcher la courbe obtenue pour le dispositif testé par un modèle connu et en déduire le nombre de Péclet de l'écoulement [25, 51, 54]. Le nombre de Péclet permet d'évaluer l'importance du mélange et est défini comme :

$$Pe_L = \frac{u_{in} L}{\mathscr{D}_{ax}} \tag{1.19}$$

avec u_{in} la vitesse longitudinale en entrée, L la longueur du dispositif et $\mathscr{D}_{ax}$ le coefficient de diffusion axial. Un modèle couramment utilisé pour modéliser la plupart des systèmes est le modèle de l'écoulement piston avec diffusion axiale. Castelain et al. [25] utilisent le modèle d'un écoulement piston avec diffusion axiale en tenant compte des échanges avec des zones stagnantes pour considérer les régions de proche paroi dans les écoulements à faibles nombres de Reynolds.

Une autre mesure permet de déterminer si la distribution du temps de résidence est la plus uniforme et donc optimale possible. Thakur et al. [156] présente les valeurs usuelles pour le rapport entre le temps de résidence de la première particule sortie t_{first} et le temps de résidence moyen t_m. Ce rapport doit être le plus près possible de 1, ce qui correspond au cas idéal de l'écoulement piston. Ainsi pour un tube lisse avec un écoulement de Poiseuille, t_{first}/t_m est autour de $0,5$. De même, pour un espace annulaire, ce paramètre est compris entre $0,5$ et $0,667$.

La détermination de la distribution du temps de séjour dans un système est donc un outil permettant d'évaluer l'importance du mélange ainsi que le temps de contact entre les différentes

particules au niveau global. Dans le cas d'une réaction chimique, ce temps de séjour doit être le plus long possible mais également les plus uniforme possible [6]. Pour une étude plus locale, l'injection de traceurs passifs en entrée du dispositif permet de visualiser des trajectoires dans l'écoulement.

1.3.3.3 Suivi lagrangien et sections de Poincaré

L'approche lagrangienne permet, à partir du suivi des trajectoires de traceurs passifs, d'obtenir des informations locales sur l'écoulement. De telles techniques aident à comprendre l'effet du dispositif sur l'écoulement ainsi que les mécanismes responsables du mélange. Ce type de méthode peut également permettre de repérer la présence d'advection chaotique dans l'écoulement. En effet, les systèmes chaotiques sont très sensibles aux conditions initiales. Ainsi, deux particules injectées en entrée à des positions très proches suivront des trajectoires complètement divergentes si elles sont soumises à de l'advection chaotique. Le suivi de trajectoires pour montrer le caractère chaotique du système a été utilisé par exemple par Hosseinalipour et al. [69].

L'utilisation du suivi lagrangien permet également de tracer les sections de Poincaré, sans doute la méthode la plus utilisée pour représenter qualitativement le mélange et juger de son degré de chaos. Les sections de Poincaré sont obtenues en injectant en entrée un groupe de traceurs et en repérant la position à laquelle chaque traceur traverse une section de passage donnée [77, 87]. Les zones où l'écoulement est chaotique sont les zones où la section de Poincaré est uniforme tandis que dans les zones régulières, seules les lignes de courant sont repérées. De nombreuses références utilisent les sections de Poincaré comme un moyen pour montrer la présence de chaos dans l'écoulement [52, 66, 68, 77, 91, 186].

1.3.3.4 L'observation de trajectoires initialement proches et exposants de Lyapunov

Dans un système déterministe, les trajectoires de particules initialement proches suivent les mêmes lignes de courant. Ainsi leurs comportements restent très semblables. Dans le cas d'un écoulement ayant un caractère chaotique, ces trajectoires divergent exponentiellement. Cette propriété est caractéristique de la présence de chaos dans l'écoulement [52, 79, 89].

Les exposants de Lyapunov sont des indicateurs quantitatifs basés sur cette divergence observée entre deux trajectoires initialement proches lorsqu'on observe le système sur le long terme. Si on considère une sphère de dimension celle du système, de rayon initial $d(0)$, l'exposant de Lyapunov dans la direction i s'écrit alors :

$$\alpha_i = \lim_{t\to\infty} \frac{1}{t} \ln\left(\frac{d_i(t)}{d(0)}\right) \tag{1.20}$$

avec $d_i(t)$ la longueur principale dans la direction i de la sphère déformée au temps t. Les exposants de Lyapunov sont positifs pour un système en expansion, nuls pour un système stable et négatifs pour un système en contraction comme un système périodique. Il suffit d'un exposant positif pour que le système soit dit chaotique. En général, c'est donc le plus grand des exposants de Lyapunov qui est calculé. Plusieurs techniques peuvent être utilisée. Wolf et al. [169] proposent une méthode basée sur l'étude de suites souvent reprise et appliquée [4, 5, 87]. L'exposant de Lyapunov

maximal α est alors la limite quand M tend vers l'infini de la série :

$$\alpha_M = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^{M} \ln\left(\frac{d_{i+1}}{d_i}\right) \tag{1.21}$$

La valeur de cet exposant α reflète l'échelle de temps sur laquelle le système devient imprévisible. De plus, comme l'affirme Mokrani et al. [114], les exposants de Lyapunov sont des paramètres globaux qui ne dépendent pas de la position initiale de la sphère observée puisqu'ils sont issus d'une observation du système sur un temps infini. Cette propriété n'est pas toujours rencontrée en pratique si le temps d'observation du système est trop court. Une dépendance locale est observée.

La mesure de la divergence des trajectoires de deux particules initialement proches peut permettre d'approximer la valeur de l'exposant de Lyapunov moyen du système. Ainsi, si on note $d_x(0)$ la distance entre deux particules et que cette distance est suffisamment petite, pour un système chaotique, on peut observer que la distance $d_x(t)$ entre les deux trajectoires évolue telle que :

$$\|d_x(t)\| \simeq \|d_x(0)\| e^{\tilde{\alpha} t} \tag{1.22}$$

Le coefficient $\tilde{\alpha}$ est alors l'équivalent du coefficient de Lyapunov [35, 52, 135]. Castelain et al. [26] adaptent cette technique expérimentalement en mesurant l'évolution exponentielle du périmètre d'une tache de traceur injectée en entrée du système.

Pour un système borné dans certaines directions, comme c'est le cas pour un tube et de nombreuses configurations de laboratoire ou industrielles, la mesure des exposants de Lyapunov comme proposée précédemment ne convient pas nécessairement puisque l'évolution de la distance dans certaines directions peut ne pas diverger à l'infini. Plusieurs auteurs [12, 69, 173] proposent donc de calculer les exposants de Lyapunov locaux sur un temps fini en écrivant pour un intervalle de temps j :

$$\alpha_j = \frac{1}{\Delta t} \ln\left(\frac{\bar{d}_j}{d(0)}\right) \tag{1.23}$$

avec $\bar{d}_j$ la distance moyenne au centre de particules situées autour d'un cercle de rayon $d(0)$ pour l'itération précédente. L'exposant global est ensuite déterminé en moyennant α_j sur tous les intervalles de temps. Cette mesure dépend de la localisation du point considéré.

1.3.3.5 Taux d'élongation

Le suivi de traceurs passifs dans l'écoulement peut également permettre d'obtenir des informations locales quantitatives sur l'écoulement. Ainsi, pour toutes les particules, le taux d'élongation qu'elles subissent dans l'écoulement peut être déterminé. Ce taux donne l'histoire des déformations subies par les différentes particules fluides et permet d'identifier les zones où le mélange est plus ou moins bon. En effet, les zones où le mélange est le meilleur sont les zones où les particules fluide subissent le plus fort étirement [149]. D'après Hobbs et Muzzio [65, 66], l'élongation est calculée en intégrant pour chaque particule l'équation :

$$\frac{d\vec{l}}{dt} = (\nabla \vec{U})^T . \vec{l} \tag{1.24}$$

avec la valeur initiale $\vec{l}(t=0) = \vec{l}_0$. Le taux d'élongation est alors calculé comme l'accumulation

totale d'élongation :

$$\Lambda = \frac{|\vec{l}|}{|\vec{l_0}|} \tag{1.25}$$

Dans un écoulement chaotique, la moyenne sur une section de passage de ce taux d'élongation évolue dans le sens longitudinal de façon exponentielle. Hobbs et Muzzio [65] ont également défini un facteur d'élongation spécifique :

$$\alpha^* = \lim_{N\to\infty} \left(\frac{1}{N} \ln < \Lambda_g > \right) \tag{1.26}$$

avec N le nombre de particules et $< \Lambda_g >$ la moyenne du taux d'élongation global. Cette grandeur peut être comparée au plus grand exposant de Lyapunov du système. La valeur de ce facteur pour un temps ou une longueur d'observation infinis correspond au taux d'élongation asymptotique, défini par Mackley et Neves Saraiva [105] comme critère quantitatif d'évaluation du mélange.

La mesure du taux d'élongation contient toutes les déformations subies dans l'écoulement par les particules suivies. Il peut être représenté localement [105, 118, 147]. Les zones où l'élongation est importante correspondent aux tourbillons importants. Ce type de mesure permet une analyse des phénomènes de mélange au niveau local.

Une très grande variété d'outils quantitatifs comme qualitatifs permettent donc de mesurer le mélange et le caractère chaotique d'un système. On peut encore citer par exemple la mesure de la dimension fractale ou la dimension de corrélation intégrale d'un système [114]. Ces différents critères peuvent être mis en œuvre dans de nombreuses situations et notamment dans des configurations d'écoulement interne.

1.4 Bilan et conclusions

L'intensification du transfert thermique et du mélange sont des problématiques de recherche liées à de nombreuses applications industrielles. On peut par exemple citer l'optimisation des échangeurs de chaleur ou alors le développement d'échangeurs multifonctionnels qui sont également des réacteurs chimiques. Les travaux de thèse présentés ici sont principalement centrés sur les techniques d'intensification passive, appliquées à des géométries d'échangeurs tubulaires en régime laminaire. Pour ce type d'écoulement, un phénomène important quant à l'intensification du mélange est l'advection chaotique : même pour un écoulement à très faible vitesse, pour certaines configurations d'écoulement, on observe des trajectoires divergentes pour les particules fluides. Le chaos peut présenter un réel intérêt par rapport à l'utilisation d'un écoulement turbulent en terme de bon rapport entre l'efficacité du mélange et la dépense d'énergie nécessaire pour générer l'écoulement.

De nombreuses techniques passives pour augmenter le transfert thermique et le mélange dans un tube peuvent être recensées dans la littérature. Toutefois, l'intensification doit se faire tout en limitant l'augmentation des pertes de charge. Les principales techniques utilisées consistent à insérer des éléments internes ou encore à déformer la paroi ou l'axe du tube. En régime laminaire, des résultats intéressants sont principalement obtenus en ajoutant des inserts torsadés ou hélicoïdaux. De même pour ce type d'écoulement, certains types de déformations pariétales dans des directions alternées permettent d'augmenter les performances. Dans certains cas, l'apparition d'advection chaotique dans l'écoulement permet d'améliorer le mélange et donc le transfert thermique.

Différents outils utilisés pour qualifier les performances thermo-hydrauliques mais aussi le mélange dans un dispositif ont été décrits lors de la revue bibliographique. Différents critères sont connus pour évaluer les performances globales d'un dispositif tandis que d'autres outils comme la synergie permettent également une analyse locale. De même, différentes techniques pour évaluer quantitativement et qualitativement le mélange ont été identifiées. Les sections de Poincaré ou la détermination des exposants de Lyapunov d'un système permettent de caractériser son caractère chaotique.

La géométrie de tube à déformations successives alternées présentée ici a été définie de façon à limiter l'augmentation des pertes de charge et les recirculations dans l'écoulement, deux désavantages identifiés pour plusieurs des géométries de la littérature. Dans la suite de l'étude, le tube à déformations successives alternées a été plus particulièrement étudié numériquement. Ce type de déformations a ensuite été appliqué à des géométries coaxiales et combiné avec d'autres techniques d'intensification passive qui créent un écoulement secondaire dans des directions différentes. L'application des déformations successives alternées à une plaque a permis de comparer les simulations numériques avec des mesures expérimentales de vitesse locale.

Chapitre 2

Le tube à déformations successives alternées

2.1 Présentation et géométrie

2.1.1 Principe des déformations

Le tube à déformations successives alternées a fait l'objet de plusieurs études antérieures au département Énergétique Industrielle de l'école des Mines de Douai. Il a tout d'abord été proposé par Harion et al. en 1999 [60]. Les parois du tube sont déformées tout en respectant la contrainte d'une section de passage quasi-constante. En effet, le tube est construit de façon à empêcher les phénomènes de recirculations et à limiter l'augmentation des pertes de charge engendrant les chutes de performances évoquées dans le chapitre précédent. Les déformations pariétales sont conçues pour produire des macro-structures tourbillonnaires dans l'écoulement et donc modifier ses propriétés en terme de transfert thermique et de mélange.

En pratique, la forme de la section de passage du tube varie dans le sens de l'écoulement : de circulaire, elle devient progressivement elliptique puis retrouve sa forme initiale, ce qui correspond à une demi-période de déformation. L'orientation de la section elliptique varie d'un angle θ_d entre ces deux tronçons. Cet angle θ_d sera, sauf précision particulière, pris à 90^o pour la suite des travaux. La figure 2.1(a) donne le principe de déformation du tube ainsi qu'une visualisation en coupe pour une période de déformation. Ainsi, deux paramètres géométriques sont définis pour qualifier cette déformation : l'amplitude A qui correspond à l'augmentation maximale du rayon du tube par rapport au rayon moyen R_m et la longueur d'onde du tube λR_m. Ces paramètres sont également identifiés sur la figure 2.1(a). Pour la suite, on utilisera donc les paramètres adimensionnels A et λ, les grandeurs physiques correspondantes étant calculées par rapport au rayon moyen R_m. Une représentation en trois dimensions d'un exemple de géométrie du tube, obtenue pour $A = 25\%$ et $\lambda = 6$, est donnée sur la figure 2.1(b).

Pour un segment de tube qui correspond à une demi-période de déformation, la longueur du grand axe de la section elliptique évolue sinusoïdalement en fonction de la coordonnée longitudinale x. Soit $\tilde{a}_d$ cet axe, on peut alors écrire :

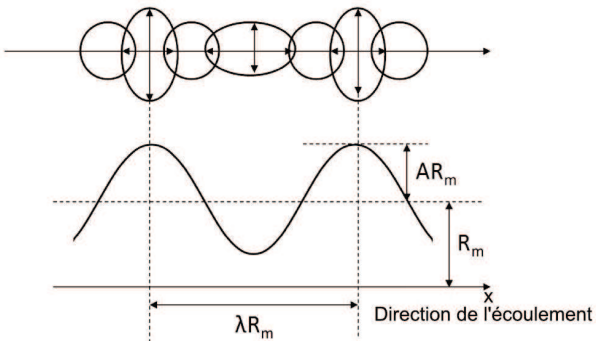
$$\tilde{a}_d = R_m \left[1 + A \sin\left(\frac{2\pi x}{\lambda R_m}\right)\right] \tag{2.1}$$

Le petit axe de l'ellipse $\tilde{b}_d$ est tel que la section de passage est conservée. Ainsi le paramètre

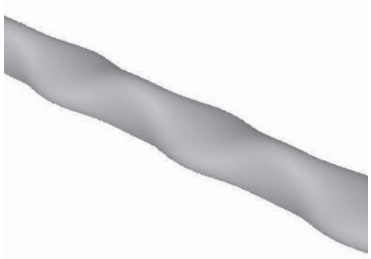
est défini de façon à assurer que l'aire des sections de passage elliptique est la même que lorsque la section de passage est circulaire :

$$\tilde{b}_d = \frac{R_m^2}{\tilde{a}_d} \tag{2.2}$$

R_m, le rayon moyen du tube, correspond en effet au rayon lorsque la section est circulaire. Comme énoncé précédemment, la période complète est obtenue en faisant subir une rotation d'angle θ_d au second tronçon de tube construit selon ce principe.



(a) Schéma du tube et paramètres de déformations



(b) Exemple de géométrie obtenue ($A = 25\%$, $\lambda = 6$)

Figure 2.1 – Géométrie du tube à déformations successives alternées

La déformation ainsi obtenue garantit bien une aire de passage constante visant à empêcher les phénomènes de recirculations. De plus, le changement de forme de la section de passage est graduel ce qui doit permettre de ne pas trop augmenter les pertes de charge. L'étude bibliographique a montré qu'un tel type de macro-déformations pariétales dans des directions alternées est à l'origine de mouvements radiaux centripètes et centrifuges dans l'écoulement ce qui permet d'augmenter le transfert thermique. Avant d'étudier plus précisément la topologie et les propriétés de l'écoulement par des méthodes numériques, les premiers résultats expérimentaux et numériques, antérieurs aux travaux de thèse, ont été analysés.

2.1.2 Résultats préliminaires

2.1.2.1 Études expérimentales

Le tube à déformations successives alternées a tout d'abord fait l'objet de travaux expérimentaux [60, 61]. La géométrie testée correspond aux paramètres de déformations $A = 25\%$ et $\lambda = 12$ pour un rayon moyen $R_m = 5\ mm$. Un tube expérimental a été fabriqué en cuivre à partir d'un tube lisse de $0,5\ mm$ d'épaisseur. La déformation pariétale a été obtenue par compression mécanique du tube par quatre mors portants l'empreinte des déformations. Ces mors ont été usinés avec assistance numérique. La figure 2.2 présente un tel tube.

Le dispositif expérimental est présenté sur la figure 2.3 et a été équipé d'une pompe à débit variable. De plus, le tube testé a été placé dans un espace annulaire. L'écoulement externe a été choisi avec un très grand nombre de Reynolds pour approcher une condition de température fixe à la paroi. Un mélange à 30% d'eau et de glycol a été choisi comme fluide pour l'écoulement interne. Pour différents débits d'entrée, les pertes de charge et le coefficient d'échange ont été déterminés

Figure 2.2 – Réalisation pratique du tube à déformations successives alternées

pour cet écoulement interne. Les graphes présentés en figure 2.4(a) et figure 2.4(b) montrent l'évolution de ces données pour le tube déformé et pour un tube lisse de rayon moyen équivalent dans les mêmes conditions. En régime laminaire, il est intéressant de noter sur la figure 2.4(b) que le transfert thermique est augmenté. L'augmentation de la perte de charge reste quant à elle limitée. Pour un nombre de Reynolds inférieur à environ 3000, l'efficacité calculée d'après l'expression 1.12 est en moyenne de $1,2$. Ces premiers résultats montrent donc que les performances sont augmentées par les macro-déformations pariétales en régime laminaire. Lorsque le régime devient turbulent, les coefficients de transfert convectif obtenus pour le tube déformé et le tube lisse deviennent identiques : la présence des déformations pariétales ne modifie plus les propriétés d'échange thermique de l'écoulement. En effet, pour les grandes valeurs du nombre de Reynolds, c'est la turbulence qui est le principal moteur du transfert thermique. Le gain dû à la présence des déformations devient alors négligeable. D'après ces résultats expérimentaux, l'utilisation du tube déformé semble donc adaptée aux écoulements en régime laminaire, ce qui correspond à un large nombre d'applications industrielles.

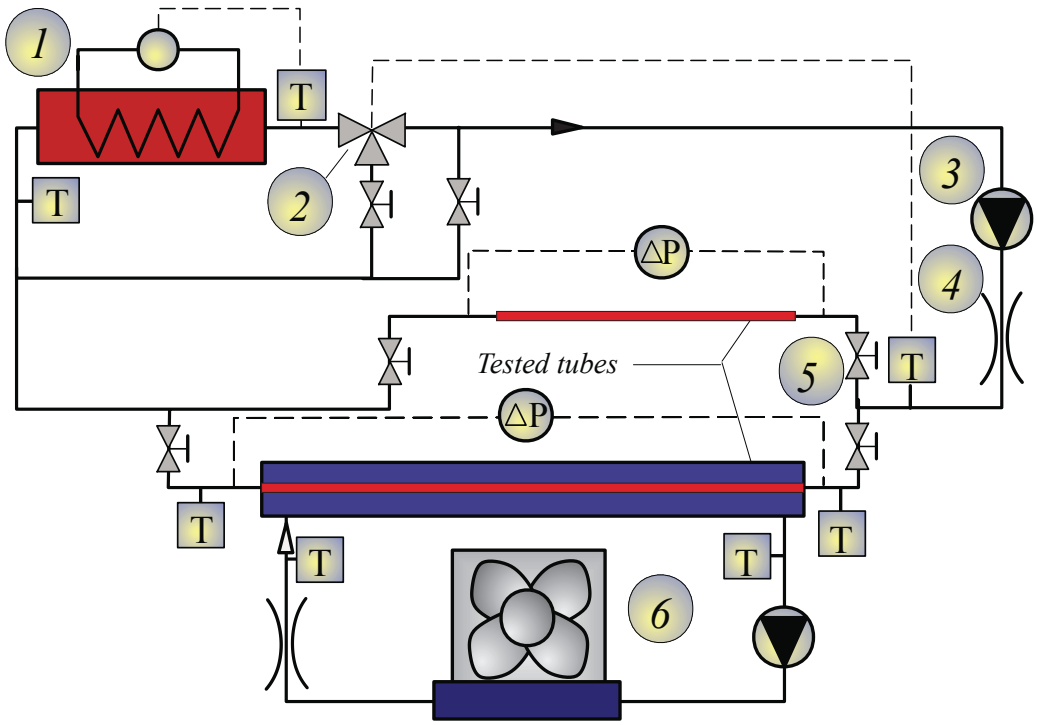
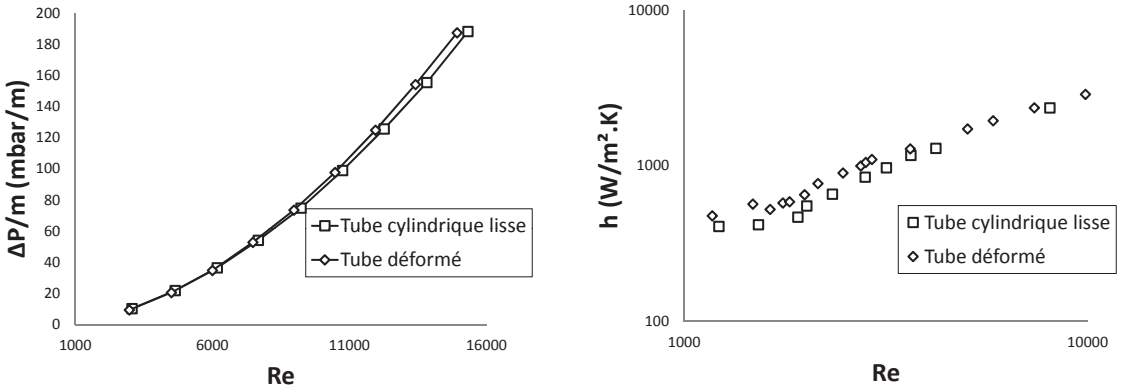


Figure 2.3 – Banc expérimental utilisé pour les études antérieures. 1- Système de chauffage 2- Valve 3- Pompe 4- Débitmètre 5- Section d'essai 6- Circuit de dissipation de la chaleur



(a) Pertes de charge

(b) Coefficient d'échange thermique

Figure 2.4 – Résultats expérimentaux, d'après [60]

L'injection de traceurs en entrée du tube a également permis d'obtenir une première visualisation de l'écoulement [60, 62]. Comme le montre la figure 2.5, du fait des macro-déformations, des écoulements secondaires apparaissent dans l'écoulement et le mélange radial est augmenté. Les traceurs suivent un motif défini, qui met clairement en évidence le caractère organisé de l'écoulement.

Figure 2.5 – Visualisation de l'écoulement dans le tube à déformations successives alternées

Ces premières études expérimentales montrent d'une part l'intérêt d'étudier le tube à déformations successives alternées en régime laminaire : les performances thermo-hydrauliques sont visiblement augmentées, et d'autre part, la visualisation du mélange d'un traceur passif dans l'écoulement permet d'obtenir une première idée quant à sa topologie. Des études numériques réalisées par la suite et présentées ci-après ont ensuite permis d'approfondir cette analyse.

2.1.2.2 Premiers éléments numériques

Différentes études ont été réalisées numériquement pour le tube déformé [23, 62, 63]. Les principaux résultats issus des différentes analyses de l'écoulement seront repris plus précisément dans la suite du chapitre. Les techniques de maillages, les conditions initiales et les conditions aux limites décrites dans ces références ont servi de base pour le modèle numérique construit dans le cadre des travaux de thèse.

Afin d'identifier au mieux les macro-structures tourbillonnaires qui apparaissent dans l'écoulement, Harion et al. [63] ont comparé différents outils de visualisation. L'utilisation de l'hélicité normée s'avère la plus adaptée au problème. Cet outil est défini comme le produit scalaire entre la vitesse $\vec{U}$ et la vorticité $\vec{\omega}$ de l'écoulement normalisé [95] :

$$H = \frac{\vec{U}.\vec{\omega}}{\|\vec{U}\|\|\vec{\omega}\|} \tag{2.3}$$

Cette grandeur permet en effet de visualiser les structures qui sont principalement longitudinales. De plus, elle est particulièrement efficace pour différencier des structures distinctes mais proches, comme c'est le cas ici. Pour la suite de l'étude, l'hélicité normée sera donc le critère de détection des structures tourbillonnaires dues aux déformations pariétales choisies. L'hélicité normée permet également de différencier les sens de rotation des structures tourbillonnaires.

2.2 Méthode d'étude

L'étude du tube à déformations successives alternées a été réalisée numériquement. Le modèle a été implémenté sur le logiciel de calcul commercial aux volumes finis ANSYS Fluent.

2.2.1 Modèle thermo-hydraulique

Les différentes simulations numériques réalisées sont toutes basées sur le même modèle physique. L'écoulement interne à un tube est plus particulièrement considéré. Le fluide qui circule est supposé incompressible et newtonien tandis que l'écoulement est stationnaire, du fait de la nature du fluide et des conditions aux limites considérées. Conformément aux observations préliminaires, le régime de l'écoulement considéré est laminaire. L'écoulement est décrit par les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement. Dans les hypothèses présentes, l'équation de continuité s'écrit simplement :

$$\nabla.\vec{U} = 0 \tag{2.4}$$

De même, l'équation de Navier-Stokes peut s'écrire :

$$\nabla(\vec{U}.\vec{U}) = -\nabla\left(\frac{P}{\rho}\right) + \frac{1}{\rho}\nabla.(\bar{\bar{\tau}}_\mu) \tag{2.5}$$

avec ρ la masse volumique du fluide et $\bar{\bar{\tau}}_\mu$ le tenseur des contraintes visqueuses. Pour le fluide newtonien considéré, le tenseur $\bar{\bar{\tau}}_\mu$ est défini en fonction de la viscosité dynamique μ par :

$$\bar{\bar{\tau}}_\mu = \mu[(\nabla(\vec{U}) + \nabla^T(\vec{U}))] \tag{2.6}$$

Afin de modéliser le transfert thermique, une température constante est imposée à la paroi. L'équation de l'énergie en régime stationnaire sans termes sources et en négligeant la dissipation visqueuse doit donc être également résolue :

$$\rho\vec{U}.\nabla(E) = -P\nabla.\vec{U} + \nabla(k\nabla T) \tag{2.7}$$

avec E l'énergie interne et k la conductivité thermique du fluide. Cette équation peut être réécrite en terme de température pour un fluide incompressible dont on suppose que les propriétés thermo-

physiques ne dépendent pas de la température sur le domaine considéré :

$$\rho C_p \vec{U}.\nabla(T) = \nabla(k\nabla T) \tag{2.8}$$

C_p est la capacité calorifique du fluide. En pratique, les équations de l'écoulement sont d'abord résolues avant l'équation de l'énergie.

2.2.2 Conditions aux limites

Conformément aux données utilisées dans les travaux antérieurs [23, 61], le fluide considéré dans les diverses simulations est un mélange d'eau et de glycol à 30%. Le domaine de température considéré étant faible (la gamme des températures couvre environ $20\ K$), les propriétés thermo-physiques du fluide peuvent raisonnablement être considérée comme constantes. Le tableau 2.1 résume ces propriétés. Le nombre de Prandtl du fluide correspond alors à $Pr = 9,64$.

$\rho\ (kg.m^{-3})$	$\mu\ (kg.m^{-1}.s^{-1})$	$C_p\ (J.kg^{-1}.K^{-1})$	$k\ (W.m^{-1}.K^{-1})$
1035	0,0012	3800	0,473

Tableau 2.1 – Données thermo-physique de l'eau glycolée

Afin d'étudier les performances du tube déformé en terme de transfert thermique, différentes conditions aux limites ont été adoptées. En entrée du tube, une température constante $T_{in} = 321,3K$ est imposée. De même, le profil de vitesse est fixé. Différentes formes ont été considérées : soit un profil de vitesse plat, soit un profil établi pour limiter les forts gradients de vitesse à la paroi. Le nombre de Reynolds basé sur la vitesse moyenne en entrée du tube et le diamètre moyen $D_m = 2R_m$ est $Re_{D_m} = 828$, ce qui correspond à un régime laminaire. En sortie du tube, les gradients longitudinaux de vitesse et de température sont considérés comme nuls. Le point de pression de référence est placé à cet endroit. Enfin, sur la paroi, une condition de non-glissement est imposée et une température $T_W = 299K$ est fixée.

2.2.3 Schémas de discrétisation

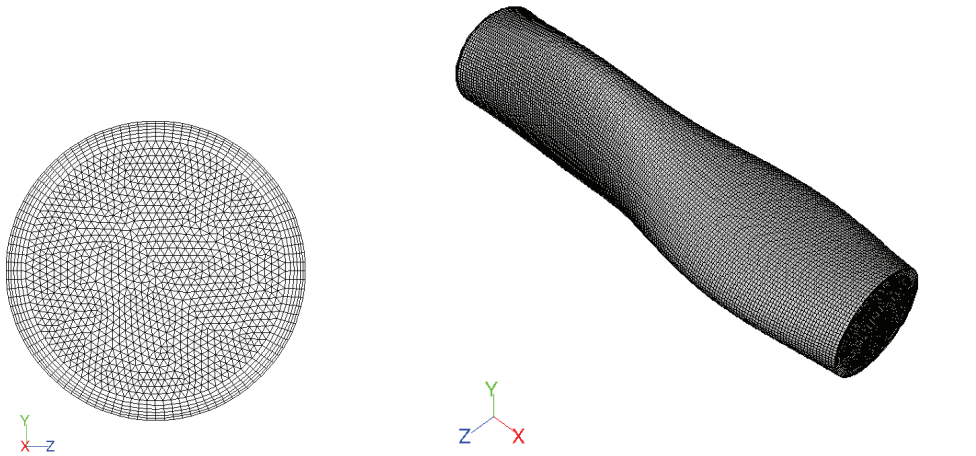
Le solveur utilisé par le logiciel résout les différentes équations séquentiellement. Avec une hypothèse de départ sur la pression, l'équation de conservation de la quantité de mouvement est tout d'abord résolue afin d'obtenir une première valeur approchée pour le champs de vitesse de l'écoulement. La pression est alors déterminée de façon à respecter l'équation de continuité. Cette nouvelle valeur de la pression est ensuite utilisée pour corriger la vitesse calculée. L'équation qui sert à calculer la correction de pression est obtenue en combinant l'équation de continuité et la divergence de l'équation de conservation de la quantité de mouvement. Il existe de nombreux algorithmes pour modéliser cette équation et le couplage pression-vitesse. Pour un écoulement en régime permanent, l'algorithme SIMPLEC (voir [40]) peut être utilisé et a été choisi ici. Bien qu'onéreux en terme de temps de calcul, cet algorithme permet d'améliorer la convergence du modèle par rapport à un modèle plus simplifié comme l'algorithme SIMPLE [40].

En ce qui concerne la discrétisation spatiale des équations à résoudre, les termes de gradients sont calculés en utilisant la méthode des moindres carrés. Le gradient d'une grandeur est alors

exprimé en déterminant la différence entre les valeurs prises par la grandeur considérée au centre de la cellule de calcul et au centre des cellules adjacentes. Les différents termes des équations résolues sont discrétisés avec un schéma au second ordre amont : pour une grandeur Φ fixée, la valeur sur une face donnée est approchée par un développement de Taylor au second ordre par rapport à la valeur de Φ au centre de la cellule en amont. Seule la pression sur une face donnée est calculée comme la pression moyenne entre la pression au centre des deux cellules adjacentes à la face considérée.

2.2.4 Géométrie et maillage

La géométrie du tube à déformations successives alternées a été réalisée avec le logiciel GAMBIT. Plusieurs sections de passage du tube sont tout d'abord générées de façon à respecter les relations 2.1 et 2.2. La paroi externe est alors obtenue comme l'enveloppe entre ces différentes sections. En ce qui concerne le maillage, dans un premier temps, la face d'entrée du tube est discrétisée. Le maillage tridimensionnel est ensuite obtenu par extrusion de cette face d'entrée le long du tube. Cette technique permet d'obtenir un maillage le plus régulier possible sur le domaine de calcul. En zone de proche paroi, le maillage est raffiné afin de bien capter les gradients pariétaux. La figure 2.6(a) présente un exemple de maillage pour l'entrée du tube tandis que la figure 2.6(b) montre le maillage en trois dimensions obtenu sur une période de déformation d'un tube donné.



(a) Maillage de la face d'entrée (b) Maillage tridimensionnel pour $A = 37,5\%$ et $\lambda = 9$

Figure 2.6 – Maillage du tube à déformations successives alternées

Des tubes avec des paramètres de déformation A et λ différents ont été étudiés. Afin de réduire le temps nécessaire à la génération du maillage, le processus est automatisé. Une macro Excel permet d'obtenir le fichier journal lu par le logiciel GAMBIT avec les paramètres de la géométrie préalablement renseignés [59].

2.2.5 Validation du modèle

Afin de valider la construction du modèle numérique, différents tests ont été effectués. Le choix de la discrétisation spatiale a été étudié tandis qu'une attention particulière a été portée quant à la

convergence des résultats. La cohérence des résultats avec les essais expérimentaux décrits lors de l'étude expérimentale préliminaire a également été vérifiée.

2.2.5.1 Sensibilité au maillage

Afin de déterminer la taille optimale du maillage, une étude de sensibilité a été réalisée. Dans un premier temps, le maillage le plus adapté a été déterminé pour une géométrie de tube caractérisée par une amplitude de déformation $A = 25\%$ et par une longueur d'onde $\lambda = 6$. Il a ensuite été vérifié que la taille de maillage choisie donnait des résultats adéquats pour un tube avec une déformation plus sévère (soit $A = 60\%$ et $\lambda = 6$). Pour l'étude de sensibilité, un profil de vitesse uniforme a été appliqué en entrée du tube. La température d'entrée est $T_{in} = 321,3K$ et la température de paroi est $T_W = 299K$.

Pour le maillage de la géométrie caractérisée par $A = 25\%$ et $\lambda = 6$, plusieurs tailles d'éléments ont été considérées. La même taille de discrétisation est utilisée dans les directions radiale et longitudinale. Le raffinement du maillage dans la zone de proche paroi est quant à lui caractérisé par la taille de la première cellule. Le tableau 2.2 présente les caractéristiques des cinq maillages étudiés pour une longueur de tube correspondant à 12 périodes de déformations.

	Section transversale		Discrétisation longitudinale	Nombre total mailles
Numéro	Taille de maille	$1^{ère}$ maille paroi		
1	$0,6\ mm$	$0,15\ mm$	$0,6\ mm$	474432
2	$0,4\ mm$	$0,1\ mm$	$0,4\ mm$	1371840
3	$0,3\ mm$	$0,075\ mm$	$0,3\ mm$	3082560
4	$0,2\ mm$	$0,05\ mm$	$0,2\ mm$	9517632
5	$0,17\ mm$	$0,0425\ mm$	$0,17\ mm$	15143040

Tableau 2.2 – Caractéristique des maillages testés pour la géométrie définie par $A = 25\%$ et $\lambda = 6$ (avec $R_m = 5\ mm$)

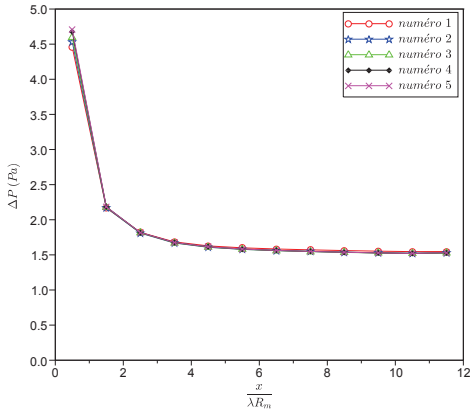
Le tableau 2.3 présente les pertes de charge et les coefficients de transfert thermique globaux observés pour les différents maillages sur la longueur de tube considérée. Les pertes de charge et le coefficient d'échange sont évalués pour la géométrie globale. Lorsque le nombre de cellules augmente, on observe que ces deux grandeurs convergent bien vers une valeur fixe. Ainsi les résultats obtenus sont de plus en plus proches.

Numéro	$\Delta P\ (Pa)$	$h\ (W.m^{-2}.K^{-1})$
1	$63,11$	$836,66$
2	$62,77$	$778,25$
3	$62,95$	$752,70$
4	$63,28$	$739,61$
5	$63,36$	$735,77$

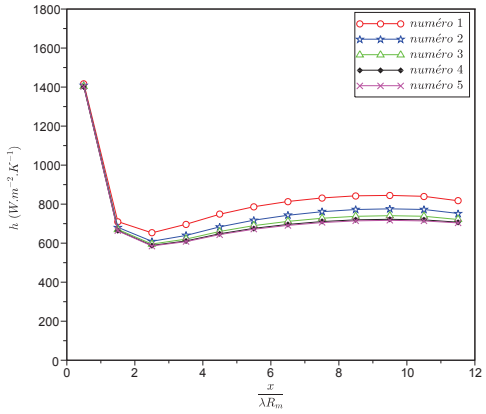
Tableau 2.3 – Pertes de charge et coefficients d'échange thermique globaux pour les différents types de maillage considérés

Afin de juger au mieux l'influence de la taille du maillage sur les résultats obtenus, les pertes de charge et le coefficient de transfert thermique ont également été évalués sur chaque période

de déformation du tube de façon à suivre leurs évolutions longitudinales. La figure 2.7(a) présente ces évolutions pour la perte de charge avec les cinq maillages étudiés. De même, la figure 2.7(b) présente les résultats obtenus pour le coefficient d'échange convectif.



(a) Évolution longitudinale de la perte de charge



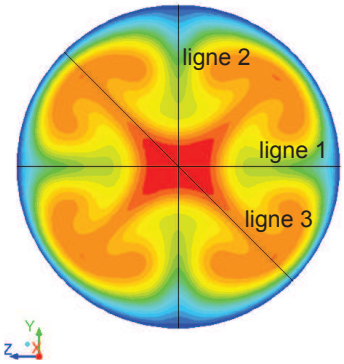
(b) Évolution longitudinale du coefficient d'échange convectif

Figure 2.7 – Perte de charge et coefficient d'échange calculés pour les différents maillages

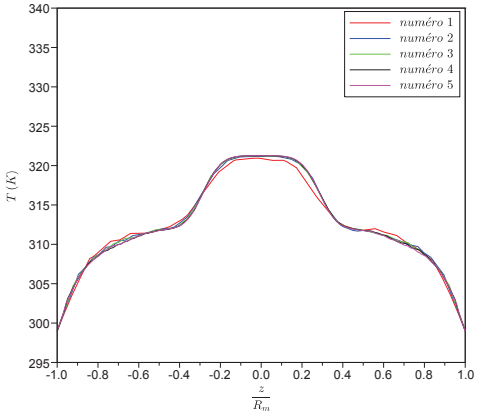
L'évolution de la perte de charge montre que les résultats sont très proches pour les cinq maillages considérés. L'écart maximal observé entre les résultats donnés par le maillage le plus large (numéro 1) et le maillage le plus fin (numéro 5) est de $5,3\%$. Cet écart est réduit à $2,3\%$ entre le maillage numéro 3 et le maillage numéro 5. En ce qui concerne le coefficient de transfert convectif, les écarts observés sont plus importants comme on le voit sur la figure 2.7(b). Le maillage numéro 1 présente alors un écart maximum de $18,0\%$ avec le maillage numéro 5. Cette différence est réduite à $3,3\%$ lorsqu'on compare ce maillage fin et le maillage numéro 3.

Une attention particulière a également été apportée quant à la convergence des résultats au niveau local. Les profils de vitesse, de pression et de température ont été tracés pour plusieurs positions. À titre d'illustration, les profils de température selon trois directions ont été tracés pour une position longitudinale $x = 10\lambda R_m$, soit une longueur de tube de $0,3\ m$. La figure 2.8 présente la position des coupes d'observations ainsi que les résultats pour les cinq maillages étudiés. Il est intéressant de noter que les valeurs de la température sont proches pour les différentes tailles de maillage considérées, surtout pour les maillages numéros 3 à 5. La convergence locale semble donc également satisfaisante. Des observations similaires ont été réalisées pour les profils de pression et de vitesse qui ne sont pas présentés ici.

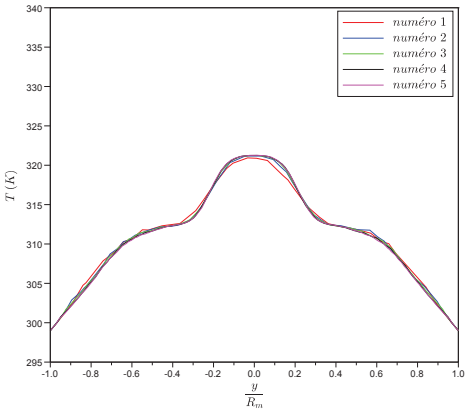
Les différentes analyses montrent que le raffinement du maillage permet de converger vers une solution asymptotique. La taille de maille choisie pour la suite des travaux doit permettre d'obtenir des résultats avec une précision acceptable. Cependant, le temps de calcul nécessaire doit être pris en compte. Le nombre de cellules ne doit donc pas être trop important. Le maillage numéro 3 est donc un compromis intéressant puisqu'il permet d'obtenir des résultats satisfaisants avec un temps de calcul raisonnable : par rapport au maillage numéro 5 qui est le plus fin (l'écart entre les deux maillages est de $2,3\%$ pour les pertes de charge et de $3,3\%$ pour le coefficient d'échange convectif). Au vu de cette étude, c'est donc cette finesse de maillage qui semble la plus adaptée au problème.



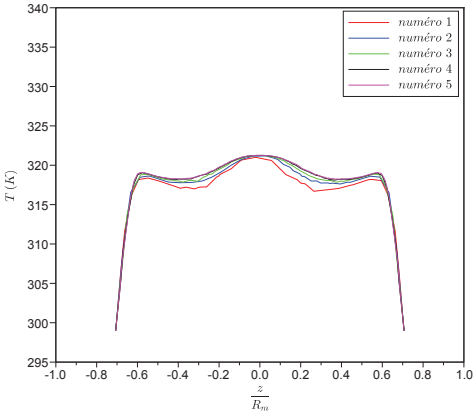
(a) Directions d'observation des profils de température



(b) Profil de température selon la ligne 1



(c) Profil de température selon la ligne 2



(d) Profil de température selon la ligne 3

Figure 2.8 – Profils de température selon différentes observations pour les cinq maillages étudiés

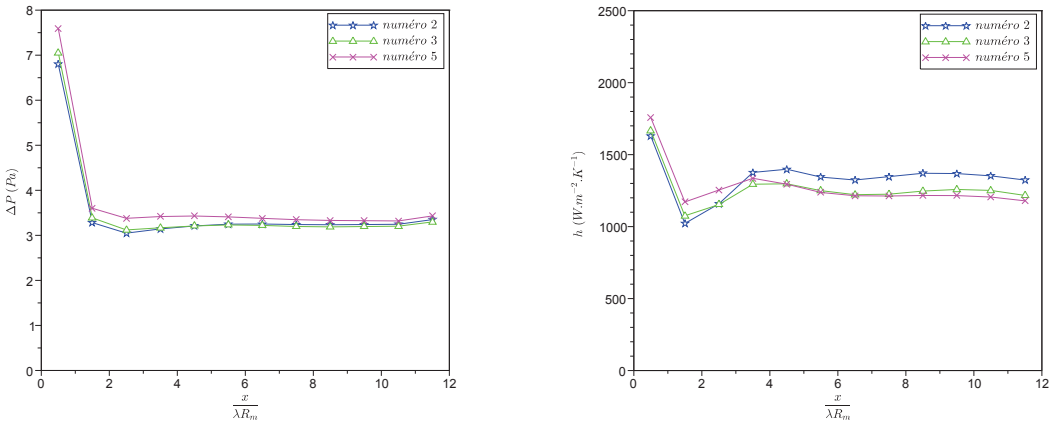
Puisque l'étude du tube déformé a été réalisée pour différents paramètres géométriques, il est intéressant de vérifier si la taille de maillage choisie convient toujours quand les déformations pariétales sont maximales. La géométrie la plus déformée du tube correspond à une amplitude $A = 60\%$ et une longueur d'onde $\lambda = 6$. Une déformation supérieure n'a pas été considérée puisqu'au delà de cette déformation limite, les géométries réelles ne semblent pas réalisables en pratique et amènent du point de vue numérique à d'importantes difficultés de maillage pour la procédure de maillage retenue. De plus, pour des valeurs d'amplitudes à partir de 60%, des zones de recirculation ont été observées, ce qui introduit les problématiques de perte d'efficacité mise en évidence précédemment et ne présente donc pas d'intérêt pour l'objectif visé.

Seules trois tailles de maillages, décrites dans le tableau 2.4, ont été étudiées pour cette configuration la plus déformée. Une attention particulière a été apportée pour limiter le rapport d'aspect des cellules ainsi que leur déformation, selon les recommandations de la documentation d'ANSYS Fluent [2].

Numéro	Section transversale		Discrétisation longitudinale	Nombre total mailles
	Taille de maille	$1^{ère}$ maille paroi		
2	$0,4\ mm$	$0,1\ mm$	$0,4\ mm$	1 371 840
3	$0,3\ mm$	$0,075\ mm$	$0,3\ mm$	3 082 560
5	$0,17\ mm$	$0,0425\ mm$	$0,17\ mm$	15 143 040

Tableau 2.4 – Caractéristiques des maillages testés pour la géométrie définie par $A = 60\%$ et $\lambda = 6$

Les pertes de charge et le coefficient de transfert convectif, évalués pour chaque période de déformation du tube, sont représentés sur la figure 2.9. Les résultats convergent toujours vers une solution même si l'écart entre le maillage le plus fin (numéro 5) et le maillage numéro 3 est plus important que précédemment. L'écart moyen observé entre ces deux maillages est de 5% pour la perte de charge et autour de 3% pour le coefficient de transfert thermique. Ces écarts paraissent acceptables par rapport à l'objectif de l'étude. De plus, la figure 2.9 montre que la tendance suivie par les évolutions longitudinales de la perte de charge et du coefficient h obtenues avec le maillage numéro 3 est analogue à celle simulée pour le maillage numéro 5.



(a) Évolution longitudinale de la perte de charge

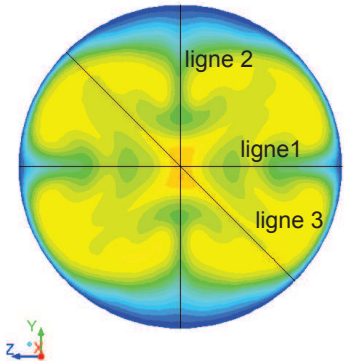
(b) Évolution longitudinale du coefficient d'échange convectif

Figure 2.9 – Perte de charge et coefficient d'échange calculés pour les différentes finesses de maillage de la configuration $A = 60\%$ et $\lambda = 6$

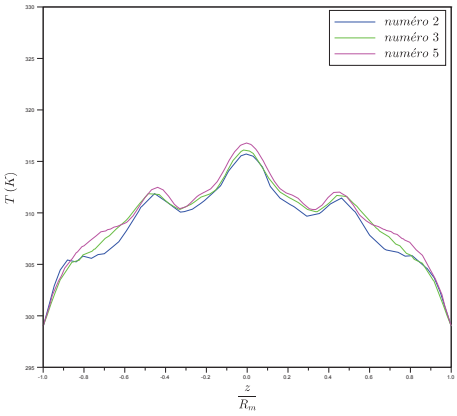
Pour vérifier la convergence locale, la figure 2.10 présente les profils de température observés selon trois directions pour l'abscisse longitudinale $x = 10\lambda R_m$, proche de la sortie du tube. Si les profils suivent la même allure, l'écart observé est cependant plus important que pour la configuration précédente d'amplitude plus modérée. Il est tout de même intéressant de noter qu'il y a plutôt un bon accord pour les valeurs de la température en région de proche paroi. Les différents résultats observés entre le maillage numéro 5 et le maillage numéro 3 sont peu éloignés et suivent le même type d'évolution. Le maillage numéro 3 semble donc être adéquat pour la description de l'écoulement et des structures tourbillonnaires qui apparaissent au cœur du tube.

Au vu des différents résultats, une taille caractéristique moyenne de maille de $0,3\ mm$ a donc été retenue. Les différents phénomènes sont décrits avec une précision satisfaisante et pour un temps de

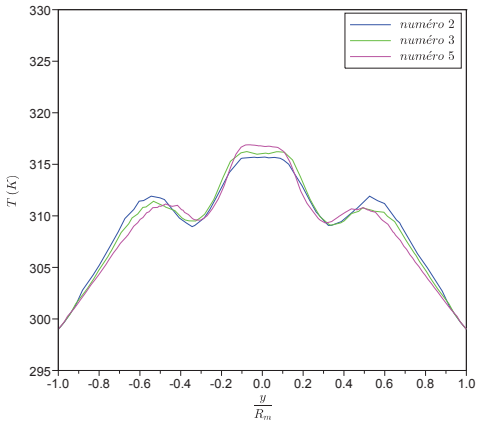
calcul acceptable (environ dix heures). Ce choix est valide pour les deux amplitudes testées même si la précision des résultats diminue lorsque l'amplitude des déformations pariétales du tube augmente. Cependant, la topologie de l'écoulement semble être simulée de façon satisfaisante.



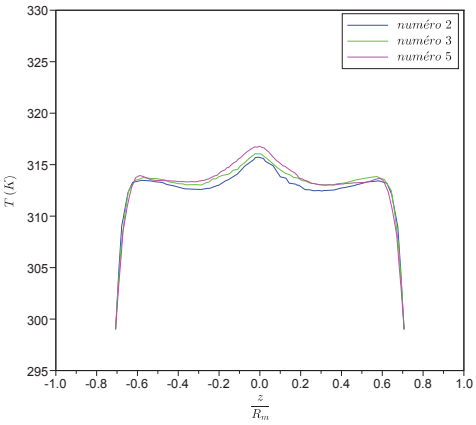
(a) Directions d'observation des profils de température



(b) Profil de température selon la ligne 1



(c) Profil de température selon la ligne 2



(d) Profil de température selon la ligne 3

Figure 2.10 – Profils de température selon différentes observations pour les trois maillages étudiés pour $A = 60\%$ et $\lambda = 6$

Les différentes simulations réalisées dans les études suivantes ont donc été effectuées avec le maillage constitué de mailles de taille $0,3\ mm$ et un raffinement en région de proche paroi avec des mailles parallélépipédiques de hauteur $0,075\ mm$.

2.2.5.2 Étude de la convergence

Afin d'assurer une bonne convergence des simulations, les critères d'arrêt pour les résidus, au niveau global, sont fixés à 10^{-8} pour l'équation de l'énergie et 10^{-5} pour les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement. L'évolution de ces résidus est suivie pour chaque itération et le calcul n'est arrêté que lorsqu'une valeur constante est atteinte. Afin d'obtenir une bonne convergence pour l'équation de l'énergie et éviter que des valeurs de

température supérieure à la température maximale apparaissent pour certaines cellules en entrée du tube, le facteur de relaxation de l'équation d'énergie doit être baissé par rapport à sa valeur par défaut. Une valeur de $0,9$ (au lieu de 1) pour ce facteur a donc été utilisée pour toutes les simulations.

Des sondes locales ont été placées dans l'écoulement pour suivre la convergence des résultats. Ainsi, les évolutions de la pression, de la vitesse et de la température ont été suivies en plusieurs points de l'écoulement pour chaque itération. Les points sondes ont été placés en différentes positions au début du tube dans la zone d'établissement du régime thermo-hydraulique et plus loin dans l'écoulement à $x = 10\lambda R_m$. Plusieurs positions radiales ont été considérées : au centre du tube, proche de la paroi et une position intermédiaire. Au total, six points tests ont ainsi été définis (voir la figure 2.11(a)). Pour les différentes sondes placées, les valeurs de pression, température et vitesse convergent rapidement. La figure 2.11 donne l'exemple de l'évolution de la température, de la pression et de la vitesse obtenues pour trois points sondes situés à la fin du tube pour une abscisse longitudinale $x = 10\lambda R_m$, soit une longueur de tube de $0,3\ m$. Un nombre d'itérations compris entre 2000 et 2500 est en général nécessaire pour observer un niveau de convergence acceptable. Les données présentées sur la figure 2.11 correspondent à un tube dont les paramètres de déformations sont $A = 60\%$ et $\lambda = 6$, ce qui correspond à la configuration géométrique la plus contrainte.

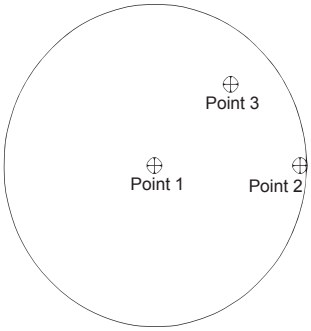
Enfin, pour assurer un niveau de convergence satisfaisant un dernier test a été réalisé. À la fin de chaque simulation, les bilans de masse et de flux thermique ont été vérifiés.

Pour les différents cas étudiés, ces tests de convergence ont été effectués pour assurer la validité des résultats obtenus. Tous les résultats présentés satisfont ces différents critères de bonne convergence du modèle.

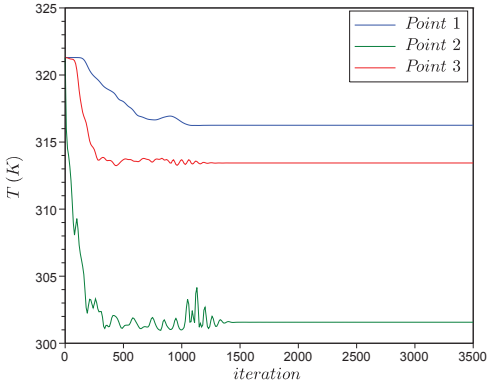
2.2.5.3 Évaluation des résultats numériques par rapport aux mesures expérimentales

Le modèle numérique décrit dans cette partie a été validé au niveau global avec les différents tests expérimentaux réalisés en 1999 [61] sur le banc présenté sur la figure 2.3. Une géométrie identique à celle étudiée expérimentalement a été réalisée et maillée. L'amplitude des déformations est alors $A = 25\%$ pour une longueur d'onde $\lambda = 12$. Le rayon interne du tube est de $5\ mm$ tandis que sa longueur totale est de $1,98\ m$, soit 33 longueurs d'ondes spatiales. En régime laminaire, les résultats obtenus pour la perte de charge et le coefficient de transfert thermique ont été comparés avec les données expérimentales. Les conditions initiales et aux limites sont identiques entre les expériences et les simulations. Sur la paroi du tube déformé, une condition de température constante est appliquée. En effet, dans l'espace annulaire placé autour du tube testé en pratique, le débit de l'écoulement est très important et la température de l'écoulement externe ne varie que très peu.

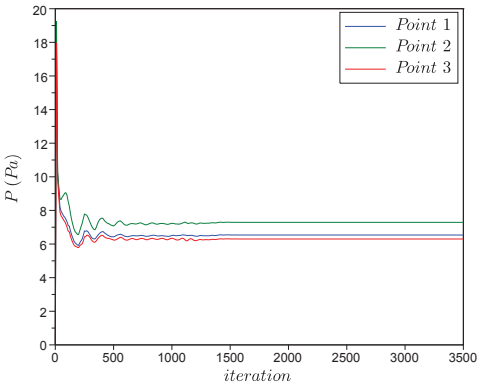
En ce qui concerne la perte de charge, une seule mesure a été réalisée expérimentalement en régime laminaire. Pour un nombre de Reynolds $Re_{D_m} = 1440$, la perte de charge mesurée expérimentalement rapportée à la longueur du tube est $\Delta P_{m,exp} = 148\ Pa.m^{-1}$. De même, numériquement dans les mêmes conditions, on mesure $\Delta P_{m,num} = 163\ Pa.m^{-1}$. L'écart entre ces deux valeurs est d'environ 9%. Cet écart reste raisonnable et l'accord entre les simulations numériques et les expériences semble acceptable. L'absence d'autres mesures expérimentales quant aux pertes de charge générées en régime laminaire limite la possibilité d'une validation hydraulique plus large des simulations.



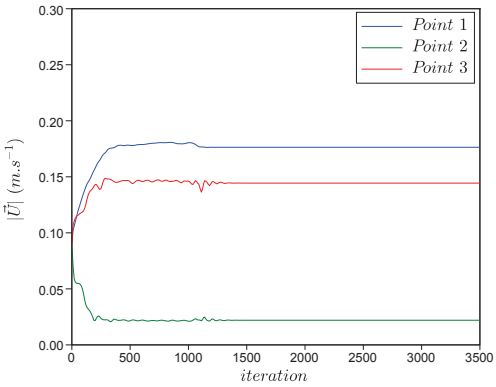
(a) Positions radiales des trois points sondes



(b) Convergence de la température en trois points sondes



(c) Convergence de la pression en trois points sondes



(d) Convergence de la vitesse en trois points sondes

Figure 2.11 – Évolutions de température, de pression et de vitesse en fonction des itérations pour trois points sondes situés en $x = 10\lambda R_m$

Le coefficient de transfert thermique a lui été mesuré expérimentalement pour différents nombres de Reynolds en régime laminaire. Pour mémoire, le tube déformé étudié est placé dans un espace annulaire et c'est le coefficient d'échange global du dispositif qui est déterminé par l'expérience, comme le présente schématiquement la figure 2.12. Afin de comparer les résultats expérimentaux et numériques, il est nécessaire de calculer le coefficient d'échange interne du dispositif. Soient h_g le coefficient d'échange global mesuré expérimentalement, h_i le coefficient interne et h_e le coefficient externe du tube, on peut écrire :

$$\frac{1}{h_g S_e} = \frac{1}{h_i S_i} + \frac{1}{h_e S_e} + \frac{e}{k_s S_m} \tag{2.9}$$

avec e l'épaisseur de la paroi du tube, k_s sa conductivité, S_i et S_e les surfaces d'échange interne et externe. La surface S_m est la moyenne logarithmique entre les surfaces d'échange. À partir de cette relation, le coefficient h_i peut être calculé. La paroi du tube est en cuivre, d'épaisseur $0,5\ mm$. Pour l'écoulement externe, de l'eau circule dans l'espace annulaire avec un nombre de Reynolds de 82000. Le coefficient d'échange peut alors être estimé à partir de la corrélation proposée par Monrad et Pelton [116]. En effet, pour un espace annulaire en régime turbulent non établi, le nombre de

Nusselt de l'écoulement peut être calculé par :

$$Nu_e = 0,023 \left[\frac{2\ln(d_a) - d_a^2 + 1}{d_a - \frac{1}{d_a} - 2d_a \ln(d_a)} \right] Re^{0,8} Pr^{\frac{1}{3}} \left(\frac{\mu}{\mu_W} \right)^{0,14} \tag{2.10}$$

Le paramètre d_a correspond au rapport entre les diamètres interne et externe de l'espace annulaire et μ_W est la viscosité dynamique du fluide à la paroi. La longueur caractéristique utilisée pour les différents nombres adimensionnels est le diamètre hydraulique de l'espace annulaire.

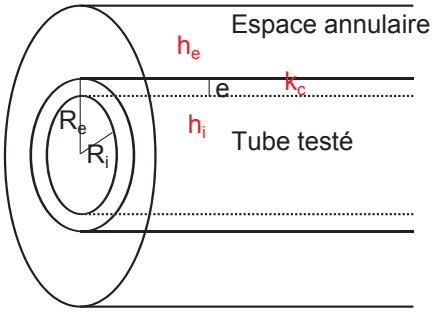


Figure 2.12 – Schéma de la configuration annulaire expérimentale utilisée pour le calcul du coefficient d'échange interne h_i

L'incertitude sur la détermination du coefficient d'échange interne à partir de l'équation 2.9 peut être estimée. Les incertitudes sur la mesure expérimentale peuvent être évaluées. L'erreur sur le coefficient d'échange interne peut être calculée par :

$$\frac{\Delta h_i}{h_i} = \frac{S_i}{h_g S_e} \left(\frac{\Delta S_i}{S_i} + \frac{\Delta h_g}{h_g} + \frac{\Delta S_e}{S_e} \right) + \frac{S_i}{h_e S_e} \left(\frac{\Delta S_i}{S_i} + \frac{\Delta h_e}{h_e} + \frac{\Delta S_e}{S_e} \right) + \frac{e S_i}{k_s S_m} \left(\frac{\Delta S_i}{S_i} + \frac{\Delta S_m}{S_m} \right) \tag{2.11}$$

Les incertitudes expérimentales pour le coefficient global sont de 3% [61] tandis que les surfaces d'échanges sont assimilées à celles d'une configuration cylindrique, ce qui correspond à une erreur de 2%. Le calcul du coefficient d'échange externe à partir de la relation 2.10 donne quant à lui un résultat avec une incertitude de 15% [116]. L'incertitude au final sur le coefficient d'échange interne mesuré sur banc d'essais est donc de 8%.

La figure 2.13 présente les résultats expérimentaux et numériques obtenus en régime laminaire. L'évolution du nombre de Nusselt de l'écoulement interne est représentée en fonction du nombre de Reynolds. Pour les différents points testés, l'écart entre les simulations et les expériences est inférieur à la précision expérimentale. En effet, l'écart maximum est d'environ 5%. Il y a donc un bon accord entre les tests expérimentaux et le modèle numérique construit sur la gamme de nombres de Reynolds étudiée.

Au niveau global, dans la mesure où la comparaison peut être faite entre les expériences et le modèle numérique, un accord satisfaisant a pu être trouvé. Ces calculs permettent une première validation des simulations numériques réalisées. Le modèle numérique ainsi validé a été utilisé pour étudier en détail la topologie de l'écoulement dans le tube à déformations successives alternées.

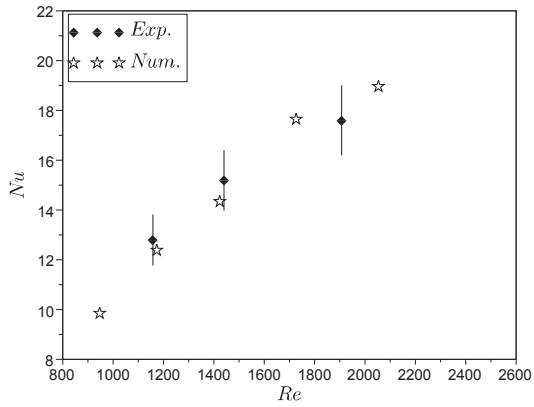


Figure 2.13 – Nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds pour l'écoulement interne déterminé expérimentalement [61] et numériquement [présente étude]

2.3 Analyse de l'écoulement

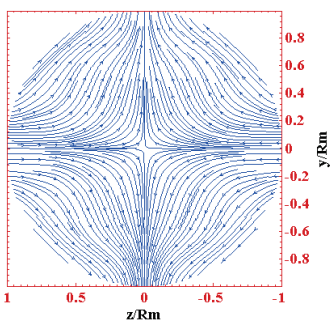
Pour analyser l'écoulement dû à la présence des déformations pariétales, les différentes simulations ont d'abord été réalisées sur une première géométrie de tube défini par $A = 25\%$ et $\lambda = 6$. Le rayon moyen est de $5\ mm$ et la longueur du tube correspond à quatorze longueurs d'onde, soit $0,42\ m$. À l'entrée du tube, un écoulement établi de Poiseuille est imposé et la température est constante.

2.3.1 Mécanismes de l'écoulement

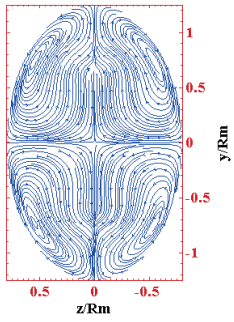
Les macro-déformations pariétales provoquent l'apparition d'un écoulement secondaire. L'observation des lignes de courant suivies par l'écoulement radial permet d'analyser avec plus d'attention sa topologie. La figure 2.14 présente ces lignes de courant pour différentes positions longitudinales prises dans la même période de déformation. Ces profils ont été déterminés au début de la treizième période de déformation, et à un quart, la moitié et trois quart de cette même période. On observe que l'écoulement possède deux axes de symétrie, selon les axes vertical et horizontal d'une section de passage du tube. Les plus forts vecteurs de vitesse radiale sont alignés avec ces axes et structurent l'écoulement. Il est intéressant de noter que le sens de l'écoulement radial s'inverse deux fois au cours de la période de déformation. Ces inversions ont lieu pour un quart et trois quart de période de déformation lorsque la section de passage est déformée au maximum (figures 2.14(b) et 2.14(d)). Par conséquent, la norme de la vitesse radiale est faible au niveau de ces sections de passage et elle est maximale lorsque la section est circulaire.

Pour mieux comprendre l'écoulement secondaire qui apparait, une étude plus approfondie des différents mécanismes mis en œuvre a été réalisée. À partir de l'observation des normes de vitesses radiales et des lignes de courant (figure 2.14) qui apparaissent dans l'écoulement, des forces importantes dans les directions centripète et centrifuge ont pu être repérées [62]. La figure 2.15(a) présente la direction des principales composantes radiales de l'écoulement pour différentes positions dans une période de déformation. Les flèches en noir correspondent à une amplitude de vitesse importante tandis que les flèches rouges représentent une amplitude de vitesse moins importante. Si on réalise un bilan sur toute la période comme l'indique la figure 2.15(b), on remarque que le

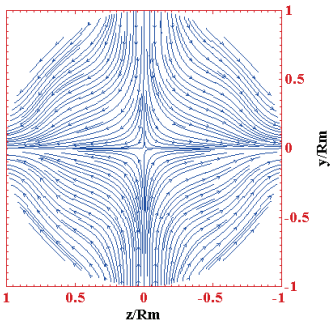
mouvement radial est globalement centripète. Le fluide au contact de la paroi est ramené vers le centre du tube sur les axes horizontaux et verticaux.



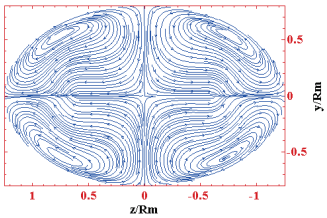
(a) $x = 13\lambda R_m$



(b) $x = \left(13\lambda + \frac{\lambda}{4}\right) R_m$

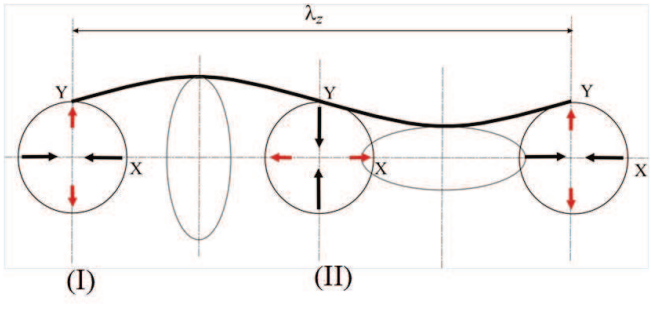


(c) $x = \left(13\lambda + \frac{\lambda}{2}\right) R_m$

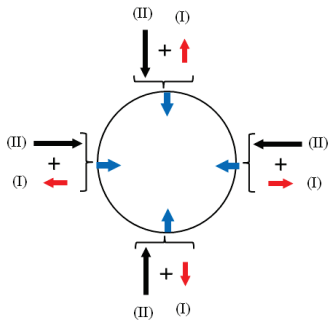


(d) $x = \left(13\lambda + \frac{3\lambda}{4}\right) R_m$

Figure 2.14 – Lignes de courant de l'écoulement radial pour différentes sections de passage dans une période de déformation



(a) Principales résultantes de vitesse observées sur une période de déformation



(b) Bilan sur une période

Figure 2.15 – Identification des principaux mouvements qui apparaissent dans l'écoulement [23]

Un schéma de l'écoulement global à donc été proposé [62] et est présenté sur la figure 2.16. Les différents mouvements de fluide amènent à la diminution de l'épaisseur des couches limites dans certaines zones, ainsi que des mouvements convectifs azimutaux qui conduisent à l'augmentation du transfert. Cette représentation est en accord avec les visualisations expérimentales effectuées antérieurement (voir figure 2.5).

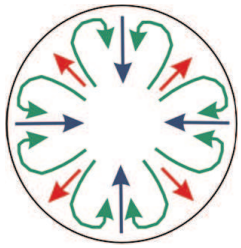


Figure 2.16 – Schéma de l'écoulement global observé sur une période de déformation [23]

Les structures tourbillonnaires qui apparaissent dans l'écoulement du fait des déformations peuvent être visualisées par l'hélicité normée [63] (équation 2.3). La figure 2.17 présente des isosurfaces d'hélicité normée sur une période de déformation. Une succession de structures longitudinales apparaissent dans le tube. Ces structures ont une faible durée de vie spatiale et leur apparition est entretenue par les déformations pariétales. Ce premier résultat est important car il montre qu'une perturbation de l'écoulement en un point donné n'est pas transportée sur toute la longueur du tube par les structures puisque ces dernières ont une étendue longitudinale courte et sont renouvelées à chaque demi-période de déformation.

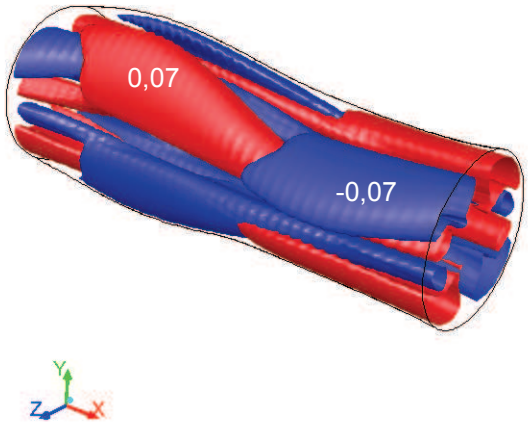


Figure 2.17 – Vue en trois dimensions de surfaces d'iso-hélicité pour la treizième période de déformation du tube

Afin de mieux visualiser les différentes structures qui apparaissent, des cartes d'hélicité normée ont été représentées dans des plans transversaux successifs, pour différentes coordonnées longitudinales dans une même période de déformation. Chaque visualisation est séparée d'une distance de $1\ mm$ (soit $\lambda/30$). La figure 2.18 présente les résultats. On repère par la lettre **A** une des structures tourbillonnaires mise en évidence par l'hélicité normée. La figure 2.18 montre que cette structure disparait progressivement et est remplacée au cours de la première demi-période de déformation par une structure avec un sens de rotation opposé, repérée par la lettre **B**. Sur la seconde demi-période de déformation, la structure **B** est à son tour, remplacée par une structure **C**, identique à **A**.

L'apparition des nouvelles structures tourbillonnaires a lieu autour des positions pour lesquelles les déformations sont les plus importantes, soit à un quart et trois quart de la période de déformation. De même, il est intéressant de noter que les structures **A** et **B** sont d'intensité maximale respectivement au début et au milieu de la période de déformation. L'apparition comme la disparition des structures est donc identifiable. De même, l'inversion du sens de l'écoulement radial au quart de la période de déformation est clairement visible sur la figure ainsi que ses propriétés de symétrie. On peut de plus noter que les structures au cœur de l'écoulement, comme **A** et **B**, restent toujours dans le quart de tube où elles apparaissent et ne traversent jamais les axes horizontal et vertical dans le plan radial.

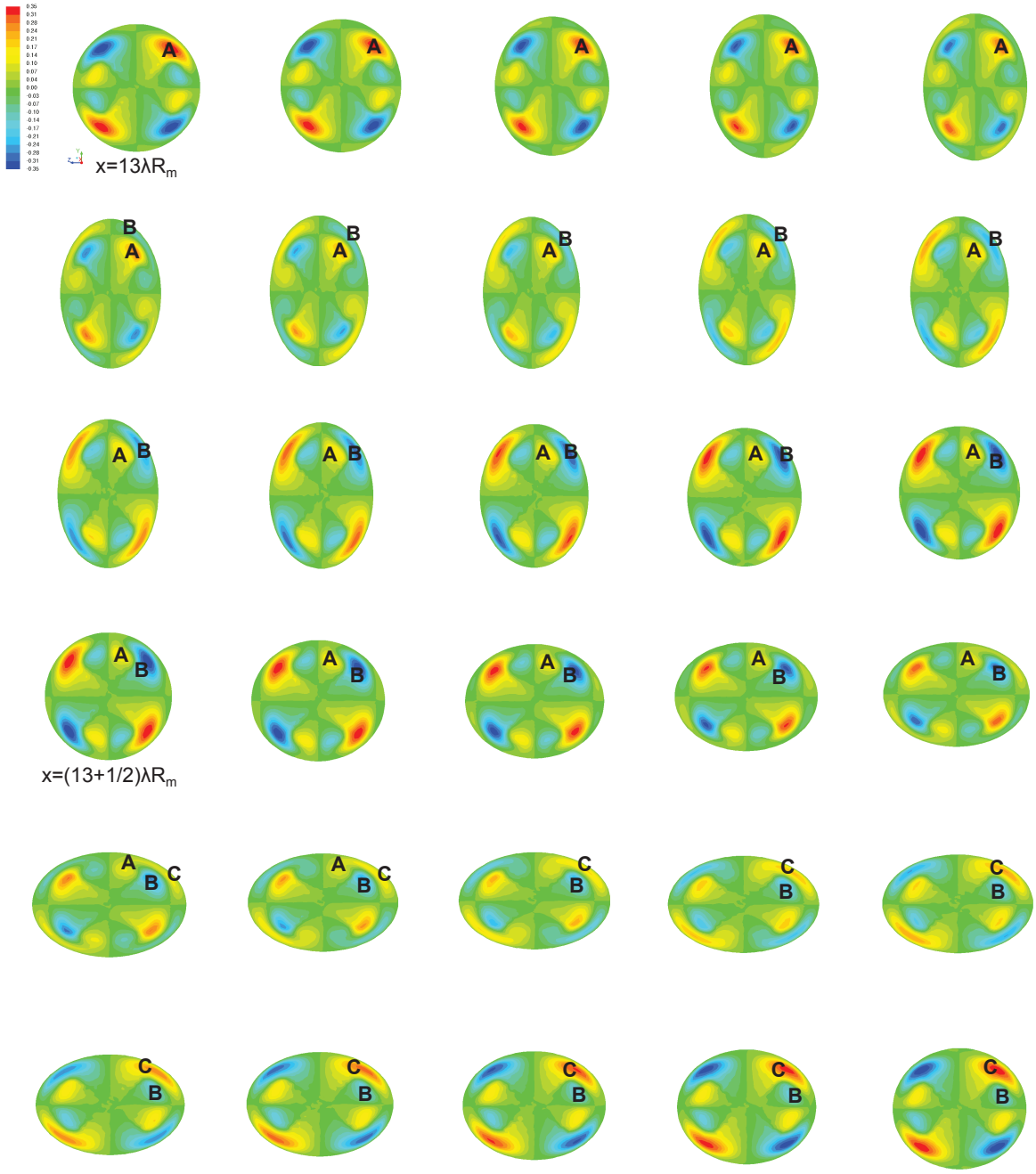


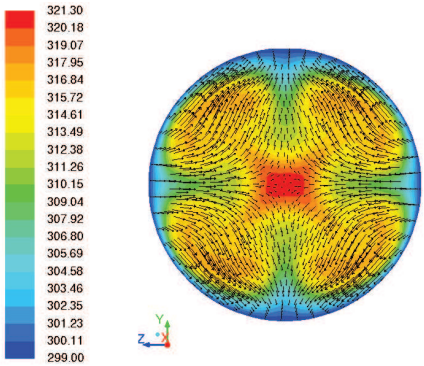
Figure 2.18 – Évolution de l'hélicité normée sur une période de déformation (la figure se lit de gauche à droite, ce qui correspond au sens de l'écoulement)

Synthèse : Le schéma de l'écoulement secondaire a donc pu être identifié. Des structures tourbillonnaires longitudinales apparaissent et disparaissent successivement au cours de chaque période de déformation. L'écoulement présente deux axes de symétrie et les vecteurs de vitesse les plus importants sont situés sur ces axes. Cet écoulement particulier permet de modifier les performances thermiques du tube par rapport au cas d'un tube lisse.

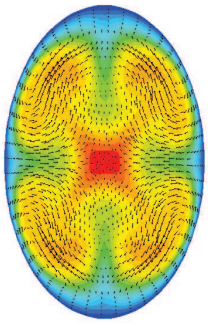
2.3.2 Performances thermiques

Les calculs d'efficacité, définie par l'équation 1.12, et de PEC (équation 1.11) montrent que pour le tube considéré (avec $A = 25\%$ et $\lambda = 6$), au niveau global, le transfert thermique est accru par rapport au cas d'un tube cylindrique lisse étudié dans les mêmes conditions. Sur une longueur de tube de $0,42\ m$ et au nombre de Reynolds considéré ($Re_{D_m} = 828$), l'efficacité est ainsi augmentée de 30% tandis que le PEC calculé est de $1,70$. L'utilisation des macro-déformations pariétales permet donc d'augmenter les performances en terme de transfert thermique sans trop intensifier les pertes de charge en régime laminaire.

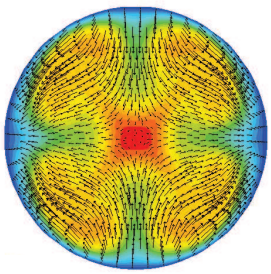
La figure 2.19 présente la distribution de température et les vecteurs de vitesse de l'écoulement secondaire pour les quatre sections définies précédemment (figure 2.14). Le fluide est transporté entre la paroi et le centre du tube conformément au schéma global présenté précédemment sur la figure 2.16. Cet écoulement secondaire agit nettement sur les distributions de température : les profils observés sont différents du cas de référence d'un écoulement de Poiseuille. La figure 2.19 montre également que l'épaisseur de la couche limite thermique diminue dans certaines zones du tube. Ainsi, dans ces zones, le transfert thermique est augmenté.



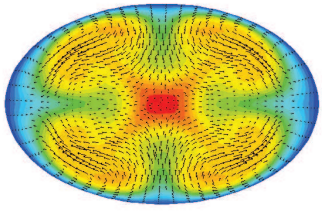
(a) $x = 13\lambda R_m$



(b) $x = \left(13\lambda + \frac{\lambda}{4}\right) R_m$



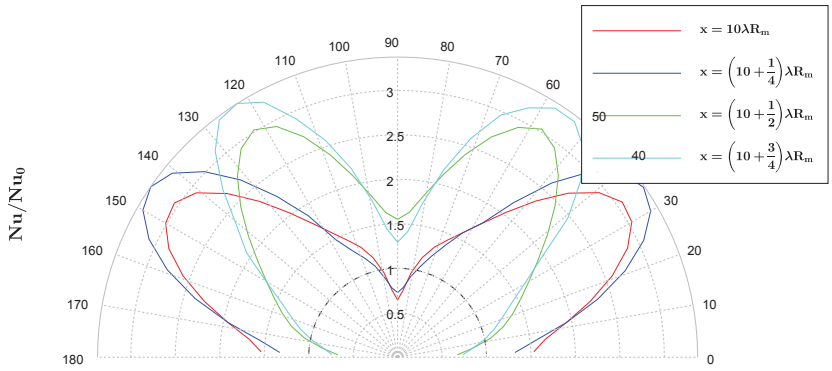
(c) $x = \left(13\lambda + \frac{\lambda}{2}\right) R_m$



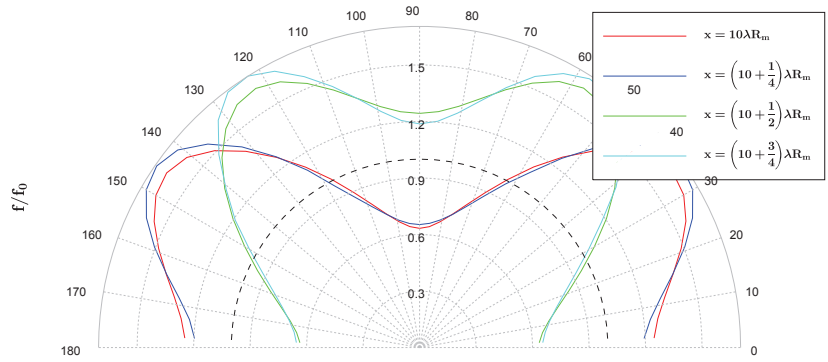
(d) $x = \left(13\lambda + \frac{3\lambda}{4}\right) R_m$

Figure 2.19 – Distributions de température $[K]$ et vecteurs de vitesse radiale pour différentes sections de passage dans une période de déformation

Afin de quantifier ces observations au niveau local, l'évolution pariétale du coefficient d'échange et du taux de cisaillement peut être représentée. La figure 2.20 donne les valeurs pariétales de ces deux grandeurs pour les quatre positions longitudinales définies précédemment à l'aide des graphes en coordonnées polaires. Du fait de la symétrie de l'écoulement, seules les valeurs obtenues sur une demie section sont représentées. Les données sont adimensionnées par le cas de référence du tube lisse. En ce qui concerne le coefficient de transfert (figure 2.20(a)), les plus hautes valeurs observées sont situées pour des angles entre 30^o et 60^o à partir de l'axe horizontal de la section de passage. Les valeurs minimales sont situées sur l'axe horizontal et l'axe vertical. Par rapport au cas lisse, le coefficient de transfert est au maximum augmenté de $4,2$. La figure 2.20(a) montre clairement que les zones où le coefficient d'échange est meilleur par rapport au tube lisse sont bien plus importantes que les régions où le transfert est défavorable (soit des valeurs inférieures à 1, la valeur égale à 1 étant représentée en pointillés sur la figure). La contrainte de cisaillement à la paroi présentée sur la figure 2.20(b) présente la même évolution. L'augmentation maximale de cette grandeur est cependant plus limitée : elle est seulement de $2,2$. Le frottement est augmenté dans les zones ou le transfert thermique est aussi intensifié. De bonnes performances thermo-hydrauliques globales sont alors observées puisque le coefficient d'échange thermique augmente de façon plus marquée que le frottement pariétal.



(a) Nombre de Nusselt



(b) Coefficient de frottement

Figure 2.20 – Évolution pariétales pour différentes positions longitudinales

Les paramètres de déformations du tube ont une influence sur l'écoulement observé et décrit dans cette section. Il est donc intéressant d'étudier la modification des mécanismes de l'écoulement et des performances thermo-hydrauliques mise en évidence ici lorsque les paramètres de déformation de la paroi du tube varient.

2.4 Influence des paramètres de déformation

L'effet de la variation des paramètres géométriques sur le transfert thermique a d'abord été observé en terme de performances. La modification de la topologie de l'écoulement a ensuite été analysée.

2.4.1 Étude paramétrique

Une étude paramétrique a été réalisée afin de déterminer les paramètres de déformations optimaux en termes de performances thermo-hydrauliques pour le nombre de Reynolds $Re_{D_m} = 828$ et une longueur de tube de $0,42\ m$. Un profil de vitesse établi a été appliqué en entrée. La température est constante à l'entrée du tube ($T_{in} = 321,3\ K$) et sur la paroi ($T_W = 299\ K$). Les résultats présentés dans cette section ont fait l'objet d'une communication pour la conférence internationale HEFAT2014 [182].

2.4.1.1 Temps caractéristiques

Un raisonnement simplifié réalisé lors d'études antérieures aux travaux de thèse [60], sur les temps caractéristiques de mélange dans le tube déformé et dans un tube lisse circulaire de référence, permet d'avoir des premières informations sur l'effet de l'amplitude et de la longueur d'onde des déformations sur les performances thermo-hydrauliques. En régime laminaire, le mélange dans un tube lisse est entièrement piloté par la diffusion. Ainsi, comme le montrent Raynal et Gence [136], dans le tube lisse, le temps caractéristique de mélange peut être approché par :

$$\tau_{tube\ lisse} \sim \frac{R_m^2}{\mathscr{D}} \tag{2.12}$$

avec $\mathscr{D}$ le coefficient de diffusion moléculaire du fluide. Dans le tube à déformations successives alternés, le mélange est, par contre, principalement dû à la vitesse radiale U_r. De ce fait, le temps caractéristique de mélange peut s'écrire en moyenne :

$$\tau_{tube\ deforme} \sim \frac{R_m}{U_r} \tag{2.13}$$

Cette vitesse radiale peut être exprimée en fonction de la vitesse débitante dans la direction longitudinale U_l comme le montre la figure 2.21. En effet, si le temps d'advection d'une particule fluide dans la direction longitudinale est le même que dans la direction radiale, on peut écrire :

$$\frac{AR_m}{U_r} \sim \frac{\lambda R_m}{U_l} \tag{2.14}$$

Le temps de mélange dans le tube déformé s'écrit alors :

$$\tau_{tube\ deforme} \sim \frac{\lambda}{A}\frac{R_m}{U_l} \tag{2.15}$$

Le rapport entre les temps de mélange dans le tube déformé et dans le tube lisse peut donc s'exprimer en introduisant le nombre de Schmidt $Sc = \frac{\nu}{\mathscr{D}}$ (avec ν la viscosité cinématique du fluide) et le nombre de Reynolds calculé par rapport au rayon du tube :

$$\frac{\tau_{tube\ deforme}}{\tau_{tube\ lisse}} \sim \frac{\lambda}{A} \frac{1}{ScRe_{R_m}} \tag{2.16}$$

D'après cette relation, pour un écoulement de fluide donné, on voit que le temps de mélange augmente avec le rapport des paramètres géométriques $\frac{\lambda}{A}$. Le mélange global dans le fluide est donc diminué lorsque ce rapport de déformation est augmenté. Une valeur plus faible de $\frac{\lambda}{A}$ conduit à une intensification du mélange, et corrélativement du transfert thermique.

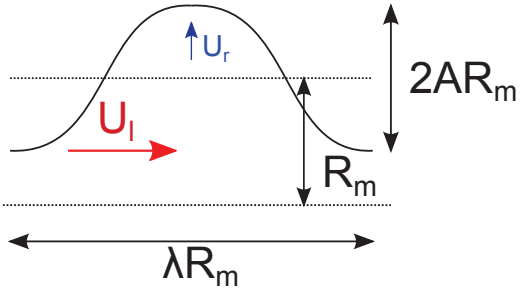


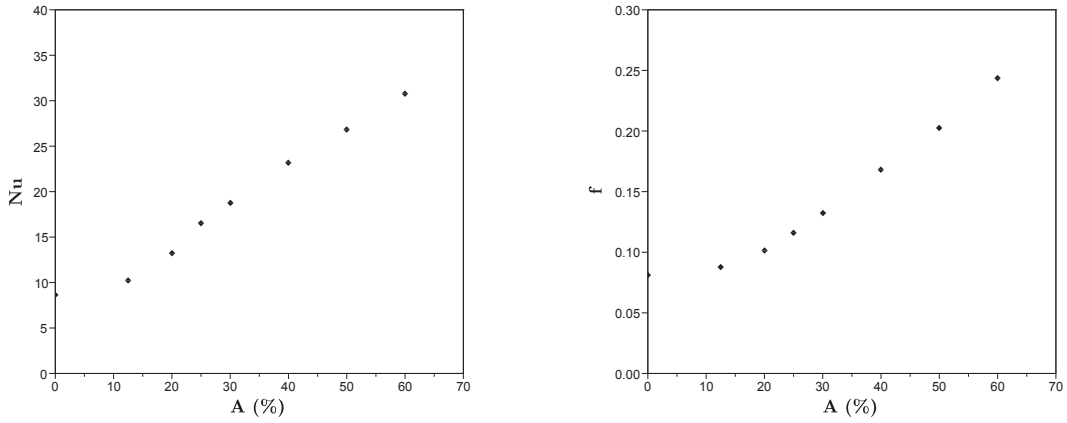
Figure 2.21 – Schéma des vitesses débitantes et radiales dans le tube déformé

Les influences de l'amplitude et de la longueur d'onde des déformations sur les performances et sur la longueur nécessaire à l'établissement du régime thermo-hydraulique ont été observées séparément avant de vérifier que le rapport $\frac{\lambda}{A}$ est bien le paramètre à prendre en compte quant à l'évolution des performances.

2.4.1.2 Variation de l'amplitude de déformation

Dans un premier temps, la longueur d'onde des déformations pariétales a été fixée. Différents tubes avec différentes amplitudes A sur une même longueur et dans les mêmes conditions ont alors été comparés. La longueur d'onde spatiale est maintenue à $\lambda = 6$ et le nombre de Reynolds est fixé à $Re_{D_m} = 828$. Les amplitudes testées vont de 0%, ce qui correspond au cas de référence lisse, à 60% la déformation maximale définie précédemment. Au total, huit configurations de tube ont été étudiées dans cette partie.

Le nombre de Nusselt de l'écoulement ainsi que le coefficient de frottement global générés dans le tube ont été déterminés pour les différentes géométries. La figure 2.22 donne l'évolution de ces paramètres en fonction de l'amplitude de déformation. Lorsque l'amplitude de déformation augmente et que la déformation pariétale devient plus sévère, le transfert thermique est intensifié. Le nombre de Nusselt calculé pour la plus grande amplitude de déformation est plus de quatre fois supérieur à celui du cas du tube lisse de référence. De même, le frottement devient plus important. Pour la déformation maximale, le frottement est multiplié par trois. Il est intéressant de noter que ces observations sont en accord avec la relation 2.16 : lorsque A augmente et donc $\frac{\lambda}{A}$ diminue, on a bien une augmentation du transfert thermique mais aussi des pertes de charge générées par l'écoulement.



(a) Nombre de Nusselt

(b) Coefficient de frottement

Figure 2.22 – Évolutions du transfert thermique et du frottement pour différentes valeurs de l'amplitude de déformation A et à longueur d'onde constante $\lambda = 6$

Les tendances suivies par les observations présentées sur les figures 2.22(a) et 2.22(b) montrent qu'il doit exister, pour un critère d'efficacité donné, une géométrie optimale lorsque la longueur d'onde des déformations est fixée. Le tableau 2.5 présente les valeurs d'efficacité et de PEC calculées pour les différents tubes étudiés en utilisant le tube lisse comme géométrie de référence. Suivant le critère de performance utilisé, la géométrie optimale n'est pas la même. En terme d'efficacité, pour une longueur d'onde $\lambda = 6$ et au nombre de Reynolds considéré, l'amplitude la plus intéressante est de 25%. Si on considère le PEC, les meilleures performances sont atteintes lorsque la déformation est maximale (60%).

Amplitude A	0%	$12,5\%$	20%	25%	30%	40%	50%	60%
Efficacité η	1	$1,10$	$1,23$	$\mathbf{1,34}$	$1,33$	$1,30$	$1,25$	$1,19$
PEC	1	$1,16$	$1,42$	$1,70$	$1,85$	$2,11$	$2,30$	$\mathbf{2,48}$

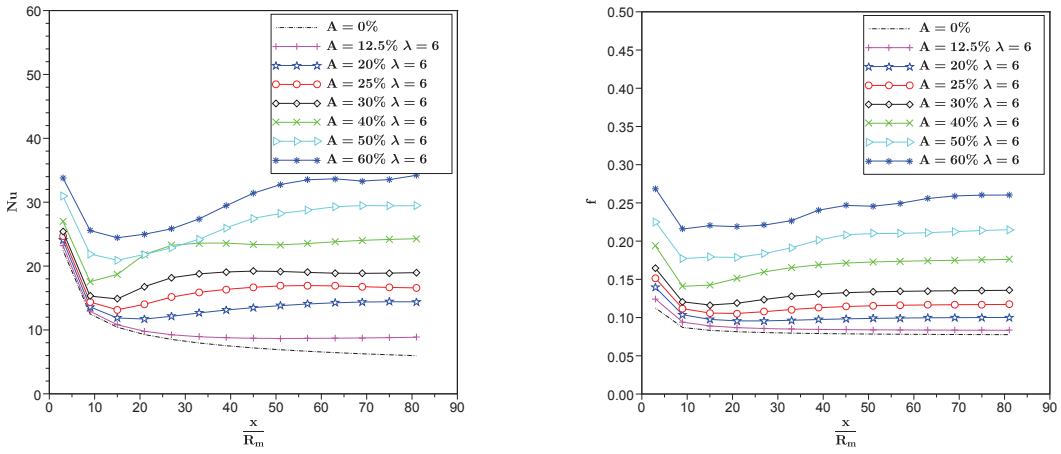
Tableau 2.5 – Performances des différents tubes étudiés en terme d'efficacité et de PEC

Cette première étude globale montre qu'en fonction du contexte de l'étude, une configuration optimale peut être trouvée. Afin de mieux visualiser l'effet de l'augmentation de l'amplitude des déformations sur le transfert thermique, les évolutions longitudinales du nombre de Nusselt et du coefficient de frottement ont été représentées. La figure 2.23 présente les valeurs de ces deux paramètres sur chaque période spatiale de déformation pour les huit tubes étudiés. À mesure que l'amplitude augmente, l'allure des évolutions du transfert et du frottement dans le tube s'éloigne du cas du tube lisse. Ces comportements longitudinaux sont cohérents avec les résultats globaux présentés précédemment.

L'analyse des graphes présentés sur la figure 2.23 permet d'identifier différents types d'écoulement en fonction de l'amplitude de déformation. Une longueur d'établissement du régime hydraulique mais aussi thermique peut être définie comme la longueur de tube nécessaire pour que le coefficient de frottement et le nombre de Nusselt de l'écoulement atteignent une valeur constante. Ainsi parmi les

géométries étudiées, on peut identifier trois types de comportement thermo-hydraulique :

- Pour les tubes dont l'amplitude de déformation est faible (par exemple le tube tel que $A = 12,5\%$), les évolutions du coefficient de frottement et du nombre de Nusselt sont similaires à celles du tube lisse. La longueur d'entrée du tube nécessaire pour l'établissement du régime thermique est assez importante. Les performances sont cependant augmentées par rapport au tube lisse.
- Lorsque l'amplitude de déformation est moyenne (A allant de 20% à 40%), le transfert thermique diminue fortement en entrée du tube du fait de l'établissement des couches limites thermiques. Le nombre de Nusselt augmente ensuite à mesure que les différents mécanismes de l'écoulement se mettent en place, avant d'atteindre une valeur constante. La longueur d'établissement nécessaire est de l'ordre de six à neuf périodes de déformations. Des observations similaires peuvent être réalisées pour le frottement. Par rapport au tube lisse de référence, le transfert thermique est donc augmenté pour ce type de géométries. De même, la longueur d'établissement du régime thermo-hydraulique est fortement diminuée.
- Pour les tubes dont la déformation est la plus sévère (A entre 50% et 60%), l'augmentation du transfert thermique est la plus importante mais la longueur d'établissement du régime thermo-hydraulique est plus longue. Du fait de l'importance des déformations, la structuration de l'écoulement est plus perturbée.



(a) Nombre de Nusselt

(b) Coefficient de frottement

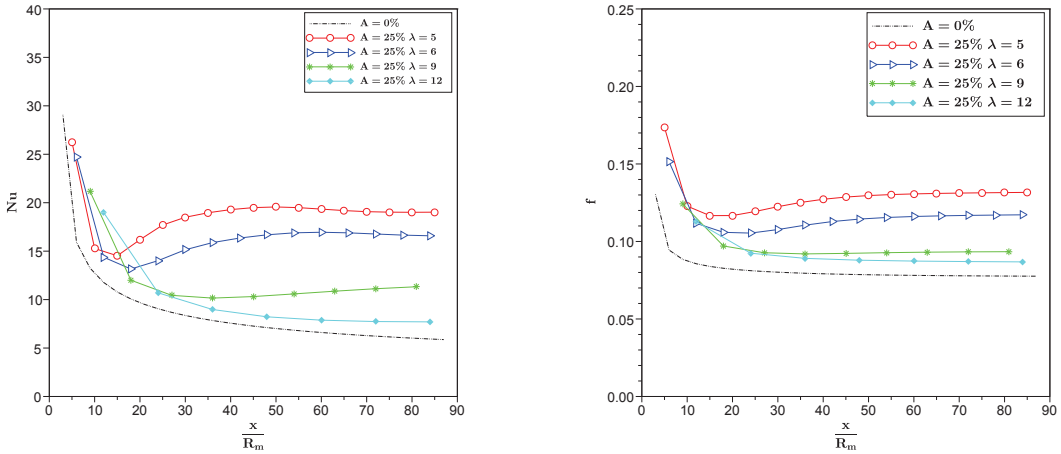
Figure 2.23 – Évolutions longitudinales du transfert thermique et du frottement pour différentes valeurs d'amplitude de déformation A et à longueur d'onde constante $\lambda = 6$

La longueur d'établissement pour les différents tubes étudiés varie en fonction de l'intensité des déformations, ce qui a une incidence sur les résultats globaux, compte-tenu de la longueur totale de tube considérée.

Synthèse : Pour une longueur d'onde fixée, il a été montré que le transfert thermique est augmenté lorsque l'amplitude des déformations augmente. La longueur d'établissement nécessaire au régime dépend également de la sévérité des déformations. Une étude similaire a été réalisée en fixant l'amplitude des déformations et en faisant varier la longueur d'onde.

2.4.1.3 Variation de la longueur d'onde de déformation

Dans ce paragraphe, l'amplitude de déformation des tubes est fixée à 25% et le nombre de Reynolds est constant et le même que précédemment. Quatre tubes avec différentes longueurs d'onde ont alors été étudiés sur une longueur totale de $0,42\ m$. La figure 2.24 présente l'évolution longitudinale du transfert thermique et du frottement pour ces quatre tubes tels que λ vaut 5, 6, 9 et 12. Des observations similaires à celles faites pour les cas où l'amplitude varie peuvent être réalisées : les tubes pour lesquels la longueur d'onde est grande ont un comportement proche du tube lisse. Si la longueur d'onde est plus petite, la longueur d'établissement diminue et les performances thermo-hydrauliques sont améliorées.



(a) Nombre de Nusselt

(b) Coefficient de frottement

Figure 2.24 – Évolutions longitudinales du transfert thermique et du frottement pour différentes longueurs d'ondes λ et à amplitude constante $A = 25\%$

Sur les quatre tubes considérés, on observe une augmentation des performances quand le paramètre λ diminue lorsque l'amplitude de déformation est fixée. On a donc une intensification du transfert quand le rapport $\frac{\lambda}{A}$ diminue, ce qui est conforme à la relation 2.16 établie précédemment.

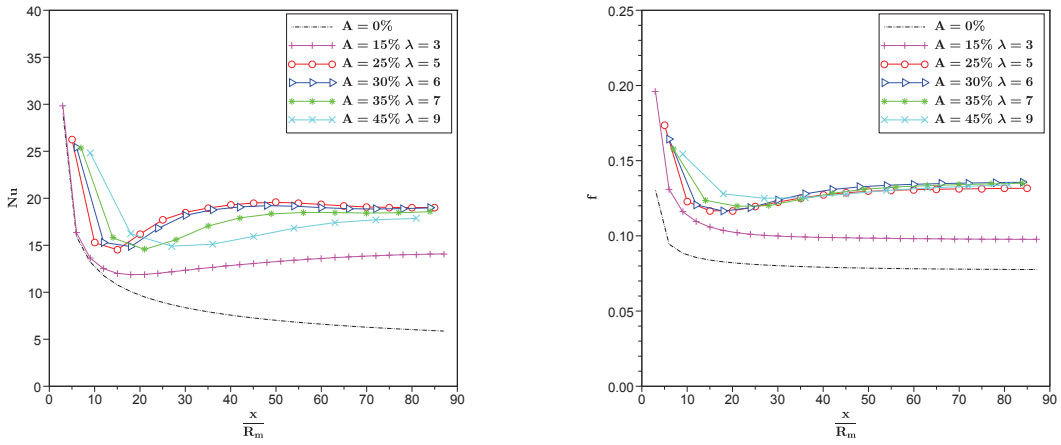
2.4.1.4 Influence du rapport $\frac{\lambda}{A}$

Afin de vérifier la pertinence du rapport de déformation $\frac{\lambda}{A}$ comme paramètre gouvernant les performances du tube à déformations successives alternées, différentes géométries avec des amplitudes et longueur d'onde différentes mais de même rapport $\frac{\lambda}{A}$ ont été étudiées. Les paramètres géométriques des cinq configurations choisies, correspondant à $\frac{\lambda}{A} = 20$, sont résumées dans le tableau 2.6 ci-dessous.

Amplitude A	15%	25%	30%	35%	45%
Longueur d'onde λ	3	5	6	7	9

Tableau 2.6 – Paramètres de déformations des tubes tels que $\frac{\lambda}{A} = 20$

Les évolutions longitudinales de transfert thermique et de coefficient de frottement sont représentées sur la figure 2.25. Pour le tube dont l'amplitude de déformation est la moins importante, le comportement observé est similaire à celui d'un tube lisse et les performances obtenues sont semblables à celles observées pour des tubes avec un rapport de déformation $\frac{\lambda}{A}$ plus important. Il est cependant intéressant de noter que lorsque l'amplitude de déformation est suffisamment grande, les différents tubes ont le même comportement asymptotique : le nombre de Nusselt et le coefficient de frottement en régime établi sont quasiment identiques. Pour des valeurs d'amplitude élevées, $A = 35\%$ et $A = 45\%$, le maintien de $\frac{\lambda}{A}$ implique des valeurs élevées de longueur d'onde λ. Pour ces deux derniers cas, les résultats montrent une longueur d'établissement de plus en plus significative quand λ augmente.



(a) Nombre de Nusselt

(b) Coefficient de frottement

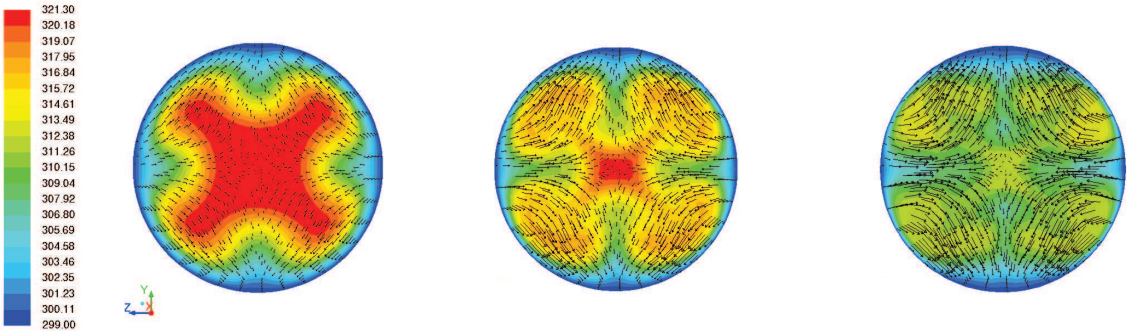
Figure 2.25 – Évolutions longitudinales du transfert thermique et du frottement quand $\frac{\lambda}{A}$ est constant ($\frac{\lambda}{A} = 20$)

Le paramètre $\frac{\lambda}{A}$ semble donc être, en première approche, adapté pour qualifier le transfert thermique dans une certaine gamme de paramètres géométriques A et λ médians.

2.4.2 Modification et structuration de l'écoulement

Les différentes études ont montré que les paramètres de déformations influencent les performances thermo-hydrauliques. Trois géométries de tube présentant les différents comportements identifiés précédemment ont été plus particulièrement étudiées. Pour ces trois configurations, la longueur d'onde est fixée à $\lambda = 6$ et l'amplitude des déformations est de $12,5\%$, 25% et 60%.

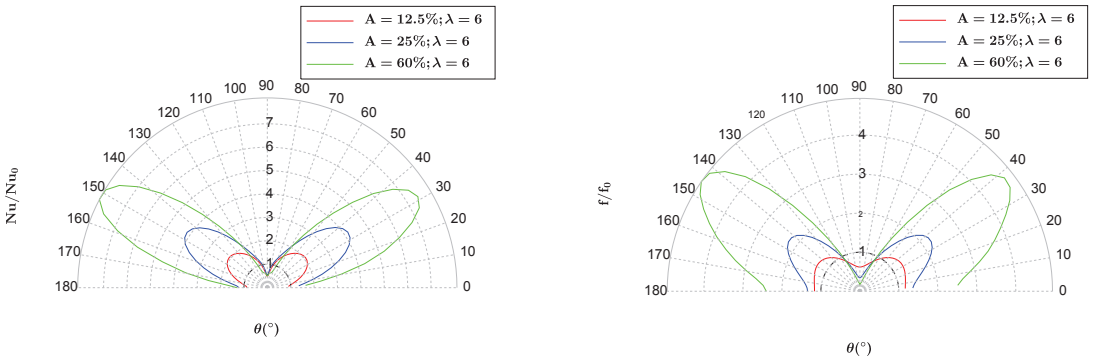
La figure 2.26 présente les contours de température et les vecteurs de vitesse transversale pour les trois déformations étudiées. Les observations réalisées en terme de performance sont illustrées ici : plus l'amplitude A est grande, plus le transfert thermique est efficace et plus la vitesse est importante. Il est cependant intéressant de noter que l'organisation radiale de l'écoulement, sur les axes horizontal et vertical, reste la même pour les trois déformations. L'écoulement radial et son effet sur le transfert thermique sont alors intensifiés par l'augmentation de la sévérité des déformations.



(a) $A = 12,5\%$; $\lambda = 6$ (b) $A = 25\%$; $\lambda = 6$ (c) $A = 60\%$; $\lambda = 6$

Figure 2.26 – cartographies de température et structure de l'écoulement radial en $x = 13\lambda R_m$ pour trois amplitudes $A = 12,5,\ 25$ et 60%, $\lambda = 6$

Au niveau local, l'observation du nombre de Nusselt sur la paroi et du coefficient de frottement pour une position longitudinale donne une comparaison quantitative entre les trois tubes étudiés. La figure 2.27 présente ces grandeurs, rapportées au cas de référence d'un tube lisse, à la fin de la treizième période de déformation du tube. Pour les trois déformations, les maxima et minima de transfert et de frottement sont localisés pour la même coordonnée angulaire. L'intensité du transfert comme celle du frottement est par contre augmentée avec l'amplitude. Dans les trois cas, le nombre de Nusselt est plus fortement intensifié que le coefficient de frottement.

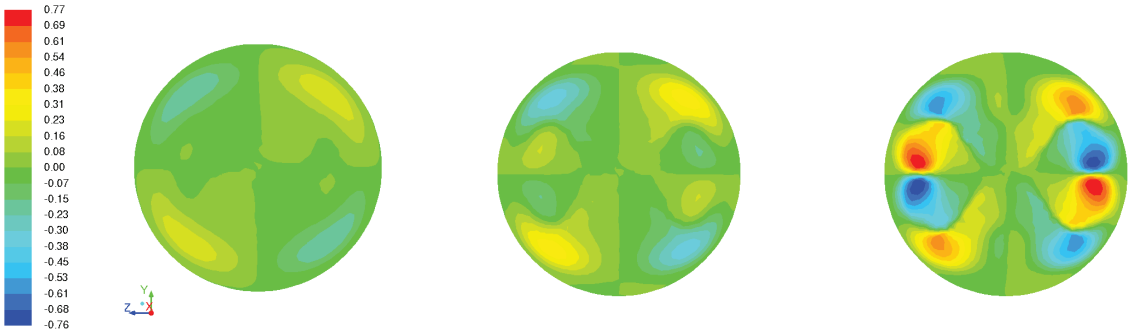


(a) Nombre de Nusselt (b) Coefficient de frottement

Figure 2.27 – Évolution radiale du nombre de Nusselt et du coefficient de frottement pour $x = 13\lambda R_m$

L'intensification des performances thermo-hydrauliques observées lorsque la déformation augmente peut être illustrée par l'évolution des structures tourbillonnaires dans les trois tubes. La figure 2.28 présente les contours d'hélicité normée observés pour $x = 13\lambda R_m$ pour les trois tubes. Conformément à l'étude de l'écoulement réalisée en section 2.3.1, les structures d'intensité maximale sont enregistrées pour cette position dans la période de déformation. À mesure que la déformation augmente, les structures tourbillonnaires deviennent plus locales et plus intenses. Pour le tube le moins déformé, seule quatre structures sont identifiées. Lorsque la déformation devient plus importante des structures secondaires apparaissent et se développent, l'organisation de l'écoulement

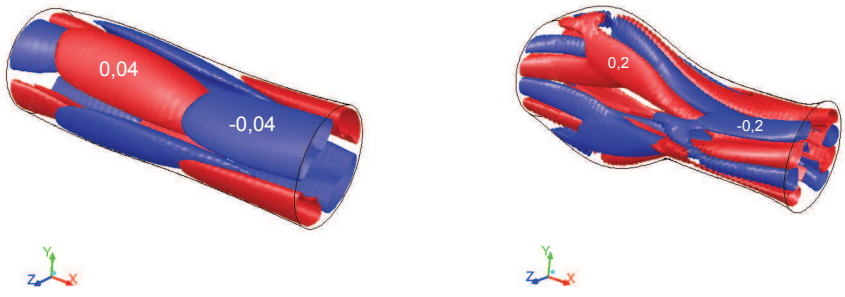
par quart de tube restant valable dans tous les cas.



(a) $A = 12,5\%$; $\lambda = 6$ (b) $A = 12,5\%$; $\lambda = 6$ (c) $A = 60\%$; $\lambda = 6$

Figure 2.28 – Profil d'hélicité normée pour $x = 13\lambda R_m$

L'observation en trois dimensions d'isosurfaces d'hélicité normée permet d'observer la modification de l'organisation de ces structures du fait de l'augmentation de l'amplitude des déformations pariétales. La figure 2.29 présente différents niveaux d'isohélicité normée pour les tubes d'amplitude $A = 12,5\%$ (figure 2.29(a)) et $A = 60\%$ (figure 2.29(b)). Pour le tube d'amplitude $A = 25\%$, ces contours ont préalablement été donnés en figure 2.17 lors de l'analyse de l'écoulement. Il est notable que le schéma suivi par l'écoulement se complexifie lorsque l'amplitude de déformation augmente. Les différentes structures qui apparaissent dans une période de déformation ont une longueur d'existence plus importante et, à une même position longitudinale, plusieurs structures tourbillonnaires cohabitent au lieu de se succéder comme c'est le cas pour le tube le moins déformé. Un plus grand nombre de structures simultanées sont donc présentes dans l'écoulement et expliquent les différences observées sur la figure 2.28. L'augmentation de la déformation a donc comme principal effet de renforcer et de multiplier les structures tourbillonnaires. Le mélange s'accélère ainsi spatialement : pour une position longitudinale donnée, les structures sont plus nombreuses et leur intensité est plus importante.



(a) $A = 12,5\%$; $\lambda = 6$ (b) $A = 60\%$; $\lambda = 6$

Figure 2.29 – Contours d'iso-surfaces d'hélicité normée pour la treizième période de déformation

L'observation de l'écoulement dans le tube le plus déformé montre bien qu'il s'agit de la géométrie limite à considérer. En effet, des zones, certes très limitées, de recirculation apparaissent au nombre de Reynolds considéré pour cette dernière géométrie. Dans le cas de l'amplitude de

déformation de 60%, les vecteurs de vitesse longitudinale négatifs ont été repérés près de la sortie du tube. Une déformation trop importante du tube conduit donc a des phénomènes de recirculations.

D'après les résultats précédents, on a d'une part, des déformations pariétales trop faibles qui conduisent à des résultats proches du tube lisse comme l'a montré l'étude paramétrique réalisée en section 2.4.1 et d'autre part, de trop importantes déformations qui provoquent la formation de zones de recirculations dans l'écoulement. Entre ces deux cas extrêmes, il existe une plage optimale de déformation pour ce type de géométrie en régime laminaire.

Synthèse : Les paramètres de déformations ont une influence importante sur la forme de l'écoulement. Le schéma de l'écoulement reste le même mais il est intensifié lorsque la déformation augmente, ce qui complexifie la structuration observée. Si l'organisation des structures tourbillonnaires change, les propriétés de l'écoulement sont identiques pour les différents tubes : des vecteurs de vitesse radiale apparaissent sur les axes verticaux et horizontaux de la géométrie tandis que des structures tourbillonnaires longitudinales se développent dans chaque quadrant pour un tube donné.

Une des possibilités applicatives de ce type de configuration porte sur le mélange en continu de constituants composés. Il s'agit alors d'un réacteur continu multifonctionnel. Pour cela il est également important de s'intéresser et de quantifier les caractéristiques de mélange.

2.5 L'étude du mélange dans l'écoulement

2.5.1 Modèle numérique

L'étude du mélange dans le tube à déformations successives alternées a été réalisée pour trois géométries de tubes avec différents paramètres de déformation. Pour bien visualiser l'effet de la présence des macro-déformations pariétales sur l'écoulement, trois amplitudes de déformations ont donc été considérées : $12,5\%$ (déformation faible), 25% (déformation moyenne) et 60% (forte déformation). La longueur d'onde reste la même, $\lambda = 6$. Les tubes sont ici étudiés sur 15 longueurs d'onde, soit une longueur de $450\ mm$.

2.5.1.1 Uniformisation du champ de température

Pour pouvoir observer l'effet du mélange dans le tube, l'uniformisation du champs de température a été choisi comme critère. Le maillage, ainsi que les schémas numériques utilisés lors des précédentes simulations restent les mêmes. La face d'entrée du tube considéré est alors divisée en deux zones de températures différentes tandis que la paroi est considérée comme adiabatique. Plusieurs positions pour la délimitation entre les deux zones de température d'entrée ont été considérées ainsi que nous le verrons dans le paragraphe suivant. Le profil de vitesse en entrée est uniforme. Le fluide considéré ici est de l'eau dont le coefficient de conductivité thermique a été diminué artificiellement, afin de n'observer que l'évolution axiale de la distribution de température due au mélange, sans l'influence de la diffusion. Le nombre de Prandtl de l'écoulement est alors de 4195. Le degré de mélange est calculé à partir de l'équation 1.17 donnée dans le chapitre 1.

2.5.1.2 Suivi lagrangien

La plupart des méthodes permettant de qualifier et quantifier le mélange s'appuient sur l'observation de l'écoulement en représentation lagrangienne (voir la section 1.3.3.3 du chapitre 1). Des particules sont injectées en entrée du tube et leurs trajectoires sont suivies en utilisant les algorithmes de ANSYS Fluent. Pour les simulations considérées, les particules sont sans masse. Leur vitesse est donc la même que celle du fluide. La position des particules est alors déterminée en intégrant l'équation :

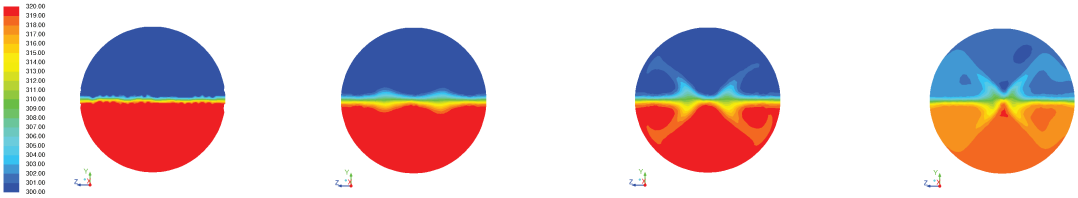
$$\frac{d\vec{x}}{dt} = \vec{U} \tag{2.17}$$

Le schéma de discrétisation utilisé est un schéma de Runge-Kutta au quatrième ordre.

2.5.2 État de mélange du système

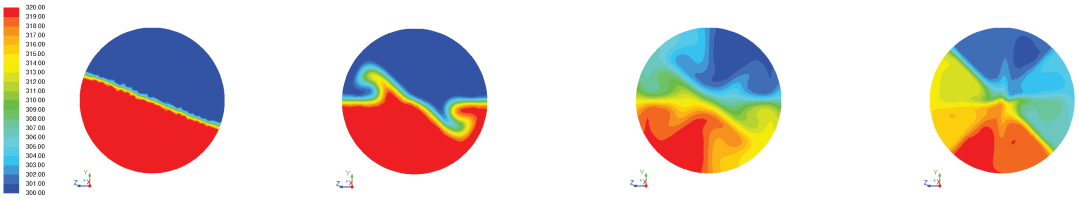
2.5.2.1 Écart-type de température

L'évolution du mélange dans le tube est suivie en observant la distribution de température. Pour différentes conditions d'entrée, la distribution spatiale de température est représentée en sortie des trois tubes considérés. La face d'entrée du tube est divisée en deux zones de températures différentes : l'angle entre la délimitation des deux zones et l'axe horizontal de la section a été choisi de 0^o, $22,5^o$ et 45^o. Ces positions ont été déterminées d'après l'analyse de l'écoulement développée dans les sections précédentes, en fonction des symétries identifiées. Ainsi, les positions choisies permettent d'étudier des zones de l'écoulement avec différents comportements. Pour les trois conditions d'entrée choisies, l'effet du mélange sur la distribution de température en sortie des trois tubes considérés est présenté sur les figures 2.30, 2.31 et 2.32.



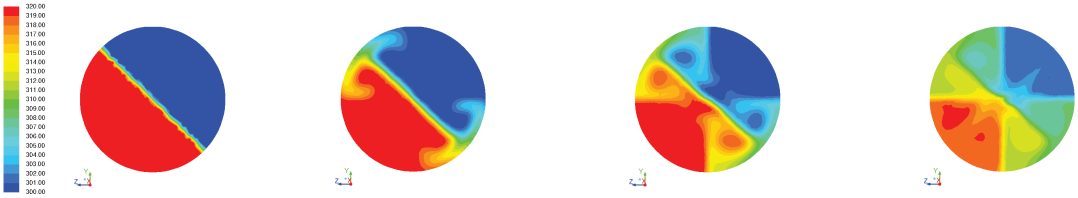
(a) Condition d'entrée (b) $A = 12,5\%$ (c) $A = 25\%$ (d) $A = 60\%$

Figure 2.30 – Distributions de température en entrée et en sortie des trois tubes étudiés (angle de délimitation des deux températures initiales de 0^o avec l'axe horizontal)



(a) Condition d'entrée (b) $A = 12,5\%$ (c) $A = 25\%$ (d) $A = 60\%$

Figure 2.31 – Distributions de température en entrée et en sortie des trois tubes étudiés (angle de délimitation des deux températures initiales de $22,5^o$ avec l'axe horizontal)

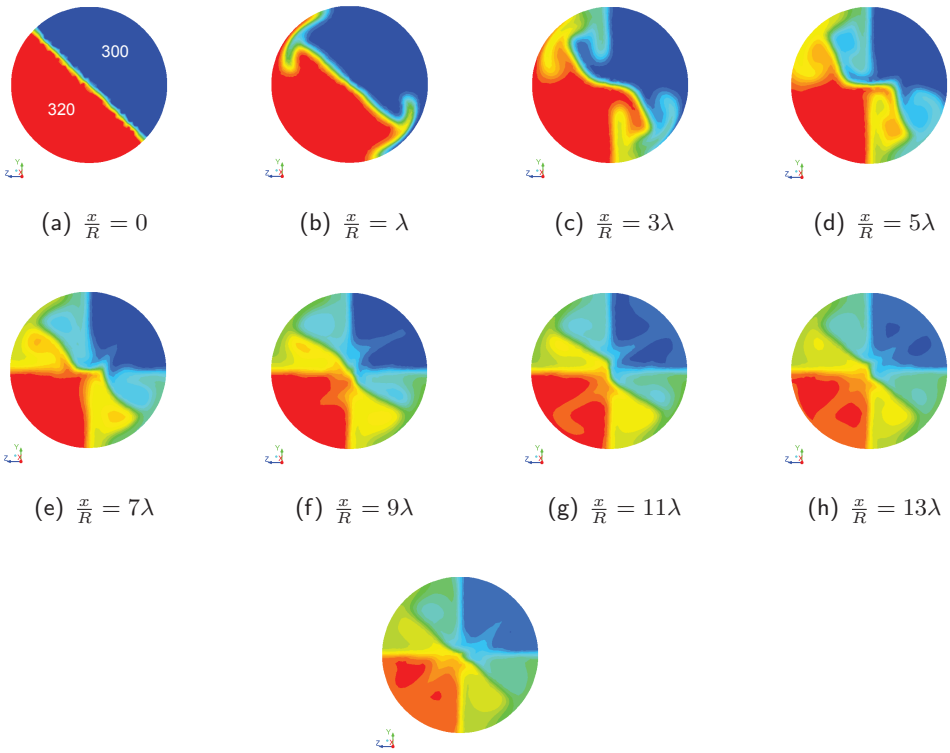


(a) Condition d'entrée (b) $A = 12,5\%$ (c) $A = 25\%$ (d) $A = 60\%$

Figure 2.32 – Distributions de température en entrée et en sortie des trois tubes étudiés (angle de délimitation des deux températures initiales de 45^o avec l'axe horizontal)

Ces figures montrent que la condition d'entrée influence nettement le mélange observé en sortie du tube. La figure 2.30 représente le cas où l'interface est à l'horizontale, ce qui correspond à un des axes de symétrie de l'écoulement radial, comme évoqué précédemment. Des vitesses centrifuges et centripètes existent le long de cet axe et le fluide n'est que très peu transporté dans la direction transverse ce qui limite visiblement le mélange. Cette première configuration semble, d'après l'observation des figures 2.30(b), 2.30(c) et 2.30(d), donner le moins bon mélange pour les trois déformations pariétales considérées. Le mélange semble plus important lorsque l'interface et l'axe horizontal forment un angle de $22,5^o$ (figure 2.31) ou de 45^o (figure 2.32). Les structures tourbillonnaires qui apparaissent dans l'écoulement participent alors au mélange et impactent les distributions de température. Le fluide est transporté dans la direction tangentielle dans un sens puis dans l'autre en fonction de la position dans la période de déformation, appuyant ainsi les analyses réalisées lors de l'étude de l'écoulement. L'observation des distributions de température met également en évidence le fait que l'organisation de l'écoulement est scindée dans quatre quadrants de tube. Le mélange dans chaque quadrant semble s'organiser indépendamment par rapport au reste du tube. De plus, il apparait également que les quadrants identifiés et très visibles sont également constitués d'une organisation interne qui limite le mélange, au sein d'un même quadrant. Ceci peut être vu par exemple sur la figure 2.31 pour laquelle l'angle initial de $22,5^o$ ne génère que très peu de mélange (voir la figure 2.31(d) entre 45 et 135^o).

Les figures 2.30, 2.31 et 2.32 montrent également l'influence de l'amplitude des déformations sur le mélange. En effet, il est clair que le mélange augmente lorsque celle-ci est plus importante. Cependant, il ressort que pour les trois tubes étudiés, le mélange est loin d'être homogène sur la longueur considérée, même pour la déformation de 60%. Il est cependant intéressant de noter que les mécanismes responsables du mélange sont les mêmes dans les trois tubes considérés. L'importance des déformations ne permet que d'accélérer l'établissement spatial du mélange : les limitations du mélange dues à la structure radiale de l'écoulement ne sont pas modifiées. La distribution de température, pour le tube le plus déformé et l'angle de 45^o entre l'interface des zones de température initiale et l'axe horizontal, a été tracée sur différentes sections de passage successives le long du tube (figure 2.33). Ainsi, la distribution de température précédemment observée en sortie du tube faiblement déformé observé en figure 2.32(b) correspond à l'état de mélange dans le tube fortement déformé mais pour une longueur de tube nettement plus courte (figure 2.33(b)). De même, la distribution de température en sortie du tube moyennement déformé (figure 2.32(c)) correspond à ce qu'on observe au bout de cinq périodes dans le tube le plus déformé, comme le montre la figure 2.33(d). Le schéma de l'écoulement reste le même lorsque l'amplitude des déformations augmente mais la longueur de tube nécessaire pour mélanger le fluide est réduite.



(a) $\frac{x}{R} = 0$ (b) $\frac{x}{R} = \lambda$ (c) $\frac{x}{R} = 3\lambda$ (d) $\frac{x}{R} = 5\lambda$

(e) $\frac{x}{R} = 7\lambda$ (f) $\frac{x}{R} = 9\lambda$ (g) $\frac{x}{R} = 11\lambda$ (h) $\frac{x}{R} = 13\lambda$

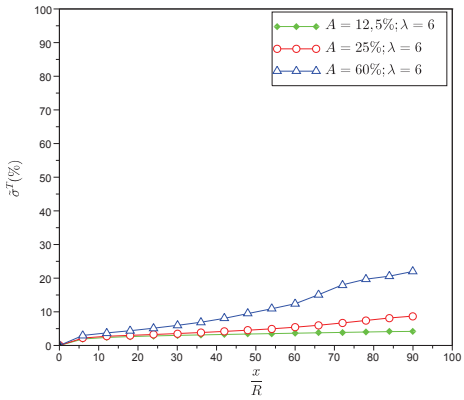
(i) $\frac{x}{R} = 15\lambda$

Figure 2.33 – Distribution de température avec un angle de délimitation de 45^o avec l'axe horizontal pour différentes sections de passage le long du tube déformé à 60%

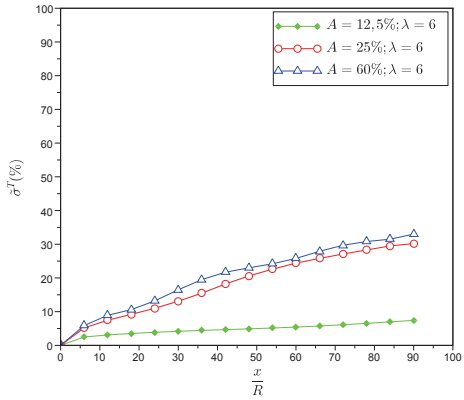
Afin de quantifier ces différentes observations qualitatives, le taux de mélange a été utilisé pour calculer la qualité du mélange. L'équation 1.17 présentée dans le premier chapitre est utilisée pour déterminer l'homogénéisation de la température dans le tube. La figure 2.34 présente l'évolution longitudinale de ce taux de mélange pour les trois déformations et pour les trois types de conditions initiales. Les observations qualitatives sont confirmées : plus la déformation pariétale est importante, meilleur est le taux de mélange. De plus, il est clairement visible que la condition initiale de température a une incidence significative sur les résultats : le mélange est beaucoup plus faible lorsque l'interface de température et l'axe horizontal sont alignés. Pour les trois tubes déformés, les évolutions du taux de mélange ont des formes similaires mais le tube déformé à 60% permet d'atteindre de plus hautes valeurs du taux de mélange et plus rapidement.

Cependant, le mélange reste relativement peu important quelle que soit la configuration considérée. Le tube le plus déformé avec la condition d'entrée la plus favorable (un angle de 45^o entre l'interface et l'axe horizontal) ne permet d'atteindre un taux de mélange que de 38%, ce qui est bien loin du cas idéal où le taux de mélange est de 100%.

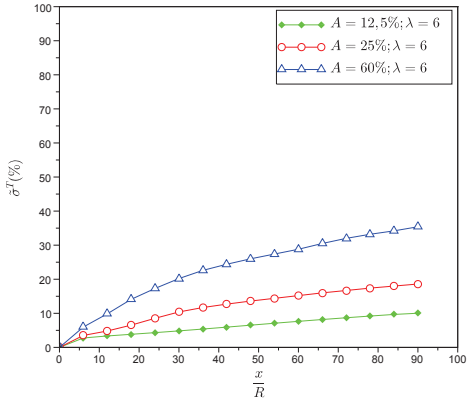
Synthèse : L'étude de la répartition de température permet d'analyser le mélange dans le tube à déformations successives alternées. Augmenter l'amplitude des déformations permet d'intensifier le mélange mais cela reste limité. L'organisation de l'écoulement en quadrant visible sur les cartes de température représente un frein important à l'augmentation du mélange.



(a) Condition d'entrée avec un angle de 0^o



(b) Condition d'entrée avec un angle de $22,5^o$



(c) Condition d'entrée avec un angle de 45^o

Figure 2.34 – Évolution du taux de mélange pour les trois tubes étudiés

2.5.2.2 Distribution de temps de séjour

Une méthode également très utilisée pour qualifier le mélange est l'étude de la distribution du temps de résidence. Une distribution uniforme de 20000 particules est injectée sur toute la surface d'entrée des trois tubes considérés. A partir des temps de séjour de chaque particule, la fonction de densité de probabilité cumulative de temps de résidence est tracée selon l'expression donnée dans le premier chapitre dans la section 1.3.3.2.

La distribution de temps de résidence cumulative a été déterminée pour les trois géométries et tracée sur un même graphe avec les courbes obtenues pour un écoulement piston et un écoulement de Poiseuille. La figure 2.35 présente les résultats obtenus. On note que plus les déformations pariétales sont importantes, plus la distribution se rapproche du cas d'un écoulement piston et s'éloigne de celle d'un écoulement de Poiseuille. Pour les tubes, on peut identifier deux zones : le début de la courbe qui présente un décrochage (entouré sur la figure 2.35) correspond à des particules qui ne sont pas déviées de leur trajectoire et restent à la même position radiale tandis que le reste correspond aux particules mélangées. On voit que l'importance de cette première zone diminue lorsque l'amplitude des déformations augmente.

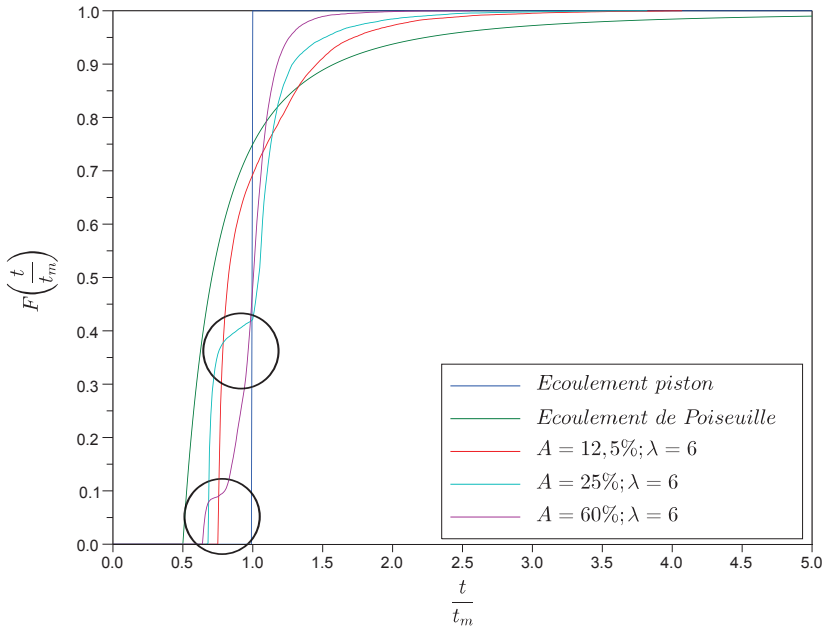


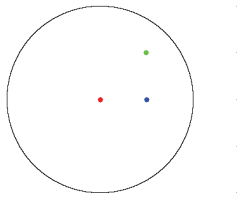
Figure 2.35 – Distributions de temps de séjour cumulatives pour les trois tubes étudiés, un écoulement piston de référence et l'écoulement dans un tube lisse

Globalement, les déformations tendent à augmenter l'uniformité du temps de séjour dans le tube et donc à se rapprocher du cas idéal de l'écoulement piston. La qualité du mélange est donc améliorée par rapport à un tube lisse de référence. La forme des fonctions de distributions cumulatives de temps de séjour permet cependant d'identifier la présence de deux zones dans l'écoulement : une partie du fluide est mélangée du fait des déformations pariétales tandis que l'autre partie n'est pas affectée par l'écoulement secondaire et la RTD suit donc le comportement d'un écoulement de Poiseuille. Dans cette zone, les particules fluides n'ont pas de mouvements radiaux, ce qui nuit au mélange. Augmenter les déformations permet de réduire la quantité de fluide qui n'est pas affectée par l'écoulement radial mais pas de la faire disparaître. L'analyse du temps de séjour doit être complétée par une analyse lagrangienne de l'écoulement afin d'obtenir la répartition spatiale des particules fluides.

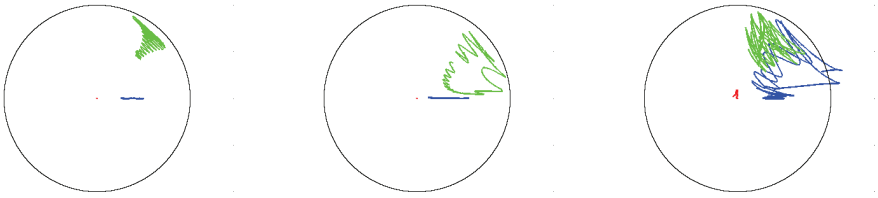
2.5.3 Trajectoires de particules et sections de Poincaré

Les trajectoires de certaines particules ont été observées pour les trois géométries considérées. Afin de visualiser les effets de l'écoulement et de qualifier plus précisément le mélange, toutes les positions radiales occupées par trois particules sans masse ont été tracées. La première particule a été injectée au centre du tube, la seconde sur l'axe horizontal de la section de passage et la dernière à 45^o de cet axe. La figure 2.36 présente les résultats obtenus pour les différentes amplitudes de déformation. Il est intéressant de noter que pour les trois géométries, la particule injectée au centre n'est pas ou peu déviée de sa position initiale. On retrouve et localise la zone identifiée avec l'étude du temps de résidence : les particules fluides au centre du tube ne sont pratiquement pas impactées par la déformation de la paroi et on retrouve un écoulement identique à celui d'un tube lisse. À l'inverse, les particules injectées plus proches de la paroi suivent l'écoulement secondaire qui apparait. Elles sont déviées de manière plus importante pour le tube le plus déformé. Il faut néanmoins remarquer que ces particules restent globalement dans le quadrant de tube où elles ont

été injectées en entrée, comme l'a montré l'étude de l'uniformisation du champs de température. La particule injectée sur l'axe horizontal de la section reste principalement sur cet axe du fait des mouvements centrifuges et centripètes importants identifiés lors de l'analyse de l'écoulement. Ces mouvements purement radiaux empêchent les particules fluides de sortir du quadrant de tube où elles se trouvaient initialement : elles sont confinées dans un quadrant de tube donné.



(a) Positions initiales

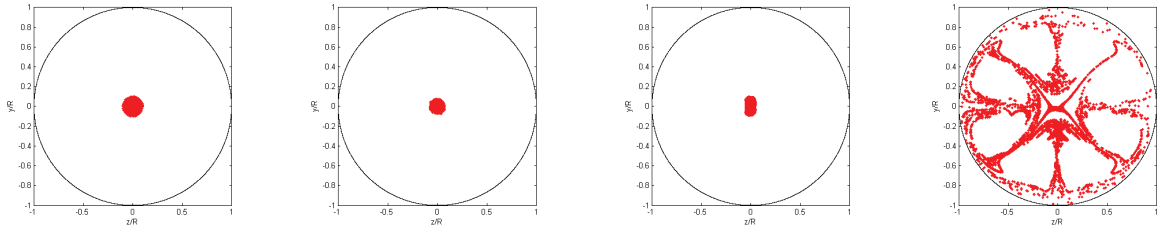


(b) $A = 12,5\%$ (c) $A = 25\%$ (d) $A = 60\%$

Figure 2.36 – Trajectoires suivies par trois particules injectées en entrée des trois tubes étudiés

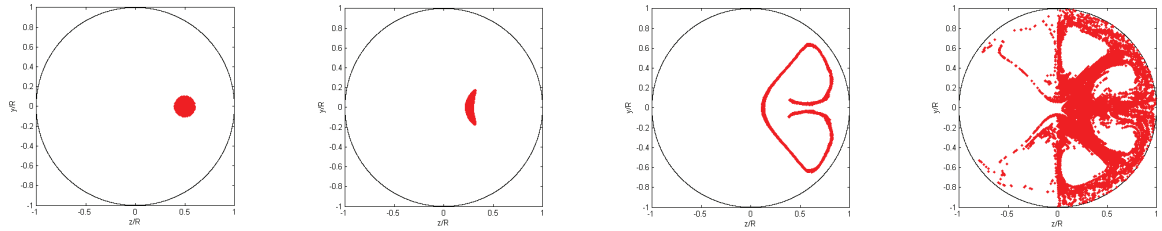
Les sections de Poincaré pour plusieurs conditions initiales ont également été tracées. Une distribution de 20000 particules a été injectée sur un disque de rayon $0,1R_m$ centré en différentes positions et la répartition des particules a été tracée sur la section de sortie. En effet, dans le cas présent, l'observation de l'écoulement se faisant sur une longueur de tube réduite et non infinie, les sections de Poincaré obtenues dépendent de la condition initiale. La distribution est placée au centre du tube (figure 2.37), sur l'axe horizontal de la section d'entrée (figure 2.38) et à 45^o de cet axe (figure 2.39). Sur la figure 2.37, il est clair que pour les deux tubes les moins déformés les particules ne sont presque pas affectées par l'écoulement. Elles ne sont presque pas déviées de leur position initiale et ne sont donc pas mélangées. Si un plus grand nombre de particules est déplacé radialement dans le tube le plus déformé, il reste également une zone invariante où les particules en sortie ont quasiment la même position qu'en entrée. La figure 2.39, quant à elle, permet de mettre en évidence le fait que lorsque les particules sont injectées dans un quadrant de tube en entrée, elles restent pour la plupart dans ce quadrant. Même si ces particules sont mélangées, il n'y a pas de brassage global de l'écoulement sur toute la section de passage.

L'observation des figures 2.37, 2.38 et 2.39 montre que les particules suivent les lignes de courant et que l'écoulement est organisé du point de vue lagrangien : il n'y a pas d'advection chaotique quelle que soit l'amplitude des déformations. Les sections de Poincaré obtenues pour le tube le plus déformé dans lequel l'état de mélange est le plus avancé mettent clairement en évidence la présence de zones vides sur les cartes représentées, ce qui est caractéristique des systèmes déterministes. Les lignes de courant suivies par les particules sont en accord avec le schéma proposé dans la



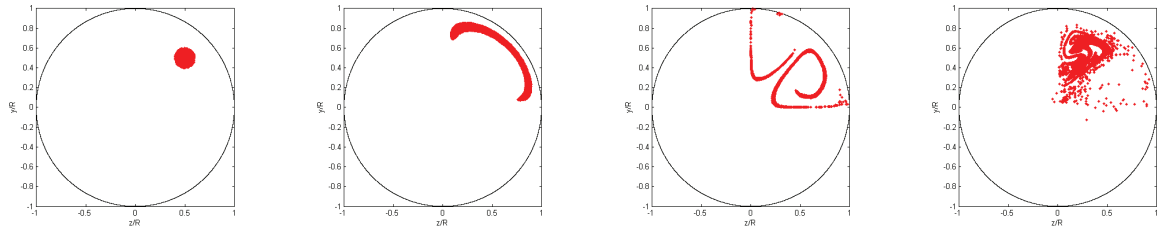
(a) Distribution initiale (b) $A = 12,5\%$ (c) $A = 25\%$ (d) $A = 60\%$

Figure 2.37 – Section de Poincaré en sortie des trois tubes étudiés lorsque la distribution initiale est injectée au centre



(a) Distribution initiale (b) $A = 12,5\%$ (c) $A = 25\%$ (d) $A = 60\%$

Figure 2.38 – Section de Poincaré en sortie des trois tubes étudiés lorsque la distribution initiale est injectée sur l'axe horizontal



(a) Distribution initiale (b) $A = 12,5\%$ (c) $A = 25\%$ (d) $A = 60\%$

Figure 2.39 – Section de Poincaré en sortie des trois tubes étudiés lorsque la distribution initiale est injectée à 45^o de l'axe horizontal

section 2.3.1 et les observations expérimentales décrites lors de l'étude préliminaire [60, 61].

2.6 Conclusions

La géométrie du tube à déformations successives alternées présente une section de passage constante pour limiter l'augmentation des pertes de charge et empêcher les phénomènes de recirculation. Ce tube a fait l'objet d'études préliminaires expérimentales et numériques. Ainsi, il a été montré que la présence des déformations pariétales permet d'augmenter le transfert thermique pour un écoulement en régime laminaire. Un modèle numérique a été proposé pour l'étude du dispositif. La taille du maillage a été définie à partir d'une étude de sensibilité. De même, une démarche a été proposée pour assurer la bonne convergence des résultats obtenus qui sont exploités dans la suite des travaux. Une première comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux

a été également réalisée et montre une bonne adéquation.

L'étude de l'écoulement dans le tube à déformations successives alternées a montré l'apparition d'un écoulement secondaire radial. D'importants mouvements centripètes et centrifuges apparaissent, ce qui permet de diminuer l'épaisseur des couches limites et donc d'augmenter le transfert thermique. La mise en évidence des macro-structures tourbillonnaires a permis de mieux comprendre la structuration de l'écoulement. Ainsi, les structures créées par les déformations sont actives sur une faible distance axiale et apparaissent de façon auto-entretenue.

Les paramètres de déformation de la paroi ont un impact significatif sur le transfert thermique. La diminution du rapport entre la longueur d'onde et l'amplitude des déformations provoque une augmentation du nombre de Nusselt de l'écoulement mais aussi du coefficient de frottement. Une déformation plus importante provoque l'intensification de l'écoulement radial. Le nombre de macro-structures tourbillonnaires augmente ainsi que leur intensité. Cependant, au delà d'une certaine déformation, des phénomènes de recirculations apparaissent dans l'écoulement. Ceci a pu être observé à partir d'une amplitude de 60% pour laquelle, très localement, des recirculations apparaissent.

Par rapport à un tube lisse où le mélange est purement diffusif, l'utilisation de macro-déformations pariétales permet également d'augmenter le mélange même si cela reste limité. Le suivi des trajectoires de particules ainsi que le tracé de sections de Poincaré permet de mettre en évidence le caractère organisé de l'écoulement. Deux limitations principales du tube à déformations successives alternées ont pu être identifiées, qui expliquent les performances de mélange limitées observées. En effet, le fluide situé sur l'axe longitudinal au centre du tube n'est pas mélangé. Cette zone, qui ne subit pas l'influence de l'écoulement secondaire, empêche le mélange d'être optimal. De plus, du fait de l'organisation de l'écoulement par quart de tube, les particules fluides situées dans un quadrant ne sont pas mélangées avec celles situées dans le reste du tube. Chaque quadrant de tube est mélangé presque de façon indépendante et au sein même d'un quadrant, le mélange n'est pas homogène. Le mélange est alors limité au niveau global. Ces inconvénients identifiés sont inhérents à la géométrie et se retrouvent pour toutes les configurations considérées ici en régime laminaire. Des modifications en ajoutant d'autres composants géométriques doivent donc être envisagées pour observer de réelles améliorations du dispositif. L'annexe A propose brièvement de coupler le tube à déformations successives alternées avec un écoulement de Dean en ajoutant un tronçon de tube coudé, ce qui correspond à une configuration souvent utilisée en pratique. Le chapitre suivant est quant à lui centré sur deux propositions de configurations déformées annulaires correspondant à différentes applications.

Chapitre 3

Application des déformations successives alternés à une géométrie annulaire

Le chapitre précédent a permis de montrer le fait que quels que soient les paramètres de déformation imposés, la partie centrale de l'écoulement est très mal mélangée, ce qui constitue un frein important à l'accroissement des performances. Afin de supprimer cette zone centrale, les déformations successives alternées peuvent être appliquées à une configuration coaxiale. Ce type de géométrie est de plus souvent utilisé dans le domaine des échangeurs de chaleur, comme les échangeurs tubulaires. Différentes configurations d'écoulement ont été considérées dans ce chapitre. Dans un premier temps, l'application des déformations aux parois interne et externe a été envisagée. L'effet des déphasages longitudinal et angulaire entre ces deux déformations a été plus particulièrement étudié. La seconde partie de l'étude est consacrée à la combinaison des déformations successives alternées appliquées sur la paroi externe du dispositif et d'une déformation *swirl* appliquée sur la paroi interne. Cette géométrie est plus particulièrement étudiée en terme de performances de mélange.

Les différentes études ont été réalisées numériquement avec le logiciel commercial ANSYS Fluent. Le maillage des différentes configurations coaxiales étudiées a été réalisé avec des mailles tétraédriques pour le cœur de l'écoulement tandis que des mailles hexaédriques ont été utilisées pour les régions proches parois. La technique de maillage par extrusion, utilisée dans le chapitre précédent pour le tube simple, n'a pas pu être adoptée ici car pour certaines configurations, les évolutions locales de la section de passage (distance entre les tubes interne et externe) sont telles qu'elles introduisent des déformations de maillages trop importantes. Pour chaque configuration étudiée dans ce chapitre, le maillage est présenté et une étude de sensibilité est réalisée pour déterminer la taille optimale des mailles. Les schémas de discrétisation spatiale sont au second ordre amont, comme pour le chapitre 2.

3.1 Déformations successives alternées des parois interne et externe

3.1.1 Présentation

Tout d'abord, on s'intéresse plus particulièrement à l'écoulement dans un espace annulaire lorsque la paroi externe mais également la paroi interne de la géométrie sont déformées. Le principe des déformations successives alternées est identique à celui décrit dans le chapitre 2 : la section de passage de l'écoulement reste constante tandis que la forme des parois interne et externe varie dans

des directions alternées. Deux écoulements secondaires sont alors combinés : l'écoulement créé par les déformations de la paroi externe et l'écoulement créé par les déformations de la paroi interne. Un nombre important de paramètres géométriques influence donc la topologie de ces écoulements et leurs interactions. Le principal objectif de l'étude réalisée est, en faisant varier certains paramètres de déformation, de déterminer la structuration de l'écoulement optimale, intensifiant au mieux les performances thermo-hydrauliques du dispositif par rapport au cas d'une configuration annulaire lisse de référence.

Les différents paramètres géométriques, présentés sur la figure 3.1 et définissant la configuration, sont d'abord les amplitudes et longueurs d'onde des déformations pariétales externe et interne. Le rapport des rayons du tube externe et du tube interne qui constituent la géométrie annulaire a également un impact sur l'écoulement. Enfin, le déphasage entre les déformations de la paroi extérieure et celles de la paroi intérieure constitue également un paramètre significatif. Ainsi, on peut définir un déphasage longitudinal mais également un déphasage angulaire. Tous ces paramètres impactent l'écoulement secondaire qui se développe et donc les propriétés du dispositif en terme de transfert thermique. Pour la suite de l'étude, il a été choisi d'étudier plus particulièrement l'effet des déphasages longitudinal et angulaire sur les performances. En effet, on peut s'attendre à ce que ces paramètres modifient la nature de l'écoulement secondaire, du fait des déformations. De plus, d'après l'étude réalisée précédemment sur le tube simple (chapitre 2), on observe que l'amplitude des déformations et les rayons interne et externe influent principalement sur la norme de la vitesse radiale et dans une moindre mesure seulement sur l'organisation de l'écoulement secondaire créé. Dans le but d'observer une différence de topologie de l'écoulement, il semble donc plus pertinent de s'intéresser au déphasage. Dans la suite de l'étude, les amplitudes, longueurs d'ondes de déformations et rayons des différentes configurations considérées ont donc été posés comme constants et seuls les déphasages sont étudiés.

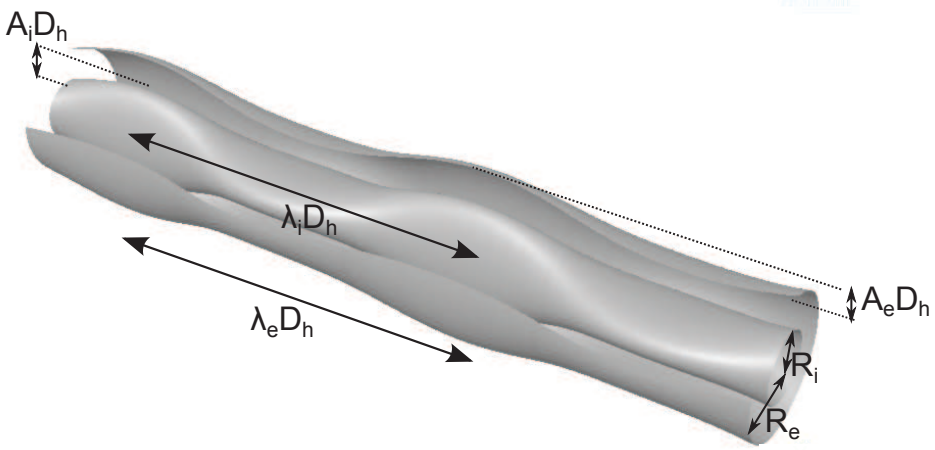


Figure 3.1 – Configuration coaxiale avec des déformations interne et externe

La première partie de l'étude est consacrée à l'effet du déphasage longitudinal à partir de la mise en évidence de l'écoulement secondaire créé par les déformations internes et de l'écoulement secondaire créé par les déformations externes. L'effet du déphasage angulaire entre les deux déformations sera pris en compte dans une seconde partie.

3.1.2 Paramètres géométriques et performances

3.1.2.1 Déphasage longitudinal

L'effet du déphasage longitudinal entre les parois interne et externe de la configuration coaxiale est étudié et fait l'objet d'une proposition d'article présentée en annexe B. Le modèle numérique et la détermination de la taille du maillage optimale pour ce type de géométrie sont présentés en détails pour des amplitudes interne et externe de 25% et des longueurs d'onde interne et externe égale à 6. Le diamètre hydraulique de la géométrie est ici $D_h = 4\left(\pi\left(R_e^2 - R_i^2\right)\right) / \left(2\pi\left(R_e + R_i\right)\right) = 5\ mm$. Différentes valeurs pour le déphasage longitudinal ϕ_l sont considérées, allant de 0 à 1 fois la longueur d'onde de déformation.

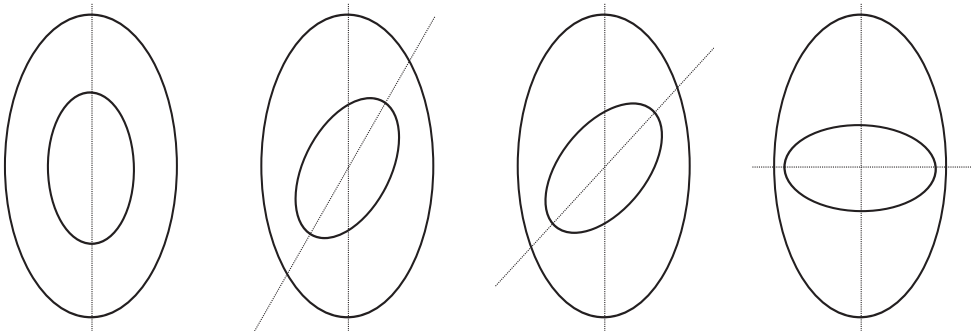
Une analyse de l'écoulement créé par les déformations interne et externe prises individuellement est tout d'abord réalisée afin de mettre en évidence l'apparition de vecteurs vitesse dans la direction radiale et dans la direction tangentielle. Pour les deux déformations prises séparément, le sens de la vitesse dans la direction radiale est en phase tandis que celui des vecteurs dans la direction tangentielle est déphasé d'une demie longueur d'onde. À partir de là, on peut montrer qu'en fonction du déphasage longitudinal, la combinaison des déformations externe et interne renforce l'écoulement dans une direction, au détriment de l'autre.

Une étude des performances thermiques est également présentée dans l'annexe B afin de déterminer la configuration idéale pour intensifier le transfert thermique. Une condition de température uniforme est placée sur les parois interne et externe du tube afin de maximiser la surface d'échange. En terme de PEC (défini par l'équation 1.11), les meilleures performances sont obtenues lorsque le déphasage est intermédiaire, $\phi_l = 1/8$ de longueur d'onde. En effet, pour cette configuration, l'écoulement dans la direction radiale reste important tandis que l'écoulement dans la direction tangentielle commence à se développer. Le transfert thermique est intensifié tandis que l'augmentation des pertes de charge est limitée. Cette configuration est intéressante puisqu'elle permet d'augmenter les performances de 43% par rapport à un tube annulaire lisse de référence et de 12% par rapport à un tube annulaire déformé sur les parois interne et externe sans déphasage ($\phi_l = 0$).

3.1.2.2 Déphasage angulaire

Comme le déphasage longitudinal, le déphasage angulaire entre les déformations interne et externe est un paramètre important qui permet de changer la topologie de l'écoulement. On définit ϕ_r l'angle du déphasage angulaire, comme indiqué sur la figure 3.2. Quatre configurations avec différents déphasages angulaires ont été définies : $\phi_r = 0$, $\phi_r = \pi/8$, $\phi_r = \pi/4$ et $\phi_r = \pi/2$. Pour ces quatre configurations, les amplitudes A_i et A_e sont fixées à 25% et les longueurs d'onde à $\lambda_i = \lambda_e = 6$. Toutes les grandeurs sont adimensionnées par le diamètre hydraulique du dispositif $D_h = 5\ mm$. Le déphasage angulaire tel que défini ici est l'angle entre les axes transverses principaux des tubes interne et externe, chacune des ces géométries étant construite avec des rotations de 90^o entre deux demi-périodes successives. La figure 3.3 illustre en deux dimensions les différentes valeurs de déphasage angulaire. Ainsi les deux cas limites, $\phi_r = 0$ et $\phi_r = \pi/2$ correspondent respectivement aux cas avec un déphasage longitudinal $\phi_l = 0$ et $\phi_l = 1/2$ définis dans l'annexe B (voir la figure 3.3(a) et la figure 3.3(d)). L'étude est réalisée sur huit longueurs d'onde interne et externe, soit une longueur totale $L = 240\ mm$.

Figure 3.2 – Déphasage angulaire entre les déformations externe et interne ϕ_r



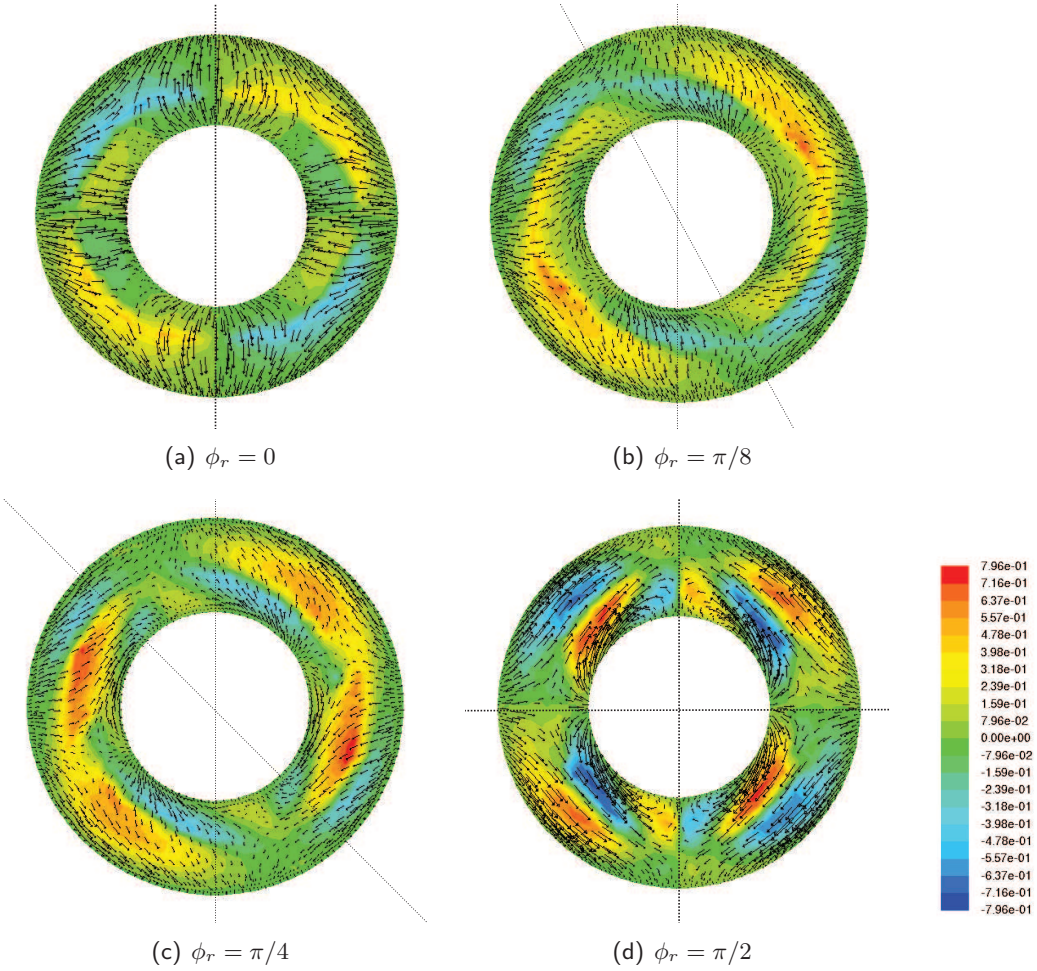
(a) $\phi_r = 0$ (b) $\phi_r = \pi/8$ (c) $\phi_r = \pi/4$ (d) $\phi_r = \pi/2$

Figure 3.3 – Déphasage angulaire

Afin de donner une première idée de l'écoulement, la figure 3.4 présente l'allure de l'écoulement secondaire en entrée de la dernière période de déformation pour les quatre configurations annulaires présentées, superposée aux contours d'hélicité normée. Considérer la forme de l'écoulement pour une position donne un bon aperçu des mécanismes à l'œuvre dans l'écoulement : comme pour le cas du tube lisse décrit dans le chapitre 2, au cours de la période de déformation, pour les quatre configurations, le sens de l'écoulement secondaire s'inverse lorsque les déformations interne et externe sont maximales (soit à $1/4$ et $3/4$ de longueur d'onde dans une période de déformation donnée) mais garde la même structure.

La figure 3.4 montre que lorsque le déphasage angulaire augmente, les vecteurs de vitesse radiale, identifiés sur les axes de symétrie de la configuration telle que $\phi_r = 0$, disparaissent puisque les écoulements radiaux créés par les déformations interne et externe ne sont plus alignés. L'intensité des macro-structures tourbillonnaires quant à elle devient de plus en plus importante. Comme pour l'étude du déphasage longitudinal, cela s'explique par le fait que ces structures, créées par les déformations interne et externe, se retrouvent progressivement dans la même direction. Ainsi la vitesse tangentielle augmente significativement au fur et à mesure. Pour les déphasages angulaires intermédiaires ($\phi_r = \pi/8$ et $\phi_r = \pi/4$), les propriétés de symétrie de l'écoulement sont modifiées. L'organisation de l'écoulement en quadrants, identifiable pour les cas $\phi_r = 0$ et $\phi_r = \pi/2$, n'est plus vraie, même si on en voit la trace sur le sens des macro-structures (d'après le signe de l'hélicité normée) sur les figures 3.4(b) et 3.4(c). Il est également intéressant de noter une dissymétrie dans les valeurs d'hélicité normée par rapport à zéro pour les déphasages $\phi_r = \pi/8$ et $\phi_r = \pi/4$: pour

une position longitudinale donnée de l'écoulement, les macro-structures qui se développent sont plus favorisées dans un sens de rotation par rapport à l'autre.



(a) $\phi_r = 0$ (b) $\phi_r = \pi/8$

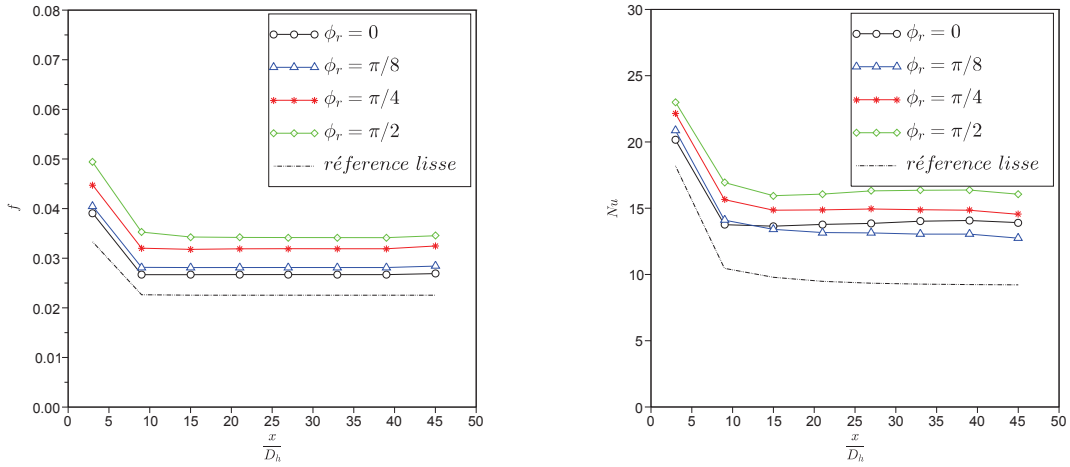
(c) $\phi_r = \pi/4$ (d) $\phi_r = \pi/2$

Figure 3.4 – Vecteurs de vitesse radiale et contours d'hélicité normée observés pour les configurations annulaires ($x = 7\lambda_e D_h = 210\ mm$)

Ces configurations avec un déphasage angulaire ont été étudiées en terme de performances thermo-hydrauliques. Les conditions aux limites sont les mêmes que celles décrites dans l'annexe B : un profil de vitesse uniforme est imposé en entrée des configurations annulaires ($T_{in} = 321,3\ K$) tandis que la température est fixée sur les parois externe et interne ($T_W = 299\ K$). Un profil de vitesse uniforme est imposé en entrée, correspondant à un nombre de Reynolds $Re_{D_h} = 414$. Le nombre de Nusselt global de l'écoulement (équation 1.1) ainsi que le coefficient de frottement (équation 1.7) ont été calculés. La figure 3.5 donne les évolutions longitudinales de ces deux grandeurs pour les quatre configurations déphasées. L'évolution du frottement et du nombre de Nusselt est également donnée pour une géométrie annulaire lisse de référence (avec des tirets sur la figure 3.5).

Il est clair que le coefficient de frottement donné sur la figure 3.5(a) augmente lorsque le déphasage angulaire augmente et que le cisaillement à la paroi devient alors plus important du fait des macro-structures de déformation. La figure 3.5(a) montre également que l'écoulement s'établit rapidement puisque quelques périodes de déformation suffisent pour que le coefficient de frottement atteigne une valeur établie (entre deux et trois périodes sur la figure 3.5(a)). Il est intéressant de noter que pour $\phi_r = \pi/8$, le frottement observé est relativement proche du cas $\phi_r = 0$

(augmentation d'environ 5%). Pour le déphasage $\phi_r = \pi/4$, cette augmentation par rapport au cas $\phi_r = 0$ est proche de 20%. Comme on le voit sur la figure 3.4(c), l'intensité des macro-structures tourbillonnaires augmente et donc les vecteurs de vitesse tangentielle deviennent plus importants par rapport aux valeurs inférieures de déphasage. En ce qui concerne l'évolution du nombre de Nusselt donnée sur la figure 3.5(b), le régime thermique s'établit pour un faible nombre de périodes de déformation. Les meilleures performances en terme d'échange de chaleur sont obtenues pour les configurations pour lesquelles les vitesses tangentielles sont importantes ce qui réduit la taille des couches limites (configurations $\phi_r = \pi/4$ et $\phi_r = \pi/2$). Les performances sont les plus faibles pour $\phi_r = \pi/8$: en effet, la vitesse tangentielle est plus faible que pour les cas $\phi_r = \pi/4$ et $\phi_r = \pi/2$ et les vecteurs de vitesse radiale sont détruits. Le calcul du critère de performance PEC (équation 1.11) permet de quantifier l'augmentation des performances thermo-hydrauliques pour les quatre configurations par rapport à une géométrie annulaire de référence aux parois interne et externe lisses et de diamètre hydraulique équivalent. Les valeurs calculées sont données dans le tableau 3.1. Les meilleures performances sont atteintes pour le déphasage limite $\phi_r = \pi/2$ tandis que la configuration $\phi_r = \pi/8$ donne les moins bons résultats.



(a) Évolutions longitudinales du coefficient de frottement f

(b) Évolutions longitudinales du nombre de Nusselt Nu

Figure 3.5 – Performances thermo-hydrauliques pour différents déphasages angulaires

ϕ_r	0	$\pi/8$	$\pi/4$	$\pi/2$
PEC	1,30	1,24	1,33	**1,40**

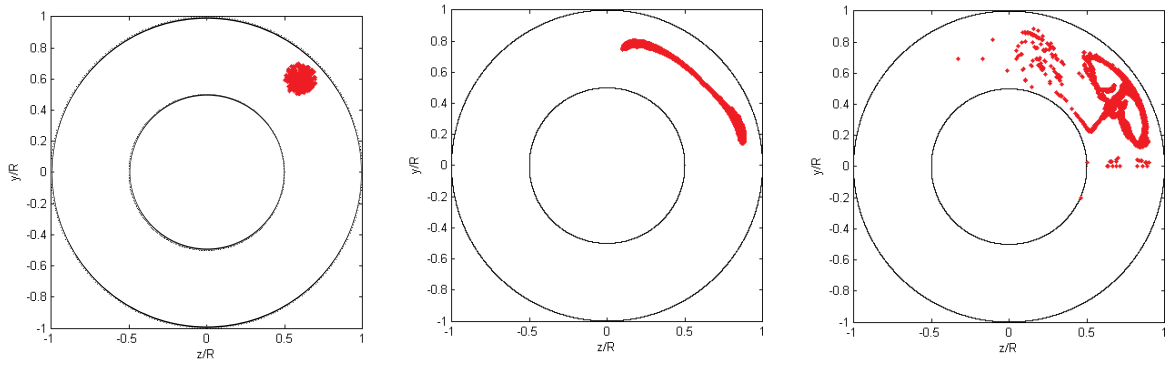
Tableau 3.1 – PEC pour les différents déphasages angulaires ϕ_r considérés

Ainsi en synthèse, l'étude de la variation du déphasage angulaire a permis de mettre en évidence l'effet de ce paramètre sur la topologie de l'écoulement. Les résultats obtenus ont montré qu'en terme d'augmentation des performances thermo-hydrauliques pour un chauffage bilatéral, la configuration $\phi_r = \pi/2$ est la plus intéressante. Cette configuration limite correspond également au cas où le déphasage longitudinal est $\phi_l = 1/2$. Ainsi, la configuration optimale déterminée lors de l'étude du déphasage longitudinal reste encore la plus performante.

3.1.3 Conclusions et perspectives

L'application des déformations successives alternées aux parois interne et externe d'une géométrie annulaire donne des résultats intéressants en terme de performances thermo-hydrauliques. En effet, pour ce type de configuration, souvent utilisé dans l'industrie, les valeurs du critère de performance PEC calculées dans le cas d'un chauffage bilatéral sur les parois interne et externe ont montré que le transfert thermique peut être intensifié tout en limitant l'augmentation de la puissance de pompage nécessaire. Les effets de deux paramètres de déformations, que sont les déphasages longitudinal et angulaire des déformations internes par rapport aux déformations externes, ont été déterminés ce qui a permis d'identifier la configuration la plus performante en terme de transfert thermique. Cette étude a cependant été menée en maintenant les amplitudes et longueurs d'onde constantes. Ainsi, l'étude d'optimisation de la géométrie reste à compléter en prenant en compte tous les paramètres géométriques.

L'effet du déphasage longitudinal présenté dans l'annexe B préserve l'organisation en quadrant de l'écoulement. Ainsi, comme cela a été montré dans l'étude du mélange pour le tube simple, présentée dans la section 2.5, dans le cas de la configuration annulaire sans déphasage, les particules fluides sont maintenues dans le quart de tube où elles sont initialement injectées du fait des forts vecteurs de vitesse radiale qui apparaissent et qui limitent leur passage dans un autre quart. De même pour les géométries déphasées longitudinalement, les zones délimitant chaque quart correspondent à des vecteurs de vitesse nuls (voir figure 3.4(d)) : les transferts dans un autre quart sont alors extrêmement limités. À titre d'illustration, les sections de Poincaré tracées pour la configuration introduite dans la section précédente sans déphasage et avec un déphasage longitudinale $\phi_l = 1/2$ (soit un déphasage angulaire $\phi_r = \pi/2$) sont présentées sur la figure 3.6. Les résultats montrent que la distribution en entrée des particules (figure 3.6(a)) reste pour une très large part confinée dans un même quart. La limitation mise en évidence ci-dessus est inhérente à la structure même des déformations géométriques imposées aux parois. Pour le déphasage angulaire, il faut remarquer que des valeurs intermédiaires de ce déphasage ($\phi_r = \pi/8$ et $\phi_r = \pi/4$) permettent d'empêcher l'organisation en quadrant de l'écoulement, ce qui dans ce cas augmente le mélange dans tout le fluide.



(a) Distribution initiale de particules (à l'entrée du tube coaxial)

(b) $\Phi_l = 0$

(c) $\Phi_l = 1/2$

Figure 3.6 – Sections de Poincaré obtenues en sortie des deux configurations considérées pour $x = 8\lambda_e D_h = 240mm$ ($A_e = A_i = 25\%$ et $\lambda_e = \lambda_i = 6$ par rapport à $D_h = 5mm$)

Afin de détruire l'organisation radiale de l'écoulement (par quadrant) identifiée dans plusieurs des géométries annulaires envisagées dans cette partie, il semble opportun de combiner les déformations

définies avec un autre type de déformation. C'est ce qui est proposé dans la section suivante en couplant les déformations successives alternées et un mouvement *swirl*.

3.2 Combinaison des déformations successives alternées avec un tube torsadé (*swirl*)

3.2.1 Introduction

L'analyse de l'écoulement créé par les déformations successives alternées a permis de montrer son organisation et notamment de mettre en évidence les vitesses importantes qui apparaissent dans les directions radiales et une topologie s'organisant quadrant par quadrant.

À partir de ce constat, il semble pertinent de coupler un tel mouvement avec un autre écoulement secondaire dans une direction orthogonale : la direction tangentielle.

La formation d'un mouvement de type *swirl* présente précisément les caractéristiques d'écoulement à même de contrecarrer l'organisation par quadrants. Afin d'obtenir la configuration d'écoulement souhaitée, les déformations successives alternées sont appliquées à la paroi externe d'une géométrie coaxiale tandis qu'un tube à section ovale torsadé, similaire à la géométrie présentée par Yang et al. [175] et décrit dans la revue bibliographique du chapitre 1, page 17, est définie comme surface interne. À proximité de ce noyau torsadé, les particules fluides sont transportées dans la direction tangentielle. L'écoulement est superposé aux mouvements radiaux dus aux déformations successives alternées externes.

La configuration géométrique ainsi définie a été étudiée sous différents aspects au travers de simulations numériques :

- En premier lieu, les caractéristiques de mélange du dispositif sont étudiées et la présence d'advection chaotique est identifiée dans l'écoulement. Ces résultats sont présentés sous la forme d'une publication acceptée pour parution dans la revue *Chemical Engineering Research and Design*.
- La deuxième partie de l'étude s'intéresse à une autre approche pour quantifier le mélange : la détermination du temps de résidence (définie dans la section 1.3.3.2 du chapitre 1) pour la configuration étudiée.
- Dans un troisième temps, au travers du calcul de l'élongation subie par les particules fluides dans l'écoulement (voir section 1.3.3.5 page 30), l'effet de la vitesse d'entrée sur le mélange est mise en évidence.
- La dernière partie de l'étude cherche à quantifier l'augmentation des pertes de charge dues aux déformations afin de les comparer avec d'autres méthodes d'intensification connues de la littérature.

3.2.2 Augmentation du mélange par l'advection chaotique

Les résultats font l'objet de la proposition d'article acceptée pour parution dans la revue *Chemical Engineering Research and Design* et présentée ici.

Les paramètres géométriques de déformations de la configuration annulaire considérée sont tout d'abord présentés. Le modèle numérique ainsi que la validation de la dimension du maillage choisie sont également décrits.

Au travers de l'étude de l'uniformisation d'un champs scalaire, ici la température, les propriétés de mélange du dispositif sont mises en évidence. Ainsi, pour un écoulement laminaire, il est montré que le mélange devient homogène pour une faible longueur de tube.

La présence d'advection chaotique est identifiée dans l'écoulement par une étude lagrangienne, en observant la divergence des trajectoires de particules fluides initialement proches.

Combining two orthogonal secondary flows to enhance the mixing in an annular duct

J.A. Zambaux[a,b,*], J.L. Harion[a], S. Russeil[a], P. Bouvier[b]

[a] *Mines Douai, EI, F59500 Douai, France*
[b] *HEI, Dpt EEA, F59046 Lille, France*

Abstract

Laminar flows in annular tubes can be encountered in industrial situations. In order to improve static and continuous mixers or multifunctional heat exchangers, several ways have been investigated. In the present article, two already well-known kinds of passive enhancement devices are set on a laminar annular flow and numerically studied. Alternate elliptic wall deformations are applied to the external wall as the internal wall is swirled. These geometrical perturbations both create secondary flows that are in mutually orthogonal directions. Their combination is numerically evaluated in this paper and is found to lead to a significant increase of the mixing. A nearly uniform mixing is even achieved for a reduced tube length as shown by considering scalar mixing for different inlet configurations. The analysis, based on Lagrangian tracking and Poincaré sections, shows that the mixing enhancement can be explained by the formation of zones of chaotic advection in the flow.

Keywords: mixing enhancement, tube wall deformation, swirled flow, numerical simulations, chaotic advection

*Corresponding author: Tel.: +33327712386; Fax: +33327712915
Email address: julie-anne.zambaux@mines-douai.fr (J.A. Zambaux)

accepté pour parution dans Chemical Engineering Research and Design

Nomenclature

A_e	Dimensionless deformation amplitude
a_i	Dimensionless major axis of the elliptic cross-section
b_i	Dimensionless minor axis of the elliptic cross-section
D	Diameter (m)
D_h	Hydraulic diameter (m)
d	Distance between two tracked particles
M	Mixing rate (%)
Pr	Prandtl number
p_i	Dimensionless pitch of the swirled core
Re	Reynolds number based on D_h
T	Temperature (K)
U	Flow velocity $(m.s^{-1})$
x	Coordinate in the streamwise direction (m)
y	Coordinate in the radial direction (m)
z	Coordinate in the radial direction (m)

Greek Symbols

σ_X	Standard deviation of X
λ_e	Dimensionless deformation wavelength

Subscripts

0	At the inlet
x	Longitudinal
$mean$	Mean
e	External
i	Internal
R	Radial
ω	Tangential

1. Introduction

The enhancement of mixing in laminar regime is a crucial issue in several industrial fields. Laminar flows are indeed needed in many situations such as those that involve very viscous fluids, for example in the food industry, or such as micro-scale devices (Xia et al., 2012; Zheng et al., 2013a) and more generally in the process industry. Moreover, numerous applications need mixing intensification. One can cite mixers for the chemical process industry (Thakur et al., 2003; Meijer et al., 2012), devices that use the increase of mixing to enhance the heat transfer (Mokrani et al., 1997; Jiang et al., 2004) or multifunctional heat exchangers. This latest recent type of device has widely been studied as it constitutes a way to enhance chemical reaction rates by controlling the heat transfer (Anxionnaz et al., 2008). The process costs and safety are thus improved by allowing the transition from batch systems to continuous systems.

In order to increase mixing, a large number of solutions can be applied and have been thoroughly investigated in the literature. Active methods such as pulsatile flows (Timité et al., 2011) or electro-magnetic fields (Brancher and Leprevost, 2004) have been studied and lead to good results. Another mixer for applications such as food engineering is studied by Metcalfe and Lester (2009). Rotating specific areas of the tube wall helps increasing the mixing for low Reynolds numbers. However those active methods require an external energy source that, when added to the mechanical energy cost, penalises their global performances. Thus the development of passive devices that rather use their own geometries to change the flow can be a less costly and more effective solution.

In laminar regimes, one of the best way to significantly enhance the mixing consists in organising the flow structure with the aim of producing chaotic advection. This specific flow regime was first introduced by Aref (1984, 1990, 2002). The flow is said to be chaotic when it is deterministic in an Eulerian point of view whereas it presents a stochastic behaviour in a Lagrangian point of view. Chaotic advection may appear in two dimensions unsteady flows or in three dimensions flows, because of the device geometry itself or the applied boundary conditions (Lefèvre et al., 2003). Among the characteristics of a chaotic system, at least one out of the three following conditions must be met: i) a strong sensitivity to boundary conditions, ii) contraction and stretching zones creating characteristic horseshoe maps, iii) specific types of Poincaré sections (Castelain et al., 2001). Several tube geometries following this principle have therefore been studied such as, for example, tubes using alternate Dean flows (Mokrani et al., 1997; Jiang et al., 2004; Jones et al., 1989; Chagny et al., 2000; Habchi et al., 2009; Kumar and Nigam, 2007; Sui et al., 2012). To enhance the heat transfer, Raynal and Gence (1997) showed that chaotic mixing can be more efficient than turbulent mixing in some situations. Their work shows in particular that chaos, introduced for example by successive stretchings and foldings (as stated by the baker's theory (Wiggins and Ottino, 2004)), can widely amplify the part played by diffusion. Therefore, the mixing is accelerated with a lower energy cost compared with turbulence. In order to increase the mixing and create chaotic advection, a technique consists in superimposing different vortical macro-structures patterns in the flow (Jiang et al., 2004). That is precisely the strategy chosen in the present study.

Wall deformations are a well-known enhancement technique and can help creating a secondary flow that increases the transfer in laminar flow regime. Numerous types of deformations can be found such as corrugated tubes studied for laminar flows (Barba et al., 2002; Rainieri and Pagliarini, 2002) or constant cross-section area tubes such as the elliptic twisted tube (Tan et al., 2012). Among tubes that keep a nearly constant cross section to limit recirculation zones and the increase of pressure drops, interesting flow patterns can be created in geometries such as the successive alternate deformed tube (Harion et al., 2000) or the staggered oval tube (Chen et al., 2004, 2006). Radial centripetal and centrifugal movements are created by the wall deformations, thereby producing streamwise vortical structures and increasing the transfer within the flow.

Adding inserts or a core inside a tube also modifies the flow dynamics and its transfer properties. Vortical macro-structures are specifically created. A commonly used insert geometry is the twisted tape insert that generates a swirled flow (Yerra et al., 2007). Nu-

merous variations around this kind of internal geometry have been studied for static mixers adaptations such as the already commercialised Kenics mixer (Thakur et al., 2003; Meijer et al., 2012; Saatdjian et al., 2012) or the dough mixer with a deformed core (Hosseinalipour et al., 2013).

In the present article, the superposition of a radial flow pattern due to alternate wall deformations and a swirled flow resulting from an inserted swirled core tube has been studied: this type of annular tube geometry leads to efficient mixing. The analysis has been made by comparing numerically each deformation type separately and with their combination.

The assessment of the mixing has been performed by using several tools. Firstly, as done by Saatdjian et al. (2012) and Mokrani et al. (1997), the temperature has been used as a passive scalar, to mark the mixing state and its standard deviation evolution along the tube length has been studied. The mixing rate has been defined for a given tube length x as:

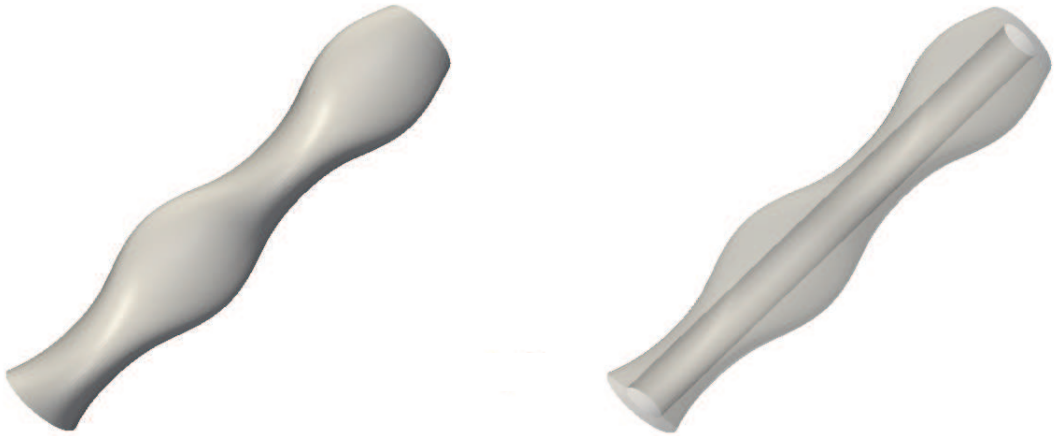
$$M(x) = \frac{\sigma_0^T / T_{mean,0} - \sigma_x^T / T_{mean,x}}{\sigma_0^T / T_{mean,0}} \tag{1}$$

σ_x^T is the standard deviation of fluid temperature calculated on the tube cross-section taken at the tube length x. The flow structure analysis, with a focus on its potential chaotic behaviour, has been conducted by a Lagrangian analysis using passive tracers trajectories tracking and the representation of Poincaré sections similarly as in previous works (Thakur et al., 2003; Jiang et al., 2004; Jones et al., 1989; Habchi et al., 2009; Sui et al., 2012; Lefèvre et al., 2003).

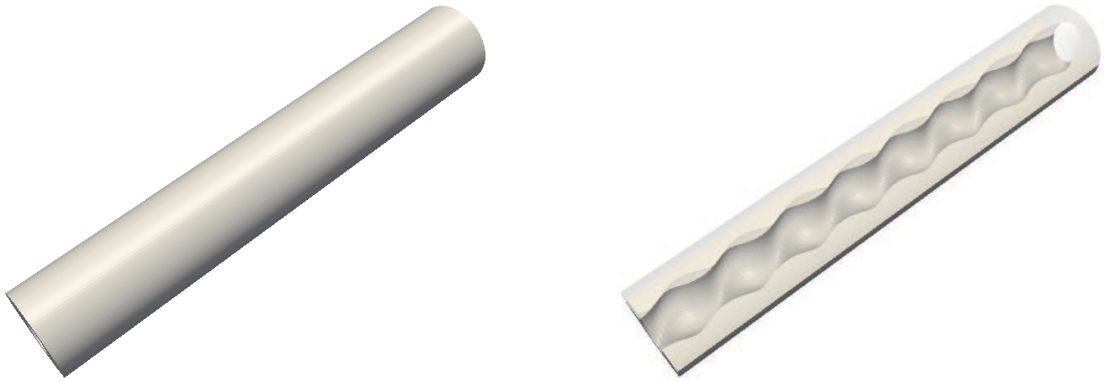
2. Geometry and model

2.1. Tubes geometries

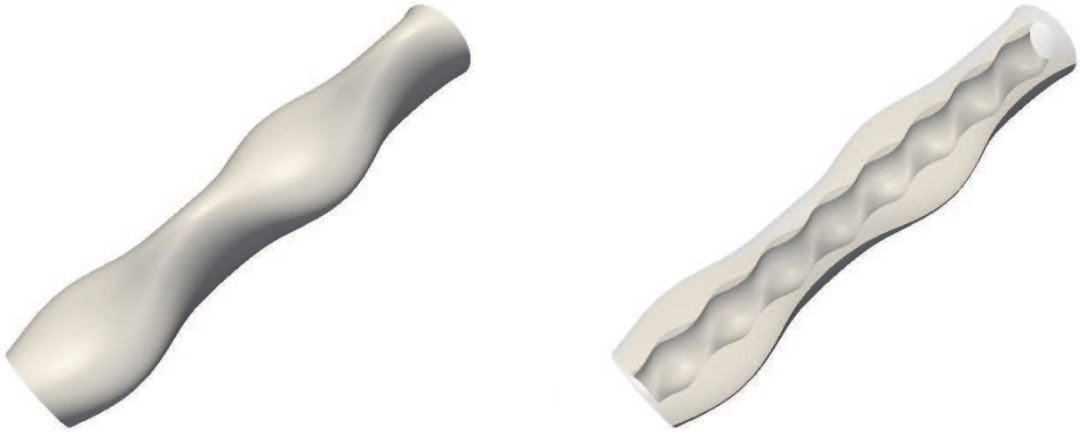
Three coaxial tube geometries have been defined to investigate separately the flow structure of two kinds of deformations and their combination. The first geometry aims at analysing the flow created in an annular tube with external wall deformations and a simple smooth cylindrical core. Such a Deformed External Tube (DET) is presented in Figure 1(a). The second tube configuration gives informations about the flow induced by a swirled core inserted in a simple smooth cylindrical tube. It is referenced as the SC configuration and is shown in Figure 1(b). The third tube consists of the superposition of those two specific flow patterns, as can be seen in Figure 1(c). This deformed external annular tube with a swirled core will be further referenced as $DETSC$.



(a) Deformed external tube and smooth core (DET)



(b) Smooth external tube and swirled core (SC)

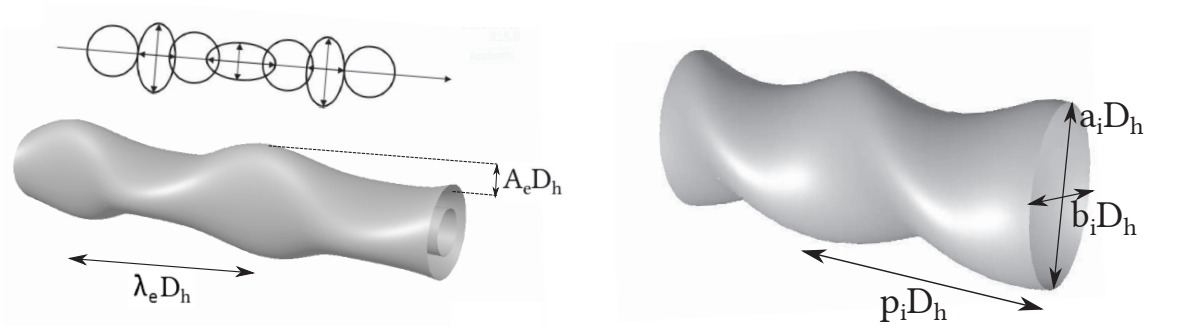


(c) Deformed external tube and swirled core ($DETSC$)

Figure 1: Three studied tubes geometry

For the DET geometry, while the external tube cross-section shape gradually varies, its area remain constant to avoid recirculation zones. Such a deformation type has already been studied by Harion et al. Harion et al. (2000): the cross-section shape gradually varies from circular to elliptic in alternate directions. The wall deformation principle is presented in Figure 2(a) and can be characterised by two main geometrical parameters: the deformation amplitude A_e and its wavelength λ_e. Both parameters are calculated relatively to D_h, the annular tube hydraulic diameter. D_h is defined as four times the ratio between the annular tube mean cross-section area and perimeter. For the given geometry, the external diameter is $D_e = 10\ mm$ and the internal diameter is $D_i = D_e/2 = 5\ mm$: therefore, the calculated hydraulic diameter is also $D_h = D_e/2 = 5\ mm$. The deformations parameters chosen are summed up on Table 1. These parameters are rendered dimensionless by using the hydraulic diameter $D_h = 5\ mm$. One deformation wavelength thus correspond to $\lambda_e D_h = 30\ mm$ while the amplitude is $A_e D_h = 1.9\ mm$.

The second type of flow pattern is created by the SC coaxial tube configuration. The core tube has a constant elliptical cross-section which major axis orientation varies helically in the flow direction. The helical pitch of the internal core tube is $p_i D_h$. Likewise, the minor and major axes of the cross-section are $a_i D_h$ and $b_i D_h$ as it is indicated in Figure 2(b). Those parameters were chosen to ensure that both the first (DET) and second (SC) annular tubes have the same cross-section. The dimensionless deformation parameters of the configuration are presented on Table 1. The dimensional helical pitch of the swirled core is $p_i D_h = 15\ mm$ while the major and minor axis of the elliptic section are respectively $a_i D_h = 6\ mm$ and $b_i D_h = 4.2\ mm$.



(a) External tube deformation principle and geometrical parameters

(b) Swirled core geometrical parameters

Figure 2: Wall deformed tube geometry and swirled core tube geometry

The third configuration ($DETSC$) is obtained by using respectively the external and internal geometries of the first (DET) and second (SC) configurations.

	External wall		Internal wall		
Flow Configuration	A_e	λ_e	a_i	b_i	p_i
DET	0.38	6	1	1	NA
SC	0	NA	1.2	0.84	3
$DETSC$	0.38	6	1.2	0.84	3

Table 1: Deformation parameters for the three studied flow configuration (rendered dimensionless by $D_h = D_e/2 = 5\ mm$)

All the three annular tubes are studied over a global length of $72D_h$, which corresponds for $D_h = 5\ mm$ to 360 mm. This length represents 12 external deformation wavelengths and 24 internal helical pitches.

2.2. Numerical model

2.2.1. Model, boundary conditions and fluid properties

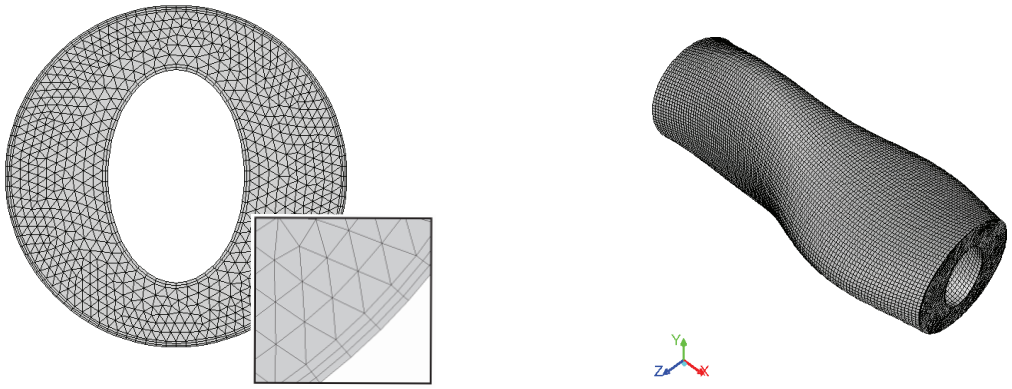
The finite volume based CFD code ANSYS Fluent v14 was used to investigate the three configurations. The mass and momentum conservation equations are solved before solving sequentially the energy equation. The used discretization schemes are second order upwind for the energy and momentum, standard for the pressure. The velocity-pressure coupling algorithm is SIMPLEC to ensure the convergence of the computations. The simulations are performed for a steady incompressible laminar flow in the annular space.

To ensure a satisfying convergence, the residuals are monitored and targeted residuals values are set to 10^{-6} for the continuity and momentum equations and to 10^{-8} for the energy equation. Mass and global heat transfer balance are also carefully checked.

As for boundary conditions, a no slip condition is imposed on the walls, while a uniform velocity profile is defined at the annular inlet. The inlet Reynolds number, based on the hydraulic diameter, is $Re = 448$. At the outlet, the longitudinal gradient terms are set to zero, except for the pressure. As indicated above, temperature is used as a marker for the mixing state. The annular inlet is therefore divided into two zones of temperature $T_1 = 320K$ and $T_2 = 300\ K$. An adiabatic condition is defined on the external and internal walls of the annular configuration and the fluid used here is water. However, to ensure that the temperature evolution observed only results from the convective mixing, the fluid thermal conductivity is greatly reduced and set to 0.006 $W.m^{-1}.K^{-1}$ instead of 0.6 $W.m^{-1}.K^{-1}$. The Prandtl number of the modified fluid is thus $Pr = 700$. Since the temperature range considered is quite small over the whole domain, the fluid properties are supposed constant. Preliminary computations (not shown in the paper) have shown that the flow is hydrodynamically established over the tube length: the establishment length is around three external deformation wavelengths. A similar value is found when using the correlation given by Tehrmina and Mojtabi (1988) for a smooth annular flow. Furthermore, it has been checked that for the Reynolds number used, the flow regime remains steady.

2.2.2. Mesh

The three studied geometries and meshes have been built with the software Gambit. Near the external tube and internal core walls, the mesh is made of refined hexahedral cells to fully capture the strong wall gradient terms. The remaining volume is meshed with tetrahedral cells. The entrance face grid and a part (one wavelength) of the mesh obtained for the $DETSC$ configuration is shown in Figure 3. For the following visualisations, the $x-$axis represent the streamwise direction, while the axis origin is set at the center of the entrance cross-section.



(a) Entrance face grid

(b) Mesh over one external deformation period

Figure 3: Mesh obtained for the $DETSC$ configuration

The $DETSC$ configuration being the most convoluted among the three studied tubes, the mesh sensitivity study was performed for this geometry. Four meshes have been considered. Table 2 sums up the total numbers of cells, the size of the first cell near the walls and the size of the global mesh used. The global wall shear stress is firstly evaluated for both the internal and external walls. Mean values are also calculated at given coordinates in the streamwise direction. Among the four grids, the 0.28 cell size mesh does seem to be satisfying as, for all the streamwise coordinates considered, the calculated wall shear stress is close to the one obtained with the finest mesh (the gap between them remains below 1.5%). Locally, the difference between the velocity calculated for the finest mesh and for coarser grids is less than 3%. As for the energy equation, the mixing rate defined by equation 1 is similarly assessed at different cross-sections within the annular tube. The value obtained for the 0.28 mesh is also found very close to the one obtained with the finest mesh. The difference is less than 3.5%. Moreover, the number of cells for the 0.28 grid remains acceptable and the computation time is therefore reasonable. From the results of the mesh sensitivity study, the remaining computations have thus been performed using the 0.28 cell size mesh with a first cell size near the walls of 0.05 mm.

1^{st} cell size (mm)	Cell radial size (mm)	Cell longitudinal size (mm)	Number of cells
0.05	0.3	0.3	4531278
0.047	0.28	0.28	5367788
0.042	0.25	0.25	6922518
0.033	0.2	0.2	15120958

Table 2: Mesh parameters for the mesh sensitivity study ($DETSC$ configuration)

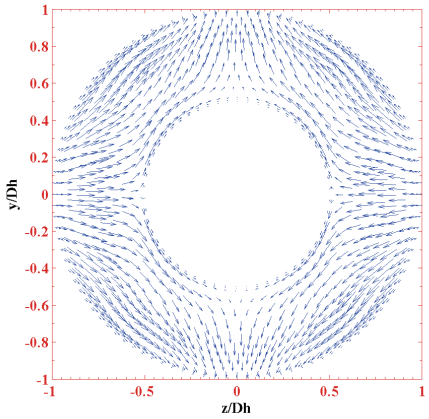
3. Results

3.1. Flow analysis

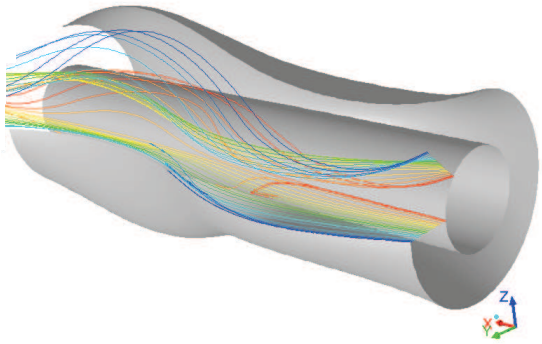
At first, a thorough research for negative longitudinal velocity vectors has been performed: it is worth noting that no separation flow zones are observed in neither of the three configurations.

As for the DET geometry with a deformed wall and a smooth core (Figure 1(a)), the effect of the gradual periodic external deformations can be identified. Figure 4(a) presents the radial velocity vectors following the secondary flow that appears, on a given cross-section taken near the tube outlet, at the eleventh deformation wavelength. Downwash and upwash movements can be identified in the annular space. It is important to notice that the radial flow pattern presents two geometrical symmetries in both the vertical and horizontal directions. The trajectories of massless particles over one deformation wavelength of the DET configuration, as it is shown in Figure 4(b), are identified and follow streamlines. It can clearly be seen that vorticity is mainly oriented in the longitudinal direction and that streamlines are deviated in alternate directions. The flow pattern is periodically produced throughout the tube. Figure 4(a) and Figure 4(b) also highlights the clearest drawback of this particular geometry: the fluid always remains trapped inside the same quarter of tube and no mixing between fluid particles located in different tube quarters zones is produced. As shown in Figure 4(a), vortical macro-structures do not cross the tube horizontal and vertical axes where strong radial velocity vectors appear. Therefore, no significant exchange can occur between different flow regions and the global mixing rate for this kind of tube cannot be expected to be very high except by using specific types of injection in each quarter.

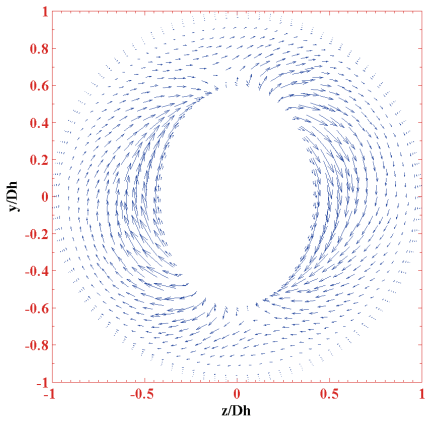
The smooth external tube with a swirled core (SC configuration, Figure 1(b)) presents a completely different flow organisation. As it can be seen in Figure 4(c), the secondary flow that develops inside the tube is mainly in the tangential direction, following the movement induced by the swirled core. Figure 4(d) shows the trajectories followed by massless particles for two helical pitches of the swirled core (SC). The swirl motion mainly affects the fluid region in the core wall vicinity. In this kind of configuration, fluid is transported tangentially but there are no movements in the radial direction, limiting the mixing efficiency of this geometry.



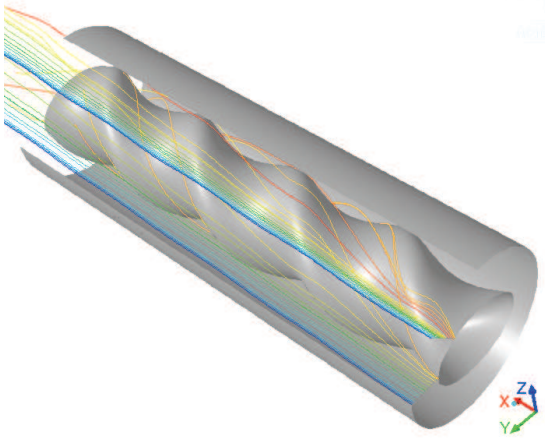
(a) *DET* configuration: Radial velocity vectors on a tube cross-section taken at $x = 11\lambda_e D_h$ ($x = 66D_h$)



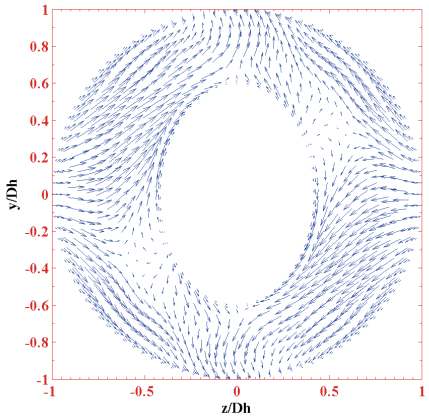
(b) *DET* configuration: Trajectories of particles over one deformation wavelength



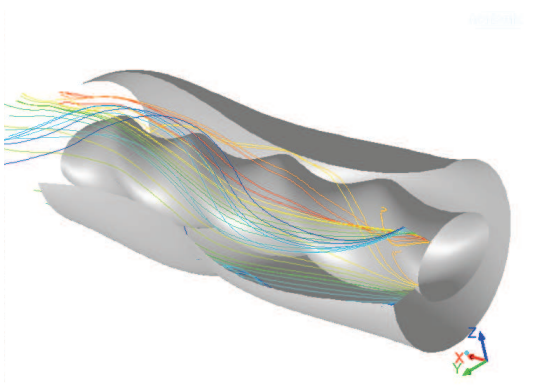
(c) *SC* configuration: Radial velocity vectors on a tube cross-section taken at $x = 22p_i D_h$ ($x = 66D_h$)



(d) *SC* configuration: Trajectories of particles over two swirl pitches



(e) *DETSC* configuration: Radial velocity vectors on a tube cross-section taken at $x = 11\lambda_e D_h$ ($x = 66D_h$)



(f) *DETSC* configuration: Trajectories of particles over one deformation wavelength of the outer wall

Figure 4: Flow structure for the three flow configurations

The analysis of the flow structures inside the DET and SC configurations highlights the fact that the combination of those two flow types shall create flow stretching and deformations in orthogonal directions. A dimensional analysis can help to provide a first insight of the radial and tangential velocities created by the two deformation types. The radial velocity in the wall deformed annular tube flow (DET) can be estimated by adapting the formula proposed in Harion et al. (2000):

$$U_{R_{DET}} \sim \frac{A_e + 1}{\lambda_e} U_x \tag{2}$$

Similarly in the swirled flow (SC), an order of magnitude of secondary tangential velocity created can be approached by:

$$U_{\omega_{SC}} \sim \frac{\pi a_i}{p_i} U_x \tag{3}$$

The preceding geometries were defined to ensure that $U_{\omega_{SC}} \sim U_{R_{DET}}$. The aim in coupling the two geometries DET and SC into the $DETSC$ configuration is to produce periodically streamwise structures while avoiding the two main symmetries seen in Figure 4(a) by using the tangential convection produced by the swirled core SC. Therefore, to successfully convect the radial macro-structures created, the tangential velocity created by the SC configuration must be of the same order than the radial flow created by the DET geometry. With the given geometrical parameters, it can be calculated that $U_{\omega_{SC}}/U_{R_{DET}} \sim 5.5$, which shows that the two velocities magnitudes are of the same order. The secondary flows created by both deformations may thus interact.

Figure 4(e) gives the radial velocity vectors observed when combining wall deformations and swirled flow ($DETSC$ configuration). The pattern obtained can be observed through the particles trajectories plotted in Figure 4(f). It is a superimposition between what could be observed in the two other tubes: radial upwash and downwash movements are pulled along by the tangential movement. The flow pattern becomes way more complex than for the two well-organised previously studied flows.

3.2. Mixing properties

3.2.1. Mixing rate

The main aim of the current paper is to compare the three studied flows mixing abilities. As stated in introduction, the temperature is here used as a marker for the mixing state. To fully investigate the convective mixing inside the flow, the mixing rate, which is defined by equation 1, is calculated for three different entrance temperature distributions (see Figure 5). The device inlet is separated into two temperature zones delimited by a diagonal boundary, a horizontal boundary and an annular shaped boundary. The mixing rate is then plotted for different streamwise coordinates to follow its evolution within the three studied flow configurations. The different results are given on Figure 5.

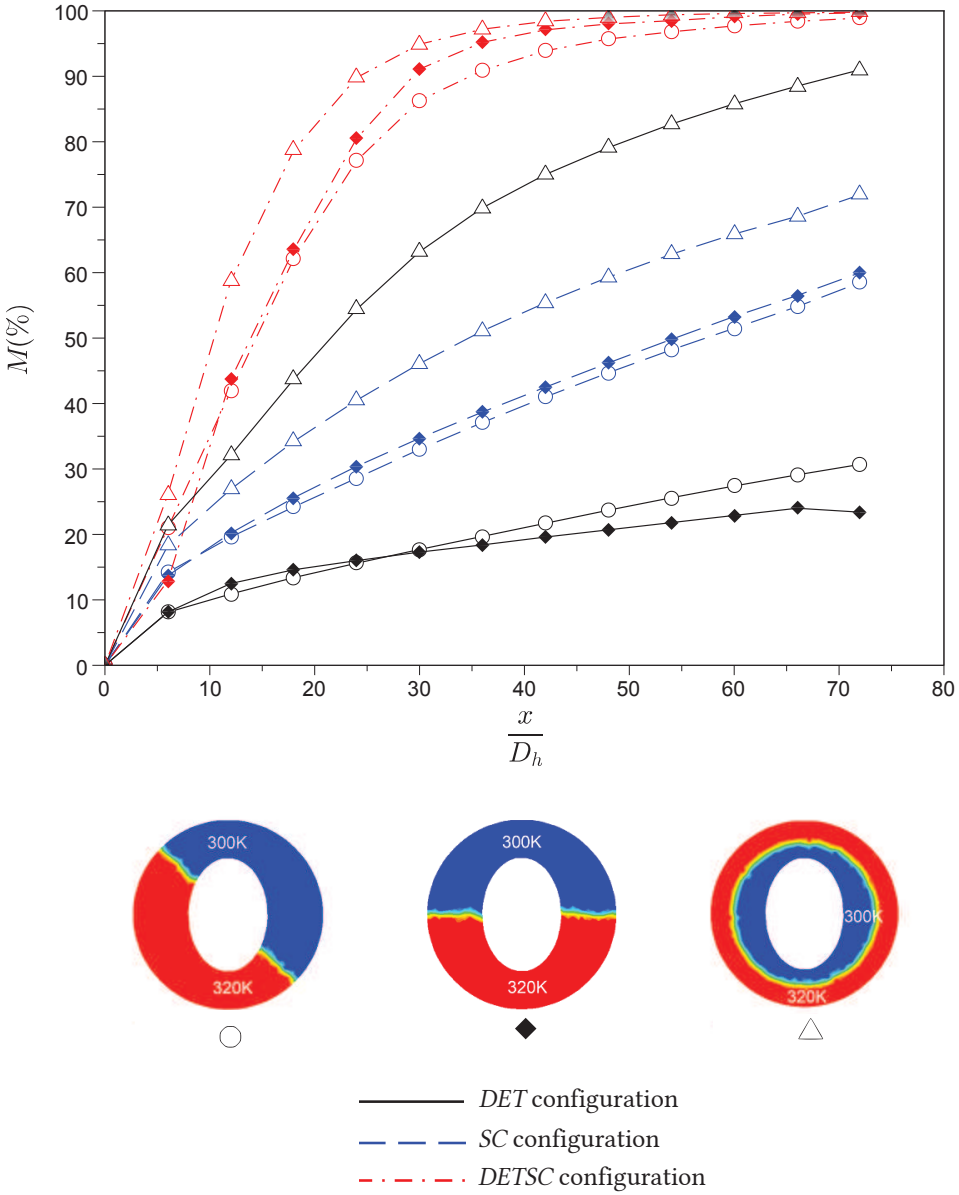


Figure 5: Mixing rate (M) streamwise evolution for the three configurations with different entrance conditions

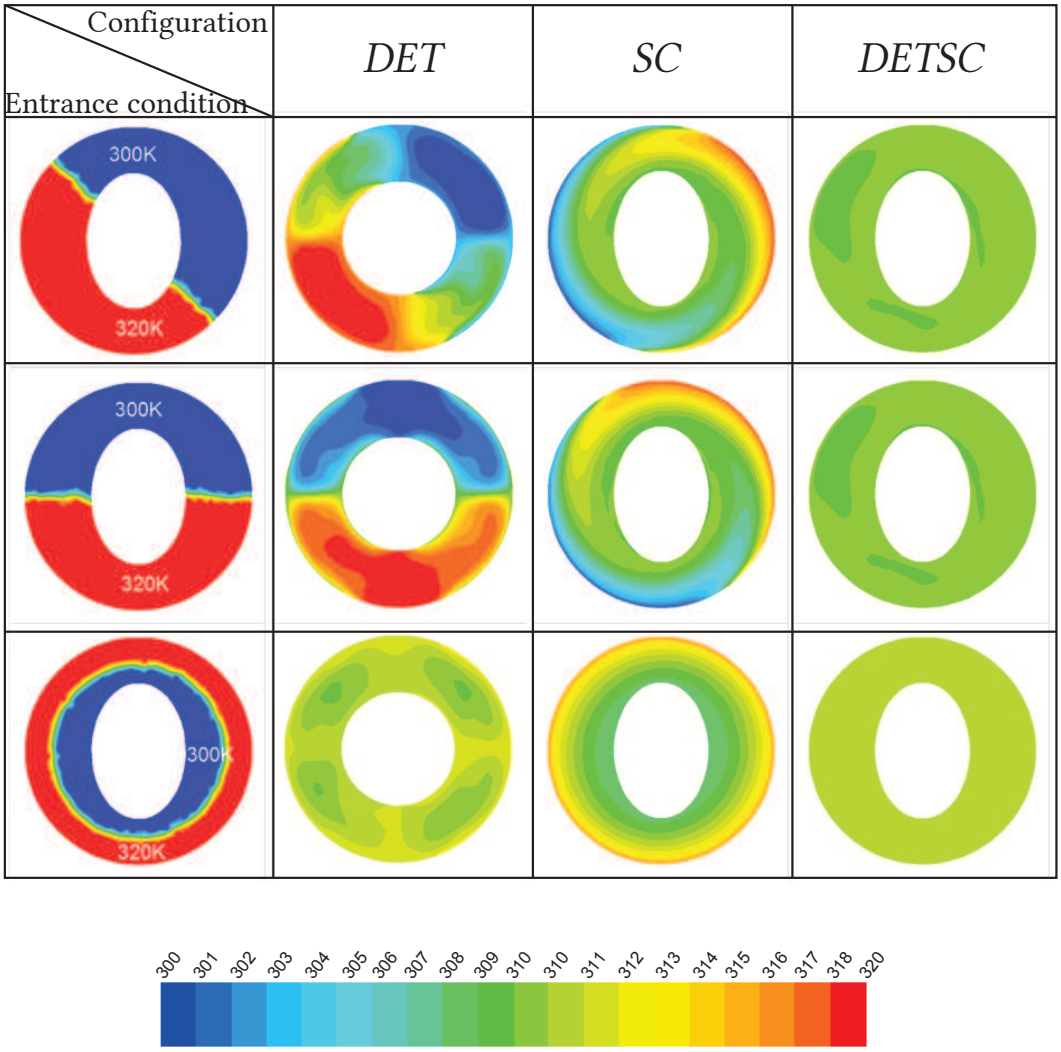
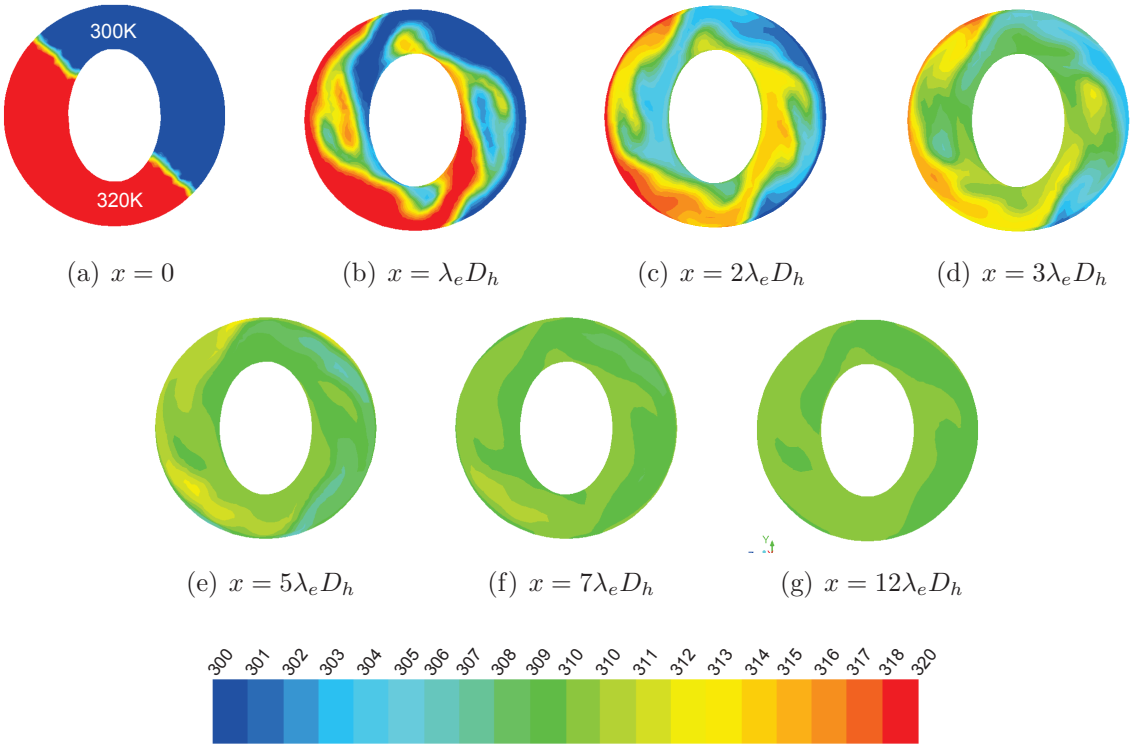


Figure 6: Temperature distribution at the outlet of the three deformed flow devices for different inlet conditions

The inlet condition does hold a significant impact on the observed results for the three configurations. It can be specifically noticed for the *DET* configuration. A good mixing rate can be achieved by an initial annular temperature distribution (around $M = 91\%$) whereas it barely reaches 30% for the two other boundary entrance condition types. In accordance with the previously provided flow analysis, it shows that stirring is efficient within each quarter of tube however there is no tangential mixing between different quarters. For the annular temperature entrance condition, in each quarter of tube there are the two temperature zones thus leading to a significant mixing rate increase. However, with the diagonal condition, the mixing of the two temperature zones only happens in two tube quarters thereby limiting the global mixing rate. The horizontal boundary limits the mixing even more since it is located on the flow symmetry axis where there is nearly no tangential movement at all.

The outlet temperature distributions presented in Figure 6 clearly illustrate this analysis. Over the device length considered, the SC configuration helps achieving a mixing rate between 60% and 70% depending on the temperature entrance condition. For the three temperature distribution, it is worth noting that the best mixing performance are achieved by the combined $DETSC$ configuration: the calculated mixing rate nearly reaches 100%. At the Reynolds number considered, it only takes a very small tube length, in comparison with the other two configurations, to reach a nearly complete mixing state for the combined flow and this result does not seem to depend of the entrance temperature condition.

As an illustration, Figure 6 gives the temperature distribution at the end of each device. The figure clearly highlights the mixing limiting phenomena previously stated. Unless if the temperature entrance condition is adequately chosen (the annular condition for example), several unmixed areas can be spotted for the DET and SC configurations. For their combination, the $DETSC$ configuration, the three temperature distributions presented at the end of the studied length are nearly uniform.



(a) $x = 0$ (b) $x = \lambda_e D_h$ (c) $x = 2\lambda_e D_h$ (d) $x = 3\lambda_e D_h$

(e) $x = 5\lambda_e D_h$ (f) $x = 7\lambda_e D_h$ (g) $x = 12\lambda_e D_h$

Figure 7: Streamwise evolution of the temperature T (K) distribution in the $DETSC$ configuration

To highlight the mixing state longitudinal evolution in the $DETSC$ configuration, the temperature distribution has also been plotted on several cross-sections taken at different streamwise positions. The diagonal temperature zone delimitation has been arbitrarily considered as the inlet condition. Figure 7 presents the temperature repartition evolution throughout the annular tube. The two temperature-marked fluid regions are transported

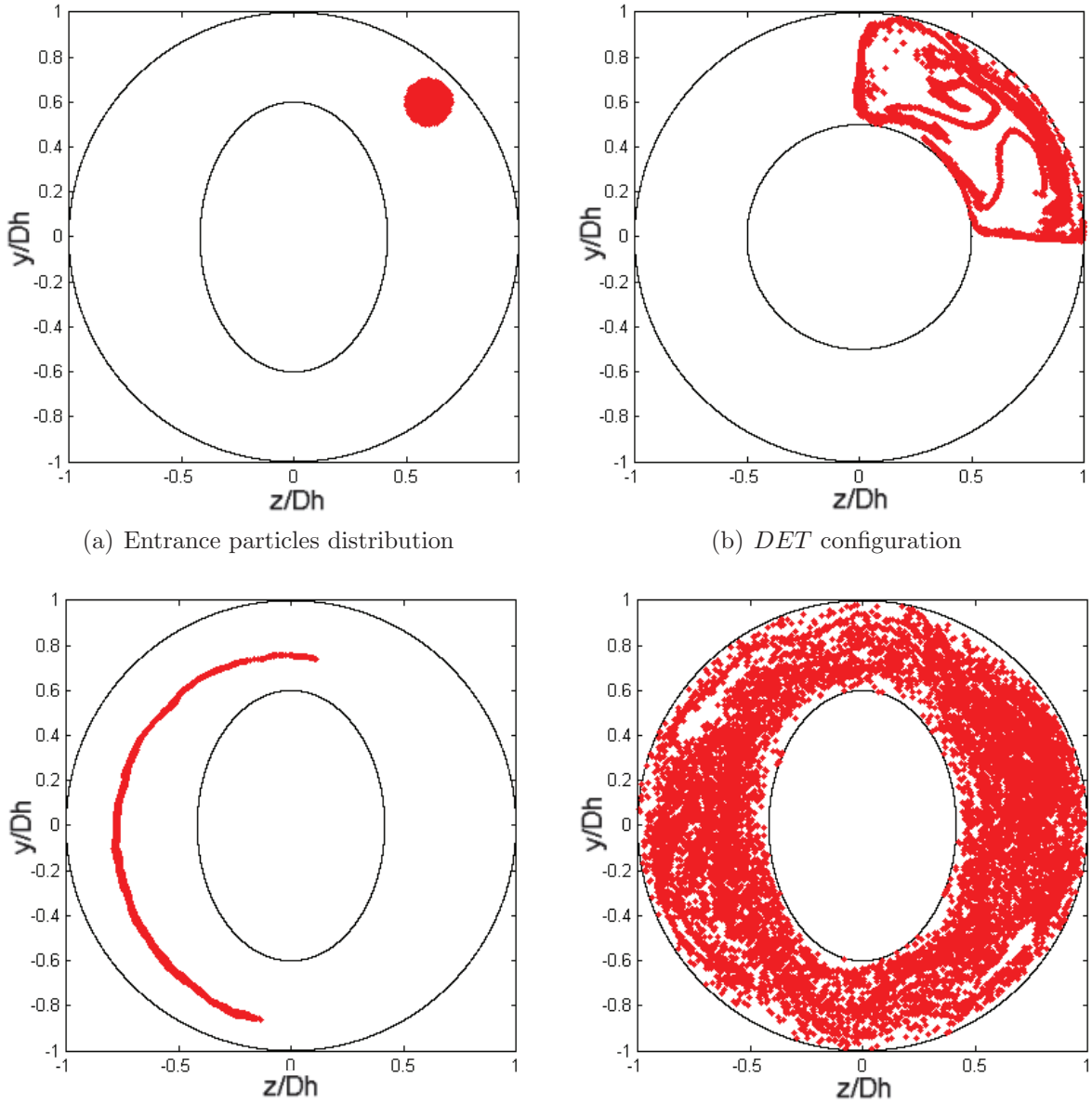
in the tangential direction as it can clearly be seen on the first deformation wavelengths (Figure 7(b) and Figure 7(c)). Meanwhile, radial stirring also occurs and creates foldings of the boundary between the two temperature zones: it can be seen on Figure 7(b). As it is shown in Figure 7(f), and in accordance with the mixing rate evolution given in Figure 5, the temperature fields becomes nearly uniform from $x = 7\lambda_e D_h$ (corresponding to $x = 42D_h$).

To help further understanding the significant mixing efficiency that has been observed within the $DETSC$ flow configuration, a spatial study can be performed. Mixing mechanisms can be highlighted by following tracers trajectories inside the flow.

3.2.2. Spatial analysis

A Lagrangian approach has been adopted for the following analysis. Passive massless tracer particles are used to further analyse the flow motion and mixing mechanisms. They are tracked using ANSYS Fluent particle tracking algorithms (see the ANSYS Fluent theory guide v14.0 (2011)). For each particle, the time steps used to calculate its trajectory are determined from the flow velocity field and the configuration spatial discretization. The discretization scheme used to solve the particle tracking equation is a fourth order Runge-Kutta scheme.

Poincaré sections are represented to visualise the mixing mechanisms. Uniform Poincaré sections can also characterize the presence of chaotic advection inside the flow (Jones et al., 1989; Zheng et al., 2013b; Habchi et al., 2013). An initial distribution of 15000 particles is injected at the three devices entrance. The particles are uniformly distributed on a small disk of radius $D_h/10$ as given in Figure 8(a) which shows the initial particles repartition at the inlet of the tube. After calculation, the particle distribution is then plotted at the end of each flow configuration. For the DET configuration, as it can be seen in Figure 8(b), the injected particle are all located in the tube quarter where they were initially injected. Particle end up being trapped by the strong radial velocity vectors on the horizontal and vertical axis identified in Figure 4(a). Moreover, in that tube quarter, the particle distribution is not homogeneous over the outlet section: particles do follow the same streamlines. The flow has clearly a regular organisation. Similarly, in the SC device, particles are all transported in the tangential direction, see Figure 8(c). The outlet distribution shows that all the particles do have similar trajectories following the swirled motion. Figure 8(d) displays the particles repartition at the outlet of the $DETSC$ configuration. The distribution is found to be nearly uniform which illustrates the fact that the mixing is optimal for this tube geometry. This observation indicates that the particles trajectories are quite different among each other. Even if the particles were very close when they were injected at the tube inlet, their trajectories diverge greatly. The cross-section is nearly uniformly covered by particles which have crossed the regular streamlines.



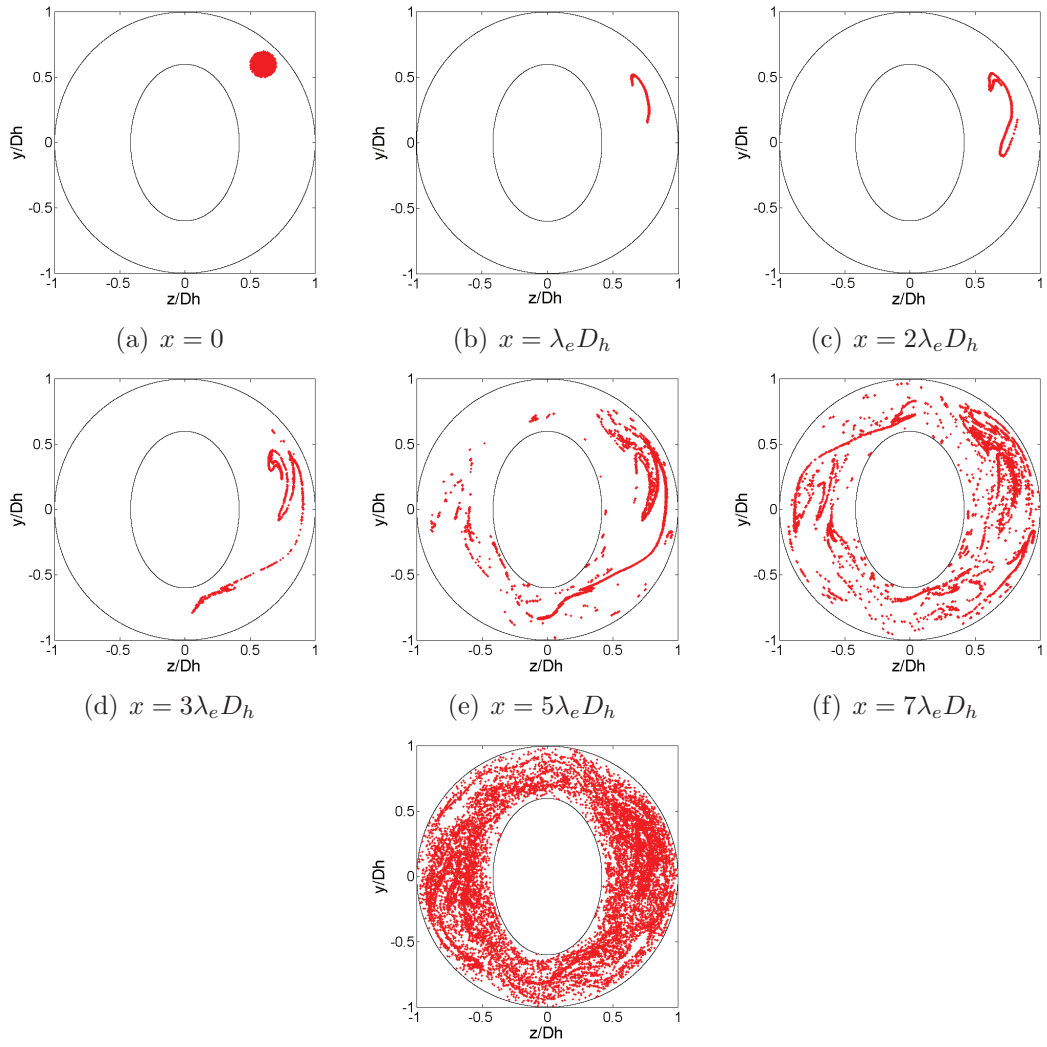
(a) Entrance particles distribution

(b) *DET* configuration

(c) *SC* configuration

(d) *DETSC* configuration

Figure 8: Poincaré sections obtained at the outlet of the three studied flow configurations (Figure 8(a) gives the inlet particles distribution)



(a) $x = 0$ (b) $x = \lambda_e D_h$ (c) $x = 2\lambda_e D_h$

(d) $x = 3\lambda_e D_h$ (e) $x = 5\lambda_e D_h$ (f) $x = 7\lambda_e D_h$

(g) $x = 12\lambda_e D_h$

Figure 9: Streamwise evolution of the Poincaré sections in the $DETSC$ configuration

The streamwise evolution of the particles distribution in the $DETSC$ configuration has been plotted in Figure 9 to help understanding the mixing mechanisms. Since the injection location is quite near the external wall, it is worth noting that the particles seems at first to follow trajectories similar to those in the DET configuration (Figure 9(b) and Figure 9(c)). Then the tangential flow motion that appears due to the swirled core diverts the trajectories (Figure 9(d)). Particles are transported in the tangential direction but are also affected by the secondary flow created by the external wall deformations. Thus, each tracer follows a different path and the particle distribution becomes gradually uniform. Clearly, the comparison of Figure 9 with the mixing rate evolution (Figure 5) shows that a nearly complete mixing is achieved from the seventh deformation wavelength when all the fluid particles have crossed the flow streamlines and are uniformly distributed inside the device.

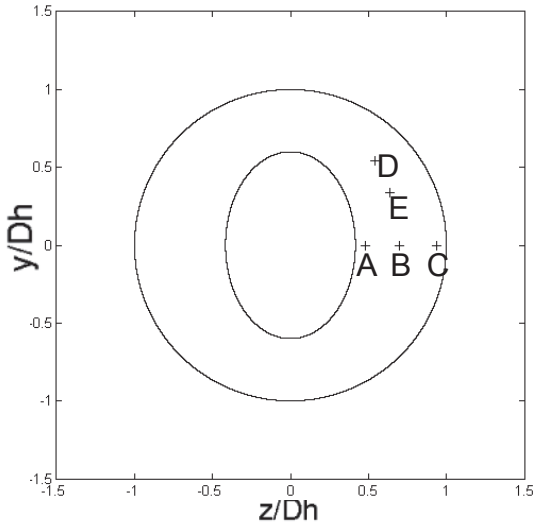
It is worth noticing the mixing mechanism highlighted by the particles distribution: particles are both radially and tangentially transported. Therefore, folding and stirring appear inside the flow as it can be seen on Figure 9(d), Figure 9(e) and Figure 9(f).

The analysis of the Poincaré section for the $DETSC$ flow configuration has shown that particles tend to become uniformly distributed on each cross-section. Despite being closely injected in the same area, their path seems to be completely different. This kind of uniform Poincaré sections shows the presence of chaotic advection. Therefore, the presence of chaos inside the flow created by the $DETSC$ configuration has been specifically studied.

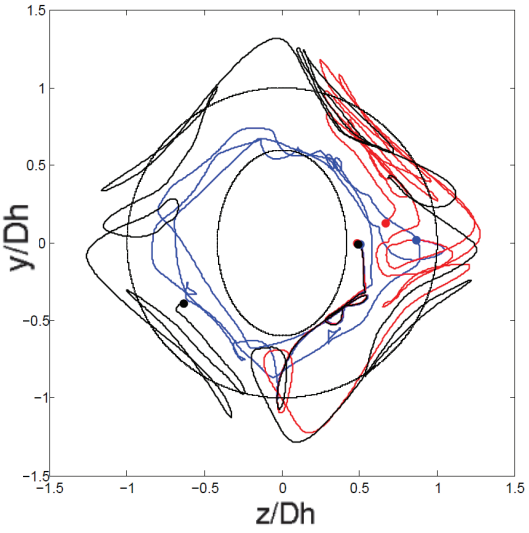
3.3. Sensibility to the initial conditions

Chaotic advection can be spotted by a strong sensitivity to the initial conditions and, for an unbounded system, by an exponentially growing spacing between initially close fluid particles (Castelain et al., 2001). Three massless particles have been injected near the same entrance position, with a distance $d_0 = 0.1\ mm$ between each particles, and tracked in the whole $DETSC$ flow device. When particles are injected very closely at the tube entrance their trajectories end up diverging. Figure 10 shows paths followed by the particles for five injection positions (labelled from A to D). The particles follow the same trajectory at the beginning, when only one kind of deformation impact their behaviours but then, their paths diverges. Despite little differing entrance injection positions, the particles end up having completely distinct trajectories. These observations remain true even if the injection point is in the near wall region as it is shown in Figure 10(b) where the particles are injected near the internal wall and in Figure 10(d) where the particles enter near the external wall.

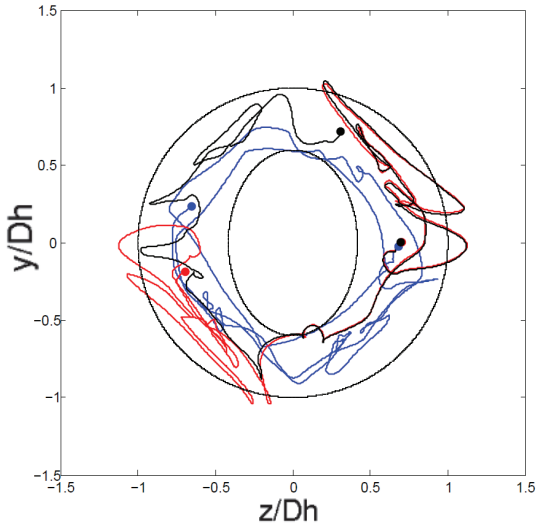
In order to quantify these observations, the longitudinal evolution of the spacing between two initially close particles can be calculated. It is presented in Figure 11 for the five injection locations previously defined in the three flow configurations. The initial distance between the two injected particles is $d_0 = 0.1\ mm$. For each longitudinal location, this distance d is then calculated. This type of analysis is similar to the Lyapunov exponents calculation, a common tool to investigate the presence of chaotic advection, as it has been stated in Habchi et al. (2013). It can be seen that the distance between the two tracers can increase very strongly between given streamwise positions for the $DETSC$ configuration compared with the DET and SC configurations. However, due to the tube walls that bound the flow in given directions, the spacing can also locally decrease. The different plots presented in Figure 11 clearly show the diverging path taken by the two particles considered in the $DETSC$ configuration.



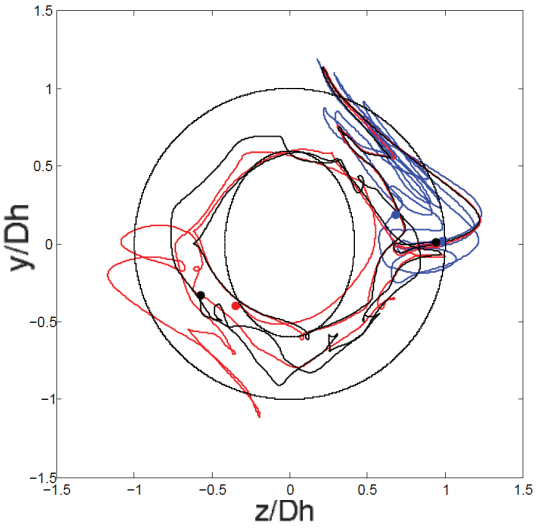
(a) Initial positions



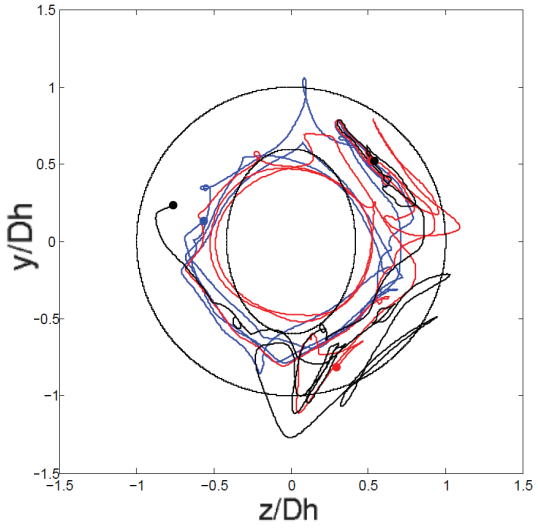
(b) Position A



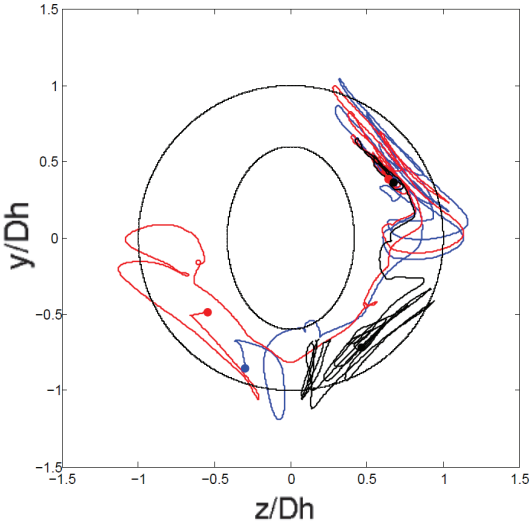
(c) Position B



(d) Position C

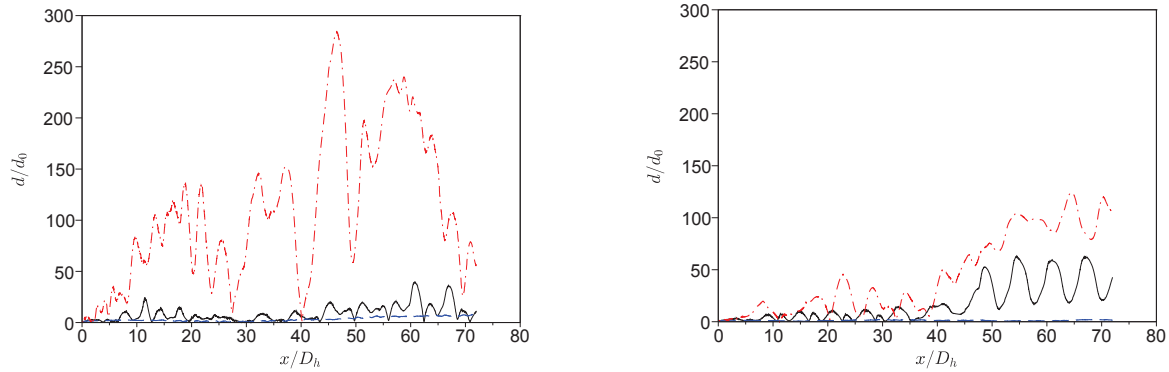


(e) Position D



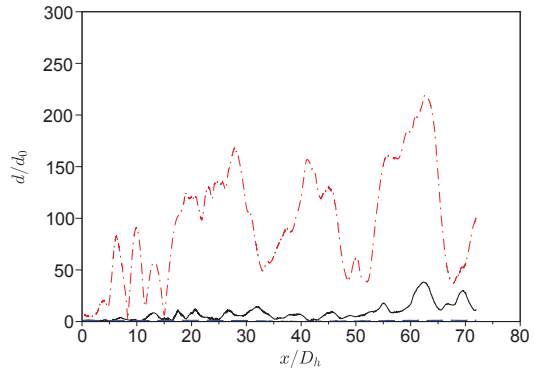
(f) Position E

Figure 10: Trajectories of three particles injected near the same five initial positions (The initial distance between each particles is $d_0 = 0.1\ mm$ for the five different initial positions)

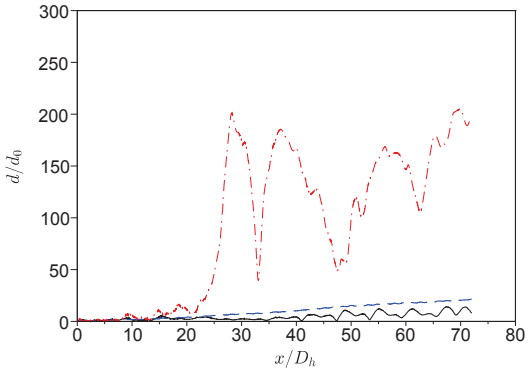


(a) Position A

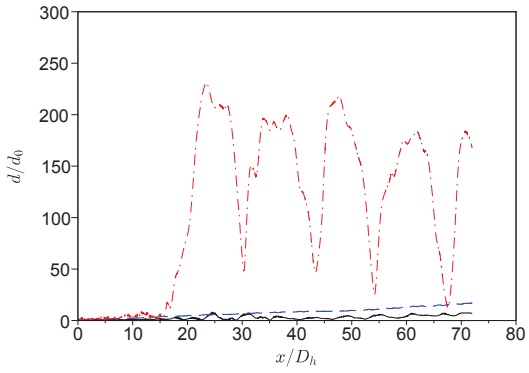
(b) Position B



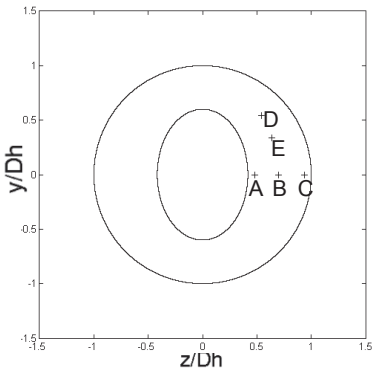
(c) Position C



(d) Position D



(e) Position E



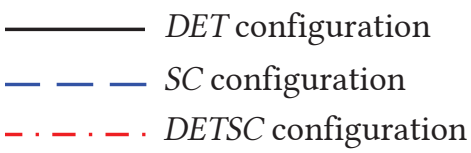


Figure 11: Streamwise evolution of the distance between two initially close particles (Initial distance between the particles: $d_0 = 0.1\ mm$

The observation of Poincaré sections and the divergence of trajectories between initially close particles are signature of the presence of chaotic advection in the $DETSC$ configuration. Because of the chaotic behaviour, the mixing is significantly enhanced which can explain the important gap between the mixing performance observed in the $DETSC$ configuration and the other two geometries (Figure 5). This chaotic behaviour that can be detected in the flow results from the combination of two kinds of orthogonal secondary flow patterns that interact with each other. As it was shown in Figure 9, the fluid particles are simultaneously transported in the radial and tangential directions which results in folding and stirring. Those movements promote the chaotic advection that appears inside the flow. In the laminar regime, a very good mixing rate can thus be achieved by combining two orthogonal deformation type: the Deformed External Tube and Swirled Core flow configurations.

4. Conclusion

The combination of two orthogonal types of secondary flows obtained by wall deformations and swirled motion creation enable to get a nearly uniform mixing. A very short tube length is needed compared with the mixing obtained by each deformation considered separately. The tangential flow due to the swirled core interacts with the radial flow due to the external wall deformation, thereby enhancing the mixing. The flow is homogenised while remaining in the laminar regime.

In the superimposed flow, Lagrangian analysis helps observing the different vortical macro-structures that interact and analysing the mixing mechanisms. Qualitative and quantitative tools show that there are flow regions that present chaotic advection. Thus a great enhancement can be observed in terms of mixing rate. It is the combination of two flow patterns in orthogonal directions that leads to this specific flow behaviour.

A good mixing is an interesting way to enhance both the heat and mass transfer. The $DETSC$ configuration thus make a prime candidate for applications such as multifunctional heat exchangers that require this kind of behaviour.

To optimize the flow configuration, the various deformation parameters influence on the mixing properties remain to be thoroughly studied.

References

Anxionnaz, Z., Cabassud, M., Gourdon, C., Tochon, P., 2008. Heat exchanger/reactors (HEX reactors): Concepts, technologies: State-of-the-art. Chemical Engineering and Processing 47, 2029–2050.

Aref, H., 1984. Stirring by chaotic advection. Journal of Fluids Mechanics 143, 1–21.

Aref, H., 1990. Chaotic advection of fluid particles. Philosophical Transactions: Physical Sciences and Engineering 333 (1631), 273–288.

Aref, H., 2002. The development of chaotic advection. Physics of Fluids 14, 1315–1325.

Barba, A., Rainieri, S., Spiga, M., 2002. Heat transfer enhancement in a corrugated tube. International Communications in Heat and Mass Transfer 39 (3), 313–322.

Brancher, J., Leprevost, J., 2004. Laminar mixing induced by a twisted quadripolar stokes flow. International Journal of Heat and Mass Transfer 47, 1561–1567.

Castelain, C., Mokrani, A., Le Guer, Y., Peerhossaini, H., 2001. Experimental study of chaotic advection regime in a twisted duct flow. European Journal of Mechanics B - Fluids 20, 205232.

Chagny, C., Castelain, C., Peerhossaini, H., 2000. Chaotic heat transfer for heat exchanger design and comparison with a regular regime for a large range of Reynolds numbers. Applied Thermal Engineering 20, 1615–1648.

Chen, W.-L., Guo, Z., Chen, C.-K., 2004. A numerical study on the flow over a novel tube for heat-transfer enhancement with a linear eddy-viscosity model. International Journal of Heat and Mass Transfer 47, 3431–3439.

Chen, W.-L., Wong, K.-L., Huang, C.-T., 2006. A parametric study on the laminar flow in an alternating horizontal or vertical oval cross-section pipe with computational fluid dynamics. International Journal of Heat and Mass Transfer 49, 287–296.

Habchi, C., Harion, J.-L., Russeil, S., Bougeard, D., Hachem, F., Elmarakbi, A., 2013. Chaotic mixing by longitudinal vorticity. Chemical Engineering Science 104, 439–450.

Habchi, C., Lemenand, T., Della Valle, D., Peerhossaini, H., 2009. Liquid/liquid dispersion in a chaotic advection flow. International Journal of Multiphase Flow 35, 485–497.

Harion, J.-L., Bertin, J.-L., Bahadori, B., 2000. Mixing and heat transfer increase in a tube with alternate successive deformations. 3^{rd} European Thermal Sciences Conference 1, 331–336.

Hosseinalipour, S. M., Tohidi, A., Shokrpour, M., Nouri, N. M., 2013. Introduction of a chaotic dough mixer, part A : mathematical modeling and numerical simulation. Journal of Mechanical Science and Technology 27, 1329–1339.

Jiang, F., Drese, K., Hardt, S., Küpper, M., Schönfeld, F., 2004. Helical flows and chaotic mixing in curved micro channels. AiChE Journal 50, 2297–2305.

Jones, S. W., Thomas, O. M., Aref, H., 1989. Chaotic advection by laminar flows in a twisted pipe. Journal of Fluids Mechanics 209, 335–357.

Kumar, V., Nigam, K., 2007. Laminar convective heat transfer in chaotic configuration. International Journal of Heat and Mass Transfer 50, 2469–2479.

Lefèvre, A., Mota, J., Rodrigo, A., Saatdjian, E., 2003. Chaotic advection and heat transfer enhancement in Stokes flows. International Journal of Heat and Fluid Flow 24, 310–321.

Meijer, H. E., Singh, M. K., Anderson, P. D., 2012. On the performance of static mixers: a quantitative comparison. Progress in Polymer Science 37, 1333–1349.

Metcalfe, G., Lester, D., 2009. Mixing and heat transfer of highly viscous food products with a continuous chaotic duct flow. Journal of Food Engineering 95, 21– 29.

Mokrani, A., Castelain, C., Peerhossaini, H., 1997. The effects of chaotic advection on heat transfer. International Journal of Heat and Mass Transfer 40 (13), 3089–3104.

Rainieri, S., Pagliarini, G., 2002. Convective heat transfer to temperature dependent property fluids in the entry region of corrugated tubes. International Journal of Heat and Mass Transfer 45, 4525–4536.

Raynal, F., Gence, J.-N., 1997. Energy saving in chaotic laminar mixing. International Journal of Heat and Mass Transfer 40 (14), 3261–3273.

Saatdjian, E., Rodrigo, A. J. S., Mota, J. P. B., 2012. A study of mixing by chaotic advection in two three-dimensional open flows. Chemical Engineering Science 81, 179–190.

Sui, Y., Teo, C., Lee, P., 2012. Direct numerical simulation of fluid flow and heat transfer in periodic wavy channels with rectangular cross-sections. International Journal of Heat and Mass Transfer 55, 73–88.

Tan, X.-H., Zhu, D.-S., Zhou, G.-Y., Zeng, L.-D., 2012. Experimental and numerical study of convective heat transfer and fluid flow in twisted oval tubes. International Journal of Heat and Mass Transfer 55, 4701–4710.

Tehrmina, O., Mojtabi, A., 1988. Ecoulements de convection forcée en régimes dynamique et thermique non établis dans un espace annulaire. International Journal of Heat and Mass Transfer 31, 583–590.

Thakur, R. K., Vial, C., Nigam, K. D. P., Nauman, E. B., Djelveh, G., 2003. Static mixers in the process industry: a review. Trans IChemE 81, 787–825.

Timité, B., Castelain, C., Peerhossaini, H., 2011. Mass transfer and mixing by pulsatile three-dimensional chaotic flow in alternating curved pipes. International Journal of Heat and Mass Transfer 54, 3933–3950.

v14.0, A. F., 2011. Theory Guide. ANSYS.
Wiggins, S., Ottino, J. M., 2004. Foundations of chaotic mixing. Philosophical Transactions of the Royal Society of London A 362, 937–970.
Xia, H., Wang, Z., Wan, S., Yin, F., 2012. Numerical study on microstructured reactor with chaotic heat and mass transfer and its potential application for exothermic process. Chemical Engineering Research and Design 90, 1719–1726.
Yerra, K. K., Manglik, R. M., Jog, M. A., 2007. Optimization of heat transfer enhancement in single-phase tubeside flows with twisted-tape inserts. International Journal of Heat Exchangers 8, 117–138.
Zheng, Z., Fletcher, D. F., Haynes, B. S., 2013a. Chaotic advection in steady laminar heat transfer simulations: periodic zigzag channels with square cross-sections. International Journal of Heat and Mass Transfer 57, 274–284.
Zheng, Z., Fletcher, D. F., Haynes, B. S., 2013b. Laminar heat transfer simulations for periodic zigzag semicircular channels: chaotic advection and geometric effects. International Journal of Heat and Mass Transfer 62, 391–401.

3.2.3 Analyse de la distribution de temps de résidence

L'étude du temps de séjour est un outil important pour qualifier le mélange d'un dispositif dans le domaine du génie des procédés. La distribution cumulative de temps de résidence (RTD) peut être tracée pour la configuration qui combine les déformations successives alternées et le mouvement *swirl*. L'expression définie par l'équation 1.18 est utilisée pour déterminer cette distribution. La géométrie étudiée est la même que celle définie dans la proposition d'article précédente avec les paramètres géométriques :

- Pour la déformation externe : $A_e = 38\%$, $\lambda_e = 6$
- Pour la déformation *swirl* interne : $a_i = 1,2$, $b_i = 0,84$ et $p_i = 3$

Ces paramètres sont adimensionnés par $D_h = 5\ mm$ le diamètre hydraulique du tube annulaire.

Un grand nombre de particules, soit environ 50000, sont injectées en entrée de façon uniformément répartie. La RTD a été déterminée en sortie des différents motifs qui composent la géométrie : un motif périodique de la configuration correspond à une longueur d'onde des déformations externes $\lambda_e D_h$ et deux pas de l'hélice décrite par la géométrie interne $2p_i D_h$.

Le tube coaxial considéré ici est composé au total de 12 motifs de déformation. La figure 3.7 présente les résultats obtenus à différentes positions longitudinales dans le tube coaxial. Les cas limites de l'écoulement piston et l'écoulement de Poiseuille sont également représentés sur cette figure. Il est intéressant de noter que le RTD se rapproche de plus en plus du cas de l'écoulement piston à mesure que le nombre de longueurs d'onde de déformation traversé par l'écoulement augmente. Du fait de l'advection chaotique, le mélange devient de plus en plus uniforme et la RTD se rapproche donc également de plus en plus du cas idéal de l'écoulement piston. Avec la valeur du temps de résidence moyen, la forme de cette distribution de temps de séjour est un paramètre important à prendre en compte.

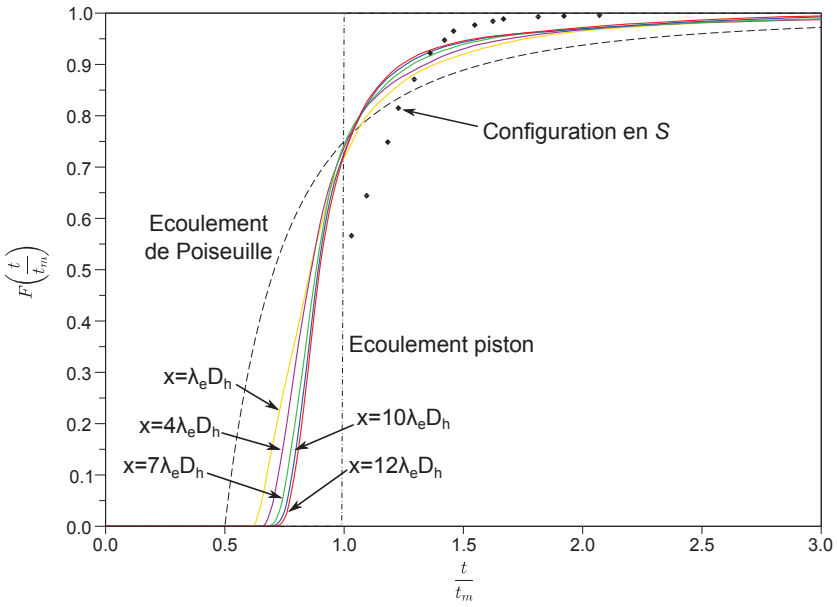


Figure 3.7 – RTD pour des déformations successives alternées couplées à un mouvement *swirl* et pour la configuration en S présentée par Jiang et al. [74]

L'analyse de la distribution de temps de séjour permet de compléter l'étude du mélange présentée précédemment avec un outil quantitatif qui ne dépend pas de la distribution initiale des particules injectées. L'analyse montre l'uniformisation du mélange et la distribution de temps de séjour qui s'améliore à mesure que le nombre de périodes de déformation augmente.

La RTD constitue également une base importante de comparaison de cette configuration avec d'autres issues de la littérature. Ainsi par exemple, pour un nombre de Reynolds $Re = 447$, la RTD a été calculée et tracée par Jiang et al. [74] dans l'étude d'un dispositif en S avec une section de passage rectangulaire (cette configuration est présentée dans le chapitre 1, page 20. Sur la figure 3.7, la distribution de temps de résidence obtenue pour quatre tronçons en S a été indiquée à titre de comparaison. Seule une partie de la distribution a pu être déterminée à partir des données présentées par Jiang et al. [74], sur le graphe, donné pour information en figure 3.8. L'expression utilisée pour déterminer la RTD par la référence correspond à un moins l'expression définie dans ce mémoire.

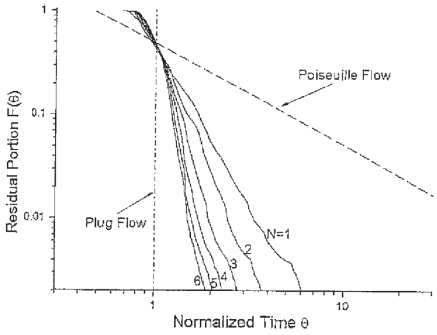


Figure 3.8 – Tracé du RTD par Jiang et al. [74] pour la configuration en S avec une section de passage rectangulaire

Pour la distribution en S présentée par Jiang et al. [74], des valeurs proches de 1 sont atteinte pour un temps de résidence plus faible par rapport à la géométrie annulaire étudiée ici. Ainsi, il y a plus de particules avec un temps de résidence important par rapport au temps moyen dans la configuration annulaire déformée que dans le tube en S. De ce point de vue, notre configuration est donc moins avantageuse et la distribution de temps de résidence est plus large. L'absence de données quant au comportement de la RTD du tube en S pour les faibles temps de résidence empêche de comparer la valeur du temps de résidence minimal. Cependant, du fait de la pente observée, il semble que ce temps minimal est plus petit que celui présenté par la configuration annulaire. Un tel résultat avantage la géométrie annulaire déformée pour laquelle ce temps minimal est le plus grand. En effet, comme l'ont défini Thakur et al. [156] (voir chapitre 1, page 27), c'est une mesure d'uniformité du temps de résidence. De plus, un temps de résidence grand favorise d'éventuelles réactions chimiques [6]. Ainsi, cette comparaison de la distribution de temps de résidence montre qu'au global, la géométrie annulaire déformée semble d'un côté présenter un temps de résidence minimum plus grand par rapport au tube en S mais d'un autre côté, la distribution de temps de séjour semble plus large pour le tube annulaire, ce qui est une limitation de la géométrie. Chaque géométrie a un avantage sur l'autre et l'utilisation d'autres outils comme le degré de mélange est nécessaire pour finaliser la comparaison.

3.2.4 Effet de la vitesse d'entrée

Afin de mieux comprendre les mécanismes radiaux et longitudinaux menant à l'apparition de l'advection chaotique lorsque deux écoulements secondaires orthogonaux sont combinés, l'influence de la vitesse d'entrée sur le mélange est étudiée pour la géométrie coaxiale composée de déformations successives alternées appliquées à sa paroi externe et d'un tube interne torsadé dit *swirl*.

Le calcul du taux d'élongation a été utilisé pour analyser cette influence de la vitesse. En effet, ce paramètre donne des informations importantes sur le mélange en terme de performances globales mais également en terme d'organisation locale de l'écoulement. De plus, il est intéressant à considérer dans le cas d'un système fini puisque les résultats observés ne dépendent pas d'une position d'injection initiale comme c'est par exemple le cas pour le tracé des sections de Poincaré ou l'uniformisation en température décrits dans la proposition d'article précédente. La mesure de l'élongation cumulée permet de quantifier l'étirement subit par l'écoulement et donc l'intensité du mélange. En pratique, dans la simulation réalisée, une distribution uniforme de particules est injectée en entrée du tube étudié. À chaque particule, le vecteur élongation $\vec{l}$ est associé. Ce vecteur est déterminé en résolvant l'équation 1.24 page 30 pour chaque pas de temps après la résolution de l'équation d'advection de la particule. En pratique, 50000 particules sont injectées en entrée du système. Le taux d'élongation global $\bar{\Lambda}$ peut alors être calculé en déterminant la moyenne géométrique du logarithme en base 10 du taux d'élongation pour chaque particule donné par l'équation 1.25 (ce qui correspond à la moyenne arithmétique du taux d'élongation et permet de réduire les valeurs à manipuler).

Comme l'ont montré Sui et al. [147], les fortes valeurs d'élongation correspondent aux zones de l'écoulement où les structures tourbillonnaires et donc le mélange sont importants. C'est l'élongation cumulative subie par une particule qui est déterminée ici. Ainsi, pour s'assurer que l'ensemble du fluide est mélangé et qu'il n'existe pas de zones invariantes, pas affectées par le mélange, le calcul de l'uniformité de l'élongation cumulative sur la face de sortie du dispositif est un paramètre pertinent à considérer. La figure 3.9 présente l'évolution de cet écart-type en fonction du nombre de Reynolds basé sur la vitesse d'entrée et le diamètre hydraulique.

La partie gauche de la figure 3.9, pour $Re_{D_h} \leq 200$, montre clairement une diminution de l'écart-type, donc une homogénéisation du taux d'élongation, lorsque le nombre de Reynolds augmente. Il est intéressant de noter que la décroissance de l'écart-type est de moins en moins importante passé un certain seuil pour le nombre de Reynolds (Re_{D_h} compris entre 50 et 150). Cette première observation suggère une différence du type d'écoulement. Il faut également remarquer que pour un nombre de Reynolds supérieur à 400 l'écart-type augmente légèrement avant de diminuer à nouveau. Cela peut s'expliquer par l'apparition de nouvelles structures tourbillonnaires, dues à une vitesse d'entrée différente, qui modifient l'écoulement et peuvent créer localement des îlots de fluides moins mélangés. L'étude n'a pas été poursuivie pour des nombres de Reynolds plus grands où la turbulence commence à se développer et modifie donc la nature de l'écoulement. Des observations de l'élongation au niveau local ont également été réalisées pour compléter l'analyse.

La figure 3.10 présente la distribution locale du logarithme du taux d'élongation pour différents nombres de Reynolds. Ces résultats sont obtenus en sortie du dispositif lorsque le régime hydraulique est établi. La distribution s'homogénéise lorsque la vitesse d'entrée augmente (voir figures 3.10(a) à 3.10(e)), ce qui est en accord avec la figure 3.9. Pour les plus faibles nombres de Reynolds, la

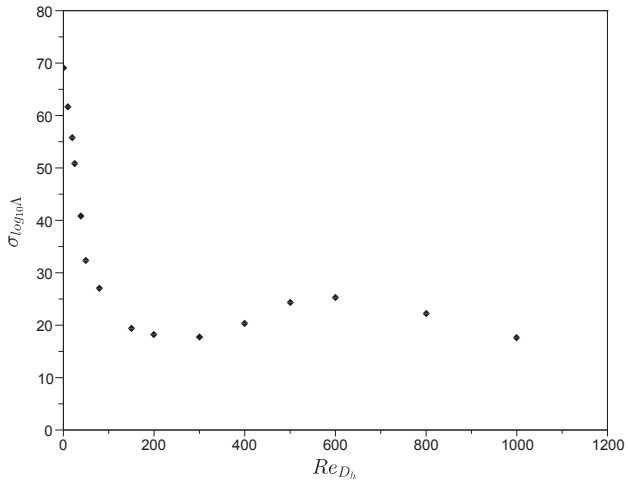
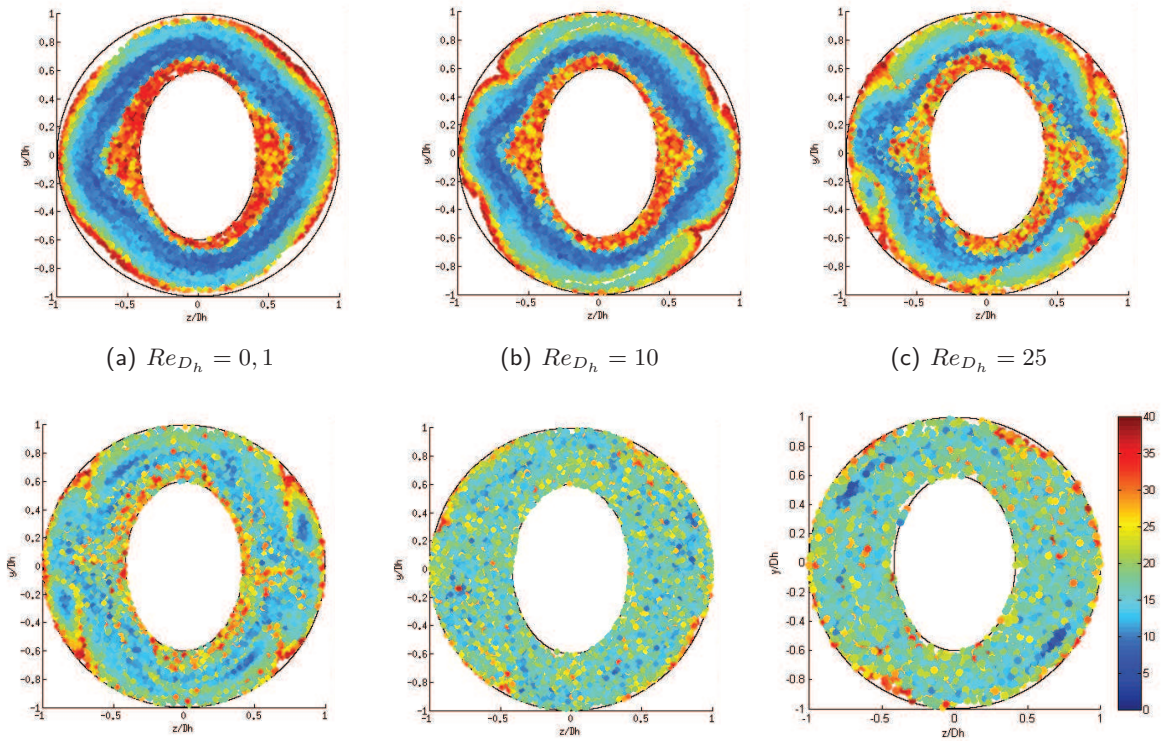


Figure 3.9 – Écart-type de la distribution de taux d'élongation en sortie du dispositif ($x = 360\ mm$)

répartition de l'élongation est scindée en deux zones clairement distinctes de part et d'autre d'une zone de très faible étirement (voir par exemple les figures 3.10(a) et 3.10(b)). Les zones d'élongation importante correspondent aux structures tourbillonnaires qui contribuent au mélange. Chaque zone de forte élongation correspond au mélange provoqué par l'une des deux déformations pariétales et il n'y a pas, pour ces faibles vitesses, d'interaction entre les deux écoulements. Dans ces conditions, l'advection chaotique ne peut se développer et le mélange se fait alors principalement par diffusion. Lorsque la vitesse d'entrée est suffisamment importante, les mouvements radiaux et tangentiels créés par les déformations pariétales se combinent et l'effet de l'advection chaotique devient visible. On peut alors observer l'homogénéisation du taux d'élongation sur la distribution en sortie (par exemple pour $Re_{D_h} = 300$, figure 3.10(e)). Pour que le mélange par l'advection chaotique ait lieu, il faut donc que les mouvements créés par les déformations externe et interne soient suffisamment importants pour interagir. Les forces radiales et tangentielles qui apparaissent doivent être plus importantes que la dissipation visqueuse et la configuration introduite ici ne s'applique donc qu'à une gamme d'écoulements donnés. On remarque également l'apparition d'îlots de faible élongation pour $Re_{D_h} = 400$ (figure 3.10(f)) qui expliquent l'augmentation de l'écart-type notée sur la figure 3.9. Ces îlots restent cependant très localisés. Des observations similaires sont visibles sur la carte d'élongation correspondant à $Re_{D_h} = 600$ quand l'écart-type est encore plus élevé (non présenté ici). L'apparition de ces îlots est certainement due à des modifications de la topologie de l'écoulement.

En conclusion, les études de l'uniformisation d'un champ scalaire dans l'écoulement, du RTD et de l'élongation ont permis de montrer l'intérêt de la combinaison des déformations radiales successives alternées avec une déformation dans une direction différente (mouvement *swirl* généré par un noyau torsadé). En terme de mélange, les performances sont fortement augmentées par rapport à des géométries avec un seul type de déformation pris séparément. L'advection chaotique induite par l'interaction des deux déformations fluides transverses permet d'obtenir un mélange uniforme pour un faible nombre de motifs de déformations dont la répétition périodique forme le dispositif étudié.

Pour évaluer pleinement le potentiel applicatif réel de la configuration présentée ici, un point



(a) $Re_{D_h} = 0,1$ (b) $Re_{D_h} = 10$ (c) $Re_{D_h} = 25$

(d) $Re_{D_h} = 50$ (e) $Re_{D_h} = 300$ (f) $Re_{D_h} = 400$

Figure 3.10 – Distributions radiales du logarithme du taux de déformation obtenu en sortie ($x = 360\ mm$) pour différents nombres de Reynolds

important qu'il convient de vérifier concerne de l'augmentation des pertes de charge dans ce dispositif.

3.2.5 Quantification des pertes de charge

L'augmentation des pertes de charge dans la géométrie annulaire déformée est quantifiée par rapport à une configuration de référence au principal nombre de Reynolds utilisé dans l'analyse du mélange réalisée dans les sections précédentes ($Re_{D_h} = 448$). Un profil de vitesse uniforme est utilisé en entrée pour les simulations. Soit f le coefficient de frottement de Darcy de la configuration déformée, calculé selon l'expression donnée en équation 1.7.

On calcule le coefficient global sur la longueur de tube étudiée (12 longueurs d'onde de déformation externe, soit $360\ mm$) : $f = 0,41$.

La géométrie de référence considérée correspond à un tube annulaire sans déformation, de longueur et de diamètre hydraulique équivalents à la configuration déformée. Des calculs numériques donnent la valeur du coefficient de frottement $f_0 = 0,23$. Dans le cas étudié du tube annulaire lisse, la longueur d'établissement du régime hydraulique correspond, d'après Terhmina et Mojtabi [155], à $82\ mm$. Le coefficient de frottement dans la géométrie de référence a été estimé en excluant la longueur d'établissement et tend alors vers la valeur $0,22$.

Cette valeur peut être comparée à la valeur du coefficient de frottement dans un espace annulaire en régime laminaire pour un écoulement établi [143] : $(1/4)f_0^{th} = 23,813/Re_{D_h}$, soit au nombre de

Reynolds considéré, $f_0^{th} = 0,21$ ce qui est proche de la valeur numérique. On a donc un bon accord entre la valeur théorique du coefficient de frottement et la valeur numérique pour le tube annulaire lisse en régime établi.

L'augmentation des pertes de charge dues aux déformations par rapport à une configuration annulaire simple est donnée par $f/f_0 = 1,8$, soit une augmentation de 80%. Pour évaluer l'importance de cette augmentation, aucune référence expérimentale ou numérique autre n'ayant été trouvée sur un système d'augmentation des performances en configuration annulaire, l'augmentation des pertes de charge est simplement située, en première approche, par rapport à celles identifiées pour des systèmes passifs dans des tubes. On considère l'augmentation générée par l'ajout dans un tube lisse de deux types d'inserts connus et identifiés dans la littérature : l'insert en ruban plat torsadé et l'insert en spirale collé sur la paroi du tube. Ces deux géométries ont été décrites dans la revue bibliographique page 9 du chapitre 1. Les résultats présentés par Wang et Sundén [164] ont été utilisés pour déterminer l'augmentation du coefficient de frottement pour ces deux géométries d'insert avec différents paramètres de déformation pour le nombre de Reynolds considéré ici. Ainsi, en fonction des paramètres de déformations, pour l'insert en spirale, on détermine $(f/f_0)_{wire} = 1,2$ à $1,4$. Pour l'insert en ruban plat torsadé, on a $(f/f_0)_{twisted} = 3,3$ à $46,5$ en fonction de la déformation de l'insert considérée.

En comparaison avec ces géométries de dispositif passifs souvent utilisées pour intensifier le transfert dans les écoulements laminaires, l'augmentation du frottement due aux déformations successives alternées combinées au *swirl* est donc du même ordre que celle engendrée par un insert en spirale et sensiblement plus avantageuse que pour la configuration de ruban plat torsadé. L'aspect graduel et lisse, sans arête vive, des déformations appliquées à la géométrie annulaire peut expliquer cette augmentation limitée du frottement : il n'y a pas de décollement de l'écoulement ce qui limite le cisaillement.

Afin de compléter cette analyse, la configuration étudiée ici a été comparée avec une géométrie de la littérature qui utilise également l'advection chaotique pour augmenter le mélange. Le dispositif avec des inserts proposé par Habchi et al. [52] et décrit page 12 dans le chapitre 1 a été choisi. Afin d'avoir les mêmes conditions d'écoulement, les déformations successives alternées et le *swirl* ont été appliqués à un tube annulaire de diamètre hydraulique identique à celui de l'article, soit $D_h = 20\ mm$. Les paramètres de déformations restent les mêmes rapportés à D_h par rapport aux sections précédentes. Les propriétés du fluide sont choisies comme dans la référence. En entrée, un profil de vitesse uniforme est imposé, correspondant à la vitesse moyenne définie dans la référence. Les pertes de charge obtenues ont été déterminée ainsi que le degré de mélange. Les méthodes de calcul utilisées ici sont celles qui sont décrites dans l'article de Habchi et al. [52]. Pour la même longueur de dispositif (soit $400\ mm$), les pertes de charge augmentent de 4% dans la configuration annulaire par rapport au tube proposé par Habchi et al. [52] tandis que le degré de mélange augmente également de 9%. Les pertes de charge générées par la configuration annulaire sont supérieures mais tout de même assez proches par rapport au tube proposé par Habchi et al. [52]. Les performances de mélange sont également augmentées par le tube annulaire déformé.

3.3 Conclusions et perspectives

En synthèse, ce chapitre est consacré à l'application des déformations successives alternées à des géométries annulaires et plus particulièrement à deux types de configurations coaxiales. Le premier type de configuration concerne l'application des macro-déformations radiales aux parois externe et interne du dispositif tandis que pour le second type, on s'intéresse à la combinaison des déformations radiales successives alternées et un autre type de déformations (*swirl*) qui crée un écoulement dans une direction différente. La topologie des écoulements secondaires a été étudiée ainsi que son implication sur la modification des performances en terme de transfert thermique ou de mélange.

Le premier type d'écoulement étudié, qui combine les déformations successives alternées sur les parois interne et externe du dispositif, permet d'augmenter le transfert thermique par rapport à une géométrie annulaire de dimensions équivalente lisse. L'effet de deux des paramètres de déformation que sont les déphasages longitudinal et angulaire des déformations internes par rapport aux déformations externes ont été plus particulièrement étudiés. Ainsi, en déphasant les déformations, l'écoulement est modifié et peut être rendu plus favorable pour le transfert thermique. Dans les conditions de l'étude, un déphasage longitudinal d'un huitième d'une longueur d'onde des déformations permet d'augmenter de plus de 10% les performances thermo-hydrauliques par rapport à l'installation sans déphasage, et ce sans coût de fabrication supplémentaire. Seuls les déphasages angulaire et longitudinal ont été étudiés dans le cadre de cette étude puisqu'ils agissent directement sur l'organisation de l'écoulement et non sur son intensité. Un grand nombre de paramètres géométriques devrait cependant être pris en compte pour une étude complète de l'optimisation de ce type de configuration. Par exemple, dans la présente étude, les longueurs d'onde interne et externe sont identiques, ce qui n'est sans doute pas la configuration optimale. Il pourrait sembler également pertinent d'optimiser ce type de géométrie en configuration d'échangeur avec des principes comme l'uniformité du champs de différence de température ou de la génération d'entropie décrits dans le chapitre 1.

Le second type de configuration présenté ici combine les déformations radiales successives alternées avec un *swirl* sur la paroi interne. L'écoulement secondaire créé par cette déformation hélicoïdale est angulaire, perpendiculairement aux vecteurs de vitesse radiale créés par les déformations successives alternées. Les performances de mélange d'un tel dispositif ont été particulièrement étudiées. L'uniformisation en température due au mélange a été déterminée pour différentes conditions initiales et a permis d'identifier la forte augmentation du mélange par rapport à des géométries avec un type de déformation seulement. Une analyse Lagrangienne a permis d'identifier la présence d'advection chaotique dans l'écoulement au nombre de Reynolds de travail : les trajectoires suivies par des particules fluides initialement proches dans l'écoulement divergent largement. L'analyse de la distribution de temps de séjour a permis de montrer qu'un faible nombre de périodes de déformations permet d'améliorer le mélange et rapproche le dispositif du cas idéal d'un écoulement piston. Enfin, il a été montré par une étude du taux d'élongation qu'il existe pour une configuration donnée un nombre de Reynolds critique à partir duquel l'effet de la dissipation visqueuse devient moins important que l'interaction des écoulements secondaires et l'effet de l'advection chaotique est alors visible. Dans l'objectif d'optimiser la géométrie, les effets de la vitesse d'entrée et des paramètres de déformation doivent être pris en compte. Ainsi, l'advection chaotique se développe pour une gamme de vitesses d'écoulement données, lorsque la dissipation visqueuse est assez faible et que l'écoulement n'est pas encore turbulent.

Pour la configuration annulaire avec des déformations successives alternées combinées au *swirl*, les pertes de charge générées dans des conditions d'écoulement données ont été déterminées. En comparant l'évolution globale du coefficient de frottement par rapport à des configurations de la littérature, il a été montré que l'augmentation des pertes de charge reste mesurée. Ainsi l'étude d'une telle géométrie pour des applications réelles est pertinente puisqu'elle ne conduit pas à une augmentation trop importante de la puissance de pompage nécessaire et donc du coût de fonctionnement du dispositif. Les déformations progressives et sans arrêtes saillantes de la géométrie peuvent être mises en avant pour expliquer la limitation du frottement. Les phénomènes de recirculation sont également évités du fait de la conservation de l'aire de la section de passage pour toute la configuration. De plus, le développement de l'advection chaotique limite l'augmentation du nombre de Reynolds pour observer un degré de mélange donné.

Dans le futur, une étude plus fine du cisaillement est à envisager dans tout le domaine fluide. La nature graduelle des déformations qui limite l'augmentation du frottement constitue en effet un atout pour le mélange de fluides fragiles auxquels un fort cisaillement ne peut être appliqué, comme par exemple dans les domaines de la biologie ou de l'agroalimentaire. Cette perspective est un point important d'étude pour le mélange en régime laminaire et la configuration étudiée ici présente clairement l'avantage de limiter le cisaillement par rapport à des géométries incluant des inserts pour lesquelles on observe des phénomènes de décollement.

Les propriétés de mélange et de transfert de la configuration combinant les déformations successives alternées et le *swirl* ont été évaluées pour augmenter les performances d'un échangeur solaire à concentration. Cette application étant assez sensiblement différente et particulière, une présentation dans un chapitre dédié a été préférée.

Chapitre 4

Application des déformations successives alternées combinées à un *swirl* au cas d'un capteur solaire

L'utilisation de la configuration annulaire avec des déformations successives alternées sur la paroi externe et le *swirl*, définie dans le chapitre précédent, a été évaluée pour la mise en œuvre d'un capteur solaire à concentration. Les premiers résultats de l'étude sont présentés sous la forme d'un chapitre dédié du fait de leurs spécificités. L'étude est menée par simulations numériques.

Après la présentation des conditions d'utilisation de l'échangeur solaire, la première partie de l'étude évalue l'augmentation du transfert thermique due à l'utilisation de la configuration annulaire déformée par rapport à un tube lisse de référence.

Dans la seconde partie, l'utilisation du volume central de la géométrie annulaire est envisagée pour stocker l'énergie par chaleur sensible. Ce dispositif a pour but de limiter l'effet de l'intermittence de l'ensoleillement due par exemple au passage de nuages occultant le rayonnement direct. Un premier calcul en régime transitoire est réalisé pour évaluer la pertinence de la proposition. L'étude reste cependant à compléter afin de pleinement caractériser ce dispositif.

4.1 Présentation

4.1.1 Contexte

L'utilisation des déformations successives alternées et du mouvement *swirl* à un écoulement montre, pour des écoulements laminaires, des performances de mélange intéressantes sans pour autant trop augmenter les pertes de charge générées. Il semble donc intéressant de considérer l'application d'un tel dispositif pour une configuration réelle particulière : celle d'un échangeur solaire à concentration. En effet, du fait de la bonne capacité de mélange du dispositif, on peut également s'attendre à des performances de transfert thermique intéressantes, notamment lorsque le chauffage de la conduite n'est pas uniforme sur toute la paroi comme c'est le cas pour un échangeur solaire. Par ailleurs, la partie centrale, considérée dans les situations précédentes comme un tube, peut également être constituée d'un noyau solide capable de stocker et restituer de la chaleur.

De par le contexte énergétique actuel, l'utilisation de sources d'énergie renouvelable nécessite un fort développement. Le captage de l'énergie solaire thermique convertit l'énergie solaire reçue au sol en chaleur. Lorsqu'elle est concentrée, cette énergie peut par exemple alimenter un four solaire ou permettre l'actionnement de turbines afin de produire de l'électricité. Une géométrie existante d'échangeurs solaires à concentration est composée d'un dispositif tubulaire dans lequel circule un fluide caloporteur. Parmi les fluides les plus utilisés, on compte par exemple un mélange de sel fondu, de l'huile, de l'eau ou de l'air pressurisé. L'énergie solaire qui arrive sur la paroi du dispositif est dans un premier temps concentrée par un système de miroirs. Des miroirs de forme cylindro-paraboliques sont en général utilisés. Une solution moins coûteuse consiste à appliquer la méthode de Fresnel où des miroirs plans sont placés de façon à approximer la forme d'un miroir parabolique, près du sol, orientés vers les tubes composant l'échangeur. Cet exemple de système est fixe. Plus de détails quant aux différents systèmes d'échangeurs solaires à concentration peuvent être trouvés dans le rapport de Quoilin [130].

L'étude proposée ici s'intéresse à un tube d'échangeur air-solaire qui reçoit sur une partie de sa paroi externe un flux de chaleur concentré. Afin de se placer avec des conditions de travail réalistes, les travaux de Perier-Muzet et al. [124–126] ont servi de première base pour les différents tests. Le modèle proposé dans les travaux présentés ici s'inspire du modèle décrit dans ces références avec quelques modifications.

Dans les paragraphes suivants, on montre que la combinaison des déformations successives alternées et du *swirl* permet d'augmenter significativement le transfert thermique par rapport à un tube simple lisse de diamètre hydraulique équivalent avec la même puissance de pompage. Un point d'étude intéressant consiste, de plus, à utiliser le noyau *swirl* interne à la géométrie coaxiale comme un solide permettant de stocker l'énergie thermique par chaleur sensible. Une telle configuration est envisagée pour limiter la variation de température du fluide caloporteur lorsque l'ensoleillement est intermittent.

4.1.2 Dispositif étudié

La configuration proposée est celle d'un tube coaxial avec des déformations successives alternées appliquées à sa paroi externe et un tube torsadé *swirl* comme géométrie interne. Les paramètres de déformations sont identiques à ceux décrits dans la section 3.2 : pour les déformations externes, l'amplitude est $A_e = 38\%$ et la longueur d'onde est $\lambda_e = 6$ et pour les déformations internes, les petit et grand axes de la section elliptique sont respectivement $a_i = 1,2$ et $b_i = 0,84$ tandis que le pas de l'hélice est $p_i = 3$. Ces paramètres sont rendus adimensionnels par le diamètre hydraulique moyen du tube qui a été ici choisi de façon à être équivalent au diamètre du tube lisse décrit par Perier-Muzet et al. [124–126]. On a donc $D_h = 79\ mm$, soit un diamètre interne $D_i = 79\ mm$ et un diamètre externe $D_e = 2D_i = 158\ mm$. La géométrie du tube simple lisse de diamètre hydraulique $79\ mm$ a également été simulée de manière à constituer une référence de comparaison. La longueur du tube est de $4740\ mm$.

Le maillage de l'espace annulaire de la géométrie (zone fluide) est réalisé selon le même principe que dans le chapitre 3. La longueur caractéristique des cellules qui composent le maillage est de $2\ mm$. Près des parois, la hauteur minimale des cellules est de $0,5\ mm$. Pour la longueur de tube étudiée, le maillage de la zone fluide représente 14 230 623 cellules. La zone solide est maillée par

extrusion avec les mêmes tailles de maillage caractéristiques et représente 3 787 326 cellules. Les simulations sont réalisées en régime laminaire et les schémas de discrétisation utilisés sont les mêmes que ceux décrits dans les chapitres précédents.

Le fluide qui circule en régime laminaire à l'intérieur du dispositif est de l'air sous une pression de trois bars. Une variation importante de la température est attendue pour le cas considéré. L'influence de la température sur les propriétés thermo-physiques du fluide doit donc être prise en compte. L'air sous la pression donnée est considéré comme un gaz parfait incompressible. Sa masse volumique évolue donc en fonction de la température en suivant la loi des gaz parfaits :

$$\rho = \frac{PM_{air}}{\mathcal{R}\mathcal{T}} \tag{4.1}$$

avec M_{air} la masse molaire de l'air, P la pression, T la température et $\mathcal{R}$ la constante des gaz parfaits. Les autres propriétés thermo-physiques du fluide ont été calculées en fonction de la température à partir des propriétés du diazote et du dioxygène sous trois bars [94]. La capacité calorifique du fluide C_p peut être approximée, sur la gamme de température, par deux expressions polynômiales d'ordre 7 en fonction de la température [124]. Cette expression fait partie de la librairie de matériaux fournie par ANSYS Fluent. De même, la conductivité thermique est correctement approximée par l'expression avec $T\ (K)$ [124] :

$$k = 0,011 + 5,66\ \cdot\ 10^{-5}T \tag{4.2}$$

Pour la viscosité dynamique, le modèle choisi correspond à une évolution linéaire par morceau en fonction de la température, calculée à partir de l'évolution de la viscosité du diazote et du dioxigène sous trois bars données dans la référence [94]. La figure 4.1 présente l'évolution de ce paramètre en fonction de la température. Ces différentes propriétés sont implantées dans le modèle numérique.

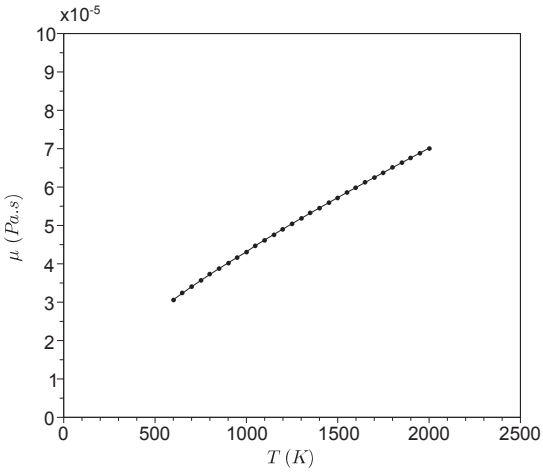


Figure 4.1 – Évolution de la viscosité dynamique de l'air sous 3 bars en fonction de la température, d'après [94]

À l'entrée de la configuration coaxiale, le fluide est injecté à une vitesse constante de $0,2\ m.s^{-1}$ (ce qui correspond à un nombre de Reynolds de 807) et sa température est fixée à $641\ K$. Le débit massique imposé est compris dans la gamme de débits présentés dans les références [124–126]. Un flux de chaleur surfacique est appliqué sur une partie seulement de la paroi externe du dispositif,

comme l'indique schématiquement la figure 4.2 pour le cas du tube simple. On impose le flux reçu par le tube coaxial après concentration $\Phi_W = 10000\ W.m^{-2}$ tandis que sur le reste de la paroi externe, le tube est considéré comme isolé, ce qui correspond à une condition limite adiabatique. Dans un premier temps, seule la partie fluide est prise en compte, le noyau torsadé est simplement considéré comme une paroi adiabatique. La longueur de la configuration coaxiale déformée correspond à dix longueurs d'onde externe, soit $4740\ mm$. Dans le cas de la configuration annulaire considérée ici, la figure 4.3 rappelle la géométrie des déformations ainsi que les conditions thermiques appliquées.

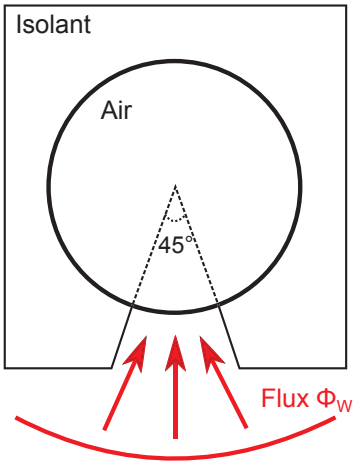
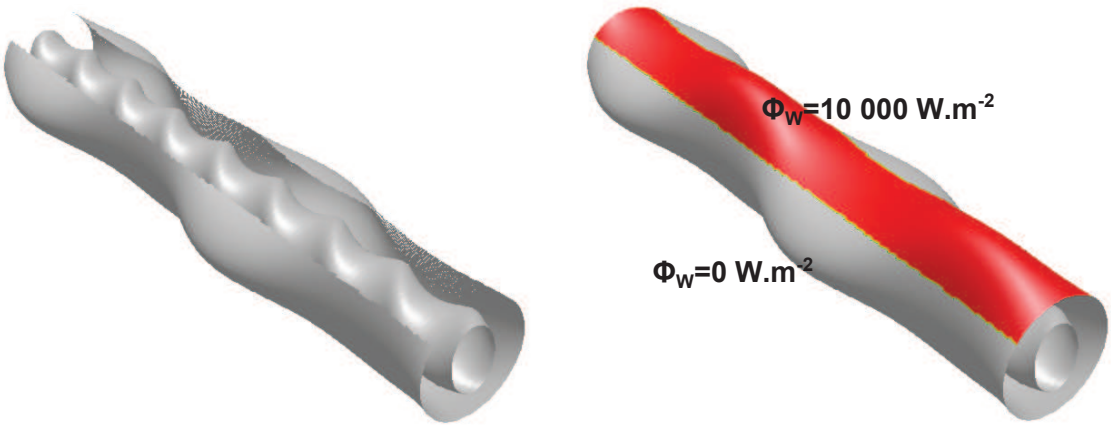


Figure 4.2 – Condition limite thermique sur la paroi externe de l'échangeur solaire



(a) Géométrie des déformations successives alternées externes et du *swirl* interne

(b) Conditions thermiques appliquées sur la paroi du dispositif

Figure 4.3 – Échangeur solaire sur deux périodes de déformations externes

4.2 Performances thermiques

Les performances thermiques de la géométrie coaxiale déformée par rapport à un tube lisse simple de même diamètre hydraulique ont été évaluées pour une puissance de pompage constante en entrée. La puissance de pompage est calculée par le produit de la vitesse débitante, des

pertes de charge et de la section de passage du dispositif. Ainsi, la puissance de pompage à appliquer pour assurer une vitesse d'entrée de $0,2\ m.s^{-1}$ a été déterminée pour la configuration annulaire.

À partir de ces résultats, la vitesse d'entrée à imposer pour le tube lisse a été déterminée pour assurer la même puissance de pompage nécessaire. Dans le cas du tube lisse, pour plusieurs vitesses d'entrée, la puissance de pompage a été déterminée pour obtenir une courbe de fonctionnement. Dans le cas de la configuration déformée, la puissance de pompage qui correspond au produit du débit volumique et de la perte de charge vaut $3,3.10^{-3}\ W$. Ainsi la vitesse à imposer en entrée du tube lisse a été déterminée : $0,504\ m.s^{-1}$, ce qui correspond à un nombre de Reynolds $Re_{D_h} = 2032$.

Pour la configuration déformée annulaire et pour le tube simple lisse à même puissance de pompage, l'évolution longitudinale des performances thermiques a été calculée. La figure 4.4 présente le nombre de Nusselt pour les deux géométries à différentes positions. Le nombre de Nusselt est clairement augmenté dans le cas du dispositif annulaire.

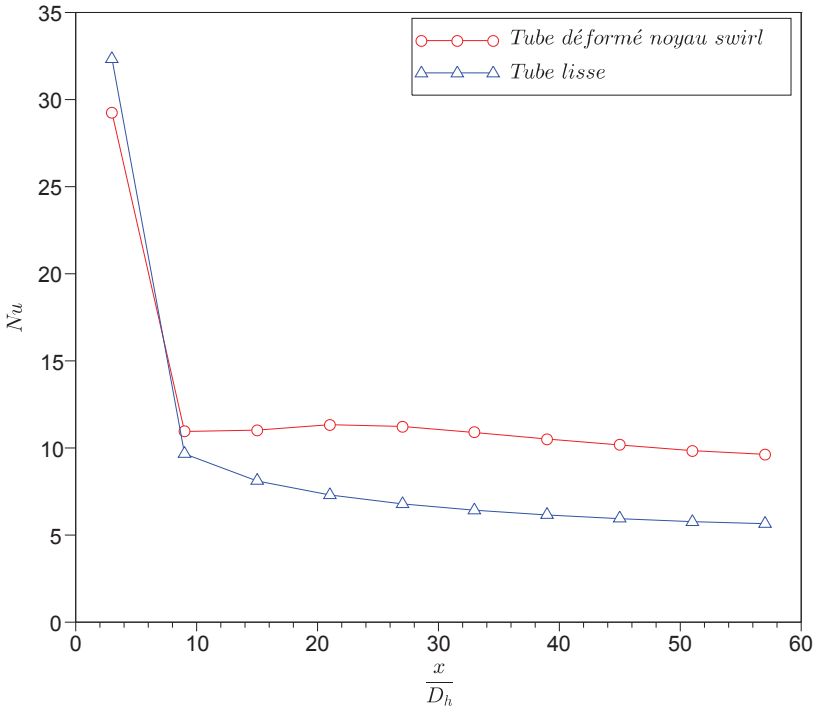


Figure 4.4 – Évolution longitudinale du nombre de Nusselt pour le tube déformé avec un noyau *swirl* et le tube lisse à même puissance de pompage

En quantifiant l'accroissement du nombre de Nusselt sans considérer les quatre premières périodes, cette augmentation est de 70% pour la nouvelle configuration par rapport au tube lisse à puissance de pompage constante. Le fait de ne pas prendre en compte les périodes d'entrée est légitime dans le sens où les installations réelles sont en général de très grandes longueurs. L'effet des conditions d'entrée est alors très faible. L'utilisation des déformations successives alternées combinées au *swirl* permet donc d'améliorer les performances par rapport à un tube simple pour un dispositif avec une condition de flux non uniforme sur la paroi comme c'est le cas ici en les

multipliant quasiment par deux.

L'uniformisation du mélange et la nature de l'écoulement dans la configuration annulaire permettent de transporter la chaleur de façon plus efficace. L'étude réalisée à puissance de pompage constante montre de plus que pour une dépense d'énergie fixée, le gain en puissance échangée est conséquent. Ce premier essai montre donc l'intérêt de la géométrie déformée avec un noyau *swirl* dans le cas d'une application d'échangeur solaire à concentration.

Cette première étude a été réalisée en négligeant les effets de la gravité. Cependant, du fait de l'augmentation du diamètre hydraulique du tube par rapport aux configurations considérées précédemment, cette hypothèse n'est plus nécessairement vérifiée. Perier-Muzet et al. [124–126] font état de ce phénomène dans leur étude. À partir des données à l'entrée du dispositif, le nombre de Grashof de l'écoulement a été calculé :

$$Gr = \frac{g\beta D_h^3 \Delta T}{\nu^2} \tag{4.3}$$

avec g la pesanteur, β le coefficient d'expansion volumique du fluide, ΔT la différence de température entre le fluide et la paroi et ν sa viscosité cinématique. Le nombre de Richardson peut alors être calculé pour déterminer l'importance de la convection naturelle par rapport à la convection forcée :

$$Ri = \frac{Gr}{Re^2} \tag{4.4}$$

Dans le cas de la configuration annulaire, on obtient $Ri = 4,9$, soit de l'ordre de 1. Cette estimation montre que la convection naturelle a potentiellement un impact sur les transferts. Des calculs complémentaires seront donc à prévoir. Au vu des résultats obtenus par Perier-Muzet et al. [124–126], il semble que la convection naturelle, qui augmente le mélange dans l'écoulement, permet en général d'améliorer encore les performances thermiques. Ainsi en première approximation, les résultats ont été étudiés sans ce phénomène afin de simplifier les calculs. Il est intéressant de noter que dans le cas du tube lisse, le nombre de Reynolds de l'écoulement étant plus important, le nombre de Richardson calculé est seulement de $0,5$, soit inférieur à la valeur critique de 1. Dans ce cas, la convection naturelle peut plus légitimement être négligée.

4.3 Stockage de l'énergie

La présence du tube interne pour la configuration annulaire permet d'envisager cet espace comme moyen de stockage de la chaleur afin de limiter l'effet des variations éventuelles d'ensoleillement sur la température. Dans le cas d'un système à concentration, seul le rayonnement direct du soleil peut être concentré par les miroirs et non le rayonnement diffus observé lors du passage d'un nuage. Dans le cadre des simulations de la configuration annulaire proposée ici, il a donc été envisagé d'utiliser un matériau solide pour former la partie interne *swirl*. Le comportement dans le temps du système lorsque le flux incident diminue a alors été analysé par une simulation numérique instationnaire.

4.3.1 Matériau solide pour le stockage par chaleur sensible

Le choix du matériau solide est une donnée centrale. En effet, ce dernier doit permettre de stocker une quantité importante de chaleur tout en ayant une bonne conductivité thermique. De plus, la mise en forme du matériau (usinage, moulage...) doit être possible afin d'obtenir la forme définie pour le noyau et son coût doit être le plus faible possible. Les caractéristiques physico-chimiques du

matériau et la gamme de température dans laquelle il peut être utilisé sont également à prendre en compte. En régime permanent, l'énergie stockée par un solide par chaleur sensible est calculée par l'expression $\rho C_p \Delta T$. Ainsi le produit de la masse volumique du matériau et de sa capacité calorifique doit être le plus grand possible. Dans les cas de stockages et de déstockages successifs, comme c'est le cas ici, le paramètre important est la diffusivité thermique $a_s = k/\rho C_p$. Dans la littérature, plusieurs études comparant les différents matériaux disponibles peuvent être trouvées [24, 39, 82, 88]. Ainsi, le tableau 4.1 présente quelques exemples de matériaux utilisés pour le stockage par chaleur sensible. Le paramètre T_{max} correspond à la température maximale supportée par le matériau et une valeur moyenne des propriétés physiques des matériaux par rapport à la gamme de température considérée dans les différentes références est donnée. Au final, les céramiques moulables semblent être une famille de matériaux intéressante qui remplit les critères de choix énoncés précédemment. De plus, ces céramiques ont déjà été appliquées à des installations solaires [88]. Les propriétés de ce type de matériaux ont donc été utilisées pour les premières simulations numériques réalisées.

Matériau	ρ $(kg.m^{-3})$	C_p $(J.kg^{-1}.K^{-1})$	a_s $(m^2.s^{-1})$	coût (€/kg)	T_{max} (K)
Céramiques moulables [24, 88]	3500	866	$4,45.10^{-7}$	4,5	1200
Béton haute température [24, 88]	2760	916	$3,96.10^{-7}$	0,08	400
Carbure de Silicium [82]	3210	1040	$2,33.10^{-5}$	2,5	1500
Brique de magnésium [82]	3565	940	$1,19.10^{-5}$	5	2000
Alumine [82]	3960	800	$1,16.10^{-5}$	5	1800

Tableau 4.1 – Différents solides considérés pour le stockage par chaleur sensible

4.3.2 Influence du stockage sur l'atténuation des intermittences d'ensoleillement

Pour étudier l'effet du stockage par chaleur sensible lorsque le chauffage du dispositif est intermittent, on considère un flux solaire concentré sur la paroi externe qui varie en fonction du temps. L'évolution choisie pour ce flux solaire est donnée sur la figure 4.5. Initialement, le dispositif est en charge et en régime permanent. Un flux solaire $\Phi_W = 10000\ W.m^{-2}$ est appliqué à la paroi.

À partir du temps $t = 0$, la valeur de ce flux diminue progressivement en suivant une allure sinusoïdale, jusqu'à être divisée par 10 au bout d'une minute. Un tel comportement peut par exemple représenter l'arrivée d'un nuage qui masque le soleil.

D'un point de vue hydraulique, un profil de vitesse établi pour la configuration déformée annulaire est injecté (obtenu par des simulations préliminaires), correspondant à $Re_{D_h} = 807$. La dynamique de l'écoulement étant déjà établie au temps $t = 0$, le pas de temps est choisi en fonction du transfert thermique convectif. Des simulations préliminaires ont montré que pour assurer la convergence pour un nombre limité d'itération, un pas de temps de $0,1\ s$ convient.

Deux cas ont été simulés :

- Sans stockage : il n'y a pas d'interaction conducto-convective
- Avec stockage : il y a interaction entre le fluide et le solide

Pour le cas sans stockage, la paroi du solide est alors considérée comme adiabatique. On rappelle que la température d'entrée du fluide est $T_{in} = 641\ K$.

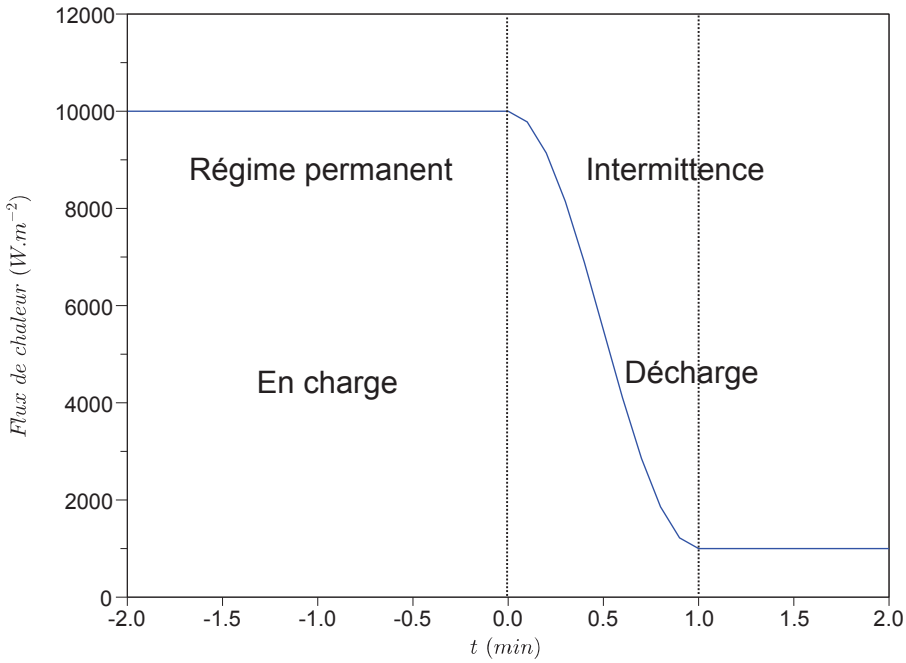


Figure 4.5 – Évolution temporelle du flux de chaleur appliqué sur la paroi externe du dispositif

L'évolution de la température en sortie de l'échangeur a alors été déterminée en fonction du temps. La figure 4.6 présente cette température dans les deux cas proposés.

La figure 4.6 met en lumière le fait que la présence du solide permet de déstocker de la chaleur emmagasinée lors de la période de charge et limite donc la chute de température due à la diminution du flux surfacique appliqué à la paroi. Ainsi, la chute en température observée est moins prononcée : la température de sortie est $1,4$ fois plus élevée par rapport au cas sans stockage par chaleur sensible. Pour une diminution rapide du flux surfacique appliqué comme c'est le cas ici, la présence du solide diminue visiblement la réponse du système. Ainsi, cette première étude du dispositif semble prometteuse : le stockage par chaleur sensible permet de restituer de la chaleur au fluide lors d'une interruption transitoire de l'ensoleillement.

La bonne capacité de mélange du dispositif coaxial étudié, mise en avant dans le chapitre 3, est primordiale pour l'application envisagée. En effet, le transfert thermique doit être important dans la géométrie, que la condition de température soit sur la paroi externe (lors de la charge) ou sur la paroi interne (lors de la décharge). Ainsi, une uniformisation de la température dans tout le fluide permet d'atteindre cet objectif.

Les résultats présentés sur la figure 4.6 montrent que pour le cas sans solide (courbe noire pointillée), la température de sortie du dispositif atteint une valeur constante lorsque le flux imposé sur la paroi devient constant. Pour le cas avec la présence du solide (courbe verte continue), dans cette zone la température de sortie du fluide décroit très lentement à mesure que la température du solide diminue du fait de l'échange de chaleur. Pour la configuration considérée, cette décroissance dépend des propriétés du solide choisi.

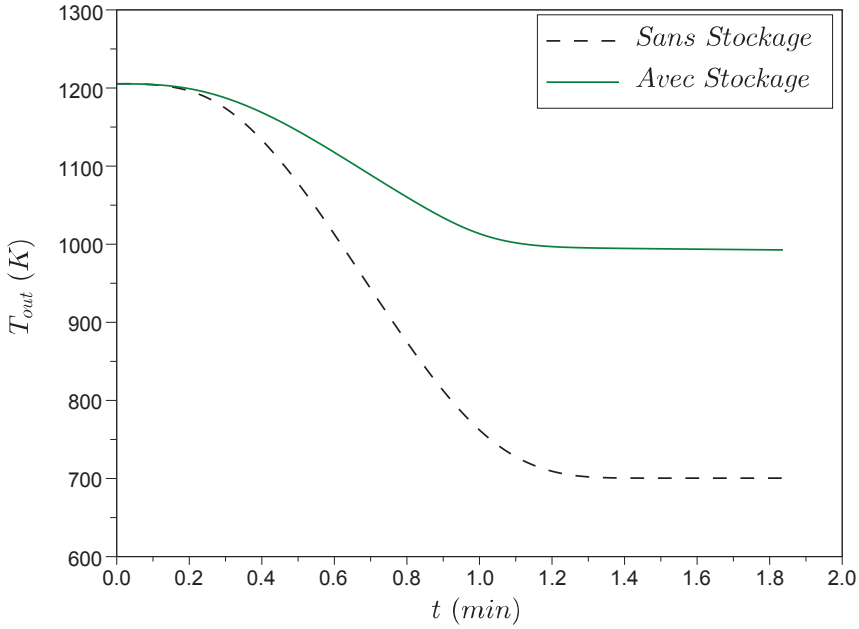


Figure 4.6 – Évolution temporelle de la température de sortie du dispositif avec et sans stockage d'énergie sensible dans le noyau solide central

Ces premiers résultats seront à conforter largement par d'autres études quant au choix du solide et à la dynamique de stockage et de déstockage de l'énergie. Cette première étude a cependant permis de montrer que le dispositif envisagé constitue une perspective potentiellement intéressante pour un échangeur solaire à concentration. Dans la configuration considérée ici, la durée d'observation du système est très inférieure à la constante de temps du transfert thermique dans le solide. Cette dernière peut être estimée par [39] avec le diamètre du noyau solide D_i :

$$\tau_s \approx \frac{D_i^2}{2a_s} \tag{4.5}$$

Pour des céramiques moulables, on a $\tau_s \approx 7006\ s \approx 2\ h$. L'étude du comportement de la configuration envisagée sur une durée plus importante constitue donc une perspective importante à envisager afin de compléter l'étude. Cependant, la durée caractéristique conjuguée au pas de temps implique un nombre de pas de temps très important. Ainsi, un pas de temps plus en adéquation avec le transfert conductif ou un modèle physique simplifié seront nécessaires pour mener à bien cette étude.

4.4 Bilan et perspectives

La géométrie de tube annulaire avec des déformations successives alternées et un *swirl* a été envisagée comme échangeur solaire à concentration. En régime permanent, la configuration considérée semble adaptée à ce type de problématique où la condition de flux n'est pas uniforme sur la paroi externe du tube et où une bonne uniformisation des températures est donc nécessaire. Par rapport à un tube lisse simple, pour une puissance de pompage constante, un meilleur transfert

thermique est alors possible dans la configuration déformée (une augmentation de presque un facteur 2 du transfert thermique est observée). L'influence de la convection naturelle sur les résultats devra cependant être prise en compte pour une analyse complète de l'écoulement.

L'utilisation du noyau interne comme solide pour stocker l'énergie thermique par chaleur sensible, dans le but de diminuer l'influence de l'intermittence de l'ensoleillement sur la température du fluide de l'échangeur, donne de premiers résultats prometteurs. Ces résultats ont montré que sur un temps d'observation court, la présence du stockage par chaleur sensible permet de fortement limiter la chute de température en sortie du dispositif lorsque le flux de chaleur concentré appliqué à la paroi diminue. Des études complémentaires doivent encore être réalisées, notamment pour déterminer le fluide caloporteur et le solide les plus adaptés pour ce type d'application. La dynamique thermique du solide doit également être plus particulièrement étudiée, comme son temps de charge et de décharge et son comportement à des échelles de temps correspondantes ou supérieures.

Un objectif a envisager pour ce type d'applications est la construction d'un banc d'essai pour des mesures expérimentales afin de tester l'installation dans des conditions réelles de chauffage.

Ce chapitre a été consacré à une application particulière de la configuration développée dans le chapitre 3. Le chapitre suivant quant à lui présente des essais expérimentaux, réalisés sur une géométrie simplifiée de plaque déformée insérée dans un canal bidimensionnel.

Chapitre 5

Application des déformations successives alternées à une configuration de canal : étude expérimentale

5.1 Présentation des déformations successives alternées appliquées à une plaque

5.1.1 Objectifs de l'étude

Dans ce chapitre, les déformations successives alternées sont appliquées à une plaque dans une configuration d'écoulement de canal plan d'une part dans le but de tester les performances pour ce type de configuration. D'autre part, cette situation d'écoulement présente également l'avantage d'être moins délicate à mettre en œuvre expérimentalement par rapport aux configurations tubulaires présentées antérieurement.

L'étude des déformations pariétales appliquées à une plaque correspond à de nombreuses applications réelles. Ainsi, la configuration testée et présentée dans ce chapitre peut également être considérée comme la première étape vers un écoulement dont les deux parois sont déformées et qui constitue la configuration élémentaire d'un échangeur à plaque. Comme pour le principe mis en œuvre dans les configurations tubulaires, l'idée directrice de définition des géométries porte sur le maintien d'une section de passage constante dans le canal.

Comme les échangeurs tubulaires, les échangeurs à plaque constituent un pan important des configurations d'échangeurs largement utilisées dans l'industrie. De ce fait, de nombreuses études sont réalisées pour améliorer les performances thermo-hydrauliques de tels dispositifs, notamment par des méthodes passives. On peut par exemple citer le cas très étudié des déformations sinusoïdales appliquées sur les parois inférieure et supérieure d'un canal. L'effet de différents déphasages entre les déformations de ces deux parois a par exemple été étudié dans la littérature [50, 111, 177]. D'autres configurations présentant des parois déformées ont également fait l'objet d'études comme l'utilisation de déformations triangulaires [75] ou encore de protrusions [33].

5.1.2 Configuration géométrique

La plaque étudiée est déformée selon le principe des déformations successives alternées définies dans le chapitre 2. Ainsi, la géométrie présentée par la plaque peut être assimilée au motif du tube déformé déplié, répété périodiquement. En pratique, la plaque subit une déformation sinusoïdale dans la direction longitudinale à laquelle se combine une déformation sinusoïdale dans la direction transversale comme cela peut être visualisé sur la figure 5.1. La hauteur de cette surface, notée y, s'exprime en fonction de la dimension longitudinale x et de la dimension transversale z. Elle s'écrit alors comme le produit des génératrices sinusoïdales des déformations dans les deux directions :

$$y(x,z) = \tilde{A}\sin\left(\frac{2\pi x}{\tilde{\lambda}_x}\right) \times \cos\left(\frac{2\pi x}{\tilde{\lambda}_z}\right) \tag{5.1}$$

$\tilde{A}$ est l'amplitude des déformations tandis que $\tilde{\lambda}_x$ et $\tilde{\lambda}_z$ sont respectivement les longueurs d'ondes dans les directions longitudinale et transversale de ces déformations.

Les valeurs des paramètres de déformations de la plaque ont été choisis de façon à être à une échelle similaire aux données géométriques utilisées pour le tube à déformations successives alternées définies dans le chapitre 2. Ainsi, l'amplitude de déformations correspond à la valeur $\tilde{A} = 3\ mm$ et correspond aux hauteurs maximale et minimale de la plaque à partir du plan moyen. De même les longueurs d'onde longitudinale et transversale sont définies par $\tilde{\lambda}_x = 2\tilde{\lambda}_z = 26,6\ mm$. La figure 5.1 montre la réalisation de la plaque déformée et les valeurs de ces paramètres de déformation.

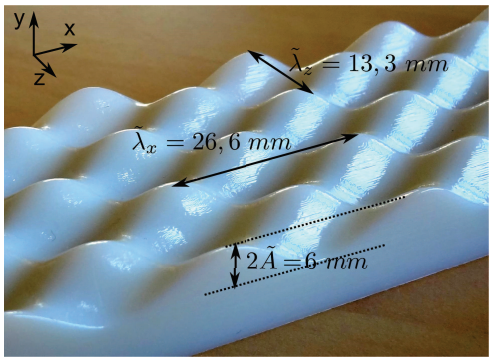


Figure 5.1 – Déformations appliquées à la plaque plane

La plaque déformée présentée sur la figure 5.1 a été réalisée par impression $3D$ à l'école des Mines de Douai. Cette technique permet de réaliser des motifs complexes en déposant, couche par couche, de la résine polymérisée, avec une résolution de $28\ \mu m$, ce qui est négligeable devant l'échelle des macro-déformations de la plaque. Avec une hauteur moyenne de la plaque de $12\ mm$, trois longueurs d'onde ont été réalisées dans la direction transversale, soit une largeur totale de $39,9\ mm$. De même, la plaque déformée considérée correspond à 22 périodes de déformations longitudinales, soit une longueur totale de $585,2\ mm$. Cette plaque a dû être réalisée en deux tronçons de longueurs $292,6\ mm$ (soit 11 périodes de déformations longitudinales chacun) du fait des limitations de l'imprimante $3D$ utilisée.

5.1.3 Banc expérimental

La plaque réalisée par impression $3D$ présentée précédemment a été placée dans une veine hydraulique présente au département Énergétique Industrielle. Le banc expérimental utilisé est composé d'un canal en $PMMA$ (Polyméthacrylate de méthyle) transparent, de section de passage rectangulaire initiale de $24 \times 40\ mm^2$. La longueur utile de cette veine d'essai est de $1200\ mm$. En entrée du canal, une plaque lisse en PVC de longueur $550\ mm$ et de hauteur $12\ mm$, soit la moitié de la hauteur totale de la veine, est mise en place comme montré sur la figure 5.2. Ceci permet l'établissement de l'écoulement sur la demie hauteur du canal. Elle a été préalablement recouverte de peinture noire afin de limiter les phénomènes de réflexions lors des mesures par PIV et LDA. Les deux plaques sont alors maintenues en pression entre les deux parois latérales du canal. Des bandes adhésives double faces sont ajoutées sur les parois inférieure et latérales pour renforcer le maintien de la plaque dans le canal.

Le banc d'essai est alimenté par une boucle hydraulique présentée sur la figure 5.2. La veine expérimentale est plus précisément détaillée sur la figure 5.3. En amont et en aval de la veine, deux réservoirs sont placés de façon à assurer un débit stable. Avant d'entrer dans la veine, l'écoulement traverse un nid d'abeille qui permet d'homogénéiser l'écoulement. Une pompe hydraulique asservie par un débitmètre permet d'alimenter le circuit. Le débit utilisé pour les mesures expérimentales est $Q_V = 125\ l.h^{-1}$. Le nombre de Reynolds de l'écoulement est alors calculé pour ce débit d'entrée avec le rayon hydraulique de la veine D_h. Du fait de la présence de la plaque de hauteur $12\ mm$ dans la veine, on a ici $D_h = 4(12 \times 40)/(2 \times (12 + 40)) = 18,5\ mm$. On peut alors calculer le nombre de Reynolds basé sur le diamètre hydraulique $Re_{D_h} = 1329$.

La température de l'eau a été mesurée par un thermomètre dans le réservoir aval pendant la réalisation des mesures. L'écoulement sur la plaque à déformations successives alternées a été déterminé proche de son extrémité aval et les mesures expérimentales ont été principalement réalisées par PIV (*Particle Image Velocimetry*) mais également par LDA (*Laser Doppler Anemometry*).

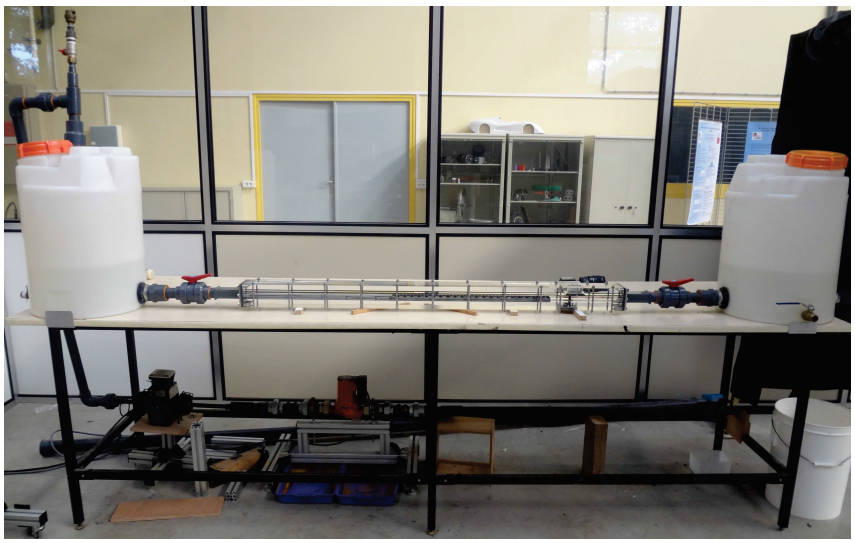
5.2 Instrumentation

5.2.1 Mesures par PIV

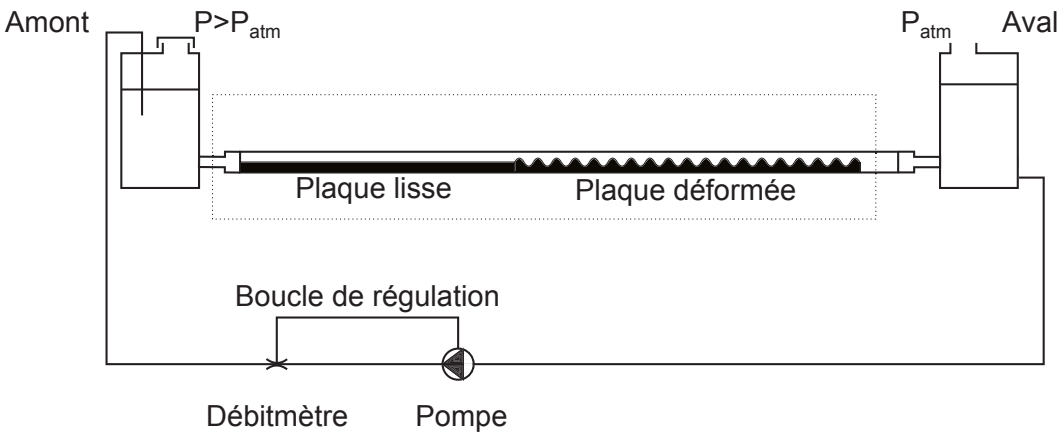
5.2.1.1 Principe

La technique de la PIV (*Particle Image Velocimetry*) permet de déterminer expérimentalement, de façon non intrusive, le champs de vitesse dans un écoulement. On utilise ici la PIV $2C$ $2D$ (deux composantes deux dimensions) qui permet mesurer les deux composantes de la vitesse dans un plan donné.

Pour suivre les particules fluides, des traceurs passifs sont introduits dans l'écoulement. Ces particules doivent être choisies avec soin : leur concentration doit être assez élevée pour qu'elles soient détectables mais assez faible pour ne pas perturber l'écoulement, par exemple en modifiant la masse volumique du fluide. De plus, les phénomènes de sédimentation peuvent introduire un biais entre le mouvement des particules solides et le fluide. Ceci peut être d'autant plus marqué lorsque le régime d'écoulement est laminaire, caractérisé par des vitesses d'entrée faibles.



(a) Photographie du banc expérimental



(b) Schéma du banc

Figure 5.2 – Présentation du banc expérimental utilisé pour les mesures

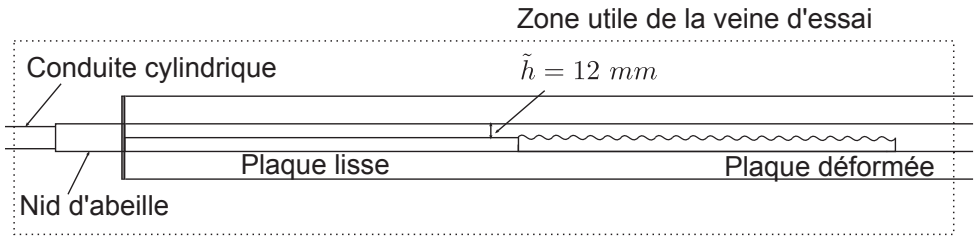


Figure 5.3 – Présentation de la veine expérimentale

Un plan de l'écoulement est éclairé par une nappe Laser. Une caméra placée en incidence perpendiculaire à ce plan de mesure est alors utilisée pour enregistrer des séquences de doublets d'images prises à des instants très proches. Les différentes images obtenues sont divisées en zones d'interrogation de dimensions $n \times n$ pixels. À chaque pixel de ces zones prises au temps t, une valeur numérique I_t, correspondant au niveau de gris (allant du noir au blanc), est associée. Ainsi, les zones forment des

matrices $n \times n$ dont les différents termes sont $I_t(i,j)$ avec chaque pixel repéré par l'indice (i,j). Pour deux images d'une zone d'interrogation prises successivement à des temps t et $t + \Delta t$, la fonction d'intercorrélation peut alors être calculée pour un pixel (i,j) par :

$$IC(i,j) = \sum_{k=0}^{n-1} \sum_{l=0}^{n-1} I_t(k-i, l-j).I_{t+\Delta t}(k,l) \tag{5.2}$$

Le déplacement d moyen sur la zone d'interrogation entre les temps t et $t + \Delta t$ correspond alors à la distance en pixels entre le pic central d'intercorrélation et le centre de la zone. On peut alors retrouver la vitesse par l'expression :

$$U = \frac{d}{\Delta t} \tag{5.3}$$

Ainsi, à partir de la conversion pixel-distance physique, un vecteur vitesse par zone d'interrogation peut être mesuré. Chaque doublet d'image initial produit donc un champs de vecteur vitesse. Les caractéristiques du système PIV utilisé sont données par les différents paramètres suivants :

- Laser : Nd :YAG, $120\ mJ$ à $532\ nm$, fréquence maximale de $15\ Hz$
- Caméra : 2048×2048 pixels, $16\ Hz$ pleine résolution, en mode *single frame*
- Zones d'interrogation : 32×32 pixels avec 50% de recouvrement entre les zones successives

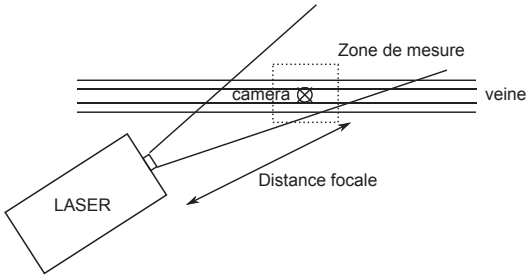
La version 3.4 du logiciel *Dynamic Studio* de la société *Dantec Dynamics* a été utilisé pour l'acquisition et le traitement des données, incluant les algorithmes d'inter-corrélations du logiciel qui sont ainsi utilisés. Le nombre choisi de vecteurs vitesses déterminés est de 127 sur 127 pour un champ d'investigation de $40 \times 40\ mm^2$. La fréquence d'acquisition maximale du système est de $7\ Hz$. Pour chaque cas, la calibration (c'est à dire la correspondance $pixel/mm$) a été réalisée afin de déterminer l'échelle des mesures. Un réglet, de mesures connues, a été placé dans le plan choisi pour lequel la mise au point de la caméra a préalablement été réalisée.

En pratique, les différents paramètres du logiciel ainsi que la concentration des traceurs et l'intensité du laser ont été déterminés de façon à assurer un rapport signal sur bruit élevé ainsi qu'un pic de corrélation suffisamment important par rapport aux autres pics observés. L'intervalle de temps Δt entre deux flashs laser est réglé en suivant les préconisations de *Dantec*. Le pic d'intercorrélation doit être décalé de plusieurs pixels de façon à pouvoir définir, avec une interpolation sub-pixel complémentaire, le déplacement de façon précise.

5.2.1.2 Mesures

La nappe laser est placée de façon à éclairer horizontalement le canal, parallèlement à la plaque déformée. Un soin particulier a été apporté quant à ce positionnement. La caméra quant à elle est disposée perpendiculairement au dessus de la veine. À cause des vis de fixation des entretoises formant les parois latérales, et pour limiter les zones d'ombre, le laser est placé de biais pour éclairer la zone de mesure. La configuration utilisée est donnée sur la figure 5.4. Le laser a été positionné de façon à ce que la nappe qui éclaire l'écoulement soit d'épaisseur homogène sur tout le domaine de mesure. L'épaisseur de la nappe est comprise entre $2\ mm$ et $2,5\ mm$. Cette donnée est un paramètre à prendre en compte dans l'évaluation de l'incertitude des mesures réalisées. La source laser est placée à une distance d'environ $700\ mm$, soit sa distance focale.

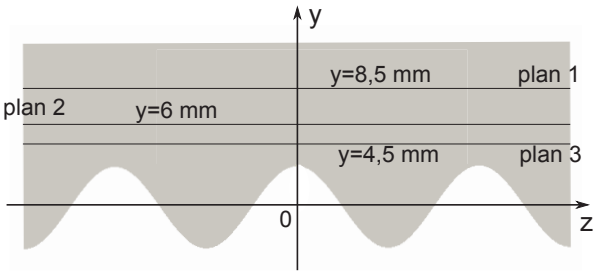
(a) Photographie de la disposition expérimentale pour les mesures par PIV



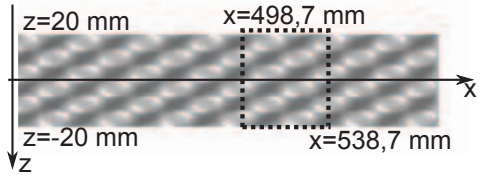
(b) Schéma de la configuration en vue de dessus

Figure 5.4 – Dispositif de mesures PIV $2D$ $2C$

Les traceurs utilisés dans l'écoulement sont des billes de verre creuses de diamètre compris entre $8\ \mu m$ et $12\ \mu m$. Ces particules sont de diamètre assez faible pour qu'on suppose qu'elles n'interagissent pas avec l'écoulement. D'autre part, elles sont également assez importantes pour être visibles (plusieurs pixels, environ trois en pratique, sur les images enregistrées).



(a) Hauteur des plans de mesures (vue en coupe)



(b) Position longitudinale de la zone de mesure (vue de dessus)

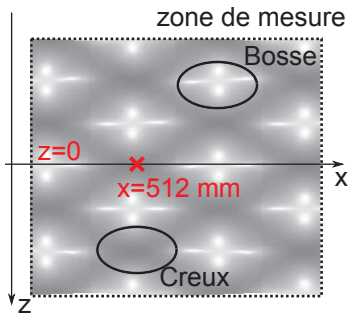
Figure 5.5 – Positionnement des plans de mesure ((a) positions verticales (b) position longitudinale)

Les dimensions de la zone de mesure correspondent au champ de la caméra. Afin d'obtenir la meilleure précision possible sur les mesures, la mise au point a été faite de façon à adapter le champ de la caméra à la largeur de la veine. La caméra a été placée de façon à visualiser l'ensemble du champ au dessus des dix-neuvième et vingtième périodes de déformations ($505,4\ mm$ après le début des déformations, soit environ $42\tilde{h}$ avec $\tilde{h} = 12\ mm$ la hauteur moyenne du canal), soit trois périodes de déformation avant l'extrémité aval de la plaque déformée (voir figure 5.5(b)). Cette position de mesures a été choisie pour observer un écoulement le plus établi possible tout en limitant l'influence de la fin de la zone déformée. La figure 5.5 présente le positionnement des trois plans de mesures qui ont été définis ainsi que la position longitudinale de la zone de mesure correspondante par rapport à la sortie du canal déformé. Ainsi, on appelle :

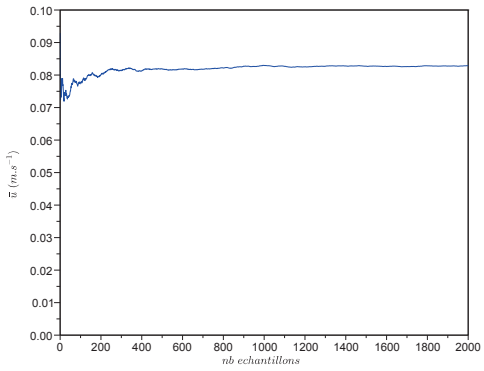
- plan 1, le plan à la hauteur $y = 8,5\ mm$
- plan 2, le plan à la hauteur $y = 6\ mm$
- plan 3, le plan à la hauteur $y = 4,5\ mm$

5.2.1.3 Convergences des vitesses

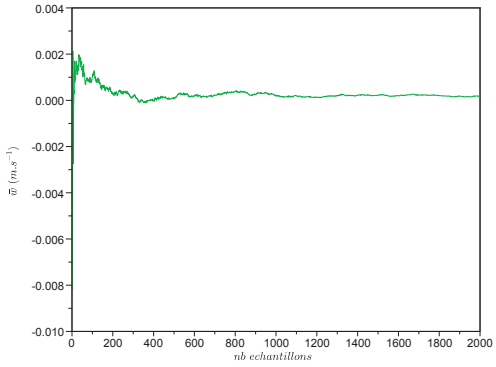
Un nombre important d'échantillons est enregistré afin d'obtenir le résultat moyen le plus juste possible. Le nombre d'échantillons nécessaire pour avoir une mesure PIV satisfaisante peut être déterminé en analysant la convergence des résultats. En effet, pour les différents plans de mesures définis précédemment, la valeur moyenne de la composante longitudinale de la vitesse en un point a été calculée en fonction du nombre d'échantillons enregistrés par le système. Le point de mesure a été choisi pour les coordonnées $x = 512\ mm$ et $z = 0$, comme l'indique la figure 5.6(a). Pour 2000 échantillons, les figures 5.6(b) et 5.6(c) présentent les courbes de convergence des vitesses longitudinale et transversale obtenues pour le plan 3. Ce plan a été choisi puisqu'il est plus proche de la paroi ondulée et correspond donc à la zone de l'écoulement pour laquelle les variations de vitesses sont à priori les plus importantes.



(a) Position du point de mesure pour la convergence ($x = 512\ mm$, $z = 0$ et $y = 4,5\ mm$)



(b) Convergence de la vitesse longitudinale moyenne $\bar{u}$ pour 2000 échantillons



(c) Convergence de la vitesse transversale moyenne $\bar{w}$ pour 2000 échantillons

Figure 5.6 – Convergence des mesures de vitesse par PIV pour un point à la hauteur de mesure $y = 4,5\ mm$ (plan 3)

Il est clair d'après les figures 5.6(b) et 5.6(c) que la vitesse moyenne converge bien vers une valeur constante lorsque le nombre d'échantillons augmente. Les 2000 échantillons préalablement choisis sont largement suffisants pour observer une valeur correcte de la vitesse. Des mesures similaires ont été réalisées pour un autre point ainsi que pour les plans 1 et 2 et donnent des résultats similaires qui ne sont pas présentés ici.

Pour la suite de l'étude 2000 échantillons ont été enregistrés pour chaque plan de mesure (plans 1, 2 et 3).

5.2.2 Mesures par LDA

5.2.2.1 Principe

La LDA (*Laser Doppler Anemometry*) est une autre technique expérimentale non intrusive qui permet de mesurer la vitesse de l'écoulement en un point donné. Elle a également été utilisée pour mesurer la vitesse longitudinale. Les résultats des mesures ont été comparés dans la suite de l'étude au profil équivalent mesuré par PIV. Le principe de la LDA est brièvement rappelé par les quelques éléments ci dessous.

Cette technique de mesure est basée sur l'effet Doppler, soit le décalage en fréquence d'une onde sous l'effet de la vitesse. En pratique, la LDA est basée sur le phénomène d'interférence obtenu au croisement entre deux faisceaux laser cohérents (issus de la même source) qui convergent. Dans le volume formé par ces deux faisceaux, des franges lumineuses d'interférence apparaissent. Ainsi, lorsqu'une particule solide traverse ce volume de mesure, l'intensité qu'elle réfléchit varie en fonction de l'intensité lumineuse de la zone qu'elle traverse. Cette variation, directement reliée à la distance entre les franges d'interférence est enregistrée par le capteur et correspond à la fréquence Doppler qui est reliée à la vitesse de la particule par l'expression :

$$F_D = \frac{2\sin(\theta)}{\tilde{\lambda}}|\vec{U}_\perp| \tag{5.4}$$

avec θ l'angle entre les deux faisceaux laser, $\tilde{\lambda}$ la longueur d'onde du laser et $\vec{U}_\perp$ la vitesse de la particule dans la direction perpendiculaire aux franges d'interférence (soit perpendiculaire à la bissectrice des deux faisceaux laser).

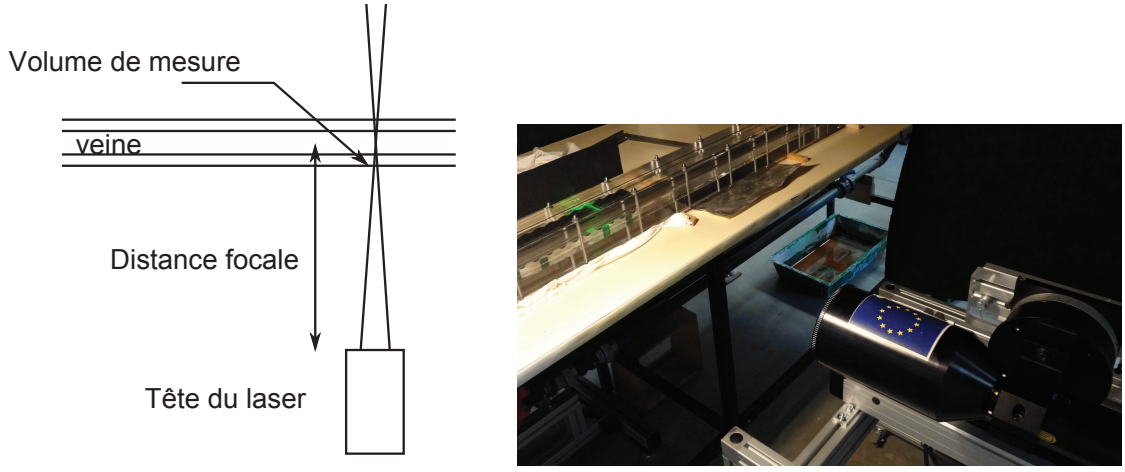
Cette mesure ne prend pas en compte le sens de la vitesse. Il faut introduire un décalage en fréquence connu F_B entre les deux ondes laser. L'étude de la différence $F_D - F_B$ permet ensuite de déterminer le sens de l'écoulement. En pratique le décalage en fréquence est réalisé par une cellule de Bragg.

5.2.2.2 Installation expérimentale de LDA

Les mesures LDA ont été réalisées pour un profil transversal (selon z) de vitesse longitudinale. La tête du laser qui permet de générer deux rayons convergents a été placée en incidence normale et horizontale par rapport au canal afin de bien mesurer la composante longitudinale de la vitesse, comme l'indique le schéma sur la figure 5.7(a). Les rayons laser arrivent alors perpendiculairement par rapport à la paroi latérale du dispositif. Le profil mesuré correspond à l'abscisse longitudinale $x = 525,35\ mm$ et à une hauteur $y = 4,5\ mm$ ce qui correspond au plan 3 de mesures PIV.

La figure 5.7(b) montre une photographie du dispositif utilisé. On peut voit la position de la tête du laser par rapport à la veine. Cette tête est montée sur un système de déplacement commandé dans les directions de la hauteur et de la largeur du canal (soit y et z), qui permet de mesurer le

profil transversal avec précision, sans manipuler manuellement l'installation.



(a) Schéma de la configuration (vue de dessus)

(b) Photographie de la disposition expérimentale pour les mesures LDA

Figure 5.7 – Dispositif de mesures LDA

L'acquisition et le traitement des mesures sont réalisés avec le logiciel *DANTEC BSA Flow Software* qui donne accès directement aux valeurs de vitesses mesurées. Le laser utilisé a une longueur d'onde de $532\ nm$ (couleur verte). Le rayon est séparé en deux rayons cohérents et après le passage par la cellule de Bragg, le déphasage entre les deux est de $40\ MHz$. À la sortie de la tête du laser, l'espacement entre les deux rayons est de $38\ mm$ et la longueur focale est de $500\ mm$. Le volume de mesure formé à la convergence des deux faisceaux a alors une longueur de $1,689\ mm$ et une hauteur et largeur de $0,127\ mm$. Ce volume de mesure, important par rapport à l'échelle des déformations pariétales du canal, doit être pris en compte dans l'analyse des résultats. Les mesures étant réalisées dans de l'eau, il faut également prendre en compte un facteur correctif, qui correspond à l'indice de l'eau, lors du calcul du déplacement réel transversal à l'intérieur de la veine. En effet, du fait de la réfraction, un déplacement transversal z de la tête laser correspond dans l'eau à un déplacement $n_{eau}z$ avec l'indice de réfraction de l'eau $n_{eau} = 1,34$ à la température des mesures.

Pour la LDA, des particules doivent être utilisées pour suivre l'écoulement. Les mêmes traceurs que ceux utilisés pour les mesures PIV ont été choisis (soit des billes de verre creuses de diamètre entre $8\ \mu m$ et $12\ \mu m$). La puissance du laser a été réglée de façon à obtenir un signal ré-émis par les particules le moins flou possible et les mesures sont centrées autour de la fréquence correspondant à la vitesse moyenne de l'écoulement. Afin d'assurer une mesure correcte, la vitesse de 50000 particules a été enregistrée pour chaque point de mesure. La température de l'eau est également mesurée dans le réservoir aval du dispositif pendant toute la durée des mesures. En effet, du fait du temps important nécessaire pour chaque point de mesure, la température n'est pas constante sur tout le profil de vitesse déterminé. Lors des différentes séries de mesures réalisées, elle varie en pratique entre 2^o et 5^o. Cette variation s'ajoute à l'incertitude sur la valeur du nombre de Reynolds de l'écoulement qui varie jusqu'à 10% en fonction de la température.

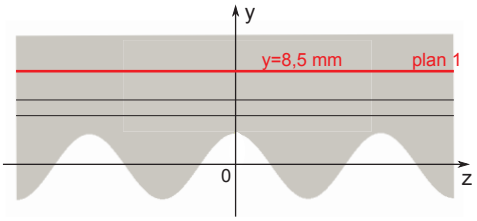
Pour un profil transversal de vitesse, les valeurs de la vitesse longitudinale n'ont pas été déterminées dans les régions proches des parois latérales du canal. En effet, le principal intérêt de l'étude concerne le cœur de l'écoulement perturbé par la plaque déformée.

5.3 Résultats expérimentaux

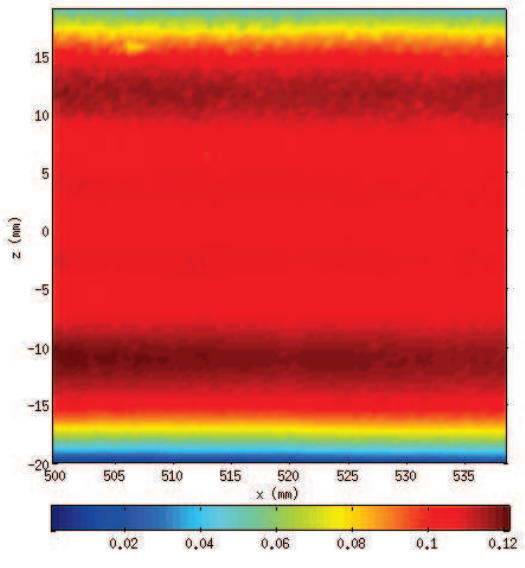
5.3.1 *PIV*

5.3.1.1 Plan 1, $y = 8,5\ mm$

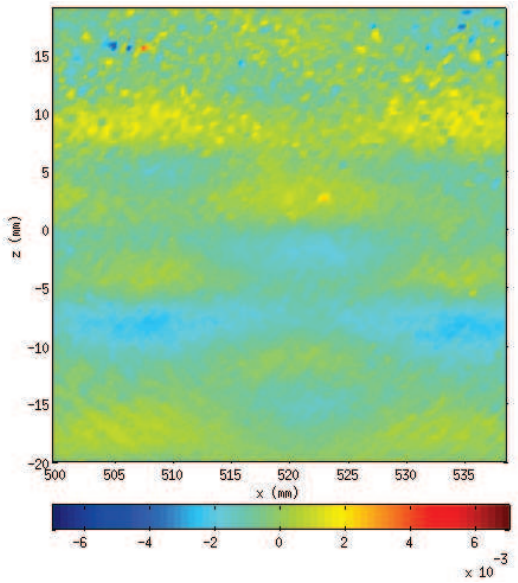
Le premier plan horizontal considéré est situé relativement proche de la paroi supérieure de la veine qui est lisse. La position du plan 1 est rappelée sur la figure 5.8(a). Du fait de la localisation du plan 1 ($y = 8,5\ mm$), on observe une faible influence des déformations successives alternées sur les profils de vitesse. La figure 5.8 présente les contours de vitesses longitudinale et transversale.



(a) Hauteur du premier plan de mesure, $y = 8,5\ mm$



(b) Vitesse longitudinale dans la fenêtre de mesure ($m.s^{-1}$)



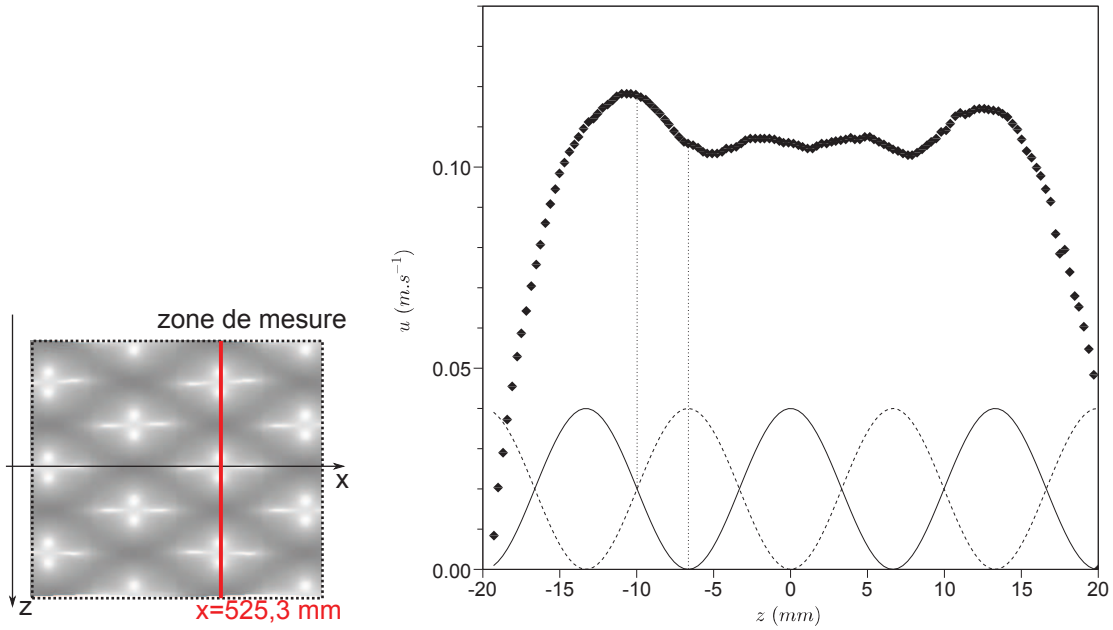
(c) Vitesse transversale dans la fenêtre de mesure ($m.s^{-1}$)

Figure 5.8 – Mesures de la vitesse pour le plan 1

La première observation qui peut être faite sur la figure 5.8 est que la vitesse est principalement dans la direction longitudinale. En effet les vitesses transversales sont visiblement plus faibles que les vitesses longitudinales. Il est également intéressant de noter la nature symétrique de l'écoulement par rapport au centre de la veine. Cette propriété est particulièrement visible sur le profil de vitesse longitudinale (figure 5.8(b)). Pour la vitesse transversale (figure 5.8(c)), la distribution de vitesse obtenue est légèrement bruitée sur la partie supérieure. Ce résultat est dû à la présence de particules qui se collent sur la paroi supérieure lisse du canal au fur et à mesure de l'acquisition des mesures.

Dans le cas du plan 1, la nappe laser étant relativement proche du haut du canal, les réflexions parasites dues à ces particules sont d'autant plus visibles. C'est dans la direction transversale, pour laquelle le déplacement est très faible, que les mesures sont les plus perturbées. On peut cependant observer sur la figure 5.8(c) la trace très faible du contournement des ondulations de la paroi inférieure par l'écoulement.

Dans le cas de la vitesse longitudinale, des variations sont observées dues à l'influence des déformations. Les valeurs de vitesse maximales sont observées à environ une demie longueur d'onde transversale des parois latérales tandis qu'au centre de la veine la vitesse varie peu. La figure 5.9 présente le profil de vitesse obtenu pour la position longitudinale $x = 525,3\ mm$. En trait plein, la trace du profil de la plaque déformée à la position longitudinale considérée a été également indiquée. Le profil de la plaque, décalé d'une demie longueur d'onde, est aussi représenté en pointillés.



(a) Position du profil transversal dans la zone de mesure ($x = 525,3\ mm$ et $y = 8,5\ mm$)

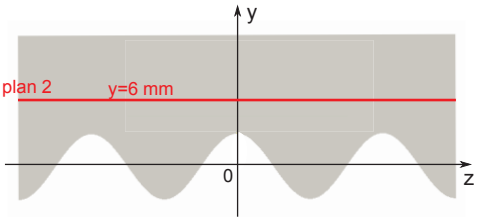
(b) Profil de vitesse longitudinale pour le plan 1

Figure 5.9 – Profil de vitesse pour le plan 1

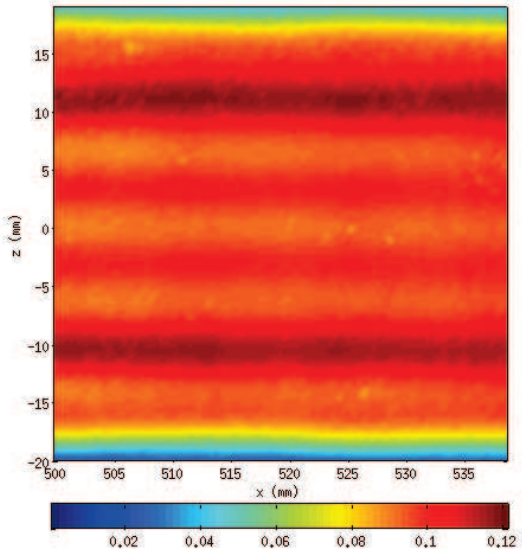
Sur le profil représenté sur la figure 5.9(b), il est intéressant de noter que, par rapport à un écoulement laminaire établi classique dans un canal plan, l'épaisseur de la couche limite près des parois est réduite. Les maxima de vitesse sont situés pour les positions à environ une demie longueur d'onde transversale des parois latérales. On peut voir également sur la figure 5.9(b) que les maxima les plus marqués du profil de vitesse se situent au niveau des positions transversales pour lesquelles il n'y a pas de déformation tout le long de l'écoulement (par exemple pour $z = -3\tilde{\lambda}_z/4 = -9.975\ mm$). Pour la déformation pariétale définie pour les essais, les arrêtes longitudinales définies à $z = -\tilde{\lambda}_z/4 \pm n\tilde{\lambda}_z/2$ ne sont pas ondulées et restent rectilignes.

5.3.1.2 Plan 2, $y = 6\ mm$

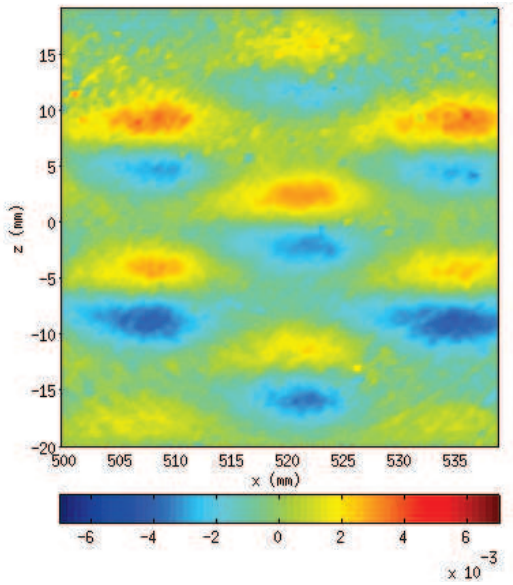
Le second plan considéré correspond à la hauteur au centre de la veine d'essai. La figure 5.10 rappelle la position de ce plan de mesure (figure 5.10(a)) et présente les cartographies de vitesses longitudinale et transversale obtenues. La hauteur entre le plan de mesure et les déformations est plus faible que pour les mesures précédentes (plan 1). L'influence des déformations est clairement plus visible sur l'organisation de l'écoulement dans ce plan.



(a) Hauteur du deuxième plan de mesure, $y = 6\ mm$



(b) Vitesse longitudinale dans la fenêtre de mesure $(m.s^{-1})$



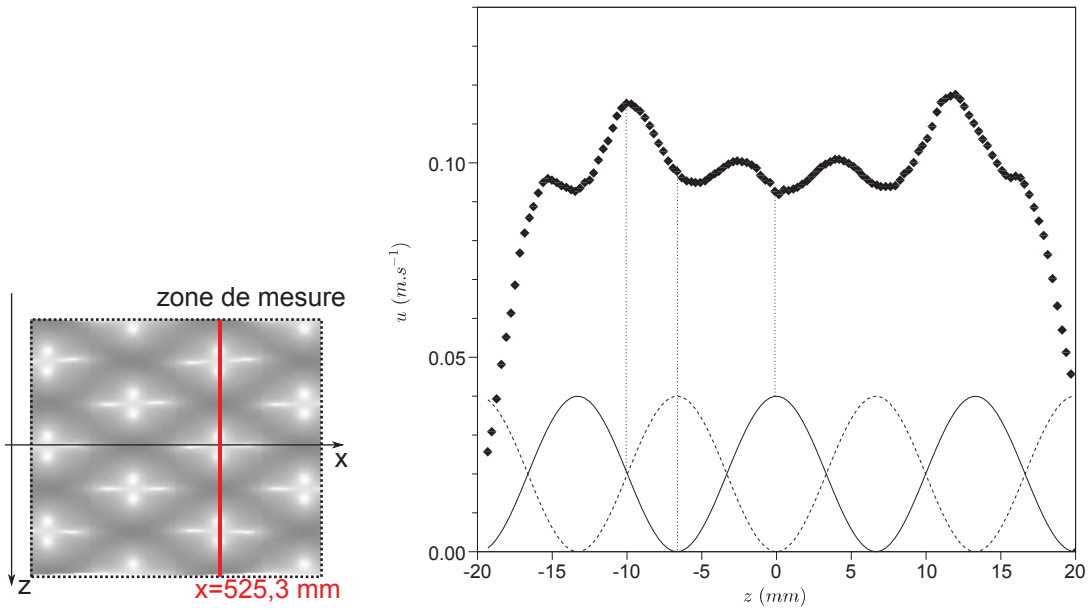
(c) Vitesse transversale dans la fenêtre de mesure $(m.s^{-1})$

Figure 5.10 – Mesures de la vitesse pour le plan 2

Le caractère symétrique de l'écoulement est bien mis en évidence par les contours de vitesse tracés pour le plan 2 au niveau des vitesses longitudinale et transversale. Comme précédemment, la vitesse dans la direction longitudinale est beaucoup plus importante que la vitesse transversale. Cependant, les vitesses transversales observées sur la figure 5.10(c) sont sensiblement plus importantes que celles observées pour le plan 1 (figure 5.8(c)). Pour le plan 2, la trace de l'organisation de l'écoulement imposé par les déformations de la paroi inférieure est bien visible. En effet, des vecteurs opposés apparaissent au voisinage de chaque maximum local de hauteur de paroi. De même, pour le profil de vitesse longitudinale (figure 5.10(b)), l'influence des déformations est plus importante que ce qui a été observé pour le plan 1 sur la figure 5.8(b). Néanmoins, les maxima et minima de vitesse sont situés pour les mêmes positions transversales que pour le plan 1 (soit pour les positions transversales définies telles que $z = -\tilde{\lambda}_z/4 \pm n\tilde{\lambda}_z/2$ pour les maxima et $z = -\tilde{\lambda}_z/2 \pm n\tilde{\lambda}_z/2$ pour les mi-

nima). Le profil de vitesse longitudinale a été tracée pour la position $x = 525,3\ mm$ sur la figure 5.11.

Les variations de vitesse observées sur la figure 5.11(b) sont plus importantes que pour le plan 1. Cependant la différence entre les pics de vitesse les plus grands et les pics de vitesse secondaires reste clairement marquée : l'influence des déformations pariétales est ainsi beaucoup plus visible dans les zones latérales par rapport au cœur de l'écoulement.



(a) Position du profil transversal dans la zone de mesure ($x = 525,3\ mm$ et $y = 6\ mm$)

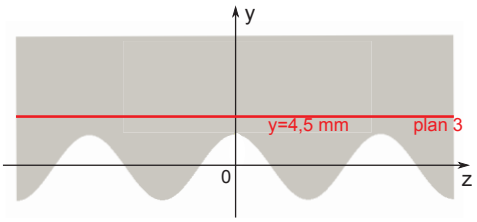
(b) Profil de vitesse longitudinale pour le plan 2

Figure 5.11 – Profil de vitesse pour le plan 2

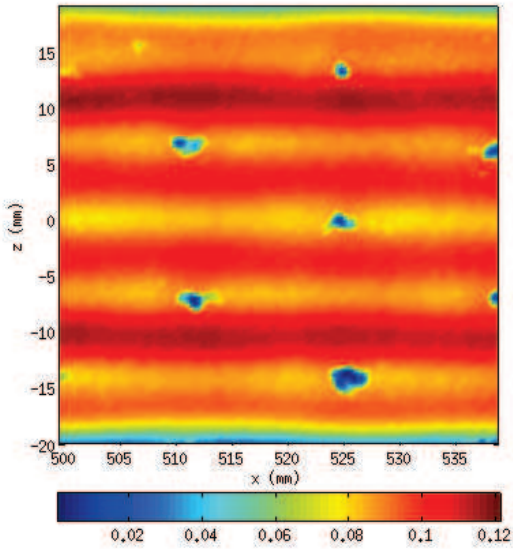
5.3.1.3 Plan 3, $y = 4,5\ mm$

Le dernier plan de mesure choisi, plan 3, est situé le plus proche possible des déformations, comme le rappelle la figure 5.12(a), soit à $1,5\ mm$ au dessus des maxima de la paroi inférieure. Les contours de vitesse obtenus sont présentés sur la figure 5.12. On peut vérifier que l'influence des déformations impacte l'écoulement de façon importante.

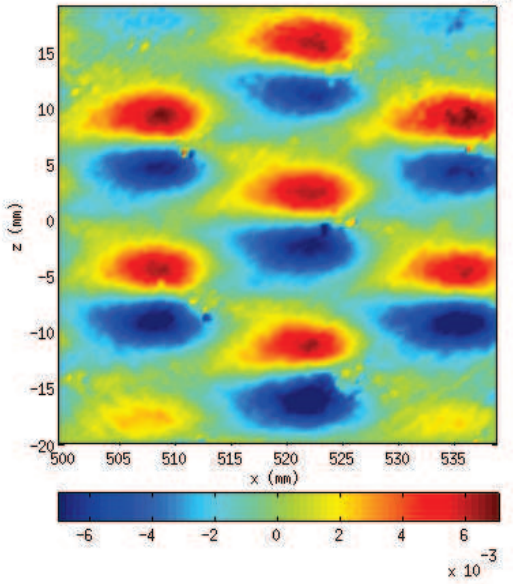
En premier lieu, on note la présence de zones pour lesquelles la vitesse n'est pas déterminée de façon satisfaisante dans le plan de mesure, c'est particulièrement visible sur le contour de vitesse longitudinale (figure 5.12(b)). Ces valeurs aberrantes sont dues à la présence de réflexions importantes de la nappe laser sur les bosses de la paroi déformée du canal. En effet, la nappe laser a une épaisseur comprise entre $2\ mm$ et $2,5\ mm$. Pour le plan de mesures à $y = 4,5\ mm$, le bas de la nappe est donc très proche des sommets caractérisés par une hauteur $y = 3\ mm$. Ces réflexions importantes brouillent alors les contrastes entre les particules illuminées et la lumière de réflexion n'est plus suffisante pour déterminer correctement les vitesses dans ces zones. Pour illustrer cela, la figure 5.13 présente un exemple d'image PIV utilisée pour le calcul des champs de vitesse. Sur cette image, on voit clairement les fortes réflexions dues à la proximité des sommets des déformations. Ces zones ont été entourées sur la photographie. Pour la suite de l'étude, les points se situant dans



(a) Hauteur du troisième plan de mesure, $y = 4,5\ mm$



(b) Vitesse longitudinale dans la fenêtre de mesure $(m.s^{-1})$



(c) Vitesse transversale dans la fenêtre de mesure $(m.s^{-1})$

Figure 5.12 – Mesures de la vitesse pour le plan 3

ces zones au voisinage des bosses n'ont donc pas été considérés.

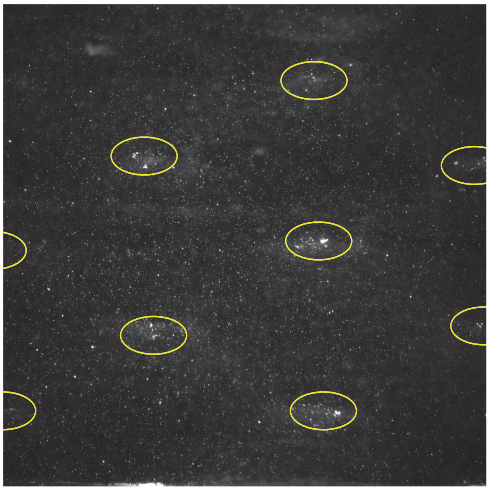
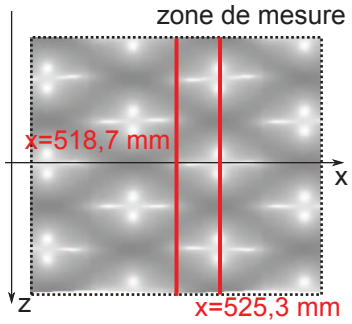
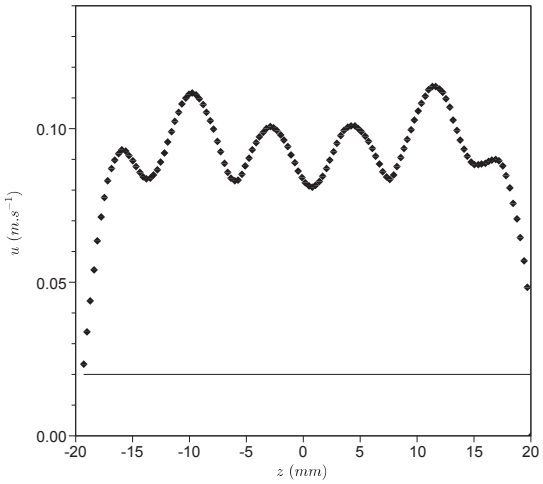


Figure 5.13 – Exemple d'image PIV pour le plan 3 avec mise en évidence des zones de fortes réflexions

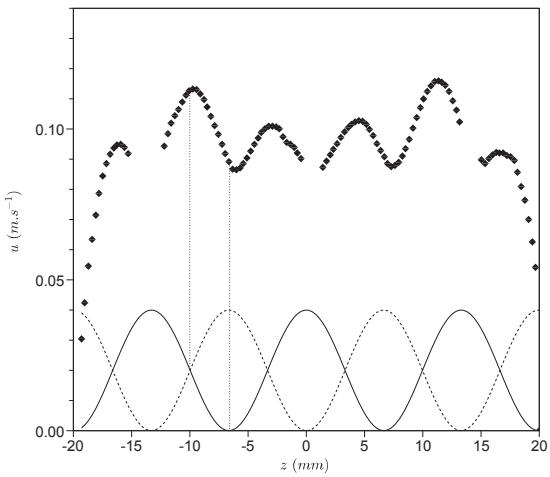
Les remarques quant à la symétrie de l'écoulement issues de l'analyse des deux autres plans de mesure sont toujours vérifiées ici. De plus, les vitesses transversales présentées sur la figure 5.12(c) sont nettement plus importantes que pour les plans 1 et 2. Les motifs identifiés précédemment peuvent aussi être repérés ici au voisinage de chaque maximum des déformations pariétales. Les vitesses transversales restent très faibles par rapport aux vitesses longitudinales. En ce qui concerne la vitesse longitudinale, les variations de vitesse sont visiblement plus importantes par rapport aux résultats précédents. Pour avoir une vision plus claire de ces résultats, comme pour les plans précédents, le profil de vitesse observé pour la position longitudinale $x = 525.3\ mm$ (repéré sur la figure 5.14(a)) a été tracé sur la figure 5.14(c). Les points aberrants ont été supprimés. De même, un profil a été tracé pour la position longitudinale $x = 518,7\ mm$ sur la figure 5.14(b) avec le profil de déformation de la paroi correspondant pour lequel il n'y a pas de zones de vitesses aberrantes dues aux réflexions. On peut remarquer que comme le montre déjà la figure 5.12(b), les profils transversaux sont très peu modifiés dans le sens longitudinal.



(a) Position des profils transversaux dans la zone de mesure ($x = 518,7\ mm$ et $x = 525,3\ mm$, $y = 4,5\ mm$)



(b) Profil de vitesse longitudinale pour le plan 3 pour $x = 518,7\ mm$



(c) Profil de vitesse longitudinale pour le plan 3 pour $x = 525,3\ mm$

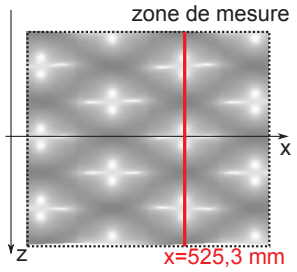
Figure 5.14 – Profils de vitesse pour le plan 3

Comme pour les profils tracés pour le plan 1 et le plan 2, des remarques peuvent être faites ici : on distingue quatre pics de vitesse qui correspondent aux positions pour lesquelles les arrêtes longitudinales ne sont pas déformées ($z = \tilde{\lambda}_z/4 \pm n\tilde{\lambda}_z/2$). Ces positions transversales particulières

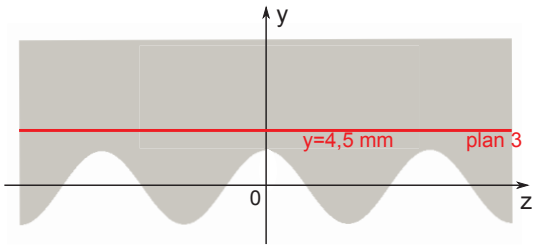
correspondent aux zones pour lesquelles il n'y a pas de modification locale de section de passage, ce qui favorise l'écoulement et explique que les maxima de vitesse soient positionnés autours de ces positions transverses. La vitesse maximale est située à proximité de la paroi tandis que les variations de vitesse sont visiblement plus importantes que pour les plans 1 et 2, pris à une hauteur plus grande.

5.3.2 Comparaison PIV et LDA

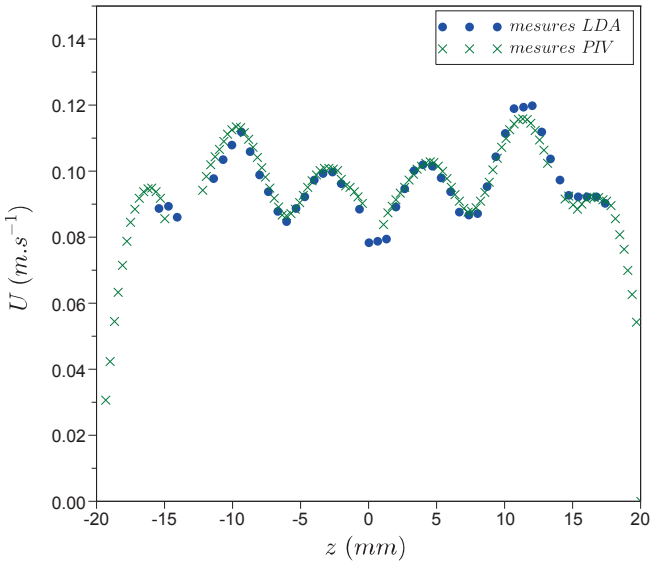
Les profils transversaux de vitesse longitudinale correspondants à la hauteur $y = 4,5\ mm$ (plan 3 pour les mesures PIV) et à la position $x = 525,3\ mm$ obtenus avec les deux techniques sont comparés. La position du profil est donnée sur les figures 5.15(a), dans le sens longitudinal, et 5.15(b), dans le sens transversal. Les deux profils de vitesse obtenus sont alors présentés sur la figure 5.15(c).



(a) Position longitudinale du profil dans la zone de mesure ($x = 525,3\ mm$)



(b) Hauteur du plan de mesure, $y = 4,5\ mm$



(c) Profils de vitesse longitudinale

Figure 5.15 – Comparaison des résultat entre les mesures LDA et PIV

La figure 5.15(c) montre, de façon qualitative, un bon accord entre les résultats expérimentaux obtenus par PIV et par LDA. Les maxima et minima de vitesse sont situés aux mêmes positions

et il y a peu d'écart entre tous les points déterminés. Afin de quantifier cette comparaison des deux profils mesurés, il faut prendre en compte le volume de mesure pour la LDA. En effet, la dimension transversale du volume de mesure couvre $1,689\ mm$. Nous avons fait le choix de moyenner les valeurs de la vitesse déterminées par PIV sur une longueur équivalente autour des positions des mesures LDA (le graphe obtenu n'est pas présenté ici). L'écart entre les données LDA et les données PIV moyennées est alors calculé pour chaque point. Cet écart est faible : au maximum, il est de $6,21\%$ tandis qu'en moyenne, il est de $2,34\%$. Compte-tenu des imprécisions expérimentales, notamment quant à la localisation exacte des positions de mesures, on peut considérer qu'il y a un très bon accord entre les résultats obtenus par PIV et par LDA.

L'utilisation des mesures LDA permet par une méthode simple sur laquelle il y a peu d'incertitudes de mesures de valider les résultats PIV observés. Les données obtenues pour les différents plans de mesure PIV représentent donc bien la physique de l'écoulement. Les mesures expérimentales ont donc pu être utilisées comme base pour valider le modèle numérique présenté dans la suite de l'étude.

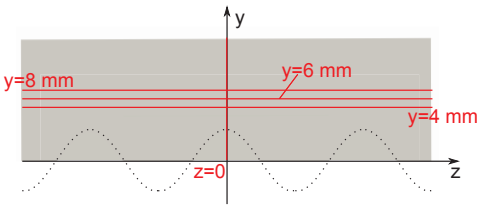
5.3.3 Caractérisation des conditions d'entrée expérimentales par LDA

Pour déterminer les conditions d'entrée à l'amont de la plaque déformée, les profils de vitesse longitudinale ont été déterminés par LDA. Des mesures ont été réalisées $10\ mm$ en amont de la plaque déformée, au-dessus de la plaque lisse déposée à l'entrée du canal. Les profils expérimentaux obtenus dans la direction z pour trois hauteurs différentes : $y = 4\ mm$, $y = 6\ mm$ et $y = 8\ mm$ sont présentés sur la figure 5.16(b). De même, la figure 5.16(c) donne le profil vertical mesuré au centre de la veine.

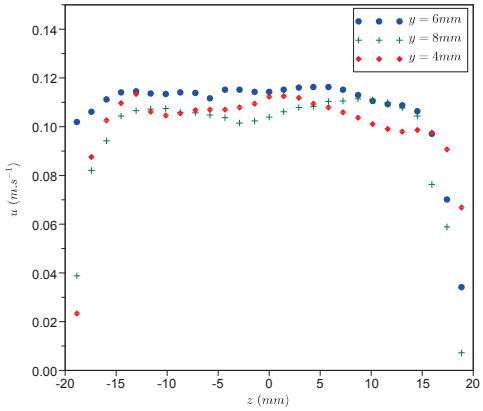
Les profils transversaux en entrée, représentés sur la figure 5.16(b), montrent que le régime hydraulique n'est pas établi. C'est en fait un profil de vitesse en cours d'établissement qu'on observe : les couches limites ne sont pas pleinement développées et la vitesse est quasiment uniforme au centre de la veine pour un profil donné. Par contre dans la direction de la hauteur, le profil présenté sur la figure 5.16(c) est parabolique. Dans cette direction qui est plus petite que la largeur de la veine, les couches limites sont établies.

5.4 Modèle numérique

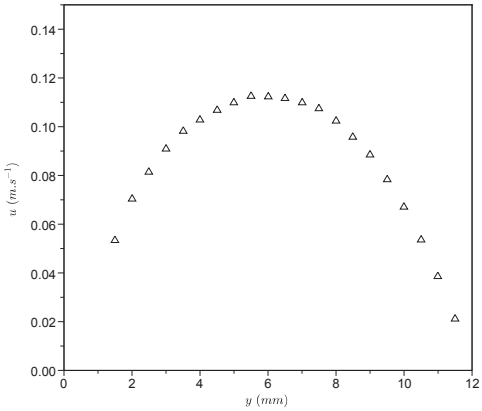
L'objectif est de comparer le modèle numérique aux résultats expérimentaux. Pour les différents tests numériques réalisés, des conditions aux limites les plus proches possibles du cas expérimental ont été utilisées. Ainsi, les conditions d'entrée imposées dans les simulations sont fonction des profils de vitesse longitudinale mesurés en amont de la plaque déformée présentés dans la partie précédente. Afin d'utiliser un profil de vitesse similaire pour les simulations numériques, un canal lisse de hauteur et de largeur similaire à celle du cas expérimental a tout d'abord été considéré. Pour le débit d'entrée expérimental, le profil de vitesse en cours d'établissement s'approchant le plus des résultats de la LDA (même pente pour les régions de proche paroi et même vitesse au centre pour les profils transversaux) a été déterminé au bout d'une longueur de canal donnée. C'est ce profil obtenu numériquement qui a été utilisé comme condition amont pour les différents cas numériques présentés dans cette partie. La figure 5.17 présente le profil de vitesse numérique imposé en entrée, sur lequel les profils expérimentaux transversaux et vertical ont été superposés en rouge.



(a) Définition des quatre profils de vitesse longitudinale mesurés en amont des déformations



(b) Profils transversaux expérimentaux de vitesse longitudinale $10\ mm$ en amont des déformations



(c) Profil vertical expérimental de vitesse longitudinale $10\ mm$ en amont des déformations

Figure 5.16 – Vitesse à l'entrée de la plaque déformée déterminée par LDA

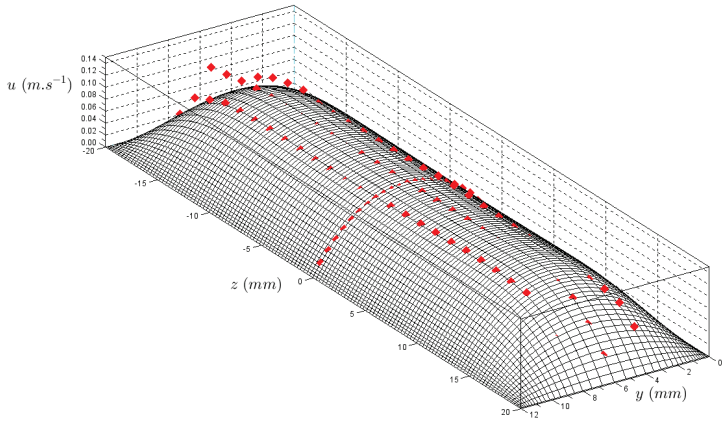


Figure 5.17 – Profil de vitesse longitudinale imposé en entrée avec les profils expérimentaux obtenus par LDA

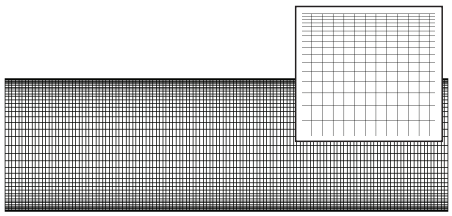
Le fluide utilisé est de l'eau, dont les propriétés thermo-physiques ont été prises à la température moyenne mesurée lors des mesures expérimentales, soit $296\ K$. Dans un premier temps, les parois du canal sont considérées comme des murs lisses sans glissement.

5.4.1 Géométrie et maillage

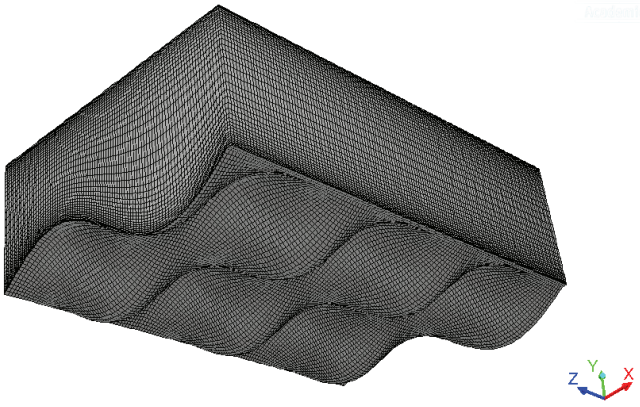
Pour l'étude numérique, la géométrie du canal déformé expérimental a été reproduite en partie afin de limiter le nombre de mailles. En effet, la partie du canal incluant la plaque déformée a été simulée précédée d'une longueur de canal lisse.

On considère un canal de hauteur moyenne $12\ mm$ et de largeur $39,9\ mm$ dont la paroi inférieure est déformée selon les paramètres de déformations réels (voir section 5.1.2). La longueur déformée correspond à la longueur de la plaque déformée, soit $22\tilde{\lambda}_x = 585,2\ mm$. En amont du canal déformé, une section de canal lisse d'une longueur $10\ mm$ est intégrée au calcul. Cette distance correspond à celle à laquelle le profil d'entrée de l'écoulement a été déterminé expérimentalement (voir section 5.3.3).

Le maillage de la géométrie a été réalisé avec des éléments hexaédriques. Le maillage est réalisé par extrusion de la face supérieure du canal vers la face inférieure. Près des parois, une taille de maille plus faible a été utilisée afin de capter au mieux les gradients pariétaux. La dimension des cellules augmente graduellement à mesure qu'on s'éloigne des parois. Le maillage obtenu pour la face d'entrée et pour une longueur d'onde de déformation du canal est présenté sur la figure 5.18.



(a) Maillage de la face d'entrée du canal



(b) maillage tridimensionnel sur une période de déformation longitudinale du canal

Figure 5.18 – Illustration du maillage du canal plan à paroi inférieure déformée

Afin de déterminer la taille optimale du maillage, différentes tailles de discrétisation ont été considérées. L'étude de sensibilité au maillage a été réalisée pour un des modèles de turbulence envisagé. Le régime de transition étant le plus difficile à modéliser, c'est le modèle Transition SST à quatre équations qui a été choisi pour réaliser l'étude. Pour limiter le temps de calcul nécessaire, cette étude a été réalisée sur une géométrie réduite, correspondant à une longueur de cinq périodes de déformation longitudinales (soit $133\ mm$), les conditions d'entrée restent les mêmes que celles utilisées pour le calcul complet. Quatre tailles de maillages ont été déterminées, dont les caractéristiques sont données dans le tableau 5.1. La taille moyenne des cellules, notée s, est définie selon l'expression donnée par Celik et al. [27] :

$$s = \left[\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}(\Delta V_i)\right]^{1/3} \tag{5.5}$$

avec N le nombre total de cellules et ΔV_i le volume de chaque cellule.

Numéro	1	2	3	4
nombre de cellules N	485568	996480	2508000	8213760
Taille moyenne des cellules s (mm)	0,52	0,41	0,30	0,20
Taille minimale des cellules (mm)	0,125	0,1	0,075	0,05

Tableau 5.1 – Caractéristiques des quatre maillages considérés pour la géométrie du canal déformé

Comme première vérification, la valeur de la distance à la paroi adimensionalisée y^+ a été déterminée pour les quatre maillages construits. Ce paramètre est calculé par :

$$y^+ = \frac{\rho u_\tau y}{\mu} \tag{5.6}$$

avec y la distance à la paroi et u_τ la vitesse de frottement. Pour des résultats les meilleurs possibles avec un modèle de turbulence Transition SST, la valeur de y^+ doit être en général d'environ 1, d'après la documentation de ANSYS Fluent [1], car l'approche choisie n'utilise pas de lois de paroi. Les valeurs maximales et moyennes obtenues pour ce paramètre sont présentées dans le tableau 5.2. Les quatre maillages étudiés donnent des résultats satisfaisants en terme de valeur moyenne de y^+. Pour les maillages 1 et 2, les valeurs maximales de y^+ sont cependant importantes par rapport à la préconisation.

Numéro	1	2	3	4
s (mm)	0,52	0,41	0,30	0,20
y^+ maximal	2,35	1,78	1,33	0,93
y^+ moyen	0,63	0,49	0,37	0,25

Tableau 5.2 – Valeurs de y^+ pour les quatre caractéristiques de maillage considérées

Afin d'estimer la convergence des résultats lorsque le nombre de mailles augmente dans le domaine, les profils transversaux de vitesse longitudinale obtenus pour la position $x = (3 + 3/4)\tilde{\lambda}_x = 99,75\ mm$ ont été tracés à la hauteur $y = 4,5\ mm$. La figure 5.19 présente les résultats obtenus. Les profils observés se rapprochent de plus en plus du cas du maillage le plus fin. Pour ce profil, l'écart entre la vitesse moyenne calculée pour le maillage le plus fin et le maillage numéro 3 est de $1,23\%$ ce qui est faible. Les mêmes observations peuvent être faites pour d'autres profils de vitesse tracés à différentes hauteurs et qui ne sont pas présentés ici.

Au vu des résultats obtenus, le maillage 3 (tel que $s = 0,30\ mm$) semble donner des résultats satisfaisants tout en limitant le nombre de mailles du domaine et donc le temps de calcul nécessaire. Il est important de rappeler que du fait de l'augmentation du nombre d'équations à résoudre, le temps de calcul est significativement plus long que pour le cas du tube déformé considéré dans les chapitres précédents (environ 60 heures sont nécessaires). Le maillage 3 a donc été appliqué à la géométrie définie précédemment (sur une longueur correspondant à 22 périodes de déformations).

Pour cette géométrie complète, le maillage compte au total 10 406 880 mailles. C'est ce maillage qui a été utilisé pour les modèles de turbulence définis dans la section suivante (laminaire, $k - \omega$

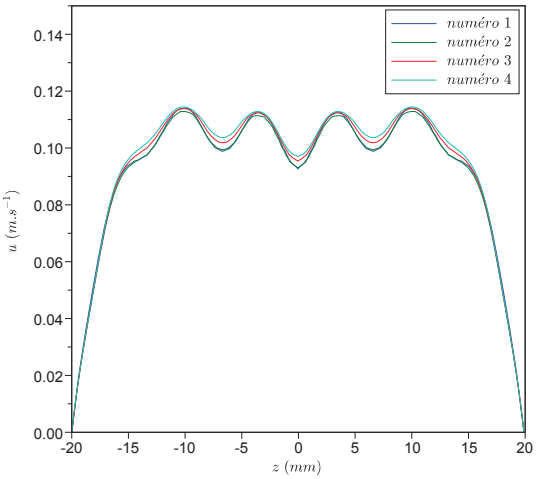


Figure 5.19 – Profils transversaux de vitesse longitudinale ($x = 99,75\ mm$ et $y = 4,5\ mm$) pour quatre maillages de différentes tailles caractéristiques

SST, Transition SST et Transition $k-k-l$).

5.4.2 Modèles de turbulence

Dans l'objectif de comparer les résultats expérimentaux avec les simulations numériques, différents modèles de turbulence ont été considérés en complément du modèle laminaire. Une approche $RANS$ a été utilisée avec des systèmes à deux, trois ou quatre équations supplémentaires pour fermer le système d'équations.

Quatre modèles ont été considérés :

– Modèle laminaire

  Les équations de Navier-Stokes peuvent dans ces hypothèses être résolues directement et le système d'équations est fermé. Le modèle correspond au modèle décrit dans le chapitre 2 pour la géométrie du tube à déformations successives alternées. Les équations de Navier-Stokes (équation 2.5) et de la continuité (équation 2.4) sont alors résolues.

– Modèle $k-\omega\ SST$

  En régime turbulent, la vitesse et les autres variables de l'écoulement sont considérées comme la somme de leur valeur moyenne et d'une partie fluctuante. Afin de résoudre le système d'équations obtenu en remplaçant les variables par ce type d'expression, de nouvelles équations doivent être introduites pour fermer le système et pouvoir le résoudre. Dans le cas du modèle $k-\omega\ SST$, à l'équation de continuité et l'équation de Navier-Stokes moyennées, s'ajoutent une équation pour l'énergie cinétique turbulente k et une équation pour le taux de dissipation spécifique ω. Ces équations sont présentées en détail dans le *Theory Guide* de ANSYS Fluent [1]. Les différentes constantes du modèle et sa formulation sont adaptées pour prendre en compte le transport du cisaillement dans l'écoulement (*Shear Stress Transport*). Une correction supplémentaire est apportée pour les écoulements à faible nombre de Reynolds, comme c'est le cas ici.

– Modèle Transition SST

Ce modèle, implémenté dans ANSYS Fluent permet de modéliser la transition entre les régimes laminaire et pleinement turbulent. Au modèle $k-\omega$ SST décrit ci-dessus, deux équations sont ajoutées. La première représente le transport de l'intermittence, un paramètre compris entre les valeurs 0 (pour un écoulement pleinement turbulent) et 1 (pour un écoulement laminaire). La seconde équation de transport concerne le critère de détection de la transition : un nombre de Reynolds calculé par rapport à l'épaisseur de la quantité de mouvement. Les équations peuvent être trouvées dans la documentation de ANSYS Fluent [1] et dans la littérature [110]. Shome [145] donne quant à lui dans son article une validation de ce modèle pour le cas d'un écoulement d'air dans une conduite cylindrique verticale chauffée.

– Modèle Transition $k-k-l$

Le modèle Transition $k-k-l$ est un autre modèle proposé par ANSYS Fluent pour les écoulements dans le régime de transition. Il se rapproche du modèle $k-\omega$ auquel on ajoute une troisième équation pour l'énergie cinétique laminaire k_l. Les détails du modèle sont décrits dans le *Theory Guide* de ANSYS Fluent [1]. Une validation de ce modèle est donnée dans le cas de la couche limite d'un écoulement oscillant sur une plaque plane par Shome [144].

Les différents modèles de turbulence ont été utilisés dans un premier temps avec les paramètres par défaut proposés par ANSYS Fluent. Pour tous les termes des différentes équations qui apparaissent dans ces différents modèles, un schéma de discrétisation au deuxième ordre amont a été utilisé tandis que les termes de gradients sont calculés par la méthode des moindres carrés. Comme dans le cas de l'étude du tube déformé, l'algorithme de couplage pour la pression et la vitesse est l'algorithme SIMPLEC [1].

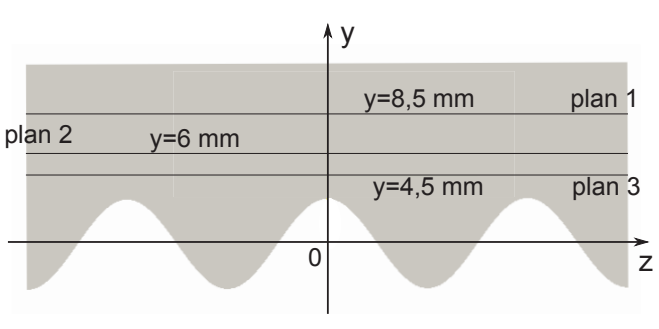
5.4.3 Comparaison des simulations numériques et des mesures expérimentales

Les quatre modèles numériques définis dans la section précédente ont été comparés avec les mesures expérimentales. Pour cela, trois profils transversaux de vitesse longitudinale ont été extraits aux hauteurs correspondants aux différents plans de mesure PIV ($y = 8,5\ mm$, $y = 6\ mm$ et $y = 4,5\ mm$). Afin d'éviter les éventuelles zones de réfexions sur les mesures PIV, notamment lorsque la hauteur de mesure est faible ($y = 4,5\ mm$), la position longitudinale à laquelle les profils ont été déterminés correspond à $x = 518,7\ mm$. La figure 5.20 rappelle la hauteur des trois plans de mesures ainsi que la position longitudinale choisie dans la fenêtre de mesure PIV.

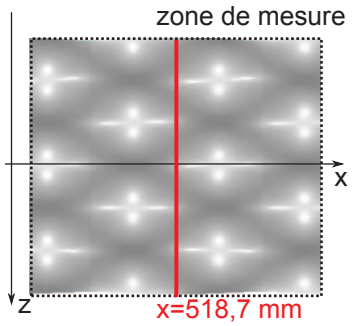
La figure 5.21 présente, pour les trois plans de mesure, les profils de vitesse longitudinale pour les modèles $k-\omega$ SST, Transition SST, Transition $k-k-l$ et laminaire ainsi que les résultats PIV.

L'observation de ces trois figures montre que les résultats expérimentaux ne sont décrits de façon satisfaisante par aucun des quatre modèles numériques proposés. Cependant il convient de noter que, quel que soit le modèle, les maxima et minima locaux de vitesse longitudinale calculés sont situés aux mêmes positions transversales (selon z) que ceux déterminés expérimentalement. Le comportement décrit numériquement n'est donc pas totalement différent de l'organisation de l'écoulement réel mesuré.

Si on compare les résultats PIV et le modèle $k-\omega$ SST, qui correspond à un écoulement turbulent, et le modèle laminaire, il est intéressant de remarquer que les profils expérimentaux sont

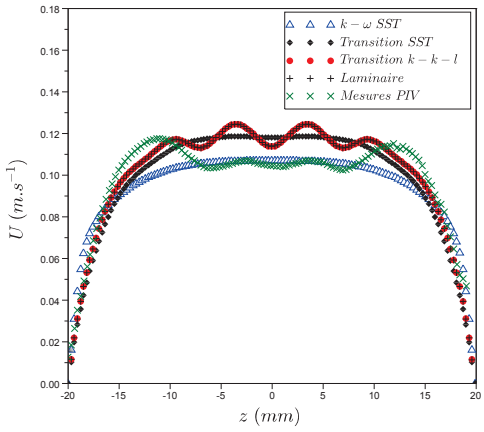


(a) Hauteur des trois profils mesurés

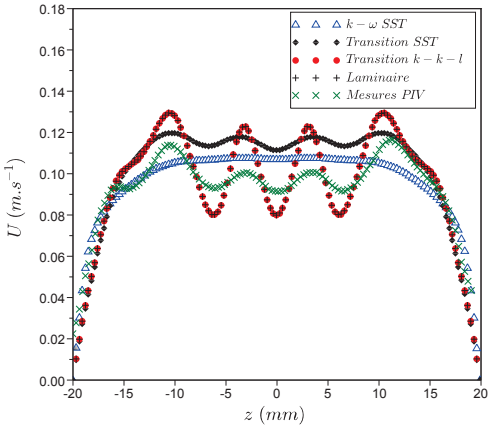


(b) Position longitudinale des profils dans la zone de mesure ($x = 518,7\ mm$)

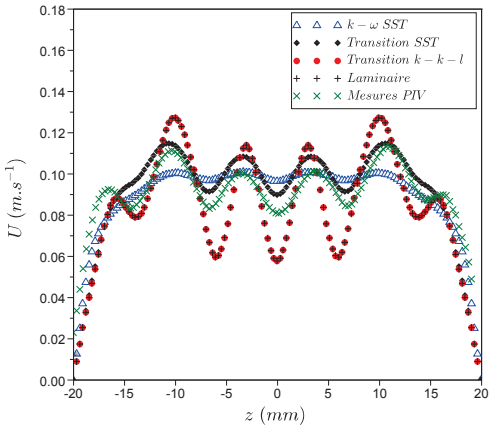
Figure 5.20 – Localisation des trois profils de vitesse tracés pour les différents modèles numériques et les mesures expérimentales



(a) plan 1 ($y = 8,5\ mm$)



(b) plan 2 ($y = 6\ mm$)



(c) plan 3 ($y = 4,5\ mm$)

Figure 5.21 – Profils transversaux de vitesse longitudinale pour les différents modèles numériques et les mesures expérimentales (résultats modèles laminaires et Transition $k-k-l$ superposés)

globalement situés entre ces deux profils : les variations dans les valeurs de vitesse sont, pour un profil donné ($y = 4,5$, 6 ou $8,5$ mm), moins importantes que dans le cas laminaire mais clairement plus marquées que dans le cas turbulent où la dissipation est plus importante. Ces résultats tendent à montrer que l'écoulement expérimental est en fait dans le régime de transition et non en régime laminaire comme cela avait été initialement supposé. Les deux modèles $RANS$ pour les écoulements en régime de transition ont donc également été étudiés.

Le modèle Transition $k - k - l$ donne des résultats identiques au modèle laminaire dans les conditions considérées ici. Le modèle Transition SST quant à lui donne des résultats entre les modèles laminaire et turbulent. C'est celui qui qualitativement se rapproche le plus des mesures expérimentales : particulièrement à la hauteur du plan 3 pour $y = 4,5$ mm (figure 5.21(c)), les résultats n'étant cependant pas satisfaisants. Si les erreurs quant au positionnement de la nappe laser et son épaisseur induisent des incertitudes sur les mesures, l'allure des profils observés reste différente. Ainsi, près des parois, le modèle turbulent est celui qui semble se rapprocher le plus des mesures. De même, pour les mesures expérimentales, la vitesse au centre est en moyenne plus faible que celle décrite numériquement.

Au global, le modèle Transition SST est celui qui se rapproche le plus des mesures sans toutefois les représenter de façon satisfaisante. En effet, pour le plan 3, l'écart maximal local des valeurs numériques par rapport aux mesures expérimentales, observé sur le profil transversal tracé, est de 8%. Il est de 14% pour le plan 2 et de 10% pour le plan 1. On peut de plus remarquer que pour le plan 1 qui est le plus éloigné de la surface déformée et par conséquent le moins perturbé, qu'aucune des simulations numériques ne prédit les deux maxima latéraux de vitesse (vers $z \approx \pm 3\tilde{\lambda}_z/4$).

Du fait des différences significatives observées entre les premières simulations présentées précédemment et les données expérimentales, différents tests ont été conduits dans le but d'améliorer la prédictibilité des simulations. L'influence de la rugosité ainsi que celle d'une modification des conditions d'entrée ont été envisagées. Cependant, ces premiers tests ne montrent pas d'évolution significative des résultats. Des études plus fines prenant en compte par exemple toute la longueur d'entrée lisse du canal devraient être conduites.

5.5 Conclusions et perspectives

Les déformations successives alternées ont été appliquées à une plaque afin de mesurer expérimentalement l'effet de telles déformations sur l'écoulement. Ce type de géométrie a été choisi car les méthodes expérimentales sont plus simples à mettre en œuvre que pour une géométrie tubulaire pour des mesures locales avec des techniques non intrusives comme la PIV et la LDA. La plaque déformée a été réalisée par impression $3D$ et placée dans un canal plan.

La technique de la PIV a permis de mesurer la vitesse dans des plans horizontaux à différentes hauteurs au-dessus de la plaque déformée. Les résultats observés ont été validés par des mesures LDA. L'observation de l'écoulement a mis en évidence l'influence des déformations successives alternées sur les champs de vitesse. La présence des déformations pariétales influence fortement les champs de vitesse transversale. Pour la vitesse longitudinale, des maxima et minima apparaissent transversalement dans l'écoulement. Les valeurs maximales sont localisées transversalement à

$z = \tilde{\lambda}_z/4 \pm \tilde{\lambda}_z/2$. Pour ces positions transversales z, la déformation de la paroi est identiquement nulle tout le long de la plaque. Les minima sont identifiés pour la position transversale correspondant aux hauteurs maximales et minimales de la plaque déformée ($z = \tilde{\lambda}_z/2 \pm \tilde{\lambda}_z/2$). Ainsi dans ces zones l'épaisseur de la couche limite est localement augmentée ou diminuée. La présence de la plaque déformée permet donc un brassage de l'écoulement plus important que pour l'écoulement dans un canal plan, ce qui est d'autant plus vrai lorsqu'on est au voisinage des déformations pariétales.

La comparaison des résultats expérimentaux avec différents modèles numériques a permis de montrer que contrairement aux hypothèses initiales, le régime de l'écoulement est en fait transitionnel et non laminaire. Différents modèles $RANS$ implémentés dans le logiciel ANSYS Fluent ont été testés pour tenter d'approcher l'écoulement réel. Le modèle Transition SST permet d'approcher l'écoulement réel mais ne permet pas de décrire de façon satisfaisante l'écoulement localement. Des mesures complémentaires à des vitesses d'écoulement plus faibles devront être réalisées. Par ailleurs des simulations numériques complémentaires, par exemple en incluant pleinement le canal amont, seront nécessaires pour expliquer les différences observées par rapport aux résultats expérimentaux.

La configuration présentée ici présente un intérêt pour des applications réelles comme celles d'échangeurs à plaque. Une perspective d'étude intéressante pour ce type de géométrie est la détermination de l'écoulement entre deux plaques déformées comme celle décrite dans ce chapitre. Des paramètres comme le déphasage entre les déformations supérieures et inférieures semblent alors intéressants à étudier.

Conclusions générales et perspectives

Conclusions

Les travaux présentés dans ce mémoire de thèse ont permis de caractériser un type donné de déformations successives alternées, appliqué à différents dispositifs. L'influence des paramètres géométriques des déformations a été étudiée et une configuration d'écoulement performante pour intensifier le mélange ou le transfert thermique a été déterminée.

L'effet de l'application des déformations successives alternées sur la paroi d'un tube simple a été caractérisé. L'étude a été réalisée numériquement avec le logiciel ANSYS Fluent et les choix du modèle et des schémas de discrétisation des équations ont été justifiés.

Les résultats montrent que les déformations pariétales créent un écoulement secondaire particulier : des vitesses radiales non nulles sont observées sur les axes horizontal et vertical du tube tandis que des macro-structures tourbillonnaires se développent au cœur de l'écoulement. Le sens de l'écoulement secondaire s'inverse au cours de la période des déformations pariétales. La présence de plans de symétrie a également été mise en lumière. Les résultats indiquent également que les paramètres géométriques des déformations influencent la structuration de l'écoulement secondaire. Il a aussi été montré que le rapport de la longueur d'onde sur l'amplitude des déformations est, dans une gamme qui a été définie, un paramètre pertinent de similitude pour les performances thermo-hydrauliques du tube déformé. L'étude du mélange a cependant permis de mettre en avant les limitations de la géométrie. En effet, le fluide au centre du tube déformé est peu, voir pas, affecté par l'écoulement secondaire et n'est donc pas mélangé de façon satisfaisante avec le reste du fluide. De plus, l'écoulement est organisé par quadrant de tube et il n'y a que très peu de mélange global sur l'ensemble du tube. Une amélioration des performances de l'écoulement en appliquant le même principe de déformations à d'autres configurations est possible. Dans ce but, des configurations annulaires ont été étudiées.

La première configuration considérée présente des déformations alternées à la fois sur les parois interne et externe de la géométrie annulaire. L'analyse réalisée a permis d'analyser la topologie de l'écoulement secondaire créé qui découle de la combinaison des deux déformations. Ainsi des composantes radiales de vitesse non nulles ont pu être identifiées sur les axes horizontal et vertical de la géométrie ainsi que des vitesses angulaires dues aux macro-structures tourbillonnaires qui se développent. De même, la nature symétrique de l'écoulement a pu être mise en évidence. Changer le déphasage longitudinal et le déphasage angulaire entre les deux géométries permet de modifier l'architecture de cet écoulement, notamment en neutralisant le mouvement dans la direction radiale et en amplifiant les vitesses angulaires. L'étude a permis d'identifier un bon compromis entre ces deux types de mouvements pour améliorer le transfert thermique. Si la configuration considérée permet d'augmenter les performances thermo-hydrauliques par rapport à un tube annulaire lisse,

en général, le mélange est loin d'être optimal du fait de la structuration de l'écoulement. Pour différentes valeurs du déphasage longitudinal, comme dans le cas du tube simple, l'organisation radiale de l'écoulement divise l'écoulement en quatre quadrants dans lesquels les particules fluides restent très majoritairement confinées.

La seconde configuration coaxiale présentée dans le troisième chapitre a été développée dans le but d'augmenter les capacités de mélange des déformations successives alternées en cherchant à modifier l'organisation radiale de l'écoulement. Les déformations pariétales étudiées, appliquées à la paroi externe du dispositif, ont alors été combinées avec une déformation torsadée de la paroi interne qui crée un mouvement *swirl* (hélicoïdal) dans le sens de l'écoulement. L'analyse de l'écoulement a permis de montrer que le mouvement tangentiel créé par le *swirl* permet de détruire l'organisation en quadrant de l'écoulement en modifiant l'organisation radiale de l'écoulement. Ainsi, les particules fluides mélangées radialement par des déformations pariétales sont également transportées dans la direction tangentielle et les champs scalaires sont uniformisés dans l'écoulement. L'utilisation du suivi lagrangien de l'écoulement a permis de montrer que l'augmentation du mélange, par rapport à une géométrie de référence, est due à la présence d'advection chaotique : les trajectoires de particules fluides initialement proches divergent et un mélange uniforme est alors possible même pour une faible longueur de tube. L'effet de l'advection chaotique dans l'écoulement est observé lorsque les écoulements secondaires créés par les deux types de déformations interagissent. Afin d'assurer que ces mouvements sont plus important que la dissipation visqueuse et peuvent se combiner, les paramètres géométriques de déformation et le nombre de Reynolds de l'écoulement doivent être choisis suffisamment importants. Une comparaison avec des données bibliographiques a permis de montrer que l'augmentation des pertes de charge générées par rapport à une géométrie annulaire lisse reste mesurée, ce qui rend l'application d'une telle géométrie intéressante en pratique.

La configuration annulaire combinée a été évaluée dans le cas d'un échangeur air-solaire à concentration. Les premiers résultats ont montré que pour une puissance de pompage donnée, les performances thermiques de l'échangeur sont significativement augmentées.

Enfin, une campagne de mesures expérimentales a été réalisée dans le but de valider les simulations numériques utilisées. Les profils de vitesse longitudinale et transversale ont été mesurés par LDA et par PIV dans différents plans horizontaux au dessus d'une plaque déformée placée dans un canal plan. Les déformations de la plaque suivent le même principe que les déformations successives alternées de la géométrie tubulaire. Les mesures expérimentales ont permis de montrer que les profils de vitesse sont modifiés par la présence des déformations. Les différences obtenues entre les mesures et les simulations numériques, initialement en modèle laminaire, ont été essentiellement attribuées au fait que le régime d'écoulement expérimental est sans doute pour partie en régime de transition. Ainsi le modèle numérique a été modifié pour représenter au mieux cet écoulement plus complexe. Différents modèle $RANS$ ont été utilisés et il a été montré que le modèle Transition SST [1], donne des résultats les plus proches des mesures réalisées. Cependant, ce modèle ne correspond pas exactement à l'écoulement au niveau local. Une prise en compte plus complète des conditions expérimentales sera alors nécessaire pour compléter l'analyse.

Perspectives

Les résultats présentés ont permis de proposer plusieurs configurations d'écoulement permettant d'intensifier le transfert thermique et le mélange. L'étude a également permis de soulever plusieurs points sur lesquels des investigations complémentaires pourraient être conduites.

Pour modifier l'écoulement secondaire et améliorer les performances du tube simple à déformations successives alternées, différentes solutions peuvent être envisagées. Par exemple, il peut sembler intéressant de varier l'angle entre la direction des déformations sur plusieurs périodes. De même, superposer une deuxième déformation de longueur d'onde plus courte et d'amplitude plus faible à la première peut sembler une piste intéressante à considérer.

L'application des déformations successives alternées aux parois interne et externe d'une configuration de tube coaxial a montré des performances intéressantes en terme de transfert thermique. Afin de compléter l'étude, une prise en compte de tous les paramètres de déformations et de leurs effets combinés doit être réalisée.

Combiner les déformations successives alternées et le mouvement *swirl* génère un écoulement intéressant et ouvre de nombreuses perspectives d'études. Ainsi, l'étude de l'influence des paramètres géométriques des déformations et du nombre de Reynolds de l'écoulement doit être complétée pour caractériser la configuration. De même, des variantes peuvent être envisagées autour de cette géométrie comme par exemple inverser le sens du mouvement *swirl* au cours de l'écoulement. Concernant cette configuration d'écoulement, une étude plus fine du cisaillement pariétal généré semble également intéressante à considérer. En effet, l'aspect progressif, sans arrêtes saillantes des déformations entraine une augmentation du cisaillement limitée par rapport à d'autres géométries de la littérature, présentant par exemple des phénomènes de décollement. Ce type de configuration semble donc adapté pour des applications où le fluide utilisé est fragile comme c'est le cas par exemple dans le domaine biologique, pour des fluides incluant des structures cellulaires qui ne doivent pas être endommagées.

L'application de la configuration à un échangeur solaire a montré des résultats préliminaires intéressants. Un point important de l'étude a montré le potentiel de stockage et d'atténuation de l'effet de l'intermittence de l'ensoleillement en utilisant un noyau central solide. Les premiers résultats obtenus ont montré que lorsque le flux thermique appliqué à la paroi diminue, la présence du stockage limite la diminution de la température de sortie du tube. Cette première étude doit être complétée par une analyse plus fine de la dynamique des mécanismes de stockage et de déstockage de la chaleur à des échelles de temps importantes.

Dans le cas d'une configuration d'écoulement en canal dont une paroi subit des déformations successives alternées, des mesures expérimentales ont permis de montrer que ce type de géométrie impacte l'écoulement : au voisinage de la plaque déformée, des structures tourbillonnaires apparaissent et permettent d'augmenter le mélange du fluide. Cette configuration présente donc un intérêt à être étudiée pour des applications d'échangeurs de chaleur à plaques. L'étude des paramètres de déformations de la plaque est un point important ainsi que les régimes d'écoulement pour lesquels la géométrie est intéressante à considérer. Pour approfondir l'étude dans le régime de transition, des mesures expérimentales supplémentaires sont nécessaires afin de construire le modèle numérique le plus adéquat pour pouvoir compléter l'étude.

Bibliographie

[1] Ansys fluent theory guide release 14.0.

[2] Ansys fluent user guide release 14.0.

[3] M. M. Abu-Khader. Further understanding of twisted tape effects as tube insert for heat transfer enhancement. *Heat and Mass Transfer*, 43 :123–134, 2006.

[4] N. Acharya, M. Sen, and H-C. Chang. Heat transfer enhancement in coiled tubes by chaotic mixing. *International Journal of Heat and Mass transfer*, 35(10) :2475–2489, 1992.

[5] N. Acharya, M. Sen, and H-C. Chang. Analysis of heat transfer enhancement in coiled-tubes heat exchangers. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 44 :3189–3199, 2001.

[6] Z. Anxionnaz, M. Cabassud, C. Gourdon, and P. Tochon. Heat exchanger/reactors (hex reactors) : Concepts, technologies : State-of-the-art. *Chemical Engineering and Processing : Process Intensification*, 47 :2029–2050, 2008.

[7] Z. Anxionnaz-Minvielle, M. Cabassud, C. Gourdon, and P. Tochon. Influence of the meandering channel geometry on the thermo-hydraulic performances of an intensified heat exchanger/reactor. *Chemical Engineering and Processing : Process Intensification*, 73 :67 – 80, 2013.

[8] Ö. Ağra, H. Demir, S. Özgür Atayılmaz, F. Kantaş, and A. Selim Dalkılıç. Numerical investigation of heat transfer and pressure drop in enhanced tubes. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 38 :1384–1391, 2011.

[9] H. Aref. Stirring by chaotic advection. *Journal of Fluid Mechanics*, 143 :1–21, 1984.

[10] H. Aref. Chaotic advection of fluid particles. *Philosophical Transactions : Physical Sciences and Engineering*, 333(1631) :273–288, 1990.

[11] H. Aref. The development of chaotic advection. *Physics of Fluids*, 14 :1315–1325, 2002.

[12] T. Atobe, M. Funakoshi, and S. Inoue. Orbital instability and chaos in the stokes flow between two eccentric cylinders. *Fluid Dynamics Research*, 16 :115–129, 1995.

[13] L. R. Austin and J. D. Seader. Fully developed viscous flow in curved circular pipes. *AiChe Journal*, 19 :85–94, 1973.

[14] A. Barba, S. Rainieri, and M. Spiga. Heat transfer enhancement in a corrugated tube. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 39(3) :313–322, 2002.

[15] A. Bejan. General criterion for rating heat-exchanger performance. *International journal of heat and mass transfer*, 21 :655–658, 1977.

[16] A. Bejan. A study of entropy generation in fundamental convective heat transfer. *Journal of Heat transfer*, 101 :718–725, 1979.

[17] A. Bejan. Entropy generation minimization : The new thermodynamics of finite-size devices and finite-time processes. *Journal of Applied Physics*, 79 :1191–1218, 1996.

[18] S.A. Berger, L. Talbot, and L.S. Tao. Flow in curved pipes. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 15 :461–512, 1983.

[19] A. Beuf, J-N. Gence, P. Carrière, and F. Raynal. Chaotic mixing efficiency in different geometries of Hele-Shaw cells. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 53 :684–693, 2010.

[20] S. Bhattacharyya, S. Saha, and S. Kumar Saha. Laminar flow heat transfer enhancement in a circular tube having integral transverse rib roughness and fitted with centre-cleared twisted-tape. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 44 :727–735, 2013.

[21] F. Bishara. Numerical simulation of fully developed laminar flow and heat transfer in isothermal helically twisted tubes with elliptical cross-sections. Master's thesis, University of Cincinnati, May 2002.

[22] F. Bishara, M. A. Jog, and R. M. Manglik. Heat transfer and pressure drop of periodically fully developed swirling laminar flows in twisted tubes with elliptical cross-section. In ASME, editor, *Heat transfer, Fluid flows and Thermal systems*, volume 9, pages 1131–1137, Lake Buena Vista, Florida, November 2009.

[23] P. Bouvier, S. Russeil, and J-L. Harion. Performances thermo-hydrauliques dans un tube à parois macro-déformées. In *Récents Progrès en Génie des Procédés, Numéro 101*, 2011.

[24] N. Calvet, A. Meffre, R. Olivès, E. Guillot, X. Py, C. Bessada, and P. Echegut. Matériau de stockage thermique par chaleur sensible pour centrales électro-solaires testé sous flux solaire concentré. In *Congrès Société française de thermique*, 2010.

[25] C. Castelain, D. Berge, P. Legentilhomme, A. Mokrani, and H. Peerhossaini. Experimental and numerical characterisation of mixing in a steady spatially chaotic flow by means of residence time distribution measurements. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 43 :3687–3700, 2000.

[26] C. Castelain, A. Mokrani, Y. Le Guer, and H. Peerhossaini. Experimental study of chaotic advection regime in a twisted duct flow. *European Journal of Mechanics B - Fluids*, 20 :205–232, 2001.

[27] I. B. Celik, U. Ghia, P. J. Roache, C. J. Freitas, H. Coleman, and P. E. Raad. Procedure for estimation and reporting of uncertainty due to discretization in cfd applications. *Journal of Fluids Engineering*, 130 :0780011–0780014, 2008.

[28] C. Chagny, C. Castelain, and H. Peerhossaini. Chaotic heat transfer for heat exchanger design and comparison with a regular regime for a large range of reynolds numbers. *Applied Thermal Engineering*, 20 :1615–1648, 2000.

[29] Q. Chen, J.n Ren, and J-A. Meng. Field synergy equation for turbulent heat transfer and its application. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 50(25-26) :5334 – 5339, 2007.

[30] W-L. Chen and L-C. Fang. A numerical study on the flow over a staggered oval tube for heat transfer enhancement. *Journal of the Chinese Society of Mechanical Engineers*, 25 :209–216, 2004.

[31] W-L. Chen, Z. Guo, and C-K. Chen. A numerical study on the flow over a novel tube for heat-transfer enhancement with a linear eddy-viscosity model. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47 :3431–3439, 2004.

[32] W-L. Chen, K-L. Wong, and C-T. Huang. A parametric study on the laminar flow in an alternating horizontal or vertical oval cross-section pipe with computational fluid dynamics. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 49 :287–296, 2006.

[33] Y. Chen, Y. T. Chew, and B. C. Khoo. Enhancement of heat transfer in turbulent channel flow over dimpled surface. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 55 :8100 – 8121, 2012.

[34] Y.P. Cheng, T.S. Lee, and H.T. Low. Numerical simulation of conjugate heat transfer in electronic cooling and analysis based on field synergy principle. *Applied Thermal Engineering*, 28 :1826–1833, 2008.

[35] A. Crisanti, M. Falcioni, A. Vulpiani, and G. Paladin. Lagrangian chaos : Transport, mixing and diffusion in fluids. *Rivista del Nuovo Cimento*, 14 :1–80, 1991.

[36] S. Eiamsa-arda, K. Yongsiri, K. Nanan, and C. Thianpong. Heat transfer augmentation by helically twisted tapes as swirl and turbulence promoters. *Chemical Engineering and Processing*, 60 :42– 48, 2012.

[37] J.F. Fan, W.K. Ding, J.F. Zhang, Y.L. He, and W.Q. Tao. A performance evaluation plot of enhanced heat transfer techniques oriented for energy-saving. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52 :33–44, 2009.

[38] H. Fellouah, C. Castelain, A. Ould El Moctar, and H. Peerhossaini. A criterion for detection of the onset of Dean instability in newtonian fluids. *European Journal of Mechanics B-Fluids*, 25 :505–531, 2006.

[39] A.I. Fernandez, M. Martìnez, M. Segarra, I. Martorell, and L.F. Cabeza. Selection of materials with potential in sensible thermal energy storage. *Solar Energy Materials & Solar Cells*, 94 :1723 – 1729, 2010.

[40] J. H. Ferziger and M. Peric. *Computational Methods for Fluid Dynamics*. Springer, 1999.

[41] L. Fillaudeau, K. Le-Nguyen, and C. André. Influence of flow regime and thermal power on residence time distribution in tubular joule effect heaters. *Journal of food engineering*, 95 :489–498, 2009.

[42] A. Garcia, J. P. Solano, P. G. Vicente, and A. Viedma. Enhancement of laminar and transitional flow heat transfer in tubes by means of wire coil inserts. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 50 :3176–3189, 2007.

[43] A. Garcia, J. P. Solano, P. G. Vicente, and A. Viedma. Flow pattern assessment in tubes with wire coil inserts in laminar and transition regimes. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 28(3) :516–525, 2007.

[44] A. Garcia, J. P. Solano, P. G. Vicente, and A. Viedma. The influence of artificial roughness shape on heat transfer enhancement : Corrugated tubes, dimpled tubes and wire coils. *Applied Thermal Engineering*, 35 :196–201, 2012.

[45] M. A. Gotovsky and S. A. Isaev. Heat transfer enhancement by artificial roughness at Reynolds numbers related with laminar and transitional regimes for high-viscous liquids. In ASME, editor, *International Heat Transfer Conference*, volume 2, pages 403–411, Washington, DC, USA, August 2010. ASME.

[46] J. Guo, M. Xu, and L. Cheng. Numerical investigations of circular tube fitted with helical screw-tape inserts from the viewpoint of field synergy principle. *Chemical Engineering and Processing*, 49 :410–417, 2010.

[47] Z. Y. Guo, D. Y. Li, and B. X. Wang. A novel concept for convective heat transfer enhancement. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 41(14) :2221 – 2225, 1998.

[48] Z-Y. Guo, S-Q. Zhou, Z-X. Li, and L-G. Chen. Theoretical analysis and experimental confirmation of the uniformity principle of temperature difference field in heat exchanger. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 45(10) :2119–2127, 2002.

[49] Z.Y. Guo, W.Q. Tao, and R.K. Shah. The field synergy (coordination) principle and its applications in enhancing single phase convective heat transfer. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 48(9) :1797 – 1807, 2005.

[50] A. M. Guzmán, M. J. Cárdenas, F. A. Urzúa, and P. E. Araya. Heat transfer enhancement by flow bifurcations in asymmetric wavy wall channels. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52 :3778–3789, 2009.

[51] C. Habchi and J-L. Harion. Residence time distribution and heat transfer in circular pipe fitted with longitudinal rectangular wings. *International journal of heat and mass transfer*, 74 :13 –24, 2014.

[52] C. Habchi, J-L. Harion, S. Russeil, D. Bougeard, F. Hachem, and A. Elmarakbi. Chaotic mixing by longitudinal vorticity. *Chemical Engineering Science*, 104 :439 – 450, 2013.

[53] C. Habchi, T. Lemenand, D. Della Valle, L. Pacheco, O. Le Corre, and H. Peerhossaini. Entropy production and field synergy principle in turbulent vortical flows. *International Journal of Thermal Sciences*, 50 :2365–2376, 2011.

[54] C. Habchi, T. Lemenand, D. Della Valle, and H. Peerhossaini. Liquid/liquid dispersion in a chaotic advection flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 35 :485–497, 2009.

[55] C. Habchi, T. Lemenand, D. Della Valle, and H. Peerhossaini. Alternating mixing tabs in multifunctional heat exchanger-reactor. *Chemical Engineering and Processing*, 49 :653–661, 2010.

[56] C. Habchi, T. Lemenand, D. Della Valle, and H. Peerhossaini. Turbulence behavior of artificially generated vorticity. *Journal of Turbulence*, 11(36) :1–28, 2010.

[57] C. Habchi, T. Lemenand, D. Della Valle, and H. Peerhossaini. Turbulent mixing and residence time distribution in novel multifunctional heat exchangers–reactors. *Chemical Engineering and Processing*, 49(10) :1066–1075, 2010.

[58] C. Habchi, S. Russeil, D. Bougeard, J-L. Harion, T. Lemenand, D. Della Valle, and H. Peerhossaini. Enhancing heat transfer in vortex generator-type multifunctional heat exchangers. *Applied Thermal Engineering*, 38 :14–25, 2012.

[59] J.-L. Harion. J.-L. Harion, Génération automatique par des macros excel d'un journal file exécutable par gambit, iddn.fr.001.500030.000.s.p.2007.000.10800, 13 décembre 2007, 2007.

[60] J-L. Harion and J-L. Bertin. Mélange et augmentation de transfert thermique dans un tube à déformations successives alternées. In *Société Française de Thermique*, 1999.

[61] J-L. Harion, J-L. Bertin, and B. Bahadori. Mixing and heat transfer increase in a tube with alernate successive deformations. In W. Heidemann E. W. P. Hahne and K. Spindler, editors, *3rd European Thermal Sciences Conference 2000*, volume 1, page 331 – 336. Edizioni ETS, 2000.

[62] J-L. Harion, S. Russeil, S. Caillat, and S. Wang. Augmentation des performances de mélange dans un tube à déformations successives alternées. In *CIFQ2003 VIe Colloque Interuniversitaire Franco-Québécois*, 2003.

[63] J-L. Harion, S. Tabloul, M. Saghir Ba Mohammed, and S. Russeil. Structure de l'écoulement dans un tube à déformations successives alternées. In *CIFQ2007 VIIIe Colloque Interuniversitaire Franco-Québécois*, 2007.

[64] M-A. Hessami and N. W. Mohd Zulkifli. Heat transfer enhancement in a horizontal pipe : the effects of flow rate, pulsation frequency and amplitude. *Journal of enhanced heat transfer*, 18 :295–309, 2011.

[65] D. M. Hobbs and F. J. Muzzio. The Kenics static mixer : a three-dimensional chaotic flow. *Chemical Engineering Journal*, 67 :153–166, 1997.

[66] D. M. Hobbs and F. J. Muzzio. Optimization of a static mixer using dynamical systems techniques. *Chemical Engineering Science*, 53 :3199–3213, 1998.

[67] M. Hong, X. Deng, K. Huang, and Z. Li. Compound heat transfer enhancement of a converging-diverging tube with evenly spaced twisted-tapes. *Chinese Journal of Chemical Engineering*, 15(6) :814–820, 2007.

[68] S. M. Hosseinalipour, A. Tohidi, and M. Shokrpour. Introduction of a chaotic dough mixer, part b : Chaotic behavior and mixing performance. *Life Science Journal*, 10 :414–422, 2013.

[69] S. M. Hosseinalipour, A. Tohidi, M. Shokrpour, and N. M. Nouri. Introduction of a chaotic dough mixer, part a : mathematical modeling and numerical simulation. *Journal of Mechanical Science and Technology*, 27 :1329–1339, 2013.

[70] Z. Iqbal, K.S. Syed, and M. Ishaq. Optimal fin shape in finned double pipe with fully developed laminar flow. *Applied Thermal Engineering*, 51 :1202–1223, 2013.

[71] H. Ito. Frictions factors for turbulent flow in curved pipes. *Journal of Basic Engineering*, pages 123–134, 1959.

[72] P. B. Jasinski. Numerical study of the thermo-hydraulic characteristics in a circular tube with ball turbulators. part 1 : Piv experiments and a pressure drop. *International journal of heat and mass transfer*, 74 :48 – 59, 2014.

[73] P. B. Jasinski. Numerical study of the thermo-hydraulic characteristics in a circular tube with ball turbulators. part 2 : Heat transfer. *International journal of heat and mass transfer*, 74 :473 – 483, 2014.

[74] F. Jiang, K.S. Drese, S. Hardt, M. Küpper, and F. Schönfeld. Helical flows and chaotic mixing in curved micro channels. *AiChE Journal*, 50 :2297–2305, 2004.

[75] D.X. Jin, Y.P. Lee, and D.-Y. Lee. Effects of the pulsating flow agitation on the heat transfer in a triangular grooved channel. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 50 :3062 –3071, 2007.

[76] Y. Jin, G-H. Tanga, Y-L. He, and W-Q. Tao. Parametric study and field synergy principle analysis of h-type finned tube bank with 10 rows. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 60 :241–251, 2013.

[77] S. W. Jones, O. M. Thomas, and H. Aref. Chaotic advection by laminar flows in a twisted pipe. *Journal of Fluids Mechanics*, 209 :335–357, 1989.

[78] R. Junqueira Silva, R. Molina Valle, and M. Ziviani. Numerical hydrodynamic and thermal analysis of laminar flow in curved elliptic and rectangular ducts. *International Journal of Thermal Sciences*, 38 :585–594, 1999.

[79] T. Gon Kang, M. A. Hulsen, P. D. Anderson, J. M.J. den Toonder, and H. E.H. Meijer. Chaotic advection using passive and externally actuated particles in a serpentine channel flow. *Chemical Engineering Science*, 62 :6677 – 6686, 2007.

[80] R. Karwa, B. K. Maheshwari, and S. K. Patel. Experimental study of heat transfer and friction in annular ducts with a heated tube having a spirally wound helical spring. *Journal of Enhanced Heat Transfer*, 17(1) :77–92, 2010.

[81] P.S. Kathait and A.K. Patil. Thermo-hydraulic performance of a heat exchanger tube with discrete corrugations. *Applied Thermal Engineering*, 66 :162 – 170, 2014.

[82] S. Khare, M. Dell'Amico, C. Knight, and S. McGarry. Selection of materials for high temperature sensible energy storage. *Solar Energy Materials & Solar Cells*, 115 :114 – 122, 2013.

[83] V. Kumar and K.D.P. Nigam. Numerical simulation of steady flow fields in coiled flow inverter. *Journal of Heat and Mass Transfer*, 48 :4811–4828, 2005.

[84] V. Kumar and K.D.P. Nigam. Laminar convective heat transfer in chaotic configuration. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 50 :2469–2479, 2007.

[85] V. Kumar, S. Saini, M. Sharma, and K.D.P. Nigam. Pressure drop and heat transfer study in tube-in-tube helical heat exchanger. *Chemical Engineering Science*, 61 :4403 – 4416, 2006.

[86] V.I Kumar, B. Faizee, M. Mridha, and K.D.P. Nigam. Numerical studies of a tube-in-tube helically coiled heat exchanger. *Chemical Engineering and Processing*, 47 :2287–2295, 2008.

[87] T. C. Lackey. *Numerical Investigation of Chaotic Advection in Three-Dimensional Experimentally Realizable Rotating Flows*. PhD thesis, Georgia Institute of Technology, 2004.

[88] D. Laing, W-D. Steinmann, R. Tamme, and C. Richter. Solid media thermal storage for parabolic trough power plants. *Solar Energy*, 80 :1283 – 1286, 2006.

[89] Y. Lasbet, B. Auvity, C. Castelain, and H. Peerhossaini. A chaotic heat-exchanger for pemfc cooling applications. *Journal of Power Sources*, 156 :114–118, 2006.

[90] S. Lefebvre. *Performances thermohydrauliques d'un échangeur tubulaire à effet joule traitant en régime laminaire des fluides visqueux newtoniens ou non. Amélioration de ces performances par modification géométrique des tubes et jonctions*. PhD thesis, Université de Compiègne, 1998.

[91] A. Lefèvre, J. P. B. Mota, A. J. S. Rodrigo, and E. Saatdjian. Chaotic advection and heat transfer enhancement in Stokes flows. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 24 :310–321, 2003.

[92] M. Legay, B. Simony, P. Boldo, N. Gondrexon, S. Le Person, and A. Bontemps. Improvement of heat transfer by means of ultrasound : Application to a double-tube heat exchanger. *Ultrasonics Sonochemistry*, 19 :1194 – 1200, 2012.

[93] T. Lemenand and H. Peerhossaini. A thermal model for prediction of the nusselt number in a pipe with chaotic flow. *Applied Thermal Engineering*, 22 :1717–1730, 2002.

[94] E. W. Lemmon, M. O. McLinden, and D. G. Friend. *"Thermophysical Properties of Fluid Systems" dans le WebBook de Chimie NIST, Base de Données Standard de référence NIST numéro 69*. National Institute of Standards and Technology, 2013.

[95] Y. Levy, D. Degany, and A. Seginer. Graphical visualization of vortical flows by means of helicity. *AIAA Journal*, 28 :1347–1352, 1990.

[96] B. Li, B. Feng, Y-L. He, and W-Q. Tao. Experimental study on friction factor and numerical simulation on flow and heat transfer in an alternating elliptical axis tube. *Applied Thermal Engineering*, 26 :2336–2344, 2006.

[97] J. Li, H. Peng, and X. Ling. Numerical study and experimental verification of transverse direction type serrated fins and field synergy principle analysis. *Applied Thermal Engineering*, 54 :328–335, 2013.

[98] X-W. Li, J-A. Meng, and Z-X. Li. Experimental study of single-phase pressure drop and heat transfer in a micro-fin tube. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 32 :641–648, 2007.

[99] Y. Li, J. Wu, L. Zhang, and L. Kou. Comparison of fluid flow and heat transfer behavior in outer and inner half coil jackets and field synergy analysis. *Applied Thermal Engineering*, 31 :3078–3083, 2011.

[100] M. Lin, L. Tian, and Q. W. Wang. Laminar heat transfer characteristics of internally finned tube with sinusoidal wavy fin. *Heat Mass Transfer*, 47 :641–653, 2011.

[101] S. Liu and M. Sakr. A comprehensive review on passive heat transfer enhancements in pipe exchangers. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 19 :64–81, 2013.

[102] W. Liu, Z. Liu, and L. Ma. Application of a multi-field synergy principle in the performance evaluation of convective heat transfer enhancement in a tube. *Chinese Science Bulletin*, 57 :1600–1607, 2012.

[103] W. Liu, Z. Liu, T. Ming, and Z. Guo. Physical quantity synergy in laminar flow field and its application in heat transfer enhancement. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52 :4669–4672, 2009.

[104] L-D. Ma, Z-Y. Li, and W-Q. Tao. Experimental verification of the field synergy principle. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 34 :269–276, 2007.

[105] M. R. Mackley and R. M. C. Neves Saraiva. The quantitative description of fluid mixing using lagrangian and concentration-based numerical approaches. *Chemical Engineering Science*, 54 :159 – 170, 1999.

[106] S. Mahmud, A. K. M. Sadrul Islam, and C. M. Feroz. Flow and heat transfer characteristics inside a wavy tube. *Heat and Mass Transfer*, 39 :387–393, 2003.

[107] H. E. H. Meijer, M. K. Singh, and P. D. Anderson. On the performance of static mixers : A quantitative comparison. *Progress in Polymer Science*, 37 :1333– 1349, 2012.

[108] J-A. Meng, X-G. Liang, Z-J. Chen, and Z-X. Li. Experimental study on convective heat transfer in alternating elliptical axis tubes. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 29 :457–469, 2005.

[109] J-A. Meng, X-G. Liang, and Z-X. Li. Field synergy optimization and enhanced heat transfer by multi-longitudinal vortexes flow in tube. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 48(16) :3331 – 3337, 2005.

[110] F.R. Menter, R.B. Langtry, S.R. Likki, Y.B. Suzen, P.G. Huang, and S. Völker. A correlation-based transition model using local variables-part i : Model formulation. *Journal of Turbomachinery*, 128 :413 – 422, 2006.

[111] H. M. Metwally and R. M. Manglik. Enhanced heat transfer due to curvature-induced lateral vortices in laminar flows in sinusoidal corrugated-plate channels. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47 :2283–2292, 2004.

[112] H. Mohand Kaci, C. Habchi, T. Lemenand, D. Della Valle, and H. Peerhossaini. Flow structure and heat transfer induced by embedded vorticity. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 53 :3575–3584, 2010.

[113] A. Mokrani, C. Castelain, and H. Peerhossaini. The effects of chaotic advection on heat transfer. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 40(13) :3089–3104, 1997.

[114] A. Mokrani, C. Castelain, and H. Peerhossaini. Mesure du chaos dans les systèmes conservatifs en vue de l'étude des transferts dans les systèmes ouverts. *Revue Générale de Thermique*, 37 :459–474, 1998.

[115] A. Mokrani, C. Castelain, and H. Peerhossaini. Experimental study of the influence of the rows of vortex generators on turbulence structure in a tube. *Chemical Engineering and Processing*, 48 :659–671, 2009.

[116] C. C. Monrad and J. F. Pelton. Heat transfer by convection in annular spaces. *transactions of the AIChE*, 38 :593–611, 1942.

[117] Y. Mori and W. Nakayama. Study on forced convective heat transfer in curved pipes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 10 :681–695, 1967.

[118] J. P. B. Mota, A. J. S. Rodrigo, and E. Saatdjian. Heat-transfer enhancement by chaotic advection in the eccentric helical annular flow. *Journal of Heat Transfer*, 130, 2008.

[119] D. Muñoz-Esparza and E. Sanmiguel-Rojas. Numerical simulations of the laminar flow in pipes with wire coil inserts. *Computers & Fluids*, 44 :169–177, 2011.

[120] P. Naphon, M. Nuchjapo, and J. Kurujareon. Tube side heat transfer coefficient and friction factor characteristics of horizontal tubes with helical rib. *Energy Conversion and Management*, 47 :3031–3044, 2006.

[121] P. Naphon and S. Wongwises. A review of flow and heat transfer characteristics in curved tubes. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 10 :463–490, 2006.

[122] M. R. H. Nobari, B. Shiniyan, and M. Mirzaei. Mixed convection in a vertical helical annular pipe. *International journal of heat and mass transfer*, 73 :468 – 482, 2014.

[123] P. K. Papadopoulos and P. M. Hatzikonstantinou. Numerical study of laminar fluid flow in a curved elliptic duct with internal fins. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 29 :540–544, 2008.

[124] M. Perier-Muzet. Etude numérique du transfert thermique en convection mixte pour un échangeur de chaleur air/solaire. Master's thesis, Laboratoire de Thermique, Energétique et Procédé de l'Université de Pau et des Pays de l'Adour, 2009.

[125] M. Perier-Muzet, M. Alaphilippe, S. Blancher, and P. Stouffs. Etude numérique du transfert thermique en convection mixte pour un échangeur de chaleur air/solaire. In *Société Française de Thermique*, 2010.

[126] M. Perier-Muzet, M. Alaphilippe, S. Blancher, and P. Stouffs. Convection mixte dans un échangeur de chaleur air/solaire : analyse énergétique paramétrique. In *Société Française de Thermique*, 2011.

[127] S. Pethkool, S. Eiamsa-ard, S. Kwankaomeng, and P. Promvonge. Turbulent heat transfer enhancement in a heat exchanger using helically corrugated tube. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 38 :340–347, 2011.

[128] I. Di Piazza and M. Ciofalo. Numerical prediction of turbulent flow and heat transfer in helically coiled pipes. *International Journal of Thermal Sciences*, 49 :653–663, 2010.

[129] P. Promvonge, S. Pethkool, M. Pimsarn, and C. Thianpong. Heat transfer augmentation in a helical-ribbed tube with double twisted tape inserts. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 39 :953–959, 2012.

[130] S. Quoilin. Les centrales solaires à concentration. Technical report, Université de Liège, Faculté des Sciences Appliquées, 2007.

[131] M. Rahimi, S. Reza Shabanian, and A. Abdulaziz Alsairafi. Experimental and cfd studies on heat transfer and friction factor characteristics of a tube equipped with modified twisted tape inserts. *Chemical Engineering and Processing : Process Intensification*, 48 :762–770, 2009.

[132] S. Rainieri, F. Bozzoli, L. Cattani, and G. Pagliarini. Compound convective heat transfer enhancement in helically coiled wall corrugated tubes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 59 :353–362, 2013.

[133] S. Rainieri, F. Bozzoli, and G. Pagliarini. Experimental investigation on the convective heat transfer in straight and coiled corrugated tubes for highly viscous fluids : Preliminary results. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 55 :498–504, 2012.

[134] S. Rainieri and G. Pagliarini. Convective heat transfer to temperature dependent property fluids in the entry region of corrugated tubes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 45 :4525–4536, 2002.

[135] F. Raynal and J-N. Gence. Efficient stirring in planar, time-periodic laminar flows. *Chemical Engineering Science*, 50(4) :631–640, 1995.

[136] F. Raynal and J-N. Gence. Energy saving in chaotic laminar mixing. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 40(14) :3261–3273, 1997.

[137] G. Russ and H. Beer. Heat transfer and flow field in a pipe with sinusoidal wavy surface- ii. experimental investigation. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 40(5) :1071–1081, 1997.

[138] G. Russ and H. Beer. Heat transfer and flow field in a pipe with sinusoidal wavy surface. i. numerical investigation. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 40(5) :1061–1070, 1997.

[139] E. Saatdjian, A. J. S. Rodrigo, and J. P .B. Mota. Stokes flow heat transfer in an annular, rotating heat exchanger. *Applied Thermal Engineering*, 31 :1499–1507, 2011.

[140] E. Saatdjian, A.J.S. Rodrigo, and J.P.B. Mota. A study of mixing by chaotic advection in two three-dimensional open flows. *Chemical Engineering Science*, 81 :179–190, 2012.

[141] S. K. Saha, S. Bhattacharyya, and P. K. Pal. Thermohydraulics of laminar flow of viscous oil through a circular tube having integral axial rib roughness and fitted with centre-cleared twisted-tape. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 42 :154–162, 2012.

[142] A. K. Satapathy. Thermodynamic optimization of a coiled tube heat exchanger under constant wall heat flux condition. *Energy*, 34 :1122–1126, 2009.

[143] R. K. Shah and A. L. London. *Laminar flow forced convection in ducts*. 1978.

[144] B. Shome. Numerical study of oscillating boundary layer flow over a flat plate using k–kl–omega turbulence model. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 42 :131–138, 2013.

[145] B. Shome. Numerical study of turbulent flow in heated circular tube using transitional shear stress transport turbulence model. *International Journal of Thermal Sciences*, 79 :90 – 102, 2014.

[146] J. V. Simo Tala. *Analyse des structures tourbillonaires et des mécanismes de transfert thermique dans les échangeurs multi-rangs de tube ailetés : Amélioration et optimisation des performances thermoaérauliques*. PhD thesis, Ecole des Mines de Douai et Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis, 2012.

[147] Y. Sui, C. J. Teo, and P. S. Lee. Direct numerical simulation of fluid flow and heat transfer in periodic wavy channels with rectangular cross-sections. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 55 :73–88, 2012.

[148] P. Sundararajan and A. D. Stoock. Transport phenomena in chaotic laminar flows. *Annual Review of Chemical and Biomolecular*, 3 :473–496, 2012.

[149] P.D. Swanson and J. M. Ottino. A comparative computational and experimental study of chaotic mixing of viscaus fluids. *Journal of Fluid Mechanics*, 213 :227–249, 1990.

[150] X-H. Tan, D-S. Zhu, G-Y. Zhou, and L-D. Zeng. Experimental and numerical study of convective heat transfer and fluid flow in twisted oval tubes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2012.

[151] X-H. Tan, D-S. Zhu, G-Y. Zhou, and L-D. Zeng. Heat transfer and pressure drop performance of twisted oval tube heat exchanger. *Applied Thermal Engineering*, 50 :374–383, 2013.

[152] Xi-H. Tan, D-S. Zhu, G-Y. Zhou, and L. Yang. 3d numerical simulation on the shell side heat transfer and pressure drop performances of twisted oval tube heat exchanger. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 65 :244–253, 2013.

[153] W-Q. Tao, Z-Y. Guo, and B-X. Wang. Field synergy principle for enhancing convective heat transfer—its extension and numerical verifications. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 45(18) :3849–3856, 2002.

[154] Y.B. Tao, Y.L. He, Z.G. Wu, and W.Q. Tao. Three-dimensional numerical study and field synergy principle analysis of wavy fin heat exchangers with elliptic tubes. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 28(6) :1531 – 1544, 2007. Revised and extended papers from the 5th conference in Turbulence, Heat and Mass Transfer, 'The 5th conference in Turbulence, Heat and Mass Transfer.

[155] O. Terhmina and A. Mojtabi. Ecoulements de convection forcée en régimes dynamique et thermique non établis dans un espace annulaire. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 31 :583 – 590, 1988.

[156] R. K. Thakur, Ch. Vial, K. D. P. Nigam, E. B. Nauman, and G. Djelveh. Static mixers in the process industry : a review. *Transaction IChemE*, 81 :787–825, 2003.

[157] C. Thianpong, P. Eiamsa-ard, and S. Eiamsa-ard. Heat transfer and thermal performance characteristics of heat exchanger tube fitted with perforated twisted-tapes. *Heat Mass Transfer*, 48 :881–892, 2012.

[158] L-T. Tian, Y-L. He, Y-G. Lei, and W-Q. Tao. Numerical study of fluid flow and heat transfer in a flat-plate channel with longitudinal vortex generators by applying field synergy principle analysis. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 36 :111–120, 2009.

[159] B. Timité, C. Castelain, and H. Peerhossaini. Mass transfer and mixing by pulsatile three-dimensional chaotic flow in alternating curved pipes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 54 :3933–3950, 2011.

[160] R. Tiruselvam, W. M. Chin, and V. R. Raghavan. Double tube heat exchanger with novel enhancement : part ii—single phase convective heat transfer. *Heat Mass Transfer*, 48 :1451–1462, 2012.

[161] R. Tiruselvam and V. R. Raghavan. Double tube heat exchanger with novel enhancement : part i—flow development length and adiabatic friction factor. *Heat Mass Transfer*, 48 :641–651, 2012.

[162] P. G. Vicente, A. Garcıa, and A. Viedma. Heat transfer and pressure drop for low reynolds turbulent flow in helically dimpled tubes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 45 :543–553, 2002.

[163] P. G. Vicente, A. Garcia, and A. Viedma. Mixed convection heat transfer and isothermal pressure drop in corrugated tubes for laminar and transition flow. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 31 :651–662, 2004.

[164] L. Wang and B. Sundén. Performance comparison of some tube inserts. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 29 :45–56, 2002.

[165] A. J. Ward-Smith. *Internal fluid flow*. Clarendon Press, 1980.

[166] R. L. Webb. Performance evaluation criteria for use of enhanced heat transfer surfaces in heat exchanger design. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 24 :715–726, 1981.

[167] R. L. Webb. *Principles of Enhanced Heat Transfer*. Wiley-Interscience, 1994.

[168] S. Wiggins and J. M. Ottino. Foundations of chaotic mixing. *Philosophical Transactions of the Royal Society A*, 362 :937–970, 2004.

[169] A. Wolf, J. B. Swift, H. L. Swinney, and J. A. Vastano. Determining Lyapunov exponents from a time series. *Physica D : Non-Linear Phenomena*, 16(3) :285–317, 1985.

[170] K. W. Wong and Y. M. Hung. Field synergy principle in forced convection of plane Couette–Poiseuille flows with effect of thermal asymmetry. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 39 :1181–1187, 2012.

[171] H. M. Xia, Z .P. Wang, S. Y. M. Wan, and F. F. Yin. Numerical study on microstructured reactor with chaotic heat and mass transfer and its potential application for exothermic process. *Chemical engineering research and design*, 90 :1719–1726, 2012.

[172] Z-M. Xu and Z-B. Zhang. Experimental investigation of the applied performance of several typical enhanced tubes. *Journal of Enhanced Heat Transfer*, 17(4) :331–341, 2010.

[173] A. Yamagishi, T. Inaba, and Y. Yamaguchi. Chaotic analysis of mixing enhancement in steady laminar flows through multiple pipe bends. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 50 :1238–1247, 2007.

[174] K. Yan, P. Ge, Y. Su, and H. Meng. Numerical simulation on heat transfer characteristic of conical spiral tube bundle. *Applied Thermal Engineering*, 31 :284–292, 2011.

[175] S. Yang, L. Zhang, and H. Xu. Experimental study on convective heat transfer and flow resistance characteristics of water flow in twisted elliptical tubes. *Applied Thermal Engineering*, 31 :2981–2991, 2011.

[176] K. K. Yerra, R. M. Manglik, and M. A. Jog. Optimization of heat transfer enhancement in single-phase tubeside flows with twisted-tape inserts. *International Journal of Heat Exchangers*, 8 :117–138, 2007.

[177] J. Yin, G. Yang, and Y. Li. The effects of wavy plate phase shift on flow and heat transfer characteristics in corrugated channel. *Energy Procedia*, 14 :1566 – 1573, 2012.

[178] Y. You, A. Fan, W. Liu, and S. Huang. Thermo-hydraulic characteristics of laminar flow in an enhanced tube with conical strip inserts. *International Journal of Thermal Sciences*, pages 1–10, 2012.

[179] A. Zachár. Analysis of coiled-tube heat exchangers to improve heat transfer rate with spirally corrugated wall. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 53 :3928–3939, 2010.

[180] J-A. Zambaux, J-L. Harion, S. Russeil, P. Bouvier, and C. Habchi. Analyse de l'influence de la présence d'un coude sur les performances thermo-hydrauliques d'un tube à déformations successives alternées. In *Société Française de Thermique*, 2013.

[181] J-A. Zambaux, S. Russeil, J-L. Harion, and P. Bouvier. Performances thermo-hydrauliques d'un tube en u aux parois macro-déformées. In *CIFQ XIe Colloque Interuniversitaire Franco-Québécois*, 2013.

[182] J-A. Zambaux, S. Russeil, J-L. Harion, and P. Bouvier. Numerical analysis of heat transfer increase in a tube with alternate successive gradual wall deformations. In *HEFAT*, 2014.

[183] O. Zeitoun and A. S. Hegazy. Heat transfer for laminar flow in internally finned pipes with different fin heights and uniform wall temperature. *Heat and Mass Transfer*, 40 :253–259, 2004.

[184] L. Zhang, H. Guo, J. Wu, and W. Du. Compound heat transfer enhancement for shell side of double-pipe heat exchanger by helical fins and vortex generators. *Heat and Mass Transfer*, 48 :1113–1124, 2012.

[185] X. Zhang, Z. Liu, and W. Liu. Numerical studies on heat transfer and flow characteristics for laminar flow in a tube with multiple regularly spaced twisted tapes. *International Journal of Thermal Sciences*, 58 :157–167, 2012.

[186] Z. Zheng, D. F.Fletcher, and B. S.Haynes. Laminar heat transfer simulations for periodic zigzag semicircular channels : Chaotic advection and geometric effects. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 62 :391–401, 2013.

[187] Z. Zheng, D. F. Fletcher, and B. S. Haynes. Chaotic advection in steady laminar heat transfer simulations : Periodic zigzag channels with square cross-sections. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 57 :274–284, 2013.

Annexe A

Ajout d'un tronçon coudé au tube déformé

L'étude de la combinaison des déformations successives alternées avec un écoulement de Dean a fait l'objet de deux communications : l'une au congrès 2013 de la Société Française de Thermique [180] et l'autre au Congrès International Franco-Québécois de 2013 [181]. La partie suivante résume les principaux résultats présentés.

La configuration considérée s'applique à de nombreux cas réels. En effet, dans une grande partie des configurations d'échangeurs tubulaires, une configuration en serpentin est souvent adoptée, comme le montre l'exemple d'échangeur thermique donné en figure A.1. Les tubes sont alors reliés par des jonctions coudées d'angles variables. Dans les géométries les plus usuelles, l'angle est en général de 180^o. Ainsi, considérer une géométrie composée par deux tronçons de tubes droits à déformations successives alternées reliés par un coude de 180^o constitue le premier pas en vue de l'appliquer pour des configurations réelles d'échangeur de chaleur. Du fait de la présence du coude, l'écoulement secondaire est modifié et doit donc être étudié.

Figure A.1 – Échangeur de chaleur double-tube, JC Equipments Pvt Ltd, Inde

Des structures tourbillonnaires appelées cellules de Dean apparaissent dans le coude. Ces cellules déplacent le fluide situé au centre du tube vers la paroi (voir figure A.2). Ce type de mouvement présente à priori un intérêt certain par rapport à l'écoulement secondaire créé par les déformations pariétales et décrit dans le chapitre 2 puisque l'étude du mélange dans le tube déformé simple a montré que le fluide situé au cœur de l'écoulement n'est pas ou très peu affecté par les déformations. Ainsi, cette zone n'est pas ou très mal mélangée avec le reste du fluide et participe peu au transfert thermique. Ainsi, combiner les déformations alternées à un mouvement convectif complémentaire permettant de délocaliser les particules fluides centrales vers les parois

peut constituer une complémentarité pertinente.

Les premières études sur les écoulements dans les tubes courbés datent de la fin du $XIX^{ème}$ siècle. Mais ce sont surtout les travaux de Dean (1927-1928) qui ont permis d'approfondir les connaissances sur ce sujet. Une synthèse complète des différents types d'écoulements dans un tube courbé est proposée par Berger et al. [18]. Comme le rappellent Mokrani et al. [113], le passage d'un écoulement par un tube coudé est caractérisé par l'apparition de structures tourbillonnaires dans l'écoulement qu'on appelle cellules de Dean. Ces structures, représentées par des lignes de courant sur la figure A.2, introduisent un écoulement secondaire constitué de deux cellules contrarotatives. Les forces centrifuges ont pour effet de déplacer le fluide du centre du tube vers les parois externes. Cependant il reste des zones où le fluide n'est pas affecté par l'écoulement secondaire, notamment au centre des cellules de Dean. Lorsque le régime devient turbulent, des instabilités apparaissent dans l'écoulement vers l'extérieur du coude. On parle alors de tourbillons de Dean.

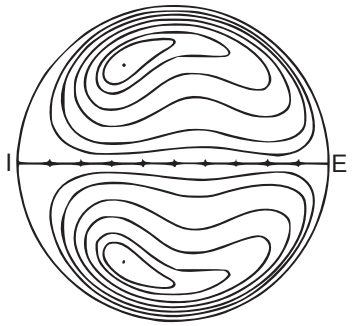


Figure A.2 – Cellules de Dean, d'après Berger et al. [18] (les lettres I et E représentent l'intrados et l'extrados de la jonction coudée)

Pour caractériser le type de régime d'écoulement, le nombre adimensionnel le plus souvent utilisé est le nombre de Dean. Il en existe différentes définitions [18] parmi lesquelles on retiendra ici :

$$De = Re_{D_m}\sqrt{\frac{R_m}{R_c}} \tag{A.1}$$

avec R_m le rayon du tube, R_c le rayon de courbure du coude et Re_{D_m} le nombre de Reynolds basé sur le diamètre du tube et la vitesse débitante moyenne. Certains auteurs comme Austin et Seader [13] définissent une valeur critique pour le nombre de Dean entre les régimes laminaire et turbulent. La valeur du rapport $\frac{R_m}{R_c}$ possède un très fort impact sur l'écoulement et influence le passage d'un régime laminaire à un régime turbulent [13, 38]. On posera pour la suite $\delta_c = \frac{R_m}{R_c}$.

De nombreuses études ont été réalisées pour $\delta_c \leq 0,2$ [18], mais il existe peu d'études lorsque le rayon interne du tube et le rayon de courbure sont proches (soit δ_c se rapprochant de 1). Ainsi, d'après Ward-Smith [165], un paramètre δ_c plus grand que $0,33$ conduit à des phénomènes de recirculation. Pour un coude à 180^o qui constitue une jonction coudée dans une géométrie d'échangeur, le paramètre δ_c est en général proche de la valeur limite $0,33$. Il est donc important d'étudier plus particulièrement l'effet du rayon de courbure sur les performances du tube et sur la structure de l'écoulement.

A.1 Modèle et géométrie

La géométrie d'un tube à déformations successives alternées couplée avec une jonction coudée a été réalisée. Le modèle numérique utilisé est décrit dans le chapitre 2. En ce qui concerne la jonction coudée, une étude paramétrique incluant le rayon de courbure du coude a été menée.

A.1.1 Maillage et modification du modèle

Afin d'étudier les effets de la présence du coude sur l'écoulement en amont mais aussi en aval, la géométrie est composée de deux tronçons de tubes déformés droits de longueur équivalente reliés par un coude lisse coudé à 180^o. Le rayon interne du tube reste identique au rayon du tube simple étudié dans le chapitre 2 ($R_m = 5\ mm$) et les paramètres de déformations choisis correspondent à une amplitude $A = 25\%$ et une longueur d'onde $\lambda = 6$. Ces paramètres représentent une déformation moyenne qui donne pour un tube droit une efficacité maximale et un PEC satisfaisant (voir section 2.4.1, page 54). La valeur du rayon de courbure R_c de la jonction coudée a fait l'objet d'une pré-étude et varie entre $15\ mm$ et $40\ mm$. La longueur des tronçons rectilignes de tube déformés correspond à 10 longueurs d'onde. Elle a été choisie en s'assurant qu'elle est suffisante pour que le régime thermo-hydraulique dû aux déformations pariétales s'établisse en amont du coude. La figure A.3 présente une visualisation de la géométrie ainsi obtenue ainsi que du maillage pour certaines sections de passage.

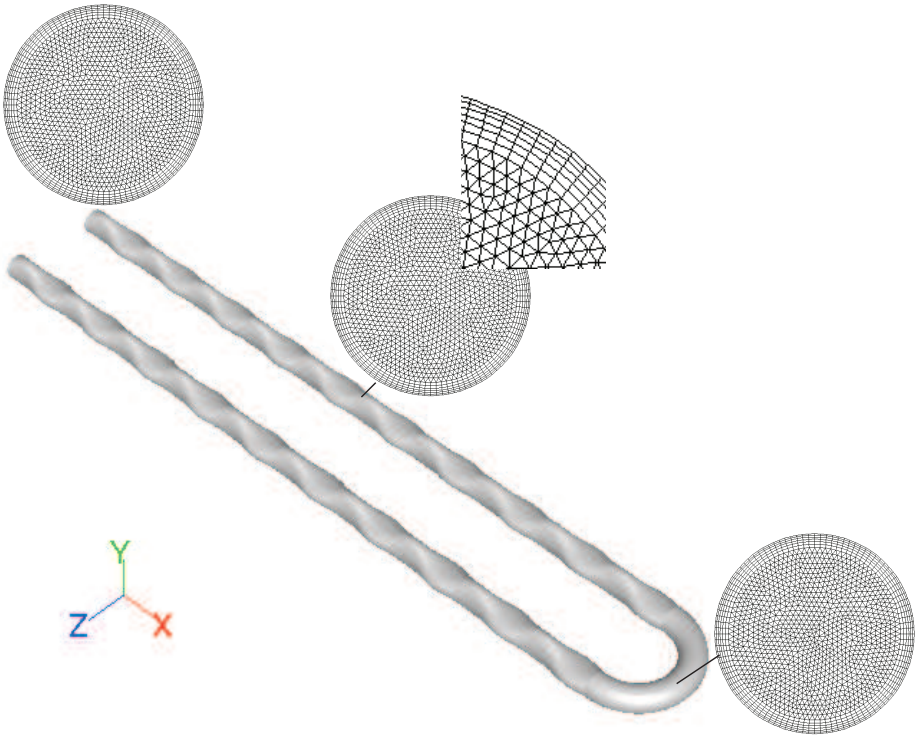


Figure A.3 – Géométrie étudiée

En pratique, la géométrie et le maillage sont réalisés avec le logiciel GAMBIT. Le premier tronçon de tube déformé droit est généré ainsi qu'une demi-jonction coudée d'angle 90^o. Cette moitié de géométrie est maillée par extrusion. Le maillage global est ensuite obtenu par symétrie par rapport au plan central du tronçon coudé. L'écoulement reste, pour toutes les simulations, laminaire,

incompressible et stationnaire. De plus, les conditions aux limites et initiales restent les mêmes : un profil de vitesse uniforme est appliqué en entrée du tube, correspondant à un nombre de Reynolds $Re_{D_m} = 828$, avec une température uniforme $T_{in} = 321,3\ K$. Une température constante est également imposée sur la paroi ($T_W = 299\ K$). Le nombre de Prandtl de l'écoulement est $Pr = 9,64$.

A.1.2 Influence du rayon de courbure

Pour cette étude, on considère un tube lisse composé de deux tronçons droits de $300\ mm$ et d'une jonction coudée. Quatre rayons de courbure différents ont été testés pour le tronçon de tube coudé. La valeur de R_c varie entre $15\ mm$ et $40\ mm$, ce qui correspond à une valeur de δ_c comprise entre $0,33$ et $0,125$. Pour une plus grande valeur de δ_c, les tests numériques réalisés ont montré que l'écoulement devient instationnaire, ce qui est en accord avec les résultats présentés par Ward-Smith [165]. Pour les différentes valeurs de δ_c, les performances globales du tube ont été déterminées : le coefficient de transfert thermique a été calculé ainsi que les pertes de charges rapportées à la longueur totale du tube. Le tableau A.1 résume les valeurs obtenues.

$R_c\ (mm)$	15	20	30	40
δ_c	0,33	0,25	0,17	0,125
$h\ (W.m^{-2}.K^{-1})$	894,50	896,02	893,42	891,03
$\Delta P\ (Pa.m^{-1})$	70,70	69,65	68,80	68,11

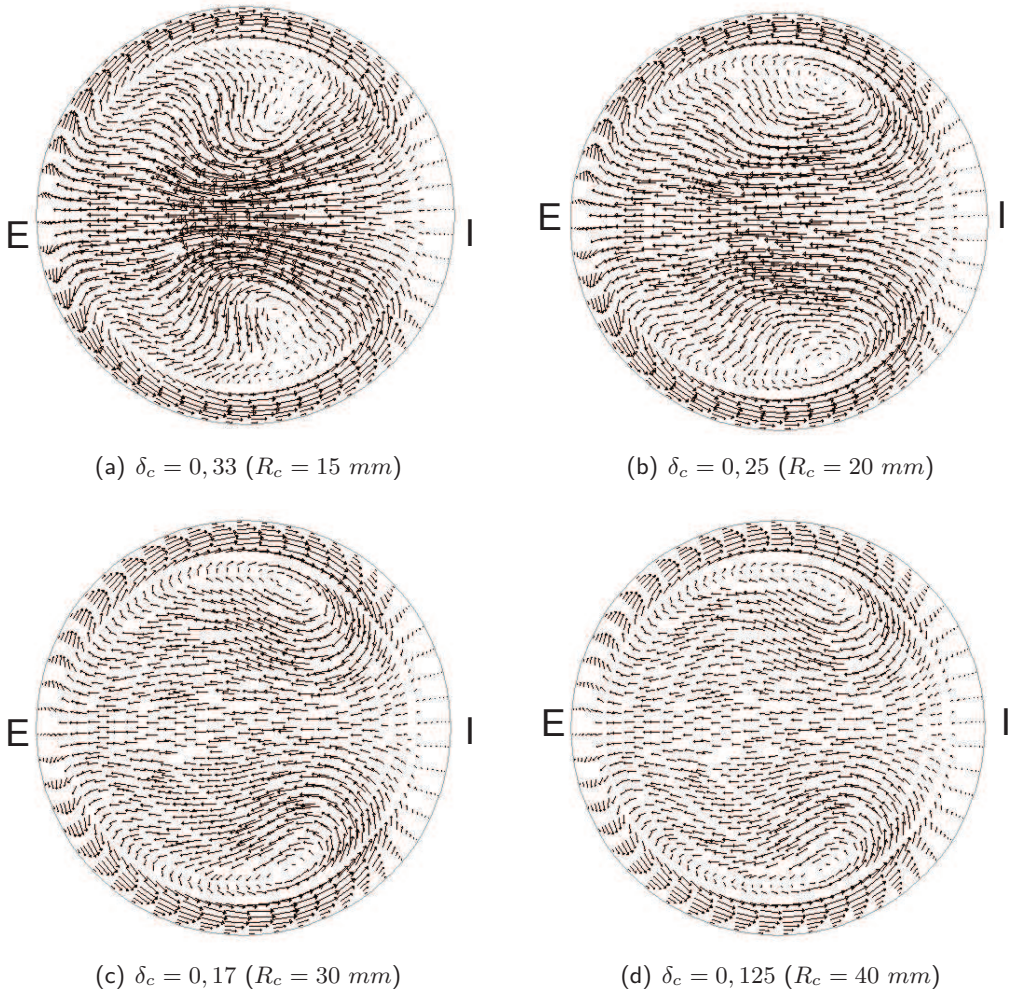
Tableau A.1 – Performances thermo-hydrauliques obtenues pour différents rayons de courbures testés

L'influence du rayon de courbure du coude sur le transfert thermique et les pertes de charge reste assez limitée pour la gamme de rayons considérée. En effet, les résultats obtenus sont très proches : le coefficient de transfert thermique varie au maximum de $0,6\%$ tandis que les pertes de charge ne varient que de 3%. Il est tout de même intéressant de remarquer que les pertes de charge augmentent lorsque le rayon de courbure diminue. Du fait de l'augmentation du paramètre δ_c, le nombre de Dean de l'écoulement augmente également : le coude se resserre et impacte de façon plus importante la structuration de l'écoulement. Le coefficient de transfert thermique, quant à lui, ne semble pas suivre la même évolution et est maximal pour $\delta_c = 0,25$.

Pour information, les vecteurs de vitesse transversale ont été représentés en sortie du coude pour les différents rayons de courbure sur la figure A.4. Quand le rayon de courbure est faible, des structures tourbillonnaires intermédiaires sont présentes et l'écoulement de Dean n'est pas encore établi dans les différents tronçons coudés. On peut néanmoins repérer les cellules de Dean présentées sur la figure A.2. Il est intéressant de noter que plus le rayon de courbure est grand, plus le régime hydraulique s'établit.

Pour l'analyse du tube déformé combiné à la jonction coudée dont la géométrie est présentée sur la figure A.3, comme on s'intéresse principalement aux performances thermiques du dispositif, c'est la jonction coudée qui donne les meilleures performances qui a été choisie. Le rayon de courbure correspond donc à $\delta_c = 0,25$, soit $R_c = 20\ mm$, la longueur du coude représente environ deux longueurs d'onde des déformations. Dans la suite de l'étude, la géométrie coudée déformée a fait l'objet de plusieurs comparaisons : d'abord avec une géométrie coudée lisse pour analyser l'effet des déformations et ensuite avec une géométrie déformée droite, de longueur équivalente, pour mettre

en relief l'effet de la présence de la jonction coudée.



(a) $\delta_c = 0,33$ ($R_c = 15\ mm$)

(b) $\delta_c = 0,25$ ($R_c = 20\ mm$)

(c) $\delta_c = 0,17$ ($R_c = 30\ mm$)

(d) $\delta_c = 0,125$ ($R_c = 40\ mm$)

Figure A.4 – Lignes de courant dans le tronçon coudé pour différents rayons de courbure

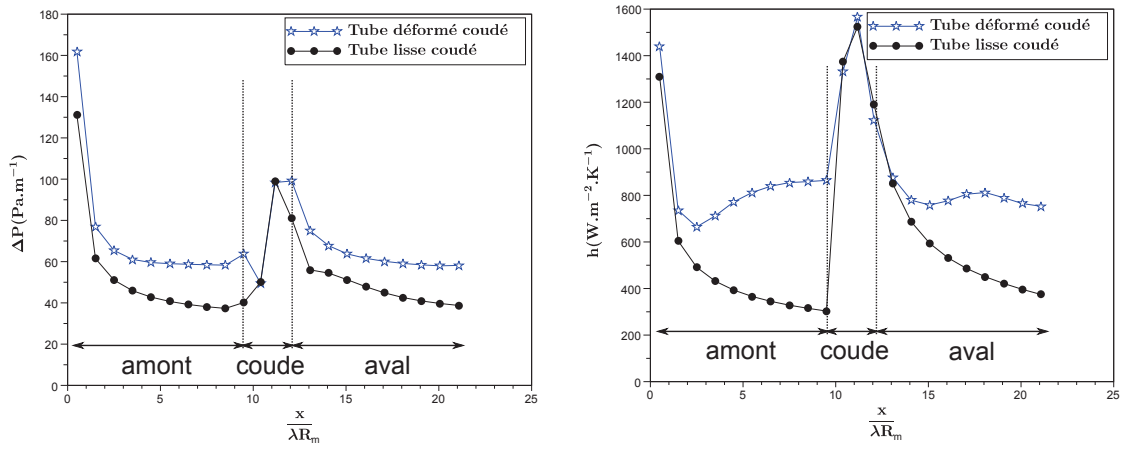
A.2 Effet des déformations associées à un coude comparé à une configuration lisse coudée

Le tube déformé coudé a tout d'abord été comparé à un tube de référence lisse possédant le même tronçon coudé. Cette étude permet d'analyser l'influence des macro-déformations pariétales sur ce type de configuration, rencontré en pratique pour des applications d'échangeurs. Les performances globales des deux géométries ont été déterminées et sont résumées dans le tableau A.2. Comme pour le cas du tube droit présenté dans le chapitre 2, les pertes de charges générées ainsi que le transfert thermique sont augmentés par la présence des déformations. De plus, il est intéressant de noter que l'augmentation du frottement est moins importante que celle du transfert thermique : si la perte de charge augmente de 30%, le coefficient h est amélioré de 42%. Un calcul du PEC obtenu en prenant la géométrie lisse coudée comme géométrie de référence donne une intensification des performances de 30% au total.

Configuration	Tube lisse coudé	Tube déformé coudé
$h\ (W.m^{-2}.K^{-1})$	628,87	896,02
$\Delta P\ (Pa.m^{-1})$	53,47	69,65

Tableau A.2 – Performances thermo-hydrauliques obtenues pour le tube lisse coudé et le tube déformé coudé ($\delta_c = 0,25$)

Afin de mieux appréhender l'évolution des performances pour les deux tubes étudiés, les pertes de charge et le coefficient de transfert thermique ont été déterminés sur des portions de longueur correspondant à une période de déformation. L'évolution longitudinale de ces valeurs moyennées sur une longueur d'onde est tracée sur la figure A.5. En amont du coude, le frottement et le transfert sont plus importants dans le cas du tube avec déformations. Les valeurs obtenues se rejoignent lors du passage du coude. Sur les graphiques, il apparait clairement que l'augmentation de h due au coude (figure A.5(b)) est beaucoup plus significative que celle de la perte de charge (figure A.5(a)). Il est intéressant de noter que dans les deux cas, la présence du coude influence l'écoulement légèrement en amont au voisinage du coude. En aval du coude, l'écoulement se réorganise pour reprendre peu à peu une valeur similaire à celle mesurée avant le passage du coude. L'influence de la présence du tronçon de tube coudé sur les pertes de charges s'estompe pour une longueur de tube relativement courte sur les deux géométries. Dans le cas du tube lisse, les observations réalisées sont en accord avec les résultats présentés par Ward-Smith [165] qui montrent que la présence d'une jonction coudée perturbe l'établissement du régime hydraulique et que l'influence sur le transfert thermique est spatialement plus étendue. Pour le tube déformé, on voit que l'influence du coude sur le transfert thermique est similaire à celle pour le tube lisse. Le rétablissement des propriétés en aval est perturbé.



(a) Évolution locale de la perte de charge

(b) Évolution locale du coefficient de transfert thermique

Figure A.5 – Évolutions axiales des pertes de charges et du coefficient de transfert thermique pour les tubes coudés lisse et déformé

Pour le transfert thermique, comme pour la perte de charge, il convient de remarquer que dans le cas du tube lisse, l'augmentation des performances observée au niveau du coude est plus importante que celle observée dans les tronçons droits avec des déformations pariétales. La présence du coude impacte donc significativement les performances obtenues. La présence des déformations permet d'augmenter encore l'intensification de ces performances.

A.3 Effet de la présence du coude sur la géométrie de tube déformée

Afin de caractériser plus précisément l'effet du coude sur l'écoulement dans la configuration coudée déformée, cette dernière est comparée à une géométrie de tube déformée droite, sans jonction coudée, de longueur totale quasiment équivalente.

A.3.1 Impact de la présence du coude sur les performances

Les performances thermo-hydrauliques globales des deux configurations ont été déterminées et sont données dans le tableau A.3. Si la présence du coude augmente le transfert thermique et le frottement, il est intéressant de noter que dans le cas présent, l'augmentation du coefficient h, d'environ 4%, est moins importante que celle de la perte de charge (autour de 9%).

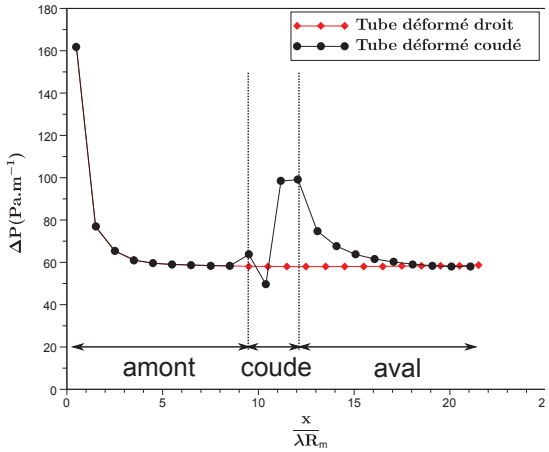
Configuration	Tube déformé droit	Tube déformé coudé
$h\ (W.m^{-2}.K^{-1})$	858,21	896,02
$\Delta P\ (Pa.m^{-1})$	63,89	69,65

Tableau A.3 – Performances thermo-hydrauliques obtenues pour le tube déformé droit et le tube déformé coudé

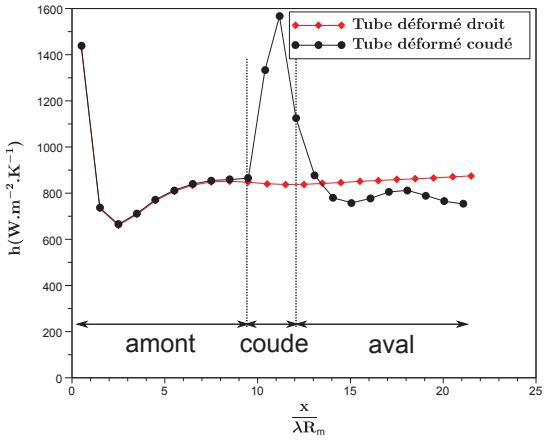
Ainsi, la présence du coude n'augmente pas de manière significative le PEC calculé par rapport à une géométrie de tube déformé droit. Un calcul du PEC montre en effet que les performances globales ne sont augmentées que de 1% avec l'ajout de la jonction coudée.

L'évolution longitudinale des pertes de charge et du coefficient d'échange convectif permet d'observer plus précisément l'effet de la présence du coude sur les résultats globaux. Comme on le voit sur la figure A.6, localement, la présence du coude intensifie de façon très importante le transfert thermique tandis que l'augmentation de pertes de charge reste plus modérée. D'après la figure A.6(a), la présence du coude influence l'écoulement et les pertes de charge générées en amont, sur environ une longueur d'onde en amont de la jonction coudée. Mais c'est principalement sur le tronçon de tube aval que le coude modifie l'écoulement. En effet, après le passage du coude, le rétablissement du régime hydraulique dans son mode autosimilaire du tube déformé seul ne se fait qu'après quelques périodes. Pour le transfert thermique présenté figure A.6(b), le régime thermique n'est pas ré-établi sur la longueur étudiée. Ainsi, cette zone aval du coude donne lieu à des performances thermiques inférieures à celle obtenues pour le tube déformé droit. Cette longueur d'établissement a un effet négatif sur le transfert thermique et diminue au global l'effet d'intensification dû à la présence du coude.

L'analyse de la restructuration de l'écoulement en aval du coude proposée dans le paragraphe suivant vise à étudier l'interaction entre la dynamique imposée par le coude et celle engendrée par les déformations.



(a) Évolution locale de la perte de charge



(b) Évolution locale du coefficient de transfert thermique

Figure A.6 – Évolutions axiales des pertes de charges et du coefficient de transfert thermique pour les tubes déformés droit et coudé

A.3.2 Analyse de l'écoulement pour un tube déformé coudé

Les meilleures performances thermo-hydrauliques localement observées au niveau du tronçon de tube coudé peuvent être directement expliquées par la formation de l'écoulement de Dean : les cellules de Dean qui apparaissent, déplacent le fluide très chaud situé au centre du tube vers la paroi. En effet, lorsque l'ajout d'une jonction coudée à la géométrie déformée a été envisagé, l'un des objectifs de l'étude était d'utiliser cette structuration d'écoulement complémentaire pour améliorer passivement les performances du dispositif identifiées dans le chapitre 2. Afin de mettre en évidence ce phénomène, une distribution de particules uniformément réparties sur un disque de rayon $0,1R_m$ a été injectée en entrée, au centre du tube. La répartition des particules a alors été observée pour différentes positions en aval. Les observations réalisées sont présentées sur la figure A.7.

Les forces centrifuges qui apparaissent dans le coude permettent de déplacer les particules initialement au centre du tube vers la surface externe du coude (extrados), comme le montre la répartition obtenue pour $x \approx 12\lambda R_m$ en aval du coude. Puis, du fait des structures de Dean, les particules poursuivent leur déplacement vers la surface interne du coude (intrados) avant de revenir vers le centre du tube lors de la première période de déformation en aval ($x \approx 12,5\lambda R_m$ et $x \approx 13\lambda R_m$). Plus à l'aval, l'écoulement se réorganise peu à peu et les structures tourbillonnaires créées par les déformations successives alternées réapparaissent, comme on le voit notamment sur la gauche de la répartition à $x \approx 21\lambda R_m$, au niveau des tourbillons.

La figure A.7 montre bien que la présence du coude permet de déplacer le cœur du fluide chaud vers les parois du tube permettant ainsi d'augmenter de façon importante le transfert thermique dans le tronçon coudé. Elle permet également de visualiser en partie les interactions entre les structures de Dean et la structuration mise en place par les déformations successives alternées.

La figure A.8 présente les contours de vitesse obtenus une période en amont de la sortie pour le tube déformé droit et le tube déformé coudé. L'influence de la présence du coude est clairement visible sur les champs de vitesse. Le contour observé a perdu l'axe de symétrie vertical et l'écoulement n'a pas la même structuration qu'en amont : le régime hydraulique n'est clairement

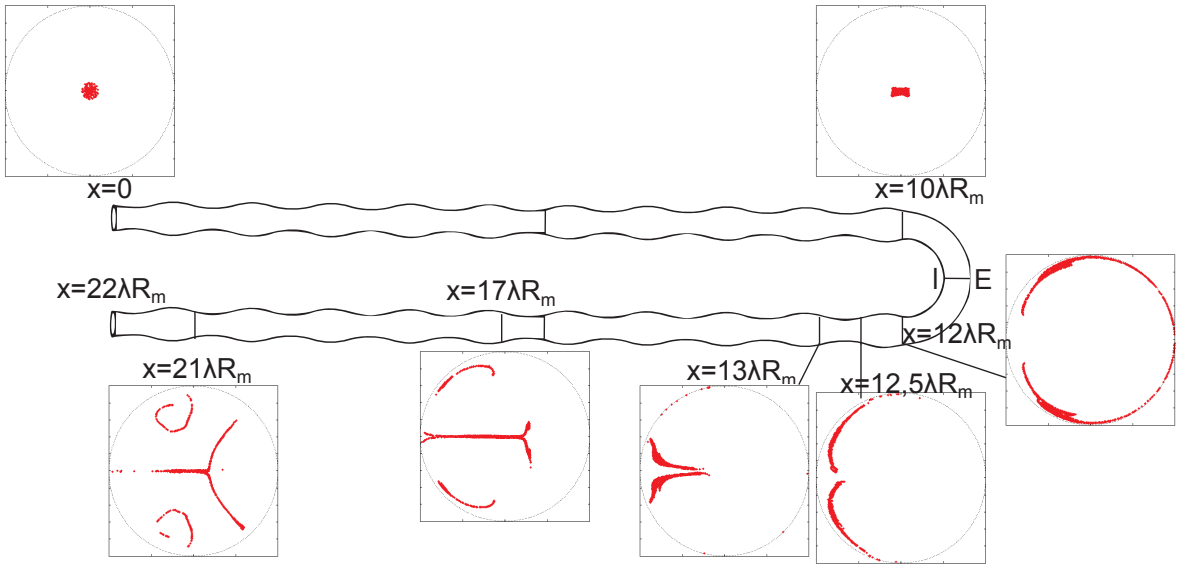
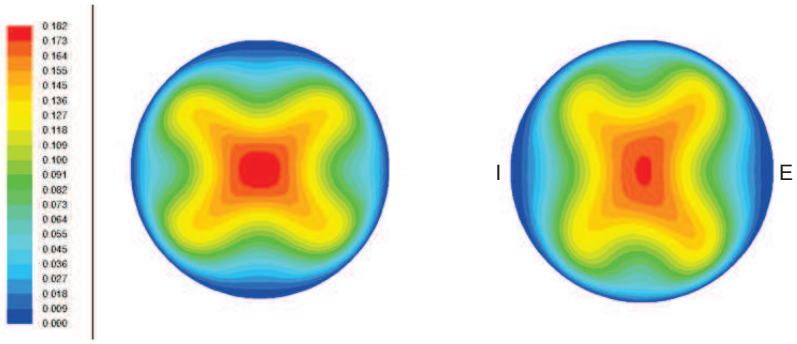


Figure A.7 – Évolution de la distribution de particule le long du tube déformé coudé

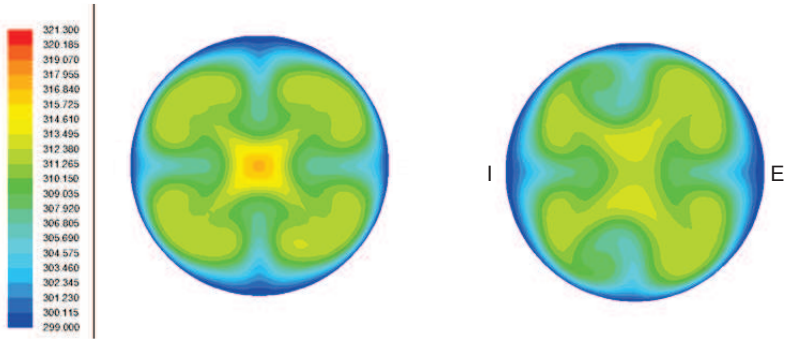
pas totalement rétabli. De même, la figure A.9 représente quant à elle les contours de température observés pour la même section de passage. Comme pour les contours de vitesse, la distribution observée n'est plus symétrique selon l'axe vertical de la figure. Si la température au centre de l'écoulement est diminuée par rapport au tube droit, ce qui était l'objectif dans l'ajout d'un coude, il apparait clairement que du côté de l'intrados du coude, les couches limites thermiques semblent plus épaisses. Ainsi, le transfert thermique doit être plus faible dans cette région, ce qui explique la baisse des performances globales par rapport au tube droit.



(a) Tube déformé droit (b) Tube déformé coudé

Figure A.8 – Contours de vitesse observés pour $x \approx 21\lambda R_m$ (une période en amont de la sortie)

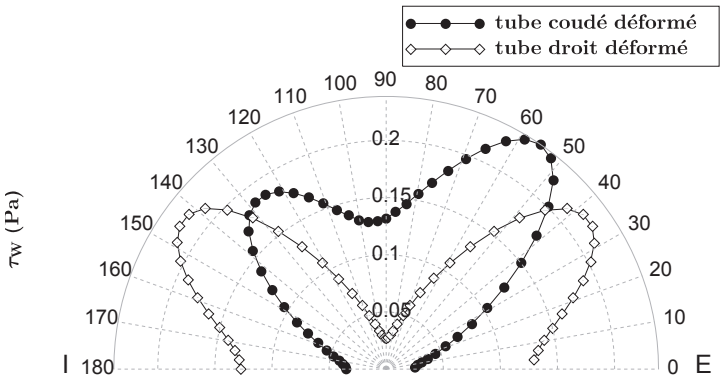
Afin de quantifier ces observations qualitatives sur les profils de vitesse et de température, les évolutions pariétales de la contrainte de cisaillement pariétal τ_W et du coefficient de transfert thermique ont été tracées pour la moitié supérieure de la section de passage prise à $x \approx 21\lambda R_m$. La figure A.10 présente les résultats obtenus. Pour la contrainte de frottement (figure A.10(a)), la perte de symétrie de l'écoulement est mise en évidence : il y a une différence d'environ 40% entre les valeurs maximales de la contrainte de frottement dans le quadrant droit par rapport au quadrant gauche de la figure. De plus, il est intéressant de noter que le maximum de frottement est déplacé d'une vingtaine de degrés par rapport au tube déformé droit, ce qui indique que la structuration de



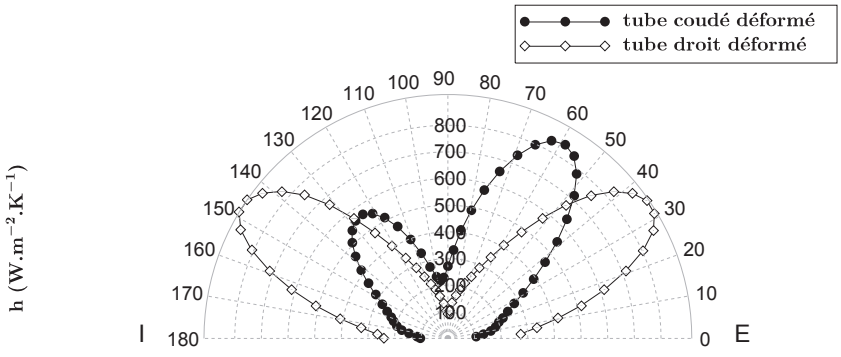
(a) Tube déformé droit (b) Tube déformé coudé

Figure A.9 – Contours de température observés pour $x \approx 21\lambda R_m$

l'écoulement radial est différente après le passage du coude. En ce qui concerne le coefficient de transfert thermique présenté sur la figure A.10(b), la diminution du transfert thermique pour le tube coudé par rapport au tube droit est clairement visible. En effet les valeurs maximales du coefficient de transfert thermique pour le tube coudé sont inférieures à celles obtenues pour le tube droit, du côté de l'extrados du coude comme de l'intrados. Cette diminution va de 6% pour l'extrados (à droite) à 50% pour l'intrados (à gauche).



(a) Contrainte de frottement pariétal

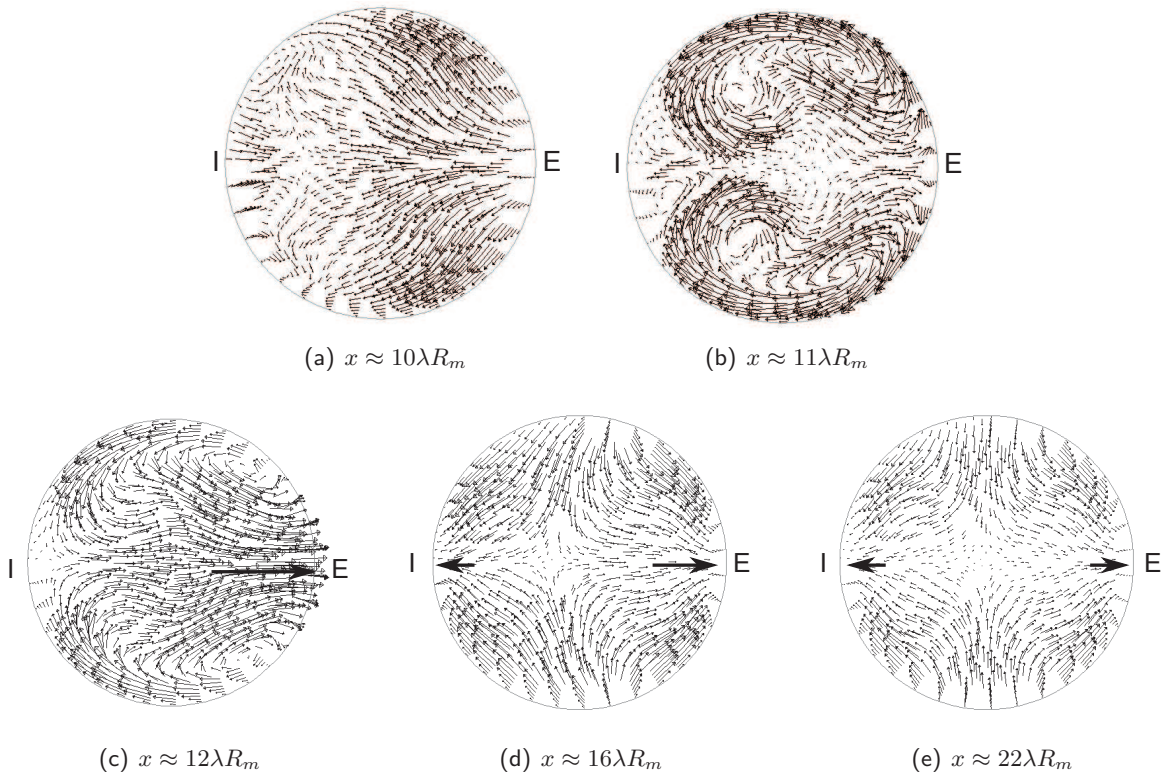


(b) Coefficient de transfert thermique pariétal

Figure A.10 – Grandeurs pariétales pour $x \approx 21\lambda R_m$ pour les géométries déformée droite et déformée coudée

Les structures de Dean influencent l'écoulement sur un domaine spatial long, ralentissant donc la restructuration de l'écoulement du fait des déformations pariétales. La figure A.11 présente

les vecteurs de vitesse transversale observés pour différentes positions : en entrée du coude (figure A.11(a)), au milieu du coude (figure A.11(b)), en sortie du coude (figure A.11(c)), au milieu du tronçon aval (figure A.11(d)) et en sortie du tube (figure A.11(e)). La figure A.11(a) montre qu'en entrée du coude, l'écoulement est différent d'un écoulement de Poiseuille, ce qui influence la mise en place des structures de Dean dans le coude. À la sortie du coude, sur la figure A.11(c), le mouvement centrifuge dû aux structures de Dean est clairement identifiable. L'influence de ces structures est encore perceptible sur le champs de vitesse plus loin en aval (figure A.11(d)) : on observe une dissymétrie des normes de vitesse, comme cela est schématisé par les flèches sur la figure. Les vecteurs vitesses allant du centre du tube vers l'extrados du coude ont une norme plus importante que les vecteurs dans le sens opposé. Cette dissymétrie des normes de vitesse disparait peu à peu à mesure que les structures de Dean s'atténuent et, en sortie du tube (figure A.11(e)), on retrouve un écoulement transversal presque symétrique, dû aux déformations pariétales. De même, le point de vitesse transversale nulle est décalé vers l'intrados et revient au fur et à mesure au centre du tube. Afin de retrouver le même schéma d'écoulement que dans le tube déformé droit, une longueur supérieure à la longueur étudiée ici est cependant nécessaire. C'est cette modification de la structure de l'écoulement induite par les cellules de Dean produites dans le coude qui entraîne l'altération du transfert thermique dans la seconde partie du tube.



(a) $x \approx 10\lambda R_m$ (b) $x \approx 11\lambda R_m$

(c) $x \approx 12\lambda R_m$ (d) $x \approx 16\lambda R_m$ (e) $x \approx 22\lambda R_m$

Figure A.11 – Vecteurs de vitesse radiale observés pour différentes abscisses

A.4 Conclusions

La configuration proposée dans cette partie constitue un premier pas en vue d'appliquer les déformations successives alternées à des configurations d'échangeur réelles. Ainsi, la présence de l'écoulement de Dean qui se développe dans la jonction coudée impacte les performances, et ce

de façon différente en fonction du rayon de courbure du coude. L'étude a permis de montrer que dans la géométrie considérée ici, le choix $\delta_c = 0,25$ pour la jonction coudée permet de bonnes performances.

L'écoulement de Dean qui se met en place dans le coude déstructure l'organisation de l'écoulement secondaire créée par les déformations alternées et déplace le fluide du cœur de l'écoulement (centre du tube) vers l'extrados. Localement, le transfert thermique est de ce fait significativement augmenté. Ainsi, cette zone de fluide centrale que les déformations successives alternées n'affectent pas, comme cela a été montré dans le chapitre 2, est mélangée au reste du fluide. Néanmoins, dans la partie aval du dispositif, les structures de Dean ont un fort effet déstabilisateur sur l'écoulement et allongent la longueur nécessaire à l'établissement du régime thermo-hydraulique. Une dissymétrie est observée dans l'écoulement et perdure jusqu'à la sortie du tube. De ce fait, les performances de transfert thermique sont diminuées dans le tronçon de tube déformé en aval du coude par rapport au cas d'un tube déformé droit. Au global, une très faible augmentation des performances est alors observée avec les longueurs de tube considérées lors de l'étude.

Ainsi, utiliser une jonction coudée n'est pas en soi une solution pour améliorer la topologie de l'écoulement secondaire par rapport à un tube déformé droit. D'autres méthodes pour modifier l'écoulement passivement doivent donc être considérées comme par exemple l'application des déformations à une géométrie annulaire présentée dans le chapitre 3.

Annexe B

Étude du déphasage longitudinal entre les déformations interne et externe des parois d'une configuration coaxiale

Performance of an annular heat exchanger made of two concentric tubes with successive alternating wall deformations

J.A. Zambaux[a,b,*], J.L. Harion[a], S. Russeil[a], P. Bouvier[b]

[a] *Mines Douai, EI, F59500 Douai, France*
[b] *HEI, Dpt EEA, F59046 Lille*

Abstract

Successive alternating wall deformations are applied to the external and internal walls of a coaxial tube. Through a numerical study, the effect of the longitudinal phase-shifting between the external and internal deformations is investigated on the flow structuration. For a fixed temperature condition on both walls, it is shown that the heat transfer performances are increased compared with a smooth annular geometry. The phase-shifting value giving the best thermal-hydraulic performances is also identified.

Keywords: heat transfer enhancement, annular configurations, wall deformation, numerical simulations, phase-shifting

*Corresponding author: Tel.: +33327712298; Fax: +33327712915
Email address: julie-anne.zambaux@mines-douai.fr (J.A. Zambaux)

submitted to Applied Thermal Engineering

Nomenclature

ΔV	Cell volume (m^3)
ΔP	Pressure drop (Pa)
A	Dimensionless deformation amplitude
C_p	Specific heat $(J.kg^{-1}.K^{-1})$
D_h	Hydraulic diameter (m)
f	Darcy friction coefficient $\frac{\Delta P D_h}{L \frac{1}{2} \rho U_m^2}$
h	Heat transfer coefficient $(W.m^{-2}.K^{-1})$
k	Heat conductivity $(W.m^{-1}.K^{-1})$
N	Number of cells
Nu	Nusselt number $\frac{hD_h}{k}$
Pr	Prandtl number $\frac{\mu C_p}{k}$
Re_{D_h}	Reynolds number based on D_h
s	Mean mesh size (m)
T	Temperature (K)
U_m	Flow velocity $(m.s^{-1})$
x, y, z	Coordinates (m)

Greek Symbols

λ	Dimensionless deformation wavelength
μ	Dynamic viscosity $(Pa.s)$
ϕ_l	Dimensionless longitudinal phase-shifting
ρ	Density $(kg.m^{-3})$

Subscripts

0	Reference
e	External
i	Internal
in	Inlet
w	Wall

1. Introduction

Heat is a significant part of final energy, so an optimal use of heat transfer constitutes a crucial issue in many fields and represents a major challenge for the economic efficiency of many industrial processes. A great number of studies aim to better understand and improve the heat transfer rate in devices such as heat exchangers or multifunctional heat exchangers [1]. Two

main kinds of methods can be highlighted to enhance convective heat transfer: active methods where an additional energy source is added to modify the flow (for example pulsatile flows or the addition of electro-magnetic fields can be cited [2, 3]) and passive methods where the modification of the device geometry aims to structure the flow in order to improve its efficiency. This last kind of method has been more particularly studied as it enables to limit the energy consumption needed for the process. A large number of geometrical evolutions have been tested and studied such as internal fins, the addition of inserts inside the tube flow, the use of bended tube sections or wall deformations [4, 5, 6, 7, 8, 9, 10]. Wall-deformed geometries have been thoroughly studied. Corrugated walls are an already well-known enhancement device, used in the industry. This kind of devices was specifically studied for laminar flows by Rainieri et al. [11, 12, 13]. It increases the heat transfer while preventing fouling but may create separation flows and high pressure drops, especially in the cross-sectional reduction areas. Therefore, other deformations that ensure a constant, or nearly constant cross-section have been evaluated to avoid flow separations. Two examples are the swirled tube [14] and the alternating elliptical axis tube [15, 16]. This last kind of tube was also studied in a coaxial tube configuration by Chen and Dung [17]. Smooth alternated wall deformations [18, 19] also represent a solution to enhance the heat transfer significantly in the laminar flows while limiting the pressure drops and preventing separation flows. This technique will be more specifically investigated in the present study.

Combining two enhancement techniques can be a relevant way to increase the heat transfer. Several studies described those compound methods as a way to improve the heat transfer [5]. This is particularly suitable for a coaxial tube geometry [20, 21]. Annular tube geometries are commonly used in the industry and gradual alternate wall deformations can be applied to their external and internal walls. Moreover, a bilateral heat condition can be used to maximize the exchange surface. This type of heating boundary conditions has already been studied [22, 23, 24].

To efficiently combine wall deformations applied on the external and internal walls of an annular tube, the optimal longitudinal phase-shifting between the two deformations must be taken into account. This parameter influences the flow distribution, and thus the convected heat transfer as it was shown on different configuration types such as wavy plates [25, 26].

The aim of the current study is to numerically study the longitudinal phase-shifting while combining two similar deformations to the external and

internal walls of a coaxial tube geometry. The angular phase-shifting has not been considered here. Through a numerical study (section 2), the transversal flow created by both the internal and external deformations taken separately has first been studied (section 3). Their combination has been then considered for different longitudinal phase-shifting values (section 4). The flow analysis and the heat transfer evaluation gives the optimal phase-shifting in order to increase the convective movements inside the flow (section 5).

2. Geometry and simulations set up

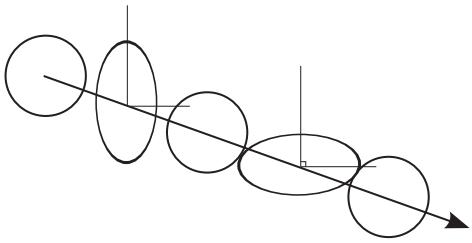
2.1. Alternate wall deformations

Gradual alternate wall deformations applied to a tube wall have already been studied [18, 19]. The cross-section shape of the tube changes with the longitudinal position while retaining the same area. It varies gradually and successively from circular to elliptic with alternate orientations. The principle of those wall deformations is given on Figure 1(a).

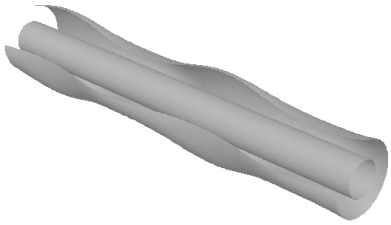
For an annular tube configuration, the alternate wall deformations can be applied to the external but also the internal walls of the geometry. Three annular configurations have been evaluated and are presented on Figure 1(b), Figure 1(c) and Figure 1(d). The hydraulic diameter D_h is calculated as four times the ratio of tube cross-sectional area divided by the entrance cross-sectional perimeter. The main deformations parameters are the amplitudes and the wavelengths that characterize the wall deformations. For the external wall, A_e and λ_e are the amplitude and the wavelength rendered non-dimensional by the hydraulic diameter. Similarly, for the internal wall, A_i and λ_i are defined. Those parameters are presented on figure 1(d).

When the wall deformations of the external wall and the internal wall of an annular configuration are coupled, two other parameters, in addition to D_h, A_e, λ_e, A_i and λ_i, can be considered: the angular or the longitudinal phase-shifting between the internal and external deformations.

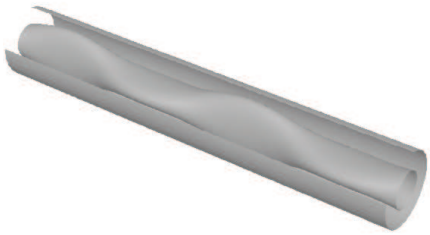
The present study aims to investigate the single effect of the longitudinal phase-shifting between the internal and external deformations. No radial phase-shifting is considered here. Therefore, all the other parameters have been set to constant values. The hydraulic diameter has been calculated using an internal mean radius ($2.5mm$) and an external mean radius ($5mm$): $D_h = 4(\pi(5^2 - 2.5^2))/(2\pi(5 + 2.5)) = 5mm$.



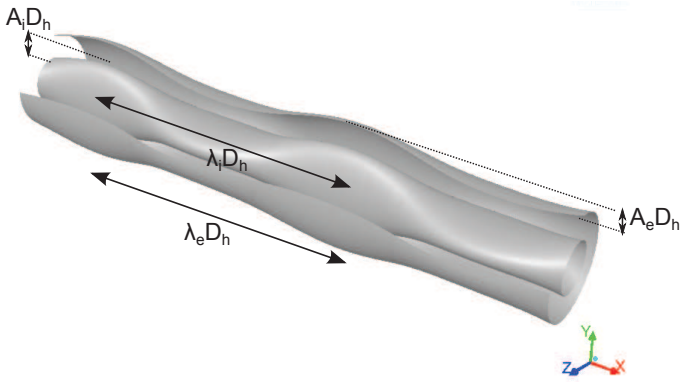
(a) Deformations principle



(b) Single external deformation



(c) Single internal deformation



(d) Internal and external deformations

Figure 1: Studied Configurations

The same values have been set for the external and internal deformation amplitudes and wavelengths for all the simulations: $A_e = A_i = 25\%$ which correspond to $1.25mm$ and $\lambda_e = \lambda_i = 6 = \lambda$, representing a streamwise wavelength of $30mm$. For all the following computations, the effects of the deformations have been studied over eight wavelengths, which correspond to a global length of $240mm$. The longitudinal phase-shifting between the external and the internal deformations will be referenced as ϕ_l and is rendered non dimensional by λD_h.

2.2. Numerical settings

A laminar incompressible steady flow is computed with the commercial finite volume software ANSYS Fluent v14.0. Second order upwind scheme were used to solve the momentum and energy equations. To ensure the results convergence, the SIMPLEC algorithm is used for the pressure and velocity coupling.

The fluid used for the calculations is a 30% mixture of glycol and water, which correspond to a Prandtl number $Pr = 9.64$. The fluid properties are considered independent from the temperature for the present computations since the considered temperature range is quite small. At the device entrance, a temperature $T_{in} = 321.3K$ is imposed with a velocity $U_m = 0.09m.s^{-1}$. The entrance Reynolds number, calculated with the hydraulic diameter, is thus $Re_{D_h} = 388$. On the internal and external walls, a no-slip condition is set and the temperature is set to $T_w = 299K$. All the longitudinal gradients terms are set to zero at the outlet of the annular tube.

The geometry and mesh are built with the software GAMBIT. Several coaxial tube geometries with different longitudinal phase-shifting between the internal and external wall deformations are studied. For all the configurations, smaller hexahedral cells are used near the walls to calculate accurately the strong wall gradients while the remaining domain is meshed by using tetrahedral elements. To ensure that there is always enough cells to provide accurate calculation, the size of the tetrahedral cells increases gradually from the near-wall regions to the core of flow area. Figure 2 presents the example of the entrance face and the face mesh at $x/D_h = \lambda/4$ for the annular configuration with a longitudinal phase-shifting $\phi_l = 1/2$. The tridimensional mesh obtained for one deformation wavelength is also given on Figure 2.

To ensure the numerical results are converged, the limit values for the residuals are set to 10^{-8} for the energy equation and to 10^{-5} for the other

equations. The local convergence of the pressure, velocity and temperature has also been monitored for several locations in the annular tube.

The mesh sensitivity was checked on the geometry with a phase-shifting $\phi_l = 1/2$ (half wavelength) since it corresponds to the most critical case with local diminution of the cross-section (see Figure 2(b)). Three grids are compared and for each one, Table 1 gives the total number of cells, the maximum cell size and the mean grid size s calculated by equation 1.

$$s = \left[\frac{1}{N} \sum_{i=1}^{n} (\Delta V_i) \right]^{1/3} \tag{1}$$

N is the total number of cells while ΔV_i is the volume of each cell.

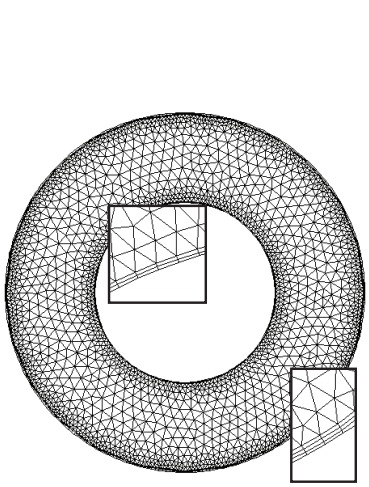
Number of cells N	Maximum cell size (mm)	Grid size s (mm)
19 553 016	0.3	8.97×10^{-2}
12 664 393	0.4	1.04×10^{-1}
9 142 072	0.5	1.16×10^{-1}

Table 1: Mesh parameters for the mesh sensitivity study

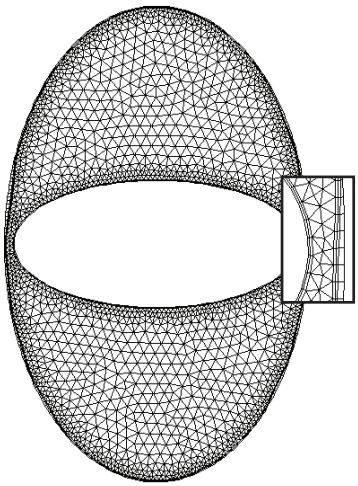
The method proposed by Celik et al. [27] is used to assess the mesh sensitivity. As stated in [27], the Grid Convergence Index (GCI) is calculated for the thinnest grid to assess its accuracy. This parameter calculated for the global Nusselt number and the friction coefficient is reported on Table 2 along the approximate relative error e_a between the thinnest and medium mesh. From this study, the uncertainty of the results in the thinnest grid is thus of 0.55%, which is quite low. This grid was chosen to perform the following calculations.

Convergence parameters	Nu	f
e_a (%)	0.16	0.51
GCI (%)	0.01	0.55

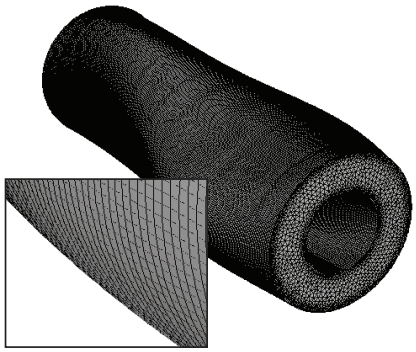
Table 2: Mesh convergence parameters



(a) Entrance face mesh



(b) Face mesh for $x/D_h = 1/4\lambda$



(c) 3-dimensional mesh over one deformation length

Figure 2: Mesh obtained for the annular tube configuration ($\phi_l = 1/2$)

3. Single deformations effects on the annulus flow pattern

Because of the wall deformations, a structured transversal flow field appears that modify the transfer properties. However external and internal deformations are not expected to hold the same effect on the flow field. Therefore, two annular tube configurations have been studied: one with a deformed external wall and a smooth circular internal wall (Figure 1(b)) and the other one with a smooth external wall and a deformed internal wall (Figure 1(c)).

To describe the flow, the transversal velocity vectors over different cross-sectional tube positions are used. The normalized helicity is also plotted as it allows to spot the vortical macrostructures that appear inside the annulus flow. It is defined by the scalar product between the velocity and vorticity fields, normalized by their magnitudes [28]. It is useful to highlight mainly longitudinal flow structures and is thus particularly adapted to the present study. Figure 3 presents the transversal velocity field coloured by the normalized helicity for different streamwise positions x for the two annular configurations. The blue colour represent negative values of the normalized helicity while the red colour represent positive value. It shows qualitatively the two opposite rotation direction of the macrostructures.

The results are presented for the last deformation period, on four successive sections: $x/D_h = 7\lambda$, $(7 + 1/4)\lambda$, $(7 + 1/2)\lambda$ and $(7 + 3/4)\lambda$.

For the external deformations, strong velocity vectors appear on the radial axis of each cross-section (highlighted in red on figure 3). The direction inversion of the velocity occurs at $x/D_h = (7 + 1/4)\lambda$ and $(7 + 3/4)\lambda$. The secondary velocity field created by the external deformations affects all the flow: significant velocity vectors are spotted near the external but also near the internal walls. The mapped normalized helicity allows viewing the flow macrostructures throughout the heat exchanger model: they appear successively in alternate rolling directions. Each vortical structure is accompanied by a counter-rolling cell. The macrostructures are located near the radial positions with an angle of 45^o, 135^o, 225^o and 315^o. To better understand the flow structuration, a movie showing the structures organisation in one deformation wavelength can be seen. For different cross-section within one deformation wavelength, the normalized helicity contours are successively plotted: $ExternalDeformation.avi$.

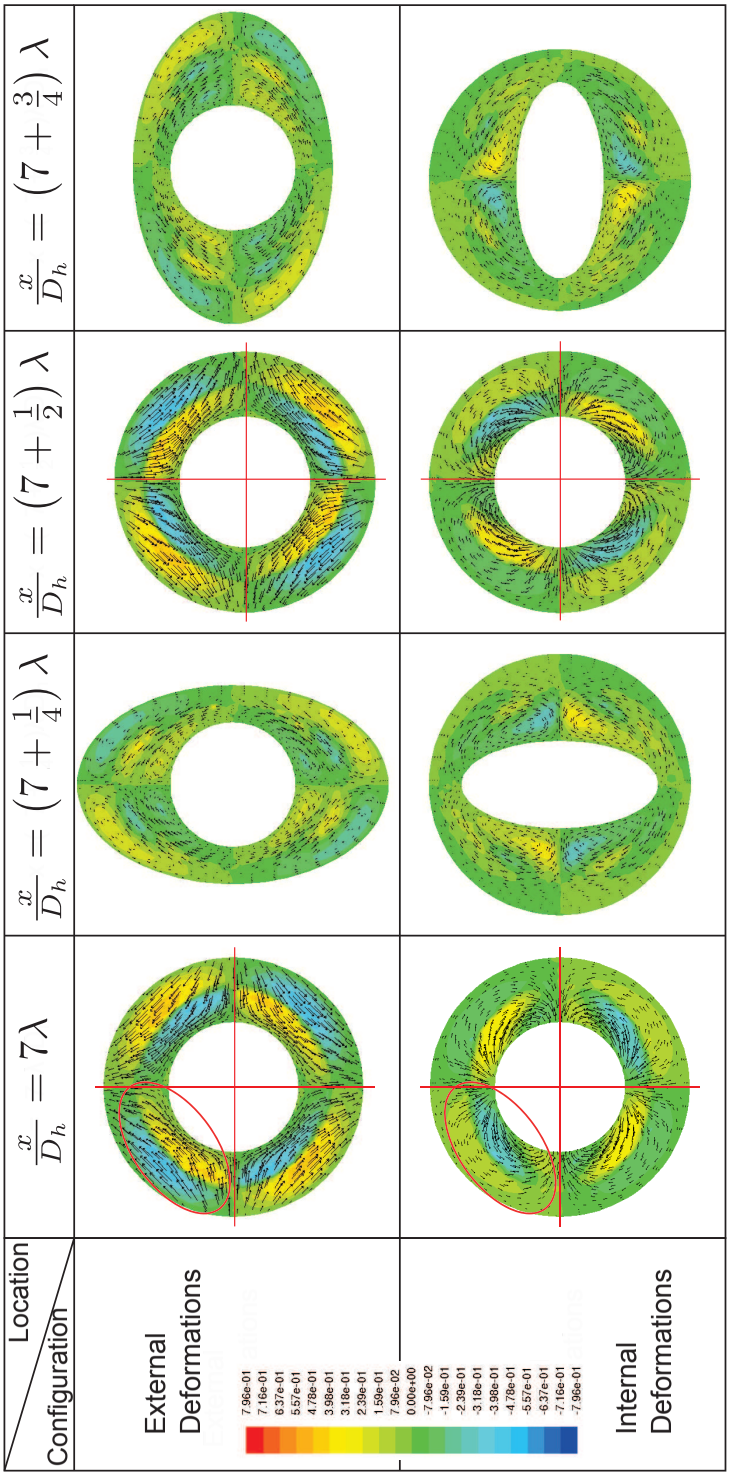


Figure 3: Normalized helicity and secondary velocity fields created by single deformations on the external or internal annular tube walls

The successive vortical macrostructures appearance and disappearance can be highlighted: their length is one half of a deformation wavelength as they appear at the first quarter of the wavelength and disappear at three quarters of the wavelength. Each structure is replaced by a counter-rolling structure.

When only the internal deformations are considered, similar velocity distributions can be observed. It is however worth noting that only the flow area located near the internal wall seems affected by the secondary flow. Similarly to the previous case, vortical structures appear successively in alternate directions. A film presenting the macrostructures can also be seen: $InternalDeformation.avi$. Similar observations can be drawn as for the external deformations case.

Figure 3 shows that the radial components of the velocity vectors on the main axis (highlighted by red lines on Figure 3 for $x/D_h = 7\lambda$ and $x/D_h = (7+1/2)\lambda$) for the externally and internally deformed configurations have the same directions for the four considered longitudinal cross-sections. Whereas, the tangential components of the velocity vectors are in opposite directions. Figure 3 shows that the main flow structuration observed for the macrostructures is longitudinally phase-shifted of one half wavelength between the two geometries. This can also be seen by the values of normalized helicity, for example on the tube quarters circled in red on Figure 3 for the two geometries. For the external deformations, the normalised helicity value is positive near the internal wall and negative near the external wall. The opposite is true for the external deformations configuration. This shows that the phase-shifting should have a significant influence on the flow structure for the configuration combining the two deformations.

4. Combined deformations effects on the flow pattern

The influence of the longitudinal phase-shifting on the combination of the external and internal deformations has been firstly studied for the two limit values identified in the previous analysis $\phi_l = 0$ and $\phi_l = 1/2$. Other values for this parameter have then been considered.

4.1. Limit phase-shifting values

To give a first comprehension of the effect of combined wall deformations on the flow, the particular cases where the values for the longitudinal phase shifting are extreme have been considered.

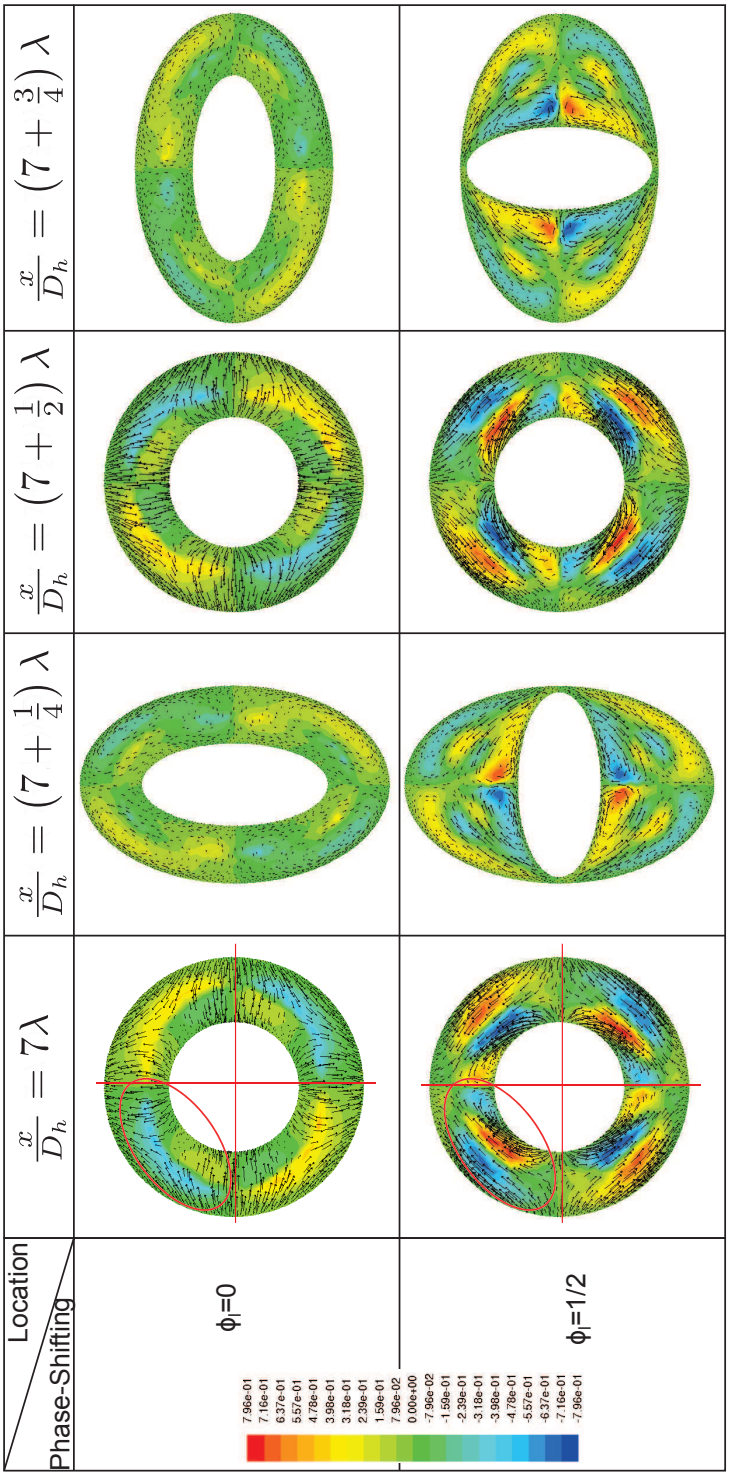


Figure 4: Normalized helicity and secondary velocity fields created by combined deformations with different longitudinal phase-shifting

The external and internal deformations have been combined in phase and out of phase ($\phi_l = 0$ and $\phi_l = 1/2$). For the two geometries, Figure 4 presents the transversal velocity fields superimposed on the normalized helicity map for the different longitudinal positions defined in the previous section.

When there is no phase-shifting, $\phi_l = 0$, it is quite clear that the radial velocity vectors observed on the vertical and horizontal symmetry axis (highlighted in red) are very strong while the vorticity macrostructures and thus velocity vectors in the tangential direction are quite weak. These observations are in accordance with the conclusions drawn from the study of the external and internal single deformations. The radial velocity components in the vertical and horizontal planes are reinforced because each of the two single deformation creates radial velocity in the same directions. On the contrary, the longitudinal vortical structures displayed by the helicity are weakened and present no higher values.

The opposite behaviour can be spotted for the $\phi_l = 1/2$ phase-shifted configuration. On the radial axis, the secondary velocity is very weak while the vorticity macrostructures are stronger than for the independent deformations and result in important tangential velocity vectors near the internal and external walls. It is worth noting that even if the flow organisation is quite different between the $\phi_l = 0$ and $\phi_l = 1/2$ configurations, the radial and tangential velocity vectors are still observed in around the same positions for both cases: the maximal values of radial velocity are located on the axis, at the angular positions 0^o, 90^o, 180^o and 270^o while the maximal values of tangential velocity are located around the angular positions 45^o,135^o, 225^o and 315^o.

To give a better understanding of the structure longitudinal organisation, two films are presented as supplementary data: $Phil0.avi$ for the $\phi_l = 0$ configuration and $Phil1_2.avi$ for the $\phi_l = 1/2$ configuration. They show the occurrence in the main flow direction of successive short vorticity macrostructures that replace one another: each structure has a length of one half of a wavelength and is replaced by a new structure having an opposite rolling direction. The appearance and disappearance of all the macrostructures occur at one quarter and three quarters of wavelength respectively.

The two kinds of flows observed for the two configurations are completely different and result in maximal friction for different wall areas. For the no phase-shifting case, $\phi_l = 0$, friction can be expected to be stronger in the areas where the radial velocity vectors are located, around the angular positions 0^o, 90^o, 180^o and 270^o. When $\phi_l = 1/2$, it is the tangential velocity

that becomes very strong and the maximal friction can thus be expected around the angular positions 45^o,135^o, 225^o and 315^o.

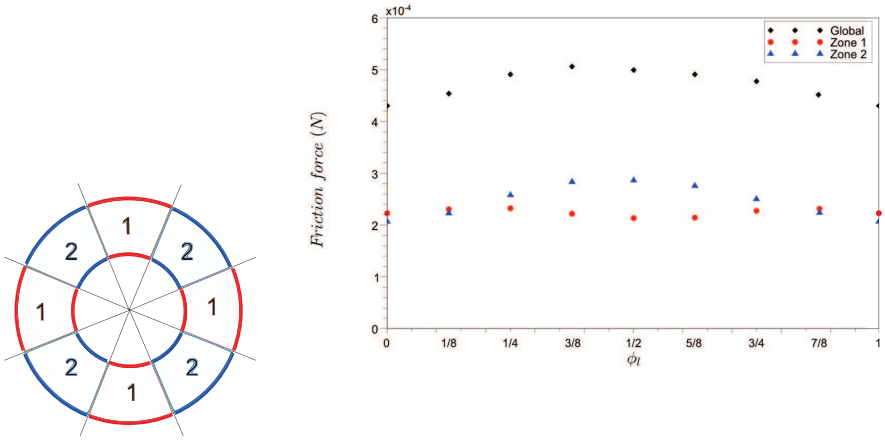
The main characteristic of the $\phi_l = 0$ configuration is the radial flow while the tangential flow created by the vorticity macrostructures is the main feature of the $\phi_l = 1/2$ configuration. When intermediate longitudinal phase-shifting are considered, the observed secondary flow can be expected to be a mix between the two flow types observed in the two limit cases described here.

4.2. Influence of the longitudinal phase-shifting

Intermediate values for the longitudinal phase-shifting and their effects on the flow structure have been considered. It has been seen in the previous section that the radial flow is located around the angular positions 0^o, 90^o, 180^o and 270^o while the tangential velocity vectors are mainly located around the angular positions 45^o, 135^o, 225^o and 315^o. Therefore, for all the considered phase-shifted configurations, the flow domain has been divided in eight zones centred around those angular positions for an easier analysis. Figure 5(a) gives the different defined zones on one given cross-section. The four regions centred around the positions 0^o, 90^o, 180^o and 270^o form Zone 1 (in red on Figure 5(a)) and correspond to the area including mainly strong radial velocities. The four regions identified as Zone 2 (in blue on Figure 5(a)) correspond to areas mainly governed by tangential velocities.

To estimate the strength of the radial and tangential velocity fields, the friction has been evaluated in Zone 1 and Zone 2. In order to compare extensive parameters, the friction force has been calculated as the wall-shear stress and surface product. Therefore the friction force in Zone 1 is the sum of the friction force observed in the red regions on Figure 5(a) (including the external and internal tubes contributions) while the friction force in Zone 2 is the sum of the friction force calculated in the blue regions. The results obtained can be seen on Figure 5(b). The friction forces calculated in Zone 1 and 2 for one deformation wavelength are plotted and compared with the global friction force for the considered deformation wavelength.

A first result is that the maximal value of the global friction force is obtained around $\phi_l = 1/2$. This can be correlated with the flow structure observed on Figure 4 for this value of phase-shifting. In this case, on the one hand there are larger tangential velocities that increase the shear stress and, on the other hand, even if the flow area remains the same, the section shape



(a) Zones 1 and 2 definition

(b) Friction force for different phase-shifting values

Figure 5: Friction force evolution due to the longitudinal phase-shifting in different flow areas

is much more disturbed. The local variations of the annular tube radius are the biggest.

The dissociation of the global friction force into the two contributions of Zone 1 and Zone 2 shows that the main contribution is provided by Zone 2 when ϕ_l is around 1/2. The increase of the global friction is thus related to these large tangential velocity values.

A second point to highlight is that the evolution is not symmetrical around the median value $\phi_l = 1/2$, while the geometry is itself identical on both sides of this phase-shifting value. While the geometry is the same with phase-shifting values ϕ_l and $1 - \phi_l$, the streamwise velocity direction makes that the flow structures will be different for phase-shifting values lower than 1/2 and greater than 1/2.

This result can be explained from the first analysis on the single deformations: it has been shown that for single internal and external deformations, the transversal flow direction inversion occurs at one quarter of wavelength and at three quarters of wavelength, as it is summarily illustrated on Figure 6. For the two previous configurations (external and internal deformations only), Figure 6 shows, on the first quarter of the annular tubes, the

main radial velocity vectors directions and intensities for several longitudinal positions over one deformation wavelength (positions $n\lambda D_h$, $(n + 1/8)\lambda D_h$, $(n + 1/4)\lambda D_h$...).

For two geometries with phase-shifting values distributed on either side of 1/2 ($\phi_l = 3/8$ and $\phi_l = 1 - 3/8 = 5/8$ are taken here as an example), the flow structures are deduced from the properties shown for the two simple configurations on Figure 6, but with a corresponding phase-shifting for the internal deformation compared to the external one.

The obtained radial vector directions are given on Figure 7(a) for $\phi_l = 3/8$ and on Figure 7(b) for $\phi_l = 5/8$. In each figure, the first line shows schematically the cross-section geometry at the position considered, the following two lines are the characteristics of radial velocities for external and internal configurations alone (they are from figure 6 and the phase shift is applied to the internal deformation). The last line shows schematically the composition of both the external and internal influences on the dual deformations configuration. The crosses symbolize the fact that the resultant velocity is very low. By comparing the evolutions of resultant velocities along a period, it appears that the resulting velocities seems globally greater for the $\phi_l = 3/8$ configuration than for the $\phi_l = 5/8$ configuration. This result is consistent with the dissymmetry observed for the friction force presented on figure 5(b).

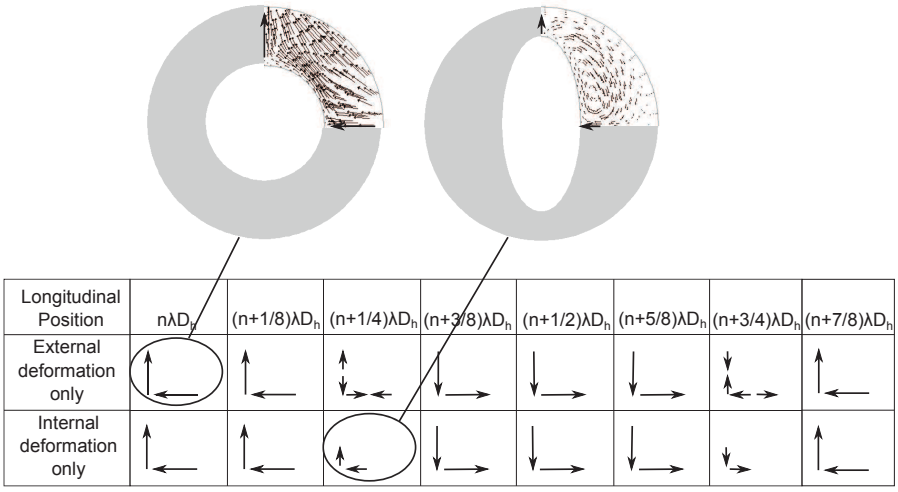
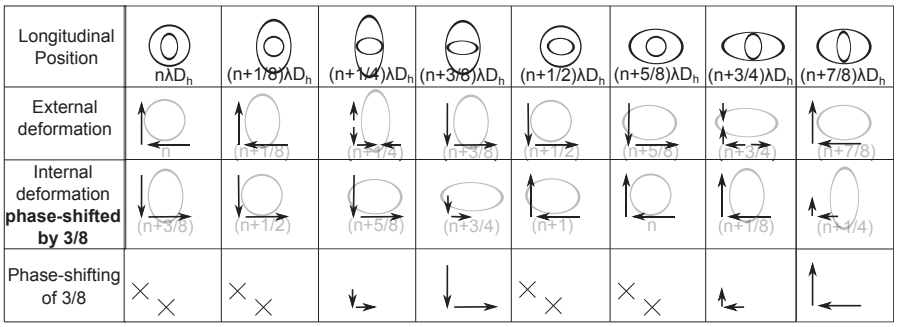
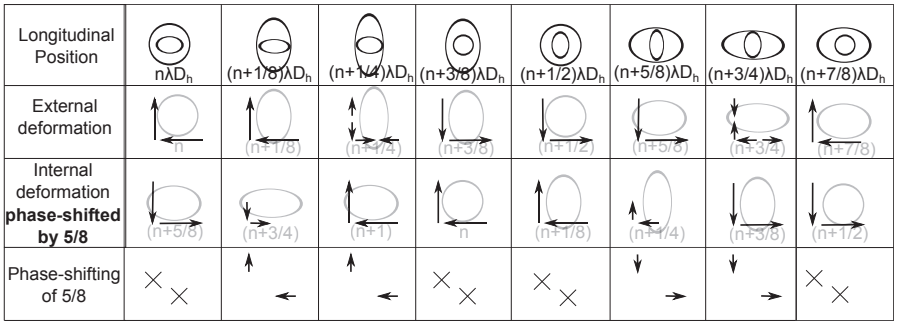


Figure 6: Main radial velocity vectors directions and intensities for the first quarter of tube for single external deformation and single internal deformation



(a) Main radial velocity vectors directions and intensities for the first quarter of the $\phi_l = 3/8$ configuration



(b) Main radial velocity vectors directions and intensities for the first quarter of the $\phi_l = 5/8$ configuration

Figure 7: Outline of the radial flow for two phase-shifting values: $\phi_l = 3/8$ and $\phi_l = 5/8$

The streamwise phase-shifting has a clear impact on the secondary flow field obtained while combining the deformations on the external and internal walls. The aim of the present study is to test this configuration in terms of heat transfer efficiency. Different calculations have thus been performed to study the convective heat transfer observed for different longitudinal phase-shifting values.

5. Thermo-hydraulic performances

5.1. Heat transfer and phase-shifting

A bilateral heating condition is considered to maximize the exchange surface. The wall temperature $Tw = 299K$ is fixed on both the internal

and external walls. The Nusselt number has been calculated for different longitudinal phase-shifting values and is reported on Figure 8.

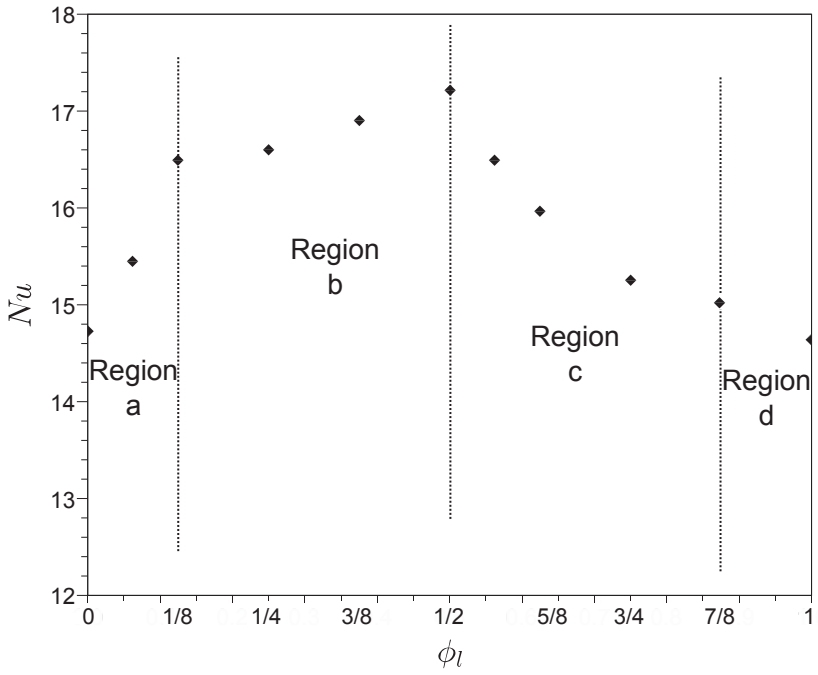


Figure 8: Nusselt number evolution for different phase-shifting values

From this figure, it can be seen that four regions with different behaviours can be defined. Regions a, b, c and d are reported in this way on Figure 8:

- Region a (phase-shifting up to $\phi_l = 1/8$): the heat transfer increases strongly. Radial velocities are strong as seen for the $\phi_l = 0$ configuration and the tangential velocities becomes more and more important
- Region b ($1/8 \lesssim \phi_l \lesssim 1/2$): the heat transfer increase continues, but with a lesser slope.
- Region c ($1/2 \lesssim \phi_l \lesssim 7/8$): the heat transfer decreases drastically. The tangential flow is less and less important while the radial velocities remain very low.

- Region d ($7/8 \lesssim \phi_l \leq 1$): the heat transfer decreases weakly. The tangential velocities decrease but the radial components become more and more important.

Figure 8 shows that the $\phi_l = 1/2$ configuration gives the best heat transfer results. Other phase-shifting values also seem interesting to consider, for example the $\phi_l = 1/8$ configuration: Figure 8 shows that the heat transfer is significantly increased compared to $\phi_l = 0$, and according to Figure 5(b), a smaller value for the wall-shear stress can be expected for this configuration compared with $\phi_l = 1/2$. The evaluation of the thermal-hydraulic efficiency will allow to assess the best phase-shifting configuration among those studied in the present paper.

5.2. Efficiency

To assess the different configurations, a performance criterion must be chosen. The PEC ($Performance\ Evaluation\ Criterion$) has been considered as it compares the increase of the heat transfer enhancement and of the pumping power needed between the enhanced geometry studied and a reference configuration. It is calculated as:

$$PEC = \frac{Nu/f^{1/3}}{Nu_0/f_0^{1/3}} \tag{2}$$

The 0 subscript stands for the reference geometry. Here an annular tube with smooth internal and external walls and with the same mean hydraulic diameter and total length as the studied configurations is used as reference. It is computed using the same discretisation, meshing method and cells size. The same boundary conditions are also used: similarly to the deformed configurations, a uniform velocity profile corresponding to $Re_{D_h} = 388$ and temperature $T_{in} = 321.3K$ are used at the smooth annular tube inlet and the temperature $T_w = 299K$ is fixed on the external and internal walls.

According to the expression given by Terhmina and Mojtabi [29], the flow establishment length is, for the studied smooth annular tube, $L_D = 14.6D_h = 73mm$ (it represents between two and three periods for the deformed configurations). The Darcy friction factor coefficient can thus be calculated in the established region from the simulations: $f_0^{num} = 0.250$. This computational result for the smooth annular tube can be compared with a correlation from the literature. When the external tube radius is twice the internal tube radius as here, Shah and London [30] give the expression for the Darcy friction

factor for an established flow: $(1/4)f_0^{th} = 23.813/Re_{D_h} = 0.245$. The two values are close and there is a good agreement between the numerical and theoretical results.

Figure 9 shows the evolution of the PEC for different longitudinal phase-shifting values. All the studied configurations helps increasing the performances compared with a smooth reference annular tube. A PEC of 1.3 can be found for $\phi_l = 0$. When the longitudinal phase-shifting is modified, the PEC is further increased. The best performances are observed around $\phi_l = 1/8$. This configuration does not correspond to the maximum Nusselt number previously observed, but, as discussed previously, the wall friction is however limited for this phase-shifting value.

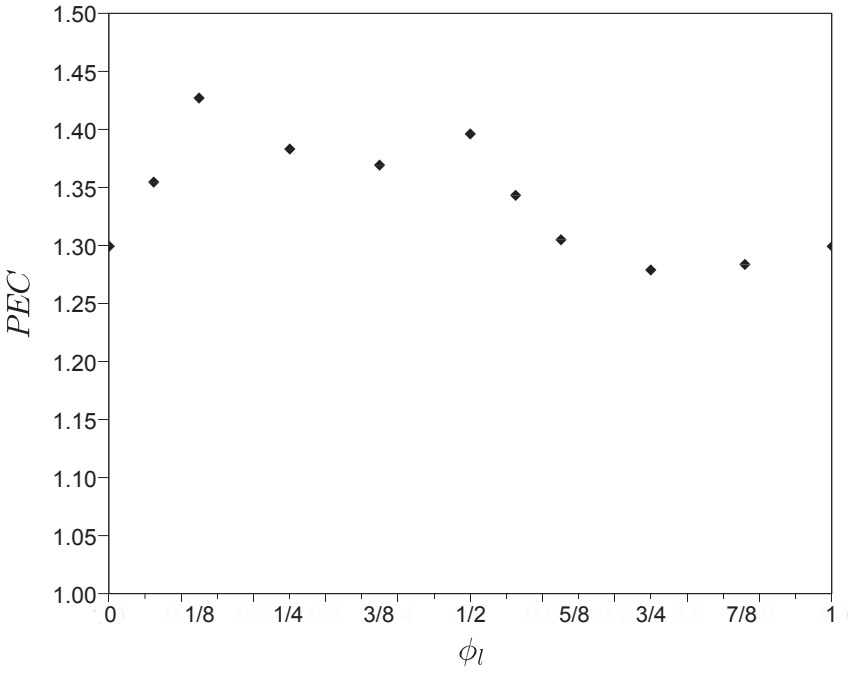


Figure 9: $= PEC$ evolution for different phase-shifting values

The best configuration, for $\phi_l = 1/8$, increases the efficiency of 12% compared with the no phase shifting configuration, and the improvement of efficiency is about 43% compared with a simple smooth annular heat exchanger design.

The longitudinal phase-shifting study contributes to improve the thermal-hydraulic performances only by shifting the external and internal tubes constituting a coaxial deformed configuration.

6. Conclusions

Successive alternating wall deformations applied to the internal and external walls of an annular tube helps creating a secondary flow. The longitudinal phase-shifting between the internal and external deformations influences the heat transfer and friction by modifying the flow structuration. Radial and tangential velocities appear and their contributions to the global transversal flow depends of ϕ_l. When the longitudinal phase-shifting becomes closer to $\phi_l = 1/2$, vortical macrostructures are favoured and the tangential flow becomes more important. The wall shear stress is also strongly increased. The best phase-shifting values can be determined by combining the two secondary flows to increase the heat transfer while limiting the pressure drops.

For a bilateral heating condition and at the Reynolds number used here, the optimal longitudinal phase-shifting has been found to be $\phi_l = 1/8$ among the studied tube configurations. The PEC is increased only by moving the internal and external tubes. The understanding of the flow organisation can also give indications on which configuration to choose for different heating conditions.

References

[1] Z. Anxionnaz, M. Cabassud, C. Gourdon, P. Tochon, Heat exchanger/reactors (hex reactors): Concepts, technologies: State-of-the-art, Chemical Engineering and Processing 47 (2008) 2029–2050.

[2] B. Timité, C. Castelain, H. Peerhossaini, Mass transfer and mixing by pulsatile three-dimensional chaotic flow in alternating curved pipes, International Journal of Heat and Mass Transfer 54 (2011) 3933 – 3950.

[3] J. Brancher, J. Leprevost, Laminar mixing induced by a twisted quadripolar stokes flow, International Journal of Heat and Mass Transfer 47 (2004) 1561–1567.

[4] Z. Iqbal, K. Syed, M. Ishaq, Optimal fin shape in finned double pipe with fully developed laminar flow, Applied Thermal Engineering 51 (2013) 1202–1223.

[5] S. Liu, M. Sakr, A comprehensive review on passive heat transfer enhancements in pipe exchangers, Renewable and Sustainable Energy Reviews 19 (2013) 64–81.

[6] K. K. Yerra, R. M. Manglik, M. A. Jog, Optimization of heat transfer enhancement in single-phase tubeside flows with twisted-tape inserts, International Journal of Heat Exchangers 8 (2007) 117–138.

[7] N. Acharya, M. Sen, H.-C. Chang, Analysis of heat transfer enhancement in coiled-tubes heat exchangers, International Journal of Heat and Mass Transfer 44 (2001) 3189–3199.

[8] S. Mahmud, A. K. M. Sadrul Islam, C. M. Feroz, Flow and heat transfer characteristics inside a wavy tube, Heat and Mass Transfer 39 (2003) 387–393.

[9] R. Tiruselvam, W. M. Chin, V. R. Raghavan, Double tube heat exchanger with novel enhancement: part II- single phase convective heat transfer, Heat Mass Transfer 48 (2012) 1451 – 1462.

[10] R. Tiruselvam, V. R. Raghavan, Double tube heat exchanger with novel enhancement: part I- flow development length and adiabatic friction factor, Heat Mass Transfer 48 (2012) 641 – 651.

[11] S. Rainieri, F. Bozzoli, G. Pagliarini, Experimental investigation on the convective heat transfer in straight and coiled corrugated tubes for highly viscous fluids: Preliminary results, International Journal of Heat and Mass Transfer 55 (2012) 498 – 504.

[12] S. Rainieri, G. Pagliarini, Convective heat transfer to temperature dependent property fluids in the entry region of corrugated tubes, International Journal of Heat and Mass Transfer 45 (2002) 4525 – 4536.

[13] A. Barba, S. Rainieri, M.Spiga, Heat transfer enhancement in a corrugated tube, International Communications in Heat and Mass Transfer 39 (2002) 313–322.

[14] X.-H. Tan, D. sheng Zhu, G. yan Zhou, L. ding Zeng, Heat transfer and pressure drop performance of twisted oval tube heat exchanger, Applied Thermal Engineering 50 (2013) 374–383.

[15] J.-A. Meng, X.-G. Liang, Z.-J. Chen, Z.-X. Li, Experimental study on convective heat transfer in alternating elliptical axis tubes, Experimental Thermal and Fluid Science 29 (2005) 457–469.

[16] W.-L. Chen, Z. Guo, C.-K. Chen, A numerical study on the flow over a novel tube for heat-transfer enhancement with a linear eddy-viscosity model, International Journal of Heat and Mass Transfer 47 (2004) 3431–3439.

[17] W.-L. Chen, W.-C. Dung, Numerical study on heat transfer characteristics of double tube heat exchangers with alternating horizontal or vertical oval cross section pipes as inner tubes, Energy Conversion and Management 49 (2008) 1574–1583.

[18] J.-L. Harion, J.-L. Bertin, B. Bahadori, Mixing and heat transfer increase in a tube with alernate successive deformations, in: W. H. E. W. P. Hahne, K. Spindler (Eds.), 3rd European Thermal Sciences Conference 2000, volume 1, Edizioni ETS, 2000, pp. 331 – 336.

[19] J.-A. Zambaux, S. Russeil, J.-L. Harion, P. Bouvier, Numerical analysis of heat transfer increase in a tube with alternate successive gradual wall deformations, in: 10th International Conference on Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics (HEFAT2014).

[20] L. Zhang, H. Guo, J. Wu, W. Du, Compound heat transfer enhancement for shell side of double-pipe heat exchanger by helical fins and vortex generators, Heat Mass Transfer 48 (2012) 1113 – 1124.

[21] J.-A. Zambaux, J.-L. Harion, S. Russeil, P. Bouvier, Combining two orthogonal secondary flows to enhance the mixing in an annular duct., Chem. Eng. Res. Des. (2014) In Press, Corrected Proof, Available online 27 October 2014.

[22] H. Zeng, S. Qiu, D. Jia, Investigation on the characteristics of the flow and heat transfer in bilaterally heated narrow annuli, International Journal of Heat and Mass Transfer 50 (2007) 492–501.

[23] Y. Wu, G. Su, S. Qiu, B. Hu, Experimental study on critical heat flux in bilaterally heated narrow annuli, International Journal of Multiphase Flow 35 (2009) 977–986.

[24] M. Ould-Rouiss, L. Redjem-Saad, G. Lauriat, Direct numerical simulation of turbulent heat transfer in annuli: Effect of heat flux ratio, International Journal of Heat and Fluid Flow 30 (2009) 579–589.

[25] J. Yin, G. Yang, Y. Li, The effects of wavy plate phase shift on flow and heat transfer characteristics in corrugated channel, Energy Procedia 14 (2012) 1566–1573.

[26] E. Elshafei, M. Awad, E. El-Negiry, A. Ali, Heat transfer and pressure drop in corrugated channels, Energy 35 (2010) 101–110.

[27] I. B. Celik, U. Ghia, P. J. Roache, C. J. Freitas, H. Coleman, P. E. Raad, Procedure for estimation and reporting of uncertainty due to discretization in cfd applications, Journal of Fluids Engineering 130 (2008) 0780011–0780014.

[28] Y. Levy, D. Degany, A. Seginer, Graphical visualization of vortical flows by means of helicity, AIAA Journal 28 (1990) 1347–1352.

[29] O. Terhmina, A. Mojtabi, Ecoulements de convection force en rgimes dynamique et thermique non tablis dans un espace annulaire, International Journal of Heat and Mass Transfer 31 (1988) 583 – 590.

[30] R. K. Shah, A. L. London, Laminar flow forced convection in ducts, 1978.

Influence des déformations successives alternées de la paroi sur l'accroissement des performances d'échange d'un tube
- Application aux échangeurs multifonctionnels -

Résumé :

Les travaux de thèse sont consacrés à l'étude numérique de l'application de macro-déformations successives alternées à la paroi d'un tube. La modification de l'écoulement du fait des déformations permet de modifier ses propriétés en termes de transfert thermique et de mélange. L'objectif de l'étude d'un tel dispositif est entre autre de l'appliquer pour des configurations d'échangeurs multifonctionnels, qui sont à la fois échangeurs de chaleur et réacteurs chimiques. L'étude s'intéresse principalement aux écoulements laminaires. Les calculs sont réalisés avec le code ANSYS Fluent. L'étude est tout d'abord consacrée à la caractérisation de l'écoulement secondaire créé par les déformations ainsi qu'à l'influence des différents paramètres de déformation. Afin d'améliorer le mélange dans l'écoulement, l'étude d'une configuration coaxiale déformée a été envisagée (cette géométrie correspond de plus à une configuration d'écoulement utilisée dans l'industrie). Deux configurations annulaires ont été considérées. Dans un premier temps, les déformations pariétales ont été appliquées aux tubes interne et externe : différents déphasages longitudinaux et angulaires entre ces deux déformations ont été étudiés pour optimiser les performances thermo-hydrauliques. La seconde configuration combine des déformations sur la paroi externe et un *swirl* sur la paroi interne de la géométrie. Cette configuration particulière permet en régime laminaire d'augmenter significativement le mélange du fait de l'apparition d'advection chaotique dans l'écoulement. Cette dernière géométrie est appliquée dans le cas d'un échangeur solaire à concentration et permet d'améliorer les performances par rapport à un tube lisse dans des conditions similaires. La dernière partie de l'étude est consacrée à une validation expérimentale des résultats numériques lorsque les déformations sont appliquées à une plaque. Des mesures par PIV et LDA ont été réalisées pour mesurer la vitesse locale de l'écoulement.

Mots clés : Déformations pariétales, Écoulements laminaires, Intensification du transfert thermique et du mélange, Advection chaotique, Simulations numériques

Successive alternate wall deformations effect on the transfer performances of a tube
- Application to multifunctional heat exchangers -

Abstract :

The work presented here is focused on the numerical study of specific successive wall deformations in alternate directions, applied to a tubular geometry. Those deformations help modifying the flow structure and thus its heat transfer and mixing properties. One of the main aims of the study is to apply those deformations to multifunctional exchangers which are heat exchangers and chemical reactors at the same time. The study is mainly focused on laminar flows and all the numerical calculations were performed using the CFD code ANSYS Fluent. The first step of the study is to assess the secondary flow created by the wall deformations. The influence of several deformation geometrical parameters has also been studied. In order to enhance the mixing in the deformed tube, the wall deformations have been applied to coaxial configurations (often used in the industry). Two kinds of annular configurations have been evaluated. At first, the wall deformations are applied to the external and internal walls of the coaxial tube. The effect on the heat transfer enhancement of the longitudinal and angular phase-shifting between the two deformations has been specifically assessed. The second configuration considered combines the alternate deformations on its external walls and a swirled internal wall. This particular annular configuration creates chaotic advection in laminar flows, therefore helping increasing the mixing. This geometry is used as a solar captor and helps increasing the global performances when compared with a smooth tube usually used. The last part of the presented work is focused on the experimental validation of the numerical results. Techniques such as PIV and LDA are used to measure local velocity fields in a plane duct with alternate deformations applied to its lower wall.

Keywords : Wall deformations, Laminar flows, Heat transfer and mixing enhancement, Chaotic advection, Numerical simulations