

RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE  
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

## Université Amar Telidji - Laghouat



Faculté de sciences

### THÈSE DE DOCTORAT EN SCIENCES

Spécialité : Physique

Présentée et soutenue publiquement  
Le : 27 Mai 2021

Par : **TELHA Mostefa**

**THEME**

**Etude des Propriétés Locales du Champ des Vitesses dans un  
Ecoulement Bidimensionnel Chaotique Instationnaire**

**Devant le jury composé de :**

Mr. BOUABDALLAH Said	Professeur	Université de Laghouat	Président
Mr. BACHIRI Mohamed	MCA	Université de Laghouat	Directeur de thèse
Mr. LASBET Yahia	MCA	Université de Djelfa	Co-directeur de thèse
Mr. MOHAMMEDI Kamal	Professeur	Université de Boumerdès	Examineur
Mr. TEGGAR Mohamed	Professeur	Université de Laghouat	Examineur
Mr. BENCHATTI Toufik	MCA	Ecole Normale Supérieur-Laghouat	Examineur

**Année universitaire : 2020/2021**

## Dédicaces

*Je dédie ce modeste travail*

*A la mémoire de mon père.*

*A ma grande famille : ma mère, mes frères, mes sœurs.*

*A ma petite famille : ma femme, mon petit-fils, ma petite fille.*

*A mes amis.*

*A ceux qui m'ont soutenu de loin ou de près.*

## Remerciements

*Je voudrais exprimer ma très vive gratitude et mes très sincères remerciements tout d'abord à mon Directeur de thèse Monsieur BACHIRI Mohamed, Maître de Conférences à l'Université de Laghouat, et à mon Co-Directeur de thèse Monsieur LASBET Yabia, Maître de Conférences à l'Université de Djelfa pour l'apport énorme de connaissances scientifiques, toujours dans une atmosphère très conviviale.*

*Je les remercie de m'avoir orienté, aidé et conseillé et surtout pour leur patience et leur disponibilité constante.*

*Mes remerciements et ma gratitude s'adressent à monsieur BOUABDALLAH Said, Professeur à l'université de Laghouat d'avoir accepté de présider mon jury de soutenance.*

*Je tiens également à remercier le professeur MOHAMMEDI Kamal, le professeur TEGGAR Mohamed et le Dr BENCHATTI Toufik pour avoir accepté de participer au jury de cette thèse.*

*J'exprime ma reconnaissance à mon ami NAAS Toufik Tayeb, pour le soutien et la collaboration.*

*J'exprime ma gratitude à Mr ABDELALI Ali, pour l'aide et l'orientation dans des situations difficiles.*

*En fin, je tiens à remercier tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à l'achèvement de ce travail.*

# Sommaire

Sommaire.....	I
Nomenclature.....	II
Liste des figures.....	III
Liste des tableaux.....	IV
<b>Introduction générale</b>	1
<b>Chapitre I : Étude bibliographique</b>	4
I.1 Introduction.....	5
I.2 Mélange laminaire .....	6
I.2.1 Mécanisme de mélange simple: réorientation de l'écoulement.....	6
I.3 Les propriétés locales du champ des vitesses.....	8
I.3.1 Vorticité .....	8
I.3.2 Hélicité .....	8
I.3.3 Déformation .....	8
I.4 Advection chaotique.....	9
I.4.1 Différentes méthodes d'identification du chaos .....	10
I.4.1.1 Sensibilités aux conditions initiales (exposant de lyapunov).	10
I.4.1.2 Transformation de type fer à cheval.....	11
I.4.1.3 Transformation de boulanger (Etirement-Repliement).....	12
I.4.1.4 Caractérisations topologiques (Section de Poincaré).....	12
I.4.2 Tableau récapitulatif.....	14
I.4.3 Types des mélangeurs chaotiques.....	15
I.4.3.1 Les mélangeurs passifs.....	15
I.4.3.2 Les mélangeurs actifs .....	15
I.4.4 L'Advection chaotique et son effet sur les propriétés locales .....	15
I.4.4.1 Cas des mélangeurs actifs.....	15
I.4.4.2 Cas des mélangeurs passifs .....	21
I.5 Le principe de synergie des champs.....	31
I.6 La déformation radiale pulsatile.....	39
I.7 Conclusion .....	42
<b>Chapitre II : Formulation mathématique et méthodes numériques</b>	43
II.1 Introduction.....	44
II.2 Géométrie et paramètres d'écoulement .....	44
II.3 Propriétés physicochimiques du fluide.....	47

II.4	Les équations utilisées.....	48
II.4.1	Conditions aux limites.....	49
II.5	Le maillage.....	49
II.5.1	Maillage structuré (quadra/hexa).....	49
II.5.2	Maillage non structuré (tri/tétra) .....	50
II.5.3	Maillage hybride .....	50
II.5.4	Choix du maillage.....	52
II.6	Choix des paramètres sur FLUENT .....	53
II.7	Conclusion.....	54
	<b>Chapitre III : Etude des propriétés locales du champ des vitesses</b>	<b>55</b>
III.1	Introduction.....	56
III.2	Validation .....	56
III.3	Caractéristiques de l'écoulement.....	58
III.4	Section de Poincaré.....	60
III.5	Exposant de lyapunov.....	63
III.6	Propriétés locales.....	66
III.6.1	Taux de déformation moyen.....	66
III.6.2	Taux de déformation instantané.....	67
III.6.3	Taux de rotation moyen.....	68
III.6.4	Taux de rotation instantané.....	69
III.6.5	Taux d'élongation moyen.....	69
III.6.6	Taux d'élongation absolue instantané.....	70
III.7	Conclusion .....	71
	<b>Chapitre IV : Etude de Principe de Synergie des Champs</b>	<b>73</b>
IV.1	Introduction.....	74
IV.2	Les profils de température .....	74
IV.3	Les contours de température .....	76
IV.4	Température moyenne du fluide et son Ecart-type.....	79
IV.5	Nombre de Nusselt .....	81
IV.6	Les modules de vitesse .....	82
IV.7	Les contours de vitesse.....	84
IV.8	Contours de l'angle de synergie.....	86
IV.9	Conclusion.....	88

<b>Chapitre V : Apparition du chaos par la déformation radiale</b>	89
V.1 Introduction.....	90
V.2 Etude de l'écoulement avec contrôle (variation des rayons des cylindres intérieurs).....	90
V.3 Maillage dynamique .....	91
V.4 Les protocoles de déformation radiale pulsatile étudiés.....	92
V.4.1 Déformation radiale pulsatile des deux barreaux intérieurs ensemble (protocole 1).....	92
V.4.2 Déformation radiale pulsatile du barreau droit seulement (protocole 2).....	93
V.4.3 Déformation radiale pulsatile du barreau gauche seulement (protocole 3).....	95
V.4.4 Déformation radiale pulsatile des deux barreaux intérieurs avec rotation de la cuve (protocole 4).....	96
V.5 Caractéristiques de l'écoulement.....	96
V.6 Comportement hydrodynamique et structure de l'écoulement .....	97
V.7 Caractéristiques de l'écoulement .....	98
V.8 Calcul des propriétés locales de l'écoulement.....	102
V.8.1 La rotation.....	102
V.8.2 La déformation.....	104
V.8.3 Le taux d'élongation.....	106
V.8.4 Le frottement pariétal.....	108
V.9 Influence de la fréquence de déformation sur l'écoulement .....	110
V.9.1 Les caractéristiques de l'écoulement.....	110
V.9.1.1 Les modules de vitesse.....	111
V.9.1.2 Les écoulements secondaires.....	112
V.9.2 Calcul des propriétés locales du champ de vitesse de l'écouleme	113
V.9.2.1 La rotation.....	113
V.9.2.2 Le taux de déformation .....	113
V.9.2.3 Le taux d'élongation.....	114
V.9.2.4 Le frottement pariétal .....	115
V.10 Conclusion.....	115
<b>Conclusion générale</b>	116
<b>Références bibliographiques</b>	118

# *Nomenclature*

## Symboles latins

a	Entraxe (distance entre l'axe de la cuve et l'axe du barreau)	[ m ]
c	Capacité calorifique massique	[J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> ]
d	Diamètre de la cuve	[ m ]
D	Taux de déformation	[ s <sup>-1</sup> ]
D <sub>ij</sub>	Tenseur de déformation	[ - ]
D <sub>h</sub>	Diamètre hydraulique	[ m ]
D <sub>m</sub>	Taux de déformation moyen	[ s <sup>-1</sup> ]
dt	Pas du temps	[ s ]
f	Fréquence de déformation	[ Hz ]
H	Taux d'Hélicité	[ s <sup>-1</sup> ]
h	Coefficient de convection	[ W.m <sup>-2</sup> .K <sup>-1</sup> ]
l <sub>0</sub>	Longueur initiale de l'élément fluide	[ m ]
l <sub>x</sub>	Etirement de l'élément fluide dans les sens des X	[ m ]
l <sub>y</sub>	Etirement de l'élément fluide dans les sens des Y	[ m ]
N	Nombre des éléments fluides	[ - ]
Nu	Nombre de Nusselt	[ - ]
p	Pression du fluide	[ Pa ]
Pe	Nombre de Peclet	[ - ]
Pr	Nombre de Prandtl	[ - ]
R	Rayon initial des barreaux intérieurs.	[ m ]
r	Rayon variable du cylindre intérieur	[ m ]
R <sub>1</sub>	Rayon du barreau gauche	[ m ]
R <sub>2</sub>	Rayon du barreau droit	[ m ]
R <sub>3</sub>	Rayon de la cuve	[ m ]
Re	Nombre de Reynolds pour un fluide Newtonien	[ - ]
S	Surface totale du fluide	[ m <sup>2</sup> ]
str <sub>t</sub>	Taux d'étirement de l'élément fluide à l'instant t	[ - ]
t	Temps	[ s ]
T	Température	[ K ]

$T_i$	Température au nœud i	[ K ]
$T_m$	Température moyenne du fluide	[ K ]
$u$	Vitesse dans la direction X	[ m.s <sup>-1</sup> ]
$v$	Vitesse dans la direction Y	[ m.s <sup>-1</sup> ]
$V$	Vitesse du fluide	[ m.s <sup>-1</sup> ]
$U_i$	La vitesse dans la direction i	[ m.s <sup>-1</sup> ]
$\vec{V}$	Vecteur de vitesse	[ m.s <sup>-1</sup> ]
$V_x, V_y, V_z$	Composantes cartésiennes de la vitesse	[ m.s <sup>-1</sup> ]
$W^s$	Comportement stable	[ - ]
$W^u$	Comportement instable	[ - ]
$x, y$	Coordonnées cartésiennes	[ m ]

### Symboles grecques

$\emptyset$	Flux thermique échangé	[ W ]
$\varepsilon$	Taux d'élongation	[ - ]
$\varepsilon$	Taux de déformation radiale pulsatile	[ % ]
$\rho$	Masse volumique du fluide	[ Kg .m <sup>-3</sup> ]
$\tau$	Période du temps	[ s ]
$\tau$	Frottement pariétal	[ Pa ]
$\lambda$	Conductivité thermique	[ W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> ]
$\lambda$	Exposant de Lyapunov	[ - ]
$\bar{\lambda}$	Exposant de Lyapunov moyen	[ - ]
$\sigma$	L'écart type	[ - ]
$\mu$	Viscosité dynamique du fluide	[ Pa.s ]
$\Omega$	Taux de rotation	[ s <sup>-1</sup> ]
$\Omega_m$	Taux de rotation moyen	[ s <sup>-1</sup> ]
$\theta$	Angle de Synergie	[ ° ]
$\Omega_1$	Vitesse angulaire du barreau gauche	[ rad.s <sup>-1</sup> ]
$\Omega_2$	Vitesse angulaire du barreau droit	[ rad.s <sup>-1</sup> ]
$\Omega_3$	Vitesse angulaire de la cuve	[ rad.s <sup>-1</sup> ]

## **Exposants et Indices**

h	Hydraulique
i	Espèce, nœud
j	Espèce, nœud
m	Moyen
p	Pression constante
(r, $\theta$ )	Polaire
s	Désigne stable
t	Temporel
u	Désigne instable
0	Indice de référence

## **Acronymes et Abréviations**

ALT	Alterné Modulé
CFD	Computational Fluid Dynamics
CM	Continu Modulé
MHD	Magnétohydrodynamique
NM	Non Modulé
PSC	Principe de Synergie des Champs
QUICK	Quadratic Upwind Interpolation for Convective Kinetics
SAR	Splitting and recombination
SIMPLEC	Semi Implicit Method for Pressure Linked Equations Consistent
UDF	User Defined Function
VOF	Volume of Fluid
2D	Bidimensionnel
3D	Tridimensionnel



# *Liste des figures*

## *Chapitre I*

Figure I.1	Réorientation des particules fluides (a) écoulement simple dans un tuyau. (b) écoulement périodique dans des directions alternées.	7
Figure I.2	Illustration de la sensibilité aux conditions initiales (Exposant de lyapunov).	11
Figure I.3	Transformation de type fer à cheval.	11
Figure I.4	Mécanisme de mélange par succession d'étirement et de repliement.	12
Figure I.5	Section de Poincaré d'un écoulement modèle (écoulement sinusoïdal).	13
Figure I.6	Écoulement de stockes (a) les protocoles d'agitation utilisés (b) section de poincaré appliquée, (Aref, 1986).	17
Figure I.7	Échangeur de chaleur excentrique et annulaire (Saatdjian, et al., 2011).	18
Figure I.8	Illustration des locus de points elliptiques et hyperboliques. (K. C. Miles, et al., 1995).	18
Figure I.9	Exposant de lyapunov local $\lambda_N$ pour les trajectoires commençant de 1000 points (T. Atobe, et al., 1995).	19
Figure I.10	Le mélangeur planétaire (M. J. Clifford et al. 2004).	19
Figure I.11	Trajectoires chaotiques et régulières dans un système d'agitation. (Lamberto et al., 2001).	20
Figure I.12	Mélangeur de pate (R. K. Connelly, and J. L. Kokini, 2007).	20
Figure I.13	Configuration du pétrin (Seyed Mostafa Hosseinalipour, et al., 2013).	21
Figure I.14	Amélioration du mélange par MHD (Fangping Yuan, K.M. Isaac, 2017).	21
Figure I.15	Écoulement dans une géométrie complexe C-Shape (Lasbet, et al., 2016).	22
Figure I.16	Les mélangeurs étudiés: (a) Canal en forme de C et Tube droit. (b) Evolution du taux de déformation dans le canal en forme de C. (c) Le taux de rotation (d) les coefficients d'étirement/repliement. (Naas, et al., 2019)	23
Figure I.17	Mélangeur passif de type SAR (Habchi, et al., 2019).	23
Figure I.18	(a) Schémas des mélangeurs : TSMC, TSML, GSMMO, GSMMT et GSMUT. (b) Distribution de la concentration sur les plans perpendiculaires au sens du courant (Re = 64). (Lin, 2015).	24
Figure I.19	Écoulement ouvert (a) Section d'essai de conduit torsadé. Étirement et repliement d'une ligne de fluide (b) image de la section transversale d'écoulement à la sortie du premier coude de 40 points repérés; (c) image à la sortie du quatrième coude; (d) image à la sortie du quatrième coude de 81 points marqués. (C. Castelain, et al., 2001).	24
Figure I.20	Bobines étudiées, (a) Axe Constant et (b) Axe Alternatif. (c) Coefficient de	25

	transfert thermique global. (N. Acharya, et al., 1992).	
Figure I.21	Échangeurs de chaleur (a) Schéma de l'échangeur chaotique (b) Schéma de l'échangeur hélicoïdale. (c) Coefficient de performance thermique en fonction du nombre de Reynolds pour les deux configurations ( $30 < Re < 150$ ). (d) Visualisations de l'écoulement pour les deux configurations, hélicoïdale (à gauche) et chaotique (à droite), (C. Chagny, et al., 2000).	26
Figure I.22	Détection de la fonction de fer à cheval (W. L. Chien, et al., 1986).	26
Figure I.23	Section de Poincaré obtenues à la sortie des trois configurations d'écoulement étudiées. (Zambaux, et al., 2015).	27
Figure I.24	Le mélangeur statique kenics (a) schéma du mélangeur étudié (b) Conditions initiales pour un suivi lagrangien des particules (c) Positions du colorant après deux éléments (d) Position du colorant après six éléments pour $Re = 0,15$ . (Saatdjian, et al., 2012).	28
Figure I.25	Mélangeur statique Kenics (a) schéma du mélangeur statique avec des lames décalées et modifiées (b) Effet de nombre de Reynolds sur le taux d'élongation, (Huibo Meng, et al., 2017).	28
Figure I.26	Le mélange chaotique (a) Les sections de Poincaré générées pour différents paramètres (b) exposant de lyapunov pour différents paramètres, (Vallerie Toussaint, 1995).	29
Figure I.27	Le micro-mélangeur fabriqué. (Lee, 2002).	29
Figure I.28	Modèle d'un mélangeur chaotique (Niu, et lee, 2003).	30
Figure I.29	(a) Section de poincaré pour $\chi = 1/8 \pi$ , $\gamma = 200$ . (b) lignes de courant correspondants à (a). (c) Section de poincaré pour $\chi = 1/4 \pi$ , $\gamma = 100$ . (d) lignes de courant correspondants à (c). (e) Section de poincaré pour $\chi = 3/8 \pi$ , $\gamma = 100$ . (f) lignes de courant correspondants à (e). (Jones, et al., 1989).	30
Figure I.30	Mélangeur statique à générateur de vortex. (Habchi, et al., 2013).	31
Figure I.31	Vues en 3D et coupes longitudinales des géométries étudiées : (a) alignées, (b) alternées, (c) inversées. (Habchi, et al., 2011).	33
Figure I.32	Modèles de plaques discrètes. (a) Plaques discrètes parallèles ; (b) Plaques discrètes décalées. (c) variation de $\beta$ avec le nombre de Reynolds. (Z.Y. Guo, et al., 2005).	33
Figure I.33	(a)(b)(c)(d) différentes vues d'un tube circulaire inséré par un générateur d'écoulement tourbillonnaire longitudinal (e) les vecteurs de vitesse tangentielle et les contours de vitesse (f) distribution de température (g) Variation de l'angle $\beta$ avec le nombre de Re (h) Variation de l'angle $\theta$ avec le nombre de Re (i) Variation de l'angle $\gamma$ avec le nombre de Re, (W. Liu, et al., 2019).	34
Figure I.34	Distribution dans les trois canaux (a) champs de vitesse (b) angles de synergie, (Xiaohuan Zhao et al. 2020).	35

Figure I.35	(a) Diagramme schématique tridimensionnel du domaine de calcul. (b) Effet des DWLVG sur l' angle de synergie (c) Profil de température dans le plan médian du domaine de calcul dans la direction y pour le cas 1. (d) Profil de température dans le plan médian du domaine de calcul dans la direction y pour le cas 3. (J.M. Wu et W.Q. Tao, 2007).	36
Figure I.36	Distribution de l'angle de synergie de la section transversale à la distance axiale $y = 300$ mm. (Wenzheng Cui et al. 2019).	36
Figure I.37	La synergie des champs. (Fang Li, et al., 2019).	37
Figure I.38	La synergie des champs (a) courbe de Fc du microcanal rectangulaire (cas 0) (b) courbe de Fc du microcanal avec cavités internes (cas 1). (c) La tendance de l'angle de synergie de champ b du microcanal avec les cavités internes (cas 1) à différentes fractions de volume.(d) la distribution de la vitesse, de la température et l'angle de synergie du champ du microcanal (e) La distribution de la température et l'angle de synergie du champ formé sous différentes fractions de volume, (Fang Li, et al.,2019).	38
Figure I.39	Distribution de l'angle de synergie dans trois types de surfaces de transfert de chaleur améliorées (a) une fossette (b) . une rainure cylindrique (c) un canal à ailettes basses.(C. Bi, et al., 2013).	39
Figure I.40	Variation de Nu transitoire dans le temps pour $Re = 6170, 10\ 200$ et $14\ 000$ . (b)Variation de Nu avec la fréquence. (c)Variation de Nu avec l'Amplitude. (Lei et Hanzhong,2018).	40
Figure I.41	Evolution du nombre de Taylor critique en fonction de l'amplitude de déformation (Lebbi, et al.,2008).	40
Figure I.42	(a) Evolution de la longueur d'onde axiale en fonction de l'amplitude de déformation $\varepsilon \%$ (b) Evolution du nombre de Taylor critique, $Tac1$ , en fonction de l'amplitude de déformation. (Lalaoua et al.,2010).	41

## ***Chapitre II***

Figure II.1	Schéma de la géométrie du mélangeur étudié	45
Figure II.2	Le protocole de rotation Non Modulé (NM)	46
Figure II.3	Le protocole de rotation continu (CM)	47
Figure II.4	Le protocole de rotation Alterné (ALT)	47
Figure II.5	Le maillage structuré en block	49
Figure II.6	Le maillage non structuré	50
Figure II.7	Le maillage hybride	50
Figure II.8	Le maillage non structuré appliqué dans le cas d'agitation par rotation des parois	51
Figure II.9	Le maillage hybride appliqué dans le cas de déformation radiale pulsatile	51

Figure II.10	Profils de fonction de courant en fonction des coordonnées Y pour différentes densités de maillage sur les extrémités des parois mobiles du mélangeur.	52
Figure II.11	Profils du module de vitesse en fonction des coordonnées Y pour différentes densités de maillage sur les extrémités des parois mobiles du mélangeur.	53

### **Chapitre III**

Figure III.1	Les lignes de courant pour le protocole d'agitation CM (a) : à $4\tau$ (120 s) de modulation (b): à $4.5\tau$ (135 s) de modulation et pour le protocole d'agitation ALT (c): à $4\tau$ (120 s) de modulation (d) : à $4.5\tau$ (135 s) de modulation.	57
Figure III.2	Les vitesses d'écoulements secondaires(a) axiales (b) tangentielles dans le mélangeur	58
Figure III.3	Le protocole d'agitation NM à 135 s(a)Lignes de courant (b) Vecteurs de vitesse	59
Figure III.4	le protocole d'agitation CM à 135 s(a)Lignes de courant (b) Vecteurs de vitesse	59
Figure III.5	le protocole d'agitation ALT à 135 s(a)Lignes de courant (b) Vecteurs de vitesse	60
Figure III.6	Les cinq particules fluides choisis à l'instant $t=0$ s	61
Figure III.7	la section de poincaré pour les protocoles d'agitation : NM, CM and ALT à des différentes périodes ( $1\tau, 2\tau, 3\tau, 4\tau, 4.5\tau$ ) ( $\tau = 30$ s)	62
Figure III.8	Exposant de lyapunov calculé après 135 s pour cinq groupes (paires) d'éléments fluides	65
Figure III.9	Exposant de Lyapunov moyen des cinq groupes (paires) d'éléments fluides calculé après 135 s	65
Figure III.10	Taux de déformation calculé dans le mélangeur à 135s ( $4.5\tau$ ) (a) dans l'axe des X (b) dans l'axe des Y.	67
Figure III.11	Evolution dans le temps des taux de déformation instantanés	67
Figure III.12	Taux de rotation calculé dans le mélangeur à 135s ( $4.5\tau$ ) (a) dans l'axe des X (b) dans l'axe des Y.	68
Figure III.13	Évolution des taux de rotation instantanés dans le temps	69
Figure III.14	Taux d'élongation calculé dans le mélangeur à 135s ( $4.5\tau$ ) (a) dans l'axe des X (b) dans l'axe des Y.	70
Figure III.15	Évolution des taux d'élongation absolue instantanés dans le temps fluide.	71

### **Chapitre IV**

Figure IV.1	Evolution de la température dans les trois protocoles de rotation du mélangeur (NM, CM et ALT) à différentes périodes ( $1\tau, 2\tau, 3\tau, 4\tau$ et $4.5\tau$ ).	76
Figure IV.2	Contours de température dans les trois protocoles de rotation du mélangeur (NM, CM et ALT) à différentes périodes ( $1\tau, 2\tau, 3\tau, 4\tau$ et $4.5\tau$ ).	77
Figure IV.3	Lignes de courant dans les trois protocoles de rotation du mélangeur (NM, CM et ALT) à deux différentes périodes ( $4T$ et $4.5T$ ).	78
Figure IV.4	Evolution de la température de mélange du fluide dans les trois protocoles de rotation du mélangeur (NM, CM et ALT) à différentes périodes ( $1\tau, 2\tau, 3\tau, 4\tau$ et $4.5\tau$ ).	80

Figure IV.5	Evolution de la déviation standard dans les trois protocoles de rotation du mélangeur (NM, CM et ALT) à différentes périodes ( $1\tau$ , $2\tau$ , $3\tau$ , $4\tau$ et $4.5\tau$ ).	81
Figure IV.6	Evolution de Nombre de Nusselt dans les trois protocoles de rotation du mélangeur (NM, CM et ALT) à différentes périodes ( $1\tau$ , $2\tau$ , $3\tau$ , $4\tau$ et $4.5\tau$ ).	82
Figure IV.7	Les modules de vitesse dans les trois protocoles de rotation du mélangeur (NM, CM et ALT) à différentes périodes ( $1\tau$ , $2\tau$ , $3\tau$ , $4\tau$ et $4.5\tau$ ).	84
Figure IV.8	Contours de vitesse dans les trois protocoles de rotation du mélangeur (NM, CM et ALT) à différentes périodes ( $1\tau$ , $2\tau$ , $3\tau$ , $4\tau$ et $4.5\tau$ ).	84
Figure IV.9	Evolution de la vitesse moyenne du fluide dans les trois protocoles de rotation du mélangeur (NM, CM et ALT) à différentes périodes ( $1\tau$ , $2\tau$ , $3\tau$ , $4\tau$ et $4.5\tau$ ).	86
Figure IV.10	Distribution de l'angle de synergie dans les trois protocoles de rotation du mélangeur actif 2D pour le protocole (a) NM, (b) CM et (c) ALT.	87

## Chapitre V

Figure V.1	Variation des rayons des cylindres intérieurs selon la valeur de l'amplitude de déformation.	90
Figure V.2	Organigramme de l'UDF utilisée pour le maillage dynamique.	91
Figure V.3	Mélange de fluide Newtonien visqueux par une déformation radiale pulsatile de <b>1%</b> des deux barreaux ensemble (a) : Contour de vitesse (b) :Vecteurs de vitesse (c) :Lignes de courant.	92
Figure V.4	Mélange de fluide Newtonien visqueux par une déformation radiale pulsatile de <b>3 %</b> (a) : Contour de vitesse (b) :Vecteurs de vitesse (c) :Lignes de courant.	93
Figure V.5	Variation des rayons des cylindres intérieurs selon la valeur de l'amplitude de déformation.	93
Figure V.6	Mélange de fluide Newtonien visqueux par une déformation radiale pulsatile de 1% du barreau droit seulement (a) : Contour de vitesse (b) :Vecteurs de vitesse (c) :Lignes de courant.	94
Figure V.7	Mélange de fluide Newtonien visqueux par une déformation radiale pulsatile de 2% du barreau droit seulement (a) : Contour de vitesse (b) :Vecteurs de vitesse (c) :Lignes de courant.	94
Figure V.8	Mélange de fluide Newtonien visqueux par une déformation radiale pulsatile de 3% du barreau droit seulement (a) : Contour de vitesse (b) :Vecteurs de vitesse (c) :Lignes de courant.	95
Figure V.9	Mélange de fluide Newtonien visqueux par une déformation radiale pulsatile de 1% du barreau droit seulement (a) : Contour de vitesse (b) :Vecteurs de vitesse (c) :Lignes de courant.	95
Figure V.10	Mélange de fluide Newtonien visqueux par une déformation radiale pulsatile de 2% du barreau droit seulement (a) : Contour de vitesse (b) : Vecteurs de vitesse (c) : Lignes de courant.	95

Figure V.11	Mélange de fluide Newtonien visqueux par une déformation radiale pulsatile de 3% du barreau droit seulement (a) : Contour de vitesse (b) :Vecteurs de vitesse (c) :Lignes de courant.	96
Figure V.12	Mélange de fluide Newtonien visqueux par une déformation radiale pulsatile de 1% du barreau droit seulement (a) : Contour de vitesse (b) :Vecteurs de vitesse (c) :Lignes de courant.	96
Figure V.13	Mélange de fluide Newtonien visqueux par une déformation radiale pulsatile de 2% des deux barreaux ensemble plus la rotation de la cuve à une fréquence de déformation de 10 Hz (a) : Contours de vitesse (b) :Vecteurs de vitesse (c) :Lignes de courant.	97
Figure V.14	Mélange de fluide Newtonien visqueux par une déformation radiale pulsatile de 3 % des deux barreaux ensemble plus la rotation de la cuve à une fréquence de déformation de 10 Hz (a) : Contours de vitesse (b) :Vecteurs de vitesse (c) :Lignes de courant.	97
Figure V.15	Illustration du système dynamique: (a) Point hyperbolique; (b) Point elliptique. (c) lignes de courants du présent travail	98
Figure V.16	Evolution des modules de vitesse dans (a) les coordonnées des X (b) les coordonnées des Y, à des différentes valeurs de taux de déformation pulsatile et à une fréquence de 10Hz,pour les quatre protocole d'agitation.	100
Figure V.17	Evolution des vitesses des écoulements secondaires dans (a) les coordonnées des X (b) les coordonnées des Y, à des différentes valeurs de taux de déformation pulsatile et à une fréquence de 10Hz,pour les quatre protocoles d'agitation.	102
Figure V.18	la rotation des particules fluides dans (a) les coordonnées des X (b) les coordonnées des Y, à des différentes valeurs de taux de déformation radiale pulsatile (1%,2% et 3%) et à une fréquence de déformation de 10Hz, pour les quatre protocoles d'agitation.	104
Figure V.19	Le taux de déformation des particules fluides dans (a) les coordonnées des X (b) les coordonnées des Y, à des différentes valeurs de taux de déformation radiale pulsatile (1%,2% et 3%) et à une fréquence de déformation de 10Hz, pour les quatre protocoles d'agitation.	106
Figure V.20	Le taux d'élongation des particules fluides dans (a) les coordonnées des X (b) les coordonnées des Y, à des différentes valeurs de taux de déformation radiale pulsatile (1%,2% et 3%) et à une fréquence de déformation de 10Hz, pour les quatre protocoles d'agitation.	108
Figure V.21	Le taux de cisaillement des particules fluides dans (a) les coordonnées des X (b) les coordonnées des Y, à des différentes valeurs de taux de déformation radiale pulsatile (1%,2% et 3%) et à une fréquence de déformation de 10Hz, pour les quatre protocoles d'agitation.	110

Figure V.22	Mélange de fluide Newtonien visqueux par une déformation radiale pulsatile de <b>1%</b> des deux barreaux ensemble à plusieurs valeurs de fréquence de déformation <b>(a)</b> : Contours de vitesse <b>(b)</b> : Vecteurs de vitesse <b>(c)</b> : Lignes de courant.	111
Figure V.23	Evolution des modules de vitesse dans (a) les coordonnées des X (b) les coordonnées des Y, à des différentes valeurs de fréquence de déformation pulsatile et à un taux de déformation égale à 1%.	112
Figure V.24	Evolution des vitesses des écoulements secondaires dans (a) les coordonnées des X (b) les coordonnées des Y, à des différentes valeurs de fréquence de déformation pulsatile et à un taux de déformation égale à 1%.	112
Figure V.25	La rotation des particules fluides dans (a) les coordonnées des X (b) les coordonnées des Y, à des différentes valeurs de fréquence de déformation pulsatile et à un taux de déformation égale à 1%.	113
Figure V.26	Le taux de déformation des particules fluides dans (a) les coordonnées des X (b) les coordonnées des Y, à des différentes valeurs de fréquence de déformation pulsatile et à un taux de déformation égale à 1%.	114
Figure V.27	Le taux d'élongation des particules fluides dans (a) les coordonnées des X (b) les coordonnées des Y, à des différentes valeurs de fréquence de déformation pulsatile et à un taux de déformation égale à 1%.	114
Figure V.28	Le taux de cisaillement des particules fluides dans (a) les coordonnées des X (b) les coordonnées des Y, à des différentes valeurs de fréquence de déformation pulsatile et à un taux de déformation égale à 1%.	115

# *Liste des tableaux*

## *Chapitre I*

Tableau I.1	Caractérisation de mélange.	14
-------------	-----------------------------	----

## *Chapitre II*

Tableau II.1	Paramètres géométriques pour tous les cas.	45
Tableau II.2	Paramètres dynamiques pour tous les protocoles étudiés.	46
Tableau II.3	Les caractéristiques physicochimiques du fluide étudié.	48
Tableau II.4	Les nombres caractéristiques pour l'écoulement étudié.	48

## *Chapitre III*

/

## *Chapitre IV*

Tableau IV.1	Taux de croissance de la température moyenne dans les trois protocoles d'agitation étudiés.	80
Tableau IV.2	Ecart-type ( $\sigma$ ) de la température du fluide calculé à 135s pour les trois protocoles de rotation.	81

## *Chapitre V*

/

---

# Introduction Générale

## **Introduction générale**

L'écoulement chaotique fait partie des systèmes dynamiques simples. Aref en 1984 a introduit un ensemble d'idées et concepts qui représentent le noyau principal de la recherche (Aref, 1984). Sa principale contribution a été de faire la liaison entre les concepts de la théorie des systèmes dynamiques et la mécanique des fluides, en particulier dans le contexte du mélange laminaire. Il a pu prouver que même des systèmes très simples peuvent montrer le chaos lorsqu'ils sont exploités de manière périodique (sinusoïdale). Les calculs d'Aref ont démontré que certains protocoles périodiques pouvaient guider à un mouvement chaotique et erratique presque partout dans le domaine de l'écoulement.

La première preuve expérimentale du chaos dans un écoulement bidimensionnel périodique a été fournie par (Chien, et al., 1986). Le système expérimental était une chambre remplie de fluide, où deux surfaces opposées pouvaient être déplacées indépendamment. Le mouvement de cisaillement dans la cavité provoque un écoulement et un mélange dans le système, autrement appelé écoulement dans la cavité. Si la direction et la durée du mouvement pour chaque surface sont choisies minutieusement, le système peut être complètement chaotique ou peut avoir des zones d'écoulement régulier (c'est-à-dire des îles ou des orbites). (Chaiken, et al., 1986) ont fourni des fortes preuves d'un mouvement chaotique, un écoulement instationnaire entre deux cylindres excentriques.

Ces trois systèmes bidimensionnels (le vortex d'Aref, l'écoulement dans la cavité de Chien et l'écoulement instationnaire entre deux cylindres de Chaiken) ont été étudiés par la suite par de nombreux autres auteurs (Muzzio, et Ottino, 1988; Leong, et Ottino, 1989 ; Swanson, et Ottino, 1990; Metcalfe, et Ottino, 1994; Souvaliotis, et al., 1995 ; El omari et al.,2010 ; F. Shirmohammadi et A. Tohidi,2018).

L'idée que le mouvement chaotique peut exister dans des systèmes tridimensionnels était connue par les théoriciens des systèmes dynamiques lorsque Aref a commencé ses études sur les systèmes en 2D. Poincaré était le premier qui a observé que les systèmes déterministes peuvent présenter des trajectoires « erratiques », appelées plus tard trajectoires chaotiques. (Kusch et Ottino, 1992) ont présenté la première étude expérimentale du mélange chaotique en régime laminaire dans des systèmes 3D en utilisant deux géométries différentes, un mélangeur annulaire hélicoïdal excentrique et un mélangeur à tube cloisonné, il a démontré l'existence de régions isolées coexistant avec des régions chaotiques dans des systèmes en 3D, réalisables physiquement (bien que ces systèmes ne soient pas utilisés dans des applications industrielles).

Il est maintenant bien établi que le mouvement chaotique est la cause d'un mélange laminaire efficace dans les systèmes en 3D pertinents du point de vue industriel tels que : les réservoirs agités (les mélangeurs actifs) et les mélangeurs statiques (passifs). En raison du mouvement chaotique du fluide dans ces dispositifs de mélange, les éléments fluides s'allongent exponentiellement rapidement tandis que l'échelle de longueur diffusive diminue à la même vitesse.

L'intérêt principal de l'hydrodynamique des fluides tournants consiste à étudier les mécanismes transitoires correspondant au passage du fluide de l'état laminaire stationnaire stable à l'état chaotique. L'origine de l'apparition du chaos est définie par les instabilités successives du fluide qui changent de caractère et de topologie phénoménologique au cours de l'évolution de l'écoulement. Dans ce contexte, plusieurs études ont été menées dans le but de comprendre, notamment, les mécanismes ou les protocoles mis en cause dans l'apparition des instabilités. Cette thématique relève des sciences fondamentales dont les applications sont nombreuses pour la technologie et l'industrie.

L'étude des mélanges hydrodynamiques des fluides à haute viscosité, à très faible nombre de Reynolds, dans un écoulement instationnaire assuré par un mélangeur actif, mène à résoudre des problèmes beaucoup plus complexes à travers l'optimisation de la qualité de mélange à travers le bon choix de la fonction sinusoïdale de rotation qui peut être exploitée d'une façon à assurer l'alternance de rotation des parois et par conséquent l'économie en matière d'énergie.

Le présent travail consiste à étudier numériquement les propriétés locales du champ des vitesses d'un écoulement instationnaire à l'intérieur d'un mélangeur actif. Motivés par les travaux de (El Omari et le Guer,2010) sur les mélanges thermiques, Ces études portent sur la thématique de caractérisation de l'écoulement par plusieurs paramètres hydrodynamiques, cinématique et thermiques à savoir :(les propriétés cinématiques locales, la section de poincaré, l'exposant de lyapunov et la synergie des champs de vitesse et de température) dans tous les protocoles d'agitation choisis (cas de rotation et de déformation des parois), en introduisant le nouveau concept de la déformation radiale pulsatile des parois du mélangeur(barreaux agitateurs) et sa contribution à l'apparition du chaos hydrodynamique.

A cet effet, la présente thèse est scindée en cinq chapitres dont le premier est consacré à l'état de l'art, relative aux différentes études numériques et expérimentales, concernant le mélange hydrodynamique et thermique des fluides Newtoniens et non-Newtoniens dans les mélangeurs

actifs et passifs (statique), en concentrant sur les contributions qui concernent l'hydrodynamique et la cinématique des fluides.

Le second chapitre porte sur la modélisation numérique. On définit, ainsi, la géométrie étudiée, le paramétrage du code de calcul Fluent, en introduisant le maillage, les schémas de discrétisation ainsi que les UDF's utilisées.

Etude des propriétés locales du champ des vitesses à savoir (la rotation, le taux de déformation et le taux d'élongation), et l'application des outils mathématiques caractérisant le chaos à savoir (la section de Poincaré et l'exposant de Lyapunov) ont été présentés et analysés dans le troisième chapitre.

Dans le quatrième chapitre, l'étude sera concentrée sur la caractérisation du mélange thermique par la synergie (coordination) des champs pour différents protocoles de rotation.

L'angle de synergie a été calculé pour chaque protocole à des différents instants pour voir l'efficacité de ce paramètre à la caractérisation du chaos thermique.

Dans le cinquième chapitre, on présente l'analyse et l'interprétation des résultats obtenus dans les différents cas relatifs au changement des paramètres de contrôle, en l'occurrence l'amplitude et la fréquence de déformation et leurs influences sur l'apparition du chaos en introduisant la technique de la déformation radiale des parois du mélangeur. On termine, enfin, par une conclusion générale synthétisant les résultats obtenus.

# CHAPITRE I

---

## Etude Bibliographique

---

**CHAPITRE I****Etude Bibliographique****I.1. Introduction**

L'homogénéisation du mélange par l'advection chaotique dans les réservoirs agités fermés est utilisée depuis longtemps dans de nombreux domaines d'ingénierie tels que : le génie pharmaceutique, le génie pétrolier et la production de polymères en chimie, etc (Lee, et al., 2018).

Le mélange d'un ou de plusieurs fluides peut se faire par des méthodes hydrodynamiques ou thermiques. Dans tous les cas, la bonne maîtrise des mécanismes physiques est la clé pour concevoir un protocole de mélange efficace. Le mécanisme de mélange commence par un état « hétérogène » et se termine par un état « homogène ». Le degré de cette homogénéité finale est lié à l'efficacité du protocole de mélange. Un état de mélange homogène peut être observé comme non homogène à petite échelle (El Omari et Le Guer 2010).

Le processus de mélange comprend deux phases. La première est dite « phase d'agitation », dans laquelle les différentes régions du fluide sont dispersées, réorientées, cisailées, étirées et repliées, ce qui peut améliorer le niveau du gradient scalaire dans le fluide. La deuxième phase est la phase où la diffusion thermique ou moléculaire tend à lisser ces gradients. Ainsi, le but du mélange est souvent d'éliminer les gradients de concentration ou de température, le transfert de chaleur ou de masse se fait soit par écoulements turbulents, soit par advection chaotique.

Le mécanisme de la turbulence est fondé sur la présence de tourbillons dans l'écoulement qui apparaissent ou disparaissent définitivement. Les grandes fluctuations du champ de vitesse conduisent à l'étirement et au repliement des particules fluides (Lasbet et al., 2016).

Cependant, arriver à un niveau de turbulence suffisant dans l'écoulement n'est pas toujours simple surtout dans le cas de fluides à haute viscosité pour lesquels l'utilisation d'écoulements turbulents serait très consommatrice d'énergie. De plus, les propriétés ou la texture de certains fluides délicats pourraient être dégradées par un flux de cisaillement excessif, comme dans le cas de certains fluides biologiques ou fluides polymériques à longues chaînes moléculaires.

Dans telles situations, l'utilisation du mélange par advection chaotique est une meilleure alternative. Nous verrons dans ce chapitre les concepts théoriques de base liés à notre étude, ainsi les contributions clés des auteurs dans le domaine d'advection chaotique et ce dans les mélangeurs actifs et passifs à travers le calcul des indicateurs du chaos et les propriétés locales du champ des vitesses et de température.

## **I.2. Le mélange laminaire**

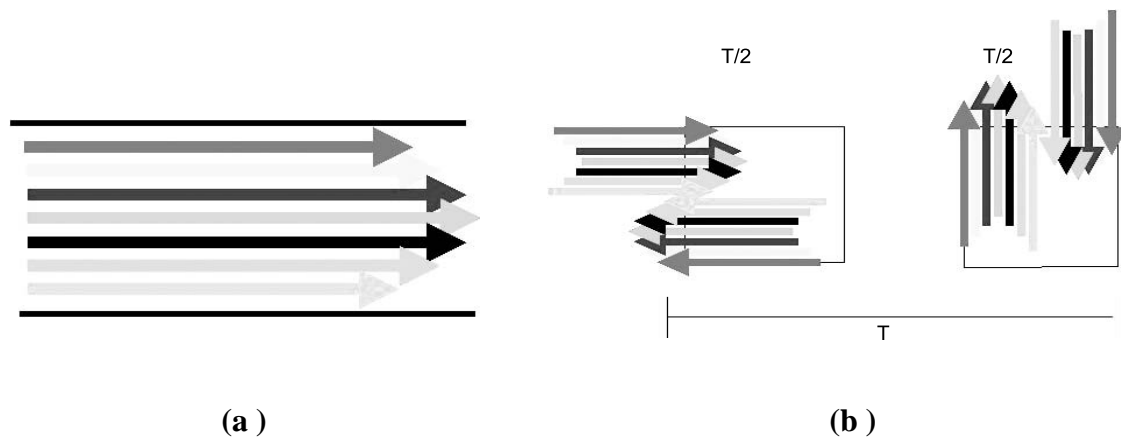
La seule voie efficace pour mélanger les écoulements laminaires est le chaos. Le mouvement chaotique crée des structures de mélange complexes. Le mécanisme de base qui contrôle le mélange en 2D et en 3D est identique et commun à tous les écoulements chaotiques laminaires. La répétition continue de deux actions simples, l'étirement et le repliement, crée des structures de mélange robustes et complexes qui ont des propriétés statistiques auto-similaires. Une collection de relations de mise à l'échelle peut être développée à partir des concepts d'auto-similarité pour prédire et optimiser les performances de mélange dans ces écoulements.

### **I.2.1. Mécanisme de mélange simple: réorientation de l'écoulement**

Les écoulements instationnaires dépendent intrinsèquement du temps. Le champ de vitesse n'est pas stationnaire, ce qui implique une réorientation continue des particules fluides le long des trajectoires lagrangiennes. Cependant, des écoulements laminaires réguliers sont souvent rencontrés lorsqu'il s'agit de faibles vitesses de fluide ou de fluide à viscosité élevée. Ces types de processus peuvent être des environnements de mélange médiocre, car le mouvement des fluides est dominé par des forces linéaires et visqueuses au lieu de forces d'inertie non linéaires. Si le forçage est indépendant du temps, les particules de fluide peuvent suivre des lignes concentriques fermées.

Considérons un écoulement dans une section de tuyau droit, un exemple typique d'écoulement non chaotique (souvent appelé écoulement régulier). Ce problème est bidimensionnel, car la géométrie possède une symétrie angulaire complète. Il est bien établi que l'écoulement laminaire d'un fluide Newtonien produit un profil de vitesse parabolique stable à l'intérieur du tuyau. Pour décrire le mélange dans cet écoulement, le colorant est injecté à l'entrée, à différents emplacements radiaux. On cherche comment les écoulements de colorant se comportent lorsqu'ils sont convectés par l'écoulement, si le régime d'écoulement est effectivement stationnaire. En l'absence de diffusion, le fluide reste confiné et les lignes de courant sont toujours parallèles. Différents courants ne se mélangent pas les uns avec les autres, et la surface séparant les courants représentatifs (également connue sous le nom de zone de contact intermédiaire entre deux fluides) croît au plus linéairement dans le temps. L'écoulement de la conduite étend la distance de séparation entre les particules voisines à une vitesse constante, sans aucune réorientation dans la direction. L'action de diffusion dans les fluides visqueux est minimale, car la diffusivité est généralement très faible et le temps de mélange pour atteindre l'homogénéité par diffusion dans la plupart des applications est prohibitif. Alors, il est

impossible de se mélanger efficacement dans des écoulements laminaires. Tout le contraire est vrai, car des équipements de mélange tels que des réservoirs d'agitation, des mélangeurs statiques, des bouteilles à rouleaux, des extrudeuses, etc. sont couramment utilisés dans des applications de mélange laminaire. Un tel équipement, avec le bon choix de paramètres opératoires et de conception, peut perturber en continue les trajectoires des particules et créer le chaos (voir Figure I.1).



**Figure I.1.** Réorientation des particules fluides (a) écoulement simple dans un tuyau. (b) écoulement périodique dans des directions alternées.

Ces systèmes de mélange laminaire sont efficaces car ils rendent le processus de mélange dépendant du temps au sens lagrangien. Le mécanisme de tous les équipements mentionnés ci-dessus est assez similaire: un forçage « périodique » du fluide. Dans le cas d'un réservoir agité fonctionnant à vitesse constante, chaque passage des aubes de la roue perturbe périodiquement le fluide. Dans le cas d'un mélangeur statique Kenics (Ling et Zhang, 1995; Hobbs et al., 1997; Jaffer et Wood, 1998), la géométrie du système impose une périodicité spatiale: chaque élément est une répétition de la précédente torsion dans le sens opposé, avec une rotation de  $90^\circ$  entre les deux, forçant les éléments fluides à se réorienter dans ces régions de transition. Le mouvement chaotique généré par des écoulements périodiques représente une classe importante de l'écoulement chaotique en général. Le mélange chaotique est caractérisé par une vitesse exponentielle d'étirement (par opposition à l'étirement linéaire dans un écoulement non chaotique) des éléments fluides. Lorsqu'un élément fluide traverse un écoulement chaotique, il est non seulement étiré, mais également réorienté en raison du changement répété de la direction du champ d'écoulement qui agit sur lui. La réorientation conduit au repliement des lignes du fluide. La répétition des cycles d'étirement et de repliement augmente la surface inter-matérielle de manière exponentielle suivant une transformation de type : « fer à cheval ».

### I.3. Les propriétés locales du champ des vitesses

Afin d'évaluer la performance du protocole d'agitation de l'écoulement, on a introduit quelques concepts cinématiques fondamentaux à savoir :

#### I.3.1. Vorticité

C'est une quantité vectorielle qui mesure la rotation du fluide. En terme d'élément fluide, une vorticité non nulle implique que l'élément tourne lorsqu'il se déplace. La vorticité est définie comme la courbe du vecteur vitesse,  $U$ :

$$\Omega = \nabla \times U \quad (\text{I.1})$$

La vorticité peut être définie dans les écoulements bidimensionnels et tridimensionnels. Dans les écoulements en 2D, la direction est normale au plan de la simulation. Cela signifie que pour une simulation 3D axisymétrique d'écoulement dans une cuve agitée, la rotation est toujours dans le sens circonférentiel:

$$\Omega_{\theta} = \frac{\partial U_x}{\partial r} - \frac{\partial U_r}{\partial x} \quad (\text{I.2})$$

Dans les simulations en 2D, les valeurs positives indiquent des rotations dans le sens antihoraire, tandis que les valeurs négatives indiquent une rotation dans le sens horaire. Dans une simulation en 3D, la vorticité peut prendre n'importe quelle direction. Les unités de vorticité sont  $s^{-1}$ .

#### I.3.2. Hélicité

L'hélicité est définie comme le produit scalaire du vecteur de vitesse avec le vecteur de vorticité:

$$H = U \cdot \Omega = U \cdot (\nabla \times U) \quad (\text{I.3})$$

Clairement, l'hélicité a une valeur de zéro dans les simulations en 2D. Dans les simulations en 3D, cela donne une indication de la façon dont la rotation locale d'un élément fluide est alignée avec la vitesse de l'élément. Il est utile pour illustrer les vortex longitudinaux, ou mouvement en spirale, comme on le trouve souvent dans les noyaux de vortex. Les iso-surfaces d'hélicité sont utilisées pour représenter les tourbillons longitudinaux générés dans le mélangeur statique (Kenics).

#### I.3.3. Déformation

Le taux de déformation ou tenseur de vitesse de déformation est un ensemble de termes qui décrivent ensemble la déformation complète d'un élément fluide en mouvement. La

déformation peut être le résultat d'une déformation linéaire, qui donne lieu à un repliement ou un étirement de l'élément, et une déformation de cisaillement, qui donne lieu à une déformation angulaire ou un changement de forme de l'élément.

Le tenseur symétrique de déformation a des composantes de forme généralisée :

$$D_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) = D_{ji} \quad (\text{I.4})$$

Bien que les composants tensoriels eux-mêmes offrent peu d'informations sur le comportement du champ d'écoulement, les fonctions des composants tensoriels le font souvent. En termes de coordonnées cartésiennes  $x$ ,  $y$  et  $z$ , les termes diagonaux sont

$$D_{xx} = \frac{\partial U_x}{\partial x} ; D_{yy} = \frac{\partial U_y}{\partial y} ; D_{zz} = \frac{\partial U_z}{\partial z} \quad (\text{I.5})$$

Chacun de ces termes représente une vitesse de déformation linéaire ou une vitesse d'allongement de l'élément fluide dans chacune des trois directions de coordonnées. La somme de ces termes diagonaux est la trace ou le premier invariant du tenseur. Pour les fluides incompressibles, cette quantité est toujours nulle, car le volume de l'élément fluide doit être conservé.

#### **I.4. Advection chaotique**

La compréhension de l'advection de particules dans un écoulement de fluide laminaire incompressible, est d'une grande importance pour les applications technologiques. L'éparpillement des polluants dans l'atmosphère, la sédimentation et le mélange ne sont que quelques applications (Julyan et al,1999). L'advection chaotique est considérée comme une solution utile pour obtenir un mélange plus efficace dans les écoulements à haute viscosité. Elle peut être représentée dans des écoulements bidimensionnels instationnaires et dans les écoulements tridimensionnels stationnaires, elle peut être utilisé comme un outil utile pour décrire un écoulement simple sous l'influence de forces visqueuses. Pour analyser le mélange, la reconnaissance des systèmes dynamiques, en particulier du chaos et de sa relation avec la cinématique de l'écoulement est le moyen le plus efficace. À cette effet, les concepts cinématiques de la mécanique des fluides peuvent être combinés avec les concepts des systèmes dynamiques.

Deux approches générales sont utilisées pour décrire les problèmes de mécanique des fluides: Lagrangienne et eulérienne. Les équations d'advection appartiennent certainement à la perspective lagrangienne du mouvement des fluides. Du point de vue de la théorie de la

dynamique des systèmes, toute équation différentielle ordinaire telle que les équations d'advection (I.6) et (I.7) sont suffisantes pour générer la dynamique chaotique. Il n'est pas nécessaire d'être dépendant du temps dans un écoulement tridimensionnel pour obtenir un comportement chaotique et un écoulement régulier est suffisant, mais pour créer un mouvement chaotique de particules fluides dans des écoulements bidimensionnel, l'écoulement doit être dépendant du temps, car les équations d'advection bidimensionnelles régulières des particules sont intégrables (Aref, 2002).

$$\frac{dx}{dt} = u(x, y, t) \quad (\text{I.6})$$

$$\frac{dy}{dt} = v(x, y, t) \quad (\text{I.7})$$

#### I.4.1. Différentes méthodes d'identification du chaos

On peut affirmer qu'un système est chaotique s'il satisfait à l'une des conditions suivantes : (Ottino, 1989)

- Le système est sensible aux conditions initiales.
- Le système crée une transformation de type fer à cheval.
- Le système crée une transformation de boulanger.
- La caractérisation topologique du système.

##### I.4.1.1. Sensibilité aux conditions initiales (Exposant de Lyapunov)

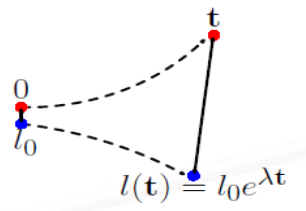
Il est possible de définir un premier critère d'efficacité pour avoir un régime chaotique, nous avons remarqué que l'une des conditions nécessaires à cette création est la sensibilité aux conditions initiales. Ce qui se traduirait expérimentalement par une élongation très rapide (exponentielle) du segment de traceur. Dans ce cas, la longueur  $l$  du segment varie comme  $e^{\lambda t}$  (Ottino, et al., 1988). Le coefficient  $\lambda$  appelé exposant de Lyapunov, qui permet d'estimer le taux d'étirement du fluide et donc la divergence des trajectoires des particules de fluide initialement très voisines. Le critère  $\lambda$  est défini comme suit:

$$\lambda = \lim_{t \rightarrow \infty} \left[ \frac{1}{t} \ln \left( \frac{l(t)}{l_0} \right) \right] \quad (\text{I.8})$$

Ce critère permet de connaître l'évolution et le comportement du segment de fluide étudié. Si l'élongation est proportionnelle au temps, le logarithme tend vers zéro et l'expression de  $\lambda$  tend

aussi vers la valeur zéro. Par contre, si l'élongation est exponentielle, le critère  $\lambda$  peut prendre une valeur non nulle.

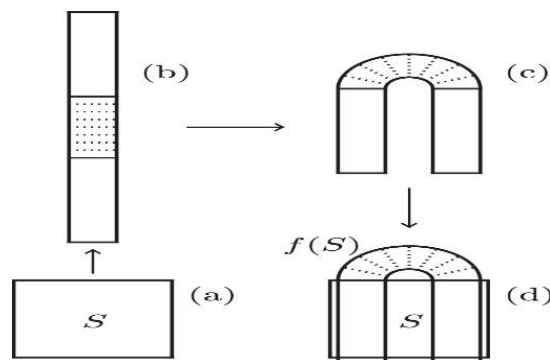
Il est donc possible, par le biais de la connaissance de ce critère, de déterminer si une région donnée de l'espace est susceptible d'engendrer des élongations exponentielles (voir Figure I.2). Dans le cas des écoulements réels, le calcul de  $\lambda$  ne peut être réalisé que par l'estimation de la limite à un temps fini (on désire obtenir un mélange le plus rapide possible). En général, ce temps correspond à un temps caractéristique du protocole de mélange (par exemple la période des alternances dans le cas du couette excentré).



**Figure I.2.** Illustration de la sensibilité aux conditions initiales (Exposant de Lyapunov).

#### I.4.1.2. Transformation de type fer à cheval

La transformation du fer à cheval  $f$  (Figure I.3) est définie à partir d'une région  $S$  du plan vers elle-même. La région  $S$  est un carré coiffé de deux demi-disques. L'action de  $f$  est définie par la composition de trois transformations géométriques. Premièrement, le carré est contracté selon la direction verticale par un facteur  $a = \frac{1}{2}$ . Les chapeaux sont contractés de manière à rester des demi-disques attachés au rectangle résultant. Une contraction d'un facteur inférieur à la moitié garantit qu'il y aura un espace entre les branches du fer à cheval. Ensuite, le rectangle est étiré horizontalement par un facteur de  $\frac{1}{a}$ ; les bouchons restent inchangés. Enfin, la bande résultante est pliée en forme de fer à cheval et replacée dans  $S$ .



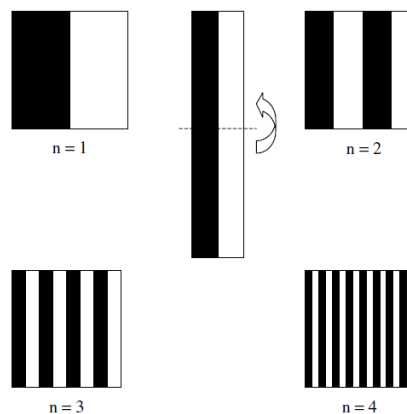
**Figure I.3.** Transformation de type fer à cheval.

### I.4.1.3. Transformation de boulanger (Étirement-Repliement)

Après un étirement suffisant du fluide, il doit voir sa géométrie transformée. Cette transformation doit être réalisée pour permettre à l'étirement suivant d'allonger, non pas une ligne de fluide, mais deux (le double).

Cette technique qui s'appelle étirement-repliement, est utilisée depuis très longtemps par les boulangers. En effet, pour incorporer au sein de la pâte à pain la farine, par exemple, le boulanger étire cette pâte par un rouleau, puis la replie une ou plusieurs fois. Il recommence alors le processus et ceci plusieurs fois de suite.

Le processus est expliqué dans la figure I.4. En supposant une section du fluide à l'intérieur de laquelle une bande de colorant est installée, il est possible de décrire l'arrangement du traceur à chaque itération. A la fin de la première étirement/repliement, le nombre de bandes de colorant est de deux. Ce nombre est de quatre à la deuxième étirement/repliement. Il est clair, par récurrence, après  $N$  itérations que ce nombre sera de  $2N$ .



**Figure I.4.** Mécanisme de mélange par succession d'étirement et de repliement.

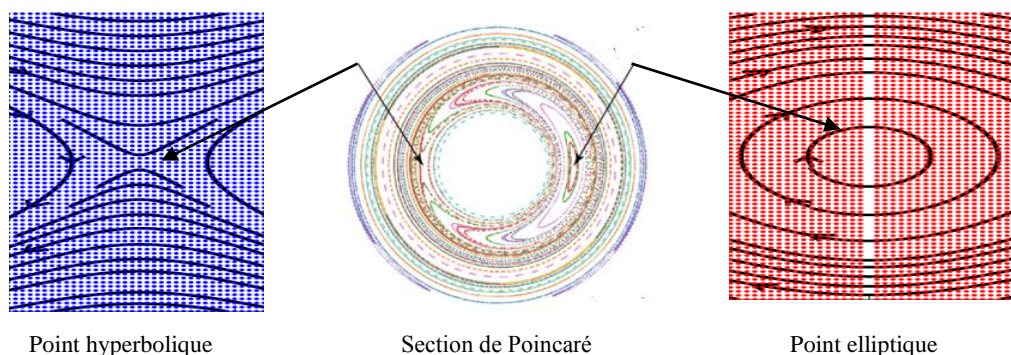
### I.4.1.4. Caractérisations topologiques (Section de Poincaré)

Une seule particule voyageant le long d'une trajectoire chaotique peut explorer une région chaotique entière. Dans un contexte de mélange, cette propriété des écoulements chaotiques assure que chaque particule finira par visiter toutes les zones de la région chaotique. La fréquence de courte durée avec laquelle les particules visitent une région particulière de l'écoulement dépend de leur position spatiale initiale. La position spatiale détermine la quantité d'étirement et de réorientation qu'un petit élément fluide subit à cet endroit. Finalement, le processus continu d'étirement et de réorientation conduit à la distribution des particules dans toute la région chaotique (Chaiken et al., 1986).

La zone visitée par les particules dans un écoulement chaotique peut être illustrée par l'utilisation de tracés connus sous le nom de Section de Poincaré, un outil très courant dans la

théorie des systèmes dynamiques (Alligood et al, 1996). Ces graphiques montrent le comportement à long terme d'un système de mélange en révélant si le flux entier est chaotique ou contient des régions (îles) séparées à mélange lent. Lors de la préparation d'une section de Poincaré d'un système dynamique tridimensionnel, tel qu'un réservoir agité ou un mélangeur statique, un plan bidimensionnel perpendiculaire à la direction d'écoulement principale est généralement choisi. Ce plan est intersecté périodiquement par des particules traceuses suivant l'écoulement. Certaines particules de traceur de fluide sont marquées dans le flux et les positions des particules sont enregistrées chaque fois qu'elles traversent le plan 2D. Toutes ces positions sont superposées sur un seul tracé après de nombreuses périodes de temps.

Une définition analogue des sections de Poincaré peut être appliquée au temps pour les systèmes périodiques dépendants. Après que certaines particules sont marquées dans le flux, instantanés du système sont prises à des intervalles de temps périodiques et se chevauchent sur un seul tracé (Aref, 1984; Franjione et Ottino, 1987; Leong et Ottino, 1989; Muzzio et Swanson, 1991; Kusch et Ottino, 1992; Alvarez et al., 1997; Mingqiang et al., 2002 ; Niu et Lee, 2003). La période du temps est généralement choisie comme étant la période de la force motrice qui crée le mouvement dans le système. Les graphiques de Poincaré simplifient l'analyse d'un système dynamique mais la dynamique caractéristique est conservée. Dans une section de Poincaré, les régions de mouvement chaotique apparaissent comme un nuage de points qui finiront par remplir tout le domaine chaotique. Les régions de mouvement régulier (également appelées îlots ou régions isolées) apparaissent soit comme des régions vides (si aucune particule n'y a été initialement placée), soit comme des ensembles de courbes fermées. Les limites entre les régions régulières et chaotiques sont connues sous le nom de surfaces KAM (Kolmogorov, 1954; Moser, 1962; Arnold, 1963) et apparaissent comme des courbes fermées dans les sections de Poincaré.



**Figure I.5.** Section de Poincaré d'un écoulement modèle (écoulement sinusoïdal).

La zone autour d'un point elliptique n'est pas favorable pour un mélange car les particules qui sont enfermées dans cette zone ne peuvent pas se mélanger avec le reste. Par contre, si un

point hyperbolique existe dans la structure d'un écoulement, le fluide s'approche de ce point selon une direction (compression) et s'en éloigne selon une autre (étirement). Ainsi les points hyperboliques sont connus comme les points intéressants et favorables pour le processus de mélange (voir Figure I.5).

#### I.4.2. Tableau récapitulatif

**Table I.1** Caractérisation de mélange

Méthode d'analyse	Type	Description	Avantages/inconvénients
<b>Section de Poincaré</b>	Expérimentale/ Numérique	Des particules traceuses de fluide colorées sont injectées dans un écoulement et leurs emplacements sont suivi pendant le processus de mélange par des méthodes de visualisation informatique ou expérimentale. L'efficacité du processus de mélange est décrite par la rapidité et la régularité de la dispersion des particules.	Les régions ségréguées et à mélange lent peuvent être facilement identifiées. / Les schémas de mélange deviennent indiscernables à mesure que les particules se dispersent dans l'écoulement.
<b>Champ d'étirement (<math>\lambda</math>)</b>	Numérique	L'élongation des particules de fluide dans chaque région d'un écoulement est mesuré par l'étirement de petits vecteurs, qui sont attachés à des particules de traceur de fluide.	Les emplacements d'injection efficaces et les zones de mélange rapide peuvent être facilement identifiés. / L'effet de diffusion n'est pas mesuré par le champ d'étirement.
<b>Exposant de Lyapunov (<math>\lambda</math>)</b>	Numérique	Cette mesure est l'étirement moyen des filaments fluides après une durée infinie. Plus l'exposant de Lyapunov est grand, plus le processus de mélange est efficace.	Cette mesure peut être utilisée comme un chiffre unique pour comparer l'efficacité à long terme des processus de mélange. $\lambda$ ne donne aucune indication sur les modèles de mélange et les zones mortes dans l'écoulement.

### **1.4.3. Types des mélangeurs chaotiques**

Jusqu'à présent, de nombreuses tentatives ont été faites pour concevoir un mélangeur aux performances chaotiques. La performance du mélangeur est telle que, en créant une perturbation dans l'écoulement, le chemin d'écoulement a été modifié et a provoqué des trajectoires chaotiques des particules de fluide. Les mélangeurs chaotiques peuvent être classés, en fonction du type de perturbations causées par l'écoulement, en deux catégories principales :

#### **1.4.3.1. Les mélangeurs passifs**

ce sont des mélangeurs qui créent un écoulement chaotique avec une simple perturbation géométrique et sans apport d'énergie (Aguirre et al., 2018, Grosso et al., 2018, Jung et al., 2018, Luan et al., 2018, Mizuno et Funakoshi, 2002, Mizuno et Funakoshi, 2004, Pacheco et al., 2006, Xu et al, 2016)

#### **1.4.3.2. Les mélangeurs actifs**

ce sont des mélangeurs qui nécessitent un apport d'énergie pour provoquer le chaos dans l'écoulement. (Jegatheeswaran et al., 2018, Tohidi et al., 2014, Tohidi et al., 2015, Tohidi et al., 2013, Wünsch et Böhme, 2000),

### **I.4.4. L'advection chaotique et son effet sur les propriétés locales**

Nous présentons dans cette partie, l'essentiel des résultats théoriques, des simulations numériques et des expériences de laboratoire sur l'advection chaotique dans un écoulement instationnaire bidimensionnel, tridimensionnel stationnaire et tridimensionnel instationnaire et ce par dans les mélangeurs actifs et passifs.

#### **I.4.4.1. Cas des mélangeurs actifs**

Les travaux sur l'advection chaotique et son effet sur les phénomènes des transferts et de mélange sont nombreux et les domaines d'applications envisagés sont multiples. L'amélioration du mélange par advection chaotique dans un écoulement annulaire entre des cylindres excentriques dans un mélangeur actif est de grand intérêt pour les chercheurs. Jeffery (1922) et Ballal et Rivlin (1976) ont obtenu des solutions analytiques assez similaires pour cette géométrie. Dans une telle géométrie 2D, les lignes de courant sont plus compliquées comparées à celles de l'écoulement entre deux cylindres concentriques. Dans une étude expérimentale et numérique, Swanson et Ottino (1990) ont montré que, dans l'écoulement entre deux cylindres

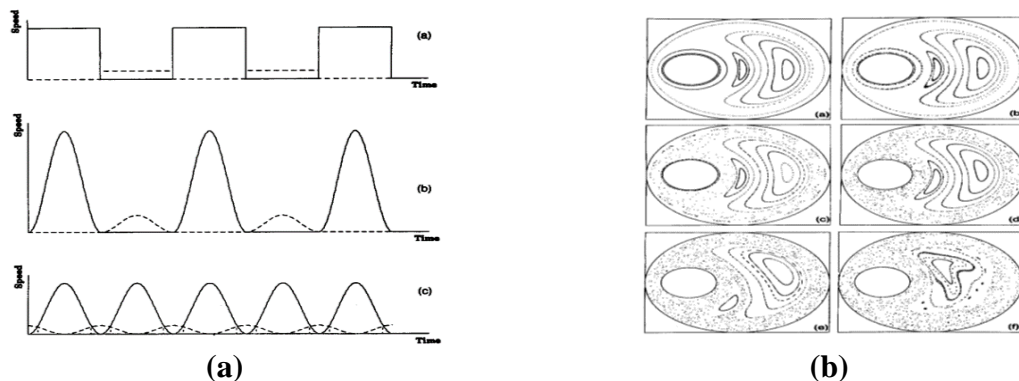
excentriques, la température du fluide à l'intérieur de la zone de rotation devient uniforme en raison du mélange dans cette zone lorsqu'un ou les deux cylindres excentriques tournent à une vitesse constante. Ce facteur peut augmenter le nombre de Nusselt de 50%, indiquant le rapport entre le transfert de chaleur par convection et le transfert de chaleur par conduction.

De plus, Niederkorn et Ottino (1994) ont étudié numériquement et expérimentalement l'amélioration du mélange dans l'écoulement annulaire entre deux cylindres excentriques pour des fluides non newtoniens viscoélastiques et amincissants au cisaillement. Ils ont rapporté que l'élasticité du fluide dans les écoulements rampants augmente ou diminue la surface dans laquelle se produit l'advection chaotique. Lèprevost et al. (1997) ont introduit la zone entre deux ovales confocaux comme une nouvelle géométrie pour le mélange. Ils ont montré qu'en sélectionnant des vitesses périodiques appropriées pour les parois des deux ovales, les lignes de courant de l'écoulement de Stokes deviennent chaotiques et les particules peuvent être diffusées à travers le domaine avec une série d'oscillations périodiques. En raison d'un mélange rapide, le taux de transfert de chaleur est élevé dans ce modèle. Galaktionov et al. (1999) ont résolu analytiquement l'écoulement de Stokes 2D stationnaire à l'intérieur d'une cavité rectangulaire avec un cylindre à l'intérieur. Ils ont conclu que l'écoulement résultant est chaotique en raison du mouvement des parois supérieure et inférieure de la cavité rectangulaire et de la rotation du cylindre et que le mélange dans ce modèle est supérieur et plus rapide par rapport à la cavité sans cylindre. L'étude menée par Lefevre et al. (2003) consiste en deux cylindres dont le cylindre extérieur tourne à une vitesse constante tandis que la vitesse de rotation du cylindre intérieur varie de manière sinusoïdale. Les auteurs ont montré que le mélange et le transfert de chaleur sont améliorés grâce à l'advection chaotique lorsque les cylindres tournent de manière sinusoïdale. (El Omari et Le Guer 2010) ont étudié l'effet du mélange chaotique sur le transfert de chaleur dans un mélangeur à deux rotors. Ils ont rapporté que les vitesses discontinues du rotor améliorent le mélange et le transfert de chaleur. Ils ont également montré qu'un meilleur mélange est obtenu avec la rotation du cylindre extérieur. En outre, (Hosseinalipour et al., 2014, 2013) ont examiné le mélange d'un écoulement non newtonien à l'intérieur d'un mélangeur chaotique continu qui consiste en un rotor hélicoïdal excentrique à l'intérieur d'un stator cylindrique. Ils ont conclu que l'excentricité du rotor hélicoïdal et du stator conduit à la formation d'un écoulement chaotique et, par conséquent, à un meilleur mélange. (Msaad et al., 2017) ont étudié l'effet du nombre de tiges rotatives sur le mélange et le transfert de chaleur. Leurs résultats numériques ont révélé que plus de tiges rotatives conduisent à un mélange plus uniforme. Ils ont montré que la rotation non continue des parois est l'un des facteurs essentiels

pour générer un mélange chaotique. L'effet de l'écoulement chaotique sur le mélange de fluides hautement visqueux a été étudié par (Shirmohammadi et Tohidi, 2018). Il a été démontré que le mélange sera très mauvais si les rotors tournent à une vitesse identique et constante. Par conséquent, les rotors sont variés sous la forme d'une fonction sinusoïdale du temps. Avec la perturbation générée dans la vitesse de rotation des rotors, le flux secondaire menant au piégeage des particules de fluide est éliminé et le mélange est amélioré.

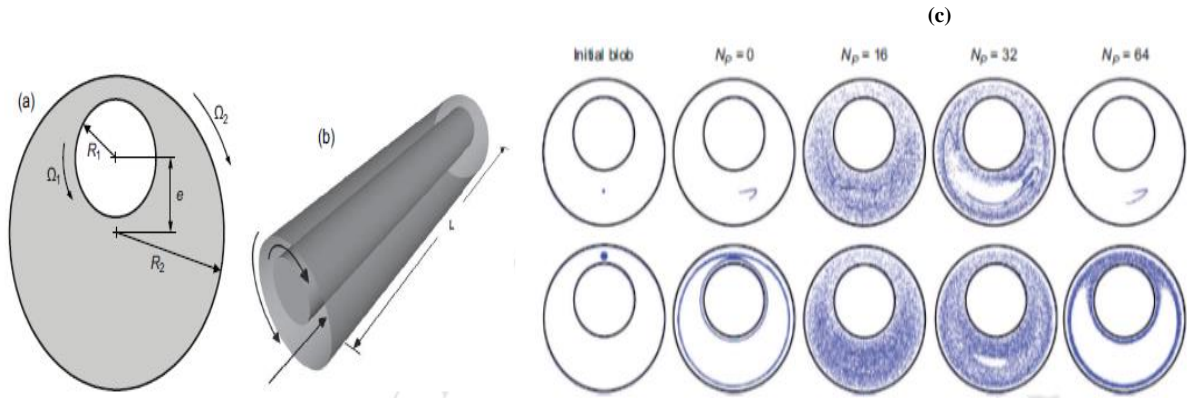
Pour intensifier le mélange, il est important de créer des étirements et repliements pour les particules fluides. Par exemple, si on considère le mélange entre deux fluides différents, une bonne opération de mélange consiste à augmenter l'interface entre les deux types de fluides.

(Aref, 1986) a fait une étude de l'advection dans un écoulement de Stokes bidimensionnel lentement modulé dans le temps. Même à très faible nombre de Reynolds, le mouvement des particules chaotiques à un écoulement « laminaire » est facilement réalisable. Les diagnostics standard du chaos sont calculés pour diverses méthodes de modulation dans le temps.



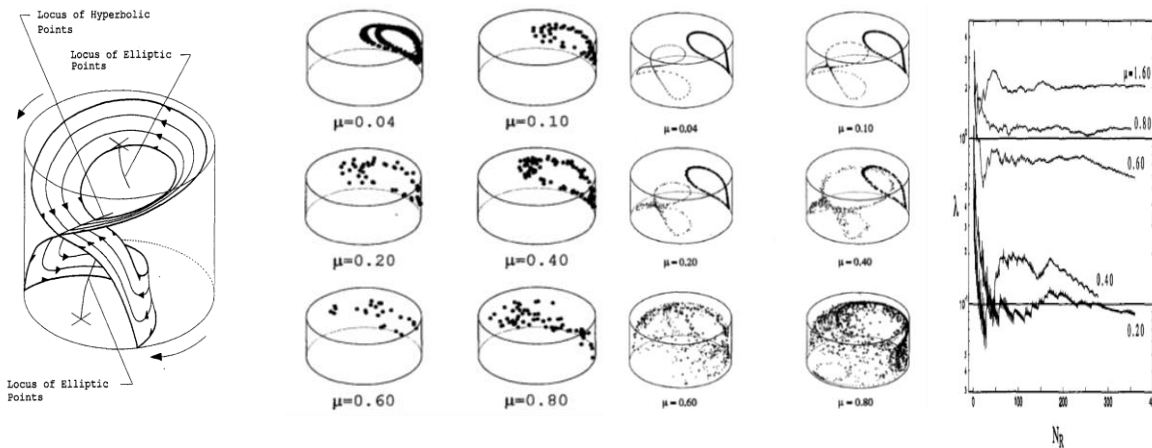
**Figure I.6.** Écoulement de Stokes (a) les protocoles d'agitation utilisés (b) section de Poincaré appliquée, (Aref, 1986).

Une méthode d'analyse pour un tel écoulement dans l'échangeur de chaleur excentrique, annulaire et rotatif pour déterminer les meilleures conditions de transfert de chaleur, à savoir les valeurs optimales du rapport d'excentricité et du protocole de rotation périodique dans le temps, sont discutées par (Saatdjian, et al., 2011). Il a montré que dans des écoulements continus, il existe une fréquence optimale du protocole de rotation pour laquelle le taux de transfert thermique est maximum.



**Figure I.7.** Échangeur de chaleur excentrique et annulaire (a) et (b) coupe transversale et vue de l'ensemble (c) Position des points à la sortie de l'échangeur. (Saadjian, et al., 2011).

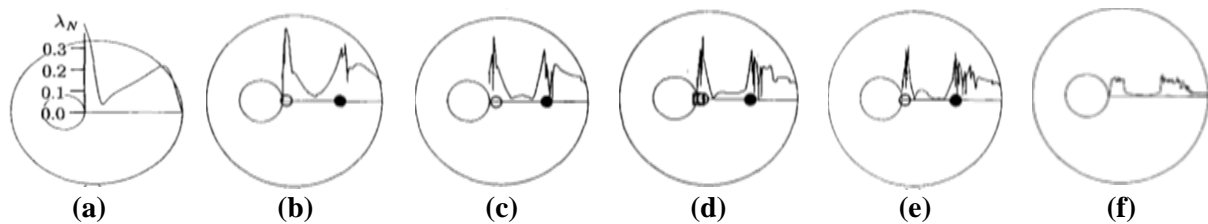
Le mélange chaotique tridimensionnel de fluides newtoniens dans une cavité cylindrique a été étudié à la fois expérimentalement et numériquement pour des conditions d'écoulement rampant (K. C. Miles, et al., 1995). Les études expérimentales de suivi des particules ont été complétées par des simulations numériques. Des trajectoires dans l'espace des phases, des sections de Poincaré et des exposants de Lyapunov ont été utilisés pour caractériser le processus de mélange et pour confirmer le comportement chaotique.



**Figure I.8.** Illustration des locus de points elliptiques et hyperboliques. (K. C. Miles, et al., 1995).

(T. Atobe, et al., 1995) ont examiné expérimentalement et numériquement Le mouvement des particules de fluide dû au débit lent entre deux cylindres excentriques tournant en alternance. Dans les expériences, le colorant partant d'une région revient presque à sa position initiale même pour un grand N, tandis que la déviation du colorant à partir de l'autre région est grande et augmente rapidement avec N. Ces deux régions correspondent aux régions régulières et chaotiques respectivement. La section de Poincaré est calculée numériquement pour les

rotations alternées des cylindres. Une partie des résultats expérimentaux peut être expliquée qualitativement en utilisant un exposant locale de Lyapunov pour un temps d'évolution fini.



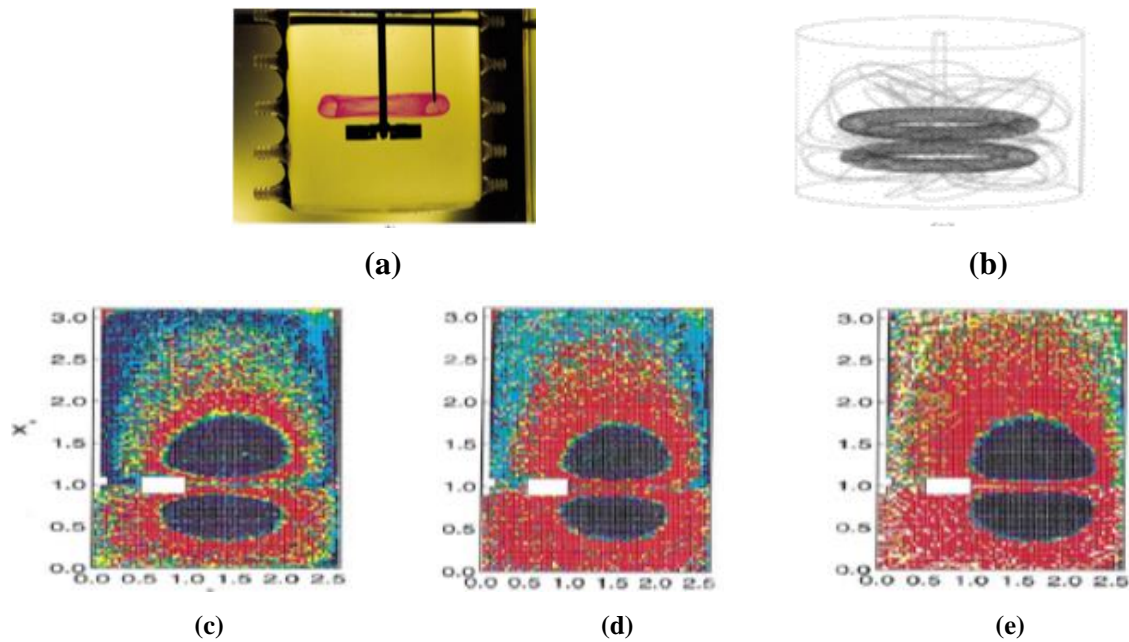
**Figure I.9.** Exposant de lyapunov local  $\lambda_N$  pour les trajectoires commençant de 1000 points à (a)-(e) et 150 points à (f) localisé dans la ligne horizontale dans chaque figure. (a)  $N=1$ , (b) 2, (c) 3, (d) 4, (e) 5, (f) 100. (T. Atobe, et al., 1995).

(M. J. Clifford, et al., 2004) ont étudié expérimentalement un mélange dans un mélangeur planétaire et ils ont comparé les résultats obtenus avec des simulations à faible nombre de Reynolds ( $Re \ll 1$ ). Les résultats montrent un bon accord avec les simulations numériques correspondantes. Ils ont constaté que les îlots de mauvais mélange rétrécissent à mesure que  $Re$  augmente.



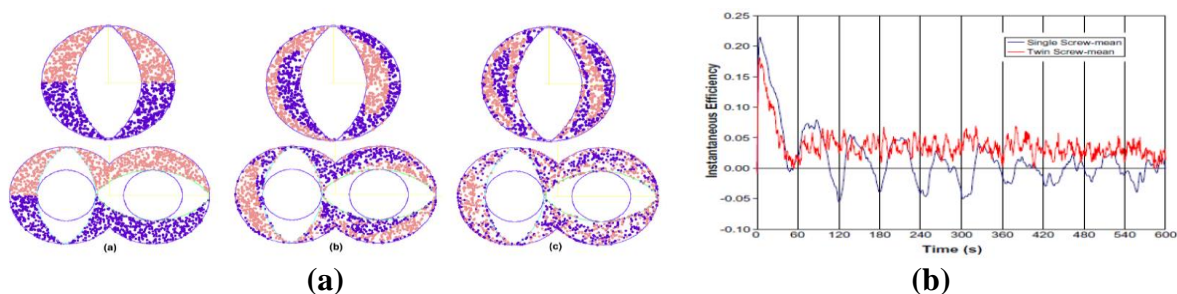
**Figure I.10.** Le mélangeur planétaire (a) Schéma du mélangeur planétaire. (c) Comparaison entre l'expérience d'advection de colorant à  $Re \approx 3$ , et la simulation numérique (M. J. Clifford et al. 2004).

Le mélange dans une cuve agitée équipée d'une turbine à écoulement radial à 6 pales est étudié numériquement par (Lamberto et al., 2001). Les résultats démontrent que le flux généré par la vitesse constante de la roue est partiellement chaotique. Dans ces conditions, l'étirement subi par les éléments fluides situés dans des régions de l'écoulement augmente lentement à une vitesse linéaire caractéristique des écoulements réguliers (non chaotiques). Dans la région d'écoulement chaotique, l'étirement augmente à la vitesse exponentielle attendue. L'utilisation de perturbations dynamiques de l'écoulement améliore le mélange, l'écoulement sera globalement chaotique. Dans ces conditions, l'étirement augmente de façon exponentielle dans tout le domaine d'écoulement.



**Figure I.11.** Trajectoires chaotiques et régulières dans un système d'agitation. (a) Forme des surfaces tracées. (b) trajectoires de particules obtenues à ( $Re = 34,56$ ) pendant 400 périodes. Champ d'étirement à : (c)  $Re = 17,28$ , (d)  $Re = 34,56$  et (e)  $Re = 67,12$ . (Lamberto et al., 2001)

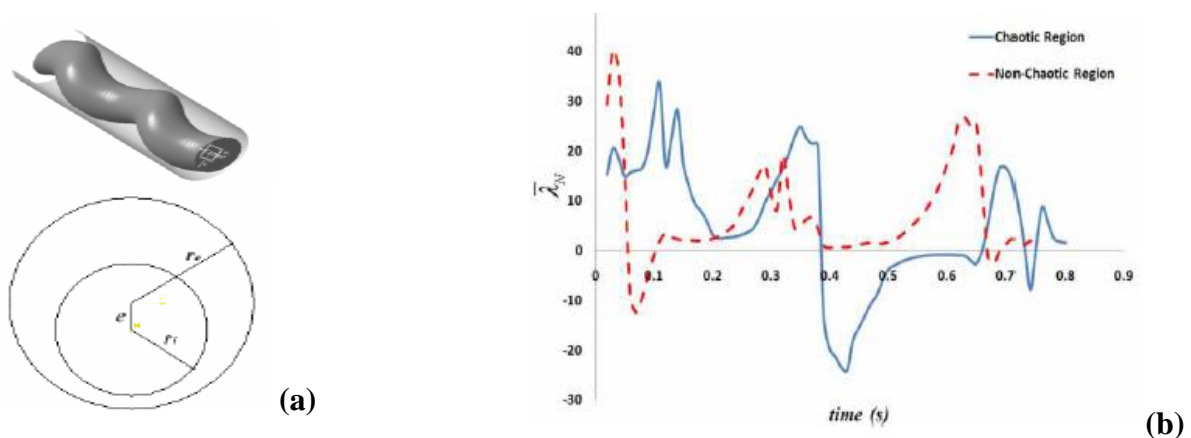
Le mélange dans des mélangeurs de pâte à vis unique et à deux vis co-rotatives, modèle 2D est évalué numériquement à l'aide du logiciel CFD afin de générer des profils de vitesse et des trajectoires de particules (R. K. Connelly, and J. L. Kokini, 2007). Les différences dans les profils de vitesse sont notées. L'étirement est évalué en utilisant la longueur d'étirement et l'efficacité du mélange. le mélangeur à double vis 2D s'avère généralement plus efficace, bien qu'il existe encore des zones de mauvais mélange.



**Figure I.12.** Mélangeur de pate (a) suivi des particules (à gauche) initialement, (au milieu) après un tour et (à droite) après 10 tours. (b) L'efficacité de mélange instantanée moyenne sur 10 tours des palettes de mélange. (R. K. Connelly, and J. L. Kokini, 2007).

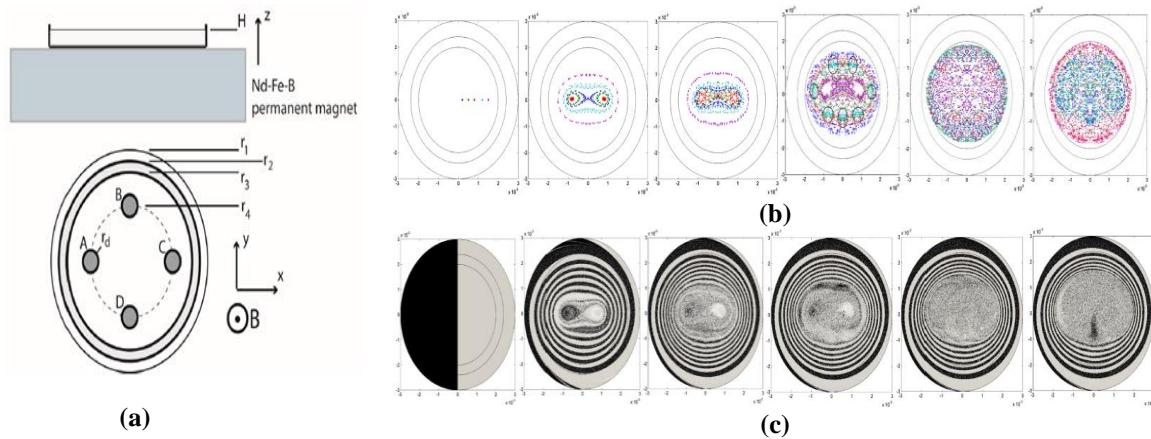
(Seyed Mostafa Hosseinalipour, et al., 2013) ont proposé un pétrin spécial à l'advection chaotique pour profiter d'un malaxage à haute performance dans des mélangeurs chaotiques. Dans cette approche, des exposants de Lyapunov ont également été calculés, qui quantifient la divergence exponentielle des trajectoires initialement proches de l'espace d'états et identifient

également le comportement chaotique du système. Les résultats ont indiqué que le champ d'écoulement était une combinaison de zones chaotiques et non chaotiques.



**Figure I.13.** configuration du pétrin (a) coupe transversale (b) Variation de la moyenne des exposants de Lyapunov dans deux régions différentes. (Seyed Mostafa Hosseinalipour, et al., 2013).

(Fangping Yuan, K.M. Isaac, 2017) ont étudié l'amélioration du mélange en introduisant la force de Lorentz dans la MHD comme paramètre de contrôle pour créer une advection chaotique. Ce travail décrit des simulations transitoires tridimensionnelles et établit la simulation par CFD de la MHD à l'échelle microscopique comme un outil robuste pour développer des stratégies efficaces de mélange par advection chaotique.

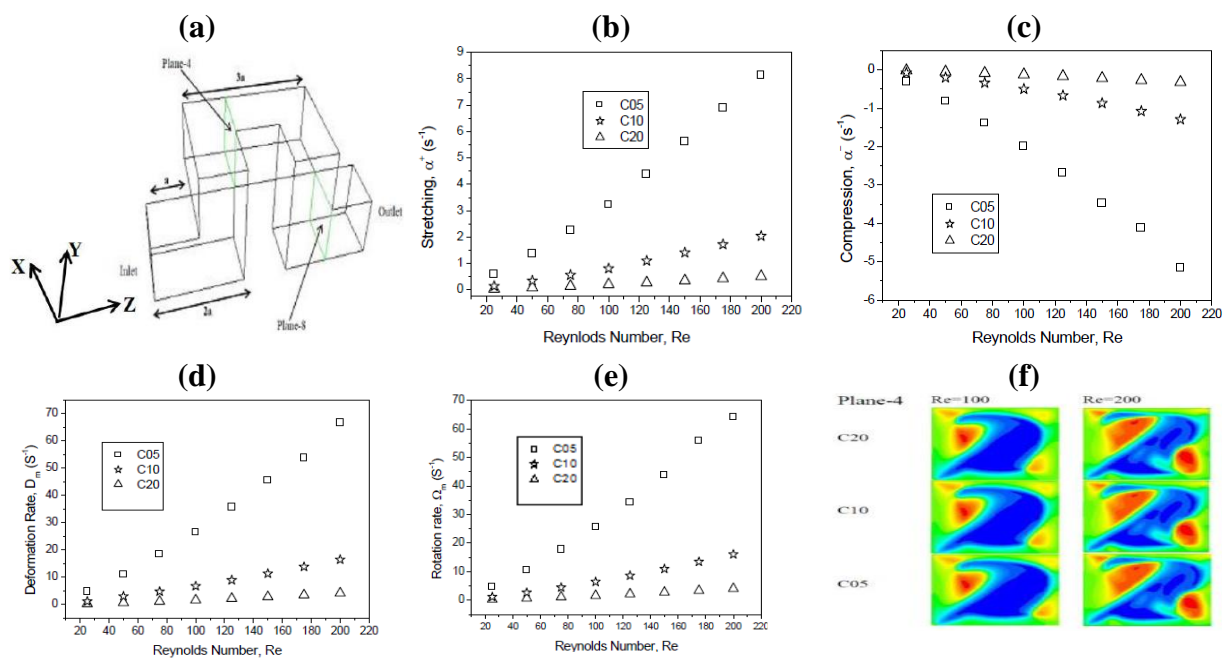


**Figure I.14.** Amélioration du mélange par MHD (a) la géométrie étudiée (b) Section de Poincaré pour différentes périodes (c) Distributions numériques des particules. (De gauche à droite):  $t = 1s, 2s, 4s, 8s$  et  $10s$ . (Fangping Yuan, K.M. Isaac, 2017).

#### I.4.4.2. Cas des mélangeurs passifs

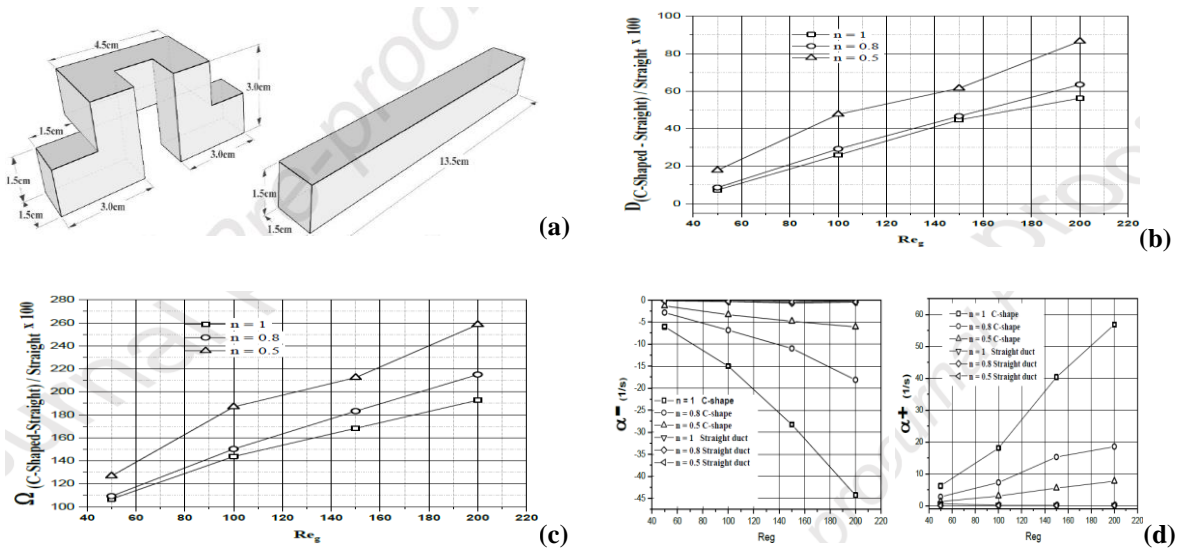
De nombreux travaux de recherche concernant divers types de micromélangeurs passifs ont été effectués sur le mélange des fluides Newtoniens, et non-Newtoniens (Lasbet et al., 2007; Lasbet, 2008; Afzal, et al., 2014; Tsai, et al., 2015; Naas et al., 2016; Islami, et al., 2017 ; He, et al., 2019; Kouadri et al., 2019; Naas et al., 2021; Douroum et al., 2021).

(Lasbet et al., 2016) ont montré que La modification de l'échelle géométrique présente une alternative simple et adéquate pour augmenter les paramètres cinématiques. A cet effet, des canaux en forme de « C » tridimensionnels ont été examinés dans cette étude. Les évolutions du taux de déformation, du taux de rotation et des coefficients d'étirement / compression des vortex ont été examinées pour différentes valeurs du nombre de Reynolds dans un écoulement ouvert laminaire tridimensionnel, en utilisant le code CFD. Les résultats illustrent que la géométrie avec le plus petit diamètre hydraulique est la plus favorable pour augmenter les paramètres considérés.



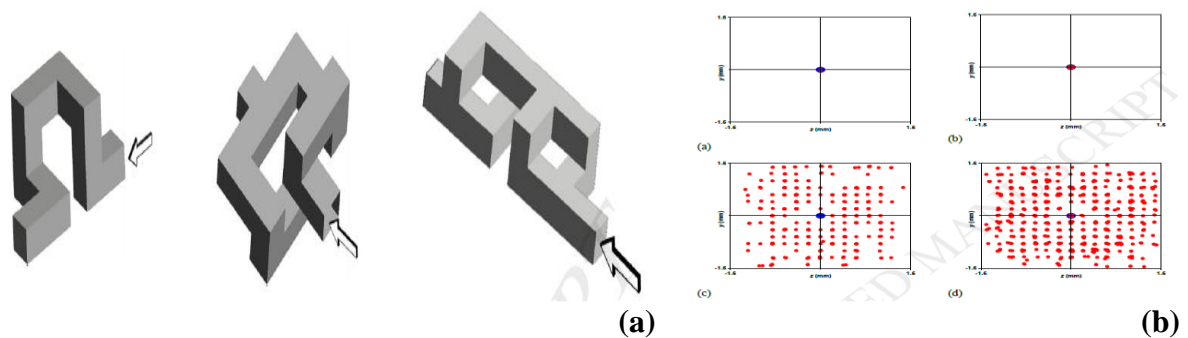
**Figure I.15.** Ecoulement dans une géométrie complexe C-Shape : (a) la géométrie considérée (b) Evolution du taux d'étirement du fluide avec Re (c) Evolution de la compression du fluide avec Re (d) Évolutions du taux de déformation avec Re (e) Évolutions du taux de rotation avec Re (f) Contours d'hélicité pour deux nombres de Reynolds pour les trois géométries, (Lasbet, et al., 2016).

Les canaux présentés dans l'étude précédente sont comparés par des canaux droits (Naas, et al., 2019). Le nombre de Reynolds généralisé sélectionné est compris entre 50 et 200 et trois valeurs d'indice de loi de puissance sont considérées (0,5, 0,8 et 1). Le comportement de la cinématique d'écoulement de fluide est présenté en termes de taux de déformation, de taux de rotation, de contours d'hélicité et de coefficients d'étirement / repliement de l'écoulement.



**Figure I.16.** Les mélangeurs étudiés: (a) Canal en forme de C et Tube droit. (b) Evolution du taux de déformation dans le canal en forme de C.(c) Le taux de rotation (d) les coefficients d'étirement/repliement. (Naas, et al., 2019)

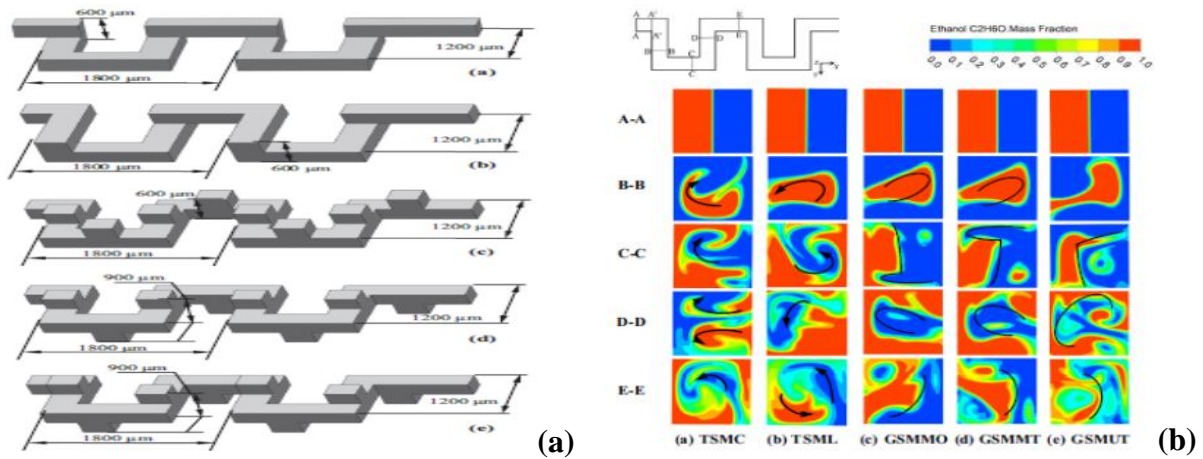
Le flux laminaire à très faible nombre de Reynolds dans les mélangeurs statiques Split-And-Recombine (SAR) est étudié numériquement par (Habchi, et al., 2019). Deux SAR différents, à savoir SAR1 et SAR2, sont comparés en termes de mélange et de dépenses énergétiques. Un canal de section carrée simple est utilisé comme géométrie de référence pour évaluer l'efficacité de mélange relative de chaque configuration. Les résultats montrent que la technique SAR est capable d'améliorer le transfert de masse dans les écoulements rampants, permettant ainsi un gain en temps de séjour et en taille de mélangeur.



**Figure I.17.** Mélangeur passif de type SAR (a)Vue isométrique d'un élément de chaque configuration d'écoulement: (à gauche) configuration 3D-Flow, (au milieu) SAR1, et (à droite) SAR2. (b) Section de Poincaré pour les configurations étudiées : Canal simple, 3D-Flow, SAR1 et SAR2. (Habchi, et al., 2019).

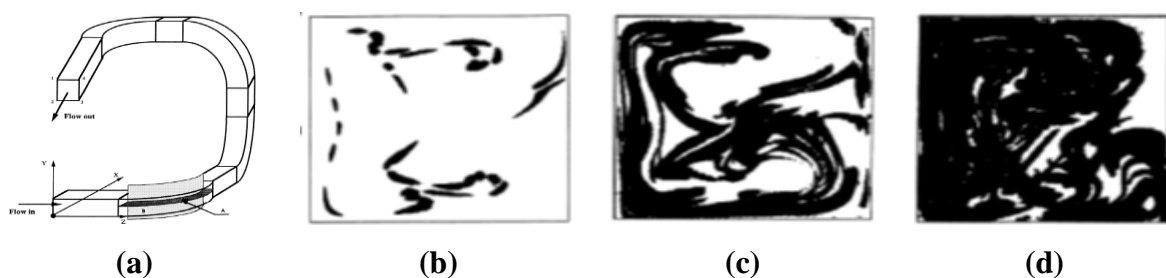
Les caractéristiques d'écoulement et de mélange de cinq mélangeurs passifs ont été étudiées numériquement pour une large gamme de nombres de Reynolds: de 8 à 160 (Lin, 2015). La qualité de mélange et la perte de charge ont été évaluées. TSMC, TSML et GSMUT présentent leur supériorité comparable à GSMMO et GSMMT au-delà du nombre de Reynolds

de 30. Le mécanisme d'advection chaotique a été identifié comme une rotation alternée pour TSMC, une rotation continue pour TSML, un étirement planaire pour GSMMO ainsi que GSMMT et un étirement 3D pour GSMUT, respectivement.



**Figure I.18.** (a) Schémas des mélangeurs : TSMC, TSML, GSMMO, GSMMT et GSMUT. (b) Distribution de la concentration sur les plans perpendiculaires au sens du courant ( $Re = 64$ ). (Lin, 2015).

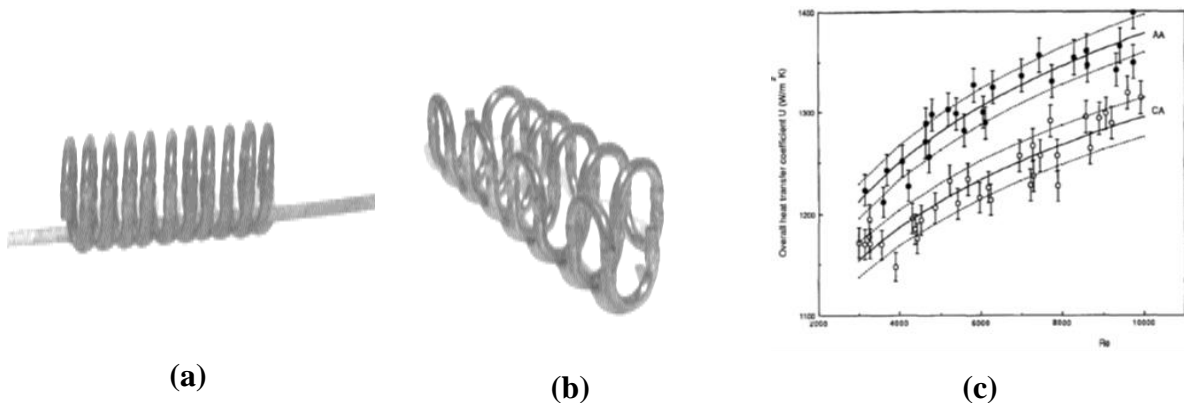
La génération du chaos lagrangien a été étudiée expérimentalement par (C. Castelain, et al.,2001) dans une configuration représentant un écoulement ouvert régulier tridimensionnel dans lequel, divers signes du chaos lagrangien sont présentés. Ils ont montré un Fort étirement et repliement, une sensibilité aux conditions initiales et une croissance exponentielle de l'étirement dans certaines régions d'écoulement. Il est également montré que dans certaines régions de l'écoulement, les étirements croissent linéairement avec l'espace, indiquant un comportement non chaotique.



**Figure I.19.** Ecoulement ouvert (a) Section d'essai de conduit torsadé. Étirement et repliement d'une ligne de fluide (b) image de la section transversale d'écoulement à la sortie du premier coude de 40 points repérés; (c) image à la sortie du quatrième coude; (d) image à la sortie du quatrième coude de 81 points marqués. (C. Castelain, et al.,2001).

(N. Acharya, et al., 1992) ont examiné le mélange chaotique comme un moyen pour augmenter la convection thermique dans un tube hélicoïdal. Des comparaisons sont faites avec une bobine ordinaire. Le mélange chaotique est confirmé par un exposant positif de Lyapunov.

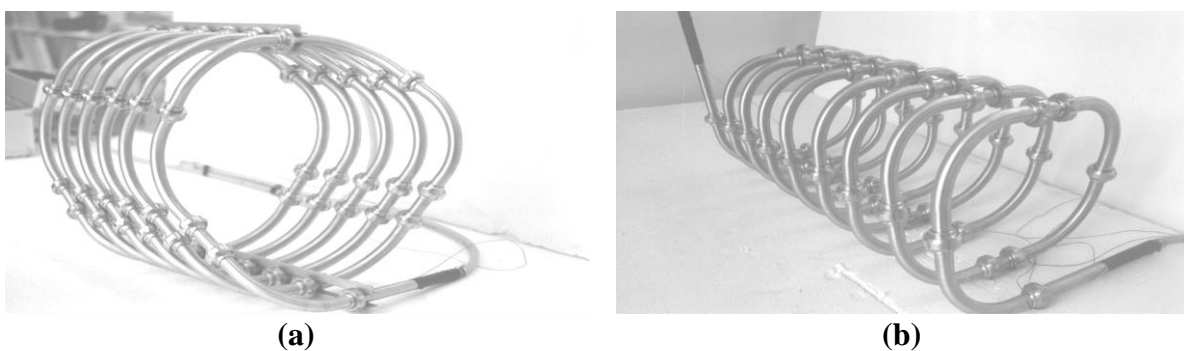
Le champ de température calculé montre que le mélange chaotique est responsable d'un accroissement du transfert thermique convectif.

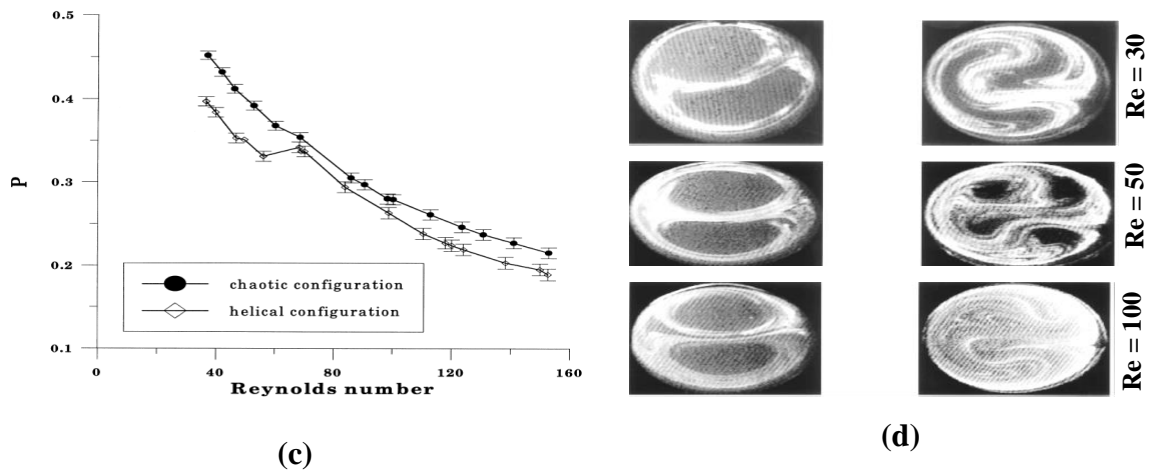


**Figure I.20.** Bobines étudiées, (a) Axe Constant et (b) Axe Alternatif. (c) Coefficient de transfert thermique global. (N. Acharya, et al., 1992).

Les effets de l'advection chaotique sur le transfert de chaleur pour les configurations de l'échangeur thermique précédent sont examinés par (A. Mokrani, et al., 1997). Les expériences ont été réalisées pour des nombres de Reynolds allant de 60 à 200. Les mesures globales de transfert de chaleur montrent que l'échangeur de chaleur chaotique est plus efficace que l'échangeur hélicoïdal, avec une amélioration de l'efficacité entre 13 et 27%.

Une comparaison expérimentale pour le même échangeur est faite par (C. Chagny, et al., 2000) sur une large gamme de nombres de Reynolds (de 30 à 30000) pour des fluides Newtoniens. Les résultats montrent qu'à faibles nombres de Reynolds, le transfert de chaleur est plus élevé et l'échauffement est plus homogène pour un écoulement d'advection chaotique.

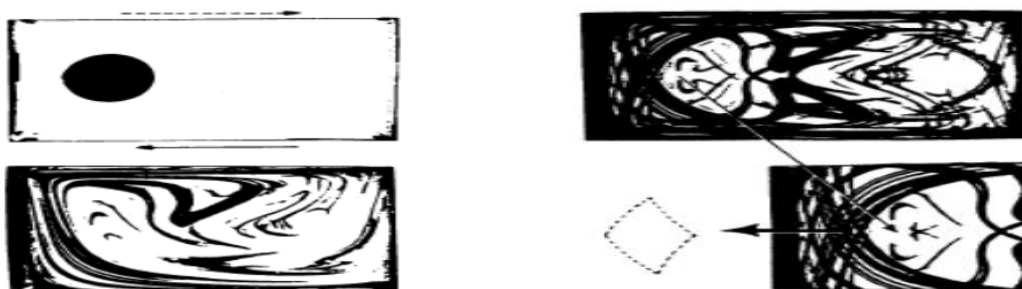




**Figure I.21.** Échangeurs de chaleur (a) Schéma de l'échangeur chaotique (b) Schéma de l'échangeur hélicoïdale. (c) Coefficient de performance thermique en fonction du nombre de Reynolds pour les deux configurations ( $30 < Re < 150$ ). (d) Visualisations de l'écoulement pour les deux configurations, hélicoïdale (à gauche) et chaotique (à droite), (C. Chagny, et al., 2000).

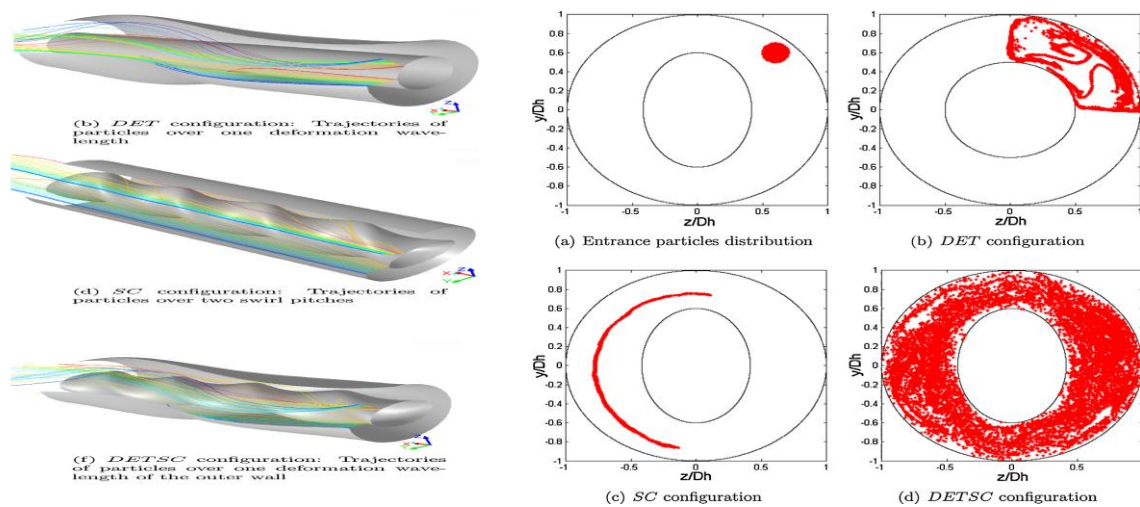
Pour le cas de l'axe alterné, la valeur de l'exposant s'approche de 1,52, ne variant que légèrement avec l'emplacement initial choisi. Un exposant de Lyapunov positif confirme que les trajectoires sont bien chaotiques pour ce cas, et sa magnitude est liée au degré de mélange chaotique présent dans le système. Le plus grand exposant de Lyapunov dans le cas de la bobine à axe constant se situe entre -0,005 et 0,005 pour différents emplacements initiaux; il est proche de zéro. Alors, il indique l'absence de chaos.

(W. L. Chien, et al., 1986) ont étudié expérimentalement un mélange laminaire dans plusieurs types d'écoulements de cavités bidimensionnelles dans un nouveau système expérimental. À nombres de Reynolds de 0,1 à 100. Le mouvement périodique alterné de deux bandes dans un écoulement de cavité est un exemple d'écoulement laminaire qui pourrait conduire à un mélange chaotique. On constate que l'efficacité du mélange dépend fortement de la valeur de fréquence, et qu'il existe une valeur optimale de fréquence qui produit un meilleur mélange dans un temps donné.



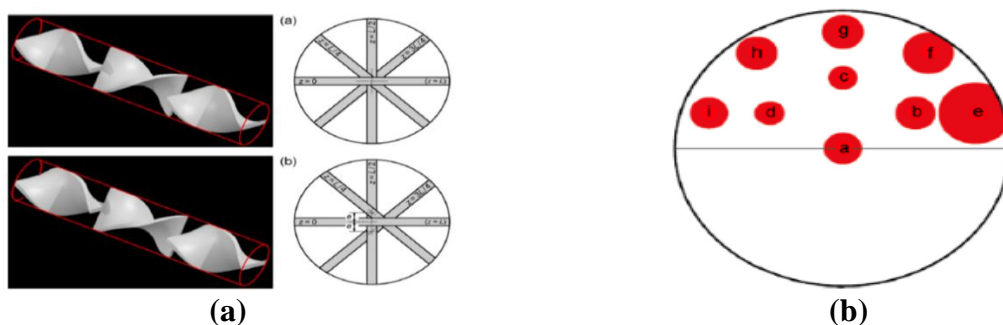
**Figure I.22.** Détection de la fonction de fer à cheval (a) état initiale (b) état après 160s (c) le chevauchement des transformations en avant et en arrière (d) élargissement de la fonction de fer à cheval, (W. L. Chien, et al., 1986).

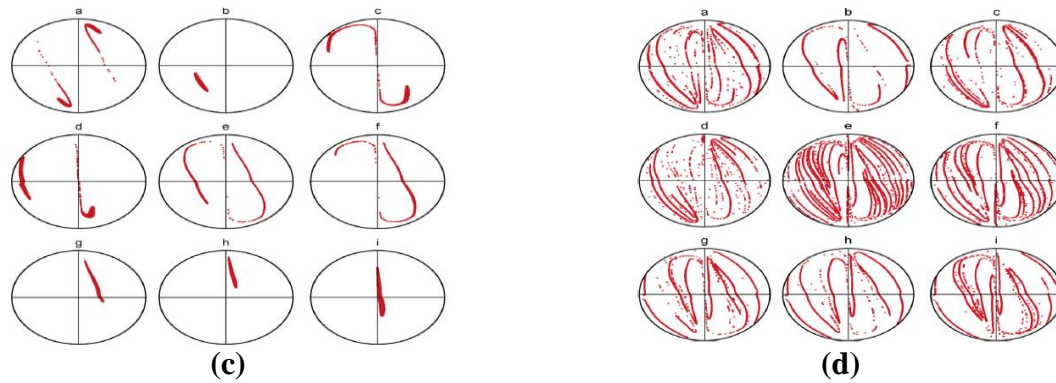
Afin d'améliorer les mélangeurs statiques continus, plusieurs voies ont été étudiées par (Zambaux, et al., 2015). Dans la présente étude, deux types déjà bien connus de dispositifs d'amélioration passive sont placés. Des déformations de paroi elliptiques altérées sont appliquées à la paroi externe. Ces perturbations géométriques créent des écoulements secondaires dans des directions orthogonales. Leur combinaison est évaluée numériquement et conduit à une augmentation significative du mélange. L'analyse basée sur le suivi lagrangien et les sections de Poincaré, montre que l'amélioration du mélange peut s'expliquer par la formation de zones d'advection chaotique dans l'écoulement.



**Figure I.23.** Section de Poincaré obtenues à la sortie des trois configurations d'écoulement étudiées. (Zambaux, et al., 2015).

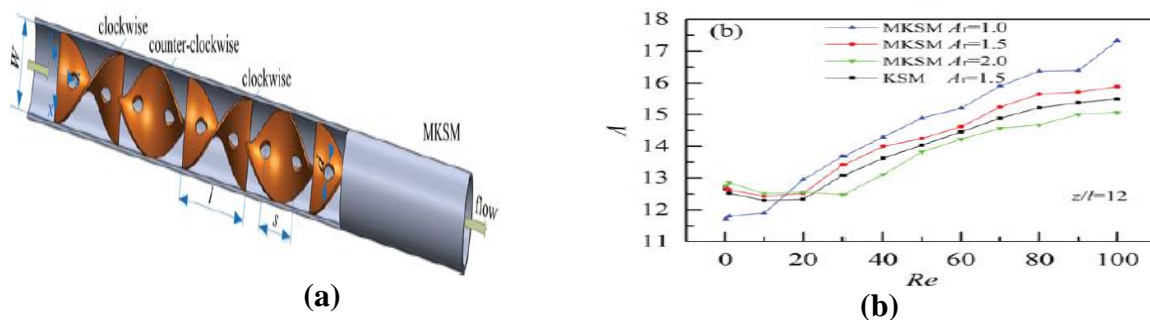
(Saatdjian, et al., 2012) ont présenté une étude numérique de l'advection chaotique et du mélange dans un écoulement tridimensionnel spatialement périodique, dans lequel un ou plusieurs éléments de mélangeur statique Kenics KM sont insérés pour favoriser le mélange. L'influence du nombre de Reynolds sur le mélange a un grain du mélange résultant, cela est visible après plusieurs éléments. Une modification par rupture de symétrie de la géométrie est suggérée. Une légère amélioration de l'efficacité de mélange est obtenue avec la géométrie modifiée: elle augmente l'efficacité d'extension et donne une répartition plus homogène des vitesses d'étirement.





**Figure I.24.** Le mélangeur statique kenics (a) schéma du mélangeur étudié (b) Conditions initiales pour un suivi lagrangien des particules (c) Positions du colorant après deux éléments (d) Position du colorant après six éléments pour  $Re = 0,15$ . (Saatdjian, et al., 2012).

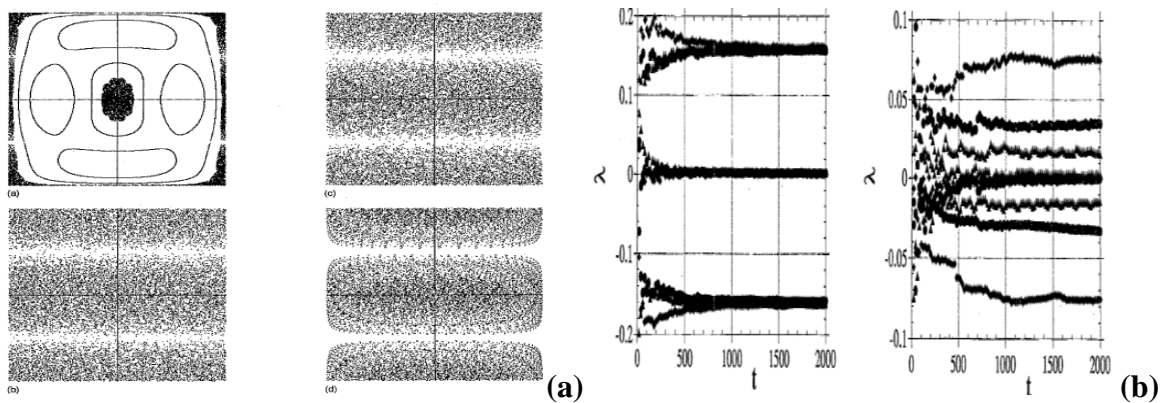
Les caractéristiques d'écoulement laminaire et de mélange chaotique d'un fluide à haute viscosité dans des mélangeurs statiques kenics avec des segments hélicoïdaux perforés décalés ont été étudiées numériquement par (Huibo Meng, et al., 2017) dans la plage de  $Re = 0,1$  à 150. Le taux de cisaillement, le taux d'étirement et l'exposant de Lyapunov sont calculés. Les valeurs du taux de cisaillement dans le premier trou perforé sont progressivement devenues beaucoup plus grandes de 1,10% à 11,78% que celles du deuxième trou perforé avec l'augmentation de  $Re$ . La vitesse d'étirement a augmenté de manière linéaire et la sensibilité à l'état initial s'est progressivement affaiblie. L'exposant de Lyapunov moyen augmente linéairement avec l'augmentation de  $Re$ .



**Figure I.25.** Mélangeur statique Kenics (a) schéma du mélangeur statique avec des lames décalées et modifiées (b) Effet de nombre de Reynolds sur le taux d'élongation, (Huibo Meng, et al., 2017).

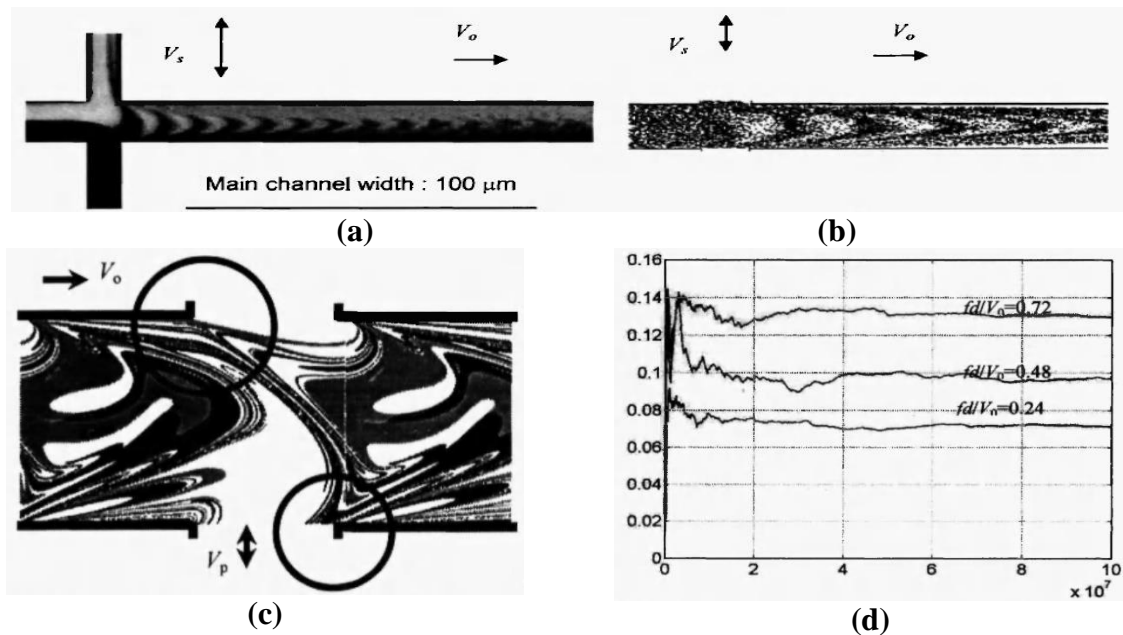
Les résultats de la simulation numérique de l'équation d'advection-diffusion à grand nombre Peclet sont rapportés par (Vallerie Toussaint, 1995), décrivant le mélange d'un champ scalaire sous l'action de la diffusion, des écoulements tridimensionnels, qui peuvent avoir des lignes de courant chaotiques. L'évolution temporelle de la variance du champ scalaire est calculée pour différents paramètres d'écoulement et montre qu'elle subit une décroissance exponentielle modulée, avec un taux de décroissance qui est maximum pour certaines valeurs

des paramètres d'écoulement, correspondant à des cas où les lignes de courant sont partout chaotiques.



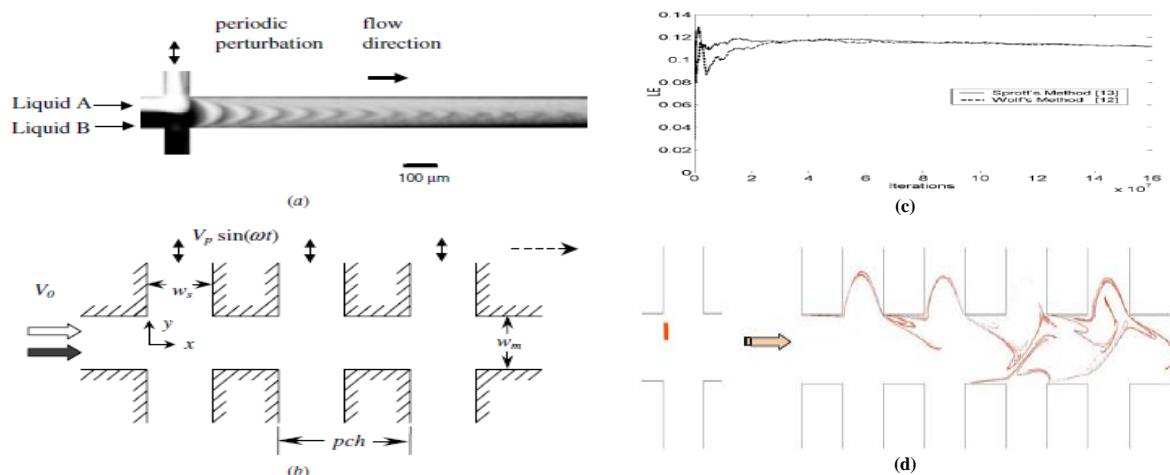
**Figure I.26.** Le mélange chaotique (a) Les sections de Poincaré générées pour différents paramètres (b) exposant de lyapunov pour différents paramètres, (Vallerie Toussaint, 1995).

(Lee, 2002) a étudié les exposants de Lyapunov d'un micro-mélangeur chaotique pour comprendre l'efficacité du mélange sous différents paramètres de fonctionnement. Un modèle de micro-mélangeur cinématique simple est utilisé pour le calcul de l'exposant de Lyapunov en utilisant deux méthodes numériques différentes. Ces deux méthodes génèrent des résultats cohérents pour confirmer l'existence d'un exposant de Lyapunov positif qui est la signature clé d'un système chaotique.



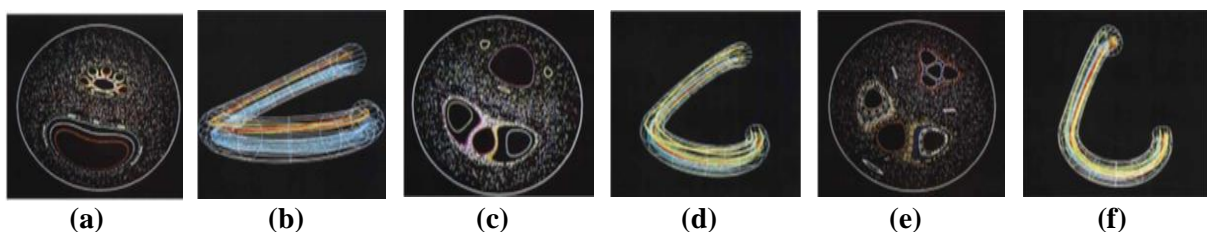
**Figure I.27.** Le micro-mélangeur fabriqué. (a) Schéma du micro-mélangeur (b) la simulation de mélange de deux blocs de fluide en suivant 24 000 particules de fluide. (c) calculs numériques après 3 périodes. (d) convergence des exposants de Lyapunov pour le micro-mélangeur. (Lee, 2002).

Le même micro-mélangeur mais avec plusieurs canaux latéraux est conçu et étudié par (Niu, et lee, 2003), dans lequel le fluide peut être agité par des pompes à travers les canaux de côté. En étirant et en repliant le fluide dans les canaux principaux et latéraux, un mélange chaotique peut être obtenu. Les trajectoires spatiales des particules fluides sont projetées sur les sections de Poincaré. Les exposants de Lyapunov sont utilisés comme indicateur de mélange et comme critère pour évaluer le comportement chaotique du système. Ils ont constaté que l'exposant de Lyapunov est étroitement lié à l'amplitude et à la fréquence d'agitation.



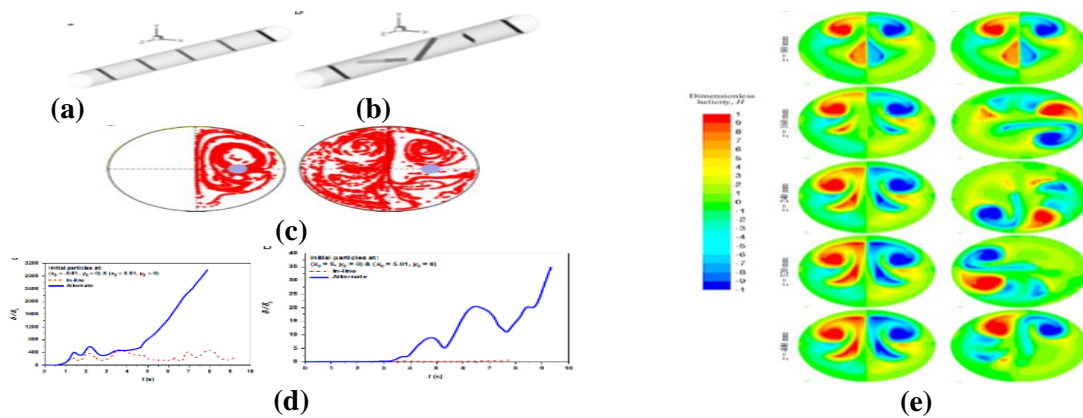
**Figure I.28.** Modèle d'un mélangeur chaotique (a) étude expérimentale avec une paire de canaux latéraux (b) étude expérimentale avec de multiples canaux latéraux (c) la convergence de l'exposant de Lyapunov (d) étirement et repliement d'un petit volume de fluide, (Niu, et lee, 2003).

Une étude réalisée par (Jones, et al., 1989) pour déterminer les paramètres qui contrôlent l'agitation des fluides dans un mélangeur sans parois mobiles. Les résultats numériques illustrant l'étirement des lignes de fluide, l'agitation de gouttes de fluide et les trajectoires tridimensionnelles de particules fluides sont présentés. Enfin, une dispersion longitudinale améliorée des particules due au couplage entre le chaos dans la direction transversale et le transport longitudinal non uniforme des particules est représentée.



**Figure I.29.** (a) Section de poincaré pour  $\chi = 1/8 \pi$ ,  $\gamma = 200$ . (b) lignes de courant correspondants à (a). (c) Section de poincaré pour  $\chi = 1/4 \pi$ ,  $\gamma = 100$ . (d) lignes de courant correspondants à (c). (e) Section de poincaré pour  $\chi = 3/8 \pi$ ,  $\gamma = 100$ . (f) lignes de courant correspondants à (e). (Jones, et al., 1989).

Le mélange scalaire par plusieurs mélangeurs de générateur de vortex monté à l'intérieur d'un tuyau circulaire est étudié à l'aide de simulations numériques par (Habchi, et al., 2013). Deux configurations d'écoulement sont étudiées. Il est montré que la configuration alternative améliore le processus de mélange par rapport à celui en ligne en raison de la génération d'un écoulement d'advection chaotique, alors que dans la configuration en ligne, l'écoulement est régulier. L'étude lagrangienne montre que les chemins de particules fluides initialement fermés présentent un éloignement exponentiel dans la configuration alternative ce qui améliore l'étirement et le repliement des particules de fluide.



**Figure I.30.** Mélangesur statique à générateur de vortex (a) : configuration en ligne et (b) configuration alternée (c) Section de poincaré pour 50000 particules injectées (d) éloignement de deux particules initialement très proches. (e) Contours d'hélicité pour différentes coupes transversales. Dans les deux configurations (en ligne à gauche et alternées à droite). (Habchi, et al., 2013).

### I.5. Le principe de synergie des champs

Dans le principe de synergie des champs, l'angle d'intersection entre la vitesse et les gradients de température a un rôle important dans le transfert de chaleur (Z.Y. Guo et al.,1998 ; W.Q. Tao et al.,2002). Cela peut être brièvement démontré à partir de l'équation énergétique :

$$\rho c_p \vec{U} \cdot \vec{\nabla} T = \lambda \nabla^2 T \quad (I.9)$$

où  $\vec{U}$  et  $T$  sont respectivement la vitesse locale et la température en coordonnées cartésiennes. En utilisant le théorème de Gauss pour intégrer Eq. (I.9) sur le domaine et en négligeant la conduction axiale dans le fluide, à partir de l'équation d'énergie on peut écrire:

$$\rho c_p \iint_{surf} (\vec{U} \cdot \vec{\nabla} T) dx dy = \phi \propto Nu \quad (I.10)$$

avec  $\phi$  le flux thermique total échangée avec la paroi, qui est proportionnel au nombre de Nusselt.

Le nombre Nusselt  $Nu$  dépend du produit scalaire :  $\vec{U} \cdot \vec{\nabla}T = |\vec{U}| |\vec{\nabla}T| \cos(\theta)$ , où  $\theta$  est l'angle d'intersection entre le vecteur de vitesse et le gradient de température. Par conséquent, pour une magnitude de vitesse et un gradient de température fixes, plus l'angle d'intersection  $\theta$  est petit, plus le taux de transfert de chaleur par convection est élevé. Le  $\theta$  local peut être obtenu à partir des simulations numériques donnés par l'expression :

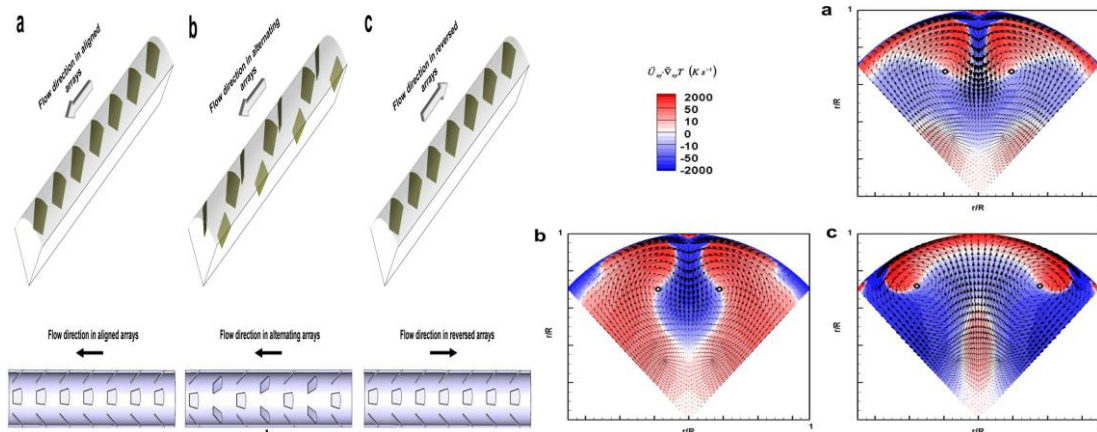
$$\theta = \arccos \left( \frac{U \frac{\partial T}{\partial X} + V \frac{\partial T}{\partial Y}}{\sqrt{U^2 + V^2} \sqrt{\left(\frac{\partial T}{\partial X}\right)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial Y}\right)^2}} \right) \quad (\text{I.11})$$

On peut noter que, puisque l'angle d'intersection varie entre  $0^\circ$  et  $180^\circ$ , il existe deux cas de synergie optimaux: pour  $\theta = 0^\circ$  ( $0 \text{ rad}$ )  $\rightarrow \cos \theta^\circ = 1$  et pour  $\theta = 180^\circ$  ( $3.14 \text{ rad}$ )  $\rightarrow \cos \theta^\circ = -1$ . Le cas de non-synergie est  $\theta = 90^\circ$  ( $1.57 \text{ rad}$ )  $\rightarrow \cos \theta^\circ = 0$ , concernant l'équation (14), le transfert de chaleur global dépend du signe des valeurs de synergies locales. Pour le fluide chauffé, la configuration d'écoulement doit être conçue de manière à atteindre les valeurs les plus élevées de  $\cos \theta^\circ$  positif; pour le fluide refroidi, la configuration du débit doit être conçue de manière à rendre  $\theta$  aussi proche que possible de  $180^\circ$ .

Le transfert de chaleur dans les écoulements tourbillonnaires turbulents est étudié par trois approches physiques différentes (Habchi, et al., 2011). Les structures tourbillonnaires sont générées par des déflecteurs inclinés dans un écoulement tubulaire turbulent, de trois configurations différentes : une géométrie de référence, une géométrie alternée et une géométrie de référence inversée. L'effet de la structure de l'écoulement sur la distribution de la température dans ces différentes configurations est analysé.

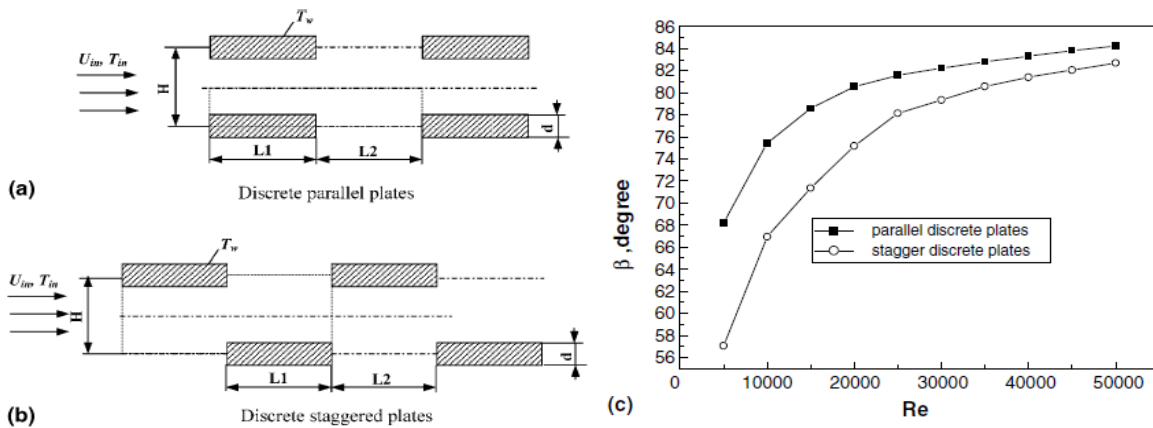
L'effet de la performance de mélange sur la distribution de température est étudié par la méthode de la synergie des champs. Un paramètre global, à savoir l'angle d'intersection entre la vitesse et le gradient de température, est défini afin de comparer les performances.

Toutes ces approches mènent à la même conclusion : la géométrie inversée présente le meilleur coefficient de transfert de chaleur et la meilleure efficacité énergétique. La géométrie de référence présente la plus mauvaise performance, et la géométrie alternative a une performance intermédiaire.



**Figure I.31.** Vues en 3D et coupes longitudinales des géométries étudiées : (a) alignées, (b) alternées, (c) inversées. (Habchi, et al., 2011).

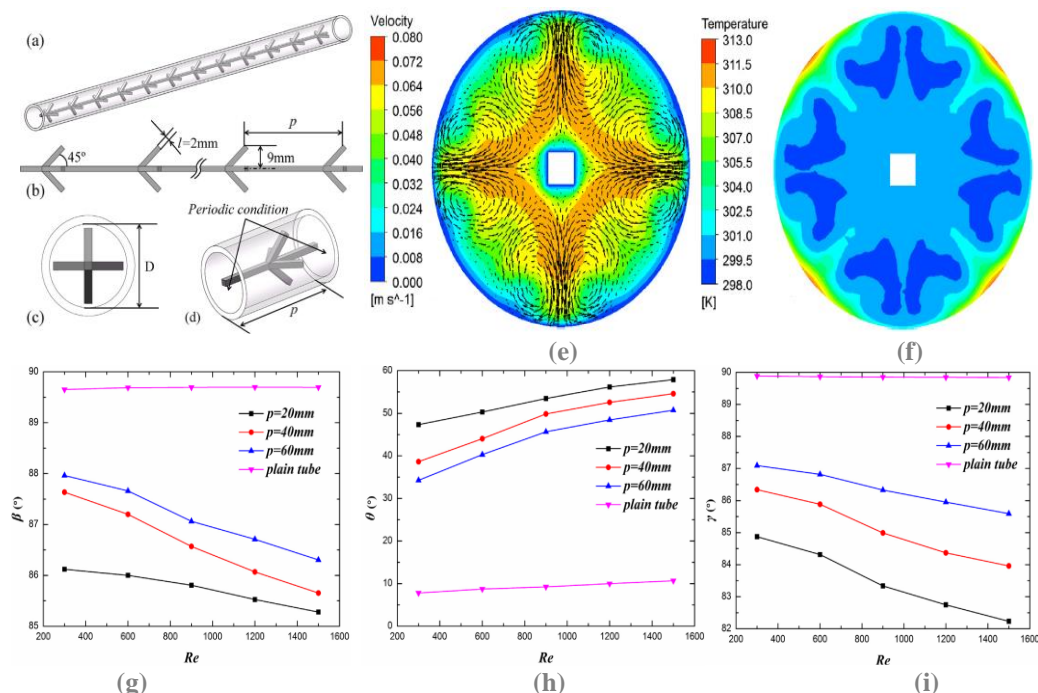
Le concept de principe de synergie des champs est d'abord brièvement introduit, puis sa vérification numérique est présentée par (Z.Y. Guo, et al., 2005). Un nombre sans dimension, le nombre de synergie de champ  $F_c$ , est défini comme une indication du degré de synergie entre le champ de vitesse et le champ de température pour l'ensemble du domaine d'écoulement et de transfert de chaleur. On constate que pour l'idéal ce nombre devrait être égal à un, et pour la plupart des cas de transfert de chaleur technique, sa valeur est loin d'être égale à un, ce qui montre qu'il y a une grande place pour l'étude d'amélioration du transfert de chaleur. Ensuite, les applications du principe sont discutées, en se concentrant sur la demande de développement de nouveaux types de techniques améliorées. Trois exemples sont fournis pour démontrer l'importance et la faisabilité du principe de synergie des champs.



**Figure I.32.** Modèles de plaques discrètes. (a) Plaques discrètes parallèles ; (b) Plaques discrètes décalées. (c) variation de  $\beta$  avec le nombre de Reynolds. (Z.Y. Guo, et al., 2005).

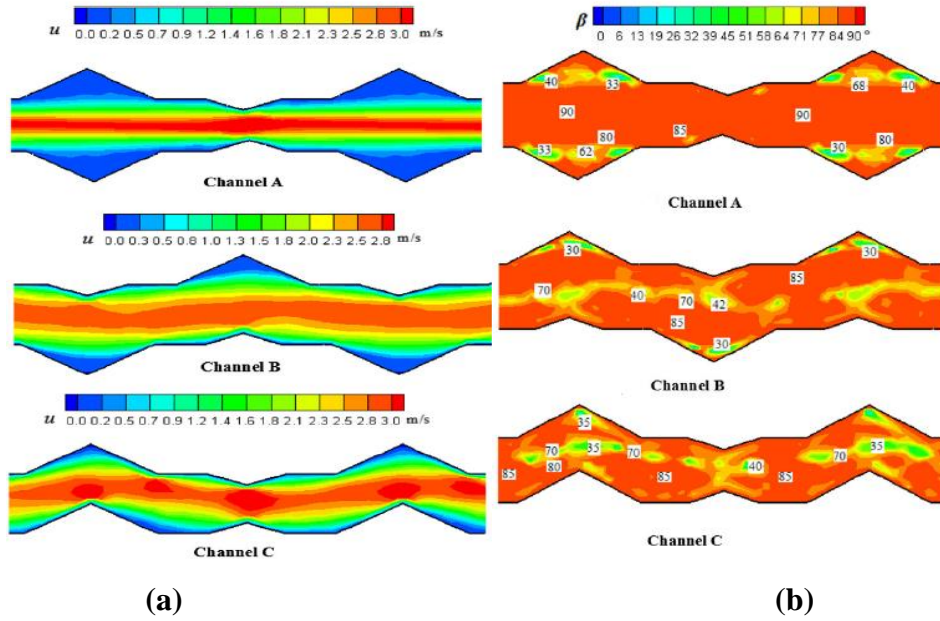
Une relation constitutive entre le flux d'énergie des fluides et le gradient de pression a été examinée par (W. Liu, et al., 2019), une équation conservatrice de l'énergie mécanique des fluides a été introduite pour décrire les phénomènes de convection qui est essentielle au transfert

de chaleur et de masse par convection. Les relations de synergie multi-champs entre la vitesse, la pression, la température et la concentration des composants ont été révélées selon les équations de synergie basée sur la conservation de l'énergie thermique, de l'énergie mécanique, de la masse des composants et de la quantité de mouvement des fluides pour analyser les caractéristiques physiques de l'amélioration de la chaleur convective et du transfert de masse. Un tube circulaire inséré par un générateur de flux tourbillonnaire longitudinal avec des tiges rectangulaires reliées au centre a été étudié par la simulation numérique et l'expérience de PIV pour valider la relation de synergie dans la chaleur convective l'amélioration des transferts.



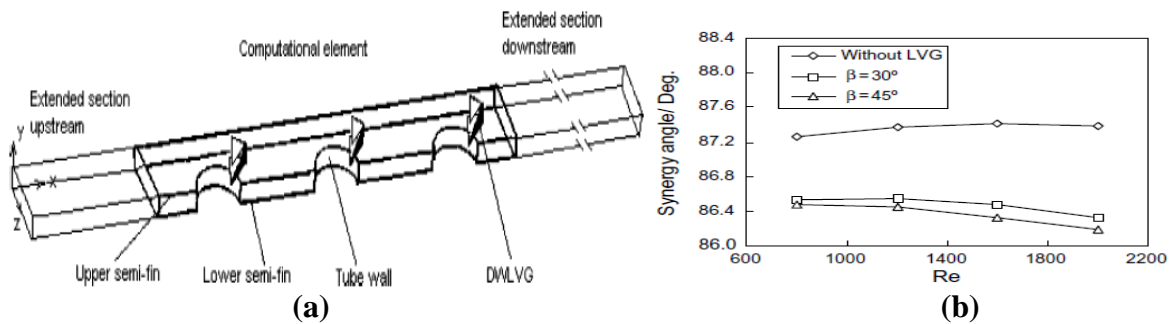
**Figure I.33.** (a)(b)(c)(d) différentes vues d'un tube circulaire inséré par un générateur d'écoulement tourbillonnaire longitudinal (e) les vecteurs de vitesse tangentielle et les contours de vitesse (f) distribution de température (g) Variation de l'angle  $\beta$  avec le nombre de Re (h) Variation de l'angle  $\theta$  avec le nombre de Re (i) Variation de l'angle  $\gamma$  avec le nombre de Re, (W. Liu, et al., 2019).

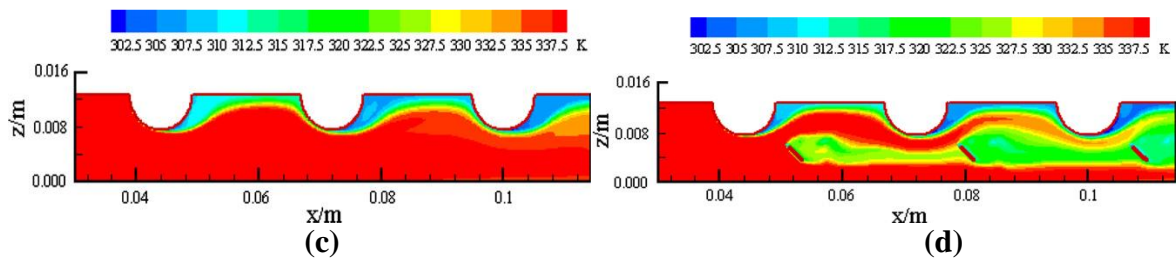
(Xiaohuan Zhao et al. 2020) ont étudié les applications d'optimisation du transfert thermique telles que les échangeurs de chaleur, les piles à combustible, les milieux poreux, les générateurs de tourbillons à récepteur d'énergie solaire et les filtres à particules diesel. L'application directe de la synergie des champs peut améliorer remarquablement la capacité de transfert de chaleur. Les résultats de la recherche explorent les extensions de la théorie de synergie des champs des attributs hautement souhaitables à des applications plus diverses et plus larges, qui fournissent un mode de pensée et une méthode de recherche pour la poursuite du développement de la conversion et de la gestion de l'énergie thermique autant que possible.



**Figure I.34.** Distribution dans les trois canaux (a) champs de vitesse (b) angles de synergie , (Xiaohuan Zhao et al. 2020).

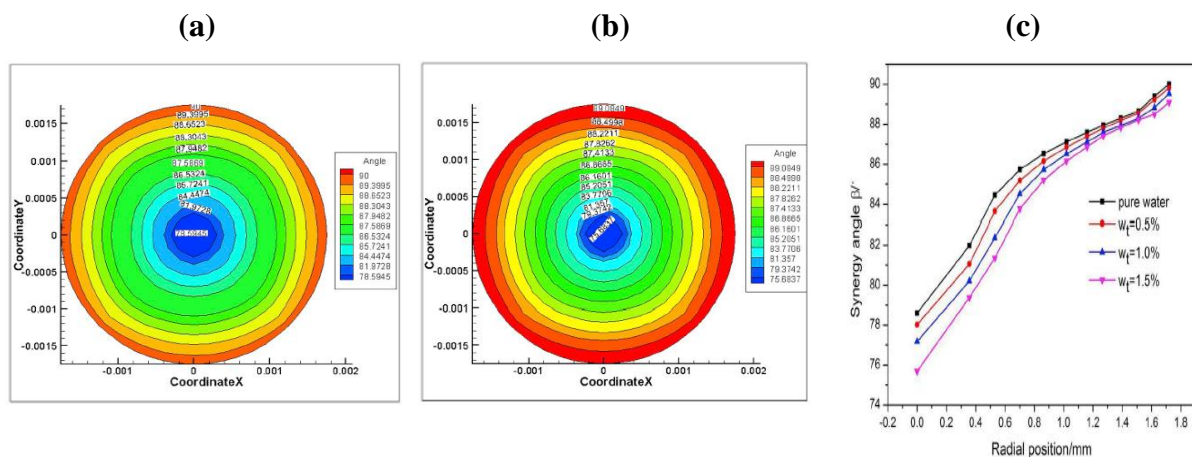
Des résultats de simulation numérique en 3D sont présentés par (J.M. Wu et W.Q. Tao, 2007) pour le transfert de chaleur par écoulement laminaire de la surface des ailettes et des tubes avec des générateurs de tourbillons. Les effets du nombre de Reynolds (de 800 à 2000), de l'angle d'attaque ( $30^\circ$  et  $45^\circ$ ) du générateur de tourbillons à ailettes sont examinés. Les résultats numériques sont analysés du point de vue du principe de synergie des champs. On constate que le mécanisme inhérent d'amélioration du transfert de chaleur par vortex longitudinal peut être expliqué par le principe de synergie de champ, le second flux généré par les générateurs de vortex entraîne la réduction de l'angle d'intersection entre la vitesse et le gradient de température du fluide. En outre, l'amélioration du transfert de chaleur de l'ailette avec l'angle d'attaque de  $45^\circ$  est plus importante que celle de  $30^\circ$ , alors que l'ailette avec l'angle d'attaque de  $45^\circ$  entraîne une augmentation de la chute de pression, cependant, l'ailette avec l'angle d'attaque de  $30^\circ$  entraîne une légère diminution.





**Figure I.35.** (a) Diagramme schématique tridimensionnel du domaine de calcul. (b) Effet des DWLVG sur l' angle de synergie (c) Profil de température dans le plan médian du domaine de calcul dans la direction y pour le cas 1. (d) Profil de température dans le plan médian du domaine de calcul dans la direction y pour le cas 3. (J.M. Wu et W.Q. Tao, 2007).

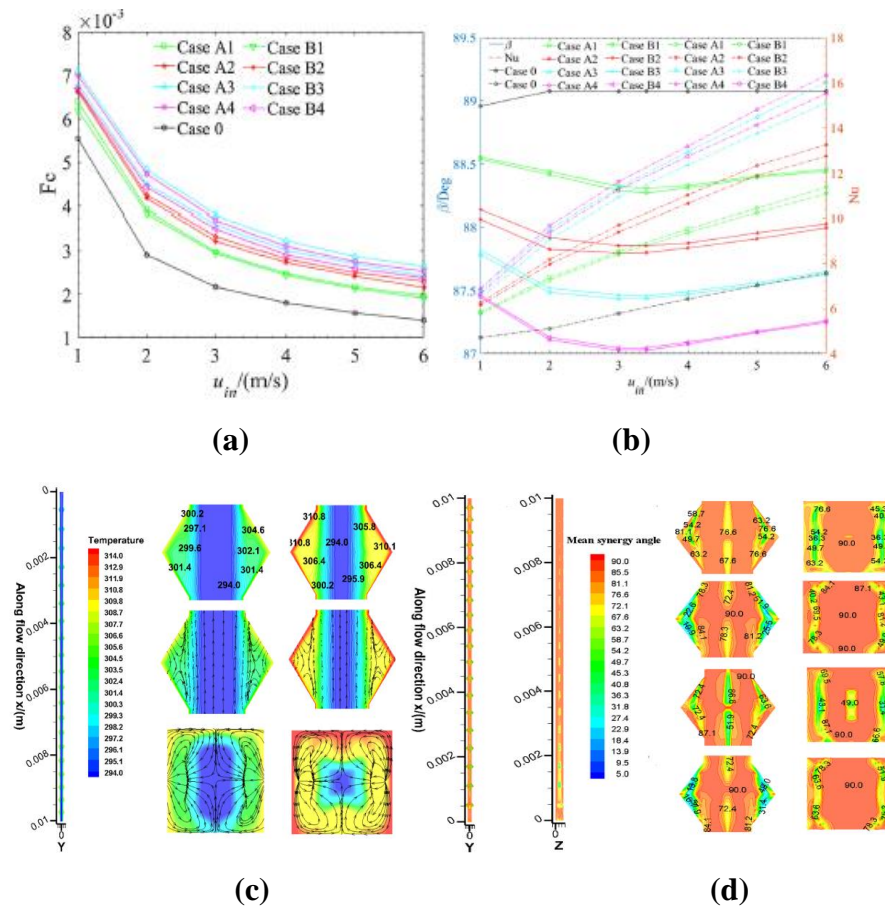
Une étude numérique sur l'écoulement des nano-fluides dans un tube circulaire a été réalisée par (Wenzheng Cui et al. 2019). Les mécanismes d'influence des nanoparticules pour le fluide de base ont été examinés plus en détail. D'une part, l'ajout de nanoparticules provoque des changements dans la distribution de la vitesse du fluide dans la région du fluide, ce qui entraîne en outre des modifications des propriétés d'écoulement du fluide dans la direction radiale. D'autre part, les nanoparticules augmentent la performance de transfert de chaleur de l'ensemble du fluide avec un gradient de température modifié. La combinaison des nanoparticules modifiées Le champ de vitesse et le champ de gradient de température conduisent à l'amélioration du processus de transfert de chaleur dans les nano-fluides. Les résultats montrent que l'amélioration du transfert de chaleur par les nano-fluides est obtenue par la synergie accrue du champ de gradient de température et du champ de vitesse.



**Figure I.36.** Distribution de l'angle de synergie de la section transversale à la distance axiale  $y=300$  mm (a) pour l'eau. (b) pour 1,5 % de nanofluides. (c) Angles de synergie des champs pour différents fluides. (Wenzheng Cui et al. 2019).

(Fang Li, et al., 2019) ont étudié la synergie des champs et la performance de transfert de chaleur des micro-canaux avec trois configurations différentes de cavités en utilisant une simulation numérique tridimensionnelle du modèle de transfert de chaleur conjugué. L'analyse du champ

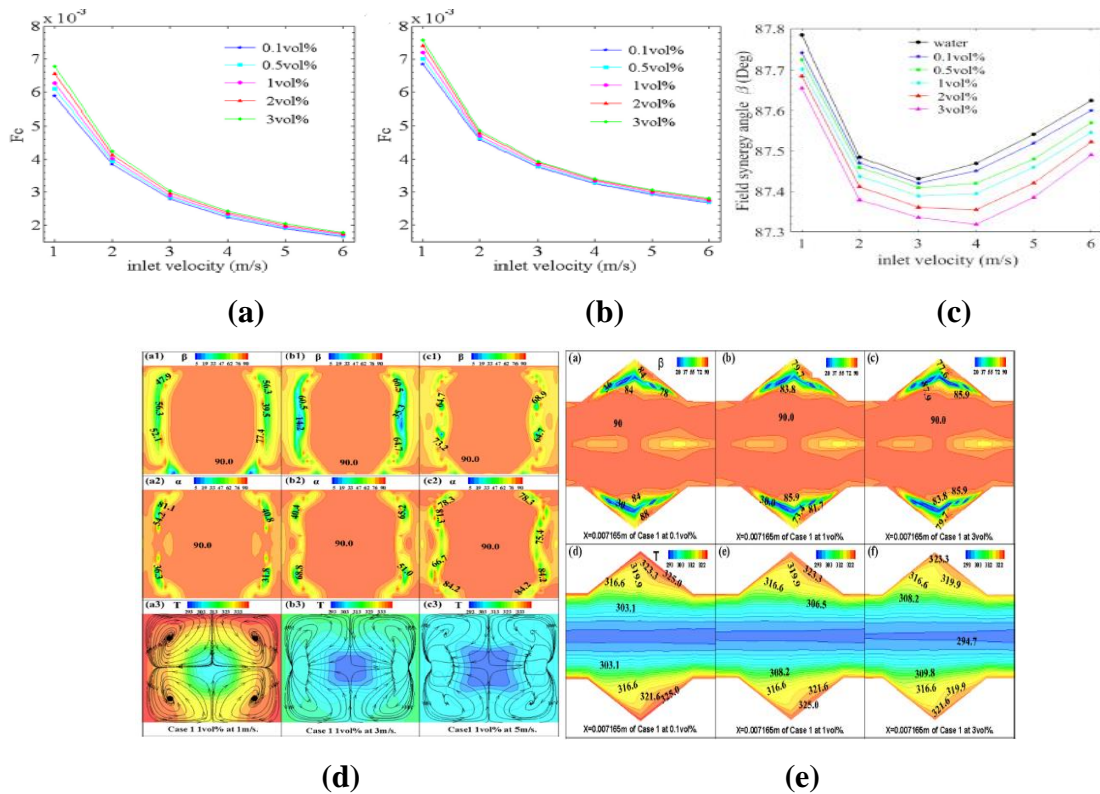
de température, du champ d'écoulement, de l'angle de synergie de champ et des caractéristiques thermiques a été présentée pour discuter le mécanisme d'amélioration du transfert de chaleur. Il a été constaté que l'angle de synergie du champ et le nombre de Nu présentent une bonne cohérence dans l'évaluation de l'amélioration du transfert de chaleur en termes de cavités internes dans le micro-canal.



**Figure I.37.** La synergie des champs (a) Nombre de synergie des champs  $F_c$  en fonction de  $U_{in}$  pour le cas A, le cas B et le cas 0. (b) Evolution de  $Nu$  et l'angle de synergie  $\beta$  pour le cas A, le cas B et le cas 0. (c) Distribution de la température et de la vitesse (d) Distribution de l'angle de synergie. (Fang Li, et al., 2019).

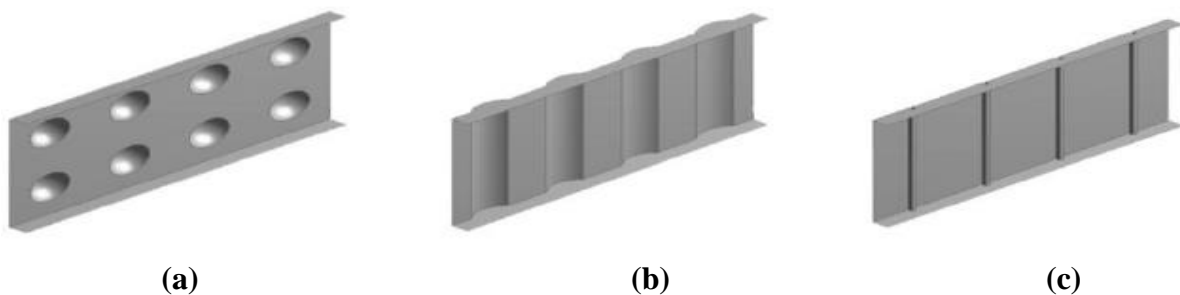
L'amélioration du transfert de chaleur par nano fluide dans ce micro canal complexe a été examiné par l'analyse de l'angle de synergie de champ (Fang Li, et al.,2019).

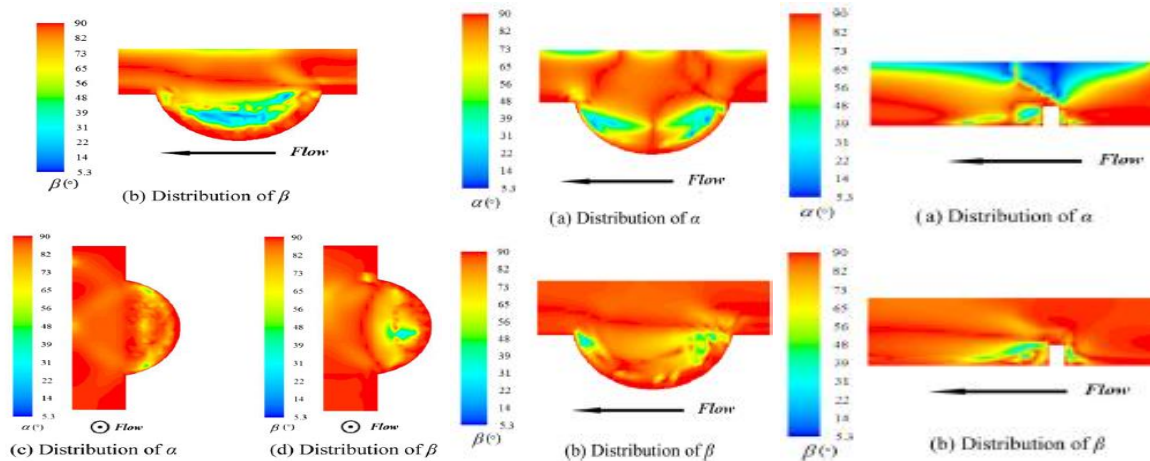
Il a été constaté que les performances d'écoulement et de transfert de chaleur du nano-fluide dans le micro canal peuvent être bien expliquées par le principe de synergie de champ. L'analyse de la synergie de champ du nano fluide dans un micro-canal complexe a révélé que L'amélioration du transfert de chaleur a été affectée par la combinaison de l'effet de perturbation, de la conduction thermique axiale et le réaménagement de la limite thermique.



**Figure I.38.** La synergie des champs (a) courbe de  $F_c$  du microcanal rectangulaire (cas 0) (b) courbe de  $F_c$  du microcanal avec cavités internes (cas 1). (c) La tendance de l'angle de synergie de champ  $\beta$  du microcanal avec les cavités internes (cas 1) à différentes fractions de volume. (d) la distribution de la vitesse, de la température et l'angle de synergie du champ du microcanal (e) La distribution de la température et l'angle de synergie du champ formé sous différentes fractions de volume, (Fang Li, et al., 2019).

Le transfert de chaleur par refroidissement convectif dans des mini-canaux à fossettes, rainures cylindriques et ailettes basses est étudié numériquement par (C. Bi, et al., 2013) en utilisant le principe de la synergie des champs. Les résultats montrent que la surface des fossettes présente la plus haute performance d'amélioration du transfert de chaleur.

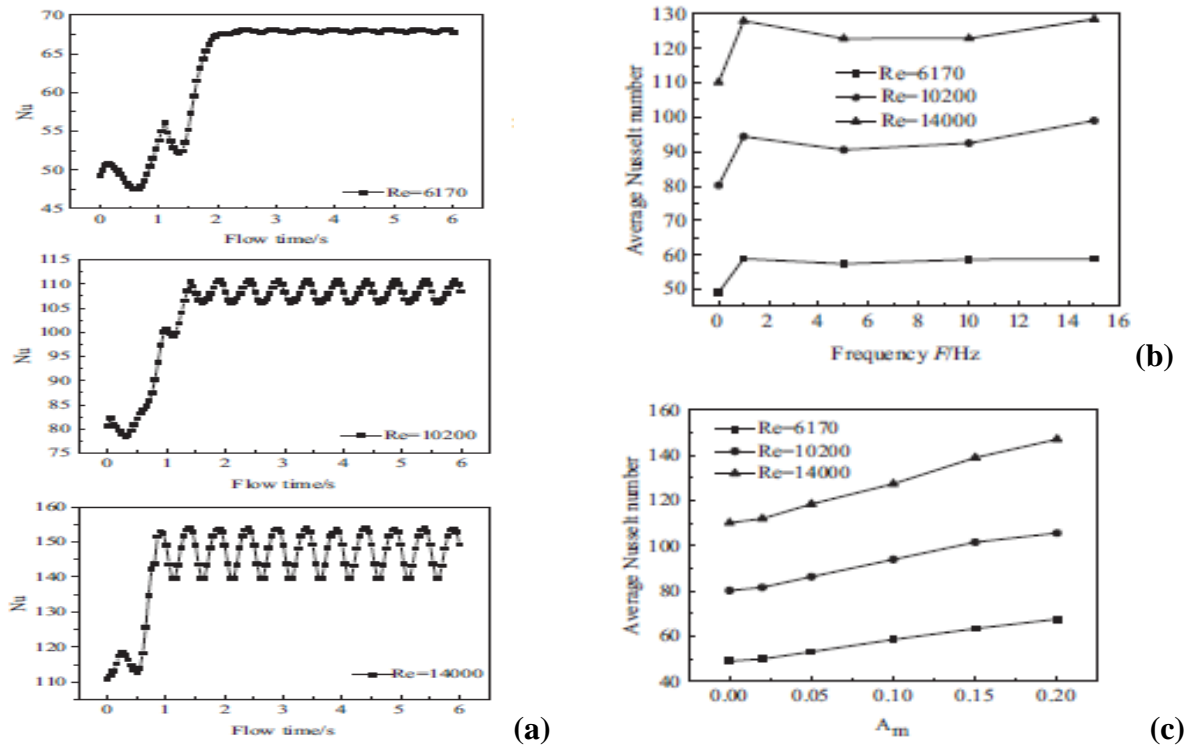




**Figure I.39.** Distribution de l'angle de synergie dans trois types de surfaces de transfert de chaleur améliorées (a) une fossette (b) . une rainure cylindrique (c) un canal à ailettes basses.(C. Bi, et al., 2013).

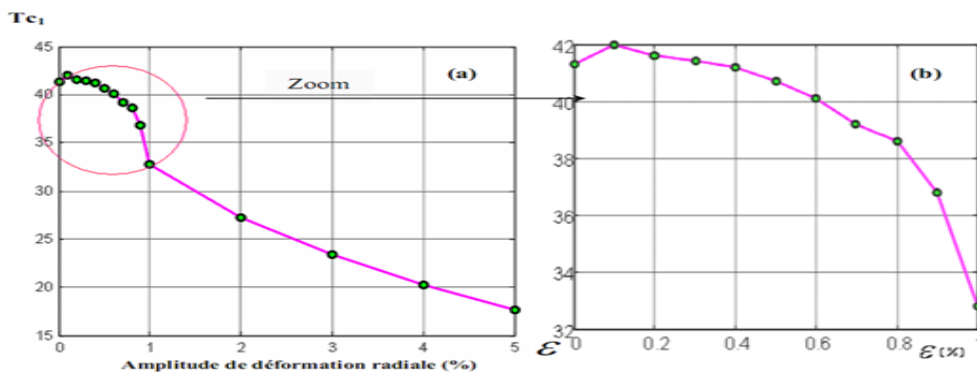
### I.6. La déformation radiale pulsatile

Le transfert de chaleur et la chute de pression ont été étudiés numériquement par (Lei et Hanzhong, 2018) pour le tube rond statique et le tube oscillant avec la méthode des volumes finis. L'effet de l'amplitude et de la fréquence sur le transfert de chaleur avec le changement du nombre de Reynolds de 6170 à 14 000. Sous l'influence de l'oscillation sinusoïdale, le transfert de chaleur et la chute de pression changent périodiquement et la fréquence du transfert de chaleur et de la pression est deux fois moins élevée que celle du mouvement d'oscillation sinusoïdale. Le transfert de chaleur a été amélioré par l'oscillation sinusoïdale et a augmenté de 1,9 % par rapport au tube statique pour  $Re = 6140$ . Pendant ce temps, le transfert de chaleur a augmenté de 35%, l'amplitude adimensionnelle passant de 1 à 10. Alors que la rotation du cosinus a également provoqué une grande chute de pression, la chute de pression du tube oscillant cosinus est de 3,01% celle du tube statique. La chute de pression est proportionnelle à l'amplitude et à la fréquence adimensionnelles, mais le transfert de chaleur diminue d'abord et augmente ensuite avec l'augmentation de la fréquence.



**Figure I. 40.** Variation de Nu transitoire dans le temps pour Re = 6170, 10 200 et 14 000. (b)Variation de Nu avec la fréquence. (c)Variation de Nu avec l’Amplitude. (Lei et Hanzhong,2018).

L’effet de l’oscillation radiale du cylindre intérieur sur l’évolution de l’écoulement Taylor-Couette a fait l’objet d’une simulation numérique mené par (Lebbi et al.,2008). Le contrôle de l’écoulement se fait par la variation de l’amplitude de déformation ( $\varepsilon = \Delta r / R1$ ) avec une fréquence fixe  $f=50$  Hz les auteurs ont trouvé que lorsque l’amplitude de déformation augmente, le régime de l’onde axiale caractérisant l’apparition des tourbillons de Taylor est avancé de  $Tac1=41,33$ , correspondant au cas nominal, à  $Tac1=17 .66$  pour une amplitude de 5%.



**Figure I.41.** Evolution du nombre de Taylor critique en fonction de l’amplitude de déformation :- (a) Courbe de variation de nombre critique de Taylor – (b) Effet de loupe sur la variation du nombre de Taylor critique (zoom), (Lebbi, et al.,2008).

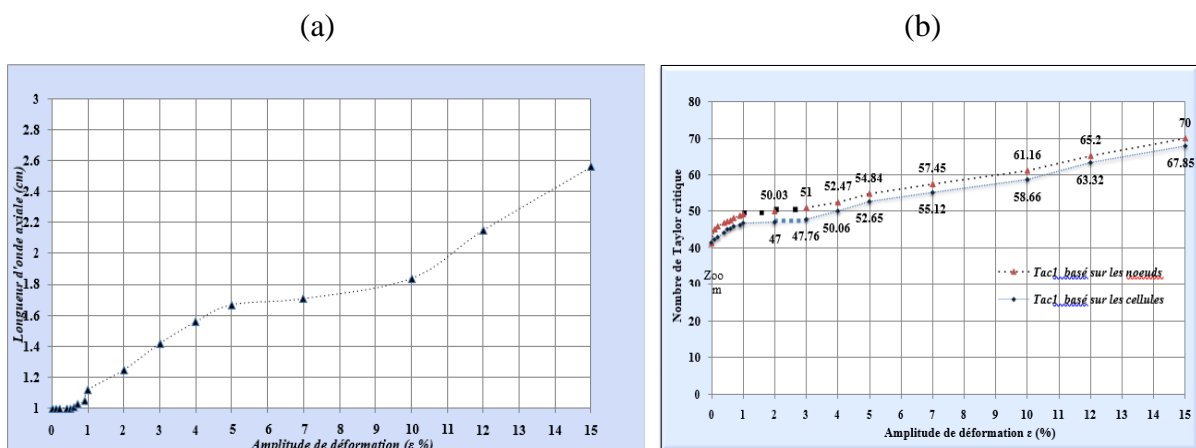
Egalement, (Mahfoud, et al.,2009), ont utilisé le code FLUENT pour effectuer une prévision de l’écoulement de Taylor-Couette soumis à une déformation radiale lorsque l’amplitude de déformation est fixe et la fréquence varie de 0 à 100 Hz. Il a trouvé que le premier mode de la

transition s'avancé de  $Ta_{c1} = 41.33$ , correspondant au cas nominal, à  $Ta_{c1} = 21.14$ , lorsque la fréquence de déformation est égale à 100 Hz.

(Lalaoua et al.,2010) ont travaillé sur le contrôle de l'écoulement dans le système de Taylor-Couette. Ils ont soumis le cylindre extérieur à une dynamique pulsatile radiale. La fréquence de déformation est fixée pour cette étude à  $f=50$  Hz. En revanche, l'amplitude de déformation s'étale sur la plage de  $\varepsilon=0.1\%$  à  $\varepsilon=15\%$  étant rapportée au diamètre du cylindre extérieur. Cette gamme se subdivise en trois catégories, faibles, moyennes et amplitudes élevées.

Le nombre de Taylor critique,  $Tac$ , caractérisant l'apparition des vortex de Taylor au sein de l'écoulement, augmente de façon substantielle. En effet, pour le cas nominal (sans contrôle),  $Tac=41.33$ , et lorsque l'amplitude de déformation atteint 15%, la valeur  $Tac$  augmente jusqu'à atteindre la valeur de 70, correspondant à un taux d'augmentation d'environ 69.3%. L'apparition de la première instabilité se trouve alors considérablement retardée relativement au cas naturel.

Ils ont aussi, procédé à un relevé des dimensions associées à la structure de l'écoulement telles que la variation de la longueur d'onde et le nombre d'onde axial adimensionnel. On note un accroissement de la longueur d'onde axiale qui s'accompagne d'une diminution du nombre d'onde axial au fur et à mesure que l'amplitude de déformation augmente.



**Figure I.42.** (a) Evolution de la longueur d'onde axiale en fonction de l'amplitude de déformation  $\varepsilon$  % (b) Evolution du nombre de Taylor critique,  $Ta_{c1}$ , en fonction de l'amplitude de déformation. (Lalaoua et al.,2010).

---

## I.7. Conclusion

Les écoulements et les mélanges chaotiques ne cessent pas de faire l'objet d'une importance dans le domaine de la recherche. Globalement, les résultats des auteurs présentés ci-dessus confirment et témoignent l'importance de l'advection chaotique en raison des avantages énormes qu'ils apportent.

Cette étude bibliographique a montré un nombre important de travaux de recherche numériques et expérimentaux pour l'écoulement laminaire des fluides Newtoniens et non Newtoniens dans des mélangeurs passifs et actifs. Ces mélangeurs sont fréquemment rencontrés dans les systèmes industriels. Il est donc intéressant d'étudier leur comportement au sein des mélangeurs actifs. La plupart des études expérimentales et numériques concernent l'effet du comportement des fluides sur l'hydrodynamique et le mélange thermique par advection chaotique, comme elle concerne aussi l'effet de l'état dynamique de la géométrie sur l'amélioration du mélange hydrodynamique et sur le transfert thermique.

Des analyses concernant la synergie (coordination) des champs ont été également présentées. Aussi des contributions en ce qui concerne la déformation radiale ont été montrées.

Nous constatons que la littérature est très riche avec des articles traitant le comportement des fluides dans les mélangeurs passifs alors que les articles qui traitent le comportement hydrodynamique des fluides dans des mélangeurs actifs sont peu nombreux. Notre contribution dans ce thème consiste à étudier le comportement hydrodynamique des fluides Newtoniens à l'intérieur d'un mélangeur actif en caractérisant le mélange par des propriétés locales de l'écoulement. Il faut noter que l'étude en question concerne le mélange d'un seul fluide Newtonien à très faible nombre de Reynolds.

## **CHAPITRE II**

---

# **Formulation Mathématique et Méthodes Numériques**

---

---

## CHAPITRE II

### Formulation mathématique et méthodes numériques

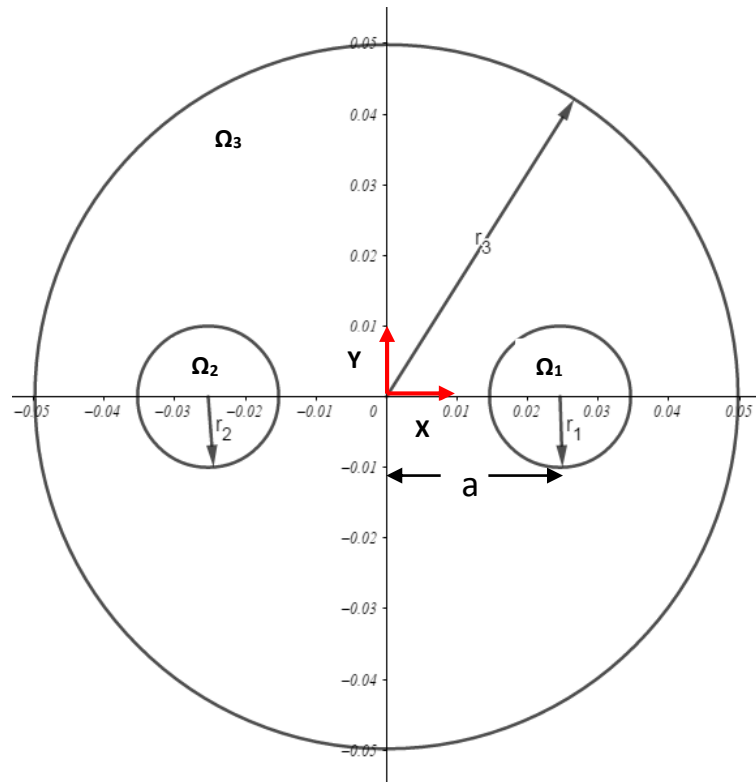
#### II.1. Introduction

Le mélange dans un réservoir agité est l'une des opérations les plus courantes, mais présente l'un des plus grands défis dans le domaine de la simulation numérique. Les réservoirs agités contiennent généralement des roues montées sur des arbres et peuvent éventuellement contenir des chicane et d'autres éléments internes, des serpentins et des tubes de tirage. La modélisation d'un réservoir agité à l'aide de la CFD nécessite la prise en compte de nombreux aspects du processus. Tout d'abord, tout modèle de calcul nécessite que le domaine d'intérêt, c'est à dire le volume occupé par le fluide à l'intérieur de la cuve, soit décrit par un maillage (des cellules). C'est dans ces cellules que les variables spécifiques au problème sont calculées et stockées. La grille de calcul doit s'adapter aux contours du réservoir, même si ses composants sont géométriquement complexes. Deuxièmement, le mouvement de la roue dans le réservoir doit être traité de manière spéciale, surtout si le réservoir contient des chicane ou d'autres éléments internes. Le traitement spécial utilisé affecte à la fois la structure de la grille de calcul et la méthode de résolution utilisée pour obtenir numériquement le champ d'écoulement. Un mélange efficace d'un écoulement bidimensionnel d'un fluide newtonien très visqueux à faible nombre de Reynolds est notre objectif à travers cette étude.

Ce chapitre a pour intérêt de présenter les bases théoriques nécessaires, le modèle mathématique et l'approche numérique. Les caractéristiques géométriques du mélangeur actif adopté dans cette étude sont tout d'abord présentées, suivi par les équations gouvernantes et les conditions aux limites associées.

#### II.2. Géométrie et paramètres d'écoulement

La géométrie choisie pour réaliser ces études sur le mélange chaotique est un mélangeur actif à géométrie simple. Il est constitué de deux tiges de section circulaire de même diamètre placées dans une cuve cylindrique comme indiqué dans la figure II. 1.



**Figure II. 1.** Schéma de la géométrie du mélangeur étudié.

Les tiges et le réservoir peuvent tourner autour de leurs axes de révolution. Les rotations peuvent être régulières (NM), continues (CM) ou alternées (ALT). L'écoulement étudié est bidimensionnel, instationnaire, les valeurs des paramètres géométriques sont donc résumées dans le tableau 1.

**Tableau II.1 :** Paramètres géométriques pour tous les cas

<b>R<sub>1</sub></b>	<b>Rayon du barreau 1 (droit)</b>	<b>10 mm</b>
<b>R<sub>2</sub></b>	Rayon du barreau2 (gauche)	10mm
<b>R<sub>3</sub></b>	Rayon de la cuve cylindrique	50mm
<b>a</b>	L'excentricité	25 mm

Les conditions d'écoulement et les paramètres dynamiques pour chaque protocole de rotation sont présentés dans le tableau 2 ci-dessous.

Tableau II. 2 : Paramètres dynamiques pour tous les protocoles étudiés

NM	Barreau1	$\Omega_1 = 0 \text{ rad /s}$	Voir figure II.2
	Barreau2	$\Omega_2 = 0 \text{ rad /s}$	
	La cuve	$\Omega_3 = 0.628 \text{ rad /s}$	
CM	Barreau 1	$\Omega_1 = 30 - 15 \sin^2\left(\frac{\pi t}{\tau}\right)$	Voir figure II.3
	Barreau2	$\Omega_2 = 30 - 15 \sin^2\left(\frac{\pi t}{\tau}\right)$	
	La cuve	$\Omega_3 = 6 - 3 \sin^2\left(\frac{\pi t}{\tau} + \frac{\pi}{2}\right)$	
ALT	Barreau 1	$\Omega_1 = 30 - 15 \sin^2\left(\frac{\pi t}{\tau}\right)$ if $\Omega_1 < 0 \Rightarrow \Omega_1 = 0$	Voir figure II.2
	Barreau2	$\Omega_2 = 30 - 15 \sin^2\left(\frac{\pi t}{\tau}\right)$ if $\Omega_2 < 0 \Rightarrow \Omega_2 = 0$	
	La cuve	$\Omega_3 = 6 - 12 \sin^2\left(\frac{\pi t}{\tau} + \frac{\pi}{2}\right)$ if $\Omega_3 < 0 \Rightarrow \Omega_3 = 0$	

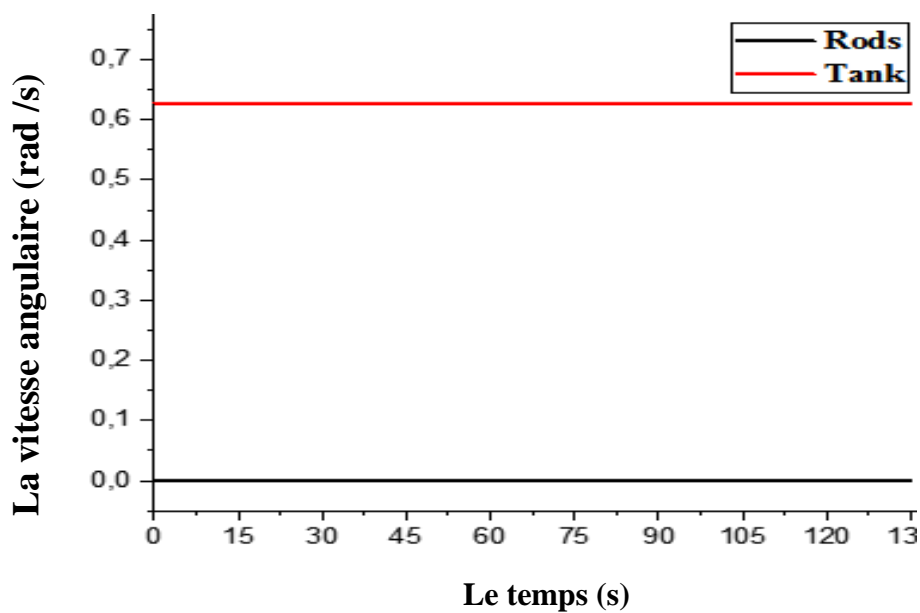


Figure II. 2. Le protocole de rotation Non Modulé (NM).

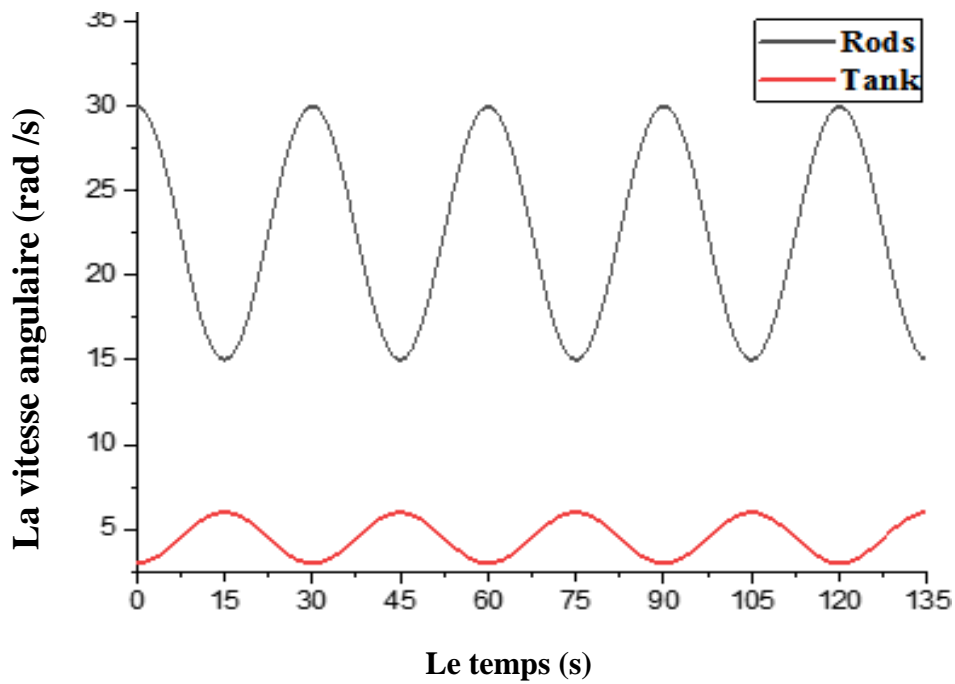


Figure II. 3. Le protocole de rotation continu (CM).

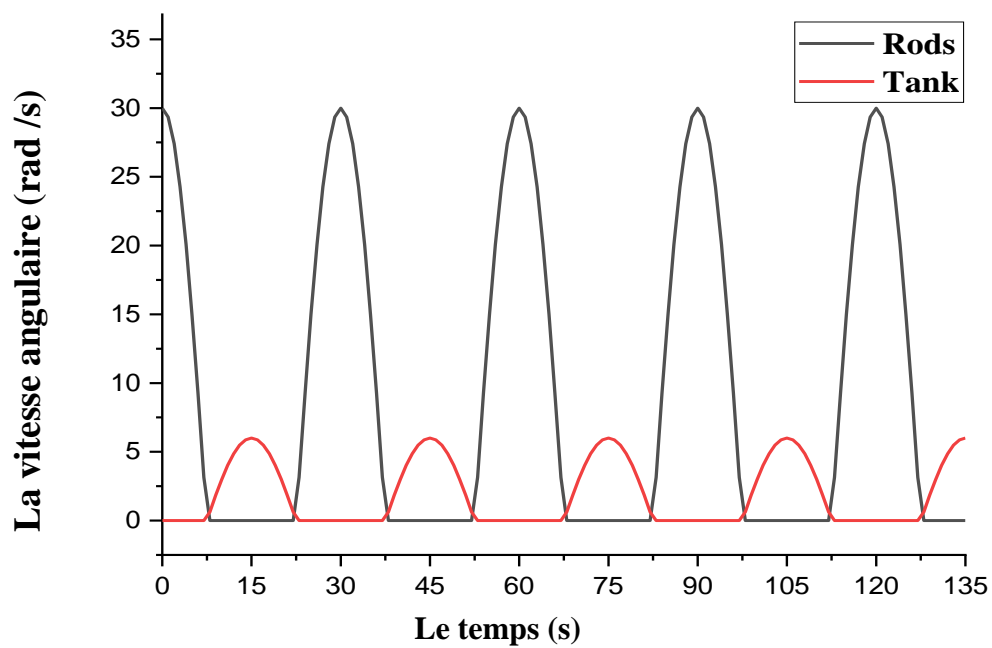


Figure II. 4. Le protocole de rotation Alterné (ALT).

### II.3. Propriétés thermo-physiques du fluide

Dans cette étude, une huile-moteur à haute viscosité est utilisée pour la simulation des écoulements de fluide Newtonien. La densité, La conductivité thermique et la capacité calorifique et la viscosité dynamique du fluide sont indiquées dans le tableau II. 3.

**Tableau II .3.** Les caractéristiques thermo-physiques du fluide étudié.

$\lambda$ (W/m.K)	$\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )	$c$ (J/Kg.K)	$\mu$ (Kg/m.s)
<b>0.145</b>	<b>889</b>	<b>1845</b>	<b>1.06</b>

Le mélange par advection chaotique est possible pour les faibles valeurs du nombre de Reynolds.

Pour notre étude sur le mélange, nous avons choisi un fluide identique à une huile très visqueuse. L'écoulement dans le mélangeur en question est caractérisé par : un nombre de Reynolds très faible, des conditions aux limites dynamiques instationnaires et un nombre de Prandtl élevé.

Ces nombres sans dimension ont été choisis comme il est indiqué dans le tableau II .4 :

**Tableau II .4 :** Les nombres caractéristiques pour l'écoulement étudié.

<b>Nombre de Reynolds</b>	$Re = \frac{\rho VD}{\mu}$	<b>1.66</b>
<b>Nombre de Peclet</b>	$Pe = Pr.Re = \frac{C_p \rho VD}{\lambda}$	<b>1.6 10<sup>4</sup></b>
<b>Nombre de Prandtl</b>	$Pr = \frac{\mu C_p}{\lambda}$	<b>10<sup>4</sup></b>

#### II.4. Les équations gouvernantes

Les équations de conservation de la masse, de Navier-Stokes et de conservation de l'énergie ont été résolues numériquement en utilisant Fluent ANSYS et sont données respectivement par les équations suivantes :

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0 \quad \text{II.1}$$

$$\rho \frac{D\vec{V}}{Dt} = -\vec{\nabla}P + \mu \Delta \vec{V} \quad \text{II.2}$$

$$\rho c V \cdot \nabla T = \lambda \nabla^2 T \quad \text{II.3}$$

Dans la présente étude, le fluide est considéré comme Newtonien et incompressible et le régime d'écoulement du fluide est laminaire et instationnaire en négligeant les forces de volume.

### II.4.1. Conditions aux limites

Les conditions aux limites sont :

- Les vitesses des parois (voir le tableau II.2 ci-dessus).
- La pression atmosphérique.
- Pour le cas du mélange thermique, les températures des parois et du fluide sont respectivement : 350 K et 300 K.

### II.5. Le maillage

La création de la géométrie ainsi que le maillage s'est fait sous le progiciel FLUENT. Ce mailleur propose des solutions étendues pour les géométries les plus compliquées et permet de réaliser des géométries en 2D ou 3D et de construire le maillage. Il génère des fichiers avec une extension '\*.msh'.

FLUENT nous a permet les fonctions suivantes:

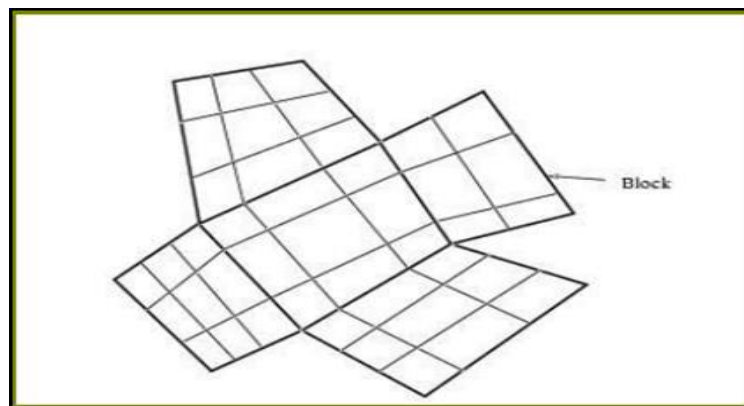
- Définition de la géométrie du problème (construction si la géométrie est simple ou bien import de la géométrie CAO),
- Maillage et vérification du maillage,
- Définition des frontières (Type de conditions aux limites) et définition des domaines de calcul.

Il existe trois types de maillage :

#### II.5.1. Maillage structuré (quadra/hexa)

Il est facile à générer en utilisant une géométrie multi bloc. Il est économique en nombre d'éléments comparativement à un maillage non structuré équivalent, et présente un taux réduit des erreurs numériques, étant donné que l'écoulement se trouve aligné avec le maillage.

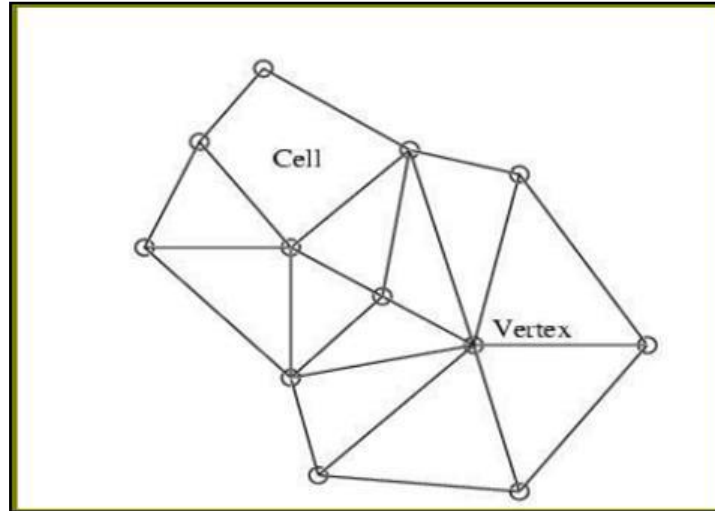
Néanmoins, il est difficile à générer dans le cas d'une géométrie complexe.



**Figure. II. 5.** Le maillage structuré en block.

### II.5.2. Maillage non structuré (tri/tétra)

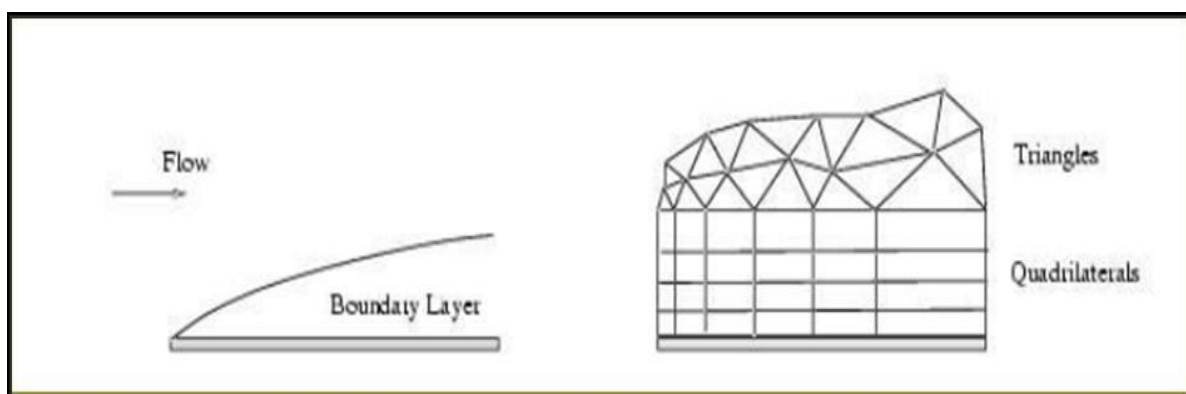
Les éléments de ce type de maillage sont générés arbitrairement sans aucune contrainte quant à leur disposition. Ce type de maillage peut être généré sur une géométrie complexe tout en gardant une bonne qualité des éléments.



**Figure. II. 6.** Le maillage non structuré.

### II.5.3. Maillage hybride

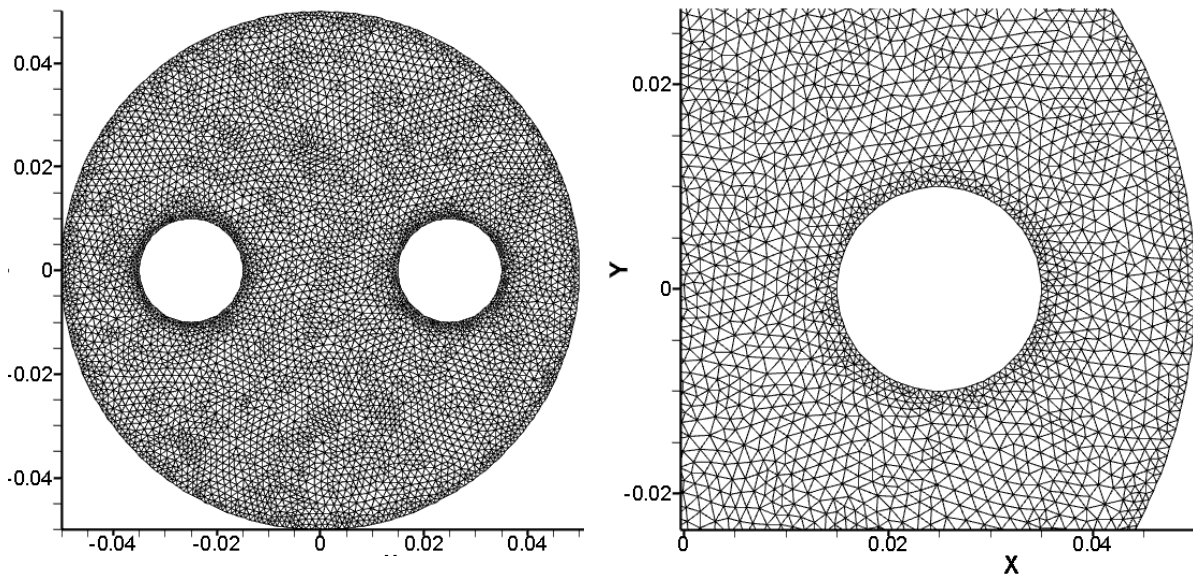
C'est un maillage généré par un mélange d'éléments de différents types, triangulaires ou quadrilatéraux en 2D, tétraédriques, prismatiques ou pyramidaux en 3D. Ce maillage est caractérisé par la combinaison entre les avantages du maillage structuré et ceux du maillage non structuré.



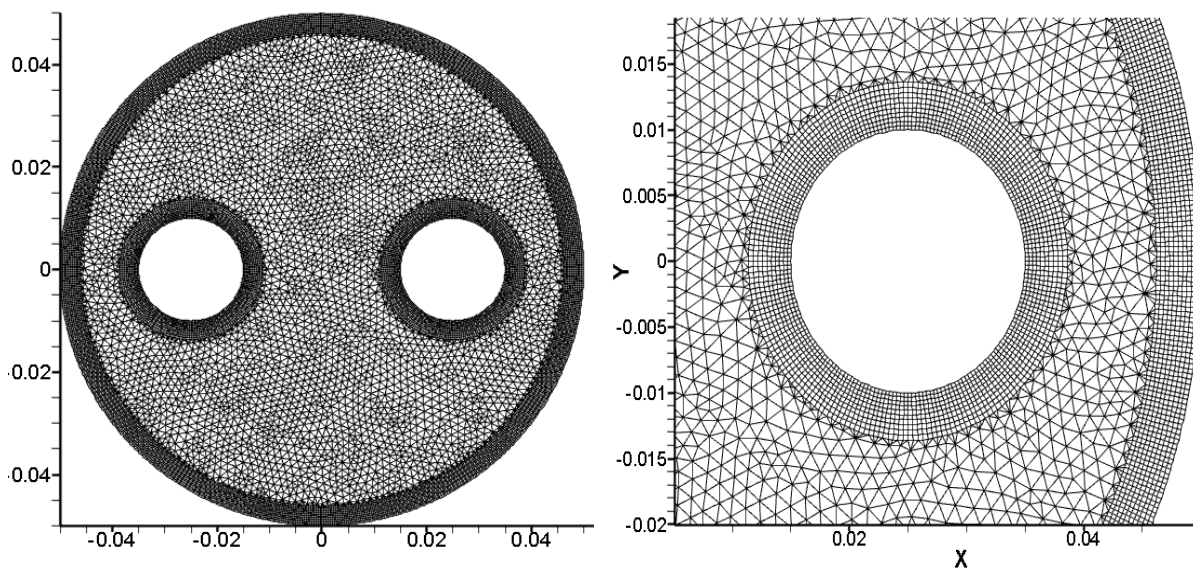
**Figure. II. 7.** Le maillage hybride.

Vue la complexité des protocoles de rotation appliqués dans le chapitre III, il s'est avéré que le maillage non structuré est plus compatible à ce genre d'agitation (voir figure. II.8). Cependant,

à cause des aléas numériques, le maillage hybride est plus approprié dans le cas des déformations radiales appliquées dans le chapitre V (voir figure. II. 9).



**Figure. II. 8.** Le maillage non structuré appliqué dans le cas d'agitation par rotation des parois.



**Figure. II. 9.** Le maillage hybride appliqué dans le cas de déformation radiale pulsatile.

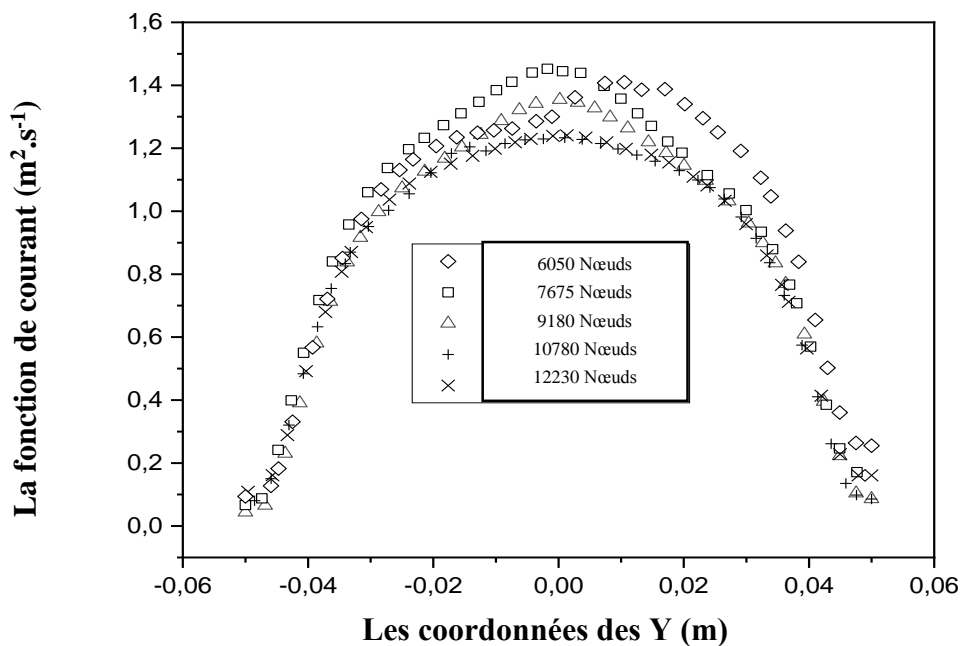
Un maillage dynamique a été utilisé pour modéliser l'écoulement du fluide étudié, car la forme du domaine varie avec le temps en raison des mouvements des frontières. Pour la caractérisation du mouvement des deux tiges et de la cuve, des UDF's (user defined functions) sous forme de programmes C ont été réalisés et insérés dans le code CFD.

### II.5.4. Choix du maillage

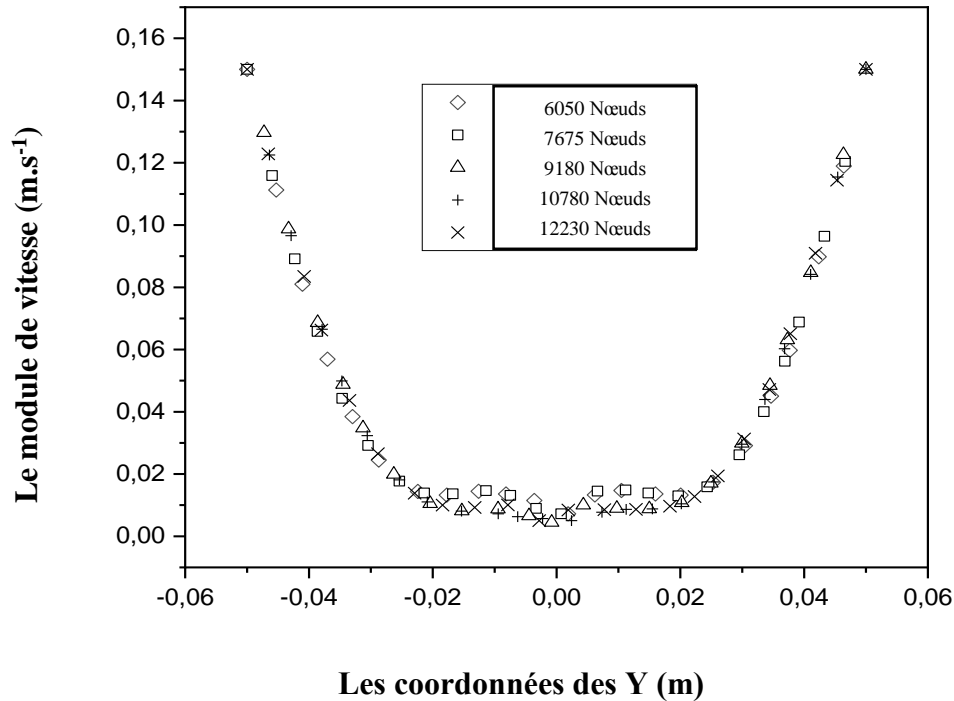
La taille du maillage a été choisie après une étude minutieuse de l'indépendance des résultats par rapport à la taille du maillage.

Pour le cas d'agitation par rotation des parois, cinq maillages ont été testés pour les simulations de l'écoulement. Ces maillages vont de 50 à 90 nœuds dans les bords des barreaux cylindriques, et de 200 à 400 dans le bord de la cuve. Le module de la vitesse et les profils de la fonction du flux ont été évalués par rapport l'axe des Y pour augmenter les densités de maillage.

Les figures II. 10 et II. 11 montrent respectivement les évolutions de module de vitesse et de la fonction de courant en fonction des coordonnées y pour diverses tailles de maille aux bords des parois mobiles. On peut voir que ces deux profils sont similaires et ont la même tendance pour toutes les densités de maille. Cela montre que le module de la vitesse et la fonction de courant sont sensibles au maillage, sauf pour les densités de maille (80\*80\*350) et (90\*90\*400) où aucune différence réelle n'est observée. En conclusion, la grille (80\*80\*350) correspondant à (10780 Nœuds) est choisie comme maillage optimal pour le calcul.



**Figure. II. 10.** Profils de fonction de courant en fonction des coordonnées Y pour différentes densités de maillage sur les extrémités des parois mobiles du mélangeur.



**Figure. II. 11.** Profils du module de vitesse en fonction des coordonnées Y pour différentes densités de maillage sur les extrémités des parois mobiles du mélangeur.

Pour le cas d'agitation par déformation radiale, nous avons augmenté la finesse du maillage jusqu'à ce que la solution finale soit stabilisée. En suivant le même principe, le nombre de mailles utilisé est de 20334 (200\*200\*800).

## II.6. Choix des paramètres sur FLUENT

### - Schémas de discrétisation

Sous "FLUENT", Il est possible de choisir entre différents schémas de discrétisation pour les termes convectifs des équations. Les termes visqueux sont automatiquement discrétisés au second ordre pour plus de précision. Il reste que la discrétisation au premier ordre procure une meilleure convergence, alors que le "*Second OrderUpwindScheme*" est de rigueur pour les écoulements non alignés au maillage, etc'est le schéma utilisé dans notre cas.

Il existe, également, d'autres schémas de discrétisation tels que :

- Le schéma "*QUICK*" (QuadraticUpwind Interpolation for Convective Kinetics) : procure une meilleure précision que le schéma au second ordre pour les écoulements rotationnels et tourbillonnaires (Swirling) avec un maillage régulier. Cependant, il n'est pas recommandé pour un maillage triangulaire.

- Le schéma "*Power Law*" : plus précis que le "*First OrderUpwindScheme*" pour les écoulements à très bas nombres de Reynolds ( $<5$ ).

- Le schéma "*Third-order MUSCL*" : donne plus de précision que les autres schémas.

Au cours des simulations numériques, on considère que la convergence est atteinte lorsque les résidus sont inférieurs à  $10^{-4}$  pour les équations de conservation.

## II.7. Conclusion

Dans ce chapitre, la géométrie d'un mélangeur actif est présentée, ainsi que les équations gouvernantes correspondantes sont présentés. Ensuite, La méthodologie numérique, sensibilité du maillage et les schémas de discrétisation sont discutées pour le mélange hydrodynamique et thermique d'un écoulement laminaire instationnaire d'un fluide Newtonien de haute viscosité.

## **CHAPITRE III**

---

# **Etude des Propriétés Locales du Champ des Vitesses**

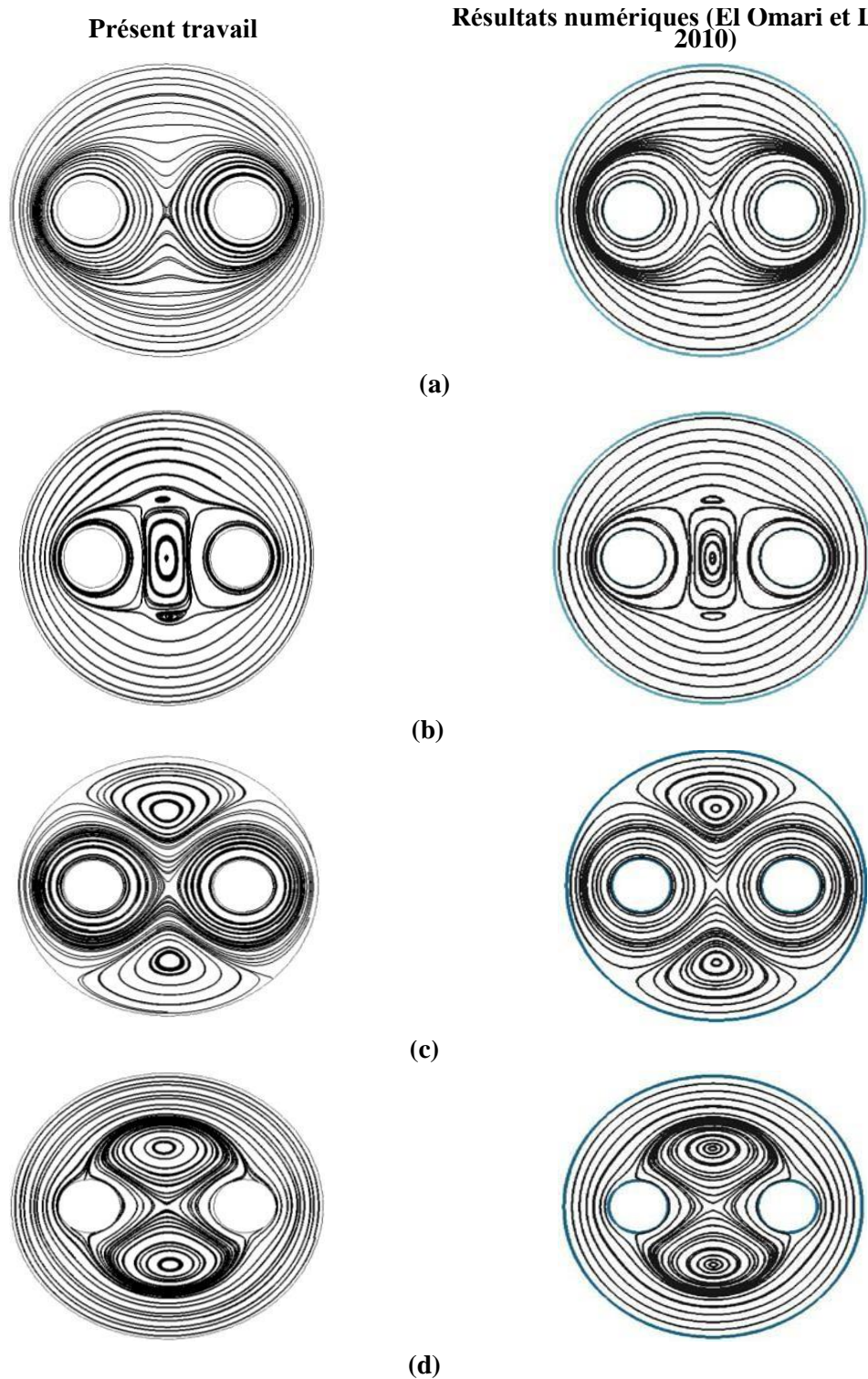
**CHAPITRE III****Etude des propriétés locales du champ des vitesses****III. 1. Introduction**

Dans ce chapitre, une analyse numérique basée sur la méthode CFD est effectuée pour étudier un écoulement instationnaire laminaire de fluides newtoniens très visqueux, bidimensionnel dans un mélangeur actif composé de deux tiges agitateurs à l'intérieur et d'une cuve cylindrique externe mobile. Trois protocoles de rotation sont étudiés : un protocole Non modulé "NM", un protocole continu modulé "CM" et un protocole modulé non continu (alterné) "ALT" en utilisant la technique de maillage dynamique par insertion des UDF's « User Defined Functions » sous forme des programmes en C pour les profils de vitesse imposés pour chaque paroi. L'advection chaotique est obtenue par modulation de la vitesse de rotation de la cuve et des tiges pour améliorer le mélange du fluide à faible nombres de Reynolds ( $Re = 1,66$ ). Pour cela, nous avons utilisé la méthode de section de Poincaré et l'exposant de Lyapunov comme des outils mathématiques fiables afin de contrôler qualité du mélange tout en suivant les particules à l'intérieur du domaine fluide. En outre, nous avons étudié l'évolution des propriétés locales d'écoulement telles que : la rotation, le taux de déformation et le taux d'élongation à des différentes périodes.

Afin de voir l'effet de la modulation temporelle sur la cinématique des fluides dans les protocoles considérés, Les résultats de la simulation ont montré qu'il est possible d'obtenir une advection chaotique qui améliore l'efficacité du mélange, uniquement pour les protocoles modulés.

**III. 2. Validation**

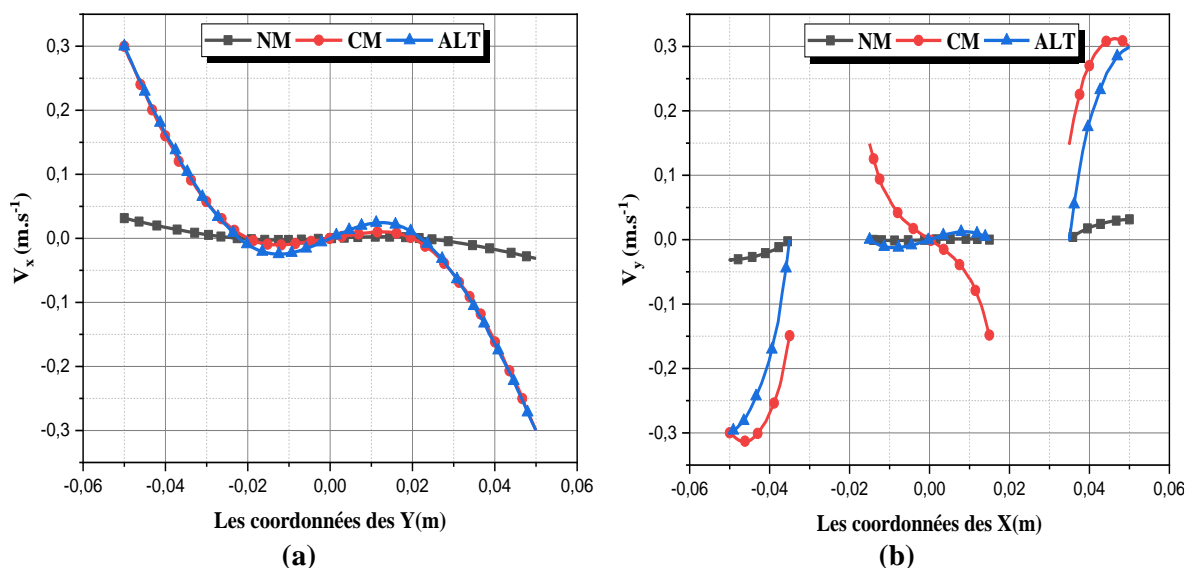
Dans cette section, afin de confirmer la précision et la fiabilité de notre logiciel de calcul (code CFD), une comparaison avec certains résultats obtenus par (El Omari et Le Guer. 2010) en utilisant le code (Tamaris). Un écoulement laminaire instationnaire d'un fluide newtonien très visqueux à l'intérieur d'un mélangeur actif est utilisé. Les figures **III.1-(a)**, **III.1-(b)**, **III.1-(c)**, **III.1-(d)** présentent une comparaison des lignes de courant pour les protocoles d'agitation CM et ALT à 120s ( $4\tau$ ) et 135s ( $4,5\tau$ ). Il s'est avéré qu'il y a un accord presque total entre les deux résultats.



**Figure III.1.** Les lignes de courant pour le protocole d'agitation CM (a) : à  $4\tau$  (120 s) de modulation (b): à  $4.5\tau$  (135 s) de modulation et pour le protocole d'agitation ALT (c): à  $4\tau$  (120 s) de modulation (d) : à  $4.5\tau$  (135 s) de modulation.

### III. 3. Caractéristiques de l'écoulement

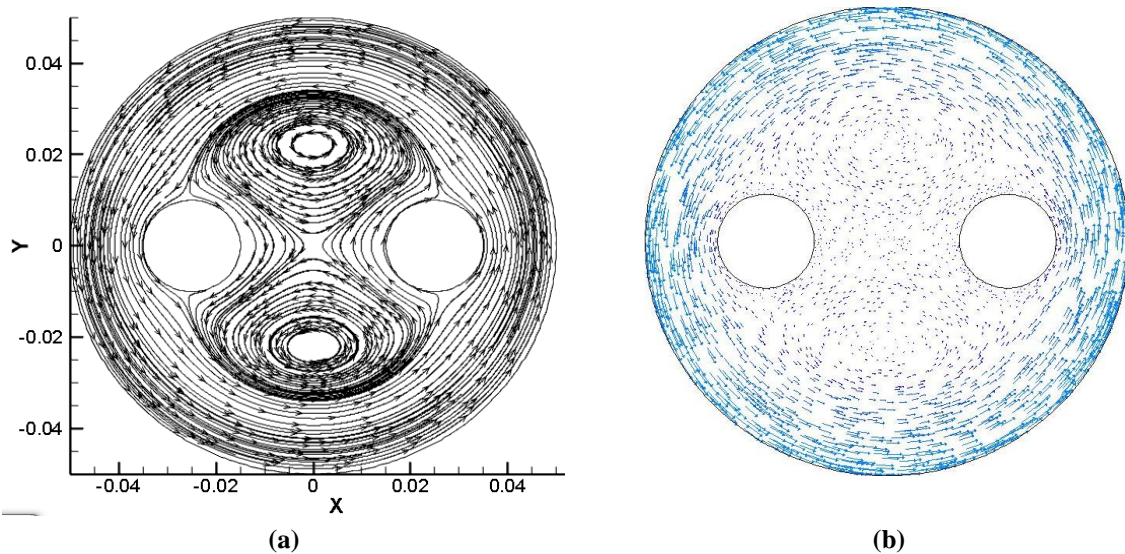
Les figures (6-a) et (6-b) montrent l'évolution des profils de vitesse axiale et tangentielle sur la ligne centrale du mélangeur pour les différents protocoles d'agitation étudiés (NM, CM et ALT) à 135 s. En examinant les profils de vitesse indiqués ci-dessous, on peut constater qu'il existe une symétrie inversée de la vitesse pour tous les protocoles d'agitation déjà mentionnés. Les valeurs maximales et minimales de la vitesse sont situées au voisinage de la paroi extérieure (environ  $\pm 0,3$  m/s) et il ces valeurs presque sont nulles entre les deux tiges pour les protocoles d'agitation NM et ALT, mais pour CM, la vitesse tangentielle est importante au centre du mélangeur. On peut constater clairement que les vitesses axiales et tangentielles pour le mode NM sont un peu négligeables par rapport aux autres protocoles. Notez également que les profils de vitesse axiale Les figures (III.2-a) pour tous les protocoles ont la même tendance, en particulier le CM et l'ALT qui sont quasiment superposés en raison de l'état dynamique du système à ce moment (135s) où la cuve se déplace à la vitesse maximale dans les trois protocoles, ce qui impose la direction et la vitesse du fluide.



**Figure III.2.** Vitesses d'écoulements secondaires (a) Axiales (b) Tangentielles dans le mélangeur à  $Re < 2$ .

Comme le montre la figure III.3. (a) pour le protocole d'agitation NM (aucune modulation appliquée). Il est caractérisé par un ensemble apériodique de lignes régulières le long de la paroi de la cuve externe, un point de stagnation au point milieu du mélangeur et deux grands tourbillons sont créés. Les vecteurs de vitesse ont donc la même topologie que celle illustrée dans la figure III.3. (b). Les flèches indiquent la direction de la cuve (dans le sens inverse des

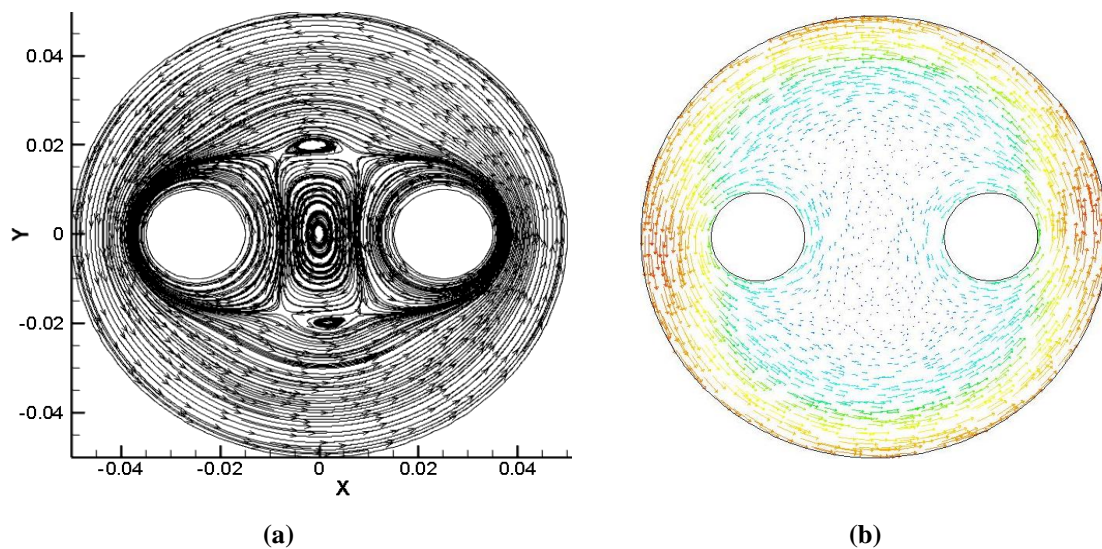
aiguilles d'une montre)



**Figure III.3.** Le protocole d'agitation NM à 135 s (a) Lignes de courant (b) Vecteurs de vitesse.

Pour le protocole d'agitation CM à  $t=135$  s ( $4,5 \tau$ ), c'est-à-dire que la paroi externe se déplace à sa vitesse maximale. Nous voyons que de nouvelles zones de recirculation sont générées, provoquant la montée de deux tourbillons à grande vitesse (voir figure III.4.a).

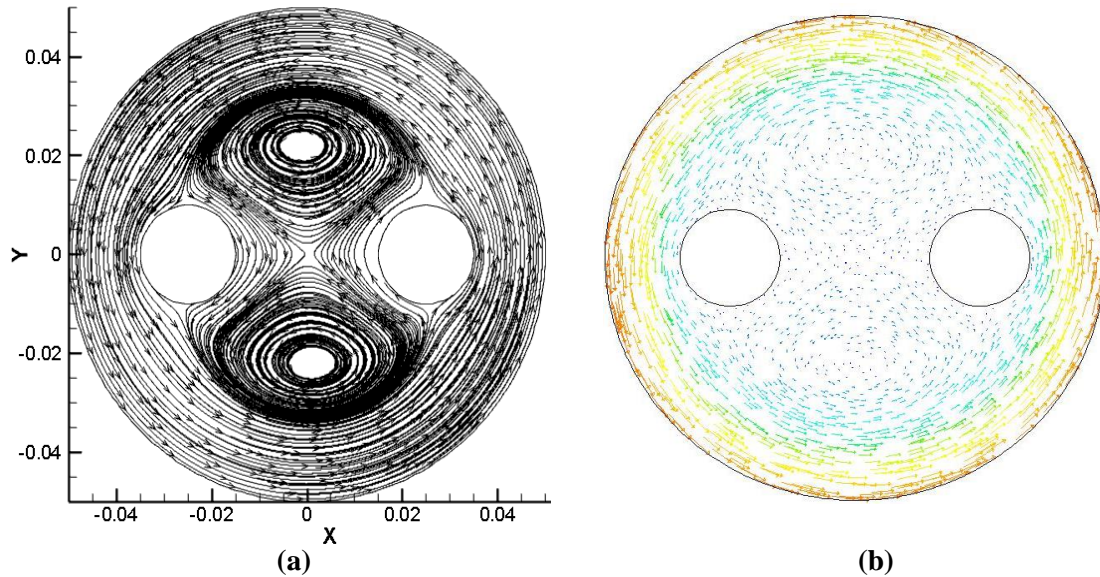
On constate que les vecteurs de vitesse nous montrent la direction du fluide dans le domaine (voir figure III.4.b).



**Figure III.4.** Le protocole d'agitation CM à 135 s (a) Lignes de courant (b) Vecteurs de vitesse.

Dans le cas du protocole d'agitation modulé non continu (voir figure III.5), la topologie de lignes de courant est similaire à celle du protocole d'agitation non modulé (NM) car, à 135s, c'est seulement la cuve qui est en rotation sous une vitesse angulaire spécifiée déjà mentionnée

dans le chapitre précédent. Les Vecteurs de vitesse montrent la direction de l'écoulement et les zones de bon mélange.

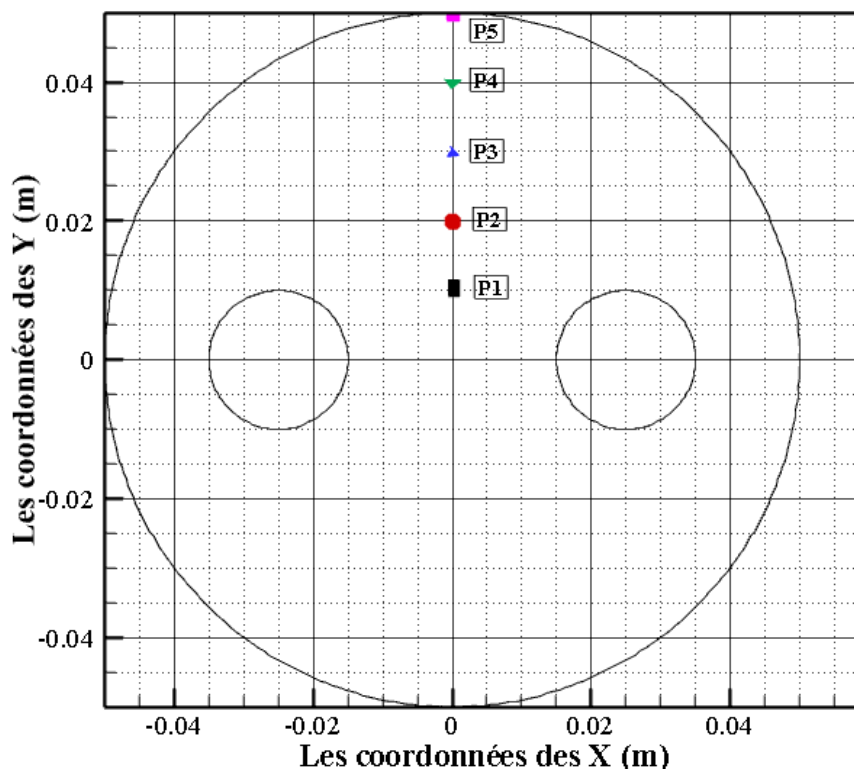


**Figure III.5.** Le protocole d'agitation ALT à 135 s (a) Lignes de courant (b) Vecteurs de vitesse

### III. 4. Section de Poincaré

La section de Poincaré est un outil d'analyse mathématique appliqué pour caractériser le chaos et étudier la dynamique d'un système. Il est basé sur le dépistage de certaines particules sélectionnées à partir de leurs positions initiales. Si les positions initiales sont correctement choisies (Yuan, K.M. Isaac. 2017), elles indiqueront le comportement de l'ensemble du domaine fluide. Après le choix des points initiaux, les nouvelles positions des particules à la fin de chaque période seront enregistrées dans un fichier et ensuite représentées sur une carte. En général, le calcul de la section Poincaré peut donner un comportement "régulier" ou "chaotique". Un comportement régulier signifie que les trajectoires des particules sont presque superposées aux orbites régulières. Le comportement chaotique est indiqué lorsque les positions des particules sont dispersées dans tout le domaine du fluide. On sait qu'une section de Poincaré montre certaines régions où les particules initialement placées passent ou ne sont pas autorisées à entrer, quel que soit le nombre de périodes. Si le comportement est chaotique, les zones interdites deviennent plus petites et disparaissent à la fin avec l'augmentation du nombre de périodes.

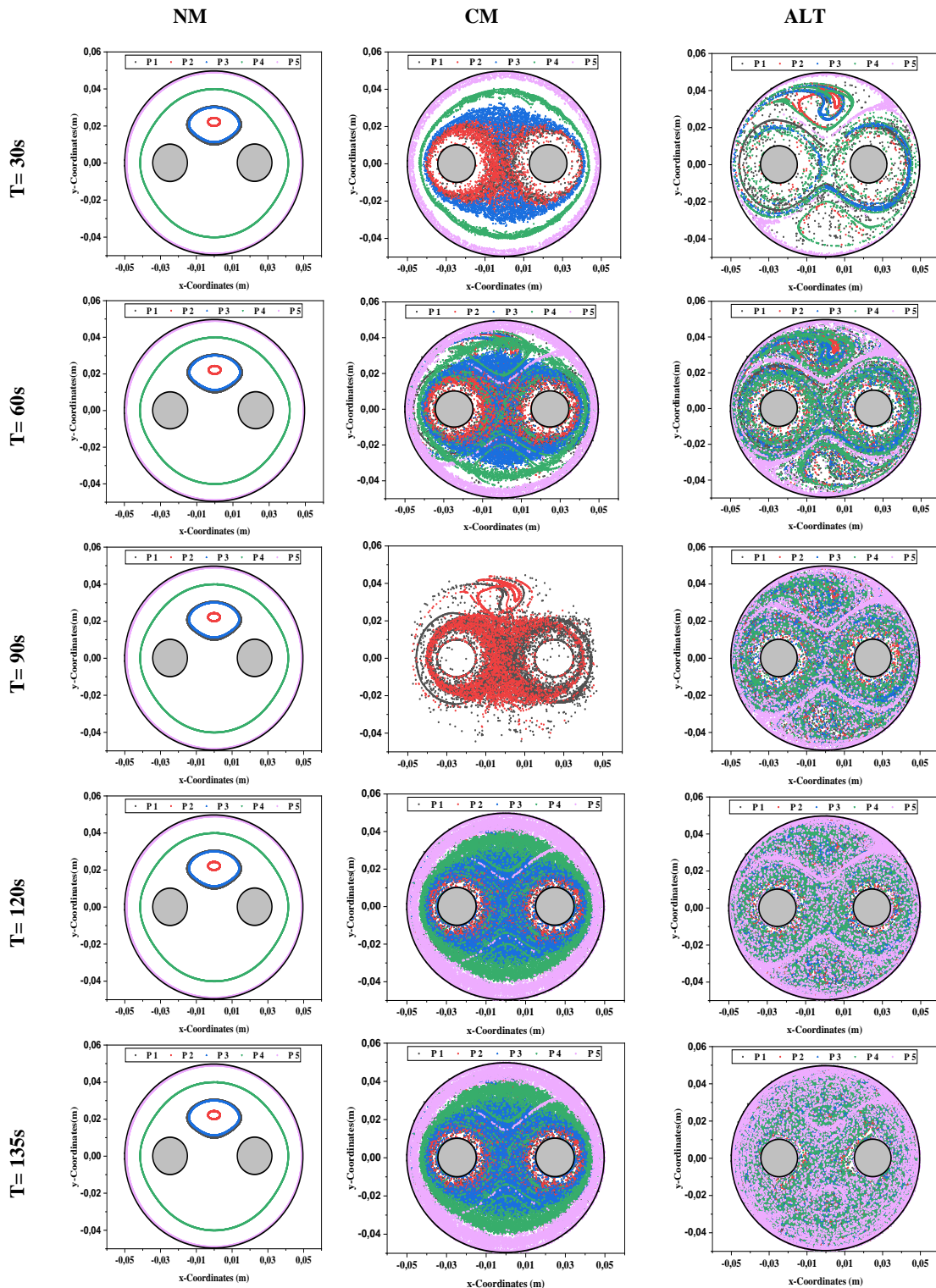
Pour réaliser la section de Poincaré (Habchi et al. 2009), cinq points du domaine fluide sont initialement sélectionnés (à  $t = 0$  s) comme suit : P1( $x = 0, y = 0,01$ )m, P2( $x = 0, y = 0,02$ ) m, P3( $x = 0, y = 0,03$ ) m, P4( $x = 0, y = 0,04$ ) m et P5( $x = 0, y = 0,05$ )m (voir figure III.6.).



**Figure III.6.** Les cinq particules fluides choisies à l'instant  $t=0$  s

Figure III.7 montre la section de Poincaré à différentes périodes du temps  $T = 30s, 60s, 90s, 120s$  et  $135s$ . Pour le protocole d'agitation non modulé (NM), nous remarquons pour les cinq points choisis, une régularité claire et des comportements similaires indépendamment des périodes de temps, ce qui est interprété par la constance de la vitesse de la cuve mobile externe (c'est-à-dire sans modulation) et la vitesse zéro de deux tiges d'agitation internes, d'où l'obtention de lignes de courant et de trajectoires coïncidentes. Pour le second protocole d'agitation appelé modulé continu (CM), nous constatons que pour toutes les périodes de temps, il y a des zones chaotiques autour et entre les deux tiges rotatives (du centre du mélangeur jusqu'au niveau de P3), de l'autre côté, des zones interdites sont remarquées, en particulier autour de la paroi du réservoir externe (du niveau de P3 jusqu'au niveau de P5). Le troisième protocole d'agitation, appelé ALT, le domaine fluide devient de plus en plus chaotique dès la première période ( $T=30s$ ), les particules commencent à se disperser dans toutes les régions, les trajectoires régulières commencent à devenir de plus en plus chaotiques en augmentant les périodes de temps. En pratique, à ( $T=135$  s), il est à noter qu'il n'y a presque pas de régions interdites. C'est l'effet de l'alternance des deux tiges et du réservoir qui crée le chaos à

l'écoulement.



**Figure III.7.** Section de poincaré pour les protocoles dagitation : NM, CM and ALT à des différentes periodes ( $1\tau, 2\tau, 3\tau, 4\tau, 4.5\tau$ ) ( $\tau = 30$  s).

### III. 5. Exposant de Lyapunov

Pour calculer l'étirement d'une particule fluide, on suppose qu'un vecteur correspondant à cette particule est placé dans une position arbitraire dans le domaine d'écoulement et étiré avec lui. Dans ce cas, l'étirement du vecteur est calculé à l'aide des équations suivantes :

$$\frac{dl_x}{dt} = \frac{\partial u}{\partial x} l_x + \frac{\partial u}{\partial y} l_y \quad (\text{III.1})$$

$$\frac{dl_y}{dt} = \frac{\partial v}{\partial x} l_x + \frac{\partial v}{\partial y} l_y \quad (\text{III.2})$$

Où  $l_x$  et  $l_y$  sont des composants vectoriels à tout moment. La taille des éléments est obtenue en intégrant les équations (III.1) et (III.2) dans le temps. Si le vecteur initial est considéré comme un vecteur de longueur  $l_0$ , alors la valeur d'étirement et le nombre exponentiel de Lyapunov seront égaux :

$$str_t = \frac{|l_t|}{|l_0|} \quad (\text{III.3})$$

$$\lambda = \frac{1}{t} \ln(str_t) \quad (\text{III.4})$$

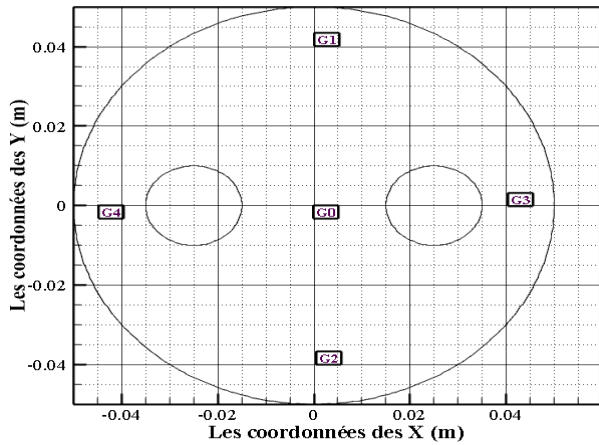
$$\bar{\lambda} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \lambda \quad (\text{III.5})$$

$str_t$  indique l'étirement d'un élément fluide à chaque pas de temps,  $l_0$  est égal à la longueur initiale du vecteur,  $t$  représente le pas du temps,  $\lambda$  est l'exposant de Lyapunov, et  $\bar{\lambda}$  indique la valeur exponentielle moyenne de Lyapunov pour  $N$  éléments fluides.

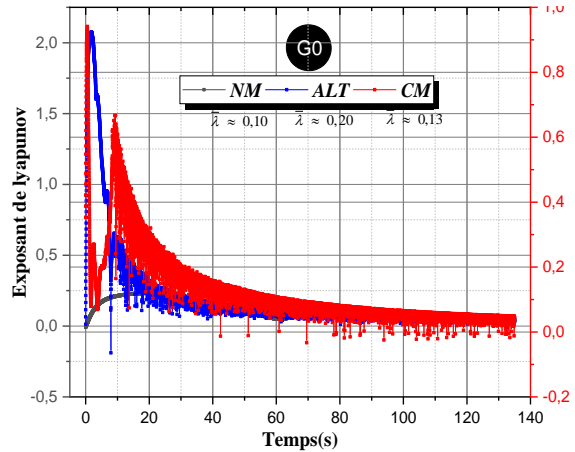
Un des signes de comportements chaotiques est la sensibilité à l'état initial, c'est-à-dire pour deux particules avec une très faible distance dans un écoulement chaotique, il y a deux chemins différents qui divergent rapidement avec une loi exponentielle. Généralement, la divergence de la condition initiale est exprimée par un nombre appelé exposant de Lyapunov qui est liée à l'étirement de la particule fluide. Pour qu'un écoulement soit chaotique, la condition est la positivité de cet exposant de Lyapunov. La propriété de divergence des particules fluides dans les écoulements chaotiques est exponentielle, ce qui augmente la surface de contact des

éléments fluides et améliore par conséquent le processus de mélange.

Pour calculer la performance de mélange, 5 groupes des points (paires) sont choisis au préalable à l'instant ( $t= 0$  s) (voir la figure III.8. (a)). Ensuite, l'étirement de ces éléments a été calculé dans le temps, Les figures III.8. (b),(c),(d),(e) et (f) montrent les variations exponentielles de l'étirement des groupes G0,G1,G2,G3 et G4 respectivement pour les trois modes d'agitation. La vitesse sinusoïdale modulé dans le temps pour les protocoles (CM) et (ALT), entraînant une augmentation de l'étirement des éléments fluides. On constate qu'aux premiers moments du mélange, l'étirement des éléments dans les trois modes d'agitation était à peu près égal et uniforme. Au fil du temps, la valeur exponentielle de l'étirement des éléments a eu tendance à être nulle voire négative ( $\lambda_{NM}(G1) = -0.004, \lambda_{NM}(G2) = -0.0005, \lambda_{NM}(G3) = -0.01, \lambda_{NM}(G4) = -0.02$ ) pour le mode NM car l'écoulement n'était pas chaotique. Cependant, dans les écoulements chaotiques, le nombre exponentiel d'étirement des éléments avait tendance à être un nombre non nul ( $\lambda_{CM}(G0) = 0.13, \lambda_{CM}(G1) = 0.09, \lambda_{CM}(G2) = 0.09, \lambda_{CM}(G3) = 0.09, \lambda_{CM}(G4) = 0.09$  et  $\lambda_{ALT}(G0) = 0.2, \lambda_{ALT}(G1) = 0.08, \lambda_{ALT}(G2) = 0.08, \lambda_{ALT}(G3) = 0.07, \lambda_{ALT}(G4) = 0.07$ ). La valeur moyenne d'étirement de 5 éléments dans les trois modes (NM, CM et ALT) est représentée sur la figure III.9. Il est évident que la valeur exponentielle moyenne de l'étirement dans les écoulements chaotiques était dix fois de celle de l'écoulement non chaotique après 135s.



(a)



(b)

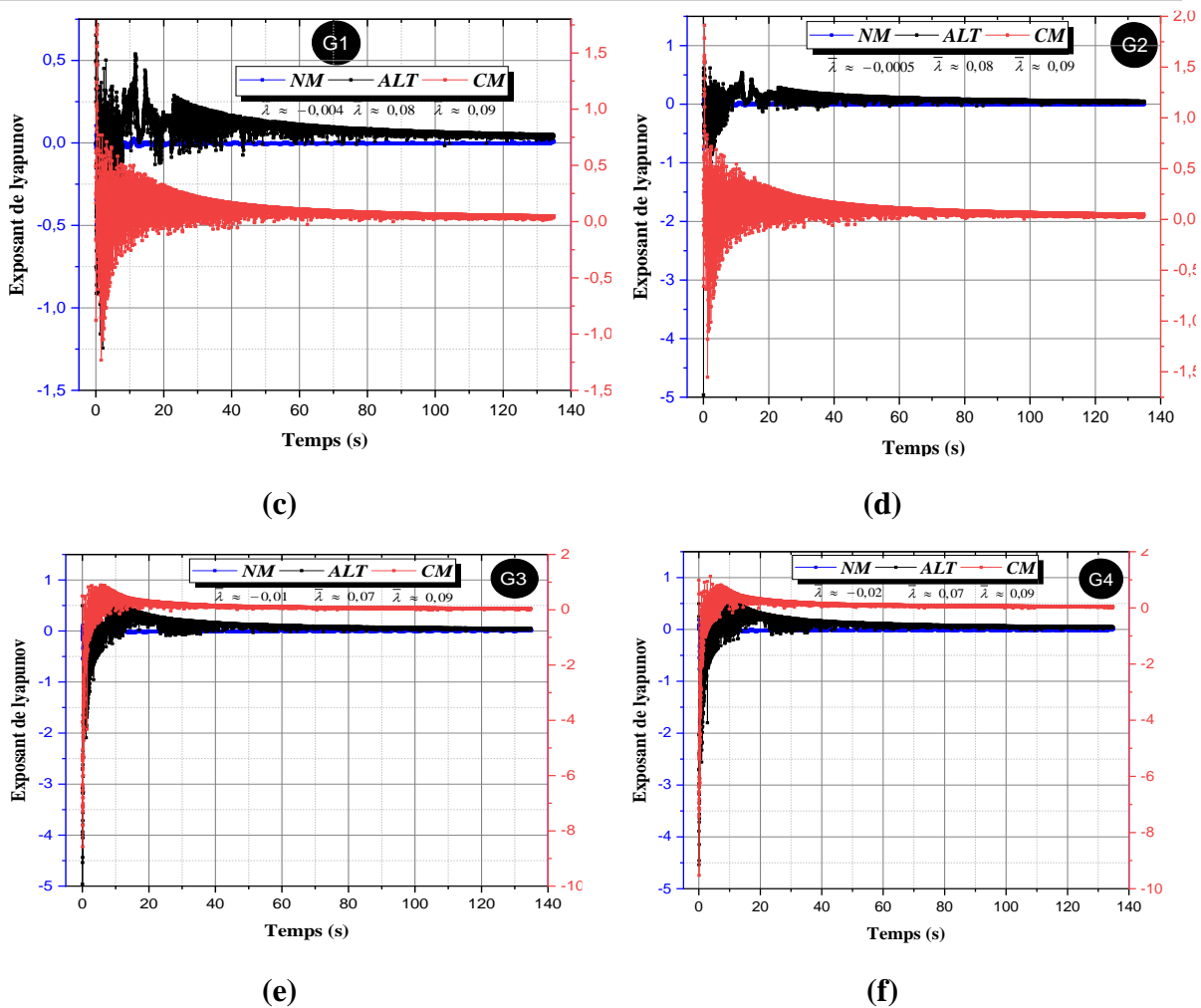


Figure III.8. Exposant de lyapunov calculé après 135 s pour cinq groupes (paires) d'éléments fluides

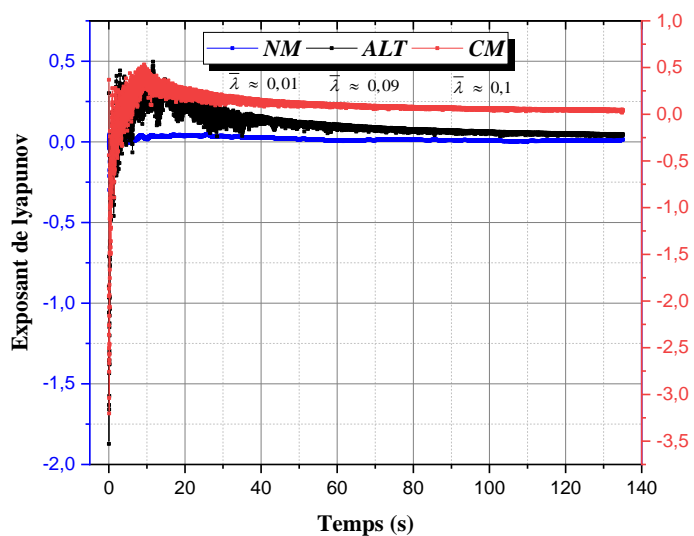


Figure III.9. Exposant de Lyapunov moyen des cinq groupes (paires) d'éléments fluides calculé après 135 s.

### III. 6. Propriétés locales

Afin d'évaluer la performance et l'efficacité des protocoles d'agitation considérés dans cette étude, nous introduisons plusieurs concepts cinématiques liés à l'écoulement des fluides.

Nous expliquons trois propriétés cinématiques fondamentales des fluides : le taux de déformation, la rotation des particules fluides et le taux d'élongation.

#### III. 6 .1. Taux de déformation moyen

Le processus de déformation est toujours présent dans les opérations de mélange. Il permet d'obtenir une meilleure qualité de mélange par diffusion moléculaire. Dans ce but, la modulation dans le temps est une solution fiable pour augmenter le taux de déformation.

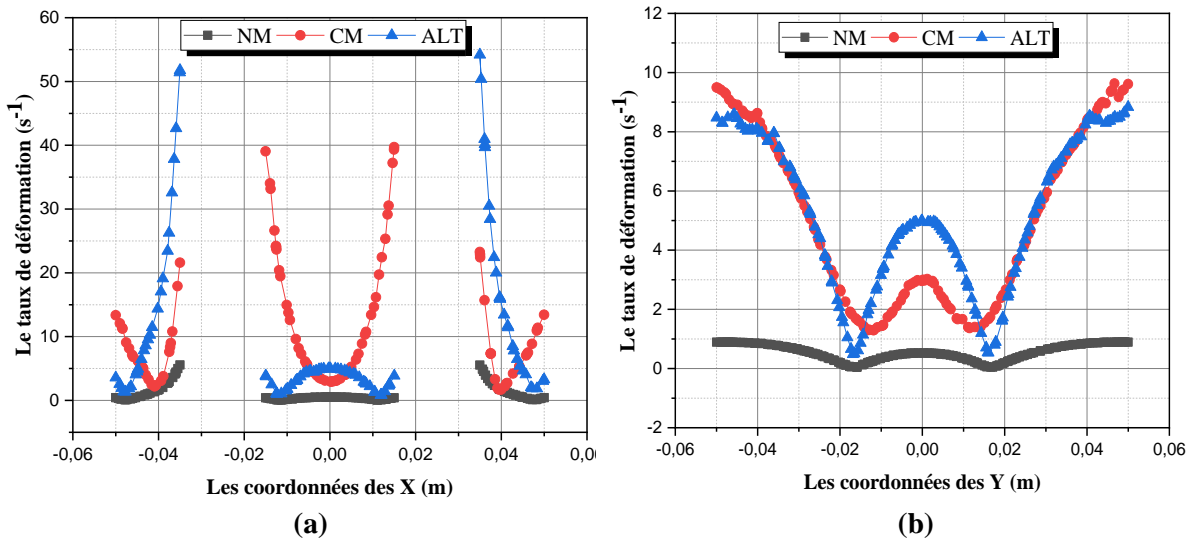
Elle est définie par la relation suivante (D. V. Khakhar et J. M. Ottino, 1986) :

$$D = \left[ 2 \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{III.6})$$

Dans la présente étude, les évolutions de la valeur moyenne des taux de déformation ( $D_m$ ) des trois protocoles d'agitation considérés (NM, CM et ALT) à un nombre de Reynolds constant ( $Re = 1,66$ ) calculé à 135 s, sont présentées dans la figure III.10.

$$D_m = \frac{1}{S} \int D \, dS \quad (\text{III.7})$$

Ce paramètre est plus important, et le flux devient plus agité et cisailé. Le flux dans les cas CM et ALT (lorsque la modulation temporelle est appliquée) a un taux de déformation élevé par rapport à celui du NM (aucune modulation temporelle n'est appliquée) et ce dans les coordonnées x et y (voir figure III.10 (a) et (b)) surtout près de la paroi externe de la cuve pour le cas ALT et près des parois des barreaux et de la paroi de la cuve pour le cas CM. Cela explique que le comportement cinématique est accentué par l'effet de la modulation temporelle.

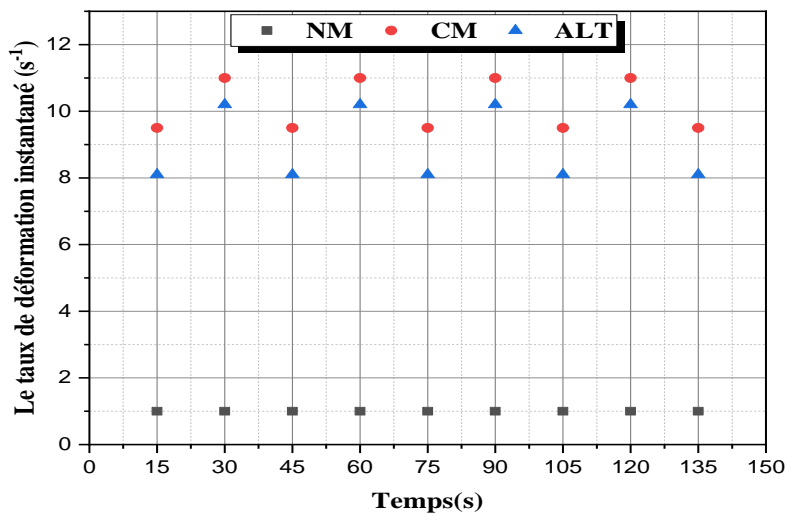


**Figure III.10.** Taux de déformation calculé dans le mélangeur à 135s ( $4.5\tau$ ) (a) dans l'axe des X (b) dans l'axe des Y.

**III. 6 .2. Taux de déformation instantané**

En utilisant la CFD fluide, les taux de déformation sont calculés à chaque demi-période (15s, 30s, 45s, 60s, 75s, 90s, 105s, 120s, 135s) afin de contrôler le comportement de l'écoulement et de savoir quelle relation peut exister entre la déformation et le protocole d'agitation ainsi que la modulation dans le temps (voir figure III.11).

Les résultats obtenus montrent que ce mécanisme peut augmenter sous l'influence de la rotation des deux tiges et du réservoir à chaque instant choisi. Dans le cas CM, ( $9,4\text{ s}^{-1} < D < 11,22\text{ s}^{-1}$ ), les deux tiges tournent ensemble dans les demi-périodes et le réservoir est à l'arrêt. Mais dans le cas ALT, le réservoir tourne tout seul dans les demi-périodes ( $8,13\text{ s}^{-1} < D < 10,28\text{ s}^{-1}$ ) et les tiges sont à l'arrêt. Dans le cas NM, la vitesse de déformation prend une valeur approximative de  $0,8812\text{ s}^{-1}$  dans toutes les périodes et les demi-périodes.



**Figure III.11.** Evolution dans le temps des taux de déformation instantanés

### III. 6.3. La rotation moyenne

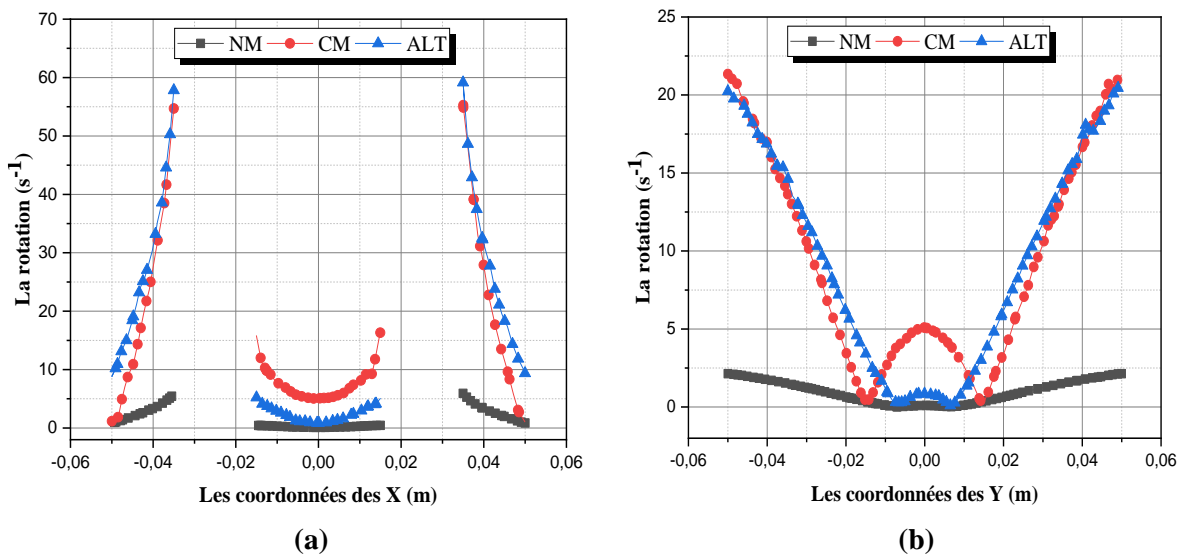
En général, la particule fluide tourne en se déformant et en se cisillant, et la vitesse de rotation est calculée selon la définition donnée dans la relation suivante :

$$\Omega = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad (\text{III.8})$$

Dans notre étude actuelle, la figure III.12 montre l'évolution de la valeur moyenne de rotation ( $\Omega_m$ ) pour les trois protocoles d'agitation étudiés (NM, CM et ALT) à faible nombre de Reynolds ( $Re < 2$ ) calculée à 135 s.

$$\Omega_m = \frac{1}{S} \int |\Omega| dS \quad (\text{III.9})$$

On constate selon le schéma présenté ci-dessus que la vitesse de rotation augmente au voisinage des parois de la cuve externe et dans la zone située entre les tiges cylindriques et ce pour le cas du protocole d'agitation CM. de l'autre côté pour le cas ALT, la vitesse de rotation est plus importante mais uniquement au voisinage des parois de la cuve externe. La vitesse en question est relativement faible pour le cas NM au voisinage des parois de la cuve et tend vers une valeur nulle entre les deux tiges.

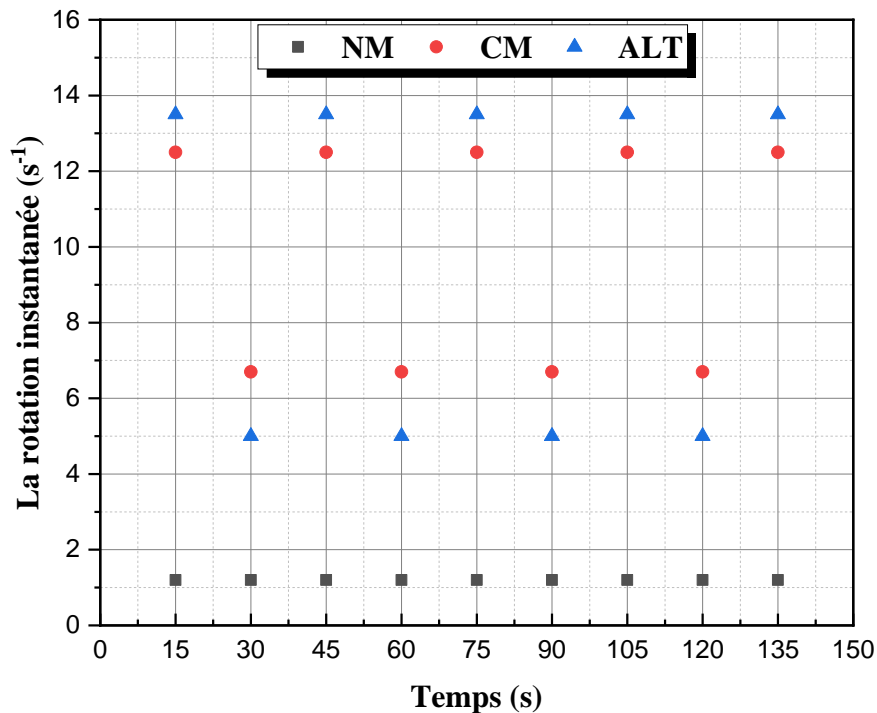


**Figure III.12.** La rotation calculée dans le mélangeur à 135s ( $4.5\tau$ ) (a) dans l'axe des X (b) dans l'axe des Y.

### III. 6. 4. Taux de rotation instantané

Contrairement au cas de déformation, la vitesse de rotation est plus élevée dans les demi-périodes pour le cas ALT. Et pour les périodes, c'est le CM qui est plus important ( $\Omega_{\max} = 6,6 \text{ s}^{-1}$ ) (voir figure III.13).

Et pour le protocole d'agitation NM, les valeurs des taux de rotation instantanés sont presque similaires et faibles pour tous les demi-périodes et périodes ( $\Omega = 1,45 \text{ s}^{-1}$ ).



**Figure III.13.** Évolution des taux de rotation instantanés dans le temps dans tout le domaine fluide

### III. 6. 5. Taux d'élongation moyen

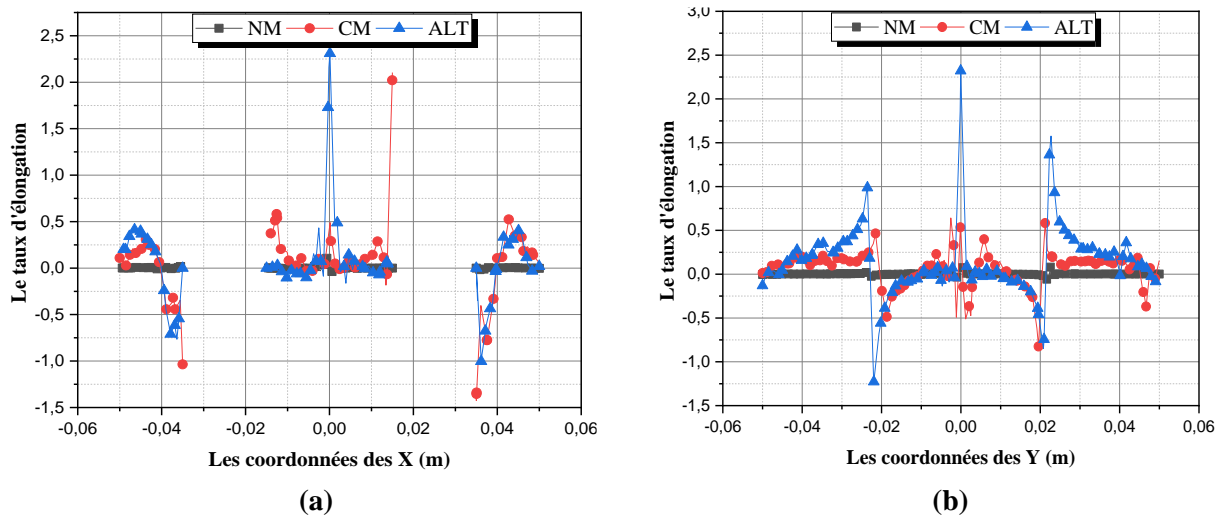
Le taux d'élongation généralisé  $\varepsilon$  est donné par l'équation (III.10), il est déterminé analytiquement à partir des dérivées des composantes de vitesse, spécifiés par (Germain. 1962) et par (Bird. 2007), et définis comme le second invariant de l'extension de la particule. Cette expression est également utilisée par (Khakhar et Ottino. 1986).

$$\varepsilon = \frac{u^2 \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right) + v^2 \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right) + u.v \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)}{u^2 + v^2} \quad \text{(III.10)}$$

Cette expression est insérée dans le code CFD, ce qui nous a permis de calculer les taux

d'élongation pour tous les protocoles d'agitation étudiés ; ces taux d'élongation peuvent être positifs (extension) ou négatifs (compression). Selon le schéma de la figure III.14, nous constatons pour les coordonnées x que le protocole d'agitation CM et celui de l'ALT ont des allures presque symétriques. Les particules de fluide près de la paroi externe sont allongées pour le mode ALT et aussi pour le mode CM et sont contractées en se rapprochant les tiges agitatrices et pour la région qui se trouve entre deux tiges, les particules sont allongées pour les deux protocoles et prennent des valeurs extrêmes ( $\varepsilon(\text{ALT}) = 2,3$  et  $\varepsilon(\text{CM}) = 2$ ). Dans le cas du mode NM, le taux d'élongation prend une valeur très faible (proche de zéro).

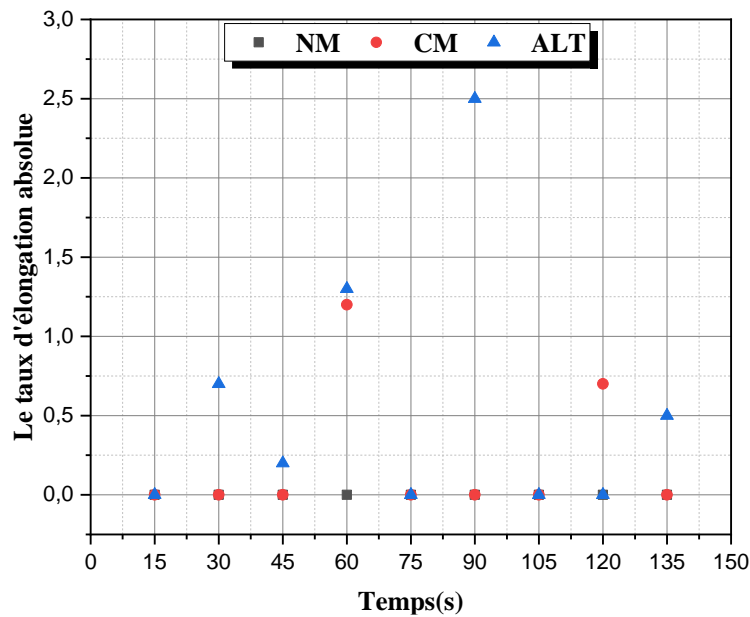
Pour les coordonnées y, on note qu'il y a certaines similarités et une quasi superposition de deux allures (CM & ALT). Mais toujours le protocole d'agitation NM donne une valeur nulle de ce taux.



**Figure III.14.** Taux d'élongation calculé dans le mélangeur à 135s ( $4,5\tau$ )  
(a) dans l'axe des X (b) dans l'axe des Y.

### III. 6.6. Taux d'élongation absolue instantané

Pour l'ensemble du fluide, on constate selon la figure.III.15 que la plupart des valeurs de cette propriété se situent autour de la valeur zéro principalement pour les protocoles (NM et CM) dans plusieurs instants, cependant le protocole d'agitation ALT a montré des valeurs considérables surtout à 90s lorsque cette valeur atteint  $2,46 \text{ s}^{-1}$ .



**Figure III.15.** Évolution des taux d'élongation absolue instantanés dans le temps dans tout le domaine fluide.

### III.7. Conclusion

Une étude numérique minutieuse a été réalisée en utilisant le code ANSYS-Fluent afin d'étudier l'effet de la vitesse angulaire modulée dans le temps sur l'amélioration du mélange et sur l'évolution des propriétés cinématiques locales de l'écoulement du fluide à un très faible nombre de Reynolds ( $Re < 2$ ). Trois protocoles d'agitation différents ont été étudiés : NM, CM et ALT. L'advection chaotique peut être décrite par la section de Poincaré comme un outil mathématique très fiable et aussi par le calcul de l'exposant de Lyapunov. Les propriétés d'écoulement du fluide qui peuvent être caractérisées sont : le taux de déformation, la rotation (indicateur de la vortacité) et le taux d'élongation. Les cartes obtenues par la méthode de section de Poincaré ont montré un état chaotique net pour le protocole d'agitation ALT après 135 s, ce temps représente le temps établi dans lequel, après cette valeur, les résultats sont similaires. Mais les deux autres protocoles sont réguliers selon les cartes obtenues.

L'exposant de Lyapunov a montré que les deux protocoles CM et ALT peuvent être chaotiques au moins pour les cinq groupes des points choisis ( $\lambda > 0$ ), cependant l'écoulement imposé par le protocole non modulé NM a conduit à des valeurs nulles voire négatives pour de cet exposant pour tous les groupes des points choisis.

Les propriétés locales de l'écoulement étudié en termes de rotation, les taux de déformation sont importants pour les protocoles d'agitation CM et ALT ; bien que CM ait montré de meilleures valeurs des paramètres cinématiques par rapport à ALT. Ces résultats indiquent un régime relativement chaotique de l'écoulement du fluide. De plus, le protocole d'agitation ALT a révélé

un grand allongement par rapport aux autres (NM et CM). Comme on le sait, l'amélioration de ces dites propriétés cinématiques (taux de déformation, de rotation et d'élongation) dans l'écoulement des fluides peut considérablement améliorer le niveau de mélange des fluides.

En conclusion, l'étude a exploré l'effet de la modulation temporelle sur l'amélioration du processus cinématique local de l'écoulement du fluide en termes de rotation, de déformation et d'élongation et il a été constaté que le protocole d'agitation ALT présentait des valeurs plus élevées.

## **CHAPITRE IV**

---

# **Etude de Principe de Synergie des Champs**

---

---

## CHAPITRE IV

### Etude de Principe de Synergie des Champs

#### IV.1. Introduction

Le Principe de Synergie des Champs impose que le transfert thermique par convection est fonction du produit scalaire entre la vitesse et le gradient de température, donc également de sens de ces deux vecteurs. Il peut être alors un outil privilégié pour qualifier et expliquer les processus d'accroissement local des transferts thermiques. Plusieurs études ont employé ce principe pour les études paramétriques de différentes configurations d'échange thermique. Une grande partie de ces travaux a été consacrés à l'analyse des angles de synergie globaux moyennés dans le domaine de calcul entier sans inclure l'analyse du module de synergie. Les simples moyennes des grandeurs de synergie (angle et module) ne donnent pas une image réelle de la dynamique locale de l'écoulement, du champ thermique local dans l'amélioration du transfert de chaleur. Récemment, quelques études se sont intéressées à une analyse locale de PSC en intégrant dans l'analyse l'influence du module de synergie.

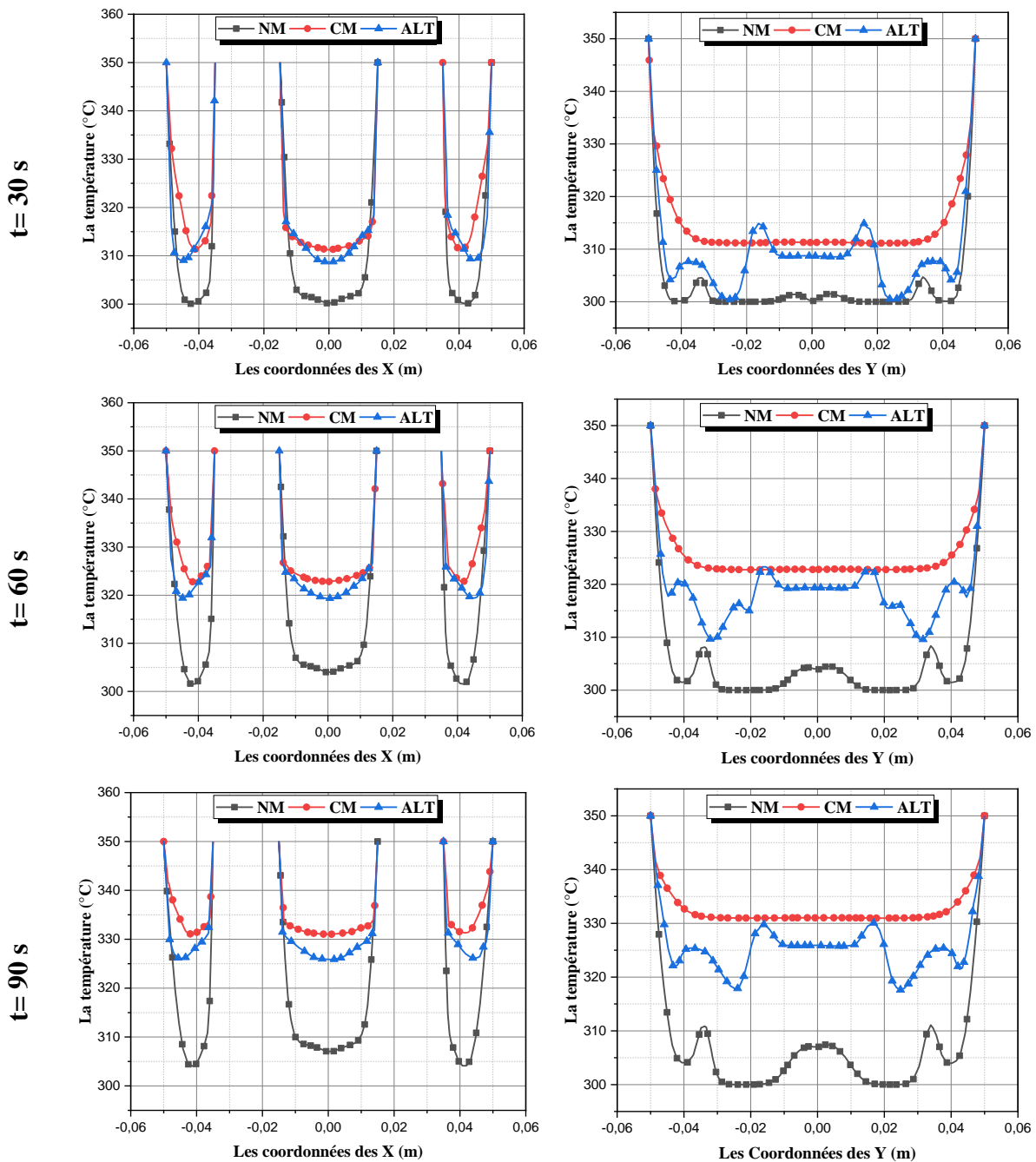
Toutefois, très peu d'études se sont intéressées à l'influence de protocole de rotation des parois solides des mélangeurs sur les échanges convectifs dans un milieu confiné. L'étude en question vise à utiliser ce concept (PSC) comme un paramètre de mesure de l'efficacité d'échange thermique et ce dans un mélangeur 2D actif à trois protocoles de rotation et de voir l'effet des tourbillons formés par le biais des mouvements des parois dans le but de modifier les angles de synergie. L'objectif de la présente étude est de calculer l'angle de synergie qui est lié directement à l'efficacité de transfert thermique et ce dans les trois protocoles de rotation déjà mentionnés de notre mélangeur actif. De ce fait, le protocole non modulé (NM) et les deux autres protocoles modulés (CM et ALT) sont comparés entre eux par simulations numériques. Les variations de la performance thermique de ces configurations sont évaluées et analysées sur la base des changements d'organisation de champs locaux de vitesse et de gradients de température en employant localement le principe de synergie des champs.

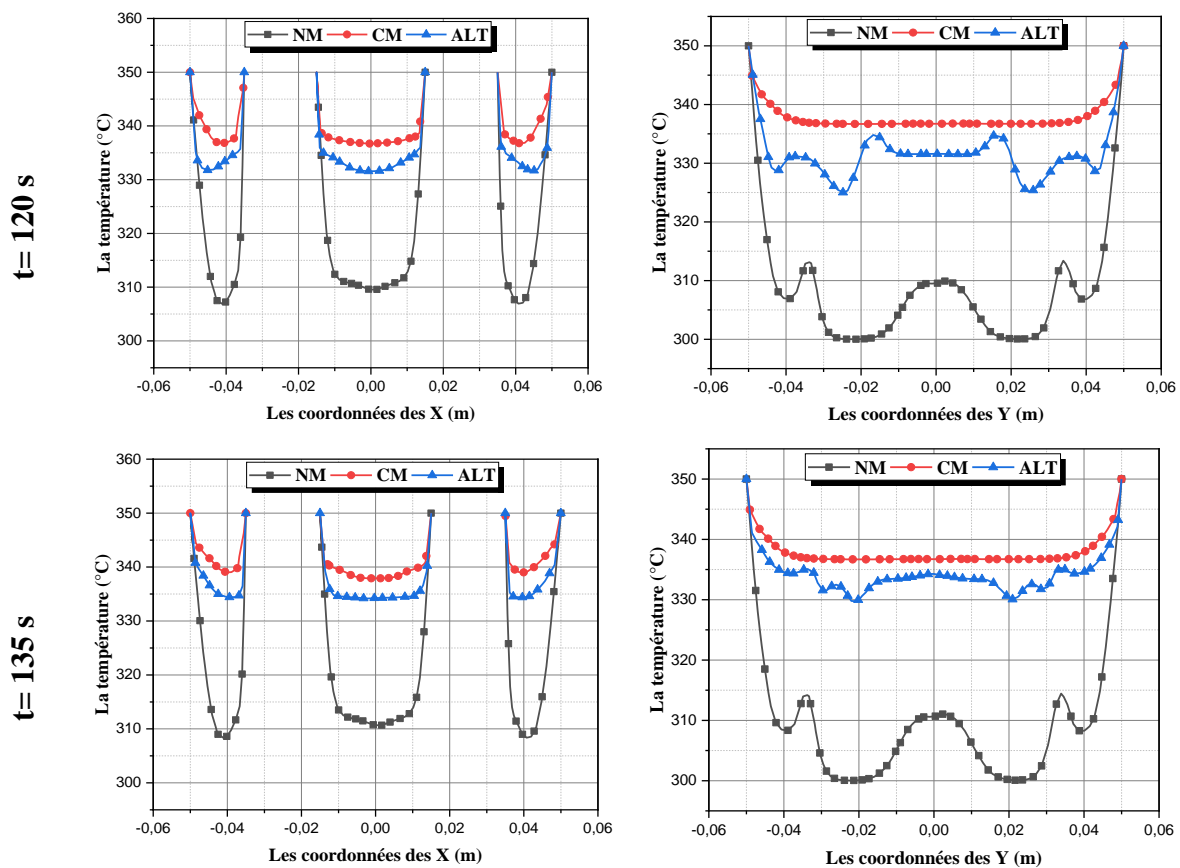
#### IV.2. Les profils de température

L'évolution de la température du fluide dans les trois protocoles de rotation du mélangeur (NM, CM et ALT) à différentes périodes ( $1\tau$ ,  $2\tau$ ,  $3\tau$ ,  $4\tau$  et  $4.5\tau$ ) est présenté dans la Figure IV.1. Nous constatons à travers les courbes présentées ci-dessous, que les valeurs de température

augmentent avec l'augmentation du nombre de périodes et ce pour tous les protocoles d'agitation. Ces valeurs sont meilleures pour les protocoles de rotation modulés par contre dans le protocole sans modulation, ces valeurs sont basses. Nous remarquons aussi, L'effet de protocole sur la forme des courbes de température dans les coordonnées des X et dans les coordonnées des Y.

Le fluide dans la cuve est initialement mis à la température froide  $T_{\text{froide}} = 300 \text{ K}$ . Les barreaux et les parois de la cuve ont une température chaude fixe,  $T_{\text{chaude}} = 350 \text{ K}$ .



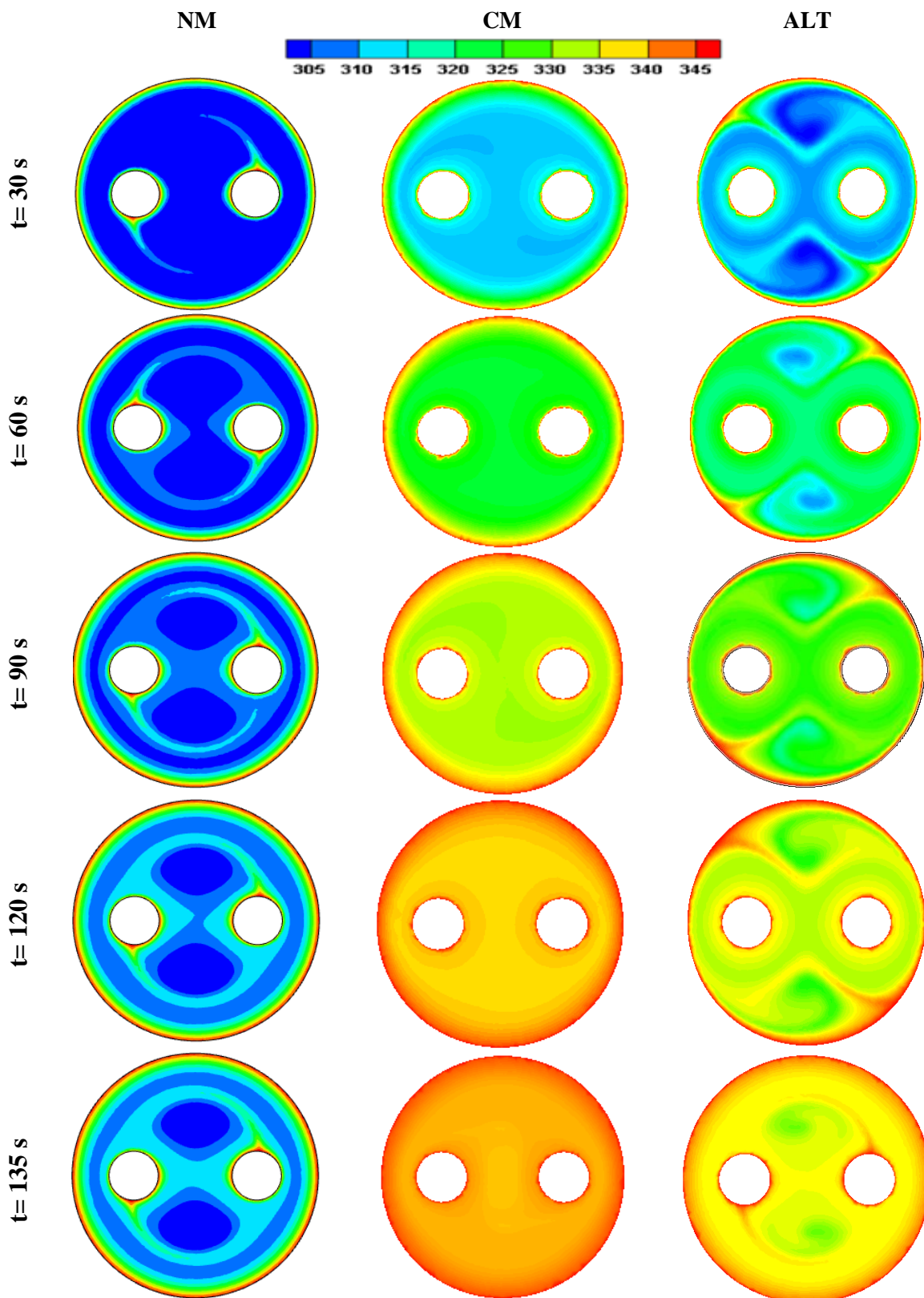


**Figure IV.1.** Evolution de la température dans les trois protocoles de rotation du mélangeur (NM, CM et ALT) à différentes périodes ( $1\tau$ ,  $2\tau$ ,  $3\tau$ ,  $4\tau$  et  $4.5\tau$ ).

### IV.3. Les contours de température

Les contours de température à différentes périodes ( $1\tau$ ,  $2\tau$ ,  $3\tau$ ,  $4\tau$  et  $4.5\tau$ ) pour les trois protocoles de rotation de notre mélangeur actif bidimensionnel sont montrés dans la figure IV.2. Les résultats de simulation sont obtenus en imposant une température de  $350^\circ\text{C}$  dans les parois mobiles (les deux barreaux et la cuve) et en maintenant le fluide (huile moteur visqueux) à  $300^\circ\text{C}$ .

Nous allons montrer l'importance de certains paramètres, à savoir : les protocoles d'agitation du mélange, et la période de modulation sur le mélange thermique.



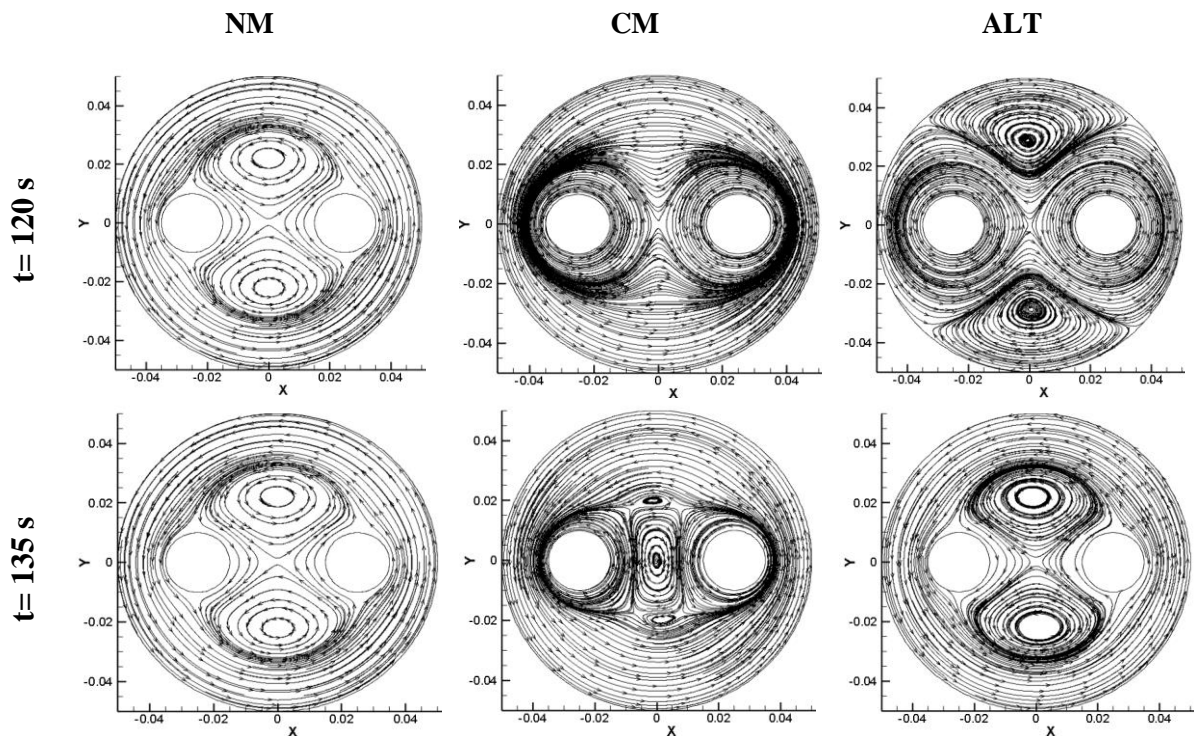
**Figure IV.2.** Contours de température dans les trois protocoles de rotation du mélangeur (NM, CM et ALT) à différentes périodes ( $1\tau$ ,  $2\tau$ ,  $3\tau$ ,  $4\tau$  et  $4.5\tau$ ).

Nous remarquons qu'il y a une nette amélioration d'échange thermique au cours du temps jusqu'à l'établissement du régime à 135s. le transfert convectif dans notre cas est intimement lié à la température imposée dans les parois et que les températures dans tous les cas étudiés sont affectées par les parois mobiles.

Nous observons qu'il n'y a pas de changement topologique pour Le mécanisme de mélange du protocole d'agitation NM, les deux points elliptiques et le point hyperbolique central restent présents dans toutes les périodes, mais cela n'a pas une influence sur le transport thermique.

Le seul changement topologique notable pour Le mécanisme de mélange du protocole d'agitation CM, est la transformation du point hyperbolique central ( $t = 4 \tau$ ) en un grand point et deux petits points elliptiques ( $t = 4.5 \tau$ ), ce qui a influencé considérablement sur le transport thermique.

Dans le cas du mécanisme de mélange du protocole d'agitation ALT, les deux points elliptiques et le point hyperboliques formés à ( $t = 4\tau$ ) ont gardé leurs places mais pas leurs formes lorsque la cuve tourne à son maximum à ( $t = 4.5 \tau$ ), ce qui a amélioré légèrement le transport thermique.



**Figure IV.3.** Lignes de courant dans les trois protocoles de rotation du mélangeur (NM, CM et ALT) à deux différentes périodes ( $4\tau$  et  $4.5\tau$ ).

Nous concluons que le protocole d'agitation (CM) où la rotation continue de la paroi ne permet pas la formation des points paraboliques, est meilleur de point de vue transfert thermique par rapport aux deux autres protocoles, la température dans ce protocole est relativement homogène et prend une valeur moyenne de 340.41 °C à l'instant (t=135s). Pour le cas du protocole ALT, les parois à l'arrêt ne sont pas entourées de lignes de courant et il s'y forme des points paraboliques, à partir desquels le fluide se dirige, en suivant une ligne séparatrice, vers l'intérieur du mélangeur. Il en résulte, sur le champ de température, l'apparition de filaments de fluide chaud issus de ces points paraboliques et orientés vers le fluide plus froid au centre du mélangeur, la température moyenne est à 335.63°C et atteint une valeur de 316.23 °C pour le protocole stationnaire (NM) (Figure V. 3). Comparativement, le fluide dans le protocole de rotation continu modulé (CM) se réchauffe mieux ce qui donne l'impression qu'il est plus approprié par rapport les deux autres protocoles.

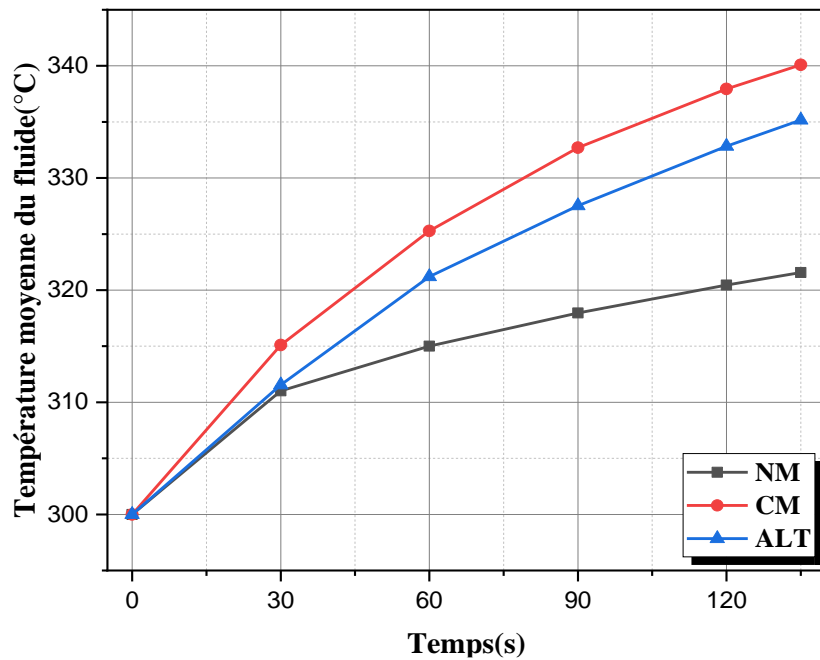
#### IV.4. Température moyenne du fluide et son Ecart-type

Deux indicateurs sont utilisés pour évaluer l'efficacité du transfert de chaleur par mélange chaotique. Le premier indicateur est la température moyenne  $T_m$ , tandis que le second est l'écart type  $\sigma$  de la température du fluide caractérisant le niveau d'homogénéisation thermique à l'intérieur de la cuve.

La température des parois est imposée à toutes les frontières à 350°C et la température du fluide est considérée à 300 °C ; ainsi, la température moyenne du fluide ne sera pas constante dans le temps mais évoluera asymptotiquement de  $T = 300^\circ\text{C}$  à  $350^\circ\text{C}$ .

L'évolution de la Température moyenne de mélange du fluide dans les trois protocoles de rotation du mélangeur (NM, CM et ALT) à différentes périodes (Figure IV. 4) est donné par la relation suivante :

$$T_m = \frac{1}{\sum_c A_c} \left( \sum_c A_c T_c \right)$$



**Figure IV. 4.** Evolution de la température moyenne de mélange du fluide dans les trois protocoles de rotation du mélangeur (NM, CM et ALT) à différentes périodes ( $1\tau$ ,  $2\tau$ ,  $3\tau$ ,  $4\tau$  et  $4.5\tau$ ).

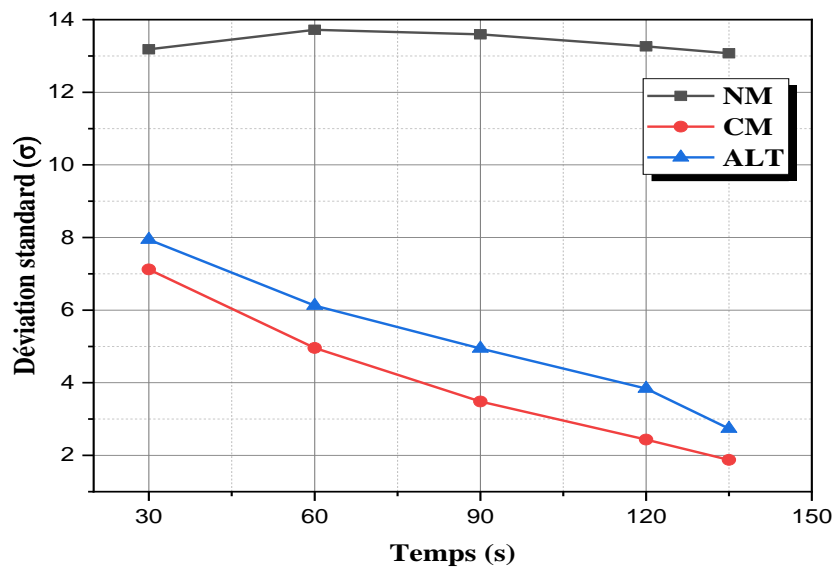
Nous constatons que Le taux de croissance de température moyenne (tableau IV.1) pour les deux protocoles modulés est plus important par rapport au taux de croissance du protocole sans modulation (Figure IV. 4). Ce qui confirme l'efficacité d'échange thermique pour les protocoles modulés et plus précisément pour le mécanisme d'agitation modulée continue.

**Tableau IV.1.** Taux de croissance de la température moyenne dans les trois protocoles d'agitation étudiés

Le protocole d'agitation	NM	ALT	CM
Le taux de croissance de $T_m$ (°C/s)	0,12	0,2639	0,2993

L'écart-type du champ de température est calculé à l'aide de l'expression mathématique ci-dessous :

$$\sigma = \left[ \frac{1}{\sum_c A_c} \sum_c (A_c (T_c - T_m)^2) \right]^{\frac{1}{2}}$$



**Figure IV. 5.** Evolution de l'écart-type de température dans les trois protocoles de rotation du mélangeur (NM, CM et ALT) à différentes périodes ( $1\tau$ ,  $2\tau$ ,  $3\tau$ ,  $4\tau$  et  $4.5\tau$ ).

Nous constatons que le taux de décroissance de l'écart-type de la température (tableau IV.2) pour les deux protocoles modulés est plus grand par rapport au taux de décroissance du protocole sans modulation (Figure IV. 5). Ce qui affirme l'homogénéité de mélange thermique pour les protocoles modulés et surtout pour le mécanisme d'agitation continue.

**Tableau IV.2 :** Ecart-type ( $\sigma$ ) de la température du fluide calculé à 135 s pour les trois protocoles de rotation

	NM	CM	ALT
$\sigma$ (°C)	13.07339	1.876588	2.709519

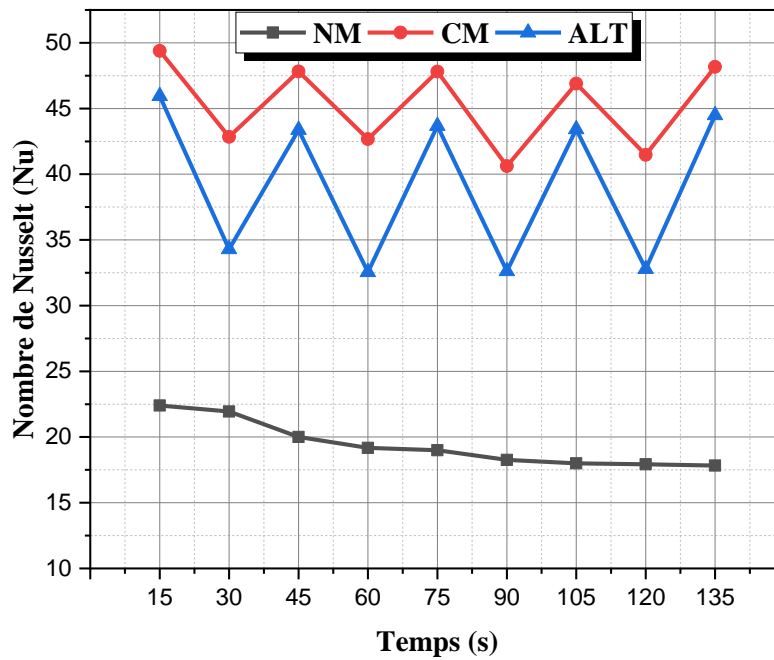
#### IV.5. Nombre de Nusselt

Dans cette section, une étude comparative globale est effectuée entre les trois protocoles en terme d'échange thermique en employant des grandeurs globales thermiques pour un faible nombre de Reynolds étudiée.

La figure V.6 présente les performances des trois protocoles de rotation étudiées en termes du nombre de Nusselt global  $Nu$  pour un faible nombre de Reynolds étudié. On observe que l'allure du nombre de Nusselt du mécanisme de rotation CM est approximativement identique à celui du mécanisme de rotation ALT.

Le nombre de Nusselt moyen est égale  $45,3 \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}$  pour la configuration CM,  $39,2 \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}$  pour la configuration ALT et  $19 \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}$  pour le mécanisme de rotation sans modulation (NM). Le nombre de Nusselt global pour les protocoles modulés (CM et ALT) a une forme en dents

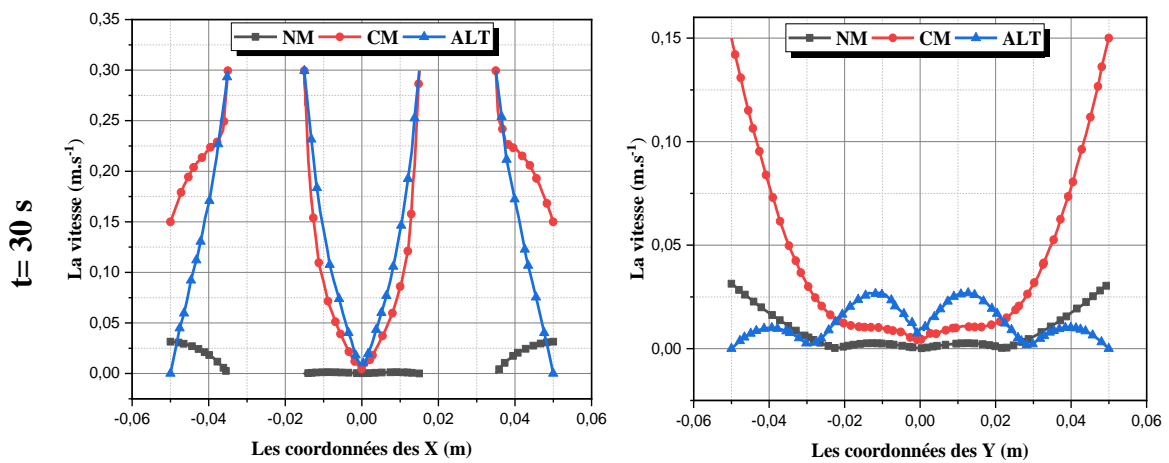
de scie, imposée par la fonction sinusoïdale de la vitesse de rotation et a un profil linéaire décroissant légèrement pour le mécanisme de rotation sans modulation.

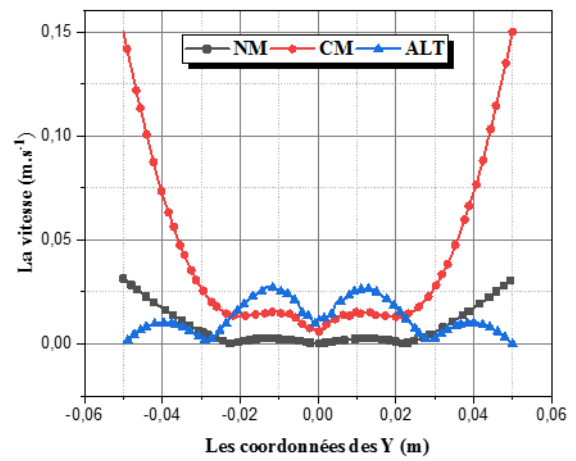
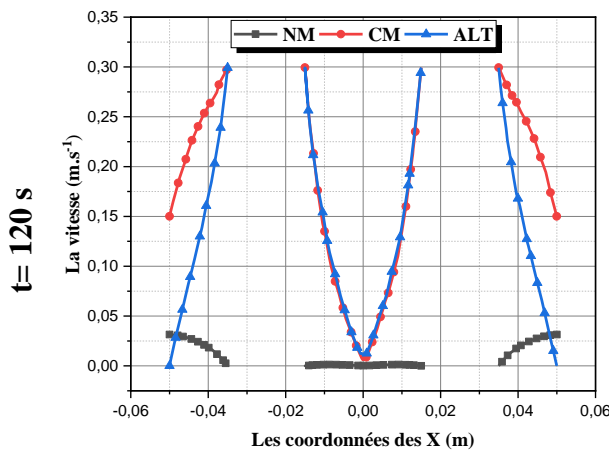
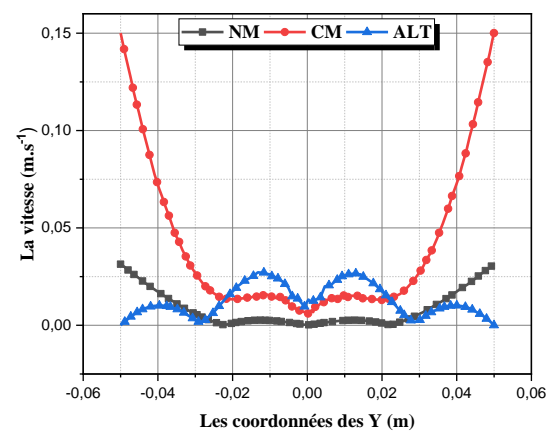
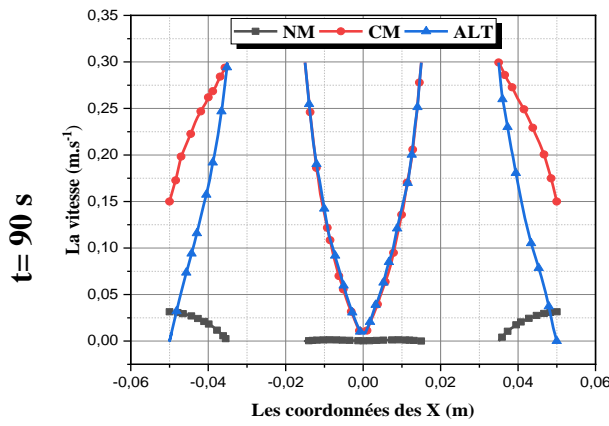
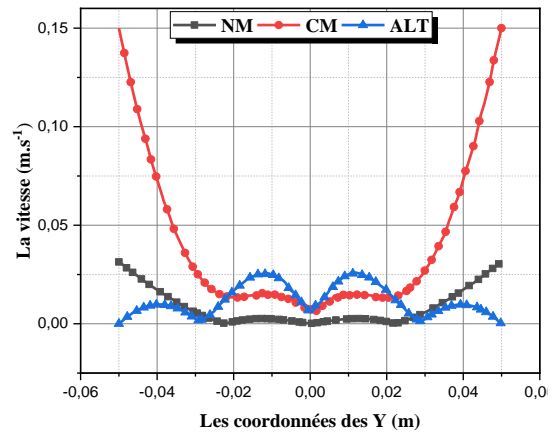
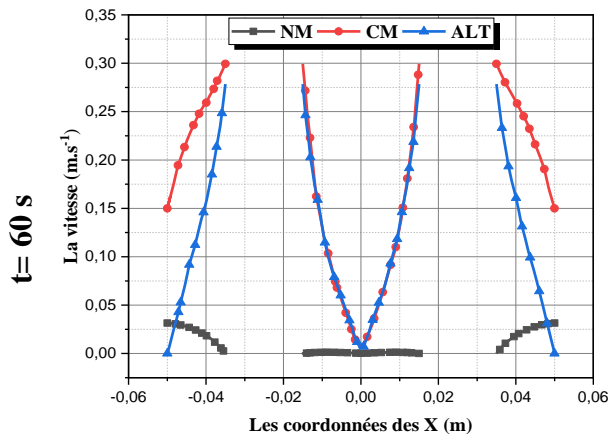


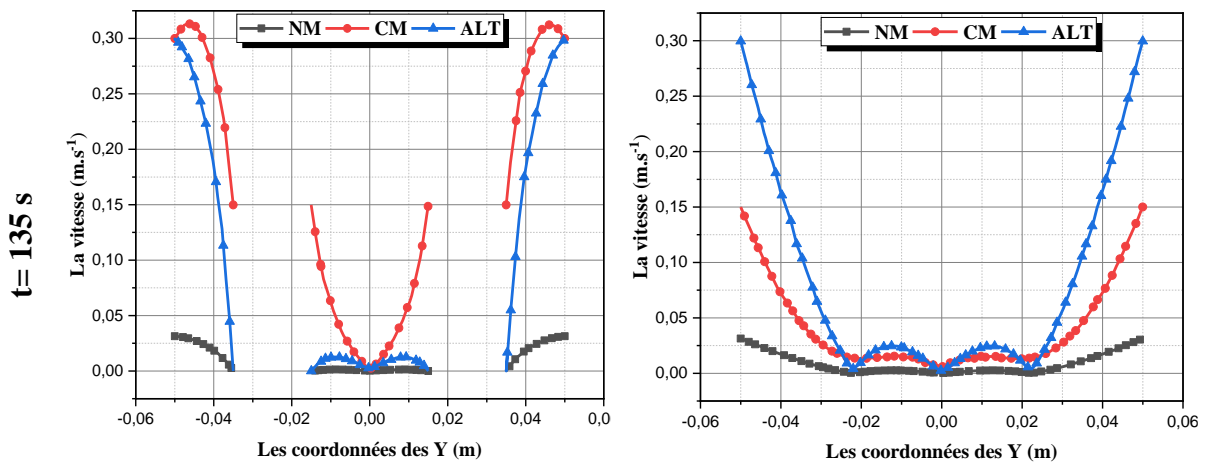
**Figure IV.6.** Evolution de Nombre de Nusselt global dans les trois protocoles de rotation du mélangeur (NM, CM et ALT) à différentes périodes ( $1\tau$ ,  $2\tau$ ,  $3\tau$ ,  $4\tau$  et  $4.5\tau$ ).

**IV.6. Les modules de vitesse**

L'évolution des modules de vitesse dans les trois mécanismes d'agitation du fluide (NM, CM et ALT) à différentes périodes ( $1\tau$ ,  $2\tau$ ,  $3\tau$ ,  $4\tau$  et  $4.5\tau$ ) est présenté dans les axes des X et des Y dans la Figure IV.7. Nous constatons que l'état dynamique du mélangeur à chaque période dicte l'allure de la vitesse du fluide.

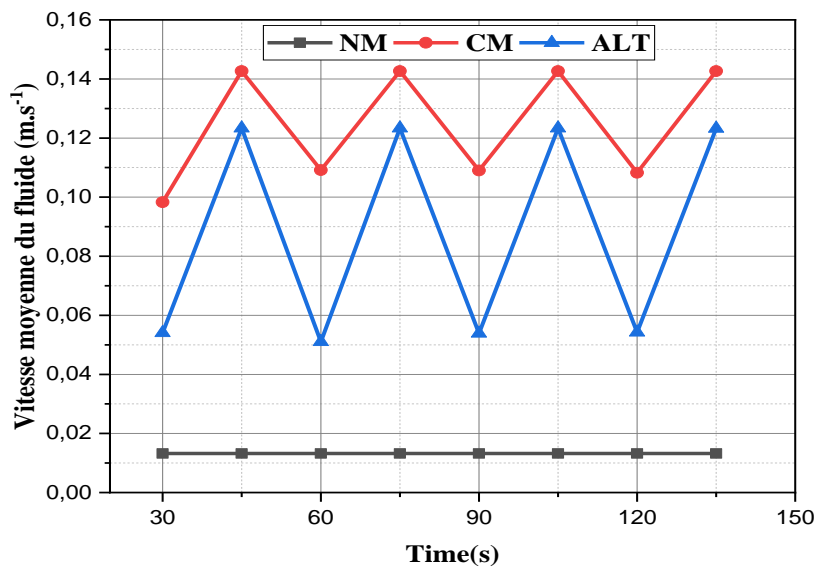






**Figure IV.7.** Les modules de vitesse dans les trois protocoles de rotation du mélangeur (NM, CM et ALT) à différentes périodes ( $1\tau$ ,  $2\tau$ ,  $3\tau$ ,  $4\tau$  et  $4.5\tau$ ).

La vitesse moyenne du fluide est calculée dans les trois mécanismes d’agitation du fluide (NM, CM et ALT) à plusieurs périodes ( $1\tau$ ,  $2\tau$ ,  $3\tau$ ,  $4\tau$  et  $4.5\tau$ ).



**Figure IV. 8.** Evolution de la vitesse moyenne du fluide dans les trois protocoles de rotation du mélangeur (NM, CM et ALT) à différentes périodes ( $1\tau$ ,  $2\tau$ ,  $3\tau$ ,  $4\tau$  et  $4.5\tau$ ).

### IV.7. Les contours de vitesse

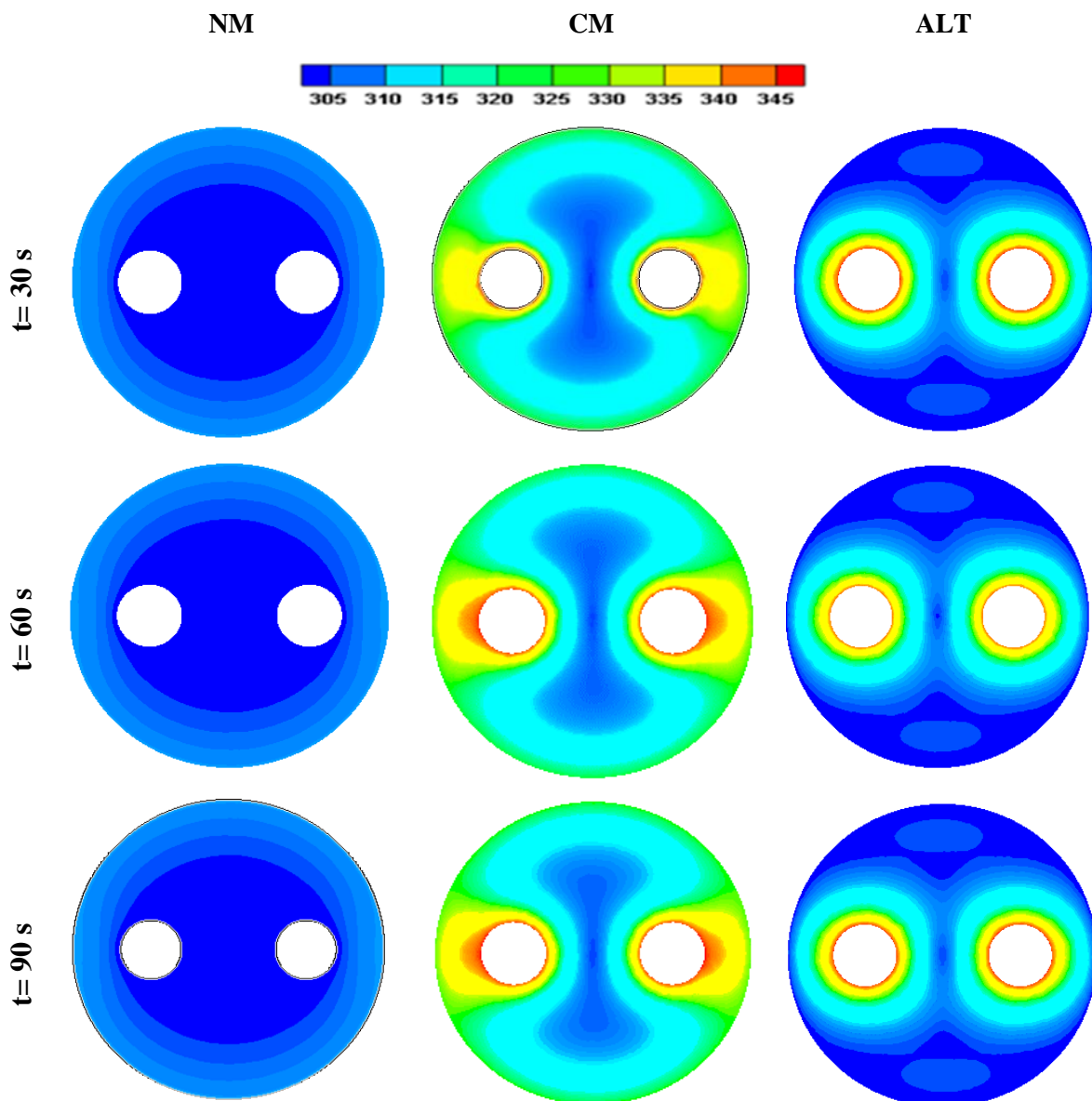
Les contours de vitesse à différentes périodes ( $1\tau$ ,  $2\tau$ ,  $3\tau$ ,  $4\tau$  et  $4.5\tau$ ) pour les trois protocoles de rotation de notre mélangeur bidimensionnel actif sont présentés dans la figure IV. 9.

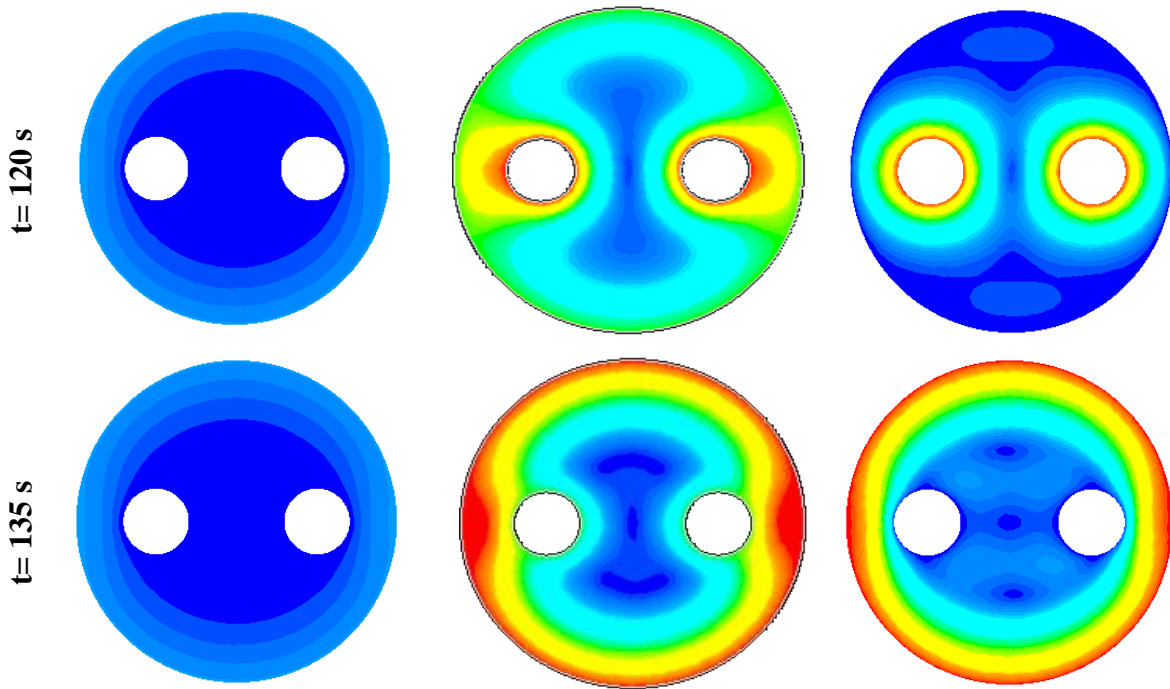
Aux instants ( $t = 1\tau$ ,  $2\tau$ ,  $3\tau$ ,  $4\tau$ ), nous constatons que pour le protocole ALT, les barreaux sont en rotation alors que la cuve est à l’arrêt. Aux mêmes instants, pour le protocole CM, les

barreaux tournent à leur vitesse maximale, alors que la cuve est à son minimum, sans être à l'arrêt. A l'instant ( $t = 4, 5\tau$ ), la situation s'inverse entre les barreaux et la cuve.

Pour le protocole CM, on observe que des lignes de courant parallèles aux parois sont toujours présentes quel que soit l'instant, puisque ces parois ne sont jamais à l'arrêt. Pour le protocole ALT, les parois à l'arrêt ne sont pas entourées de lignes de courant et il s'y forme des points paraboliques, à partir desquels le fluide se dirige, en suivant une ligne séparatrice, vers l'intérieur du mélangeur.

À l'inverse, pour le protocole CM, la rotation continue de la paroi ne permet pas la formation de ces points paraboliques. et pour le mécanisme d'agitation sans modulation (NM), la cuve tourne à une vitesse constante, alors que les barreaux sont à l'arrêt quel que soit l'instant. Ceci explique les meilleures performances du protocole d'agitation alterné (ALT).

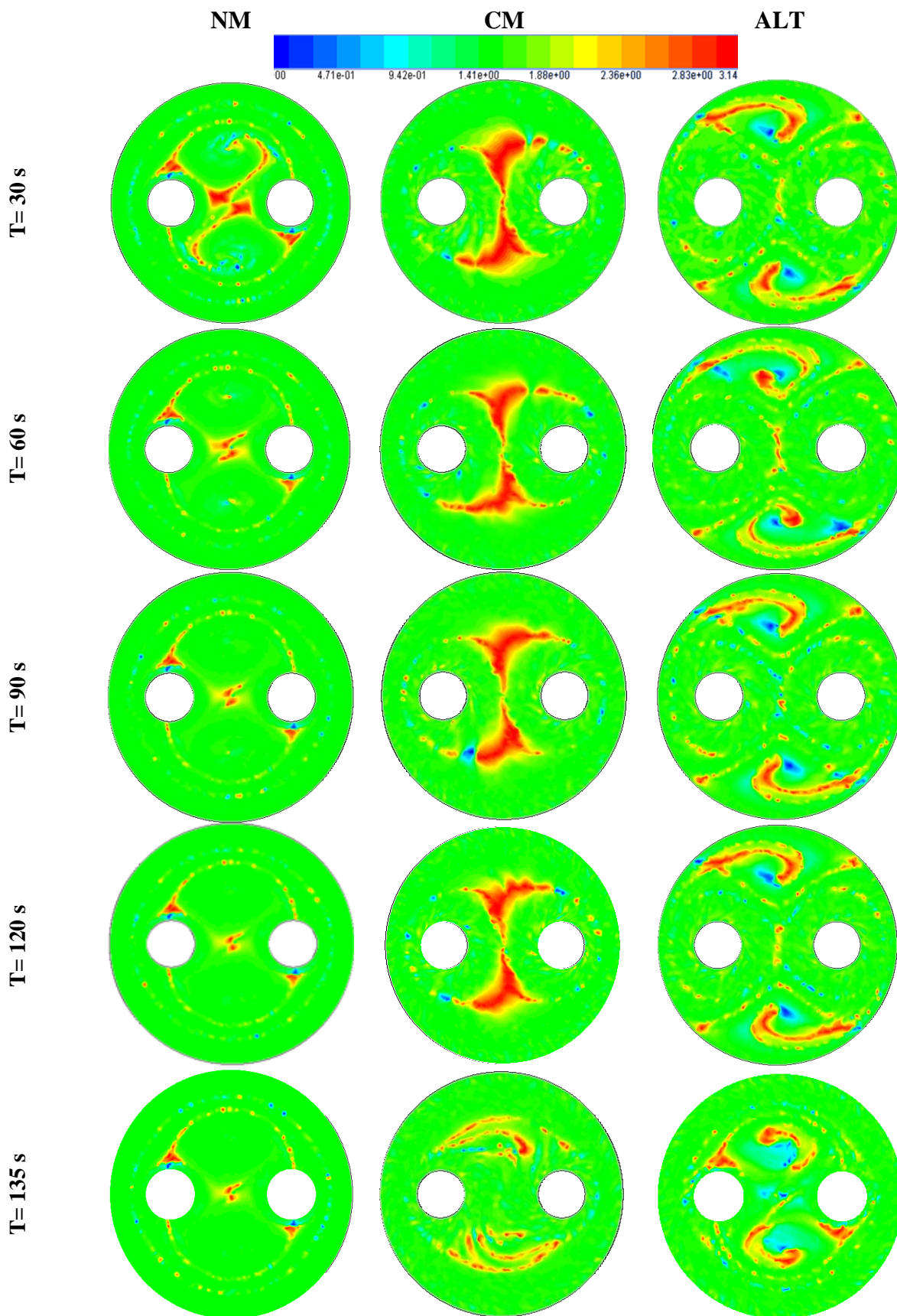




**Figure IV.9.** Contours de vitesse dans les trois protocoles de rotation du mélangeur (NM, CM et ALT) à différentes périodes ( $1\tau$ ,  $2\tau$ ,  $3\tau$ ,  $4\tau$  et  $4.5\tau$ ).

#### IV.8. Contours de l'angle de synergie

Les contours de l'angle de synergie des champs de la géométrie des trois protocoles de rotation étudiés sont représentés sur la Figure IV.10. Afin d'observer l'effet du flux secondaire généré par les tourbillons sur le transfert de chaleur. On peut voir d'après les figures que la synergie est importante dans les régions des tourbillons de l'écoulement dans les protocoles de rotation modulés continus et alternés (CM & ALT). Dans le protocole non modulé (NM), la synergie  $\vec{U}_{xy} \cdot \vec{\nabla}_{xy}T$  est proche de 0 car le vecteur de vitesse  $\vec{U}_{xy}$  est très petit (0,0132). Le cas où  $\vec{U}_{xy} \cdot \vec{\nabla}_{xy}T = 0$  est aussi observé dans des régions dans les protocoles (CM et ALT) où le vecteur vitesse est perpendiculaire au gradient de température. Les valeurs les plus élevées de  $\vec{U}_{xy} \cdot \vec{\nabla}_{xy}T$  sont observés dans les régions où la vitesse et la température sont parallèles ( $\theta = 0$  rad et  $3.14$  rad).



**Figure IV.10.** Distribution de l'angle de synergie dans les trois protocoles de rotation du mélangeur actif 2D pour le protocole (a) NM, (b) CM et (c) ALT.

**IV.9. Conclusion**

Une étude numérique d'un mélangeur actif à plusieurs mécanismes d'agitation a été effectuée afin d'évaluer les performances thermiques à travers le calcul de l'angle de synergie des champs de vitesse et de température. Les résultats globaux ont été analysés en termes de nombre de Nusselt et angle de synergie. Le principe de synergie des champs a été utilisé localement pour caractériser les échanges thermiques convectifs. La conclusion principale de cette étude est que l'accroissement local des transferts thermiques est obtenu par l'orientation des vecteurs de vitesse et le gradient de température dans la même direction autrement dit une diminution de l'angle de synergie.

## CHAPITRE V

---

# Apparition du Chaos par la Déformation Radiale

## CHAPITRE V

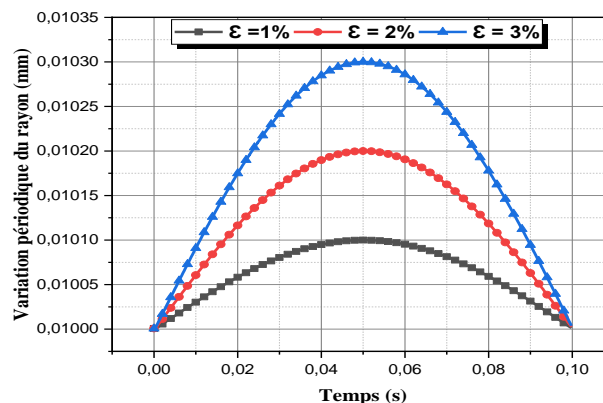
### Apparition du Chaos par la Déformation Radiale

#### V.1. Introduction

Dans ce chapitre, notre étude consiste à faire une simulation numérique de l'écoulement à l'intérieur d'un mélangeur active avec déformation radiale des barreaux cylindriques internes en utilisant le code de calcul de simulation Fluent. L'apport du présent travail porte sur l'introduction d'un nouveau concept appelé la déformation radiale et son influence sur l'apparition du chaos dans le dite mélangeur, introduisant ainsi les paramètres affectant l'intensité du chaos et la qualité du mélange hydrodynamique tel que la fréquence de déformation et l'amplitude de déformation. Plusieurs protocoles de déformations ont été considérés et des études comparatives ont été effectuées afin d'optimiser le protocole de déformation.

#### V.2. Etude du comportement de l'écoulement (variation des rayons des cylindres)

L'objectif principal de ce travail consiste à faire l'étude du comportement de l'écoulement à l'intérieur d'un mélangeur actif soumis à une déformation pulsatile des parois verticales des cylindres intérieurs. Les parois verticales exécutent un mouvement de vibration selon la loi  $r = R1(1 + |\varepsilon \sin 2\pi ft|)$  où  $r$  est le rayon variable du cylindre intérieur (Abdelali et al.,2019). Le balayage de l'amplitude de déformation (amplitude adimensionnelle  $\varepsilon = \Delta r / R_1$ ) s'étale de la valeur de 1%, qui est correspondant à la valeur minimale à la valeur de 3% des diamètres intérieurs correspondant à la valeur maximale (1, 2 et 3%) (Figure V.1). La fréquence de vibration est maintenue fixe et égale à la valeur de  $f = 10$  Hz le long de toute cette étude. Nous allons, par la suite, considérer le cas de destruction des vortex pour l'amplitude de 2%, en variant la fréquence de déformation.



**Figure V.1.** Variation des rayons des cylindres intérieurs selon la valeur de l'amplitude de déformation.

### V.3. Maillage dynamique

La déformation des parois intérieures du mélangeur est assurée par un maillage dynamique (dynamic mesh) pris en charge par FLUENT.

Le modèle du maillage dynamique dans FLUENT est utilisé pour modéliser des écoulements où la forme du domaine change au cours du temps suite au mouvement des frontières du domaine. Pour utiliser le modèle de maillage dynamique, FLUENT nécessite l'introduction d'une fonction définie au préalable par l'utilisateur « UDF » (User Defined Function) et décrivant le mouvement des frontières (voir Figure V.2).

Dans le présent travail, nous avons un mouvement sinusoïdal de déformation du cylindre intérieur. Ce mouvement est défini par l'équation suivante :

$$r = R (1 + |\varepsilon \sin 2\pi ft|)$$

Où :

$R$  : est le rayon initial des barreaux intérieurs.

$\varepsilon$  : est l'amplitude de déformation variant de 0% à 3% du rayon des barreaux intérieurs.

$f$  : est la fréquence de déformation égale à 10 Hz.

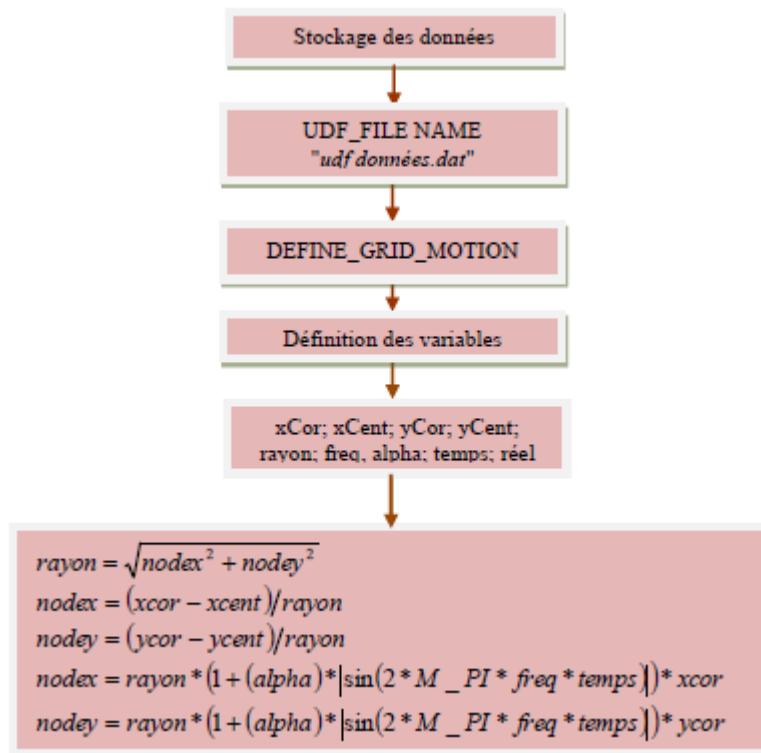


Figure V.2. Organigramme de l'UDF utilisée pour le maillage dynamique.

#### V.4. Les protocoles de déformation radiale pulsatile étudiés

Pour notre étude, et afin d'analyser profondément les propriétés locales qui décrivent la chaoticté de notre régime, on a choisi quatre protocoles de déformations radiales pour les parois de mélangeur :

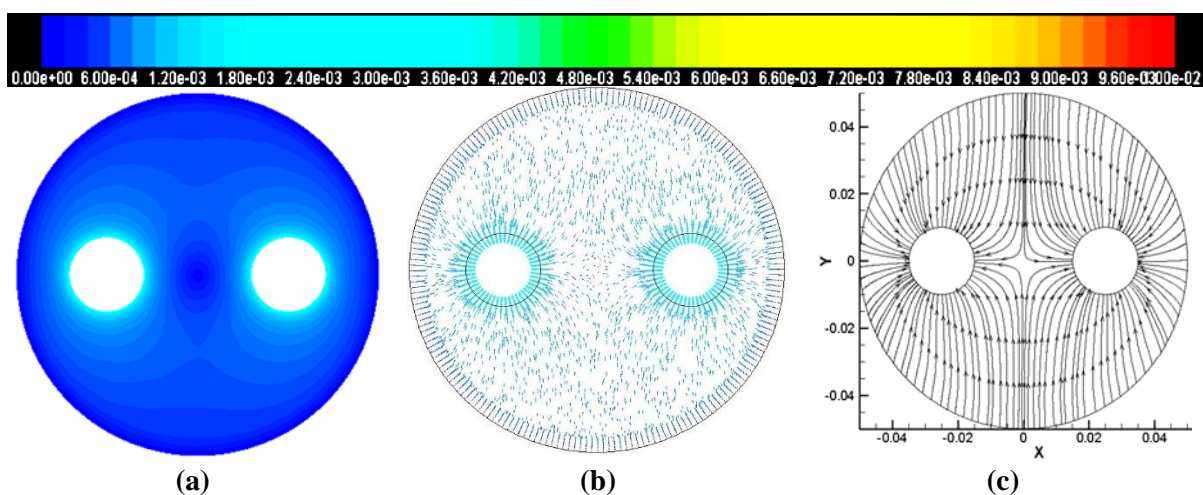
- **Protocole 1** : Une déformation radiale pulsatile des deux barreaux intérieurs ensemble.
- **Protocole 2** : Une déformation radiale pulsatile du barreau intérieur gauche seulement.
- **Protocole 3** : Une déformation radiale pulsatile du barreau intérieur droit seulement.
- **Protocole 4** : Une déformation radiale pulsatile des deux barreaux intérieurs ensemble avec la rotation de la cuve.

Pour chaque protocole, les propriétés de l'écoulement en terme de modules de vitesse et écoulements secondaires, les propriétés locales (cinématiques) en terme de taux de déformation, taux d'élongation et la rotation des particules fluide ont été présentées et analysées pour les trois taux de déformation radiale (1, 2 et 3%) à une fréquence de déformation  $f=10$  Hz. L'effet de la fréquence de déformation est aussi étudié en variant sa valeur (5, 10, 20 et 50Hz).

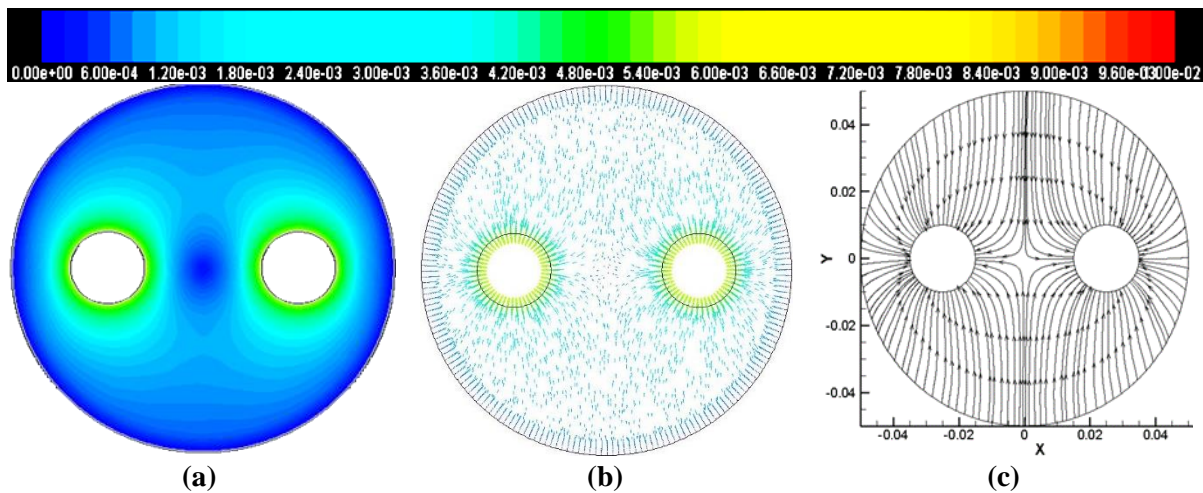
##### V.4.1. Déformation radiale pulsatile des deux barreaux intérieurs ensemble (protocole 1)

La déformation radiale des deux barreaux intérieurs ensemble à des différents taux de déformation pulsatile (1, 2 et 3%), nous a permis de décrire l'écoulement en terme de contours de vitesse, des vecteurs de vitesse et des lignes de courant, comme il est montré dans les Figures V.3, V.4 et V.5.

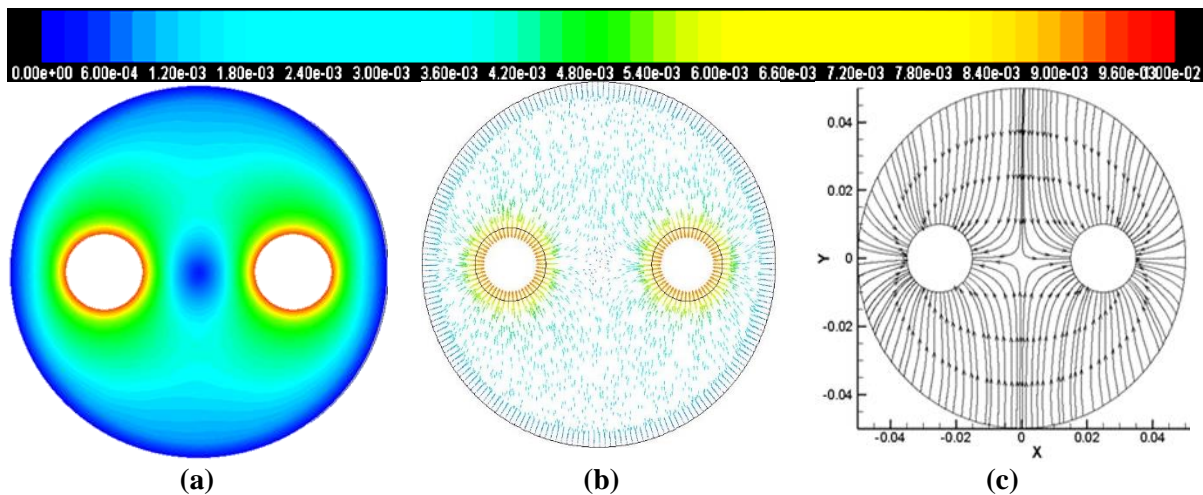
##### Cas 1 : $\varepsilon = 1\%$



**Figure V.3.** Mélanges de fluide Newtonien visqueux par une déformation radiale pulsatile de 1% des deux barreaux ensemble (a) : Contour de vitesse (b) : Vecteurs de vitesse (c) : Lignes de courant.

Cas 2 :  $\varepsilon = 2\%$ 

**Figure V.4.** Mélange de fluide Newtonien visqueux par une déformation radiale pulsatile de 2% (a) : Contour de vitesse (b) : Vecteurs de vitesse (c) : Lignes de courant.

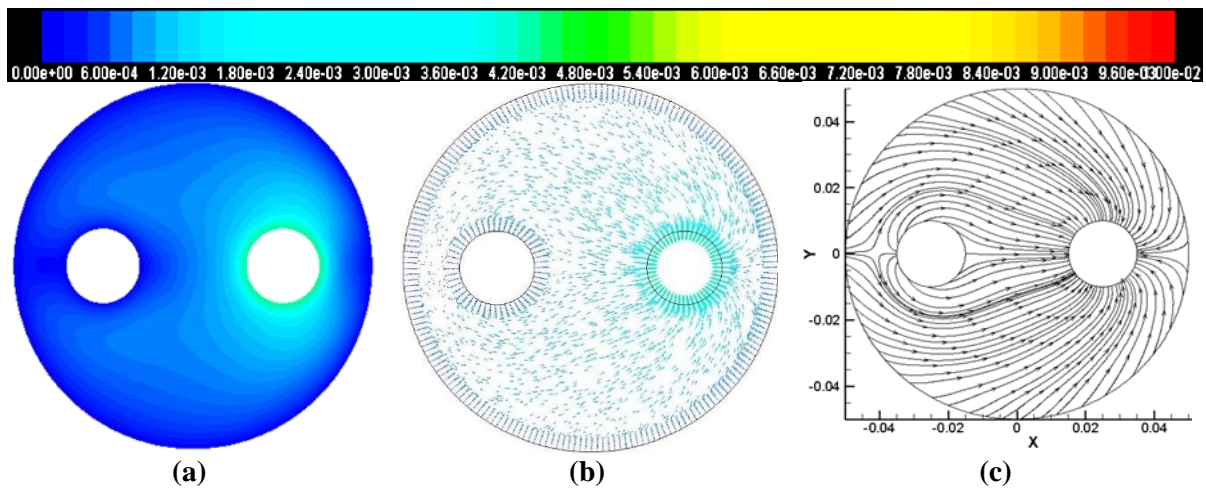
Cas 3 :  $\varepsilon = 3\%$ 

**Figure V.5.** Mélange de fluide Newtonien visqueux par une déformation radiale pulsatile de 3% (a) : Contour de vitesse (b) : Vecteurs de vitesse (c) : Lignes de courant.

#### V.4.2. Déformation radiale pulsatile du barreau droit seulement (protocole 2)

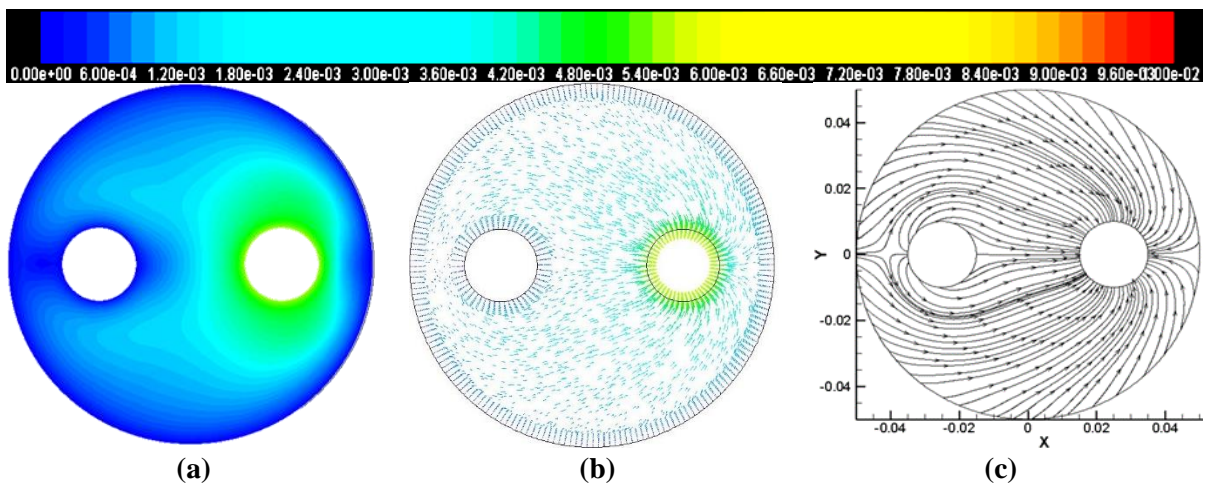
La déformation radiale du barreau intérieur droit seulement, en maintenant le barreau gauche fixe à des différents taux de déformation pulsatile (1, 2 et 3%), nous a permis de décrire l'écoulement en terme de contours de vitesse, des vecteurs de vitesse et des lignes de courant comme il est montré dans les Figures V.6, V.7 et V.8.

Cas 1 :  $\epsilon = 1\%$



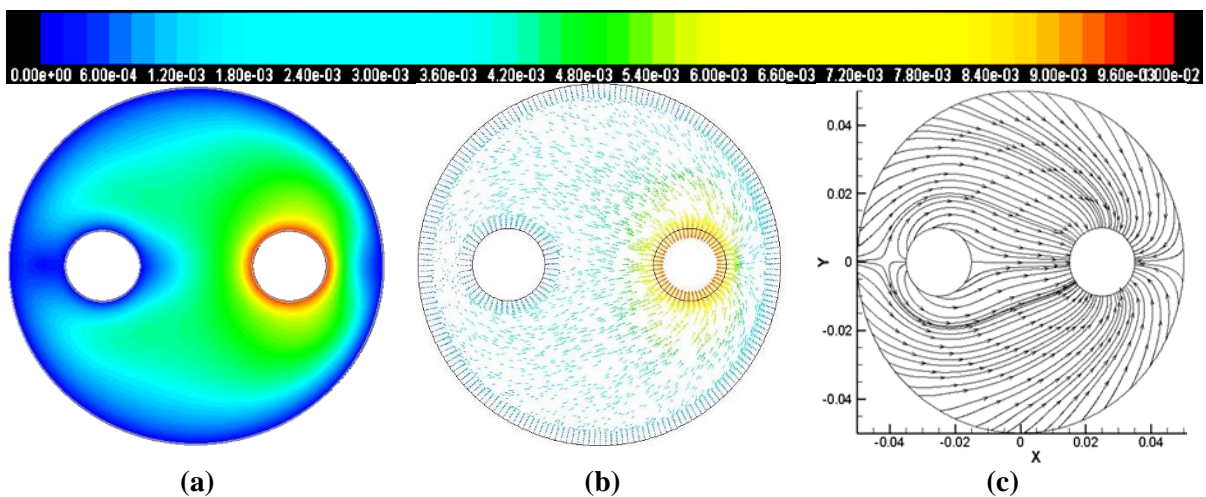
**Figure V.6.** Mélange de fluide Newtonien visqueux par une déformation radiale pulsatile de 1% du barreau droit seulement (a) : Contour de vitesse (b) : Vecteurs de vitesse (c) : Lignes de courant.

Cas 2 :  $\epsilon = 2\%$



**Figure V.7.** Mélange de fluide Newtonien visqueux par une déformation radiale pulsatile de 2% du barreau droit seulement (a) : Contour de vitesse (b) : Vecteurs de vitesse (c) : Lignes de courant.

Cas 3 :  $\epsilon = 3\%$

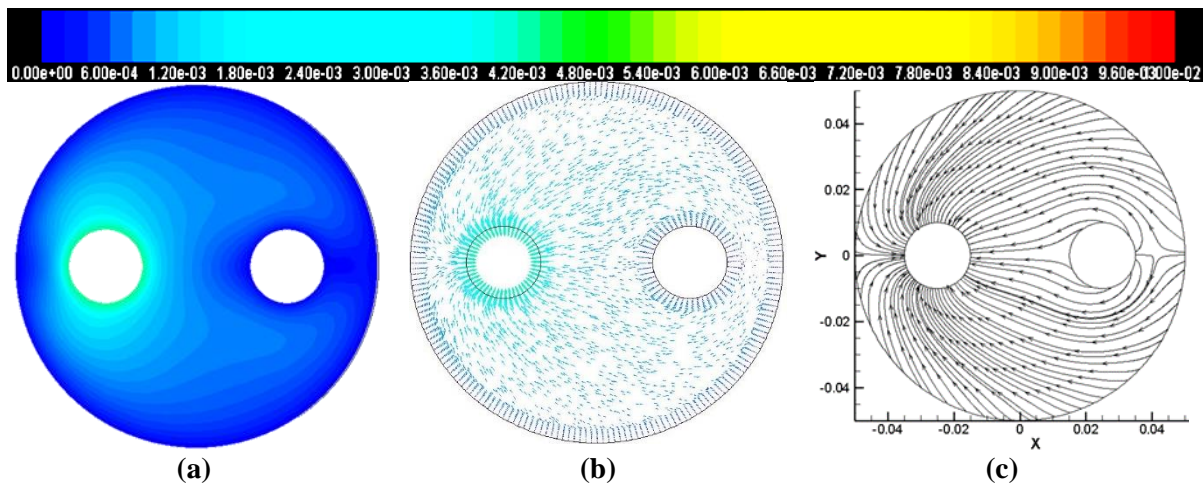


**Figure V.8.** Mélange de fluide Newtonien visqueux par une déformation radiale pulsatile de 3% du barreau droit seulement (a) : Contour de vitesse (b) : Vecteurs de vitesse (c) : Lignes de courant.

#### V.4.3. Déformation radiale pulsatile du barreau gauche seulement (protocole 3)

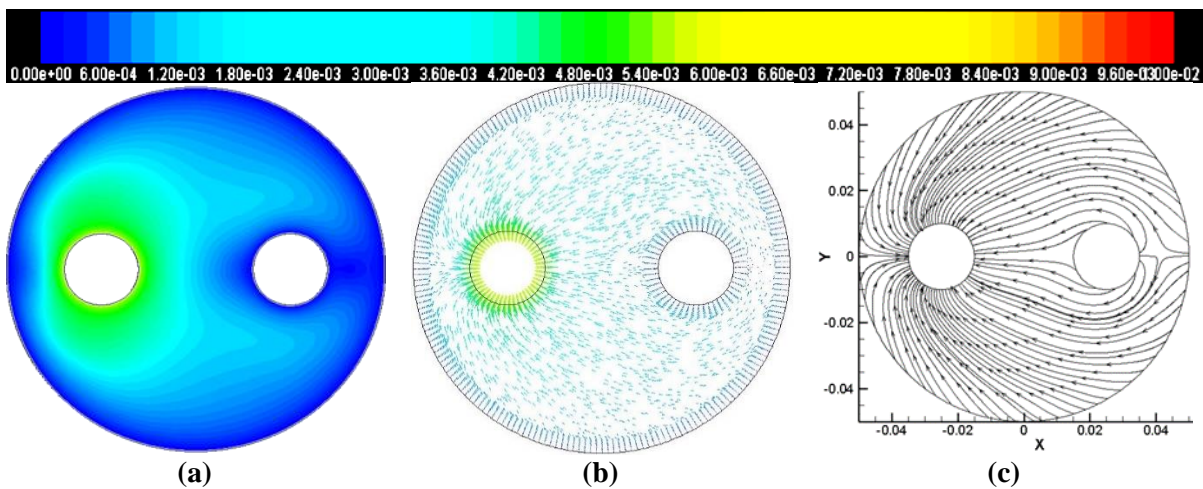
Inversement au protocole précédent, La déformation radiale du barreau intérieur gauche seulement, en maintenant le barreau droit fixe à des différents taux de déformation pulsatile (1, 2 et 3%), nous a permis de caractériser l'écoulement en matière de contours de vitesse, des vecteurs de vitesse et des lignes de courant comme il est montré dans les Figures V.9, V.10 et V.11.

##### Cas 1 : $\varepsilon = 1\%$

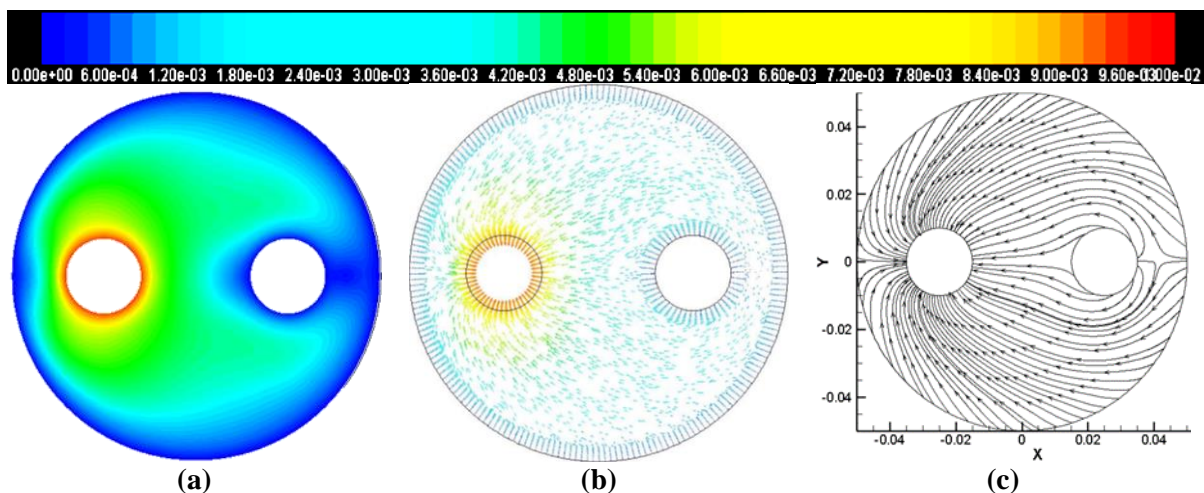


**Figure V.9.** Mélange de fluide Newtonien visqueux par une déformation radiale pulsatile de 1% du barreau gauche seulement (a) : Contours de vitesse (b) : Vecteurs de vitesse (c) : Lignes de courant.

##### Cas 2 : $\varepsilon = 2\%$



**Figure V.10.** Mélange de fluide Newtonien visqueux par une déformation radiale pulsatile de 2% du barreau gauche seulement (a) : Contour de vitesse (b) : Vecteurs de vitesse (c) : Lignes de courant.

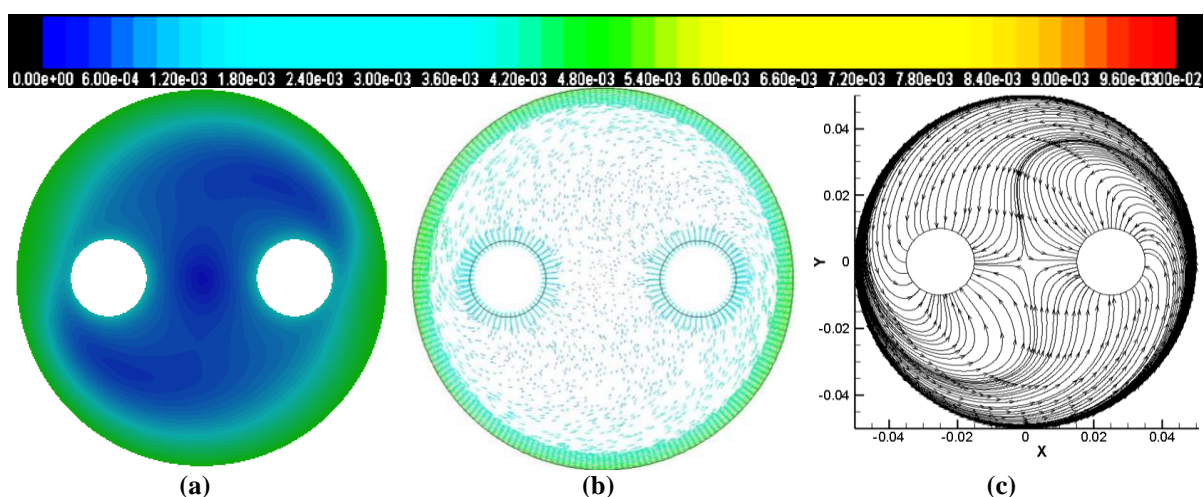
Cas 3 :  $\varepsilon = 3\%$ 

**Figure V.11.** Mélange de fluide Newtonien visqueux par une déformation radiale pulsatile de 3 % du barreau gauche seulement (a) : Contour de vitesse (b) : Vecteurs de vitesse (c) : Lignes de courant.

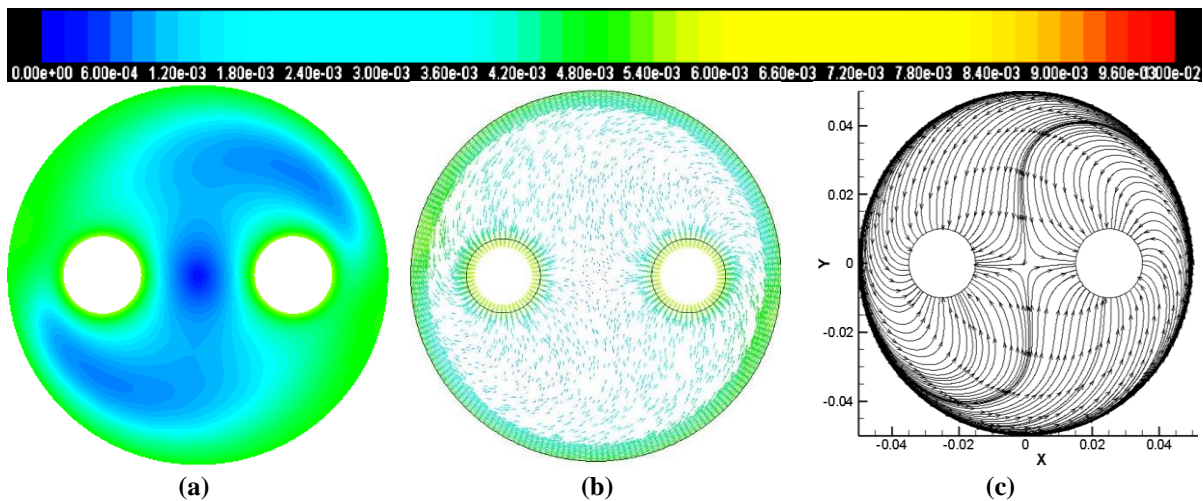
#### V.4.4. Déformation radiale pulsatile des deux barreaux intérieurs avec rotation de la cuve (protocole 4)

La déformation radiale des deux barreaux intérieurs ensemble à des différents taux de déformation pulsatile (1, 2 et 3%) à une fréquence de déformation de 10 Hz, plus la mise en mouvement la cuve à une vitesse de rotation constante, nous a permis de décrire l'écoulement en terme de contours de vitesse, des vecteurs de vitesse et des lignes de courant comme il est illustré dans les Figures V.12, V.13 et V.14.

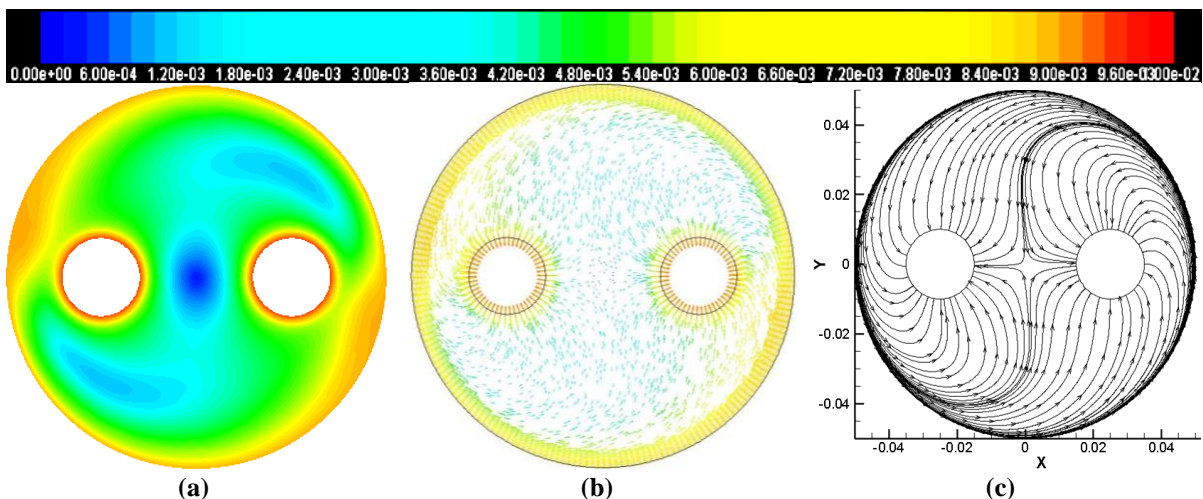
#### V.5. Caractéristiques de l'écoulement

Cas 1 :  $\varepsilon = 1\%$ 

**Figure V.12.** Mélange de fluide Newtonien visqueux par une déformation radiale pulsatile de 1% des deux barreaux ensemble plus la rotation de la cuve à une fréquence de déformation de 10 Hz (a) : Contours de vitesse (b) : Vecteurs de vitesse (c) : Lignes de courant.

Cas 2 :  $\varepsilon = 2\%$ 

**Figure V.13.** Mélange de fluide Newtonien visqueux par une déformation radiale pulsatile de 2% des deux barreaux ensemble plus la rotation de la cuve à une fréquence de déformation de 10 Hz (a) : Contours de vitesse (b) :Vecteurs de vitesse (c) :Lignes de courant.

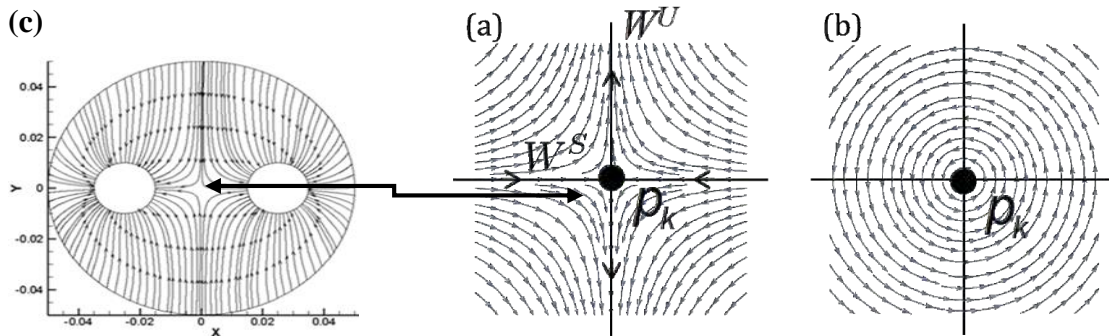
Cas 3 :  $\varepsilon = 3\%$ 

**Figure V.14.** Mélange de fluide Newtonien visqueux par une déformation radiale pulsatile de 3 % des deux barreaux ensemble plus la rotation de la cuve à une fréquence de déformation de 10 Hz (a) : Contours de vitesse (b) :Vecteurs de vitesse (c) :Lignes de courant.

## V.6. Comportement hydrodynamique et structure de l'écoulement

Dans la théorie des systèmes dynamiques, la structure des écoulements est complexe s'il y a au moins un élément instable quelque part dans l'espace de la phase. Ces éléments instables dans l'espace de la phase sont des points hyperboliques, contrairement aux points elliptiques. Les points hyperboliques et elliptiques sont schématisés dans la figure V.15 (Aref, et al., 1984). La région formée par un point elliptique et son entourage représente un obstacle qui défavorise le

mélange, tandis que pour le point hyperbolique, on associe deux comportements locaux : l'un  $W_s$  stable et l'autre  $W_u$  instable, ("s" désigne stable et "u" désigne instable). Les directions stables,  $W_s$  et instables,  $W_u$  correspondent respectivement aux directions physiques de compression et d'étirement.



**Figure V.15.** Illustration du système dynamique: (a) Point hyperbolique; (b) Point elliptique. (c) lignes de courants du présent travail

Ce comportement est un signe fort de l'apparition d'une advection chaotique dans l'écoulement. L'intersection des éléments stables et instables dans les trois configurations à  $\xi = 1\%$ ,  $2\%$  et  $3\%$  même à des faibles nombres de Reynolds est clairement visualisée dans notre mélangeur (voir Figure V.15.c).

## V.7. Caractéristiques de l'écoulement

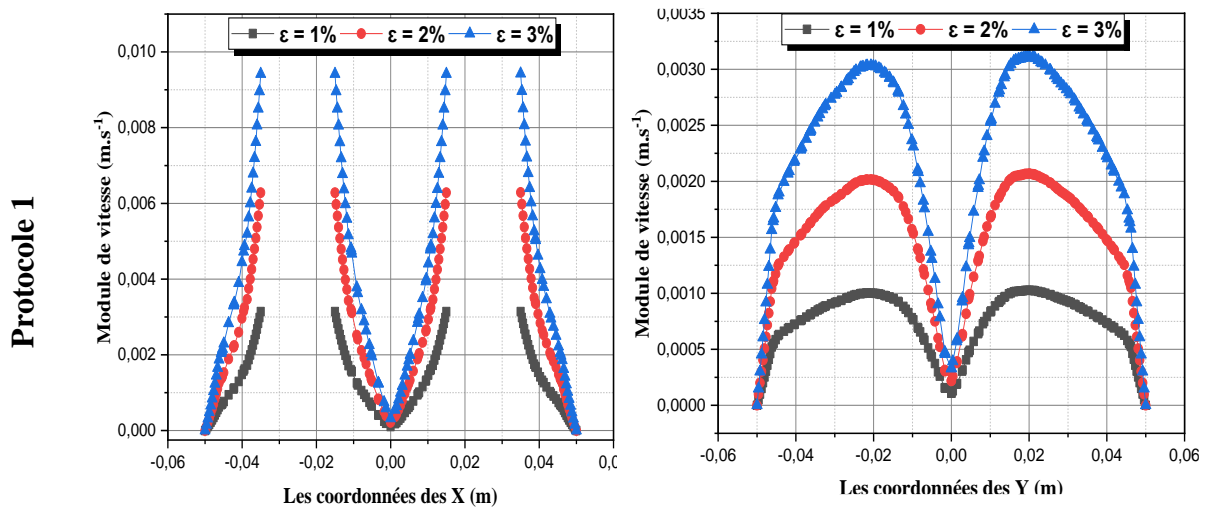
Les effets des valeurs de taux de déformation pulsatile et la rotation de la cuve externe du mélangeur à très faible de Reynolds sur le champ de vitesse pour les différents cas, à une seule période et à une fréquence de déformation égale 10Hz sont étudiés et analysés pour tous les protocoles d'agitation déjà mentionnés.

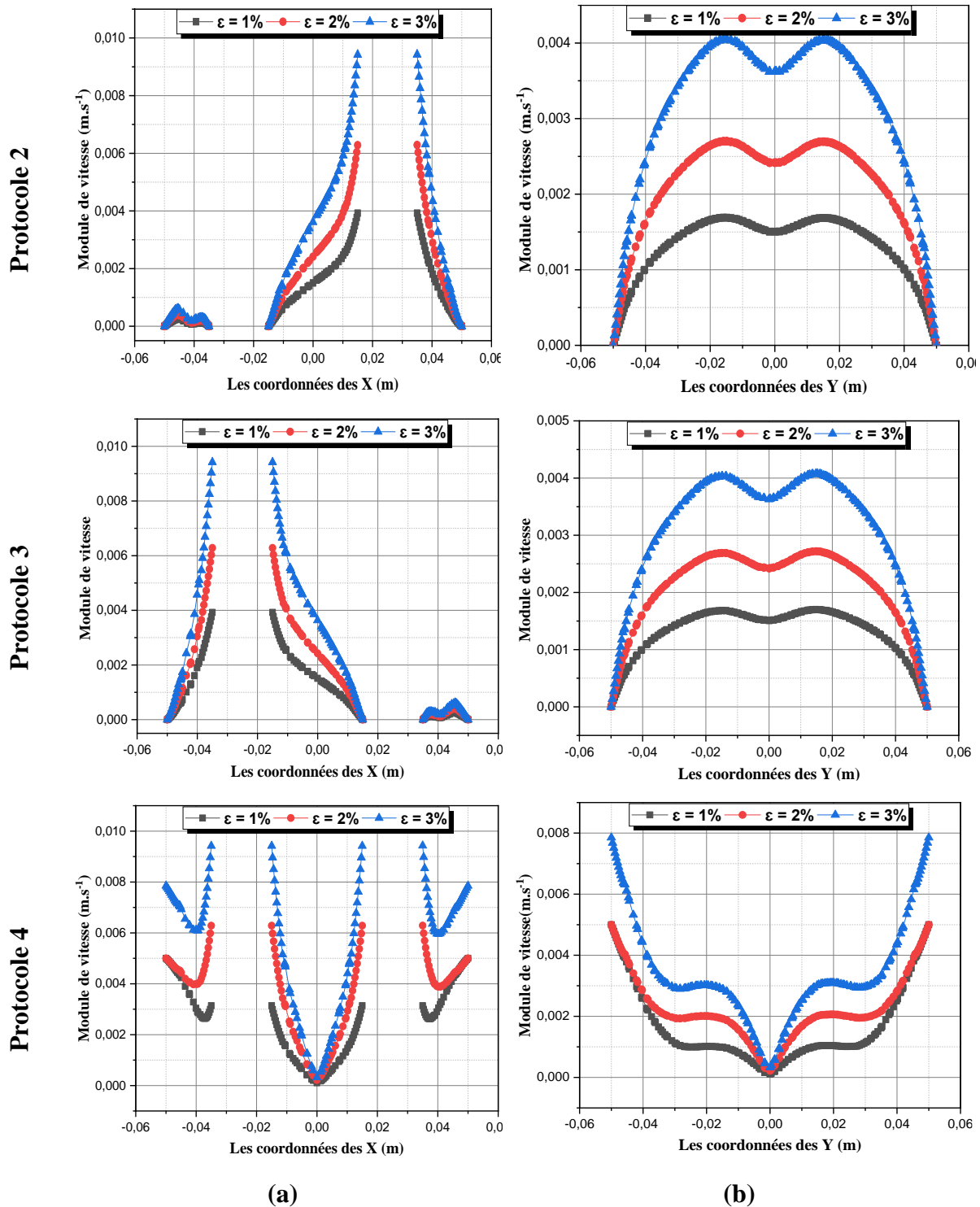
### V.7.1. Les Modules de vitesse

Selon la Figure V.16, On remarque que les modules de vitesse sont proportionnels avec le taux de déformation pulsatile dans les coordonnées des X et aussi dans les coordonnées des Y. pour le protocole 1, il y a une symétrie parfaite dans les deux schémas (a) et (b) qui s'interprète par les conditions identiques de déformation imposées dans les deux barreaux de mélangeur. Ces valeurs de vitesse augmentent avec le rapprochement vers les barreaux internes (source de mouvement). Les valeurs moyennes de la vitesse des particules fluides dans ce protocole sont : 0.001025948, 0.002052959 et 0.00307916 à des taux de déformation équivalent à 1, 2 et 3% respectivement. La symétrie remarquée pour le protocole précédent est cassée dans les protocoles 2 et 3, à cause des conditions non identiques de déformation imposées dans les deux

barreaux de mélangeur. Dans le protocole 2, les valeurs de vitesse augmentent avec le rapprochement vers le barreau droit (source de déformation) et presque nulles au voisinage du barreau gauche. Les valeurs moyennes de la vitesse des particules peuvent être tirées de cet écoulement qui prennent les valeurs suivantes : 0.001189278, 0.00190382 et 0.002855328 m/s à des taux de déformation équivalent à 1, 2 et 3% respectivement. Dans le protocole 3, les valeurs de vitesse augmentent avec le rapprochement vers le barreau gauche (source de déformation) et presque nulles au voisinage du barreau droit. Les valeurs moyennes du module de vitesse sont : 0.001191088, 0.001906532 et 0.00285977 m/s pour des taux de déformation radiale pulsatile du barreau gauche équivalent à 1, 2 et 3% respectivement.

Pour le protocole 4, On remarque que la vitesse imposée sur la paroi externe peut changer profondément les allures de vitesse dans les coordonnées des X et aussi dans les coordonnées des Y. aussi il y a une symétrie parfaite dans les deux schémas (a) et (b) qui s'interprète par les conditions identiques de déformation imposées dans les deux barreaux de mélangeur et la vitesse constante imposée dans la cuve. Ces valeurs de vitesse augmentent avec le rapprochement vers les parois internes et la cuve externe (source de mouvement).





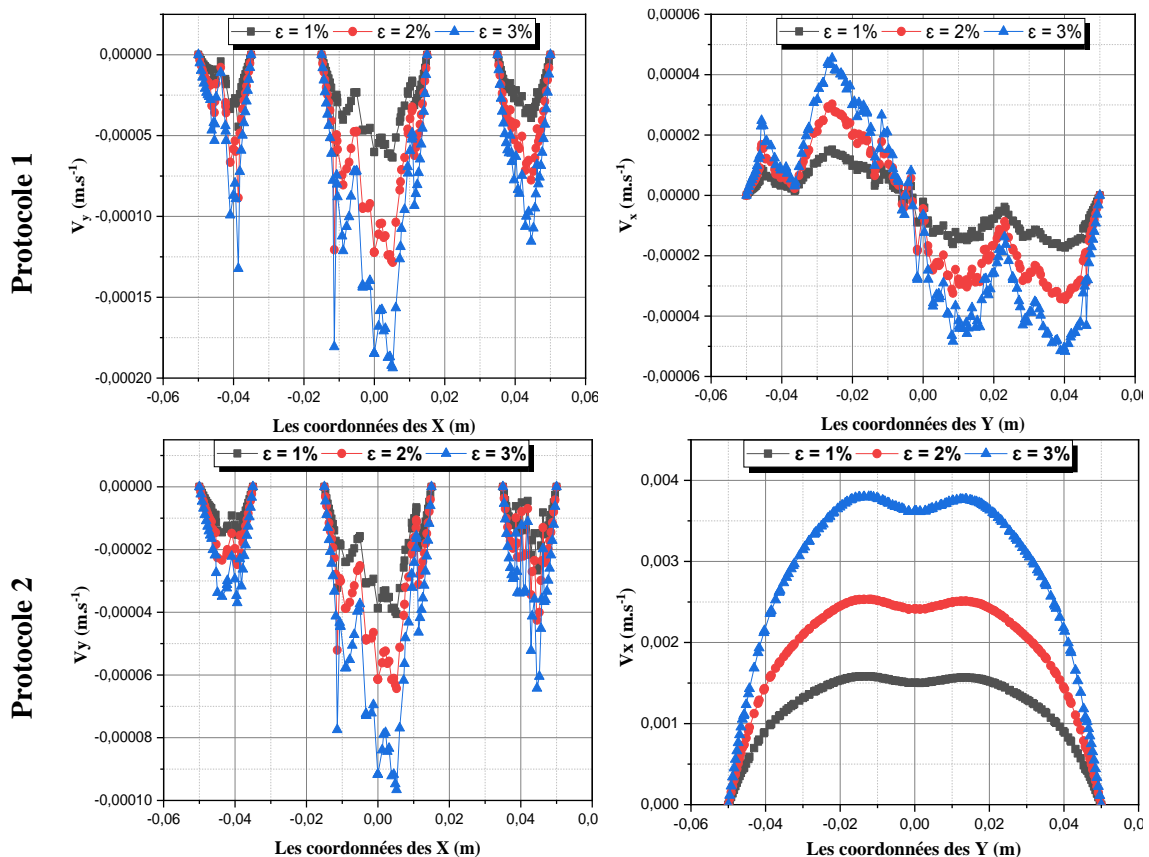
**Figure V.16.** Evolution des modules de vitesse dans (a) les coordonnées des X (b) les coordonnées des Y, à des différentes valeurs de taux de déformation pulsatile et à une fréquence de 10Hz, pour les quatre protocole d'agitation.

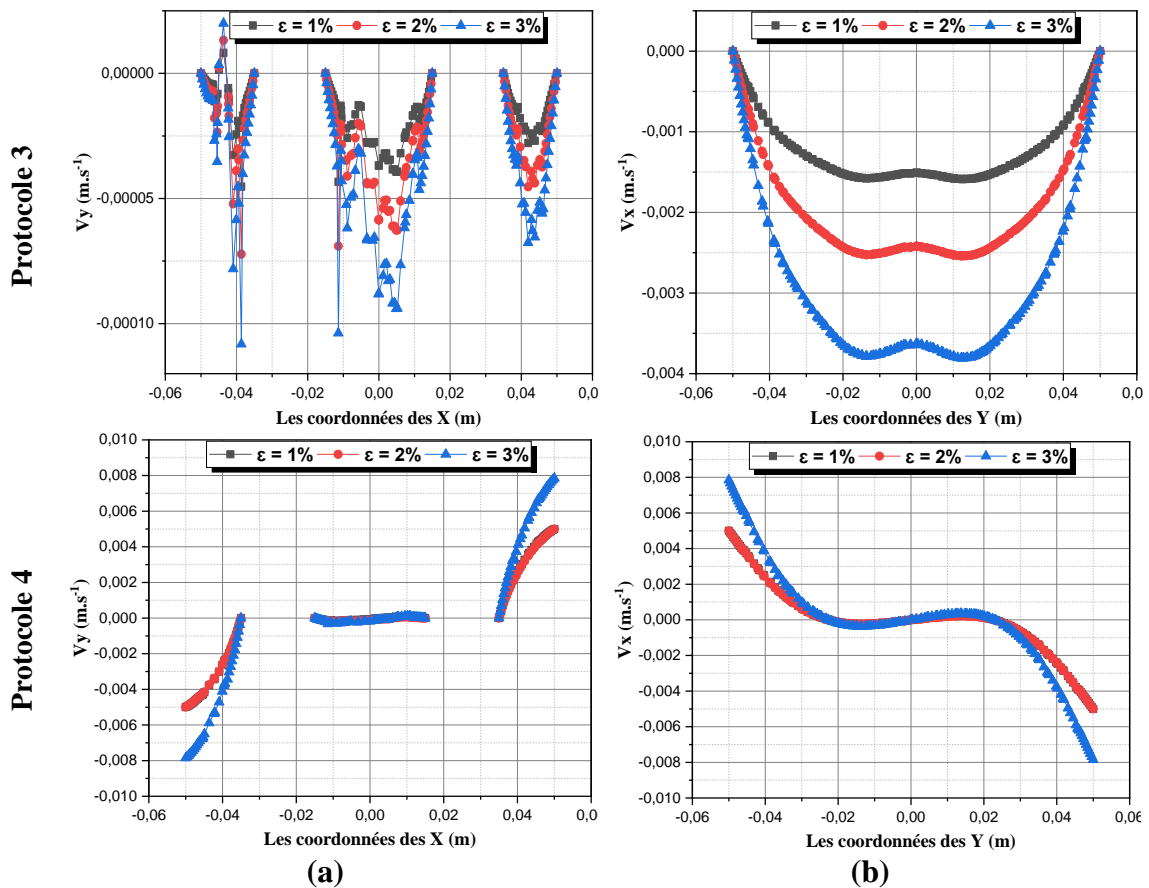
**V.7.2. Les écoulements secondaires**

Les écoulements secondaires générés par ce protocole sont illustrés pour les trois cas déjà discutés et pour les quatre protocoles d'agitation dans la figure V.17.

Pour le protocole 1, nous remarquons qu'il y a une quasi absence des écoulements secondaires et ce à cause de la nature de mouvement (déformation radiale de la structure au lieu de rotation) sauf dans la zone située au milieu de mélangeur où il y a une zone de recirculation de fluide créée par le choc des ondes des deux barreaux. Aussi le taux de déformation des barreaux a une influence directe (une relation de proportionnalité) sur l'intensité de ces écoulements.

Aussi pour le protocole 2, Nous remarquons qu'il y a une quasi absence des écoulements secondaire (vortex) et ce à cause de la nature de mouvement (déformation radiale de la structure au lieu de rotation d'un seul barreau). Les mêmes remarques pour le protocole 3 sont enregistrées, il y a une quasi absence des écoulements secondaire (vortex) et ce à cause de la nature de mouvement (déformation radiale au lieu de rotation d'un seul barreau). Ce type d'agitation ne favorise pas l'apparition des écoulements secondaire (vortex). Aussi le taux de déformation du barreau gauche a une influence directe (une relation de proportionnalité) sur l'intensité de ces écoulements. Dans le cas du protocole d'agitation 4 où la cuve tourne avec une déformation radiale pulsatile des barreaux, La vitesse des écoulements secondaire s'est améliorée contrairement qu'au précédemment.





**Figure V.17.** Evolution des vitesses des écoulements secondaires dans (a) les coordonnées des X (b) les coordonnées des Y, à des différentes valeurs de taux de déformation pulsatile et à une fréquence de 10Hz, pour les quatre protocoles d'agitation.

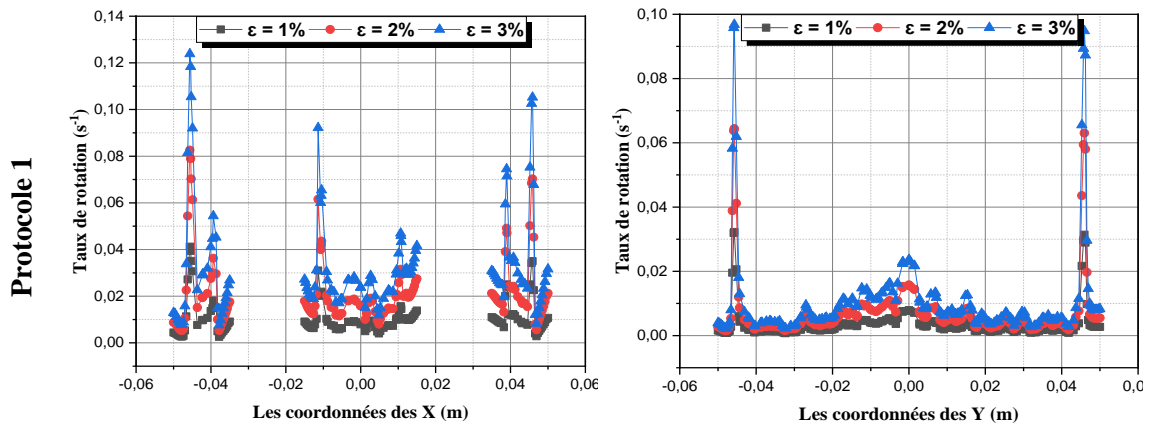
## V.8. Calcul des propriétés locales du champ des vitesses de l'écoulement

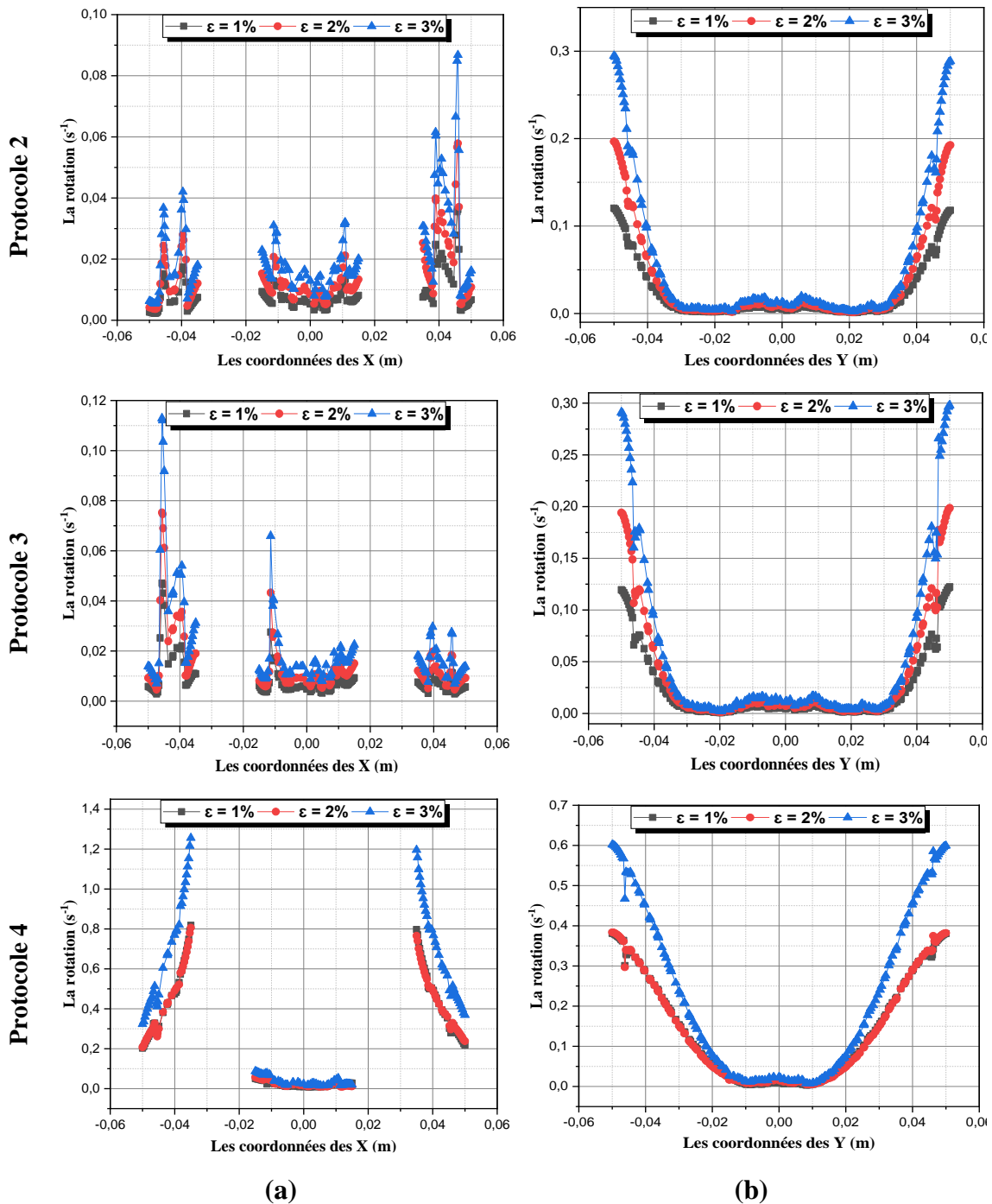
Le code de calcul ANSYS-FLENT nous a permis de calculer les propriétés locales de l'écoulement généré par ces protocoles d'agitation de fluide en basant sur la technique de déformation radiale, les profils de rotation, de taux de déformation, de taux d'élongation et de taux de cisaillement sont présentés ci-dessous :

### V.8.1. La rotation

La rotation des particules fluides comme le déplacement est sensiblement liée à l'intensité du taux de déformation des structures (voir figure V.18), il est bien remarqué que cette valeur est plus en plus importante en déplaçant vers les barreaux internes du mélangeur (source d'agitation). Les valeurs moyennes de la rotation pour les trois cas de déformation radiale des deux barreaux ensemble (1,2 et 3%) sont respectivement 0.034554576, 0.069099106 et 0.1036374 (1/s). pour le protocole 2, il est bien remarqué que cette valeur s'améliore en déplaçant vers le barreau droit du mélangeur (source unique de pulsation). Les valeurs moyennes de la rotation pour les trois cas de déformation radiale (1,2 et 3%) du barreau droit

seulement sont respectivement 0.09121997, 0.1459426 et 0.2189494 (1/s). Ce qui est remarqué pour ce protocole c'est que ces valeurs sont plus importantes par rapport à celles de protocole précédent (déformation des deux barreaux ensemble) qui s'interprète par l'atténuation des ondes générés par la déformation des deux barreaux par le choc. La rotation des particules fluides augmente en déplaçant vers le barreau gauche du mélangeur (source unique de pulsation) pour le protocole d'agitation 3. Les valeurs moyennes de la rotation pour les trois cas de déformation radiale (1, 2 et 3%) du barreau gauche seulement sont respectivement 0.09171091, 0.1467631 et 0.2202095 (1/s). Nous remarquons que les valeurs de rotation sont presque identiques au protocole précédent (agitation par déformation du barreau droit) et plus importantes par rapport au premier protocole (déformation des deux barreaux ensemble) qui s'interprète par l'atténuation des ondes générés par la déformation des deux barreaux par le choc. Pour le protocole d'agitation 4, La rotation des particules fluides est liée à l'intensité du taux de déformation des barreaux et aussi la rotation de la cuve, il est bien remarqué que cette valeur s'est améliorée avec la rotation de la cuve. la rotation augmente en déplaçant vers les barreaux et la cuve. Les valeurs moyenne de la rotation des particules dans ce protocole augmentent avec la rotation de la cuve externe du mélangeur et prennent les valeurs : 0.2439623, 0.2497664 et 0.3911608 (1/s) pour des valeurs des taux de déformation radiale de 1, 2 et 3% respectivement.





**Figure V.18.** la rotation des particules fluides dans (a) les coordonnées des X (b) les coordonnées des Y, à des différentes valeurs de taux de déformation radiale pulsatile (1%,2% et 3%) et à une fréquence de déformation de 10Hz, pour les quatre protocoles d'agitation.

### V.8.2. La déformation

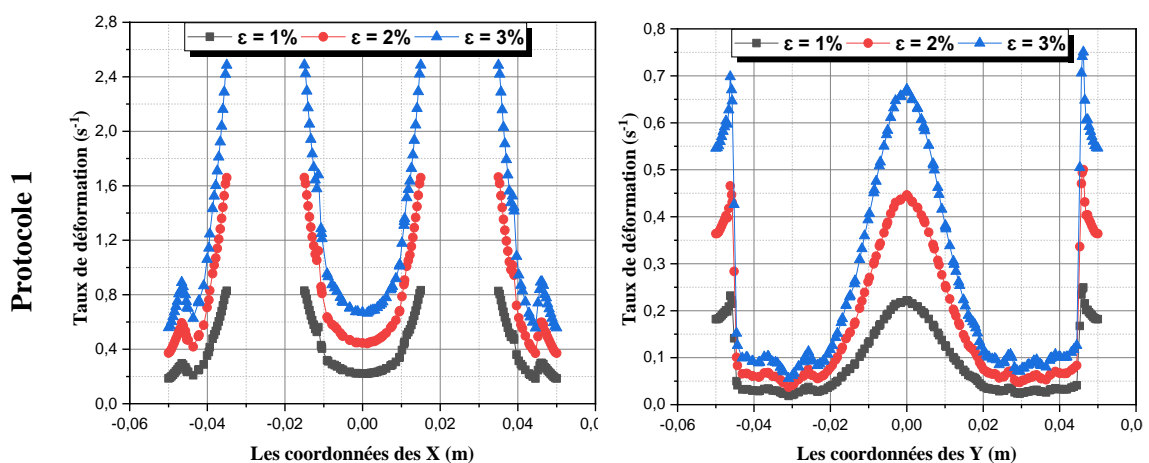
Le taux déformation peut être le résultat d'une déformation linéaire, qui donne lieu à un repliement ou un étirement de l'élément, et une déformation de cisaillement, qui donne lieu à une déformation angulaire ou un changement de forme de l'élément. il s'avère bien clairement

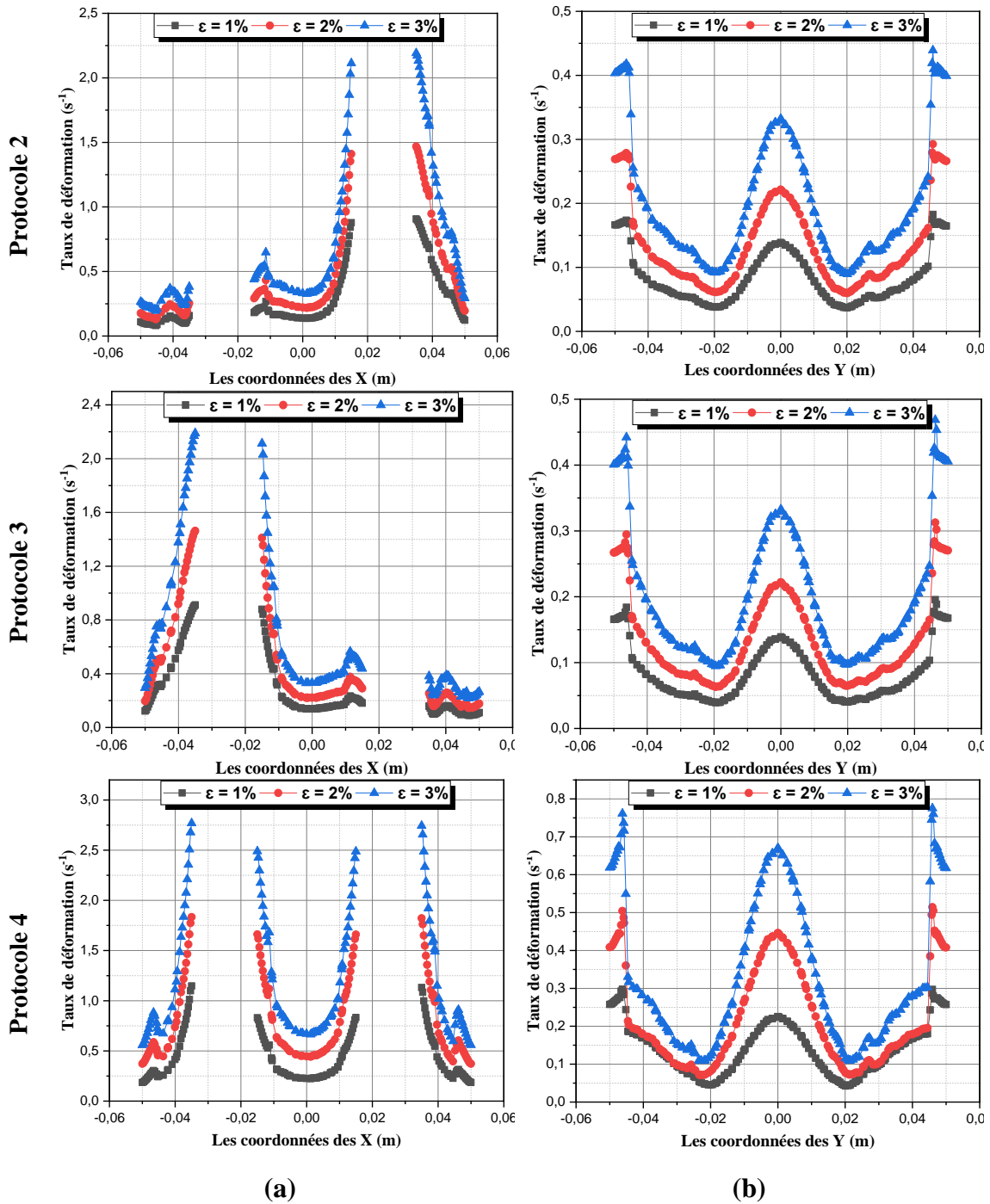
que la relation est proportionnelle entre le taux de déformation radiale des structures (cylindre) et le taux de déformation complète des particules fluides (voir figure V.19). Les valeurs moyennes de cette propriété pour le protocole 1 sont égales : 0.1976319, 0.3954141 et 0.5930002 (1/s) pour des valeurs de déformation égales à 1, 2 et 3% respectivement.

Il est bien clair que la relation est proportionnelle entre le taux de déformation radiale du barreau droit et le taux de déformation complète des particules fluides pour le protocole d'agitation 2. Les valeurs moyennes du taux de déformation pour ce protocole d'agitation sont égales : 0.1832563, 0.29339891 et 0.440031 (1/s) pour des valeurs de déformation équivalent à 1, 2 et 3% respectivement (voir protocole 2).

La relation est proportionnelle entre le taux de déformation radiale du barreau gauche et le taux de déformation des particules fluides (voir protocole 3). Les valeurs moyennes de cette propriété pour ce protocole d'agitation sont égales : 0.1834112, 0.2936088 et 0.4404138 (1/s) pour des valeurs de déformation équivalent à 1, 2 et 3% respectivement.

Il s'avère bien clairement que la relation est proportionnelle entre le taux de déformation radiale des structures (cylindre) et le taux de déformation complète des particules fluides (voir protocole 4). Les valeurs moyennes de taux de déformation s'améliorent par rapport le premier protocole (déformation des deux barreaux ensemble à cuve constant) et prennent les valeurs : 0.2591071, 0.4302593 et 0.6501072 (1/s) pour des valeurs de déformation : 1, 2 et 3% respectivement (voir protocole 4).





**Figure V.19.** Le taux de déformation des particules fluides dans (a) les coordonnées des X (b) les coordonnées des Y, à des différentes valeurs de taux de déformation radiale pulsatile (1%,2% et 3%) et à une fréquence de déformation de 10Hz, pour les quatre protocoles d'agitation.

### V.8.3. Le taux d'élongation

Cette propriété adimensionnelle est peut-être considérée comme étant une déformation linéaire, elle peut être positive dans le d'une extension de la particule fluide comme ça peut être négative dans le cas de compression de celle-ci. La figure V.20, pour le protocole 1 montre qu'il y a une compression des particules fluides dans la zone située entre les barreaux cylindriques et une

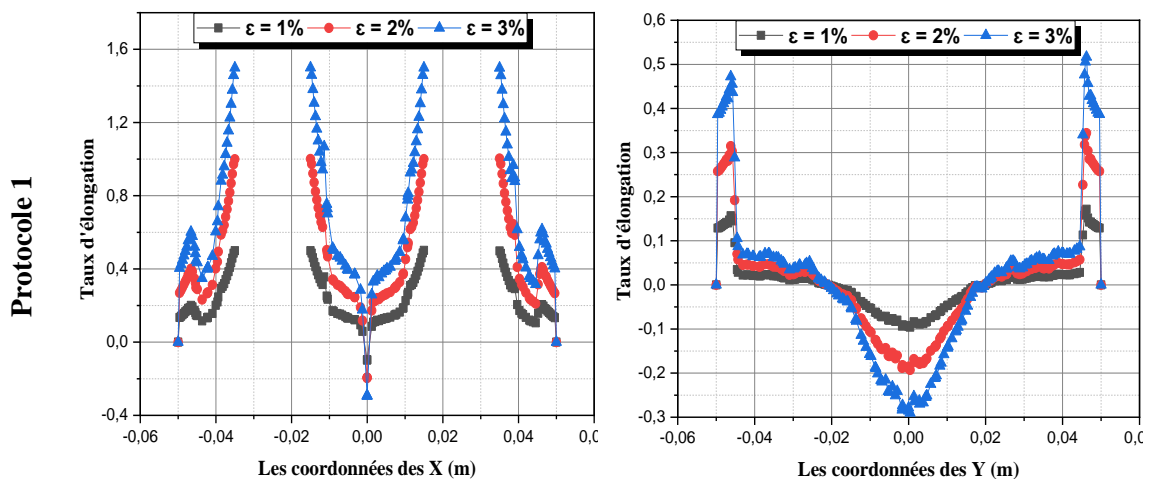
extension (élongation) au voisinage de ces barreaux. Les valeurs moyennes de taux d'élongation pour les trois cas de déformation radiale pulsatile 1, 2 et 3% sont respectivement: 0.1134115, 0.2271187 et 0.340793

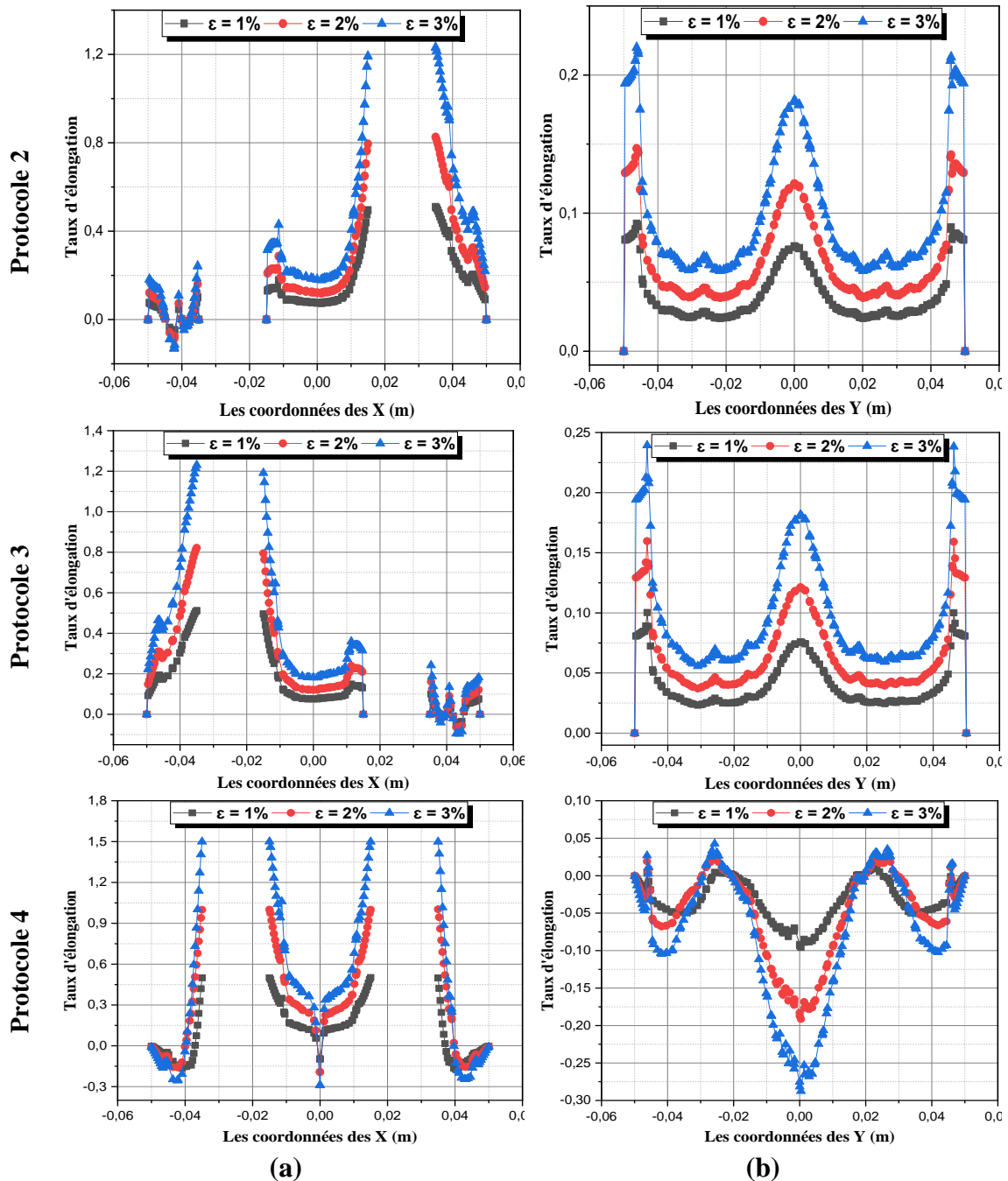
Pour le protocole d'agitation 2, la valeur d'élongation augmente si on rapproche du barreau oscillant (droit) et ce dans les deux sens X et Y.

Les valeurs moyennes de taux d'élongation pour les trois cas de déformation radiale pulsatile pour ce protocole d'agitation 1, 2 et 3% sont respectivement: 0.076439086, 0.1221331 et 0.1831616

Ces valeurs s'accroissent avec le rapprochement vers le barreau oscillant (gauche) et ce dans les deux sens X et Y (protocole 3). Les valeurs moyennes de taux d'élongation pour les trois cas de déformation radiale pulsatile pour le présent protocole d'agitation à 1, 2 et 3% sont respectivement: 0.07629291, 0.1219582 et 0.1829116.

Nous remarquons qu'il y a une compression des particules fluides dans la zone située entre les barreaux internes et entre les barreaux et la cuve plus une extension (élongation) au voisinage des parois (protocole 4). La rotation de la cuve externe contribue remarquablement à l'amélioration de taux d'élongation moyenne qui prennent les valeurs : 0.02206975, 0.08648872 et 0.1259293 pour les trois cas de déformation radiale pulsatile 1, 2 et 3% respectivement.





**Figure V.20.** Le taux d'élongation des particules fluides dans (a) les coordonnées des X (b) les coordonnées des Y, à des différentes valeurs de taux de déformation radiale pulsatile (1%,2% et 3%) et à une fréquence de déformation de 10Hz, pour les quatre protocoles d'agitation.

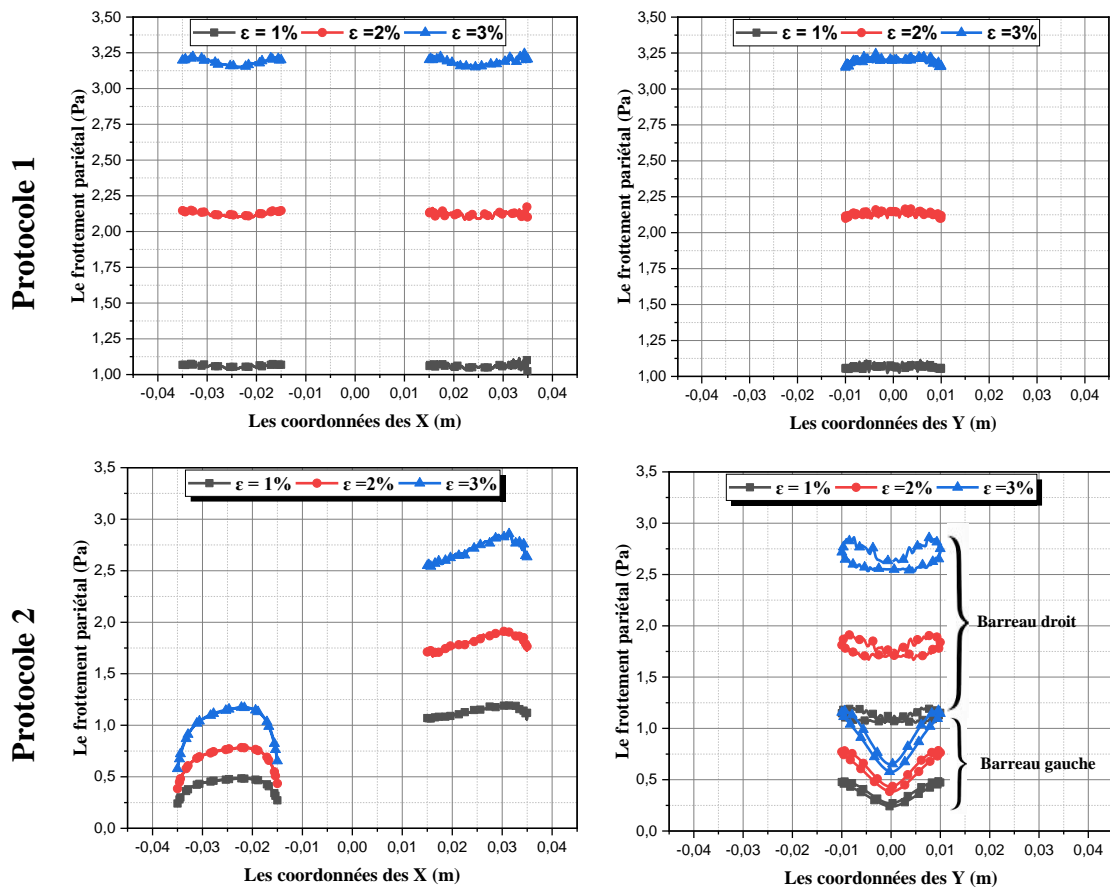
#### V.8.4. Le frottement pariétal

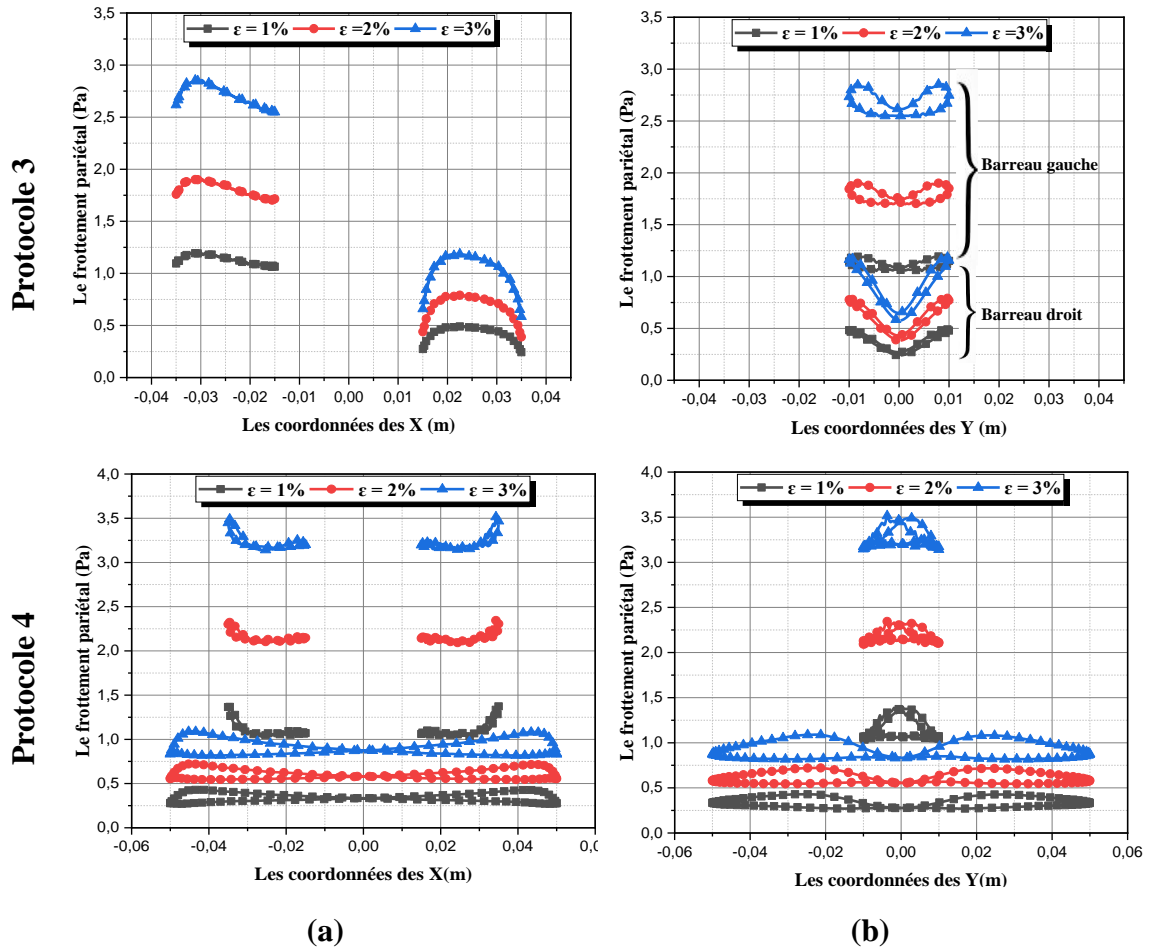
Le taux de cisaillement ou la composante de force par unité de surface qui agit de manière tangentielle à la surface des deux barreaux dans les deux coordonnées X et Y peut être considéré comme un indicateur du frottement pariétal (voir figure V.21). Nous remarquons que cette valeur augmente avec l'augmentation de l'intensité de déformation radiales des cylindres

internes (protocole 1). Les valeurs moyennes numériques des taux de cisaillement sont : 1.062563, 2.1278634 et 3.190956 Pa pour 1,2 et 3% de déformation radiale des deux barreaux.

Le taux de cisaillement augmente avec l'augmentation de l'intensité de déformation radiale du barreau droit. Cependant ces valeurs ne sont pas nulles dans le barreau gauche (protocole 2). Les valeurs moyennes numériques des taux de cisaillement sont : 0.76047461, 1.217437 et 1.8209089 Pa pour 1,2 et 3% de déformation radiale du barreau droit seulement.

Le taux de cisaillement augmente avec l'accroissement de l'intensité de déformation radiale du barreau gauche. Cependant ces valeurs ne sont pas nulles dans le barreau droit (protocole 3). Selon les résultats obtenus pour le protocole 4, La rotation de cuve peut qu'augmenter le frottement pariétal au niveau de la paroi externe, et les nouvelles valeurs prennent en considération la surface de la cuve. Les valeurs moyennes des taux de cisaillement dans ce protocole sont : 0.5604939, 1.045849 et 1.570888 Pa pour 1,2 et 3% de déformation radiale des deux barreaux.





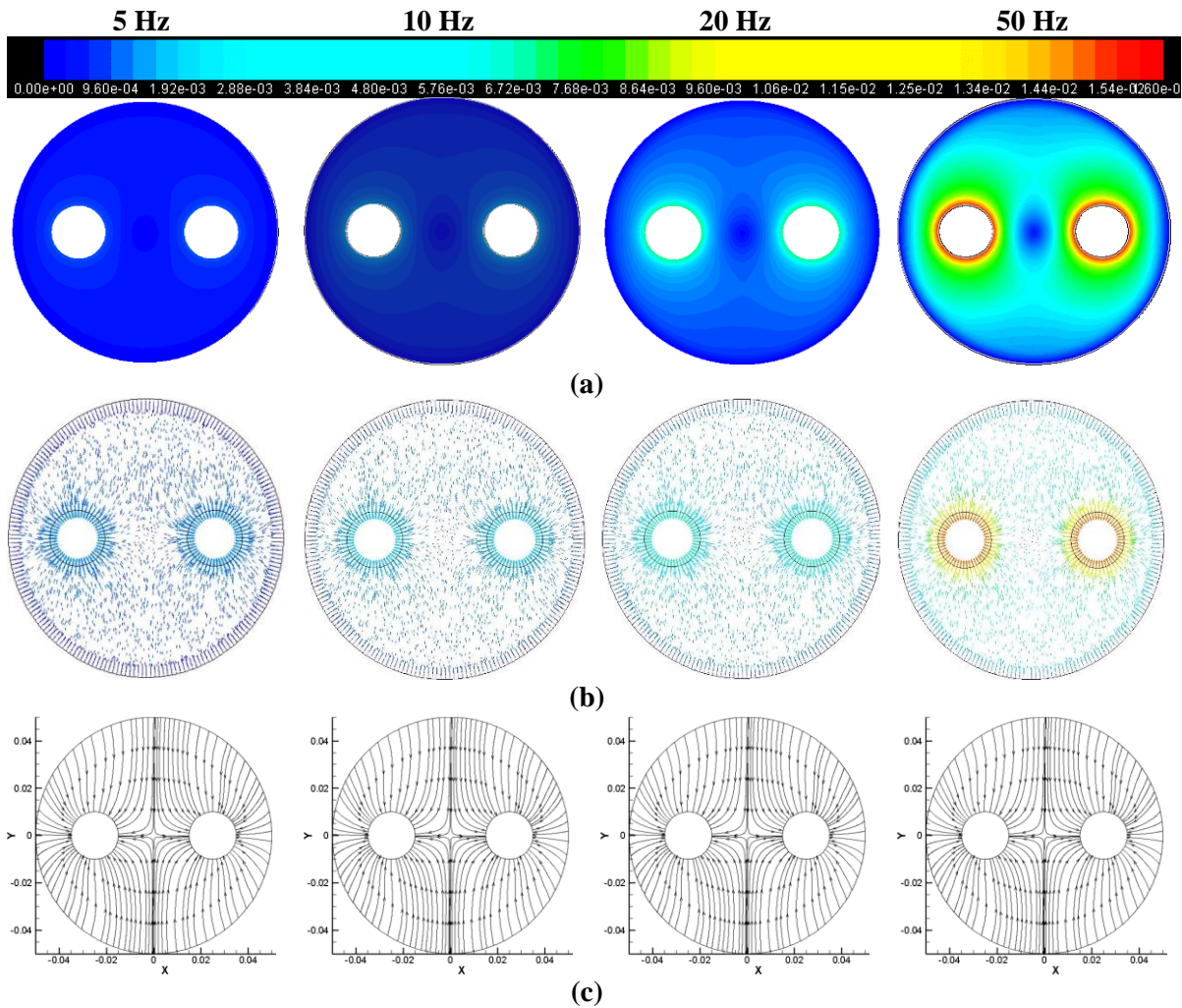
**Figure V.21.** Le taux de cisaillement des particules fluides dans (a) les coordonnées des X (b) les coordonnées des Y, à des différentes valeurs de taux de déformation radiale pulsatile (1%,2% et 3%) et à une fréquence de déformation de 10Hz, pour les quatre protocoles d'agitation.

## V.9. Influence de la fréquence de déformation sur l'écoulement

Afin de savoir l'influence des valeurs de fréquence de déformation radiale sur le comportement hydrodynamique de l'écoulement, le protocole d'agitation 1 a été choisi pour une valeur de taux de déformation radiale égale à 1% tout en changeant les valeurs de fréquence de déformation comme il est montré en ci-dessous.

### V.9.1. Les caractéristiques de l'écoulement

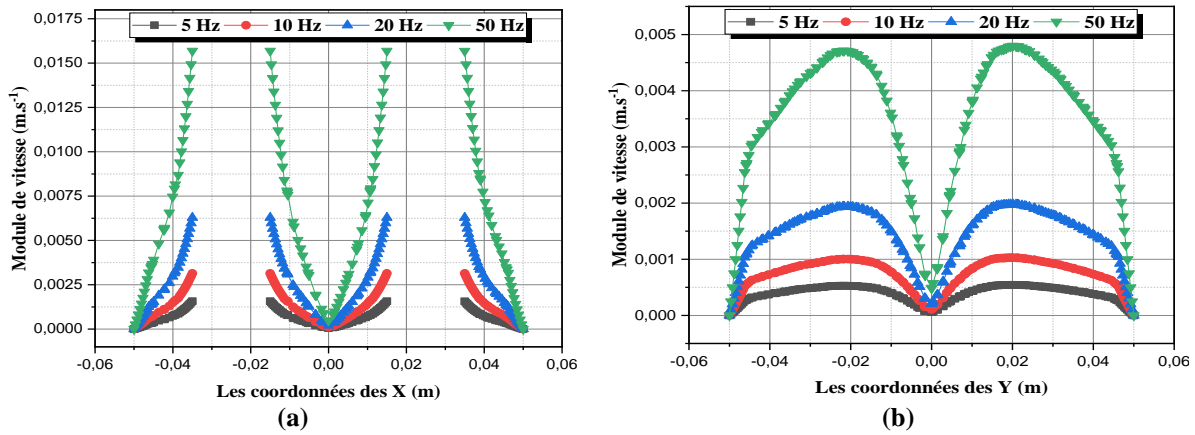
Dans cette section, les effets de fréquence de déformation qui varie entre 5Hz et 50Hz à très faible de Reynolds sur le champ de vitesse dans le mélangeur pour chaque cas, à un taux de déformation radiale pulsatile égale à 1% sont étudiés et analysés (voir Figure V.22).



**Figure V.22.** Mélange de fluide Newtonien visqueux par une déformation radiale pulsatile de 1% des deux barreaux ensemble à plusieurs valeurs de fréquence de déformation (a) : Contours de vitesse (b) : Vecteurs de vitesse (c) : Lignes de courant

### V.9.1.1. Les modules de vitesse

Selon la figure V.23, On remarque que les modules de vitesse sont proportionnels avec les valeurs de fréquence de déformation pulsatile dans les coordonnées des X et aussi dans les coordonnées des Y. Aussi il y a une symétrie parfaite dans la Figure V.23. (a) et la Figure V.23. (b), ce qui s'interprète par les conditions similaires de déformation imposées dans les deux barreaux de mélangeur. Ces valeurs de vitesse accroissent avec le rapprochement vers les barreaux internes (source de mouvement).

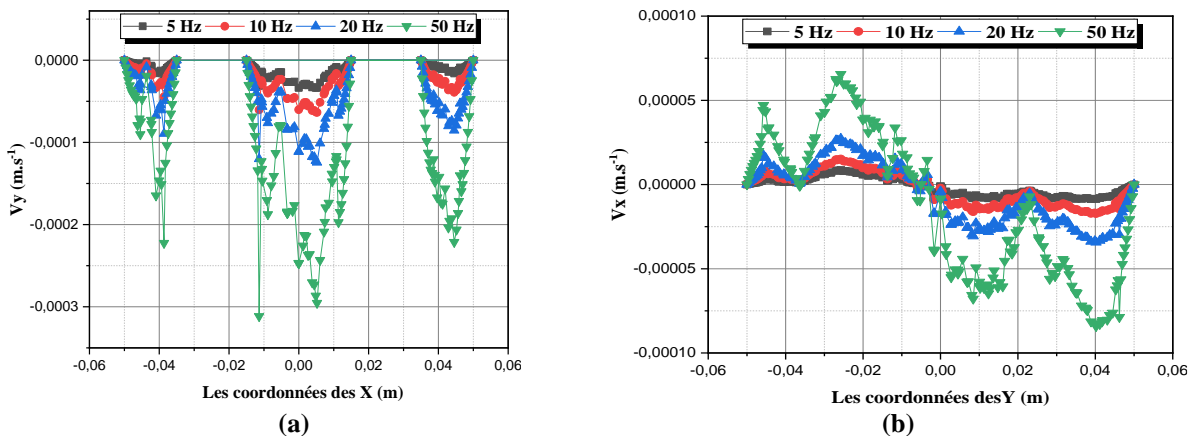


**Figure V.23.** Evolution des modules de vitesse dans (a) les coordonnées des X (b) les coordonnées des Y, à des différentes valeurs de fréquence de déformation pulsatile et à un taux de déformation égale à 1%.

Les valeurs de la vitesse moyenne des particules fluides à un taux de déformation radiale pulsatile égale 1% sont : 0.0005133211, 0.001025948, 0.002053521 et 0.005146029 équivalent à des valeurs de fréquence égales : 5Hz, 10Hz, 20Hz et 50 respectivement.

#### V.9.1.2. Les écoulements secondaires

Les écoulements secondaires générés par la variation des valeurs de la fréquence de déformation sont illustrés pour les trois cas déjà discutés dans la figure V.24.



**Figure V. 24.** Evolution des vitesses des écoulements secondaires dans (a) les coordonnées des X (b) les coordonnées des Y, à des différentes valeurs de fréquence de déformation pulsatile et à un taux de déformation égale à 1%.

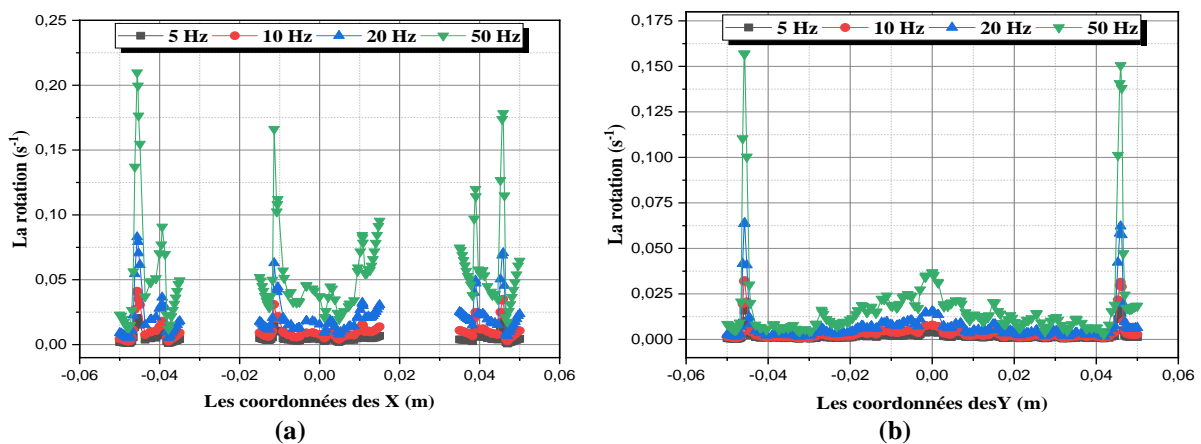
Nous remarquons que les vitesses des écoulements secondaires sont très faibles et ce à cause de la nature de mouvement (déformation radiale de la structure au lieu de rotation) sauf dans la zone située au milieu de mélangeur où il y a une zone de recirculation de fluide créée par le choc des ondes des deux barreaux. Aussi la fréquence de déformation radiale des cylindres internes a une influence directe sur l'intensité de ces écoulements.

## V.9.2. Calcul des propriétés locales du champ de vitesse de l'écoulement

Les propriétés locales de cet écoulement en terme de rotation, taux de déformation, taux d'élongation et taux de frottement pariétal peuvent être calculés numériquement pour différentes valeurs de fréquence de déformation comme suit :

### V.9.2.1. La rotation

La rotation des particules fluides à des différentes valeurs de fréquence de déformation radiale pulsatile est illustré dans la figure V.25. Il s'avère que la rotation est liée intimement et linéairement avec la variation de la fréquence de déformation, elle prend des valeurs importantes au voisinage des parois oscillant, et diminue avec l'éloignement de ces parois.

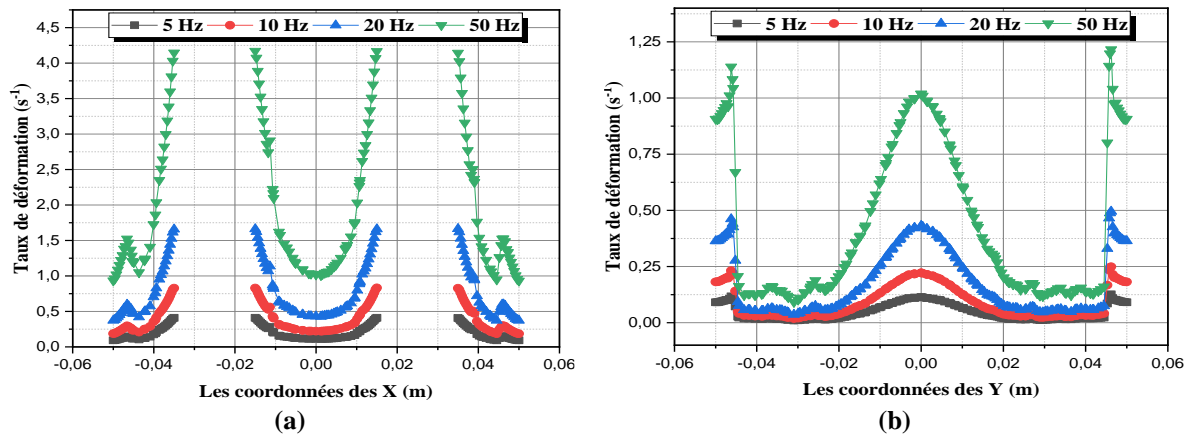


**Figure V.25.** La rotation des particules fluides dans (a) les coordonnées des X (b) les coordonnées des Y, à des différentes valeurs de fréquence de déformation pulsatile et à un taux de déformation égale à 1%.

Les valeurs moyennes de la rotation sont : 0.01734373, 0.03455458, 0.07001949 et 0.1812776 (1/s) pour des fréquences de déformation radiale égales à 5, 10, 20 et 50 Hz.

### V.9.2.2. Le taux de déformation

Il s'avère bien clairement que la relation est linéaire proportionnelle entre la fréquence de déformation radiale des barreaux internes et le taux de déformation des particules fluides (voir Figure V.26).

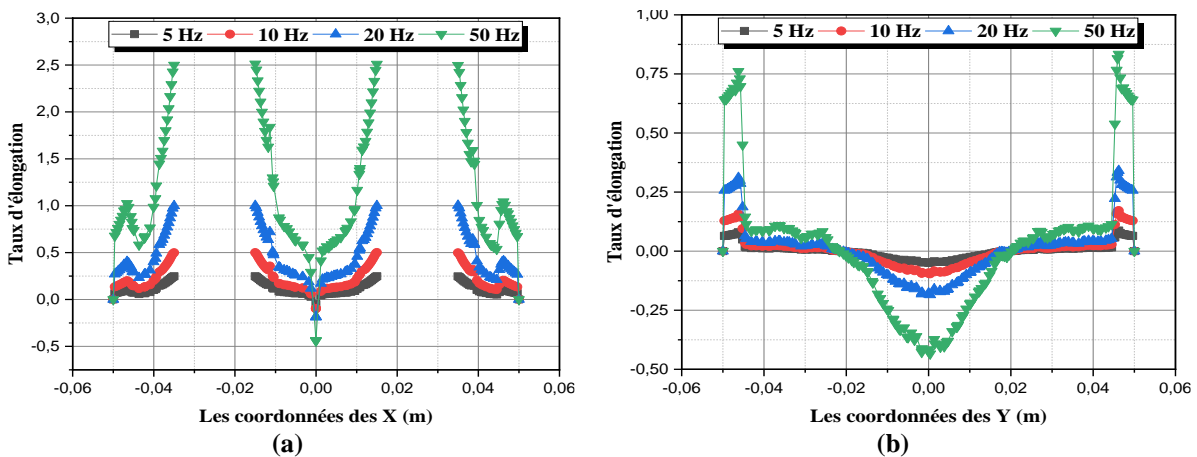


**Figure V.26.** Le taux de déformation des particules fluides dans (a) les coordonnées des X (b) les coordonnées des Y, à des différentes valeurs de fréquence de déformation pulsatile et à un taux de déformation égale à 1%.

Les valeurs moyennes de taux de déformation s'améliorent avec l'augmentation de fréquence de déformation et prennent les valeurs : 0.0987987, 0.1976319, 0.3959427 et 0.993646 (1/s) pour des valeurs de fréquence de déformation équivalent à : 5, 10, 20 et 50Hz respectivement.

### V.9.2.3 Le taux d'élongation

Selon la figure V.27, les particules fluides s'allongent presque dans tout le domaine fluide et se replient au milieu (entre les deux barreaux), ce taux d'élongation augmente avec avec l'augmentation de la fréquence de déformation pulsatile.

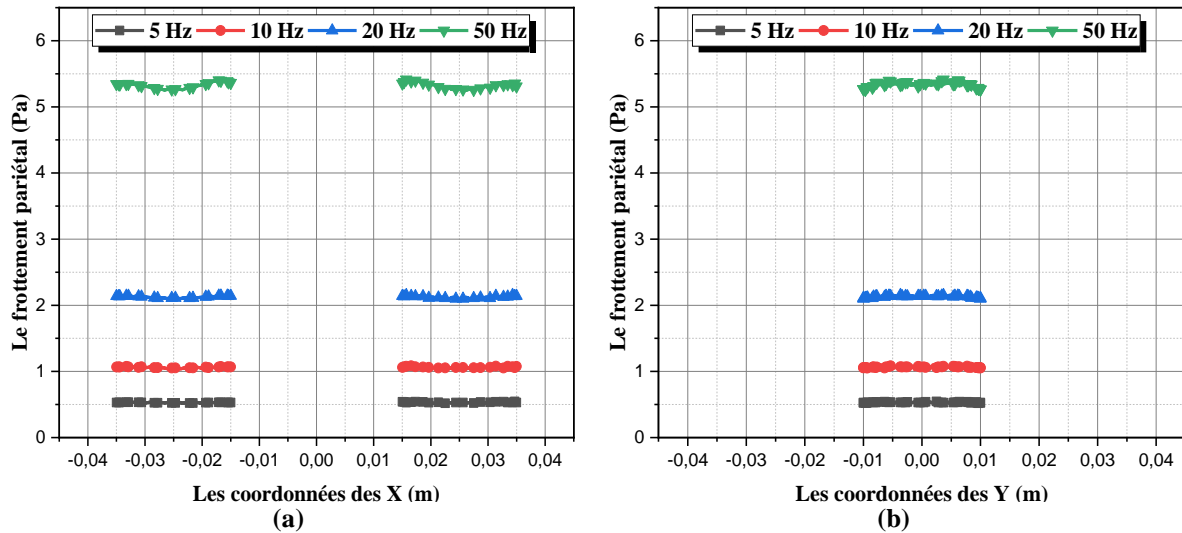


**Figure V.27.** Le taux d'élongation des particules fluides dans (a) les coordonnées des X (b) les coordonnées des Y, à des différentes valeurs de fréquence de déformation pulsatile et à un taux de déformation égale à 1%.

Les valeurs moyennes de taux d'élongation augmentent avec l'augmentation de la fréquence de déformation et prennent les valeurs : 0.05696329, 0.1134115, 0.2254352 et 0.5525212 pour des valeurs de fréquence de déformation équivalent à : 5, 10, 20 et 50Hz respectivement (voir figure V. 27).

### V.9.2.4. Le frottement pariétal

Le taux de cisaillement dans les parois oscillants droite et gauche est présenté dans la figure V. 28. Il agrandit comme les autres propriétés avec l'élévation de la valeur de la fréquence de déformation pulsatile.



**Figure V.28.** Le taux de cisaillement des particules fluides dans (a) les coordonnées des X (b) les coordonnées des Y, à des différentes valeurs de fréquence de déformation pulsatile et à un taux de déformation égale à 1%.

Les valeurs moyennes de frottement pariétal augmentent avec l'augmentation de la fréquence de déformation et prennent les valeurs : 0.5315883, 1.062563, 2.128094 et 5.333169 pour des valeurs de fréquence de déformation équivalentes à : 5, 10, 20 et 50 Hz respectivement (voir figure V. 28).

## V.10. Conclusion

La déformation radiale du cylindre intérieur affecte fortement le développement naturel de l'écoulement confiné.

Il s'agit, spécifiquement, de varier la section droite du cylindre intérieur du mélangeur selon une loi sinusoïdale préalablement fixée. La rotation des cylindres intérieurs associée à ce mouvement pulsatile entraîne l'excitation de la surface libre de fluide qui s'intensifie au fur et à mesure que l'amplitude de déformation augmente.

Pour cela, une étude numérique est implémentée sur le logiciel de calcul CFD, Fluent, et dédiée à l'investigation de l'évolution de l'écoulement agité par deux barreaux et cuve lorsque le système est, ainsi, contrôlé avec l'intégration de l'effet de la surface libre sur le comportement de l'écoulement.

---

## **Conclusion Générale**

## Conclusion générale

Dans ce travail, nous avons pu étudier hydro dynamiquement un écoulement à l'intérieur d'un mélangeur actif en utilisant plusieurs protocoles d'agitation en termes de performances dynamiques et thermiques fonctionnant en régime laminaire chaotique ( $Re < 2$ ) pour un fluide Newtonien de haute viscosité.

Ces mélangeurs sont fréquemment rencontrés dans les systèmes industriels et technologiques. L'advection chaotique est décrite et caractérisée dans notre étude par la section de Poincaré et aussi par le calcul de l'exposant de lyapunov ( $\lambda$ ).

Les propriétés d'écoulement du fluide qui ont été caractérisées sont : le taux de déformation, la rotation (indicateur de la vorticité) et le taux d'élongation. Les résultats obtenus par la méthode de section de Poincaré ont montré un état chaotique net pour le protocole d'agitation ALT après un temps de 135 s, ce temps représente le temps du régime établi dans lequel, après cette valeur, les résultats sont similaires. Mais les deux autres protocoles sont réguliers selon les résultats de section de poincaré obtenus.

L'exposant de lyapunov a montré que les deux protocoles CM et ALT peuvent être chaotiques au moins pour les cinq groupes des points choisis ( $\lambda > 0$ ), cependant l'écoulement imposé par le protocole non modulé NM a conduit à des valeurs nulles voire négatives pour de cet exposant pour tous les groupes des points choisis.

Les propriétés locales de l'écoulement étudié en termes de rotation, les taux de déformation sont importants pour les protocoles d'agitation CM et ALT ; bien que CM ait montré de meilleures valeurs des paramètres cinématiques par rapport à ALT. Ces résultats indiquent un régime relativement chaotique de l'écoulement du fluide. De plus, le protocole d'agitation ALT a révélé un grand allongement par rapport aux autres (NM et CM). Comme on le sait, l'amélioration de ces dites propriétés cinématiques (taux de déformation, de rotation et d'élongation) dans l'écoulement des fluides peut considérablement améliorer le niveau de mélange des fluides.

La caractérisation du mélange thermique est fait par le biais de calcul de l'angle de synergie des champs de la vitesse et de la température pour tous les protocoles de rotation. Les résultats obtenus sont intéressants et encourageants.

Dans cette présente étude, on s'est intéressé, tout aussi bien, à la possibilité d'avoir le chaos en jouant sur les amplitudes et les fréquences de déformation pour une régime d'agitation par la déformation radiale des parois. On rapporte que pour tous les protocoles d'agitation

considérés, il est possible de faire apparaître un régime chaotique via le bon choix de l'amplitude et la fréquence de déformation. Ceci constitue un résultat primordial de l'étude.

En conclusion, l'étude a exploré l'effet de la modulation temporelle sur l'amélioration du processus cinématique local de l'écoulement du fluide en termes de rotation, de déformation et d'élongation et il a été constaté que le protocole d'agitation ALT présentait des valeurs plus élevées.

Enfin, ce travail a permis de présenter une géométrie chaotique d'un système de mélange hydrodynamique en cherchant un protocole de rotation ou d'agitation adéquat d'un fluide Newtonien très visqueux.

On peut conclure alors, que les résultats liés à la caractérisation hydrodynamique et thermique du mélange du fluide Newtonien au sein du mélangeur étudié sont encourageants.

Comme perspective, l'étude et la caractérisation du mélange dans ce type de mélangeur peut être élargie par une étude tridimensionnelle et même expérimentale tout en optimisant le champ des vitesses et en évaluant le gain économique. Ces considérations présentent éventuellement un défi pour compléter notre étude.

---

## Références Bibliographiques

## *Références Bibliographiques*

Abdelali, A., Oualli, H., Rahmani, A. *et al.* (2019). Experiment and numerical simulation of Taylor–Couette flow controlled by oscillations of inner cylinder cross section. *J Braz. Soc. Mech. Sci. Eng.* **41**, 259.

Acharya, N., Sen, M. and Chang, H. (1992). Heat transfer enhancement in coiled tubes by chaotic mixing. *Int. J. Heat Mass Transfer*, **35**, 2475.

Afzal, A., & Kim, K. Y. (2014). Flow and mixing analysis of non-Newtonian fluids in straight and serpentine microchannels. *Chemical Engineering Science*, **116**, 263–274.

Aguirre, A., Castillo, E., Cruchaga, M., Codina, R., Baiges, J. (2018). Stationary and time-dependent numerical approximation of the lid-driven cavity problem for power-law fluid flows at high Reynolds numbers using a stabilized finite element formulation of the VMS type. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, **257**, 22-43.

Alligood, K.T., Sauer, T.D., and Yorke, J.A. (1996). *Chaos: An Introduction to Dynamical Systems*. Springer. ISBN 0-387-94677-2.

Alvarez, M. M., F. J. Muzzio, S. Cerbelli, and A. Adrover (1997). Self-similar spatiotemporal structure of material filaments in chaotic flows, *Fractals Eng.*, **1**, 323–335.

Aref, H. (1986). Chaotic advection in a Stokes flow. *The Physics of Fluids* **29**, 3515.

Aref, H. (1984). Stirring by chaotic advection, *J. Fluid Mech.*, **143**, 1–21.

Aref, H. (2002). The development of chaotic advection. *Physics of Fluids*, **14**, 1315-1325.

Arnold, V. I. (1963). Small denominators and problems of stability in classical and celestial mechanics, *Russ. Math Surv.*, **18**(6), 85–191.

Atobe, T., Funakoshi, M. and Inoue, S. (1995). Orbital instability and chaos in the Stokes flow between two eccentric cylinders. *Fluid Dynamics Research*, **16**, 115.

Ballal, B., Rivlin, R. (1976). Flow of a Newtonian fluid between eccentric rotating cylinders: Inertial effects. *Archive for Rational Mechanics and Analysis*, **62**, 237-294.

Bi, C., Tang, G.H., Tao., W.Q. (2013). Heat transfer enhancement in mini-channel heat sinks with dimples and cylindrical grooves. *Applied Thermal Engineering* **55** 121e132.

Castelain, C., Mokrani, A., Guer Y. and Peerhossaini, H. (2001). Experimental study of chaotic advection regime in a twisted duct flow, *The European Journal of Mechanics-B/Fluids*, **20**, 205.

- Chagny, C., Castelain, C. and Peerhossaini, H. (2000). Chaotic heat transfer for heat exchanger design and comparison with a regular regime for a large range of Reynolds numbers *Appl. Therm. Eng.*, 20, 1615.
- Chaiken, J., Chevray, R., Tabor, M. and Tan, Q. M. (1986). Experimental study of Lagrangian turbulence in a Stokes flow. *Proc. Roy. Soc. Lond.*, 408 :165–174.
- Clifford, M. J., Cox, S. M. and Finn, M. D. (2004). Reynolds number effects in a simple planetary mixer. *Chem. Eng. Sci.*, 59, 3371.
- Connelly, R. K. and Kokini, J. L. (2007). Examination of the mixing ability of single and twin screw mixers using 2D finite element method simulation with particle tracking. *J. Food Eng.*, 79, 956.
- Douroum Embarek, Laouedj Samir, Kouadri Amar , Naas Toufik Tayeb , Sofiane Khelladi, Abdelylah Benazza. (2021). High hydrodynamic and thermal mixing performances of efficient chaotic micromixers: A comparative study. *Chemical Engineering and Processing - Process Intensification*. 164, 108-394.
- El Omari, K., Le Guer, Y. (2010). Alternate rotating walls for thermal chaotic mixing. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 53, 123-134.
- El Omari, K., & Le Guer, Y. (2010). Thermal chaotic mixing of power-law fluids in a mixer with alternately rotating walls. *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, 165, 641–651.
- Fang Li, Wenhui Zhu, Hu He. (2019). Field synergy analysis on flow and heat transfer characteristics of nanofluid in microchannel with non-uniform cavities configuration. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 144 118-617.
- Fang Li, Wenhui Zhu, Hu He. (2019). Numerical optimization on microchannel flow and heat transfer performance based on field synergy principle. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 130 375–385.
- Fangping Yuan, K.M. Isaac.(2017). A study of MHD-based chaotic advection to enhance mixing in microfluidics using transient three dimensional CFD simulations. *Sensors and Actuators B* 238 226–238.
- Franjione, J. G., and J. M. Ottino.(1987). Feasibility of numerical tracking of material lines and surfaces in chaotic flows, *Phys. Fluids*, 30, 3641–3643.
- Galaktionov, O., Meleshko, V., Peters, G., Meijer, H.(1999). Stokes flow in a rectangular cavity with a cylinder. *Fluid Dynamics Research*, 24, 81-102.
- Grosso, G., Hulsen, M. A., Sarhangi Fard, A., Overend, A., Anderson, P. D. (2018). Mixing processes in the cavity transfer mixer: A thorough study. *AIChE Journal*, 64, 1034-1048.
- Habchi Charbel, Ghanem Akram, Lemenand Thierry, Della Valle Dominique, Peerhossaini Hassan.(2019). Mixing performance in Split-And-Recombine Milli-Static Mixers : A numerical analysis, *Chemical Engineering Research and Design* 142, 298-306.

- Habchi Charbel, Harion Jean Luc, Russeil Serge, Bougeard Daniel, Hachem Farouk, Elmarakbi Ahmed.(2013). Chaotic mixing by longitudinal vorticity. *Chemical Engineering Science*, 104,439-450.
- Habchi Charbel, Lemenand Thierry, Della Valle Dominique, Pacheco Leonardo, Le Corre Olivier, Peerhossaini Hassan.(2011). Entropy production and field synergy principle in turbulent vortical flows. *International Journal of Thermal Sciences*, 50 2365e2376.
- He, M., Li, W., Zhang, M., & Zhang, J. (2019). Numerical investigation on the efficient mixing of overbridged Split And Recombine micromixer at low Reynolds number. *Microsystem Technologies*, 25(9), 3447–3461.
- Hobbs, D. M., M. M. Alvarez, and F. J. Muzzio (1997). Mixing in globally chaotic flows: a self-similar process, *Fractals*, 5(3).
- Hosseinalipour, S. M., Tohidi, A., Mashaei, P. R., Mujumdar, A. S. (2014). Experimental investigation of mixing in a novel continuous chaotic mixer. *Korean Journal of Chemical Engineering*, 31, 1757-1765.
- 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.
- Islami, S. B., & Khezerloo, M. (2017). Enhancement of Mixing Performance of non-Newtonian Fluids using Curving and Grooving of Microchannels. *Journal of Applied Fluid Mechanics*,10(1), 127–141.
- Jaffer, S. A., and E. P. Wood (1998). Quantification of laminar mixing in the Kenics static mixer: an experimental study, *Can. J. Chem. Eng.*, **76**, June, pp. 516–521.
- Jeffery, G. B. (1922). The rotation of two circular cylinders in a viscous fluid. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 101, 169-174.
- Jegatheeswaran, S., Ein-Mozaffari, F., Wu, J. (2018). Process intensification in a chaotic SMX static mixer to achieve an energy-efficient mixing operation of non-Newtonian fluids. *Chemical Engineering and Processing: Process Intensification*, 124, 1-10.
- Julyan H. E. Cartwright, Víctor M. Eguíluz, Emilio Hernández-García and Oreste Piro. (1999). Dynamics Of Elastic Excitable Media. *International Journal of Bifurcation and Chaos*, 11, 2197-2202 .
- Jung, S. Y., Ahn, K. H., Kang, T. G., Park, G. T., Kim, S. U. (2018). Chaotic mixing in a barrier-embedded partitioned pipe mixer. *AIChE Journal* , 64, 717-729.
- Khakhar, D. V. and J. M. Ottino (1986). Deformation and breakup of slender drops in linear flows. *J FluidMech* 166, 265-285.
- Kolmogorov, A. N. (1954). On conservation of conditionally periodic motions under small perturbations of the Hamiltonian, *Dokl. Akad. Nauk. SSSR*, 98, 527–530.

- Kouadri, A., Lasbet, Y., Makhlof, M. (2020). High mixing performances of shear-thinning fluids in two-layer crossing channels micromixer at very low Reynolds numbers. *Journal of Mechanical Engineering and Sciences* 13 (4), 5938-5960.
- Kusch, H. A., and J. M. Ottino (1992). Experiments on mixing in continuous chaotic flows, *J. Fluid Mech.*, 236, 319–348.
- Lalaoua, A. (2009) « Simulation numérique de l'influence de la vibration radiale du cylindre extérieur sur l'évolution de l'écoulement dans le système de Taylor-Couette » Mémoire de magister, *EMP*.
- Lamberto, D. J. , Alvarez, M. M. and Muzzio, F. J.. (2001). Computational analysis of regular and chaotic mixing in a stirred tank reactor, *Chem. Eng. Sci.*, 56, 4887.
- Lasbet, Y., Aidaoui, L., & Loubar, K. (2016). Effects of the Geometry Scale on the Behaviour of the Local Physical Process of the Velocity Field in the Laminar Flow. *International Journal of Heat and Technology*, 34(3), 439-445.
- Lasbet, Y., Auvity, B., Castelain, C., & Peerhossani, H. (2007). Thermal and hydrodynamic performances of chaotic mini-channel: application to the fuel cell cooling. *Heat Transfer Engineering*, 28(8-9), 795-803.
- Lasbet, Y. (2008). Performances hydrodynamiques, thermiques et énergétiques de géométries chaotiques. Application au refroidissement des PEMFC. France: Thèse de doctorat, *Ecole Polytechnique de l'Université de Nantes - Nantes*.
- Lebbi, M. (2008). « Simulation numérique de l'influence de la vibration radiale du cylindre intérieur sur les instabilités dans le système de Taylor-Couette » thèse magister, *EMP*.
- Lee, C. Y., & Fu, L. M. (2018). Recent advances and applications of micromixers. *Sensors and Actuators B*, 259, 677–702.
- Lefevre, A., Mota, J., Rodrigo, A., Saadjan, E. (2003). Chaotic advection and heat transfer enhancement in Stokes flows. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 24, 310-321.
- Lei Rui, Hanzhong Tao. (2018). Numerical investigation of heat transfer and flow inner tube with periodically cosine oscillation. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 127, 1082-1091.
- Leong, C. W., and J. M. Ottino (1989). Experiments on mixing due to chaotic advection in a cavity, *J. Fluid Mech.*, **209**, 463–499.
- Leprevost, J.C., Lefèvre, A., Brancher, J.P., Saadjan, E. (1997). Chaotic mixing and heat transfer in a periodic 2D flow. *Comptes Rendus de l'Academie des Sciences Series II-B Mechanics Physics Chemistry Astronomy*, 9, 519-526.
- Ling, F. H., and X. Zhang (1995). A numerical study on mixing in the Kenics static mixer, *Chem. Eng. Commun.*, **136**, 119–141.

- Lin, Y. (2015). Numerical characterization of simple three dimensional chaotic micromixers. *Chemical Engineering Journal*. 277, 303–311.
- Luan, D., Chen, Y., Wang, H., Wang, Y., Wei, X. (2018). Chaotic characteristics of pseudoplastic fluid induced by 6PBT impeller in a stirred vessel. *Chinese Journal of Chemical Engineering*, 27, 293-297.
- Mahfoud, O. (2009). « Contribution à l'étude de l'écoulement de Taylor–Couette avec un cylindre intérieur radialement déformable », thèse magister, *EMP*.
- Mizuno, Y., Funakoshi, M. (2004). Chaotic mixing caused by an axially periodic steady flow in a partitioned-pipe mixer. *Fluid Dynamics Research*, 35, 205-227.
- Mizuno, Y., Funakoshi, M. (2002). Chaotic mixing due to a spatially periodic three-dimensional flow. *Fluid Dynamics Research*, 31, 129-149.
- Miles, K. C., Nagarajan, B. and Zumbrenen, D. A. (1995). Three-Dimensional Chaotic Mixing of Fluids in a Cylindrical Cavity. *J. Fluids Eng.*, **117**, 582.
- Mingqiang Yi, Shizhi Qian and Haim H. Bau (2002). A Magneto-Hydrodynamic Chaotic Stirrer, *J. Fluid Mech.* 468, 153-177.
- Mokrani, A., Castelain, C. and Peerhossaini, H. (1997). The effects of chaotic advection on heat transfer, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 40, 3089.
- Moser, J. (1962). On invariant curves of area-preserving mappings of an annulus, *Nachr. Akad. Wiss. Gottingen Math. Phys. Kl.*, II, 1–20.
- Msaad, A. A., Mahdaoui, M., Kousksou, T., Allouhi, A., El Rhafiki, T., Jamil, A., Ouazzani, K. (2017), Numerical simulation of thermal chaotic mixing in multiple rods rotating mixer. *Case Studies in Thermal Engineering*, 10, 388-398.
- Muzzio, F. J., and P. D. Swanson (1991). The statistics of stretching and stirring in chaotic flows, *Phys. Fluids A*, **3**(5), 822–834.
- Naas Toufik, T., Lasbet Yahia, Aidaoui Lakhdar, Boukhalkhal Ahmed, L., Loubar Khaled. (2020). High Performance in Terms of Thermal Mixing of Non-Newtonian Fluids Using Open Chaotic Flow: Numerical Investigations, *Thermal Science and Engineering Progress* 100 454.
- Naas, T. T., Lasbet, Y., Benzaoui, A. & Loubar, K. (2016). Characterization of Pressure Drops and Heat Transfer of Non-Newtonian Power-Law Fluid Flow Flowing in Chaotic Geometry. *International Journal of Heat and Technology*, 34(2), 251–260.
- Naas, T.T.; Hossain, S.; Aslam, M.; Rahman, A.; Hoque, A.S.M.; Kim, K.-Y.; Islam, S.M.R. (2021). Kinematic Measurements of Novel Chaotic Micromixers to Enhance Mixing Performances at Low Reynolds Numbers: Comparative Study. *Micromachines* 12, 364.

- Nieder Korn, T. C., Ottino, J. M. Chaotic mixing of shear-thinning fluids. (1994), *AIChE Journal*, 40, 1782-1793.
- Niu, X., & Lee, Y. K. (2003). Efficient spatial-temporal chaotic mixing in microchannels. *J.Micromech. Microeng.*, 13, 454–462.
- Ottino, J. M., Ottino, J. (1989). The kinematics of mixing: stretching, chaos, and transport, *Cambridge University Press*.
- Pacheco, J. R., Chen, K. P., Hayes, M. A. (2006). Rapid and efficient mixing in a slip-driven three-dimensional flow in a rectangular channel. *Fluid Dynamics Research* , 38, 503-521.
- Saadjian, E., Rodrigo, A. J., & Mota, J. P. (2011). Stokes flow heat transfer in an annular, rotating heat exchanger. *Applied Thermal Engineering*, 31(8-9), 1499-1507.
- Shirmohammadi, F., Tohidi, A. (2018). Mixing enhancement using chaos theory in fluid dynamics: Experimental and numerical study. *Chemical Engineering Research and Design*, 141, 350-360.
- Swanson, P., Ottino, J. A. (1990). Comparative computational and experimental study of chaotic mixing of viscous fluids. *Journal of Fluid Mechanics* , 213, 227-249.
- Tohidi, A., Hosseinalipour, S., Monfared, Z. G., Mujumdar, A. (2014). Laminar Heat Transfer Enhancement Utilizing Nanofluids in a Chaotic Flow. *Journal of Heat Transfer*, 136, 1-8.
- Tohidi, A., Hosseinalipour, S., Shokrpour, M., Mujumdar, A. (2015). Heat transfer enhancement utilizing chaotic advection in coiled tube heat exchangers. *Applied Thermal Engineering*, 76, 185-195.
- Tohidi, A., Hosseinalipour, S., Taheri, P., Nouri, N., Mujumdar, A. (2013). Chaotic advection induced heat transfer enhancement in a chevron-type plate heat exchanger. *Heat and Mass Transfer*, 49, 1535-1548.
- Tsai, R. T., Wu, C. Y., Chang, C. Y., & Kuo, M. Y. (2015). Mixing Behaviors of Shear-Thinning Fluids in Serpentine Channel Micromixers. *International Journal of Mechanical, Aerospace, Industrial, Mechatronic and Manufacturing Engineering*, 9(7), 1329–1335.
- Wenzheng Cui, Dongxu Mao, Bo Lin , Jianguo Yang.(2019). Field synergy analysis on the mechanism of heat transfer enhancement by using nanofluids. *Case Studies in Thermal Engineering* 16 100-554.
- Wu, J.M., Tao,W.Q. (2007).Investigation on laminar convection heat transfer in fin-and-tube heat exchanger in aligned arrangement with longitudinal vortex generator from the viewpoint of field synergy principle. *Applied Thermal Engineering* 27 2609–2617.
- Wünsch, O., Böhme, G. (2000). Numerical simulation of 3d viscous fluid flow and convective mixing in a static mixer. *Archive of Applied Mechanics*, 70, 91-102.

Xiaohuan Zhao, Jiaqiang E , Zhiqing Zhang, Jingwei Chen, Gaoliang Liao, Feng Zhang, Erwei Leng, Dandan Han, Wenyu Hu. (2020). A review on heat enhancement in thermal energy conversion and management using Field Synergy Principle. *Applied Energy* 257 113995.

Xu, B. P., He, L., Wang, M. G., Tan, S. Z., Yu, H.W., Turng, L.S. (2016). Numerical Simulation of Chaotic Mixing in Single Screw Extruders with Different Baffle Heights. *International Polymer Processing*, 31, 108-118.

## Résumé

Dans ce travail, une étude numérique basée sur simulation par CFD est effectuée pour examiner un écoulement laminaire bidimensionnel instationnaire d'un fluide Newtonien à haute viscosité à l'intérieur d'un mélangeur actif, composé de deux barreaux rotatives à l'intérieur d'une cuve cylindrique en mouvement. Trois protocoles d'agitation sont considérés : "NM" non modulé, "CM" modulé continu et "ALT" modulé alterné, en utilisant la technique de maillage dynamique et les fonctions "UDF" sous forme de programme « C » qui définissent les profils de vitesse imposés dans les parois. L'advection chaotique est obtenue par modulation temporelle de la vitesse de rotation de la cuve et des barreaux afin d'améliorer le mélange du fluide et ce à très faible nombre de Reynolds. À cet effet, nous avons utilisé la méthode de section de Poincaré et l'exposant de Lyapunov comme outils mathématiques fiables pour vérifier la présence d'un écoulement chaotique par un suivi lagrangien des particules à l'intérieur du domaine du fluide. En outre, nous avons étudié l'évolution des propriétés d'écoulement local telles que la rotation, la vitesse de déformation et la vitesse d'élongation à différentes périodes afin de voir l'effet de la modulation temporelle sur la cinématique du fluide. Parmi les protocoles considérés, les résultats de la simulation mentionnée ont montré qu'il est possible d'obtenir une advection chaotique pour les protocoles modulés de façon ce qui améliorent l'efficacité du mélange des fluides.

La présence d'un mélange thermique chaotique dans notre étude a été caractérisée par le principe du champ de synergie (coordination des champs de vitesse et de température), et ce par le calcul de l'angle de synergie, ce qui nous a donné l'impression de la fiabilité de cette technique de caractérisation.

L'agitation par déformation radiale pulsatile des barreaux de mélange est introduite dans cette étude afin de connaître la possibilité d'obtenir un écoulement chaotique par ce type d'agitation, et il est confirmé qu'il est possible d'atteindre ce but en faisant varier l'amplitude et la fréquence de déformation.

**Mots-clés** : section de Poincaré ; Exposant de Lyapunov ; Taux de déformation ; Rotation ; Taux d'élongation ; Advection chaotique ; Écoulement instationnaire ; Principe de synergie de champs ; Déformation radiale.

## Abstract

In this work, a numerical analysis based on CFD method is carried out to examine an unsteady laminar flow of Newtonian fluid with high viscosity in a two-dimensional simulation of a mixer, which is composed of two rotating rods inside a moving cylindrical tank. Three stirring protocols are considered: Non-modulated "NM", Continuously modulated "CM" and non-continuously modulated "ALT" by using the dynamic mesh technique and user defined functions "UDF's" for the velocity profiles. The chaotic advection is obtained by temporal modulation of the rotational velocity of the cylinder and the rods to enhance the mixing of the fluid for very low Reynolds number. For this purpose, we applied the Poincaré map and lyapunov exponent as reliable mathematic tools to check the presence of chaotic flow by lagrangian tracking of particles inside the fluid domain. Additionally, we investigated the evolution of local flow proprieties such as rotation, deformation rate and elongation rate at different time periods in order to see the effect of

temporal modulation on the fluid kinematics. Among the considered protocols, the results of the mentioned simulation showed that it is possible to obtain a chaotic advection only for non-continuously modulated protocol which enhance mixing fluid efficiency.

The presence of thermal chaotic mixing in our study was characterized by synergy field principle (coordination of velocity and temperature fields), which gave us the impression of reliability of this characterization technique.

The stirring by using radial deformation of mixer rods is introduced in this study in order to know the possibility to obtain a chaotic flow, and it is confirmed that it is possible to achieve this aim by varying the deforming amplitude and the deforming frequency.

**Keywords:** Active mixer; Poincaré map; Lyapunov exponent; Deformation rate; Rotation; Elongation rate; Chaotic advection; Unsteady flow; Synergy field principle; Radial deformation.

## ملخص

نهدف من خلال هذه الدراسة الى إجراء دراسة عددية تعتمد على فحص التدفق الصفحي غير المستقر لمائع نيوتوني عالي اللزوجة باستعمال ديناميكا الموائع الحسابية بواسطة اجراء محاكاة ثنائية الأبعاد لخلط نشط يتكون من قضيبين دائريين متواجدين داخل خزان أسطواني بامكانه الحركة حسب نوع البروتوكول الذي تم اختياره. يتم النظر في ثلاثة بروتوكولات للتحريك: غير معدل زمنياً "NM"، و مستمر معدل زمنياً "CM"، و متناوب معدل زمنياً "ALT" باستخدام تقنية الشبكة الديناميكية عن طريق ادخال الوظائف التي يحددها المستخدم "UDF" على شكل برنامج (C) لملفات تعريف السرعة. يتم الحصول على التدفق الفوضوي عن طريق التعديل الزمني لسرعة دوران الأسطوانة والقضبان لتعزيز خلط السائل باستعمال رقم رينولدز منخفض للغاية. لهذا الغرض ، قمنا بتطبيق ادوات رياضية مثل: خريطة بوانكاريه واس ليابونوف كأداتين موثوقيتين للتحقق من وجود التدفق الفوضوي وذلك عن طريق تتبع اللاجرانجي للجسيمات داخل مجال السوائل. بالإضافة إلى ذلك ، قمنا بالتحقيق في تطور خصائص التدفق المحلية مثل الدوران ومعدل التشوه ومعدل الاستطالة في فترات زمنية مختلفة من أجل رؤية تأثير التعديل الزمني على حركات السوائل. من بين البروتوكولات المدروسة ، أظهرت نتائج المحاكاة المذكورة أنه من الممكن الحصول على تدفق فوضوي فقط للبروتوكولات الزمنية المعدلة مما يعزز كفاءة خلط السوائل.

تعزز وجود الخلط الحراري الفوضوي في دراستنا بمبدأ تآزر المجالات (تآزر بين مجالي السرعة ودرجة الحرارة) ، مما أعطانا انطباعاً عن موثوقية تقنية التوصيف هذه.

تم اثاره المائع باستخدام التشوه القطري لقضبان الخلط في هذه الدراسة من أجل معرفة إمكانية الحصول على التدفق الفوضوي ، وتم التأكيد على إمكانية تحقيق هذا الهدف من خلال تغيير سعة التشوه وتردد التشوه.

**الكلمات المفتاحية:** خلط نشط. خريطة بوانكاريه ؛ اس ليابونوف. معدل التشوه؛ الدوران؛ معدل الاستطالة؛ تدفق فوضوي؛ تدفق غير مستقر؛ مبدأ تآزر المجالات ؛ تشوه قطري.