



**HAL**  
open science

# Etude du champ dynamique dans une cellule d'échangeur à vortex : aspect expérimental et numérique

Stephane Petitot

► **To cite this version:**

Stephane Petitot. Etude du champ dynamique dans une cellule d'échangeur à vortex : aspect expérimental et numérique. Dynamique des Fluides [physics.flu-dyn]. Université Louis Pasteur - Strasbourg I, 2001. Français. NNT : . tel-00001736

**HAL Id: tel-00001736**

**<https://theses.hal.science/tel-00001736>**

Submitted on 25 Sep 2002

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

---

<b>1. Introduction</b> .....	1
<b>2. Appareillage, instrumentation et procédure pour la vélocimétrie laser</b> .....	6
<b>2.1. Dispositif expérimental.</b> .....	6
<b>2.2. Instrumentation.</b> .....	7
<b>2.3. Procédure de mesure des vitesses.</b> .....	10
<b>2.4. Estimation de l'incertitude.</b> .....	12
<b>2.5. Conditions expérimentales.</b> .....	13
<b>3. Méthodes numériques</b> .....	16
<b>3.1. Introduction.</b> .....	16
<b>3.2. Présentation générale des méthodes numériques.</b> .....	16
<b>3.3. Méthode statistique en un point : code CFD-ACE.</b> .....	17
3.3.1. <i>Modèle classique <math>k-\varepsilon</math>.</i> .....	19
3.3.2. <i>Méthodes de résolutions numériques.</i> .....	22
<b>3.4. Méthode de simulation des grandes échelles : code TRIO U.</b> .....	24
3.4.1. <i>Principe de la SGE.</i> .....	25
3.4.2. <i>Modélisation du tenseur Sous-Mailles: modèle de Smagorinsky</i> .....	26
<b>4. Mesure du champ dynamique en conditions isothermes</b> .....	27
<b>4.1. Bas nombres de Reynolds.</b> .....	27
4.1.1. <i>Régime observé à l'entrée.</i> .....	27
4.1.2. <i>Ecoulement principal.</i> .....	29
4.1.3. <i>Définition du débit « partiel ».</i> .....	31
4.1.4. <i>Zone de superposition des écoulements intermédiaire et périphérique.</i> .....	34
4.1.5. <i>Ecoulement secondaire.</i> .....	35
<b>4.2. Ecoulement à hauts nombres de Reynolds d'entrée</b> .....	40
4.2.1. <i>Modélisation analytique.</i> .....	40
4.2.2. <i>Ecoulement à l'entrée.</i> .....	42
4.2.3. <i>Ecoulement principal.</i> .....	43
4.2.4. <i>Ecoulement secondaire.</i> .....	46
<b>4.3. Conclusions sur l'influence du régime d'entrée sur le champ dynamique.</b> .....	49

<b>5. Influence des paramètres expérimentaux sur le champ dynamique.</b>	55
<b>5.1. <u>Influence de la nature du fluide sur le champ dynamique</u></b>	55
5.1.1. <i>Influence sur le régime d'entrée.</i>	55
5.1.2. <i>Influence sur l'écoulement principal.</i>	56
5.1.3. <i>Influence sur l'écoulement secondaire.</i>	57
<b>5.2. <u>Influence de la géométrie : variation de l'épaisseur.</u></b>	60
5.2.1. <i>Influence de la géométrie sur les écoulements à bas nombres de Reynolds.</i>	60
5.2.1.1. <i>Influence sur le régime d'entrée.</i>	60
5.2.1.2. <i>Influence sur l'écoulement principal.</i>	61
5.2.1.3. <i>Influence sur l'écoulement secondaire.</i>	65
5.2.2. <i>Influence de la géométrie sur les écoulements à hauts nombres de Reynolds.</i>	68
5.2.2.1. <i>Influence sur le régime d'entrée.</i>	68
5.2.2.2. <i>Influence sur l'écoulement principal.</i>	68
5.2.2.3. <i>Influence sur l'écoulement secondaire.</i>	71
<b>6. Validation des modèles numériques.</b>	75
<b>6.1. <u>Description des maillages.</u></b>	75
6.1.1. <i>Code CFD-ACE.</i>	75
6.1.2. <i>Maillage utilisé dans Trio U.</i>	78
<b>6.2. <u>Conditions des calculs numériques.</u></b>	79
<b>6.3. <u>Simulation des écoulements à bas nombres de Reynolds d'entrée.</u></b>	79
6.3.1. <i>Écoulement principal.</i>	79
6.3.2. <i>Écoulement secondaire.</i>	81
6.3.3. <i>Trajectoires des particules fluides.</i>	85
<b>6.4. <u>Simulation des écoulements à hauts nombres de Reynolds d'entrée.</u></b>	89
6.4.1. <i>Écoulement principal.</i>	89
6.4.2. <i>Écoulement secondaire.</i>	91
6.4.3. <i>Trajectoires des particules fluides.</i>	99
<b>6.5. <u>Temps de séjour.</u></b>	102
6.5.1. <i>Distribution spatiale des temps de séjour.</i>	103
6.5.2. <i>Densité de probabilité des temps de séjour.</i>	105
<b>7. Conclusions et perspectives.</b>	107
<b>8. Références bibliographiques.</b>	111
<b>9. Annexes.</b>	113

## **1. Introduction.**

De nombreux procédés industriels font appel aux transferts thermiques entre deux fluides. La grande variété des produits traités, notamment dans l'industrie agroalimentaire (fluides newtoniens ou non), les conditions d'écoulement (régime laminaire ou turbulent), l'encombrement de la chaîne de production etc, ont conduit à l'élaboration d'une gamme variée d'échangeurs industriels. L'extrême diversité des dispositifs disponibles rend complexe la classification des échangeurs de chaleur. On peut néanmoins dégager trois critères essentiels (Shah (1991)):

**-le type de processus de transfert de chaleur.** On classera les dispositifs en deux catégories :

- ceux qui fonctionnent grâce à un contact direct entre les deux fluides utilisés. D'une très bonne efficacité, ce type de dispositif est cependant limité à l'échange gaz-liquide et fluides non miscibles puisque les deux fluides doivent être séparés après l'échange de chaleur.
- ceux qui fonctionnent grâce à un contact indirect. Les deux fluides sont alors séparés par une paroi. Les échanges s'opèrent donc par convection et conduction au travers de cette surface. Adaptable à une plus vaste gamme de procédés de fabrication, ce type d'échangeur est le plus répandu dans l'industrie.

**-le rapport surface d'échange/volume de l'échangeur dénoté  $C_{omp}$ .** Exprimé en  $m^2 \cdot m^{-3}$ , il permet de distinguer les échangeurs dits compacts, pour lesquels arbitrairement on a  $C_{omp} \geq 700 m^2 \cdot m^{-3}$  des échangeurs non compacts. Ce critère de compacité est important lorsqu'on cherche à augmenter l'efficacité de l'échangeur avec des contraintes de volume et de poids limité (véhicules, systèmes de réfrigération, conditionneur d'air, etc).

**-la géométrie du dispositif.** On dégage quatre grands types de géométrie :

- les échangeurs tubulaires. Ils sont composés de conduites de section circulaire. Baignés dans un milieu à une température donnée, le fluide qui s'y écoule subit les échanges de chaleur par la paroi latérale. Les importantes possibilités d'arrangement, de modification de diamètre et de longueur de ces tubes permettent une grande flexibilité d'adaptation de ces dispositifs. Pouvant fonctionner avec de hautes températures et de fortes pressions, ils sont très répandus dans toutes les branches de l'industrie. Cependant ils restent encombrants et leur efficacité d'échange thermique est limitée.

-Les échangeurs à plaques. Ils sont généralement construits par superposition de plaques minces, plates ou ondulées, séparées les unes des autres par un joint étanche. Un espace sur deux reçoit l'un des fluides tandis que l'espace intermédiaire voit passer l'autre fluide à contre-courant. Peu encombrants, ils offrent un bon compromis entre efficacité et vitesse de transfert. Cependant ils ne fonctionnent que sur un différentiel de pression ou de température limitée.


-les échangeurs à surface étendue. Les dispositifs appartenant aux deux premières catégories sont généralement non compacts ( $C_{omp} \leq 700 \text{ m}^2 \cdot \text{m}^{-3}$ ) et leur efficacité thermique est généralement de l'ordre de 60% ou moins. Pour certaines applications, une efficacité thermique plus importante est nécessaire sans que le poids et le volume du dispositif puissent être fortement augmentés. On a donc recours à des échangeurs plus compacts, le rapport surface d'échange sur le volume de l'échangeur étant augmenté par l'ajout d'appendices ou d'ailerons sur les tubes ou plaques du dispositif.

-les régénérateurs. Il s'agit d'échangeurs qui possèdent une ou plusieurs cavités de stockage où l'un des fluides s'accumule, augmentant le temps de séjour. Cette cavité est généralement en mouvement au sein d'une partie fixe afin de conserver un différentiel de vitesses maximal entre les deux fluides qui s'écoulent généralement en sens contraires. D'une compacité plus importante qu'un simple système récupérateur, ils sont aussi plus légers et plus petits. Leur principal désavantage est qu'une faible mais irréductible fraction du fluide à traiter se mélange avec l'autre fluide à chaque cycle d'échange.

Il existe bien d'autres critères caractérisant un échangeur thermique, comme le nombre de passages du fluide à traiter sur la surface d'échange, le mécanisme des échanges de chaleurs etc. Néanmoins, la plus grande partie des échangeurs utilisés industriellement ne sont que des évolutions plus ou moins complexes des dispositifs de bases que nous venons de présenter.

On note cependant depuis plusieurs années l'apparition d'une nouvelle génération de dispositifs adaptés à des processus de fabrication précis, afin par exemple, de permettre l'ajout d'un excipient à une solution de polymères sans destruction de ses chaînes macromoléculaires. D'un point de vue thermodynamique, cette nouvelle génération d'échangeurs de chaleur cherche à accroître l'efficacité du

transfert thermique grâce notamment à une élévation du taux de mélange obtenue en faisant appel à des géométries complexes induisant des effets dynamiques particuliers.

Afin d'illustrer notre propos, on peut citer par exemple un effet dynamique étudié depuis le début des années quatre-vingt : l'advection chaotique. Ce terme, introduit par Aref (1984) représente la particularité que peut avoir un champ eulérien de vitesses, défini de façon apparemment déterministe, lorsqu'il conduit à un système d'équations non intégrables exprimées dans une formulation lagrangienne. Cette propriété peut être obtenue simplement, pour un écoulement bi-dimensionnel de fluide incompressible, en rendant les deux composantes de la vitesse du champ « porteur » dépendantes du temps. Alors les trajectoires de deux particules, infiniment proches initialement, divergent exponentiellement sous l'effet de cette diffusion chaotique. Ce « chaos lagrangien » (c'est à dire chaos dans l'espace des trajectoires) est assimilé à un chaos spatial par analogie avec le chaos temporel caractéristique de la turbulence. Dans son étude, Aref (1984) montre que l'ajustement de certains paramètres contrôlant l'évolution de vortex, en rotation au sein d'un écoulement bi-dimensionnel d'un fluide de viscosité nulle et incompressible, permet d'obtenir ce chaos lagrangien et d'étendre ainsi extrêmement rapidement les surfaces parcourues par un traceur . Ce phénomène peut très bien survenir pour de faibles nombres de Reynolds, où la notion de mouvements aléatoires de particules au sein d'un écoulement laminaire va à l'encontre des intuitions généralement répandues (Aref (1984) et Balachandar.S (1986)). L'advection chaotique permet ainsi une répartition beaucoup plus uniforme du fluide dans un domaine donné pour de faibles Reynolds et accroît la capacité de mélange de tels écoulements.

Les premières études sur l'advection chaotique se plaçaient dans un cadre analytique et de simulation numérique (Khakhar et al (1986)) avec de fortes hypothèses limitatives (fluides non visqueux, absence de conditions limites, bi-dimensionnalité). Plusieurs études ont alors porté sur l'application du chaos lagrangien généré par des géométries tri-dimensionnelles et des écoulements de fluides réels. On peut citer l'étude numérique de Jones et al (1989) qui utilise une géométrie composée d'une succession de conduites de section circulaire incurvées avec un rayon de courbure fixe et dont deux portions de conduites consécutives s'étendent dans deux plans formant un angle variable entre eux. Ils montrent alors l'existence de trajectoires chaotiques au sein de cette géométrie pour certaines conditions paramétrées par cet angle et l'intensité de l'écoulement secondaire généré par la courbure des lignes de courants.

En effet, lorsqu'un écoulement laminaire de fluide visqueux s'opère dans une conduite courbée, les vecteurs vitesses d'une section droite ne sont pas perpendiculaire à cette section. La projection de ces vecteurs sur le plan normal à l'écoulement principal permet de faire apparaître les lignes de courant représentant l'écoulement secondaire généré par la force centrifuge. Cet écoulement secondaire est

généralement composé de deux cellules de recirculation contrarotatives disposées symétriquement par rapport au plan d'action de la force centrifuge( cf Fig 1-1-(A)), que l'on dénomme cellules de Dean, qui, le premier, a décrit ce phénomène (Dean (1927-1928)).

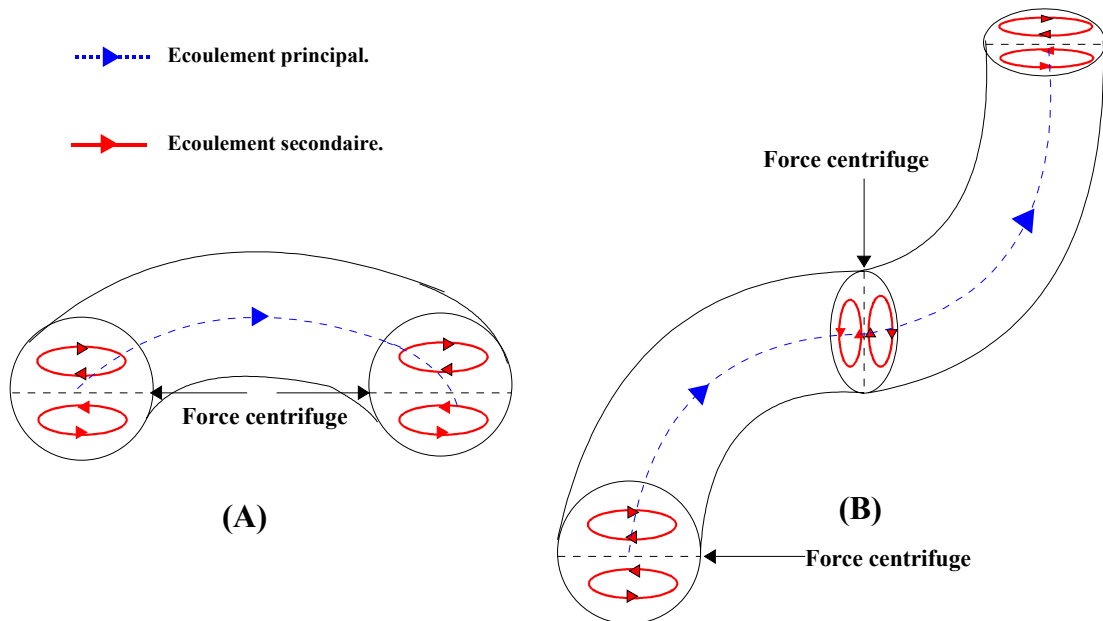


Fig 1-1 : Représentation schématique de l'écoulement principal et secondaire au sein : (A) d'une conduite courbée, (B) d'un dispositif générant du chaos lagrangien (d'après C.Chagny, C.Castelain et H.Peerhossaini (1999)).

La configuration des différents éléments courbés utilisée par Jones et al induit ainsi une réorientation périodique de l'écoulement secondaire qui est la source du chaos lagrangien observée dans ce type de géométrie.

Ce phénomène est aussi analysé dans l'étude expérimentale du transfert thermique réalisée par Mokrani et al (1997) et Chagny et al (2000). Ces auteurs utilisent une géométrie équivalente à celle décrite ci-dessus où l'angle entre chaque portion incurvée est maintenu constant, égal à 90 degrés (cf Fig 1-1-(B)), et l'applique à l'étude d'échangeurs dit chaotiques. Ils comparent alors l'efficacité d'un tel dispositif avec un échangeur hélicoïdal « régulier ». Ils montrent ainsi qu'à de faibles nombres de Reynolds, l'alternance des rotations de 90° des éléments courbés permet d'obtenir un meilleur transfert thermique( de l'ordre de 20%) et une répartition plus homogène de la température. Cette augmentation de l'efficacité est attribuée essentiellement à l'existence de trajectoires chaotiques des particules fluides due à la configuration particulière du dispositif.

D'autres géométries ont été utilisées pour générer du chaos lagrangien et on peut citer l'étude menée par Leprevost et al (1997) : leur dispositif (bi-dimensionnel) est composé de deux ellipses confocales dont ils font déplacer les parois en sens opposé à vitesse angulaire constante. Une étude des lignes de courant montre qu'il apparaît deux points hyperboliques liés par deux lignes de courant différentes.

L'existence de ces trajectoires hétéroclines, pour certains protocoles de déplacement des parois, conduit à un accroissement significatif du transfert thermique.

La géométrie que nous nous proposons d'étudier appartient à cette nouvelle génération de dispositifs. Il s'agit d'un échangeur dit "à vortex", sa géométrie particulière force les particules fluides qui y circulent, sous certaines conditions dynamiques d'entrée, à décrire une trajectoire moyenne en spirale conduisant à l'établissement d'un écoulement potentiel circulaire ou vortex. Une représentation schématique d'un tel dispositif est représenté sur Fig 1-2. Cette géométrie est baignée par un autre fluide, que nous supposons au repos dans notre étude, à une température différente ; les échanges de chaleurs s'opèrent alors principalement par les faces latérales du dispositif.

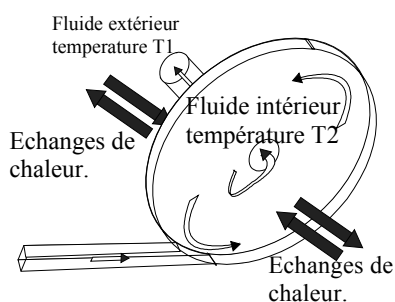


Fig 1-2 : Représentation schématique de l'échangeur à vortex.

Notre étude se place dans une démarche innovante puisque ce type d'échangeur, bien que connue dans l'industrie agroalimentaire ou sidérurgique pour avoir des rendements élevés, est très peu étudiée pour ce qui est de ses caractéristiques de transfert. Nous nous attacherons donc ici à caractériser principalement ces propriétés de transfert sous l'influence de divers paramètres couvrant un large champ d'applications industrielles.

Afin d'analyser clairement les mécanismes physiques gouvernant les diverses propriétés du transfert thermique nous étudions uniquement le champ des vitesses au sein de la cellule, fonction de différents paramètres d'écoulement (débit, viscosité, géométrie de l'échangeur) en conditions isothermes. Cette caractérisation est menée d'abord sur un plan expérimental, par vélocimétrie laser bi-composante. Dans le même temps, on procède à la validation de simulations numériques des différents écoulements réalisés grâce à deux codes de simulation en mécanique des fluides : **CFD-ACE** de CFDRC et **TRIO\_U** du CEA qu'on décrira ultérieurement. Une fois validée, cette simulation permet d'accéder à des visualisations numériques de l'écoulement et d'obtenir des informations supplémentaires sur la dynamique au sein de l'échangeur.



## 2. Appareillage, instrumentation et procédure pour la vélocimétrie laser.

### 2.1. Dispositif expérimental.

Le dispositif expérimental permet la circulation du fluide à traiter dans une boucle fermée, dédoublée, comme le montre la Fig 2-1. Sa conception et sa réalisation ont été effectuées au sein du laboratoire durant ma thèse à partir d'une boucle simple déjà existante.

Cette boucle « améliorée » est donc alimentée par deux pompes centrifuges permettant de couvrir une large gamme de nombres de Reynolds : la première permet d'atteindre des débits maximums de  $3 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$  et est utilisée soit lorsqu'on souhaite atteindre des régimes turbulents avec l'eau ou des régimes transitoires avec les autres fluides plus visqueux utilisés ; la seconde, de puissance plus réduite (jusqu'à  $1 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ ), permet de générer les écoulements laminaires en empêchant l'apparition de régimes pulsés à très faibles débits. Ces deux pompes sont montées simultanément sur la boucle hydraulique, un système de commutateur permettant de basculer de l'une vers l'autre rapidement. Elles sont entraînées par le même moteur dont la vitesse de rotation est contrôlée par un variateur électrique. Les débits générés par chacune des pompes sont mesurés par deux débitmètres électro-magnétiques COPA XE de chez ABB.

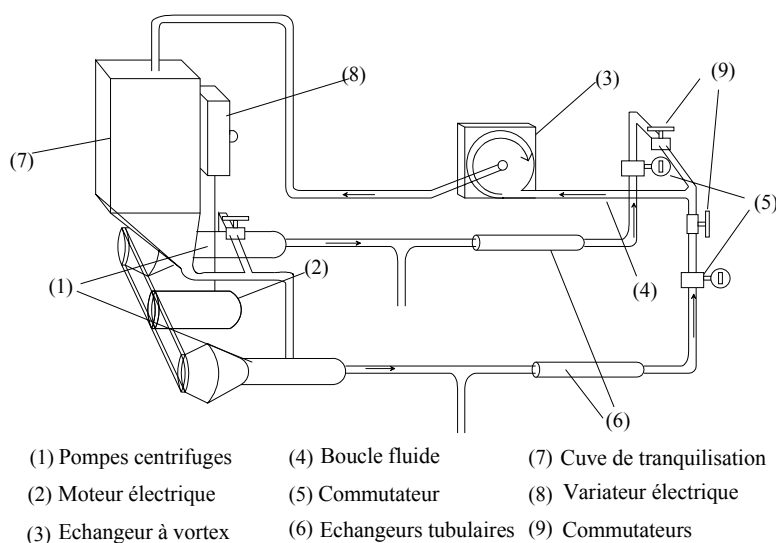


Fig 2-1 : Schéma de la boucle expérimentale.

Deux échangeurs de chaleur, tubulaires, sont installés immédiatement après chacune des pompes afin de limiter au maximum les variations de températures du fluide étudié. Un thermomètre placé dans la cuve de tranquillisation permet alors de vérifier que les variations de température du fluide passant dans

la boucle ne dépassent pas un degré autour d'une température moyenne égale à celle de l'air baignant la pièce :  $T_{\text{fluide}} = 20 \pm 1 \text{ } ^\circ\text{C}$ .

Une maquette de l'échangeur à vortex est alors insérée dans la boucle. Son entrée, constituée d'une conduite de section rectangulaire de hauteur  $L$  et de largeur  $h$  que l'on fera varier, amène le fluide tangentiellement dans une partie cylindrique de rayon  $R$  et de même épaisseur  $h$  (cf Tableau 1). Le fluide est alors extrait par dépression le long de l'axe de symétrie de la partie cylindrique et sort de la géométrie au travers d'un tube de section circulaire et de rayon  $r_0$  (Fig 2-2).

$R=115.0 \pm 0.1 \text{ mm}$	Rayon de la partie cylindrique
$r_0=11.5 \pm 0.1 \text{ mm}$	Rayon de la sortie.
$L=25.0 \pm 0.1 \text{ mm}$	Hauteur de la conduite d'entrée
$h_1=15.0 \pm 0.1 \text{ mm}$	Distance entre les deux parois latérales.
$h_2=30.0 \pm 0.1 \text{ mm}$	

Tableau 1 : Dimensions de l'échangeur.

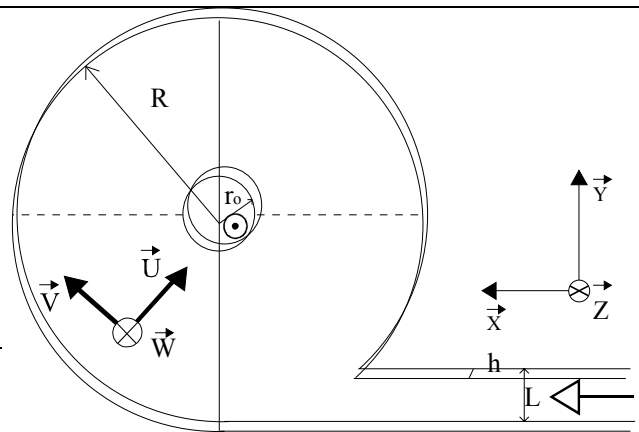


Fig 2-2 : Représentation schématique des dimensions de l'échangeur.

**2.2. Instrumentation.**

La mesure de la vitesse des particules fluides se fait en utilisant une méthode non intrusive: la vélocimétrie laser. Nous ne reviendrons pas ici en détails sur le principe de la vélocimétrie laser. Son usage courant en mécanique des fluides fut introduit vers le milieu des années soixante dix et est donc bien connu à présent. De nombreux ouvrages décrivent en détails les principes et les applications de la vélocimétrie laser (DURST et al. (1976), SCRIVENER (1986)).

La chaîne de mesure des vitesses est représentée sur la Fig 2-3.

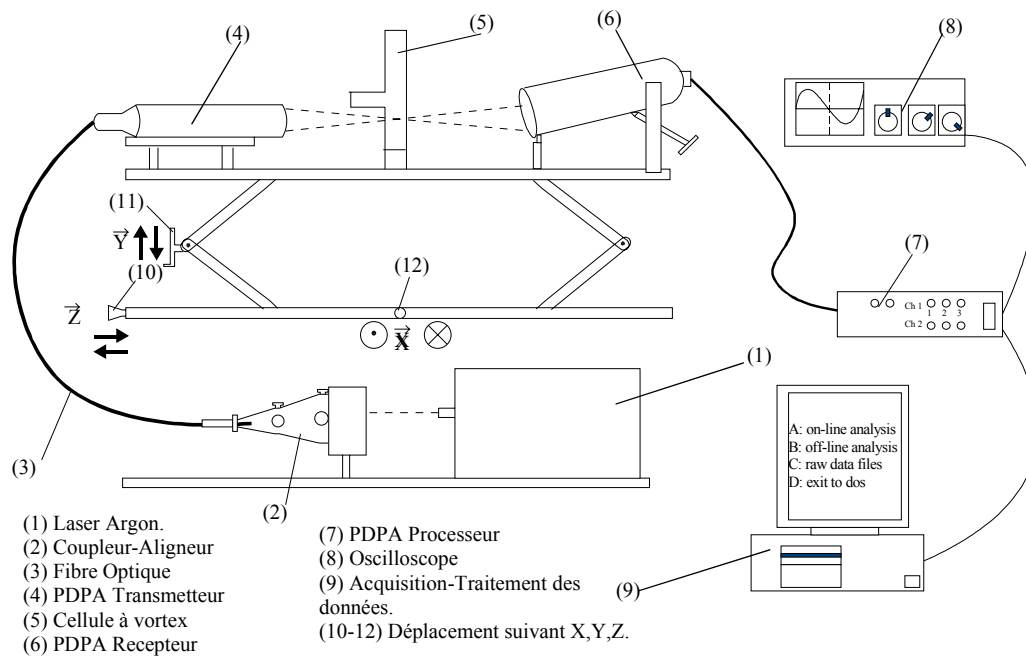


Fig 2-3 : Représentation schématique de la chaîne métrologique de mesure des vitesses par vélocimétrie laser.

Elle est composée :

-d'une source laser Argon émettant un faisceau lumineux à deux longueurs d'onde de 488 nm (bleu) et 514.5 nm (vert). La puissance du laser est contrôlée par un variateur électronique qui permet d'obtenir une puissance maximum de 350 mW.

-d'un coupleur de faisceaux qui, par un jeu combiné de miroirs et de lentilles convergentes, focalise une grande partie du faisceau lumineux perpendiculairement à la face d'entrée d'une fibre optique. Elle transporte le faisceau laser vers la première composante du système de vélocimétrie laser à une composante PDPA ("Phase Doppler Particle Analyser") d'Aerometrics.

-La fibre optique est reliée au transmetteur du PDPA où les deux longueurs d'onde sont d'abord séparées par un miroir dichromatique. Chacun des faisceaux monochromatiques obtenus, bleu et vert, passe alors par un module de diffraction/décalage de fréquence. Le séparateur de faisceaux est un réseau de diffraction radial en rotation. Il possède trois voies différentes qui donnent trois possibilités de diffraction de chacun des faisceaux monochromatiques. La rotation de ce système engendre un différentiel de fréquence entre les faisceaux diffractés qui est utilisé pour produire un décalage de fréquences sur les signaux mesurés. Les faisceaux divergeants issus de ce module sont collimatés par une seconde lentille. Les deux paires de faisceaux monochromatiques s'étendent alors dans deux plans perpendiculaires : un plan horizontal (x-z) pour les deux rayons bleus et un plan vertical (y-z) pour les deux rayons verts. Un dernier jeu de lentilles permet alors de faire converger les deux paires de faisceaux et de créer ainsi le volume de mesure ( Fig 2-4). Les nombreux choix de réglages optiques ( focale des lentilles, pistes du réseau de diffraction) conduisent à de nombreuses possibilités de tailles

du volume de mesure. Durant nos expériences, nous n'avons sélectionné qu'une seule configuration optique. Les paramètres de cette configuration ainsi que les dimensions du volume de mesure obtenu sont portés dans le Tableau 2.

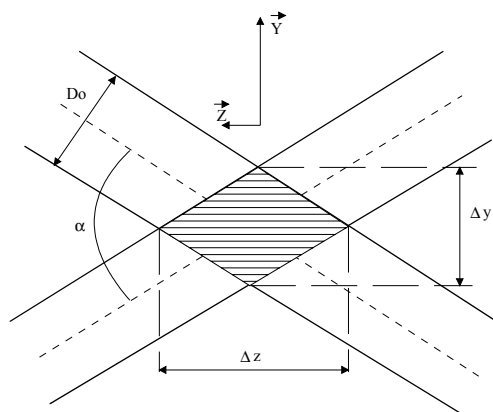


Fig 2-4 : Volume de mesure (monochromatique vert).

Paramètres	Notations	Valeurs
Diamètre du faisceau à l'entrée du récepteur	$D_0$	0.9 mm
Longueurs d'onde	$\lambda_i$	$\lambda_b=488$ nm $\lambda_v=514.5$ nm
Focal de la lentille convergente	$f$	200 mm
Distance séparant les deux faisceaux d'une paire à la lentille convergente	$d_i$	$d_b=35.9$ mm $d_v=38.8$ mm
Angle au point d'intersection de deux faisceaux d'une même paire	$\alpha_i = \text{Arctg}\left(\frac{d_i}{2f}\right)$	$\alpha_b=5.13^\circ$ $\alpha_v=5.54^\circ$
Longueur du volume de mesure	$\Delta z_i = \frac{4\lambda_i f}{\pi D_0 \sin \alpha_i}$	$\Delta z_b=0.93$ mm $\Delta z_v=0.98$ mm
Diamètre du volume de mesure.	$\Delta x_i \approx \Delta y_i = \frac{4\lambda_i f}{\pi D_0 \cos \alpha_i}$	$\Delta x_b \approx \Delta y_b=0.08$ mm $\Delta x_v \approx \Delta y_v=0.09$ mm

**Tableau 2 :** Valeur des paramètres matériels du PDPA et dimensions du volume de mesure (les indices b et v renvoient aux deux couleurs bleue et verte des faisceaux).

Ce volume de mesure est donc constitué par les deux réseaux de franges d'interférence créés par l'intersection des faisceaux diffractés bleu et vert respectivement. La Fig 2-5 montre une coupe du

volume de mesure dans le plan x-y (plan horizontal dans le repère lié au laboratoire) où les deux réseaux d'interférences sont schématisés séparément.

Chaque particule passant au travers de ce volume va émettre un signal dont la fréquence  $f_e$  dépendra de l'interfrange et de la vitesse de la particule :

$$f_{eb} = \frac{V_{px}}{d_{ib}} \text{ et } f_{ev} = \frac{V_{py}}{d_{iv}} .$$

où  $V_{px}$  et  $V_{py}$  sont les composantes de la vitesse perpendiculaire aux réseaux des franges d'interférence bleu et vert respectivement. C'est cette composante de la vitesse qui est mesurée.

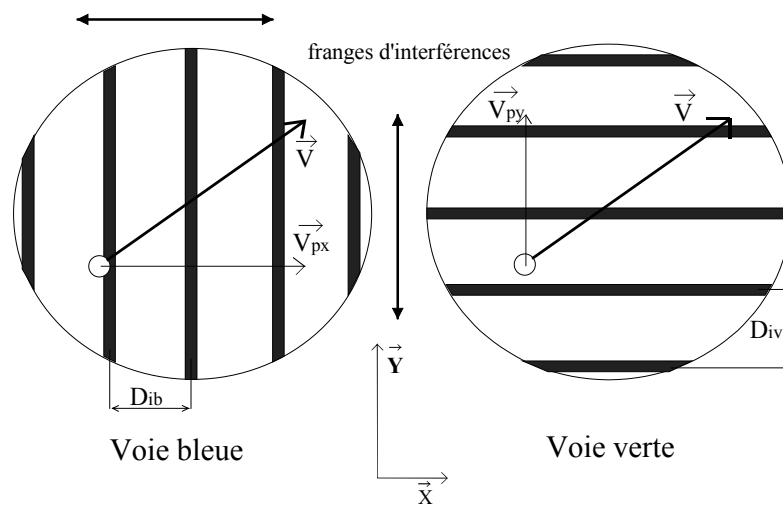


Fig 2-5 : Coupe suivant un plan x-y du volume de mesure (on a séparé les deux longueurs d'onde)..

Une ambiguïté peut subsister quant au signe de la vitesse mesurée. Celle-ci est levée par la rotation du réseau de diffraction qui ajoute une vitesse de défilement des franges à la vitesse de la particule. Le système renvoie une vitesse positive lorsque la particule et le réseau de franges d'interférence se déplacent en sens inverse. Par convention, nous avons effectué les réglages du PDPA de telle sorte que sur chacun des profils mesurés, les vitesses radiales centripètes soient renvoyées positives.

Les signaux émis sont collectés par la lentille du récepteur du PDPA. Il transforme alors le signal lumineux en signal électrique par l'intermédiaire de photomultiplicateurs. Un processeur PDP-3200 digitalise le signal et les informations sont envoyées vers un ordinateur personnel afin d'y être traitées.

### **2.3. Procédure de mesure des vitesses.**

Les profils de vitesses sont mesurés le long des rayons horizontaux et verticaux de la partie cylindrique de l'échangeur indicés  $\theta_2, \theta_3, \theta_4, \theta_5$ , (Fig 2-6) et le long d'une position  $\theta_1$  dans la conduite

d'entrée. Une paire de faisceaux est exactement alignée avec ces rayons si bien que, suivant la position choisie, les composantes  $V_{px}$  et  $V_{py}$  mesurées respectivement par les voies bleue et verte, (dans le repère orthonormé du laboratoire  $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ ), peuvent être rapportées à la composante radiale (U) et tangentielle ou azimutale (V) de la vitesse, exprimées dans le repère cylindrique lié à la cavité cylindrique de l'échangeur  $(\vec{r}, \vec{\theta}, \vec{z})$ .

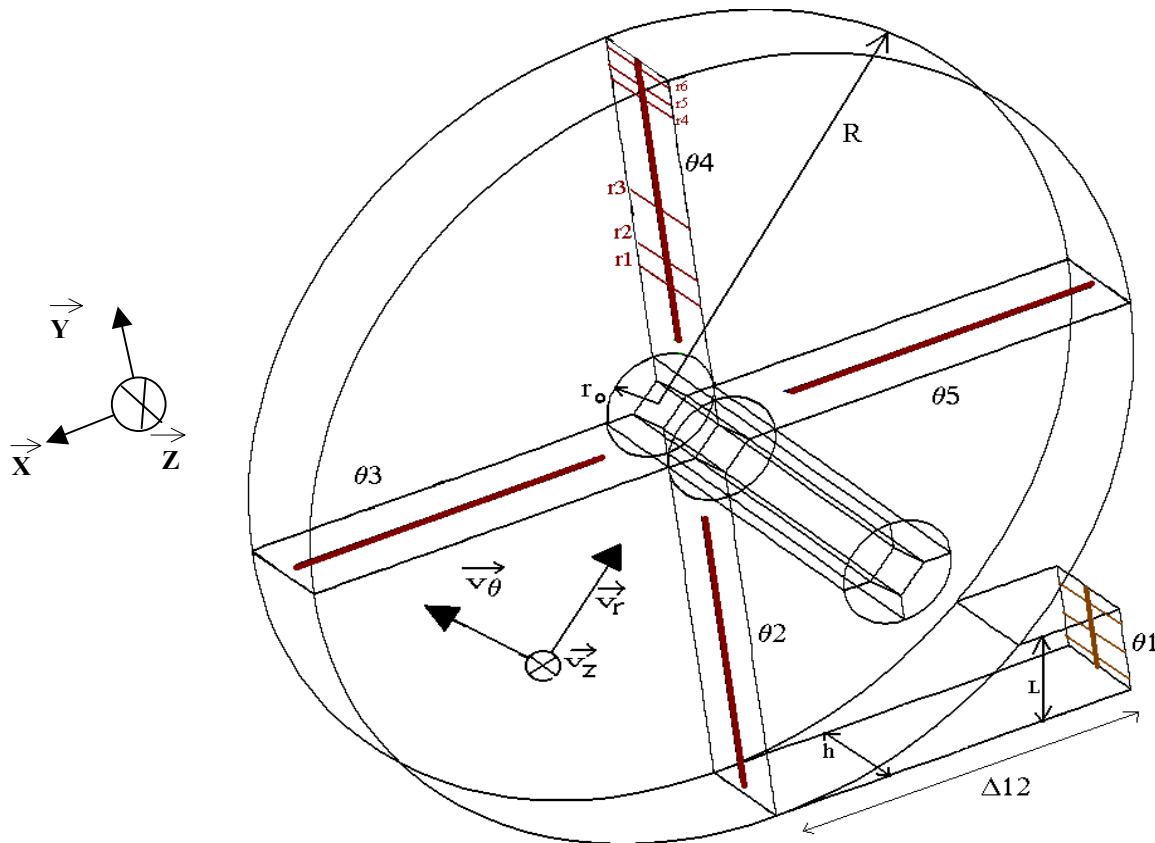


Fig 2-6 : Schématisation des positions des profils de vitesses mesurés.

Pour chacune des positions  $\theta_i$ , on mesure simultanément les deux composantes de la vitesse :

-suivant l'axe  $\vec{r}$  dans la partie cylindrique et suivant la hauteur L dans la conduite d'entrée, à mi-épaisseur de l'échangeur ( $2(z/h)-1=0$ ),

-suivant l'axe  $\vec{z}$ , pour six différentes valeurs du rayon dans la partie cylindrique et pour trois hauteurs ( $y/L$ ) dans le tube d'entrée.

Les positions (adimensionnalisées) de chacun des profils de mesures sont reportées dans le Tableau 3.

Les mesures ont été faites pour  $0.23 < r/R < 1$  le long de toutes les positions  $\theta_i$  mis à part pour la première maquette ( $h=h_1=15\text{mm}$ ) en  $\theta_5$  où la présence de la sortie limite les mesure de vitesse à  $0.4 < r/R < 1$ . Dans notre cas environ 50 points de mesures ont été pris le long de l'axe  $\vec{r}$  dans la partie

cylindrique et 23 points suivant la hauteur L dans la conduite d'entrée ( position  $\theta_1$  ). Les profils de vitesses mesurés dans la direction  $\bar{z}$  comportent 20 et 28 points en moyenne pour les deux épaisseurs ( $h_1=15$  mm et  $h_2=30$  mm) respectivement. Ainsi, pour  $\theta_1$  fixé, on obtient une « grille » de données variant entre 170 et 220 points expérimentaux. On couvre ainsi quatre plans (r-z) dans la partie cylindrique et un plan (de 85 à 110 points) dans la conduite d'entrée.

$\Delta l_2=80$ mm	Distance suivant $\bar{x}$ entre les positions $\theta_1$ et $\theta_2$ .
$r_1/R=0.23$ ; $y_1/L=0.08$	Positions des profils de vitesses suivant l'axe $\bar{z}$ .
$r_2/R=0.30$ ; $y_2/L=0.5$	
$r_3/R=0.50$ ; $y_3/L=0.92$	
$r_4/R=0.87$ (0.78 sur $\theta_2$ )	
$r_5/R=0.91$ (0.89 sur $\theta_2$ )	
$r_6/R=0.97$	

Tableau 3 : Positions des profils de mesure.

#### **2.4. Estimation de l'incertitude.**

Le temps de mesure en chaque point est déterminé par le temps nécessaire pour que le système de vélocimétrie valide un certain nombre N d'événement préalablement fixé.

Chaque mesure est donc une mesure basée sur de multiples échantillons à partir desquels on peut estimer une incertitude, c'est à dire l'incertitude liée à la chaîne vélocimétrique. En effet, pour chaque point de mesure dans l'échangeur, la vitesse mesurée,  $V_{\text{mean}}$ , radiale ou azimutale, est une valeur moyenne correspondant à la moyenne des vitesses des particules, ou événements, perçus dans le volume de mesure. Ce nombre d'événement peut être modifié afin d'augmenter la précision des mesures. Dans notre cas, nos échantillons sont composés de  $N=250$  à  $N=500$  évènements pour des conditions d'entrée laminaire, et de  $N=500$  à  $N=1000$  évènements pour des conditions d'entrée turbulentes.

Nous avons évalué l'incertitude à partir des écarts types des distributions de vitesse obtenues pour chaque échantillon. En effet, d'après Moffat (1988), si nous symbolisons l'écart type d'un échantillon par  $V_{\text{rms}}$  et que nous posons  $\delta V = 2V_{\text{rms}} / \sqrt{N}$ , alors la valeur exacte de la vitesse se trouve dans un intervalle délimité par les valeurs  $V_{\text{mean}} \pm \delta V$  avec 95% de confiance.

L'incertitude, ou erreur, relative  $\delta U / V$  ou  $\delta V / V$  ( $\delta U$  est normalisée par la composante azimutale V de la vitesse mesurée en ce point car la composante radiale U est proche de zéro pour certaines positions) est généralement inférieure à 1% pour les points de mesures où le gradient de

vitesse est faible. Près de la paroi ( pour des points de mesure situés à la fois près des parois latérales et de la paroi périphérique extérieure), l'erreur peut atteindre des valeurs proches de 2.5%.

L'autre type d'incertitude affectant la précision des mesures est celle liée à la détermination du nombre de Reynolds. Le nombre de Reynolds est calculé à partir d'un débit, d'une viscosité et d'une longueur caractéristique. Le débit est obtenu avec un débitmètre électromagnétique préalablement étalonné (ROUIT (2001)) d'une précision de 0.5%. La viscosité dynamique est obtenue avec 1% de précision pour des fluides testés. De ce fait, l'incertitude obtenue ainsi sur le nombre de Reynolds est estimée à 2% .

## **2.5. Conditions expérimentales.**

Nous présentons dans ce paragraphe les trois classes de paramètres dont nous étudierons l'influence sur le champ dynamique.

La première est liée à la géométrie de l'échangeur. Comme nous l'avons vu précédemment, la seule caractéristique géométrique que nous modifierons durant nos manipulations est l'épaisseur  $h$  entre les deux faces latérales de l'échangeur (cf Tableau 1). Le rapport entre le rayon de la partie cylindrique  $R$  et de la sortie  $r_0$  est maintenu constant :  $\frac{r_0}{R} = 0,1$  alors que le rapport  $a_s$  de la surface de sortie sur la surface d'entrée est de 1.12 pour  $h=15$  mm et de 0.55 pour  $h=30$  mm.

La seconde classe de paramètres est liée à la nature même du fluide utilisé. Une brève introduction à l'étude rhéologique des fluides se trouve en *Annexe A*. Nous avons choisi de caractériser des écoulements de fluides newtoniens et non newtoniens dans les mêmes conditions de régime d'entrée et de géométrie afin de dégager les effets éventuels de la non linéarité de la relation contrainte( $\tau$ )-vitesse de cisaillement ( $\dot{\gamma}$ ) qui caractérise les fluides. Pour étudier ceux ci, nous avons utilisé des solutions rhéofluidifiantes de CMC (CarboxylMethylCellulose) considérées comme un modèle d'une classe importante de produits rencontrés dans le domaine de l'industrie agroalimentaire. Deux solutions de concentrations 0.8% et 1.3% en masse respectivement ont été utilisées. Pour leur caractérisation rhéologique, j'ai travaillé sur un rhéomètre (CARRI-MED CLS100) à contrainte imposée en utilisant un jeu de cylindres à double épaisseur comme géométrie de mesure. Le comportement rhéologique de ces polymères peut être modélisé par une loi de puissance du type :  $\tau = k\dot{\gamma}^n$ ,

où :

- $k$  est le facteur de consistance (exprimé en  $\text{Pa} \cdot \text{s}^n$ )



-n est l'indice d'écoulement ou indice rhéologique et mesure la déviation du comportement rhéologique par rapport au comportement newtonien (où n=1).

Pour illustrer ceci, nous avons représenté sur la Fig 2-7 le rhéogramme de la solution de CMC 0.8% en comparaison avec celui d'un fluide newtonien ( glycérol ).

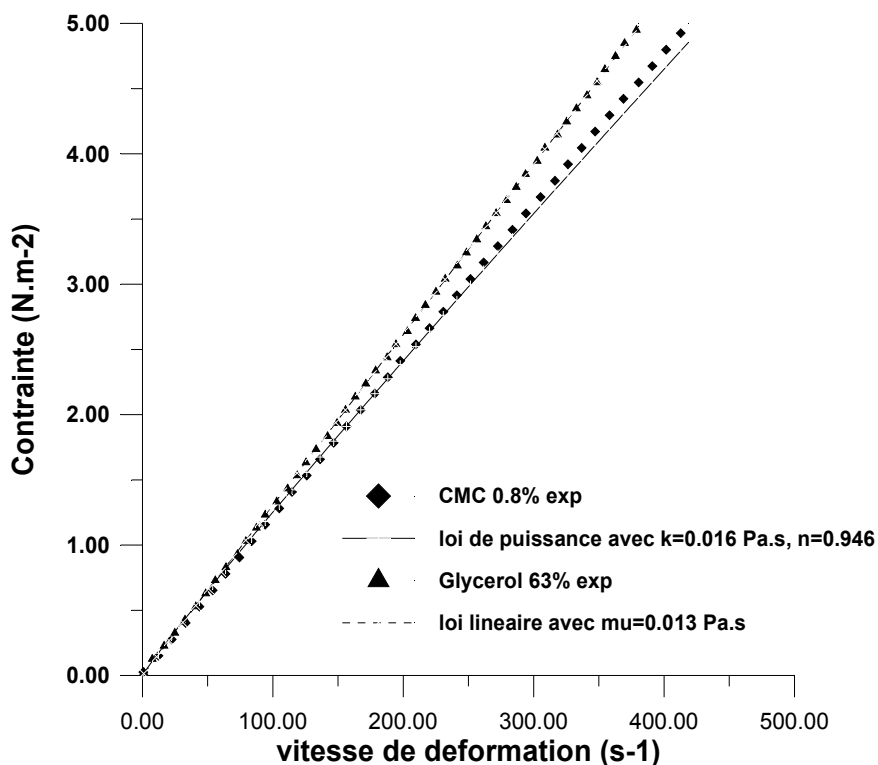


Fig 2-7 : Loi modélisant les différents comportements rhéologiques des fluides étudiés (T=293K).

En ce qui concerne les fluides newtoniens, nous avons utilisé l'eau et une solution de glycérine, de concentration 63% en masse, afin de pouvoir balayer une large gamme de nombres de Reynolds que nous définissons maintenant.

Le troisième paramètre dont nous étudions l'influence est donc le régime d'entrée de l'échangeur. Pour le caractériser, et afin de couvrir tous les fluides étudiés, nous définissons un nombre de Reynolds généralisé d'après Metzner et Reed (1955) et qui est de la forme :

$$Re_g = \frac{\rho D_h^n V_0^{2-n}}{8^{n-1} \left( \frac{3n+1}{4n} \right)^n k} \quad \text{eq [ 1 ]}$$

où :

-  $D_h$  est une longueur caractéristique de l'échangeur, choisie ici comme :

$$D_h = 2h \quad \text{eq [ 2]}$$

-  $V_0$  est la vitesse moyenne du fluide ou vitesse débitante dans la conduite d'injection,

-  $\rho$  est la masse volumique du fluide.

On voit que si  $n=1$ , l' eq [ 1 ] redonne la définition classique du nombre de Reynolds :

$$Re = \frac{\rho D_h V_0}{\mu} \quad \text{eq [ 3]}$$

Où  $\mu = k$ , représentant la viscosité dynamique du fluide utilisé.

Comme on peut le voir, le Nombre de Reynolds que nous venons de définir ne caractérise en fait l'écoulement que dans la conduite d'entrée de l'échangeur car c'est la seule référence sur laquelle nous pouvons nous baser au début de cette étude. Nous étudierons donc par la suite l'influence de ce nombre de Reynolds d'entrée sur l'écoulement dans l'échangeur proprement dit.

Le Tableau 4 suivant résume ainsi les différentes combinaisons de ces trois paramètres pour lesquelles nous avons étudié le champ dynamique.

Paramètres Rhéologiques $\Rightarrow$	$n=1.000,$ $k=0.001 \text{ Pa. s}$	$n=1.000$ $k=0.013 \text{ Pa. s}$	$n=0.940,$ $k=0.030 \text{ Pa. s}^n$	$n=0.917$ $k=0.100 \text{ Pa. s}^n$
Paramètres géométriques $\Downarrow$				
$a_s = 1.12$	4 ; 15 ; 30 ; 60	1 ; 2 ; 3	0.6 ; 1 ; 2 ; 3	0.5 ; 1
$a_s = 0.55$	15 ; 30 ; 60	1 ; 2 ; 3	1	1

Tableau 4 : Valeurs du nombre de Reynolds généralisé en fonction des paramètres rhéologiques et géométriques (  $\times 10^3$  ).

### **3. Méthodes numériques.**

#### **3.1. Introduction.**

Les mesures expérimentales permettent d'obtenir les valeurs réelles des grandeurs caractéristiques d'un écoulement. Cependant, tout montage expérimental induit des limitations technologiques, physiques et de temps et les mesures effectuées ne fournissent ainsi des informations que sur des zones facilement «accessibles» de la géométrie considérée. Pour palier à cette limitation, nous avons fait appel à une modélisation numérique du problème. Nous exposons ici les méthodes numériques que nous emploierons pour simuler nos écoulements.

#### **3.2. Présentation générale des méthodes numériques.**

Le choix d'un code numérique se fait principalement en fonction des éléments que l'utilisateur cherche à extraire des modélisations et notamment de la modélisation de la turbulence, pour laquelle plusieurs approches sont disponibles actuellement. En effet, la sensibilité aux conditions initiales et la présence d'une très grande variété d'échelles qui, principalement, donne son aspect aléatoire à la turbulence rendent extrêmement délicate la modélisation de ce genre d'écoulement. Avec l'évolution des puissances de calcul, on a vu se développer des méthodes numériques de plus en plus complexes en vue de modéliser le plus fidèlement possible les mécanismes de transfert interne de l'agitation turbulente. On trouvera sur la Fig 3-1 un schéma résumant l'ensemble des méthodes actuellement disponibles avec un bref descriptif pour chacune d'elle. Cette classification est due à Chassaing (2000). Les deux approches écrites en italique sur cette figure sont celles que nous utiliserons pour notre étude.

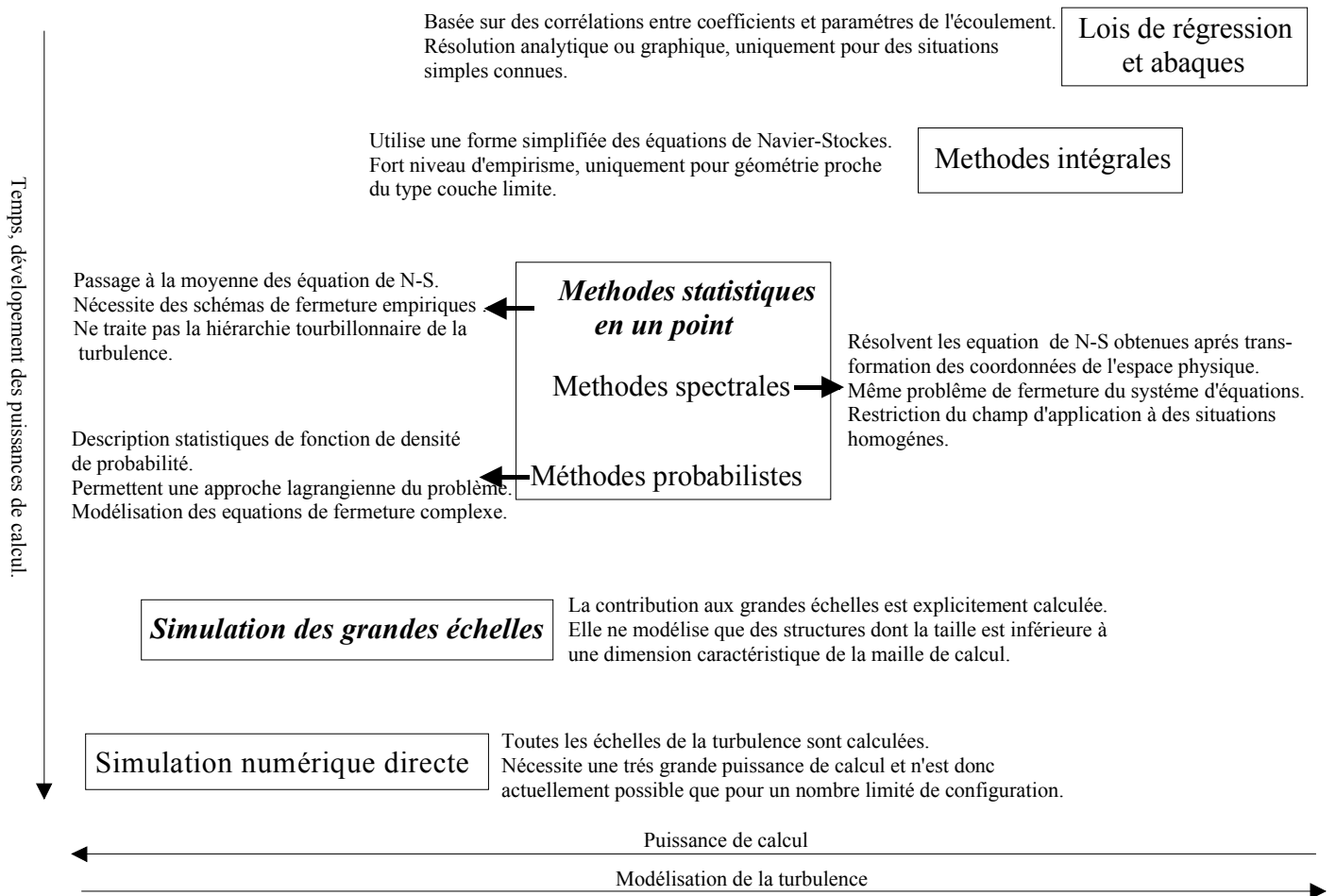


Fig 3-1 : Différentes méthodes de résolution numérique d'écoulements turbulents.

### 3.3. Méthode statistique en un point : code CFD-ACE.

La première méthode que nous présentons ici est donc basée sur une approche statistique de la turbulence. Elle procède directement des équations de Navier-Stokes par passage à la moyenne et sont dénommées R.A.N.S (pour Range Average Navier Stokes).

Les équations du mouvement sont :

Continuité :

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad \text{eq [ 4 ]}$$

Equation du mouvement :

$$\rho \frac{\partial U_i}{\partial t} + \rho U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = \rho F_i - \frac{\partial P}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad \text{eq [ 5 ]}$$

Où  $F_i$  représente les forces de volume.

Les modélisations RANS sont alors basées sur la décomposition des grandeurs caractéristiques instantanées de l'écoulement suivante:

$$\Phi = \overline{\Phi} + \Phi'' \quad \text{eq [ 6 ]}$$

Le symbole  $\overline{\quad}$  dénotant l'opérateur moyenne statistique,  $\Phi''$  représentant les fluctuations autour de cette grandeur moyenne.

Les équations régissant alors le mouvement moyen s'écrivent, en fluide incompressible :

Continuité :

$$\frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_i} = 0 \quad \text{eq [ 7 ]}$$

Equation du mouvement :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \overline{U}_i) + \rho \overline{U}_j \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} = \rho \overline{F}_i - \frac{\partial \overline{P}}{\partial x_j} + \mu \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{U}_j}{\partial x_i} \right) - \rho \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{U_i'' U_j''}) \quad \text{eq [ 8 ]}$$

On voit apparaître, dans le membre de droite de l'eq [ 8 ], un terme nouveau de corrélations doubles qui, bien qu'issu de la non-linéarité advective du premier membre, est interprété comme une contrainte supplémentaire due à la nature turbulente de l'écoulement et que l'on dénomme généralement contraintes (ou tensions) de Reynolds. L'application de l'opérateur moyenne aux dérivées partielles de Navier Stokes introduit ainsi une variable supplémentaire qui laisse, à cette étape du raisonnement, le système ouvert. On doit alors ajouter dans l'ensemble des équations à résoudre, une ou des équations supplémentaires de telle sorte qu'on ait autant d'équations que d'inconnues et que le système soit ainsi fermé. Les équations supplémentaires sont appelées équations de fermeture. Les modèles de fermeture sont classés suivant le nombre d'équations supplémentaires (zéro, une ou deux) auxquelles ils font appel. Le code basé sur la méthode statistique en un point que nous utilisons (**CFD-ACE**) dispose d'un grand nombre de modèles, tous du premier ordre dans le sens où ils ne retiennent comme inconnues principales que les valeurs moyennes des fonctions de l'écoulement. Les modèles disponibles vont du simple modèle algébrique (aucune équation de transport supplémentaire n'est introduite car on postule simplement une relation algébrique entre les contraintes de Reynolds et une autre grandeur de l'écoulement), aux modèles à deux équations supplémentaires rapportées généralement à l'énergie cinétique turbulente  $k$  et au taux de dissipation de cette énergie turbulente  $\epsilon$ . Nous ne présenterons ici

qu'un seul de ces modèles à deux équations, qui est souvent utilisé dans ce type d'approche de la turbulence : le modèle k-ε.

### 3.3.1. Modèle classique k-ε.

Le modèle implémenté dans **CFD-ACE** est basé sur celui développé par Lander et Sharma (1974) qui utilise une fermeture à schéma constitutif linéaire. Il consiste à modéliser les contraintes de Reynolds en supposant une relation de linéarité entre les contraintes de cisaillement et le gradient de vitesse ; le coefficient de proportionnalité a alors la dimension d'une viscosité qualifiée de turbulente. C'est la relation de Boussinesq qui fut le premier à émettre une telle hypothèse en 1877. Dans notre cas, cette relation s'écrit :

$$-\rho \overline{U_i''U_j''} = \mu_t \left( \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{U}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho \bar{k} \delta_{ij} \quad \text{eq [ 9 ]}$$

Où  $\bar{k}$  est l'énergie cinétique turbulente moyenne et  $\mu_t$  est la viscosité turbulente. Cette dernière a la dimension du produit d'une longueur caractéristique  $l$  avec une vitesse caractéristique  $\tilde{u}$  de l'agitation turbulente :

$$v_T = \frac{\mu_T}{\rho} = C'_\mu \tilde{u} l \quad \text{eq [ 10 ]}$$

Où  $C'_\mu$  est une constante.

La méthode k-ε standard utilise alors deux fonctions modèles pour exprimer les échelles de vitesse et de temps caractéristiques, en posant:

$$\tilde{u} = (\bar{k})^{1/2} ; l = \frac{C_D (\bar{k})^{3/2}}{\bar{\epsilon}} \quad \text{eq [ 11 ]}$$

Où  $\bar{\epsilon}$  est le taux moyen de dissipation d'énergie cinétique turbulente et  $C_D$  est une constante pure.

On obtient alors l'expression de la viscosité turbulente suivante :

$$v_T = \frac{C_\mu \bar{k}^2}{\bar{\epsilon}} \quad \text{eq [ 12 ]}$$

Le modèle impose au code de résoudre ainsi à chaque itération deux équations de transport supplémentaires, l'une rapportée à l'énergie cinétique turbulente :

$$\frac{\partial \bar{k}}{\partial t} + \overline{U}_j \frac{\partial \bar{k}}{\partial x_j} = C_\mu \frac{\bar{k}^2}{\bar{\epsilon}} \left( \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{U}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{C_\mu \bar{k}^2}{\sigma_k \bar{\epsilon}} \frac{\partial \bar{k}}{\partial x_j} \right) - \bar{\epsilon} \quad \text{eq [ 13 ]}$$

Et l'autre concernant le taux de dissipation d'énergie cinétique :

$$\frac{\partial \bar{\epsilon}}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \bar{\epsilon}}{\partial x_j} = C_{\epsilon 1} C_{\mu} \bar{k} \left( \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{C_{\mu}}{\sigma_{\epsilon}} \frac{\bar{k}^2}{\bar{\epsilon}} \frac{\partial \bar{\epsilon}}{\partial x_j} \right) - C_{\epsilon 2} \frac{\bar{\epsilon}^2}{\bar{k}} \quad \text{eq [ 14 ]}$$

Nous voyons que ces nouvelles équations de transport font apparaître un jeu de constantes qui sont définies de façon standard dans notre code, **sans être modifiables**. Elles constituent le premier élément sensible de cette méthode car elles ne sont pas forcément adaptées à tous les écoulements. Leurs valeurs sont données dans le Tableau 5

$C_{\mu} = 0.09 ; C_{\epsilon 1} = 1.44 ; C_{\epsilon 2} = 1.92 ; \sigma_k = 1.0 ; \sigma_{\epsilon} = 1.3$
---

Tableau 5 : Valeurs des constantes du modèle k-ε standard.

Ce modèle k-ε standard est basé sur une hypothèse de grands nombres de Reynolds de turbulence :

$$R_T = \frac{\tilde{u}.l}{\nu} \approx \frac{\bar{k}}{\nu \bar{\epsilon}} \gg 1 \quad \text{eq [ 15 ]}$$

C'est à dire qu'il néglige la diffusion moléculaire devant la diffusion turbulente loin des parois.

Cependant, proche de celles-ci, les effets visqueux ne peuvent plus être négligés et la modélisation basée sur un nombre de Reynolds turbulent n'est plus valable.

Pour palier à cette difficulté, le code **CFD-ACE** emploie des « lois de paroi », qui sont des modèles d'intégration connectant les conditions à la paroi et près de la paroi.

La modélisation de l'écoulement en proche paroi est basée sur celle des écoulements turbulents pariétaux cisailés simples. On raisonne alors à échelle de longueur imposée, c'est à dire en ne considérant que le profil de la vitesse azimutale moyenne  $\bar{U}$  dans une section donnée. Dans chacune des sections considérées, on corrèle une échelle de temps caractéristique qui est le gradient de vitesse azimutale dans cette zone, ( $\vec{n}$  étant la normale à la paroi, en fait l'inverse d'un temps), aux échelles de longueur  $l_z$  et de vitesses  $V_z$  relatives à la zone en question, ce qui donne :

$$\left( \frac{\partial \bar{U}}{\partial n} \right)_z = F(l_z, V_z) \quad \text{eq [ 16 ]}$$

Afin d'exprimer les différentes lois de répartition de la vitesses dans les différentes zones, on définit les paramètres adimensionnels transversaux suivants :

$$y^+ = \frac{\rho y u_\tau}{\mu},$$

$$u^+ = \frac{u}{u_\tau}, \quad \text{eq [ 17 ]}$$

$$\text{avec } u_\tau = \left( \frac{\tau_w}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}}$$

Où  $\tau_w$  est la tension de cisaillement à la paroi.

Une analyse temporelle multi-échelles permet de décomposer en trois couches distinctes la couche limite turbulente proche d'une paroi lisse:

-une première couche où la viscosité du fluide domine la viscosité turbulente et est appelée sous couche visqueuse. Par intégration directe de l'eq [ 16 ], on obtient le profil de vitesse linéaire :

$$u^+ = y^+ \quad \text{eq [ 18 ]}$$

La sous couche visqueuse s'étendant jusqu'à une épaisseur de  $y^+ = 5$ .

-Une couche intermédiaire où la viscosité du fluide et la viscosité turbulente sont équivalentes, appelée zone tampon

-Une couche externe où la viscosité turbulente est prépondérante et où le profil de vitesse est logarithmique et :

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \text{Ln}(Ey^+) \quad \text{eq [ 19 ]}$$

E et  $\kappa$  (constante de Von Karman) ont des valeurs fixes qui sont égales à :  $E=0,9$  et  $\kappa=0,40$ . Cette couche externe est supposée commencer pour  $y^+ > 50$ .

Avec le modèle k- $\varepsilon$  standard, le code **CFD-ACE** calcule les contraintes de Reynolds à la paroi en supposant un profil de vitesse entre la paroi et la première cellule proche de la paroi qu'il modélise alors par la loi linéaire (eq [ 18 ]) pour  $y^+ < 11,5$  et par la loi logarithmique (eq [ 19 ]) pour  $y^+ > 11,5$ .

Le maillage doit être réalisé de telle sorte que le centre de la première maille la plus proche de la paroi se trouve dans la couche logarithmique ( $y^+ > 30$ ).

Ces lois de parois constituent ici le deuxième élément sensible du modèle car elles sont établies à partir de modèles d'écoulements cisailés simples qui ne prennent pas en compte les effets de courbure. Néanmoins, ils permettent une première approche des écoulements turbulents que l'on observera dans l'échangeur.



Après avoir explicité la philosophie des modèles statistiques de fermeture en un point, nous allons exposer maintenant brièvement les méthodes numériques utilisées par **CFD-ACE** pour résoudre numériquement ces équations.

### 3.3.2. Méthodes de résolutions numériques.

Le code **CFD-ACE** utilise une méthode basée sur les volumes finis. Le volume de la géométrie est discrétisé en volumes élémentaires (hexaèdres, tétraèdres, prismes ou un mélange des trois) qu'on appelle aussi mailles (Fig 3-2).

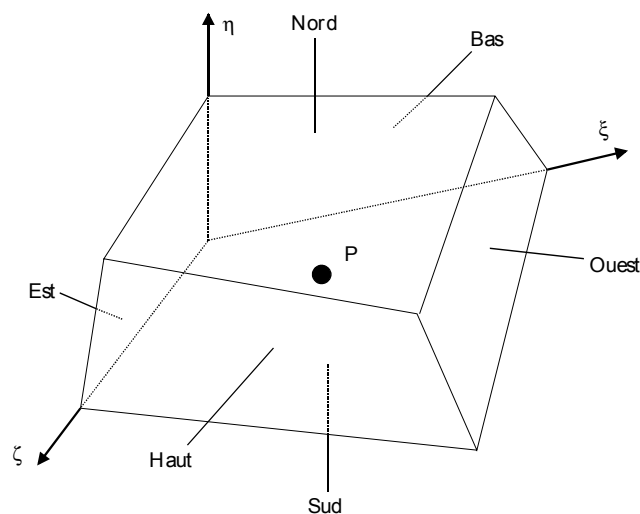


Fig 3-2 : Schématisation d'une maille (hexaèdre) et du système de coordonnées qui lui est rapporté :  $\xi(x,y,z)$ ,  $\eta(x,y,z)$ ,  $\zeta(x,y,z)$ .

On a vu précédemment que toutes les équations de transport des grandeurs caractéristiques de l'écoulement se résument à une expression commune qui peut être schématisée sous la forme suivante, pour la grandeur scalaire  $\Phi$  :

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t}(\Phi)}_{\text{terme temporel}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j}(u_j \Phi)}_{\text{terme de convection}} = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial x_j}}_{\text{terme de diffusion}} - \underbrace{S\Phi}_{\text{terme de source}} \quad \text{eq [ 20 ]}$$

Avec  $\Gamma = \frac{\mu}{\sigma} + \frac{\mu_T}{\sigma_T}$ , qui représente un terme de diffusivité effective et  $S\Phi$  qui représente un terme de

source, les expressions respectives de ces deux termes variant en fonction des types de l'équation résolue. Le terme de gradient de pression, qui ne peut être classé ni comme un terme de convection ni

comme un terme de diffusion est en général inclut dans le terme de source pour les trois équations de la dynamique.

On réécrit dans un premier temps ces équations dans le repère rapporté au maillage, ce qui donne :

$$\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial t} (J \Phi) + \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi_k} \{ J (\bar{V} \cdot \epsilon^k) \Phi \} = \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi_k} \left[ j \Gamma g^{ik} \frac{\partial \Phi}{\partial \xi_j} \right] + S \Phi \quad \text{eq [ 21 ]}$$

où J est le Jacobien du système,  $g^{jk} = \epsilon^j \cdot \epsilon^k$  la métrique du repère.

La méthode des volumes finis consiste alors à intégrer numériquement les équations du mouvement sur chacun des volumes élémentaires constituant le maillage. Les méthodes numériques mises en jeu consistent à linéariser chacun des termes de l'eq [ 21 ] sur le volume de contrôle et à résoudre ces systèmes linéaires afin d'obtenir la valeur des grandeurs de l'écoulement au centre de chacune des mailles ; c'est à dire que toutes les variables calculées sont enregistrées au point P centroïde de chaque maille. Les méthodes de linéarisation, de discrétisation et de résolution des équations régissant l'écoulement sont présentées dans l'Annexe B, § 1. La résolution des systèmes d'équations aux différences finies se fait par une méthode itérative qui permet de calculer le champ de pressions compte tenue de l'équation de conservation de la masse par une méthode semi-implicite (c'est à dire qui utilise les valeurs du champ de pressions calculées à l'itération précédente). Le couplage pression-vitesse est exposé dans l'Annexe B, § 2. On présentera ici sur la Fig 3-3 simplement une schématisation de cette méthode itérative utilisée par **CFD-ACE** et qui est basée sur un algorithme **SIMPLEC** ( Semi-Implicit Method for pressure-Linked Equation Consistent).

A chaque itération, l'algorithme SIMPLEC calcule un résidu pour chaque variable qui est la valeur absolue de la somme des résidus à chaque cellule. On estime en général que pour obtenir une solution convenable du problème, on doit observer une diminution de cinq décades des résidus de départ.

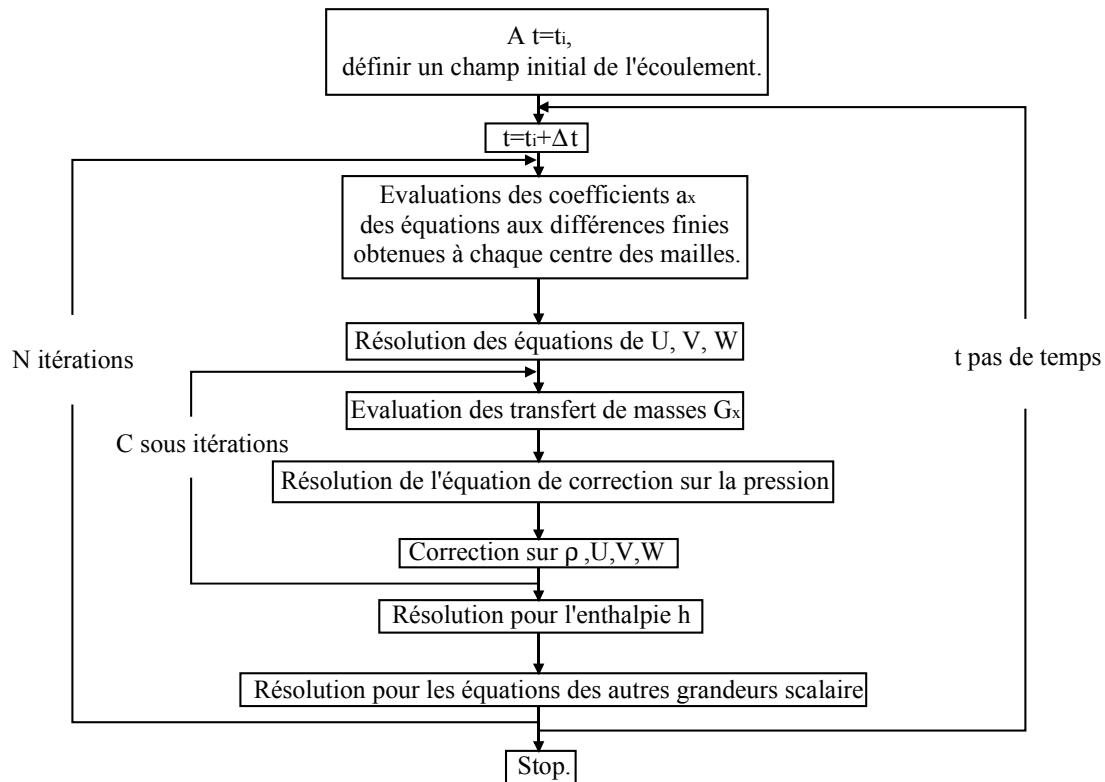


Fig 3-3 : Algorithme SIMPLEC

### 3.4. Méthode de simulation des grandes échelles : code TRIO U.

Nous venons de voir que les modèles statistiques de fermeture en un point proposés par le code **CFD-ACE** font intervenir des méthodes empiriques. Il est donc à craindre qu'ils ne puissent pas toujours rendre correctement les effets relevés dans des écoulements complexes (fortement tridimensionnels et curvilignes comme dans notre cas). C'est pourquoi il nous a paru intéressant d'envisager une modélisation différente de la turbulence et de comparer les résultats obtenus par ces deux approches. On tâchera alors de dégager les avantages et les inconvénients de chacun des modèles.

Pour ce faire, nous avons opté pour un code basé sur la « Simulation des Grandes Echelles » ou SGE : **Trio\_U** ou **PRICELESS**. Il s'agit d'un code développé par le CEA en partenariat avec EDF et différents laboratoires universitaires<sup>1</sup>. L'idée de la simulation des grandes échelles est d'obtenir, par résolution directe des équations de Navier Stokes, les caractéristiques de l'écoulement liées aux grandes structures qui sont, par exemple, fortement dépendantes de la géométrie. La modélisation de la turbulence n'intervient alors que pour les échelles plus petites pour lesquelles on considère un mouvement isotrope plus universel. L'intérêt de cette méthode est d'obtenir des informations statistiques, comme les valeurs moyennes des grandeurs de l'écoulement, mais aussi leurs fluctuations

<sup>1</sup> LEGI : laboratoire de écoulements Géophysiques et Industriels.

LMFA : Laboratoire de Mécanique des Fluides et Acoustique.

LAN : Laboratoire d'Analyse Numérique.

UMIST : University of Manchester : Institut of Science and Technologie.

ainsi que des informations sur la topologie de l'écoulement, au travers des caractéristiques des structures cohérentes apparaissant dans celui-ci. De plus, elle offre un bon compromis entre la modélisation de la turbulence, qui fait appel à moins de constantes « empiriques » que dans le cas des méthodes basées sur la RANS, et la puissance de calcul nécessaire, qui reste beaucoup moins importante que pour une Simulation Numérique Directe.

### 3.4.1. Principe de la SGE.

Afin d'isoler les contributions aux grandes échelles, on applique un filtre passe bas (rapporté au nombre d'onde) qui élimine les fluctuations des échelles inférieures à la largeur du filtre, appelé échelle sous-maille. On introduit donc un opérateur de moyenne spatiale filtrée qu'on applique aux grandeurs de l'écoulement :

$$\bar{f}(\bar{x}, t) = \iiint G_{\Delta}(\bar{x}, \bar{x}') f(\bar{x}', t) d^3\bar{x}' \quad \text{eq [ 22 ]}$$

Où  $G_{\Delta}(\bar{x}, \bar{x}')$  est l'opérateur de filtrage au point  $\bar{x}$  dans l'environnement défini par  $\bar{x}'$  et  $\Delta$  représentant un paramètre caractéristique du filtre.

Toute grandeur caractérisant l'écoulement se décompose alors en :

$$f(\bar{x}, t) = \bar{f}(\bar{x}, t) + f'(\bar{x}, t) \quad \text{eq [ 23 ]}$$

Où  $f'(\bar{x}, t)$  est la fluctuation de sous maille.

De même, en appliquant directement l'opérateur de moyenne filtrée (eq [ 22 ]) aux équations du mouvement (cf eq [ 7 ] et eq [ 8 ]), on obtient :

-pour l'équation de continuité :

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad \text{eq [ 24 ]}$$

-pour l'équation du mouvement :

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_i \bar{u}_j) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (2\nu \bar{S}_{ij} + \bar{R}_{ij}) \quad \text{eq [ 25 ]}$$

Où  $\overline{R}_{ij}$  caractérise ici les contraintes de Reynolds sous mailles. C'est ce tenseur qu'il faut alors modéliser afin d'obtenir la solution de l'écoulement.

### 3.4.2. Modélisation du tenseur Sous-Mailles: modèle de Smagorinsky.

On peut décomposer le tenseur de sous maille en sa partie isotrope et sa partie anisotrope :

$$\overline{R}_{ij} = \overline{T}_{ij} + \frac{1}{3}\overline{R}_{kk}\delta_{ij} \quad \text{eq [ 26 ]}$$

On inclue alors la partie isotrope dans le terme de pression. La modélisation ne porte plus que sur la partie anisotrope. Pour cela, Trio\_U fait appel au modèle de Smagorinsky (1963) qui suppose une relation linéaire de ce tenseur anisotrope  $\overline{T}_{ij}$  avec le champ de déformation des vitesses, filtrée,  $\overline{S}_{ij}$  :

$$\overline{T}_{ij} = -2\overline{\nu}_T\overline{S}_{ij} \quad \text{eq [ 27 ]}$$

On introduit donc une hypothèse de viscosité turbulente qui caractérise la viscosité tourbillonnaire des structures de sous-mailles. Dans le modèle de Smagorinsky, on suppose que la production et la dissipation d'énergie des petites échelles s'annulent. La viscosité tourbillonnaire est alors prise égale au produit d'une longueur caractéristique par une vitesse. Cette longueur est celle de la taille du filtre  $\Delta$ . La vitesse est déduite du gradient de vitesse typique  $\|\overline{S}_{ij}\| = \sqrt{2\overline{S}_{ij}\overline{S}_{ij}}$ , à l'échelle de  $\Delta$ , d'où :

$$\overline{\nu}_T = C_s\Delta^2\|\overline{S}_{ij}\| \quad \text{eq [ 28 ]}$$

où  $C_s$  est la constante de Smagorinsky qui reste à déterminer.

On voit donc que cette approche de la turbulence ne fait intervenir qu'un seul paramètre « empirique »,  $C_s$ , au lieu de six pour le modèle k- $\epsilon$  classique.

Nous n'exposerons pas ici les méthodes numériques de résolution des équations du mouvement afférentes à Trio\_U. On trouvera le détail de ces méthodes ainsi que la validation du code PRICELESS pour différents cas académiques dans le rapport de thèse de Ackermann (2000).

## 4. Mesure du champ dynamique en conditions isothermes.

Nous présentons dans un premier temps les résultats des mesures expérimentales en mettant en évidence l'influence du régime d'entrée sur le champ dynamique dans tout l'échangeur pour des écoulements de fluides newtoniens et une épaisseur  $h$  fixe de l'échangeur. L'impact du comportement des solutions de polymères sera étudié dans un deuxième temps ainsi que les influences majeures que peut avoir la géométrie de l'échangeur sur le champ des vitesses (cf §5).

### 4.1. Bas nombres de Reynolds.

#### 4.1.1. Régime observé à l'entrée.

Pour notre étude, il est important de caractériser le régime d'entrée puisque c'est celui qui sera pris comme référence afin de pouvoir comparer les différents écoulements. On définira alors précisément les plages de Reynolds où s'opère la transition entre régime laminaire (qu'on qualifiera plutôt de bas nombres de Reynolds) et régime turbulent (hauts nombres de Reynolds).

Pour cela, on mesure dans un premier temps l'évolution du rapport  $\frac{V_0}{V_{\max}}$  où  $V_0$  est la vitesse moyenne et  $V_{\max}$  est la vitesse axiale maximum mesurée au centre de la conduite d'entrée. Les résultats sont portés sur la Fig 4-1.

On voit que ce rapport tendrait asymptotiquement vers une valeur proche de 0.5 (valeur caractéristique d'un profil de vitesse axial parabolique) pour les nombres de Reynolds inférieurs à 2000 et vers une valeur de 0.8 (profil de Prandtl en loi de puissance 1/7) pour les débits les plus importants. On remarque que la zone de transition apparaît pour des nombres de Reynolds inférieurs à 2000 et que le régime turbulent pleinement établi ne peut être considéré comme atteint que pour les plus fortes valeurs du nombre de Reynolds (30000 à 50000). D'une façon générale, la définition de notre nombre de Reynolds (eq [ 1 ]) ne modifie pas de façon notable les limites classiquement admises de transition entre les différents régimes d'écoulement.

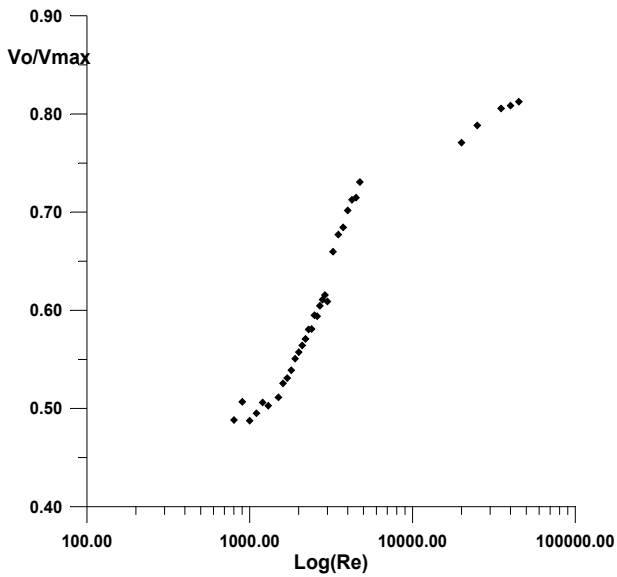


Fig 4-1 : Evolution de  $V_o / V_{max}$  en fonction du nombre de Reynolds généralisé  $Re_{eg}$ .

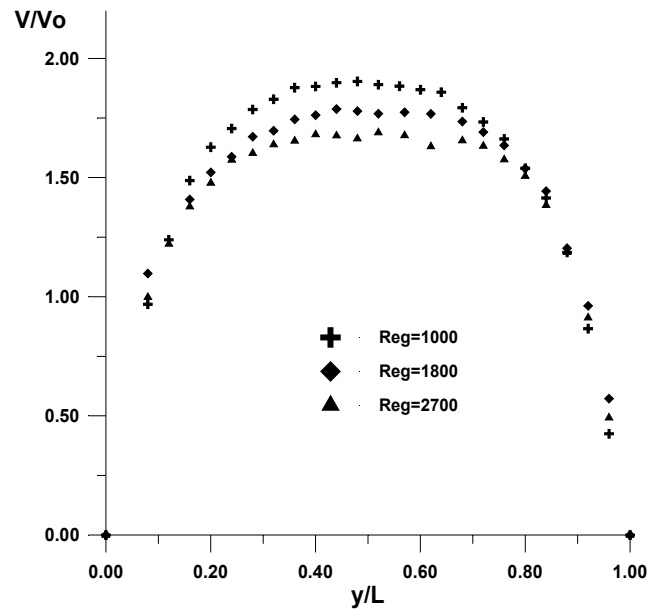


Fig 4-2 : Profils d'entrée des vitesses axiales à différents débits (Glycerol,  $2z/h-1=0$ )

Comme nous le verrons par la suite, l'existence d'un écoulement à vortex au sein de la cellule est fortement dépendante des conditions dynamiques observées à l'entrée. Une autre façon de définir clairement l'aspect laminaire, transitoire ou turbulent de l'écoulement que l'on observe dans la conduite d'entrée est de suivre l'évolution du profil des vitesses axiales à mi-épaisseur avec le nombre de Reynolds (Fig 4-2). On distingue un profil parabolique pour  $Re=1000$ , caractéristique d'un écoulement laminaire comme le laissait prévoir la Fig 4-1. Puis les profils de vitesses dévient de cette allure pour finalement s'aplatir au centre ; on entre alors dans le régime turbulent.

L'établissement de l'écoulement laminaire dans une conduite de section rectangulaire dépend entre autre du rapport d'aspect  $\alpha^* = \frac{h}{L}$  (0.6 dans notre cas). Lundgren & Al (1964) ont mis en évidence une loi permettant de prédire l'établissement d'un écoulement laminaire en fonction de ce rapport (cf Tableau 6).

$\frac{V_{max}}{V_o}$	2.0962	2.0774	1.9918	1.9236	1.7737	1.6758	1.6283	1.6283	1.6009	1.5
$\alpha^*$	1.000	0.750	0.500	0.400	0.400	0.250	1/6	0.125	0.100	0

Tableau 6 : Evolution du rapport  $\frac{V_{max}}{V_o}$  en fonction du rapport d'aspect pour des régimes laminaires

Dans notre cas, ce tableau nous permet de confirmer qu'effectivement nous obtenons un régime laminaire établi pour  $R_{eg} = 1000$  et qu'au-delà, nous observons l'apparition d'écoulements transitoires et turbulents.

4.1.2. Écoulement principal.

On définit ici l'écoulement principal comme l'écoulement s'étendant dans un plan parallèle aux faces latérales de l'échangeur (qu'on dénommera plan  $(r-\theta)$  dans la suite). Tous les profils présentés ici ont été mesurés à mi-épaisseur ( $2(z/h)-1=0$ ) et repérés par l'abscisse adimensionnelle  $r/R$  ( $r/R=0$  correspond au centre de la conduite de sortie et  $r/R=1$  à la paroi périphérique). Les composantes tangentielles (encore appelées azimutales)  $V$  et radiales  $U$  de la vitesse sont adimensionnalisées par la vitesse débitante à l'entrée  $V_0$ . Pour faciliter la compréhension des figures présentées, on trouvera à coté de celles-ci, dans la colonne centrale, une représentation 3D de l'échangeur où l'on a repéré les positions des profils présentés.

L'évolution des vitesses azimutales pour différentes positions dans la cellule en fonction de  $r/R$  à différents nombres de Reynolds est portée sur les Fig 4-3 et Fig 4-4.

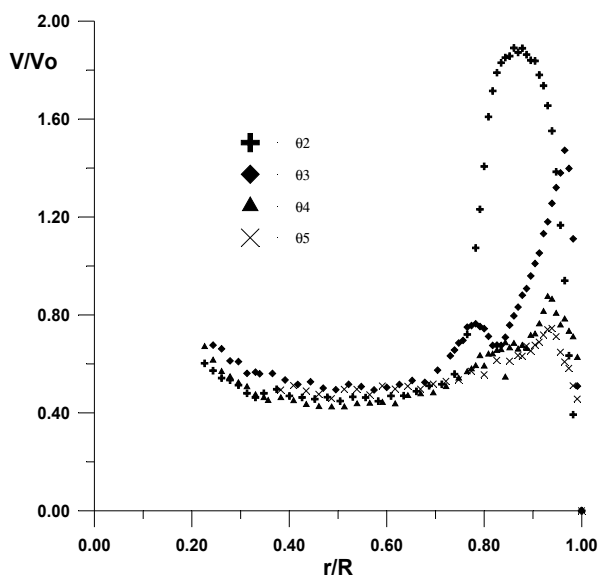


Fig 4-3 : Evolution des vitesses azimutales en fonction de  $r/R$  pour différentes positions  $\theta_i$  (Glycerol,  $R_{eg}=1000$ )

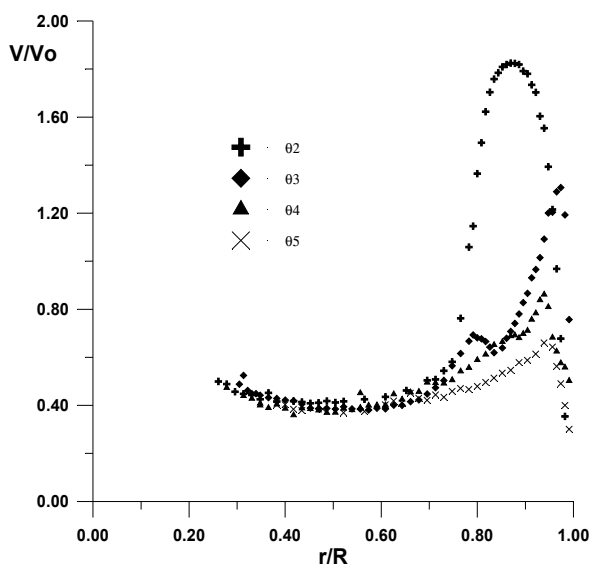


Fig 4-4 : Evolution des vitesses azimutales en fonction de  $r/R$  pour différentes positions  $\theta_i$  (Glycerol,  $R_{eg}=2700$ )

Pour  $R_{eg} = 1000$ , le champ dynamique au sein de l'échangeur peut être décomposé en trois écoulements distincts :



-le premier est un écoulement induit par le « jet » d'entrée et reste localisé à la périphérie de la partie cylindrique de la géométrie. On le distingue très nettement sur la position  $\theta_2$  où il apparaît pour des rayons adimensionnalisés compris entre 0.78 et 1 ; soit une longueur équivalente à la hauteur de la conduite d'entrée. La vitesse azimutale maximum atteinte dans cet écoulement périphérique est quasiment égale à celle mesurée à l'entrée ( $V_{\max} = 1.85V_0$  sur le rayon  $\theta_2$ ,  $V_{\max} = 1.90V_0$  sur  $\theta_1$ ). Le maximum du profil des vitesses est alors déplacé vers la paroi périphérique externe de l'échangeur sous l'effet de la force centrifuge pour les positions  $\theta_3$  à  $\theta_5$  ; les maximums de la vitesse azimutale se situant à  $r/R=0.95$  pour ces positions alors que sur  $\theta_2$ , le maximum apparaît pour  $r/R=0.88$ . Ce maximum décroît rapidement sur les positions de mesures  $\theta_3$  à  $\theta_5$  pour atteindre des valeurs inférieures à la vitesse moyenne d'entrée, particulièrement en  $\theta_5$  ( $V_{\max} = 0.77V_0$ ).

-Le second écoulement visible est un faible écoulement à vortex centré sur l'axe de symétrie de l'échangeur. L'évolution des vitesses azimutales dans cette zone est caractérisée par une variation en  $1/r$ . Cet écoulement irrotationnel (à mi-épaisseur) est localisé pour  $0.1 \leq r/R \leq 0.35$  (0.1  $r/R$  marque la position de la sortie). Dans cette zone, les vitesses azimutales, même si elles croissent de façon hyperbolique quant on se rapproche du centre de l'échangeur, restent inférieures à celles observées dans l'écoulement périphérique. On note enfin que les profils sont quasiment superposés dans cette zone pour toutes les positions  $\theta$  étudiées.

-le troisième et dernier écoulement que l'on distingue correspond à une zone où les vitesses azimutales sont quasiment invariantes avec  $r/R$  évoluant entre ces valeurs qui dénotent la zone à vortex ( $r/R=0.35$ ) et la zone périphérique ( $r/R=0.78$ ). L'emploi du terme « écoulement » pour qualifier cette zone dynamique est de ce fait légèrement abusif puisqu'elle constitue en fait une zone que nous qualifierons dorénavant d'intermédiaire ou tampon entre les deux écoulements cités précédemment.

Quand on augmente le nombre de Reynolds à l'entrée, on constate une modification des caractéristiques de ces trois zones. La zone vortex s'élargit, l'écoulement potentiel étant maintenant compris entre  $0.1 \leq r/R \leq 0.55$  pour  $Re_{eg} = 2700$ . Cette extension est faite au détriment de la zone tampon, qui n'est plus visible sur la position  $\theta_2$ . Le maximum des vitesses azimutales est encore situé dans l'écoulement périphérique mais celles-ci croissent de façon significative vers le centre de la cellule avec l'augmentation du nombre de Reynolds, atteignant des valeurs proches de  $V_0$  pour  $r/R=0.20$ .

Pour ces deux champs dynamiques à bas nombres de Reynolds, on voit donc qu'une majeure partie de l'énergie cinétique reste cantonnée à la périphérie de l'échangeur. Le taux de transfert de quantité de

mouvement de la périphérie vers le centre de la cellule reste faible pour ces conditions dynamiques, conduisant à l'établissement d'un faible écoulement vortex centré sur l'axe de symétrie de la cellule.

4.1.3. Définition du débit « partiel ».

Il nous a paru intéressant d'analyser l'évolution du débit à travers les quatre positions de mesures expérimentales dans la partie cylindrique. Pour cela, nous utilisons les valeurs expérimentales pour générer une grille de données à deux dimensions (cf § 2.3) dans un plan r-z pour une position  $\theta_1$  fixée (y-z en  $\theta_1$ ). Cette grille de données est alors interpolée par une méthode de triangulation linéaire afin d'obtenir un champ dynamique complet calculé sur tout le plan r-z considéré (y-z à l'entrée). La grille de données calculée contient 20\*52 points afin de respecter l'espacement des points expérimentaux. On utilise alors cette grille afin d'obtenir deux représentations en trois dimensions du champ dynamique, une pour les vitesses radiales et une pour les vitesses azimutales, comme celle présentée sur la Fig 4-5.

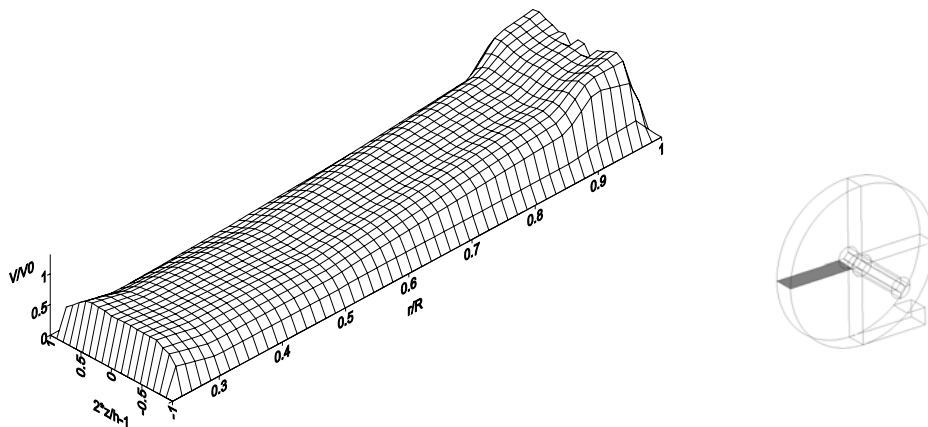


Fig 4-5 : Représentation en trois dimensions du champ des vitesses azimutales pour la position  $\theta_3$  (Glycerol, h=15 mm,  $R_{eg} = 1000$ ).

Grâce à cette représentation en trois dimensions, on calcule alors l'évolution du débit le long des rayons de la partie cylindrique de l'échangeur de la manière suivante :

Désignons par  $dS_i = h * dx_i$  l'élément de surface et  $x_i$  le rayon où sont calculées les grandeurs  $\int_0^h V_i(z) dz$  (i variant de 0 à 52,  $r_0 = R$ ,  $dx_i = x_i - x_{i+1}$ ).

Le débit traversant le premier élément de surface (c'est à dire le plus proche de la paroi périphérique externe) est alors donné par :

$$Q_{V_o} = \int_{r_0}^{r_1} \int_0^h V_{0\text{moy}} dz dr = \int_0^h V_{0\text{moy}} dz (x_0 - x_1) \quad \text{eq [ 29 ]}$$

puisque  $V_{0\text{moy}} = V_{0\text{moy}}(z)$  et avec:

$$\int_0^h V_{i\text{moy}}(z) dz = \frac{\int_0^h V_i(z) dz + \int_0^h V_{i+1}(z) dz}{2} \quad \text{eq [ 30 ]}$$

Le débit traversant la section définie par les rayons  $x_0 = R$  et  $x_n$  est alors égal à :

$$Q_{v_{x_n}} = \sum_{i=0}^{i=n} \left[ \int_0^h V_{i\text{moy}}(z) dz (x_i - x_{i+1}) \right] \quad \text{eq [ 31 ]}$$

Pour valider cette méthode de calcul de débit, nous l'avons appliquée à la grille expérimentale obtenue en  $\theta_1$  (plan y-z). Il apparaît alors que la valeur du débit calculé présente un écart maximum de 5% avec le débit mesuré expérimentalement.

Les débits obtenus par l'eq [ 31 ], qui doivent être considérés comme des débits partiels, sont alors adimensionnalisés par le débit (mesuré) d'entrée  $Q_{vi}$  et le rapport  $\frac{Q_{v_{x_n}}}{Q_{vi}}$  obtenu peut être rapporté à un nombre de tours moyen que fait une particule fluide lorsqu'elle est localisée au rayon  $x_n$ .

L'évolution des débits correspondant aux conditions expérimentales présentées sur les Fig 4-3 et Fig 4-4 est reportée sur les Fig 4-6 et Fig 4-7. On approche l'évolution des débits partiels par une loi polynomiale, en utilisant les points expérimentaux compris entre  $0.20 < r/R < 0.80$ , afin d'obtenir la valeur des débits adimensionnalisés en  $r/R=0.10$ , c'est à dire pour le rayon de la conduite de sortie.

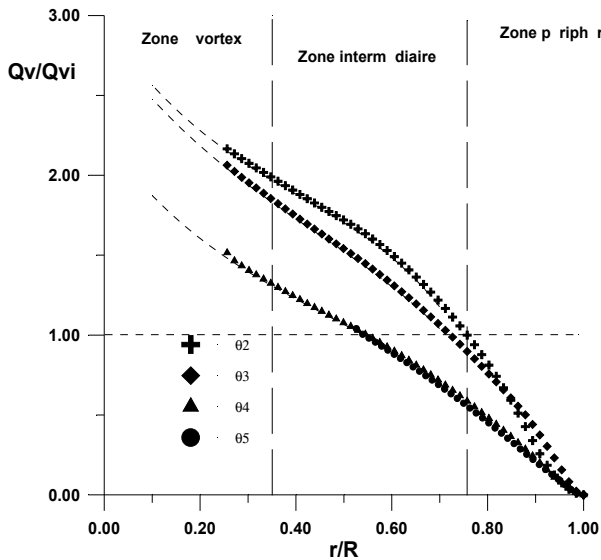


Fig 4-6 : Evolution des débits en fonction de  $r/R$  à différentes positions  $\theta_i$  (Glycerol,  $R_{eg}=1000$ ).

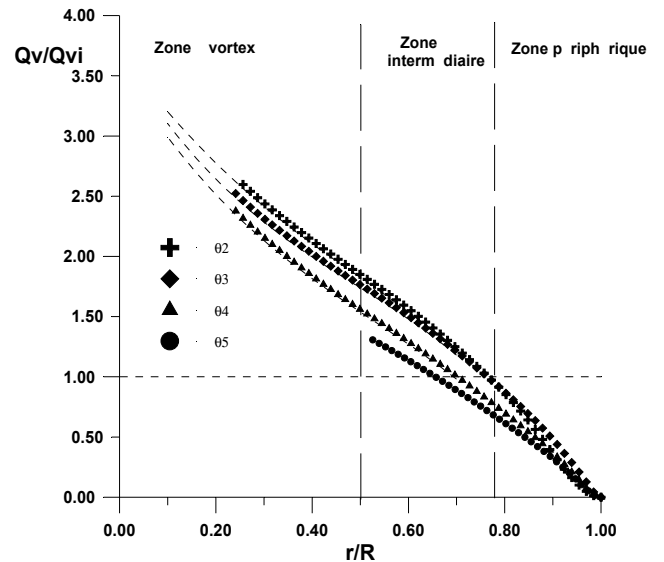


Fig 4-7 : Evolution des débits en fonction de  $r/R$  à différentes positions  $\theta_i$  (Glycerol,  $R_{eg}=2700$ ).

En suivant l'évolution des courbes de la périphérie vers le centre de la cellule, on distingue trois zones :

- On observe d'abord un accroissement important du débit pour des valeurs de  $r/R$  proches de 1, dû à l'écoulement périphérique où les gradients de vitesses suivant l'axe  $\vec{r}$  sont les plus importants.

- Puis une évolution linéaire (avec une pente constante pour toutes les positions, voisine de  $-1.5$ ) qui correspond à la zone intermédiaire ou tampon.

- Enfin, on note sur chaque courbe la présence d'un point d'inflexion qui indique la limite entre la zone tampon et l'écoulement central à vortex. Le débit augmente alors de façon hyperbolique avec une diminution du rayon adimensionnel  $r/R$ .

On peut alors tirer quelques informations concernant le débit tournant, c'est à dire la quantité de fluide qui fait au moins un tour dans l'échangeur avant d'en être extrait. Pour  $Re_g = 1000$ , on voit que le jet d'entrée s'étale rapidement après avoir été injecté dans la partie cylindrique, un débit adimensionnel partiel égal à l'unité n'étant obtenu que pour  $r/R=0.55$  sur la position  $\theta_5$  alors qu'en  $\theta_2$  on l'obtient

pour  $r/R=0.78 \approx 1 - \frac{L}{R}$ . Ceci conduit alors à un faible débit tournant égal à  $0.9 Q_{vi}$  (évalué à la position

$\theta_2$  où l'on suppose que le débit partiel calculé est égal à la somme du débit entrant et du débit tournant), le jet d'entrée ne s'enroule qu'à peine une fois sur lui-même. Lorsque l'on augmente le débit d'entrée, on constate un accroissement de cet effet d'enroulement du jet d'entrée et le débit tournant augmente alors (il est égal à  $1.5 Q_{vi}$  pour  $Re_g = 2700$ ).

En conclusion de cette étude sur la structure de l'écoulement principal à bas nombres de Reynolds, nous allons maintenant focaliser notre attention sur la singularité observée sur le profil des vitesses azimutales en  $\theta_3$  (Fig 4-3).

#### *4.1.4. Zone de superposition des écoulements intermédiaire et périphérique.*

Pour cela, on a porté sur la Fig 4-8 les profils des vitesses en  $\theta_3$  pour différents nombres de Reynolds couvrant la zone de transition entre laminaire et turbulent. Il apparaît que cette oscillation ou singularité dans le profil de vitesse est localisée pour  $r/R=0.8$  ce qui représente une distance à la paroi périphérique extérieure équivalente à la hauteur du jet d'entrée. Cette oscillation est caractérisée par une inversion du signe de la pente de la courbe, les vitesses azimutales diminuant brutalement dans la zone correspondant à la limite entre zones tampon et périphérique. Deux extremums locaux (entre  $0.75 < r/R < 0.85$ ) apparaissent donc, laissant penser à un raccordement entre deux profils de vitesses distincts. L'amplitude de cette oscillation se réduit lorsque l'on augmente le nombre de Reynolds jusqu'à être nulle pour des écoulements aux nombres de Reynolds supérieurs ou égaux à 2700, c'est à dire lorsque l'on sort de la zone de transition laminaire-turbulente. Pour ces écoulements, on voit apparaître nettement une zone à vortex au centre de l'échangeur.

Afin d'avoir une idée plus précise des mécanismes physiques induisant cette oscillation, nous avons réalisé une visualisation de l'écoulement principal à l'aide d'un générateur optico-acoustique de nappe laser dynamique aimablement prêté par le CREST<sup>2</sup>. La nappe laser est générée dans le plan médian  $r-\theta$  de l'échangeur, les bulles présentes dans le fluide étant suffisantes pour obtenir une image nette de l'écoulement. Les Fig 4-9 et Fig 4-10 présentent un instantané de deux écoulements pour des nombres de Reynolds de 1000 et de 2700 respectivement. A la lumière de la Fig 4-9, il apparaît clairement que la singularité est liée au déplacement d'une couche ou d'un ruban de mélange généré par le fort gradient de vitesse existant entre les particules fluides entrant dans l'échangeur et celles ayant déjà fait un tour. Quand on augmente le débit d'entrée, ce ruban de mélange n'est plus visible et l'écoulement vortex semble occuper la majeure partie du volume de la géométrie.

C'est cette couche de mélange, fortement dissipative, qui pour une grande partie restreint le taux de transfert centripète de moment, limitant la puissance de l'écoulement vortex induit par l'enroulement du

---

<sup>2</sup> Centre de recherche sur les Ecoulements, les Surfaces et les Transferts  
FRE CNRS 2278,  
Franche-Comté university, Technologic park, IGE site  
2 avenue jean Moulin,  
90000 BELFORT, France..

jet d'entrée. Afin d'avoir une idée plus précise de la topologie de l'écoulement, nous allons maintenant étudier les caractéristiques du champ dynamique suivant les plans r-z.

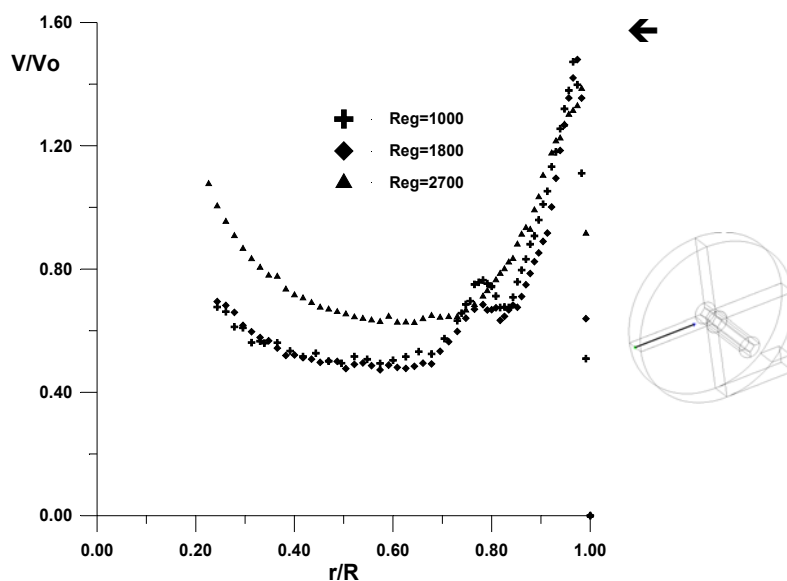


Fig 4-8 : Evolution du profil des vitesses azimutales en  $\theta_3$  à différents nombres de Reynolds.

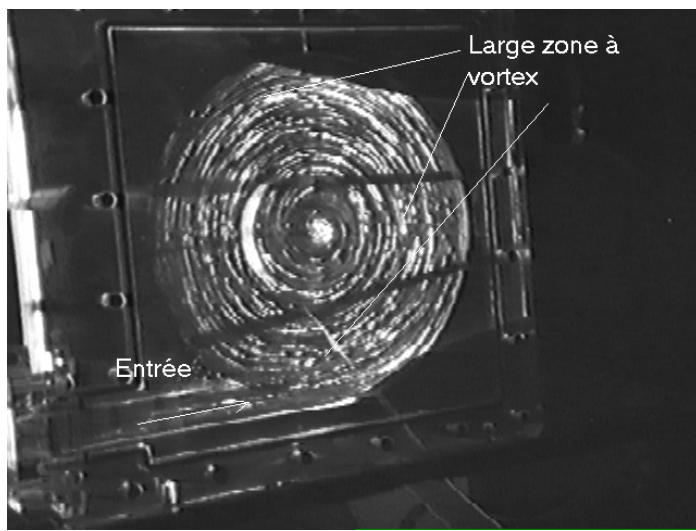
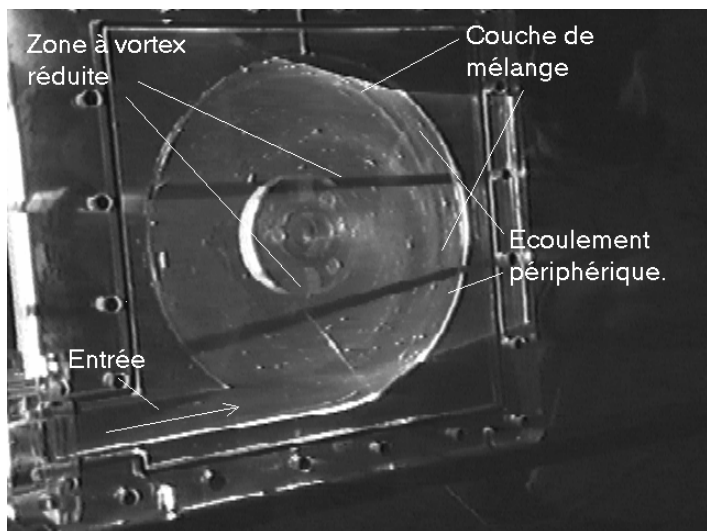


Fig 4-9 : Visualisation de l'écoulement au sein de l'échangeur à bas nombre de Reynolds ( $R_{eg}=1000$ )

Fig 4-10 : Visualisation de l'écoulement au sein de l'échangeur en régime de transition ( $R_{eg}=2700$ )

#### 4.1.5. Écoulement secondaire.

L'écoulement secondaire est donc étudié le long de l'axe  $\bar{z}$ . On rappelle ici que des valeurs positives des vitesses radiales correspondent à des vitesses centripètes.

Les profils des vitesses radiales et azimutales le long de la position  $\theta_3$  pour différents rayons et particulièrement pour  $r/R=0.30$  (dans la zone vortex) et  $r/R=0.91$  (dans la zone périphérique) avec  $R_{eg}=1000$  sont présentés sur les Fig 4-11 à Fig 4-14. Ces profils sont soumis à de fortes modifications suivant leur position radiale :

-d'un coté, dans la zone vortex (proche du centre de l'échangeur), le profil des vitesses radiales est quasiment symétrique par rapport au plan médian de l'échangeur et admet trois extremums. Un minimum positif proche de  $2(z/h)-1=0$  qui résulte de l'équilibre entre les forces centrifuges et les forces centripètes dues au gradient de pression radial ; deux maximums positifs (atteignant  $0.8 V_0$ ) proches des parois latérales ( $2(z/h)-1=\pm 0.75$ ) où par conséquent se situe la majeure partie de l'écoulement centripète. Les profils de vitesses azimutales mesurés dans cette zone (Fig 4-14) montrent une évolution régulière avec un maximum égal à  $0.5 V_0$  à mi-épaisseur correspondant au minimum des vitesses radiales.

-dans la zone périphérique, bien que le profil des vitesses radiales préserve sa symétrie par rapport au plan médian de l'échangeur, on voit que la courbe passe maintenant par cinq extremums : deux minimums dont l'amplitude est très faible localisés à  $2(z/h)-1=\pm 0.5$  et trois maximums dont deux proches des parois latérales, comme dans la zone vortex, qui atteignent des valeurs plus réduites. Le dernier maximum émerge près du plan médian et est d'une amplitude réduite ( $0.10V_0$ ). Ce dernier maximum correspond à un minimum dans le profil des vitesses azimutales correspondant.

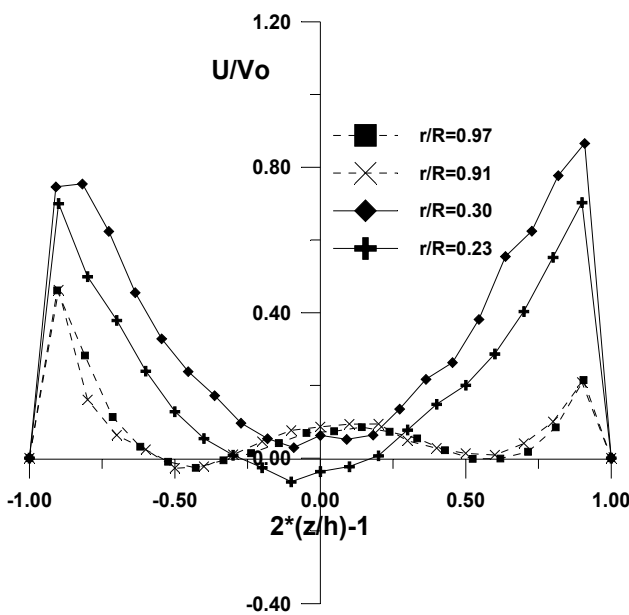


Fig 4-11 : Evolution des profils des vitesses radiales en fonction de  $2(z/h)-1$  pour différents rayons  $r/R$  ( $R_{eg}=1000, \theta_3$ )

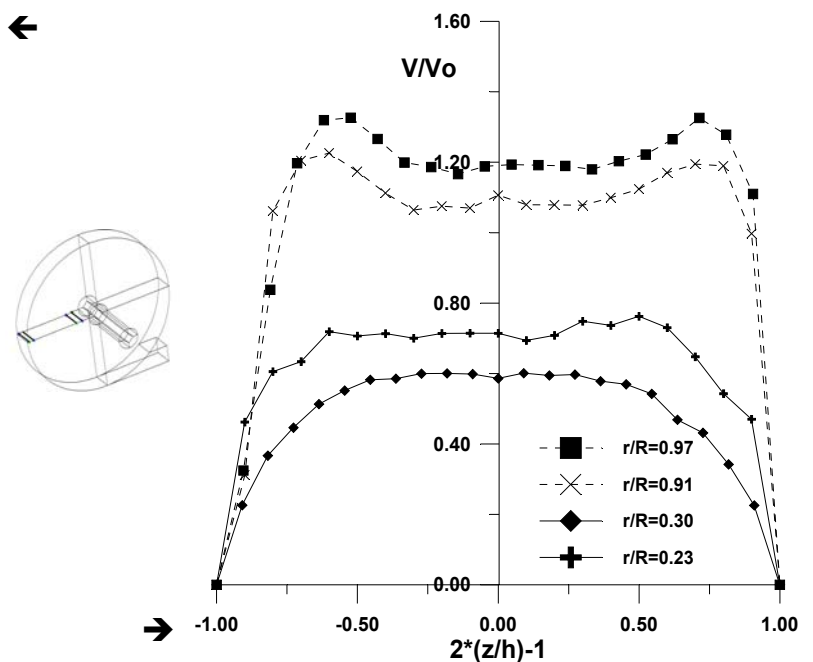


Fig 4-12 : Evolution des profils des vitesses azimutales en fonction de  $2(z/h)-1$  pour différents rayons  $r/R$  ( $R_{eg}=1000, \theta_3$ )

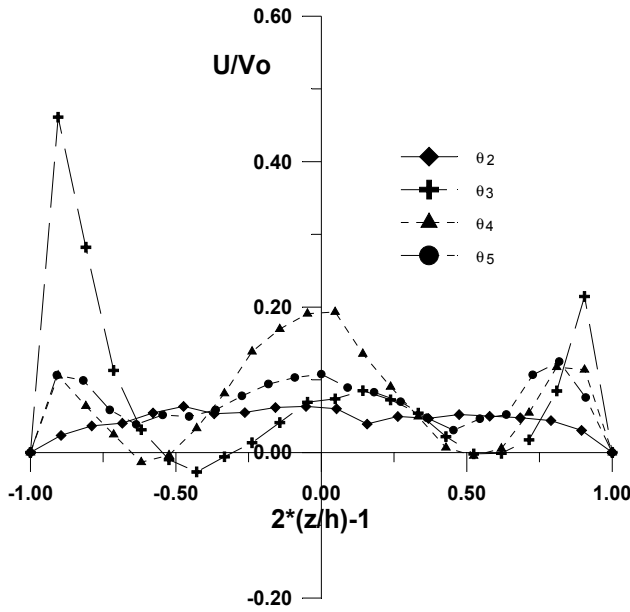


Fig 4-13 : Evolution des profils des vitesses radiales en fonction de l'épaisseur pour différentes positions  $\theta_i$  ( $R_{eg}=1000, r/R=0.97$ )

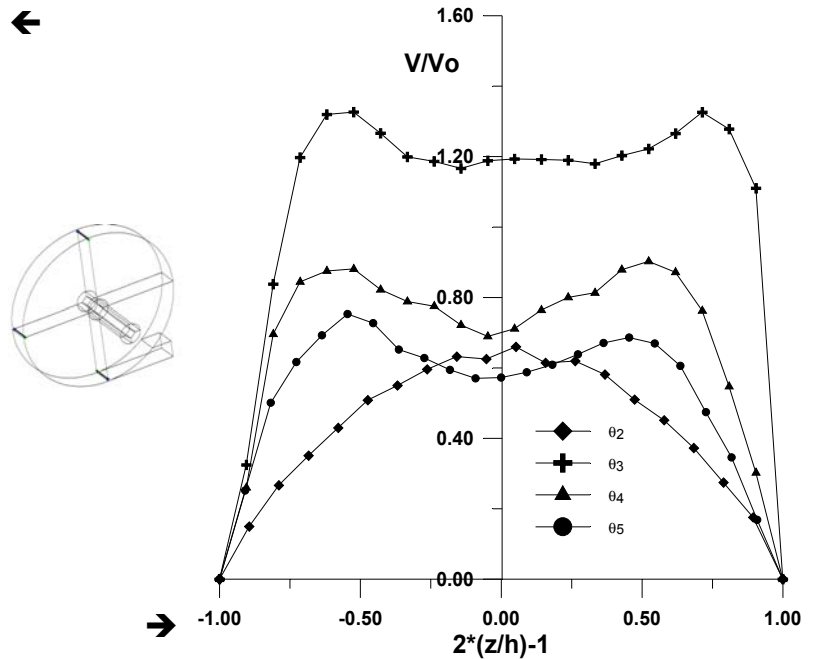


Fig 4-14 : Evolution des profils des vitesses azimutales en fonction de l'épaisseur pour différentes positions  $\theta_i$  ( $R_{eg}=1000, r/R=0.97$ )

Ces caractéristiques sont visibles sur tous les profils mesurés sur les positions  $\theta_3$  à  $\theta_5$  et sont même accentuées en  $\theta_4$  (Fig 4-13 et Fig 4-14). Par contre, les profils de vitesses, notamment radiales, mesurés sur la position  $\theta_2$  dans la zone périphérique ne montrent pas de comportement particulier du champ dynamique. Il faut donc rapporter les modifications observées à partir de  $\theta_3$  à la courbure des lignes de courant dont les effets ne sont visibles qu'à partir de cette position. En effet, dans le cas de conduites courbes, le « creusement » central du profil des vitesses azimutales est souvent interprétée (Cheng et al (1976), Bara et Al (1992)) comme le signe de la présence d'un écoulement secondaire de forte intensité. La courbure des lignes de courants induit une force centrifuge qui projette les particules entrant avec un moment élevé vers la paroi externe périphérique de l'échangeur. A l'intérieur de la courbure (coté sortie ou « intrados ») les pressions vont être inférieures à la pression moyenne tandis qu'à l'extérieur ( coté périphérique ou « extrados ») il en résulte une surpression. Dans le cœur de l'écoulement, le gradient de pression est équilibré par la force centrifuge ce qui n'est pas le cas le long des parois latérales où les vitesses sont faibles. On assiste alors le long de ces parois à un écoulement centripète qui est compensé par un écoulement dans l'autre sens proche du plan médian de l'échangeur. La double action des forces centrifuges, perturbatrices de l'écoulement et dominantes loin des limites physiques de l'échangeur, et des forces visqueuses stabilisatrices et prépondérantes proches des parois latérales, conduit à l'apparition d'une paire de structures contrarotatives dans un plan perpendiculaire à



l'écoulement principal. Ces structures ou tourbillons projettent les particules fluides de grande quantité de mouvement se trouvant proches de la paroi périphérique extérieure vers les parois latérales et ramènent les particules de faible quantité de mouvement, se trouvant vers la paroi périphérique, vers le centre de la conduite.

Il apparaît donc nécessaire de définir un paramètre adimensionnel qui tient compte des effets de la courbure des lignes de courant. Pour tenir compte de ces effets Dean (1927 et 1928) fut le premier à étudier les mécanismes d'instabilité dus à la courbure des lignes de courant et à introduire un tel nombre adimensionnel.

De nombreuses définitions sont disponibles dans la littérature, rendant souvent difficiles la comparaison des résultats. Nous avons décidé de choisir celle préconisée par Berger et Talbot (1983) dans leur large revue sur les écoulements curvilignes. On obtient alors :

$$Dn = \frac{1}{2} R_{ge} R_c^{\frac{1}{2}} \quad \text{eq [ 32 ]}$$

Où  $R_c$  est le taux de courbure, rapport entre une dimension caractéristique de la conduite et le rayon de courbure. Dans notre cas, nous définissons  $R_c$  de la façon suivante :

$$R_c = \frac{h}{R - \frac{L}{2}} \quad \text{eq [ 33 ]}$$

Le taux de courbure est donc uniquement basé sur les dimensions caractéristiques du jet d'entrée supposées invariantes dans son premier quadrant. On obtient alors  $R_c = \frac{1}{6.8}$ .

Le nombre de Dean est une mesure de l'intensité de l'écoulement secondaire. C'est le rapport entre les forces centrifuges sur les forces visqueuses.

La majorité des études faites sur les écoulements en conduite courbe de section rectangulaire ou carrée mettent en évidence l'existence d'une structure de l'écoulement secondaire comportant plus de deux cellules de recirculation. Dans la plupart des cas, on observe entre deux et quatre structures contrarotatives, leur nombre dépendant du nombre de Dean et du rapport d'aspect ( $\alpha^* = \frac{h}{L}$ ) de la conduite (De Vriend (1981), Winters (1987)). L'apparition de plus d'une paire de cellules a été mise en évidence, pour des sections carrées, lorsque le nombre de Dean, tel que nous l'avons défini, est compris entre 125 et 300 (Hill et al (1985), Bara et al. (1992)). Dans notre expérience, un nombre de Reynolds généralisé égal à 1000 conduit à un nombre de Dean de 190, c'est à dire dans la plage où la structure de l'écoulement secondaire est censée osciller entre deux et quatre cellules de recirculation. Ceci est un fait

important à corrélérer avec le profil aux cinq extremums des vitesses radiales dans la zone périphérique (Fig 4-13), qui ne peut être expliqué par une structure en deux tourbillons contrarotatifs comme le montre la Fig 4-15-a. Seule une structure plus complexe, instable et oscillante entre une et deux paires de tourbillons (Fig 4-15-b) peut fournir une explication valable à nos profils expérimentaux (Mees (1996)).

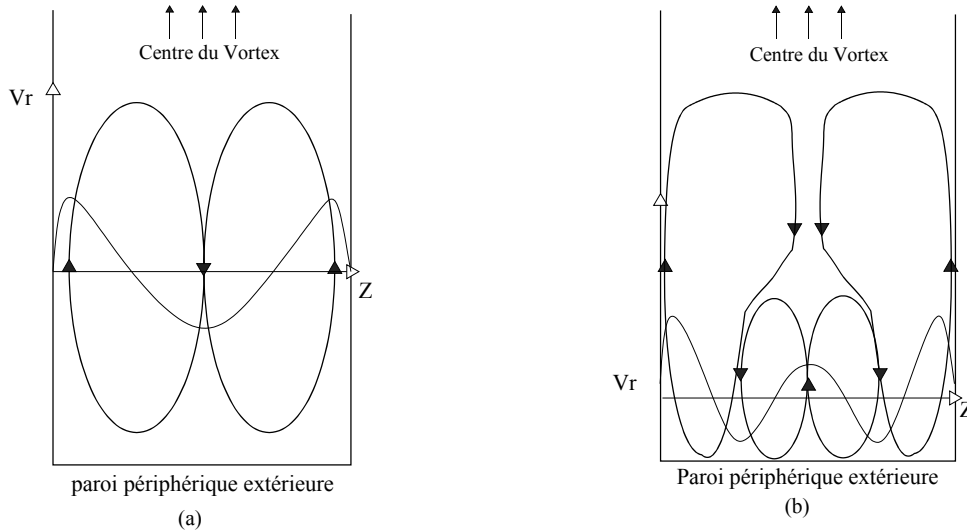


Fig 4-15 : Représentation schématique d’une structure comportant une (a) et deux (b) paires de tourbillons contra-rotatifs.

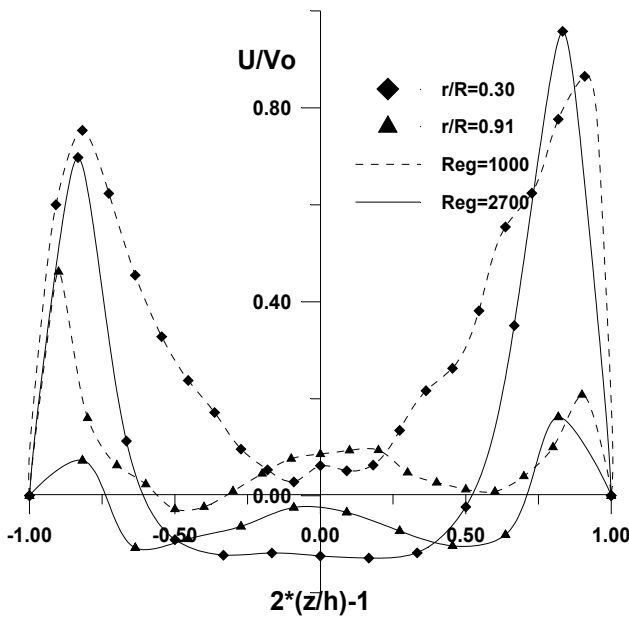


Fig 4-16 : Evolution du profil des vitesses radiales en fonction de l’épaisseur à différents nombres de Reynolds sur la position  $\theta_3$  (Glycerol).

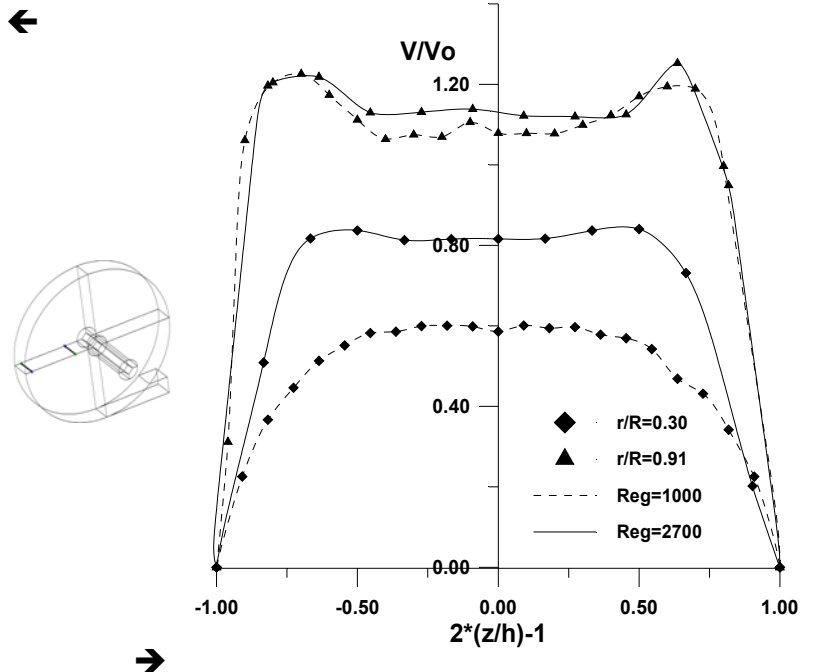


Fig 4-17 : Evolution du profil des vitesses azimutales en fonction de l’épaisseur à différents nombres de Reynolds sur la position  $\theta_3$  . (Glycerol)

Quand on augmente le débit d’entrée (Fig 4-16 et Fig 4-17), l’écoulement secondaire s’étend sur tout le rayon de la partie cylindrique de la géométrie. Le profil des vitesses radiales admet un minimum négatif proche de la mi-épaisseur, aussi bien dans la zone vortex comme dans la zone périphérique, où

les vitesses atteignent leur maximum proche des parois latérales ( $2(z/h)-1=0.75$ ). Les particules fluides sont donc projetées vers la paroi périphérique extérieure sous l'action de la force centrifuge et reviennent vers la sortie de l'échangeur en longeant les parois latérales sous l'action du gradient de pression centripète induit par la courbure des lignes de courants. On ne peut plus parler, pour de tels débits, de cellules de recirculation, puisque les structures sont ouvertes du fait de la présence de la sortie. On peut cependant noter que le profil des vitesses radiales à la périphérie conserve ses cinq extremums lorsque l'on augmente le nombre de Reynolds. De plus, les profils de vitesses azimutales s'aplatissent dans la zone vortex signifiant l'établissement d'un écoulement turbulent proche de la sortie de l'échangeur, écoulement qui fait l'objet du paragraphe suivant.

#### 4.2. Écoulement à hauts nombres de Reynolds d'entrée.

##### 4.2.1. Modélisation analytique.

Nous venons de voir brièvement que l'augmentation du débit d'entrée avait pour effet d'uniformiser le champ dynamique au sein de l'échangeur. On peut utiliser cette relative uniformité pour simplifier les équations régissant le mouvement en ne modélisant la viscosité turbulente qu'en l'égalant à une grandeur scalaire fixe en première approximation.

Nous rappelons que nous utilisons un repère cylindrique où les composantes de la vitesse  $U$ ,  $V$  et  $W$  sont exprimées dans le système de coordonnées  $r$ ,  $\theta$ ,  $z$ . Les équations caractérisant le mouvement s'écrivent alors :

Equation de conservation de la masse :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(rU)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial \theta} + \frac{\partial W}{\partial z} = 0 \quad \text{eq [ 34 ]}$$

Equation de Navier-Stokes :

-en projection sur l'axe  $\vec{r}$  :

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{V}{r} \frac{\partial U}{\partial \theta} + W \frac{\partial U}{\partial z} - \frac{V^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \nu \left( \frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 U}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial r} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial V}{\partial \theta} - \frac{U}{r^2} \right) \quad \text{eq [ 35 ]}$$

-en projection sur l'axe  $\bar{\theta}$  :

$$\frac{\partial V}{\partial t} + U \frac{\partial V}{\partial r} + \frac{V}{r} \frac{\partial V}{\partial \theta} + W \frac{\partial V}{\partial z} + \frac{UV}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial \theta} + \nu \left( \frac{\partial^2 V}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 V}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial U}{\partial \theta} - \frac{V}{r^2} \right) \quad \text{eq [ 36 ]}$$

-en projection sur l'axe  $\bar{z}$  :

$$\frac{\partial W}{\partial t} + U \frac{\partial W}{\partial r} + \frac{V}{r} \frac{\partial W}{\partial \theta} + W \frac{\partial W}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left( \frac{\partial^2 W}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 W}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial W}{\partial r} \right) \quad \text{eq [ 37 ]}$$

Pour modéliser l'évolution des vitesses radiales et azimutales dans le plan médian  $r-\theta$  de l'échangeur, nous supposerons un écoulement bi-dimensionnel axisymétrique ( $\frac{\partial}{\partial \theta} \equiv \frac{\partial}{\partial z} \equiv 0$ ) avec  $W \equiv 0$ , stationnaire.

L'équation de continuité donne alors :

$$\frac{\partial(rU)}{\partial r} = -\frac{\partial V}{\partial \theta} = 0 \quad \text{eq [ 38 ]}$$

Ce qui conduit à :

$$\begin{cases} U = \frac{A}{r} & \text{(a)} \\ V = f(r) & \text{(b)} \end{cases} \quad \text{eq [ 39 ]}$$

En introduisant ce résultat dans l'équation de Navier Stockes suivant  $\bar{\theta}$ , on obtient :

$$\frac{1}{r} \frac{dV}{dr} + \frac{V}{r^2} = \frac{\nu}{A} \left( \frac{d^2 V}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dV}{dr} - \frac{V}{r^2} \right) \quad \text{eq [ 40 ]}$$

Où dans ce cas  $\nu$  est un terme de viscosité qui est égal à la somme de la viscosité cinématique du fluide considéré  $\nu_L$  et de la viscosité turbulente  $\nu_T$ .


En résolvant cette équation différentielle du second ordre, on obtient une expression pour l'évolution des vitesses radiales et azimutales dans le plan médian de l'échangeur :

$$\begin{cases} U = \frac{A}{r} & \text{(a)} \\ V = Br^{\left(\frac{A}{v}+1\right)} + \frac{C}{r} & \text{(b)} \end{cases} \quad \text{eq [ 41 ]}$$

A, B et C étant des constantes que nous déterminerons expérimentalement. Cette approche bidimensionnelle conduit à une modélisation extrêmement simplifiée de l'évolution des composantes de la vitesse mais elle présente néanmoins un intérêt que nous verrons ultérieurement.

#### 4.2.2. Écoulement à l'entrée.

Les profils de vitesses azimutales à l'entrée, à différents nombres de Reynolds, sont représentés sur la Fig 4-18.

Ils sont quasiment superposés pour des nombres de Reynolds s'étendant de 12000 à 60000, adoptant un profil plat où les vitesses axiales maximales atteintes sont égales à 1.3 fois la vitesse débitante à l'entrée. Cette valeur est proche de celle donnée par Olsson et Sundén (1998) ( $V_{\max} / V_0 = 1.22$ ) et pour laquelle ils concluent que la turbulence est développée dans un conduit de section carrée ( $\alpha^* = 1$ )  ant donnée la relative superposition des profils de vitesse, nous considérerons dans la suite que nous avons atteint un régime turbulent pleinement développé au-delà d'un nombre de Reynolds de 12000.

Sur la Fig 4-19, nous avons comparé l'évolution des vitesses azimutales, respectivement axiales, sur les profils  $\theta_2$  dans une gamme de rayons adimensionnalisés  $r/R$  équivalente à la hauteur d'entrée ( $r/R$  variant de 0.78 à 1). On voit, en  $\theta_2$ , que les vitesses azimutales atteignent des valeurs supérieures à celles observées à l'entrée, pour le même rayon  $r/R$ . Cet accroissement est de 16% pour  $R_{eg} = 30000$  et de 18% pour  $R_{eg} = 60000$ . On note aussi que la position où l'on obtient la vitesse maximum sur  $\theta_2$  est décalée vers la paroi périphérique extérieure ( $V = V_{\max}$  pour  $r/R = 0.92$  en ce rayon alors que  $V = V_{\max}$  pour  $r/R = 0.88$  en  $\theta_1$ ). Toutes ces observations sont significatives d'une réduction de la section de passage du jet d'entrée lorsqu'il pénètre dans la partie cylindrique de la géométrie. Cette réduction de section est due aux particules fluides qui ont déjà fait un tour dans l'échangeur et qui, lorsqu'elles

entrent en contact avec celles pénétrant pour la première fois dans la géométrie, les repoussent vers la paroi périphérique. La zone de contact entre ces deux couches de fluide est visible sur la Fig 4-19 où l'on note une dispersion plus importante des points expérimentaux vers  $r/R=0.84$ .

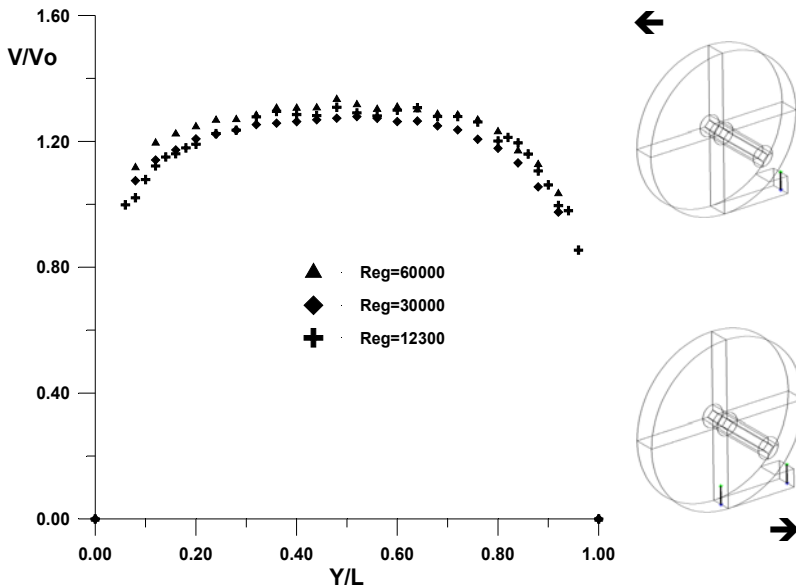


Fig 4-18 : Evolution des vitesses axiales à l'entrée à différents nombres de Reynolds ( $2(z/h)-1=0$ ).

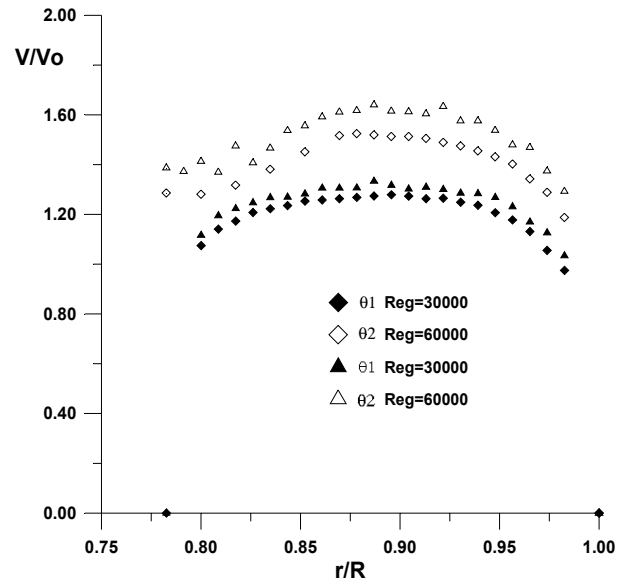


Fig 4-19 : Comparaison des vitesses azimutales entre les positions  $\theta_1$  et  $\theta_2$  ( $2(z/h)-1=0$ )

#### 4.2.3. Écoulement principal.

Les profils des vitesses azimutales dans le plan médian  $r-\theta$  de l'échangeur sont portés sur la Fig 4-20. On voit que, pour des conditions turbulentes à l'entrée, la zone vortex de l'écoulement principal s'étend maintenant sur une grande partie de la portion cylindrique de la géométrie (jusqu'à  $r/R=0.75$ ). Près du cœur du vortex ( $r/R=0.24$ ), les vitesses azimutales atteignent des valeurs 2 à 2.5 fois supérieures à la vitesse débitante à l'entrée  $V_0$  et restent toujours supérieures à cette valeur dans tout l'échangeur. Les profils des vitesses sont très proches pour les positions  $\theta_2$  à  $\theta_4$  dans la zone vortex alors que les vitesses azimutales décroissent de façon significative en  $\theta_5$ . L'extension de la zone vortex se fait au dépend de la zone tampon présentée au § 4.1.2. Cette zone n'est d'ailleurs plus visible en  $\theta_2$  et peut être située dans une portion réduite du volume de la géométrie, entre  $0.75 < r/R < 0.80$  pour les positions  $\theta_3$  à  $\theta_5$ .

On distingue encore l'influence du jet d'entrée au travers d'un écoulement périphérique, visible en  $\theta_2$  pour  $0.80 < r/R < 1$ , et dont la perception est de plus en plus difficile sur les autres positions de mesures. Dans cette zone, les vitesses azimutales maximales atteignent d'abord des valeurs 1.5 fois

supérieures à la vitesse débitante  $V_0$ . Cette accélération est due au phénomène de réduction de la section de passage du jet d'entrée en  $\theta_2$ . Les effets de la courbure des lignes de courant projettent ce maximum vers la paroi périphérique extérieure (en  $r/R=0.95$ ). Il décroît ainsi jusqu'à être proche de  $V_0$  en  $\theta_5$ .

L'évolution du débit partiel le long de chacune des positions de l'échangeur montre l'effet accru de la réduction de la section de passage du jet d'entrée en  $\theta_2$ , sa dimension radiale étant réduite de 75% de sa taille initiale (Fig 4-21). Puis il s'élargit de nouveau pour retrouver sa taille initiale en  $\theta_5$ , en finissant sa première révolution. Le jet d'entrée s'enroule alors plusieurs fois autour de l'axe de symétrie de la géométrie, le débit partiel atteignant 4.5 fois le débit d'entrée pour  $r/R=0.20$  et  $R_{eg}=60000$ . Ceci conduit donc, par rapport aux écoulements à bas nombres de Reynolds, à une augmentation du nombre de tours moyen que les particules effectuent avant de sortir de l'échangeur i.e, le débit tournant devient nettement supérieur au débit d'entrée. Finalement, on note que les valeurs des débits partiels sont quasiment identiques pour les positions  $\theta_2$  à  $\theta_4$ , une nette décroissance n'étant perceptible qu'en  $\theta_5$ .

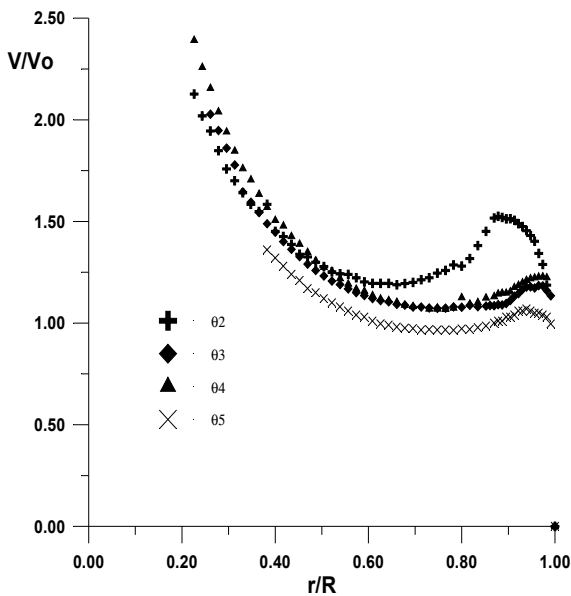


Fig 4-20 : Evolution des vitesses azimutales en fonction du rayon  $r/R$  pour différentes positions ( $R_{eg}=60000$ )

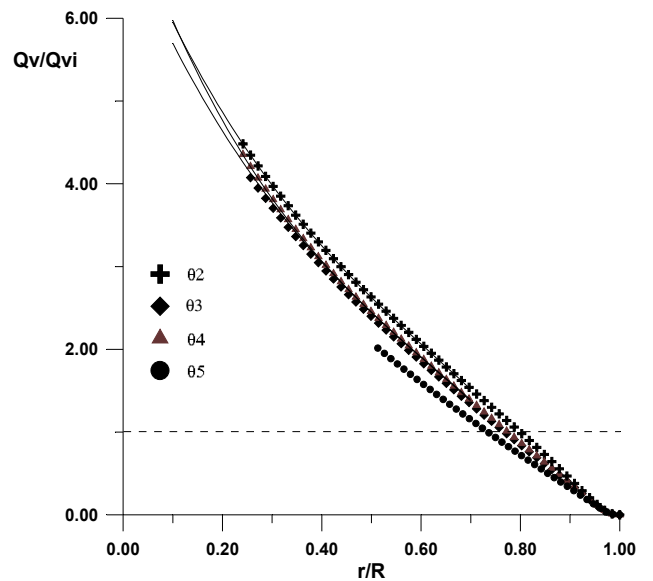


Fig 4-21 : Evolution des débits partiels en fonction du rayon  $r/R$  pour différentes positions ( $R_{eg}=60000$ ).

Nous avons vu qu'une augmentation du nombre de Reynolds permettait l'établissement d'un écoulement à vortex de plus en plus étendu. Pour mettre ce phénomène en évidence, nous avons représenté l'évolution des profils des vitesses azimutales et du débit en  $\theta_3$  respectivement pour différents nombres de Reynolds (Fig 4-22 et Fig 4-23). Il apparaît clairement que la zone à vortex évolue

avec le nombre de Reynolds. En particulier pour  $Re_g=30000$  et  $Re_g=60000$ , le profil des vitesses azimutales est invariable et peut être modélisé par une loi du type de celle donnée par l'eq [ 42 ] :

$$\frac{V}{V_0} = B \left( \frac{r}{R} \right) + \frac{A}{\left( \frac{r}{R} \right)} \quad \text{eq [ 42 ]}$$

Où A et B sont des constantes déterminées expérimentalement ( $A=0.529$  et  $B=0.470$ ).

Ainsi, le nombre moyen de tours qu'une particule fluide effectue dans l'échangeur atteint une valeur limite proche de 6 avec un débit tournant équivalent à 5 fois le débit d'entrée pour des nombres de Reynolds égaux à 30000 et 60000 (Fig 4-23).

Ces différentes observations montrent que l'écoulement principal atteint un état stable pour un nombre de Reynolds compris entre 15000 et 30000 et qu'au-delà, l'augmentation du débit d'entrée n'affecte plus les caractéristiques du champ dynamique. Nous allons voir maintenant les effets de l'augmentation du nombre de Reynolds sur l'écoulement secondaire.

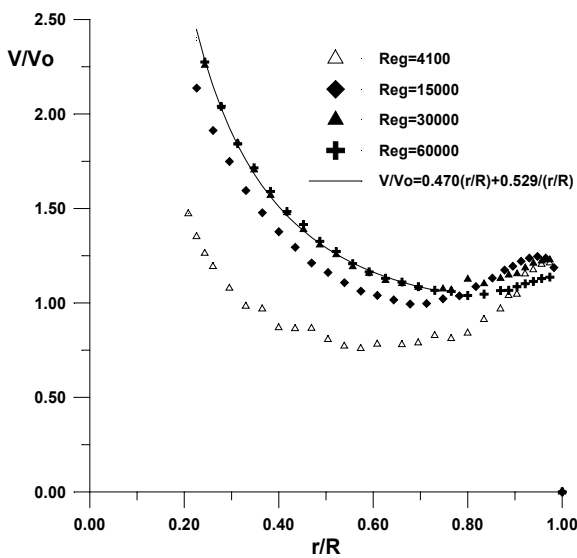


Fig 4-22 : Evolution des vitesses azimutales en fonction du rayon à différents nombres de Reynolds généralisés ( $\theta_3$ )

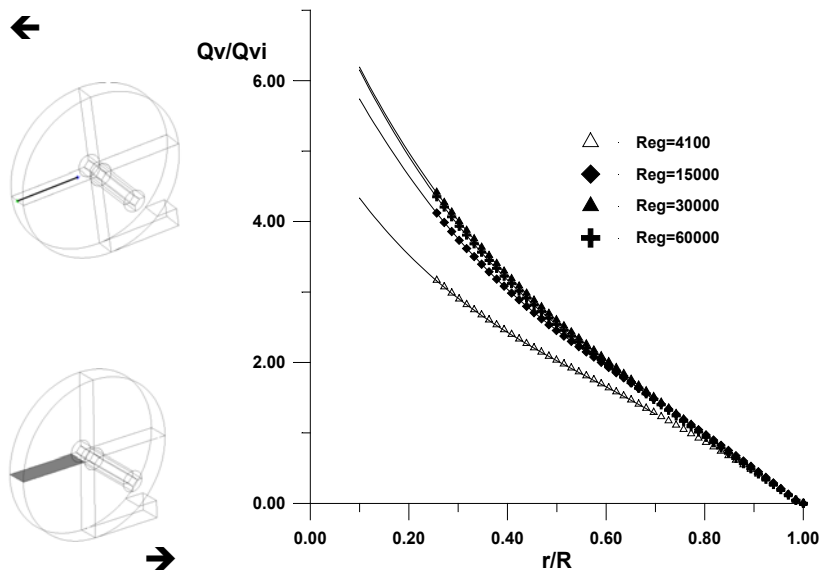


Fig 4-23 : Evolution des débits partiels en fonction du rayon à différents nombres de Reynolds généralisés ( $\theta_3$ ).



4.2.4. Écoulement secondaire.

Pour mettre en évidence cet écoulement, on a représenté l'évolution des profils des vitesses radiales et azimutales le long de la position  $\theta_3$  pour un nombre de Reynolds égal à 30000 (Fig 4-24 et Fig 4-25).

Dans la plus grande partie de l'épaisseur de l'échangeur, on trouve une zone où les vitesses azimutales sont constantes avec la variation de profondeur, caractéristique d'un écoulement turbulent. On retrouve le net accroissement des vitesses près du centre du vortex ( $r/R=0.30$ ), le gradient des vitesses azimutales suivant  $\bar{r}$  restant faible dans la zone périphérique. De plus, les profils des vitesses radiales admettent, d'une manière générale le long du rayon, deux maximums positifs (mouvement centripète) près des parois latérales et des valeurs négatives (mouvement centrifuge) près du plan médian de la partie cylindrique. L'effet de la force centrifuge s'intensifie au fur et à mesure que l'on se rapproche du centre de l'échangeur, puisque la zone de vitesses radiales, faiblement négatives, est comprise entre  $-0.5 < 2(z/h)-1 < +0.5$  dans la zone périphérique de l'écoulement ( $0.87 < r/R < 1$ ) et qu'elle s'élargit, de façon dissymétrique, entre  $-0.75 < 2(z/h)-1 < +0.65$  dans la zone vortex ( $0.70 < r/R < 0.20$ ). De fait, l'écoulement centripète pariétal est accéléré avec la diminution de  $r/R$ , le maximum des vitesses radiales dans les deux zones proches des parois faisant plus que doubler ( passant de  $0.20 V_0$  à  $0.50 V_0$  environ).

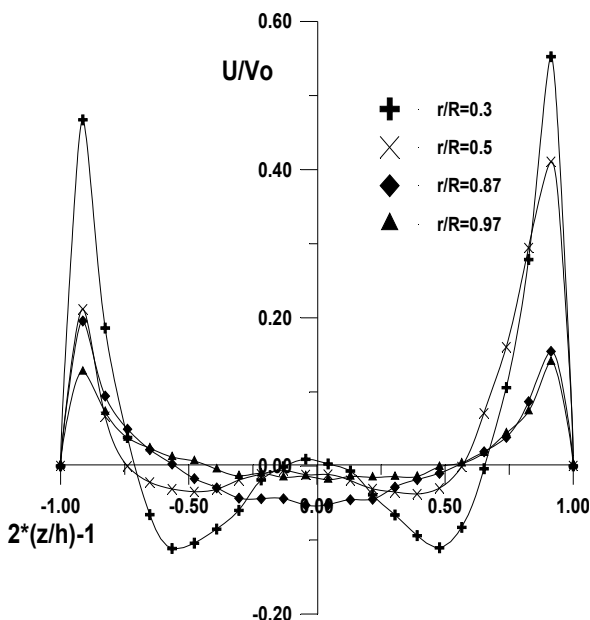


Fig 4-24 : Evolution des vitesses radiales ( $\theta_3$ ,  $R_{eg}=30000$ ).

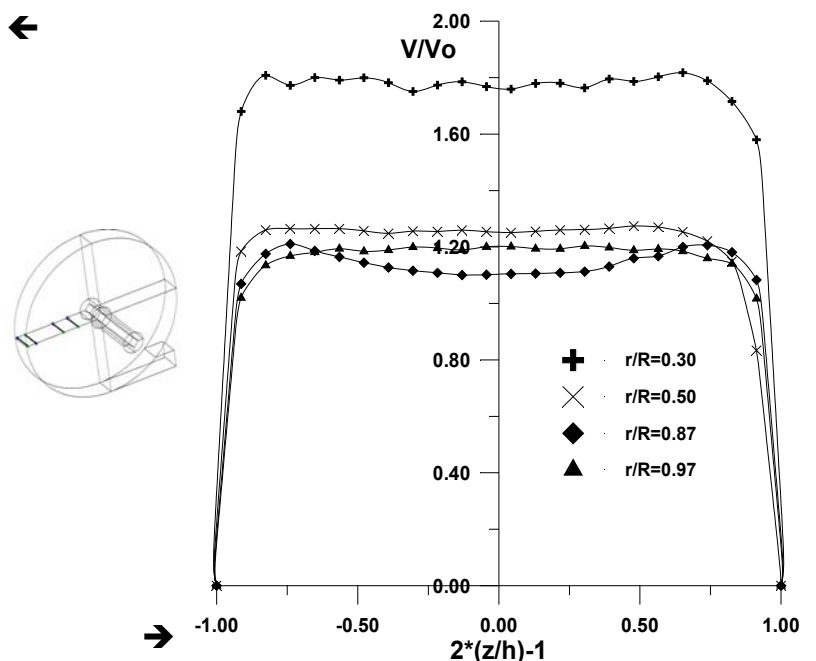


Fig 4-25 : Evolution des vitesses azimutales ( $\theta_3$ ,  $R_{eg}=30000$ ).

Lorsque le fluide progresse au sein de l'échangeur (Fig 4-26 et Fig 4-27) l'écoulement secondaire généré par la courbure des lignes de courant s'étend le long de tout le rayon de la partie cylindrique de la

géométrie : les particules fluides passant dans une zone centrale dont la profondeur diminue avec le rayon, sont projetées par la force centrifuge vers la paroi périphérique extérieure. Ce mouvement génère un gradient de pression centripète qui gouverne le mouvement des particules fluides se trouvant dans les zones où les forces visqueuses dominent l'écoulement, donc proche des parois latérales. L'extension de ce mouvement secondaire augmente ainsi le taux de mélange du fluide traité par rapport aux conditions de bas nombres de Reynolds à l'entrée.

Nous serions tentés ici de lier les mouvements secondaires observés pour des bas et hauts nombres de Reynolds à l'entrée en étendant simplement la structure à cellules contrarotatives que nous avons introduites au § 4.1.5 sur tout le rayon de l'échangeur. Cependant, dans le cas des écoulements à hauts nombres de Reynolds, il est difficile de parler de structures fermées coplanaires du fait de la présence de la sortie : en effet, près du centre de l'échangeur, on assiste à une ré-orientation brutale de l'écoulement qui rend complexe son interprétation. Cette complexité se perçoit d'ailleurs sur les profils des vitesses radiales proches du centre (Fig 4-27) où l'on voit surgir un troisième extremum proche du plan médian que nous qualifierons de maximum « secondaire » alors que dans cette zone, on s'attendrait plutôt à avoir les minimums négatifs des vitesses radiales comme dans la zone périphérique (Fig 4-27). La présence de la sortie a donc pour effet de resserrer les lignes de courants sur la paroi latérale percée, d'où la dissymétrie observée dans les profils. Les effets des forces centrifuges et du gradient centripète s'équilibrent alors, si bien que, pour  $R_{eg} = 30000$ , on a une zone de vitesses radiales nulles proches du plan médian de l'échangeur.

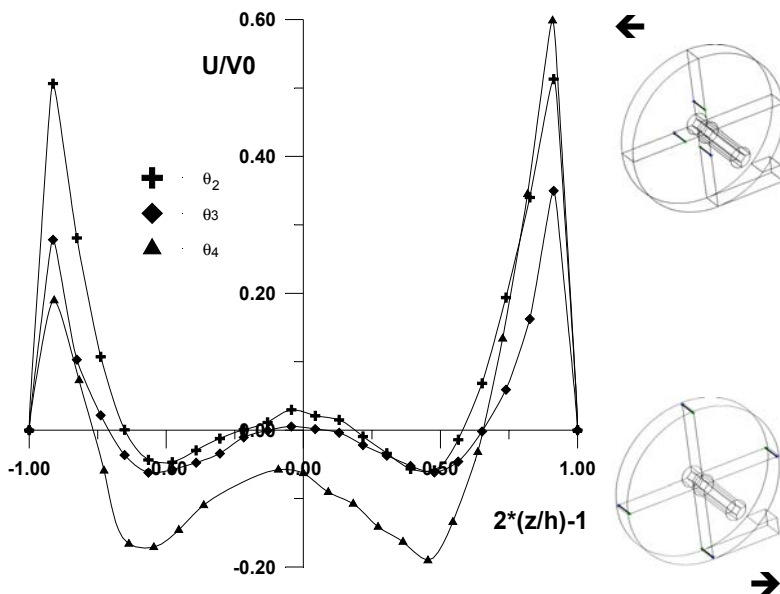


Fig 4-26 : Evolution des vitesses radiales en fonction de la profondeur pour différentes positions ( $r/R=0.30$ ,  $R_{eg} = 30000$ ).

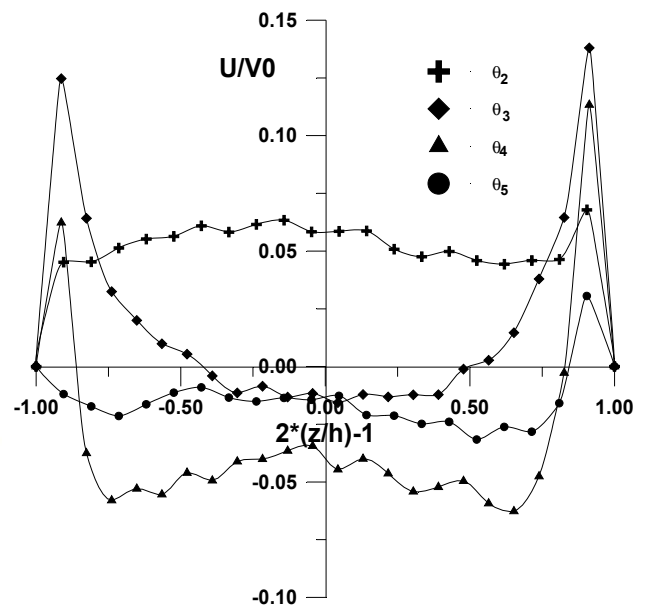


Fig 4-27 : Evolution des vitesses radiales en fonction de la profondeur pour différentes positions ( $r/R=0.97$ ,  $R_{eg} = 30000$ ).

Avec l'accroissement du débit d'entrée, on note une intensification de l'effet de la force centrifuge qui modifie l'aspect de l'écoulement secondaire (Fig 4-28) : les zones de vitesses radiales négatives s'étendent suivant  $\bar{z}$  le long de tout le rayon de la cellule. La zone d'écoulement centripète est alors réduite et le maximum de vitesse centripète, qui doit augmenter par simple conservation du débit sortant, est très proche des parois latérales. D'où une très grande difficulté pour la mesure de la composante radiale, ce qui donne cette impression d'une diminution de celle-ci par rapport au cas où  $Re_g = 30000$  (Fig 4-28). La dissymétrie observée en  $r/R=0.30$  pour  $Re_g = 30000$  est accentuée pour  $Re_g = 60000$ , les deux minimums négatifs étant localisés en  $r/R=-0.70$  et  $r/R=0.5$ . Un plateau de vitesse radiale négative apparaît alors entre ces deux minimums.

D'un autre côté, l'augmentation des débits d'entrée ne modifie pas profondément les profils des vitesses azimutales dans l'épaisseur (Fig 4-29), les variations du nombre de Reynolds n'ayant donc une influence que sur l'écoulement secondaire.

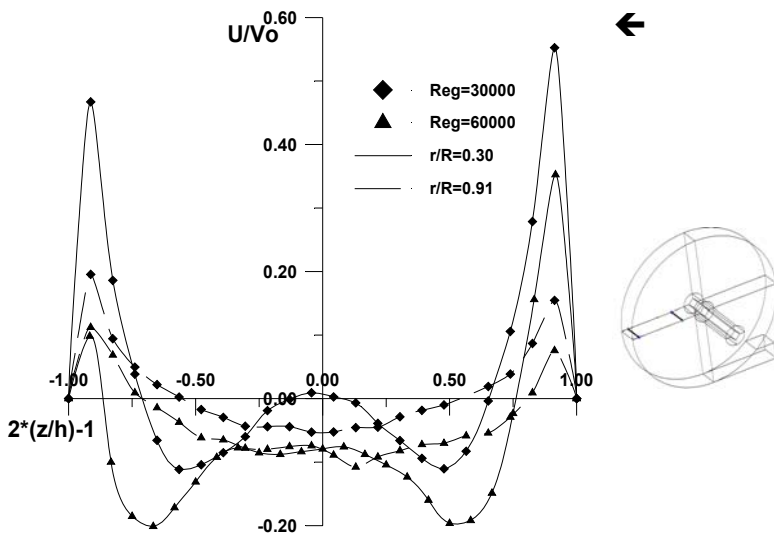


Fig 4-28 : Evolution des vitesses radiales en fonction de la profondeur à différents nombres de Reynolds et différents rayons ( $\theta_3$ )

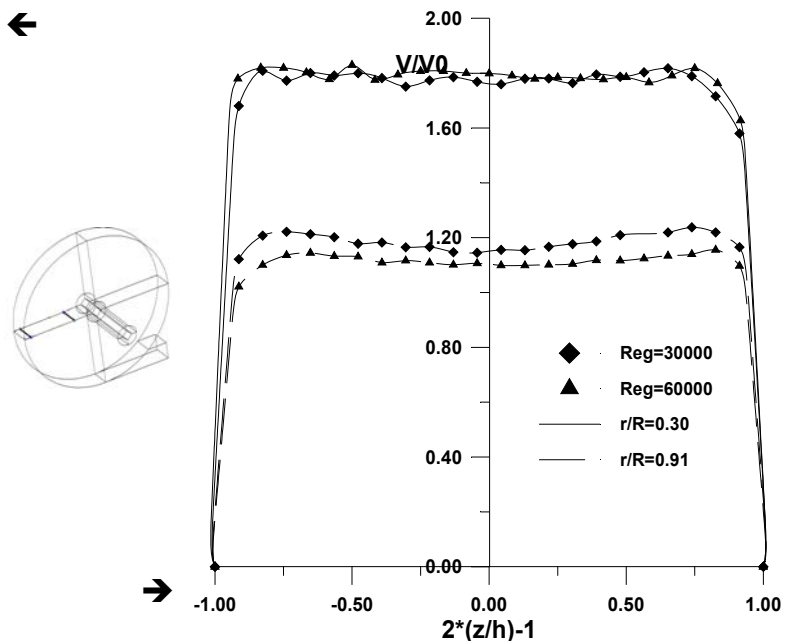


Fig 4-29 : Evolution des vitesses azimutales en fonction de la profondeur à différents nombres de Reynolds et différents rayons ( $\theta_3$ )

### **4.3. Conclusions sur l'influence du régime d'entrée sur le champ dynamique.**

Avant d'étudier l'influence des autres paramètres (géométrie et nature du fluide) sur le champ dynamique, nous présentons ici les principales caractéristiques du champ dynamique en fonction des conditions d'entrée. Pour cela, on utilise la représentation en trois dimensions exposée au § 4.1.3 à laquelle on adjoint le champ des isovitesses radiales ou azimutales. Les résultats sont présentés sur les Fig 4-30 à Fig 4-33 pour les positions  $\theta_2$  à  $\theta_5$  et les nombres de Reynolds  $R_{eg}=1000$  et  $R_{eg}=60000$ .

Cette représentation permet de faire ressortir les particularités du champ dynamique selon la condition d'entrée :

**Pour les bas nombres de Reynolds d'entrée**, deux écoulements distincts interagissent. Le premier est induit par le jet d'entrée et reste localisé près de la paroi périphérique extérieure. Les vitesses azimutales  $y$  sont maximums mais décroissent rapidement avec la rotation du fluide (Fig 4-30, (c) et (d), et Fig 4-31, (c) et (d)). Le « creusement » des profils des vitesses azimutales à mi épaisseur ( nettement visible sur la Fig 4-30, (d) et Fig 4-31 ,(d)) et la forme à cinq extremums des profils des vitesses radiales observés dans cette zone conduisent à envisager une structure complexe de l'écoulement secondaire ( dans le plan  $r-z$ ). En se basant sur une approche du type de Dean (1928, 1929) et sur quelques études bibliographiques, on peut expliquer la forme des profils observés par l'existence de cellules de recirculation contra-rotatives, instables et dont le nombre peut varier entre deux et quatre.

Ces structures sont convectées par l'écoulement principal et dissipent une grande partie de l'énergie cinétique d'entrée, réduisant ainsi fortement le taux de transfert centripète de mouvement, qui se fait principalement le long des parois latérales de l'échangeur. C'est pourquoi l'écoulement à vortex qui apparaît au sein de la géométrie, qui constitue donc le second écoulement dont nous parlions plus haut, reste d'intensité faible pour de telles conditions d'entrée et s'étend sur une petite portion de la géométrie (Fig 4-30 et Fig 4-31, (a) et (b)). La zone intermédiaire entre les deux écoulements précités, ou zone tampon, recouvre alors une large partie des plans de mesures. Les gradients de vitesses azimutales  $y$  sont faibles, ces vitesses étant toujours inférieures à la vitesse débitante  $V_0$  à partir de  $\theta_3$ .

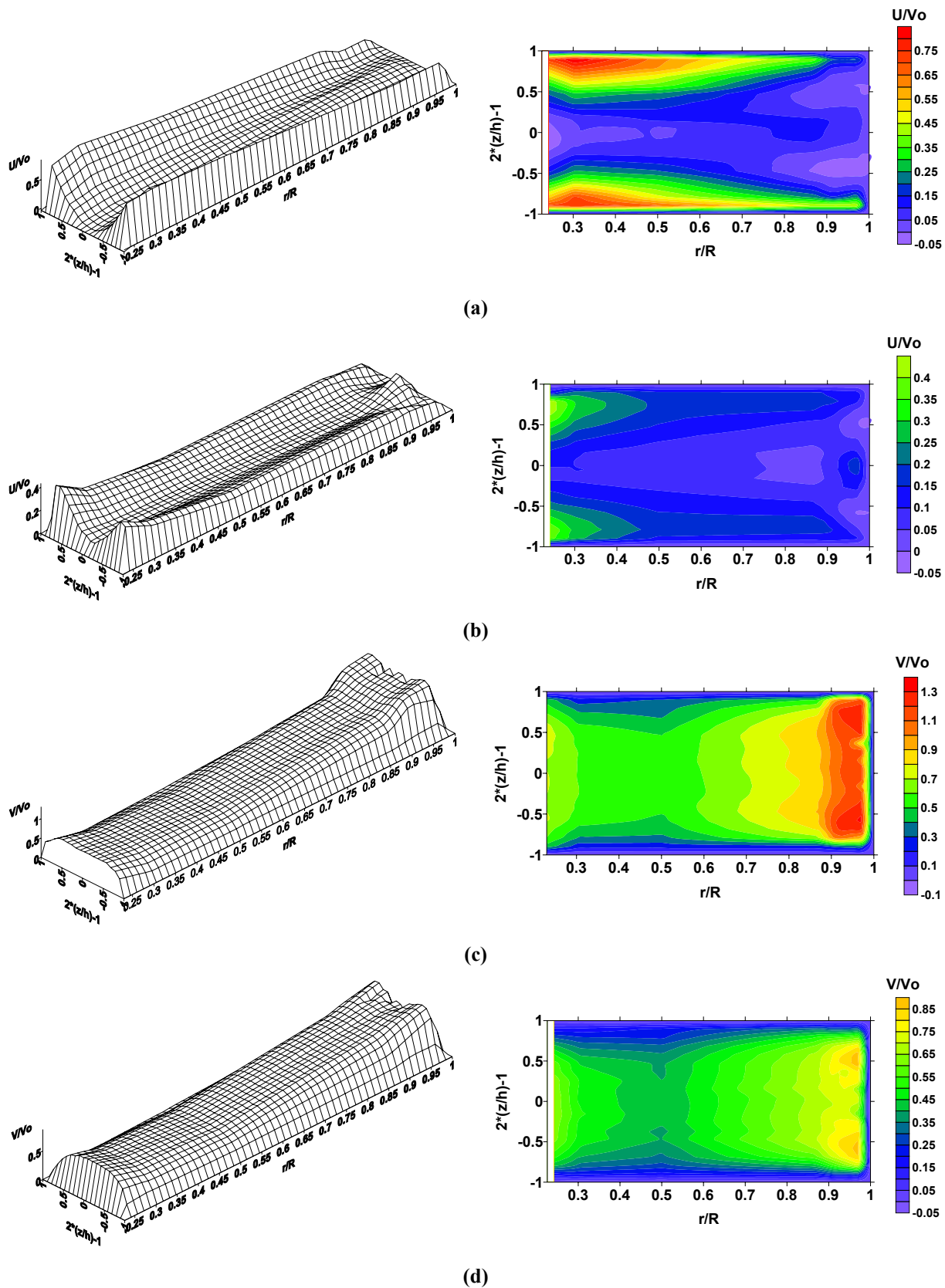


Fig 4-30 : Représentation en 3D et champ des iso vitesses ( $R_{eg}=1000$ ):

- (a) et (b) : radiales en  $\theta_3$  et  $\theta_4$ ,
- (c) et (d) : azimutales en  $\theta_3$  et  $\theta_4$ .

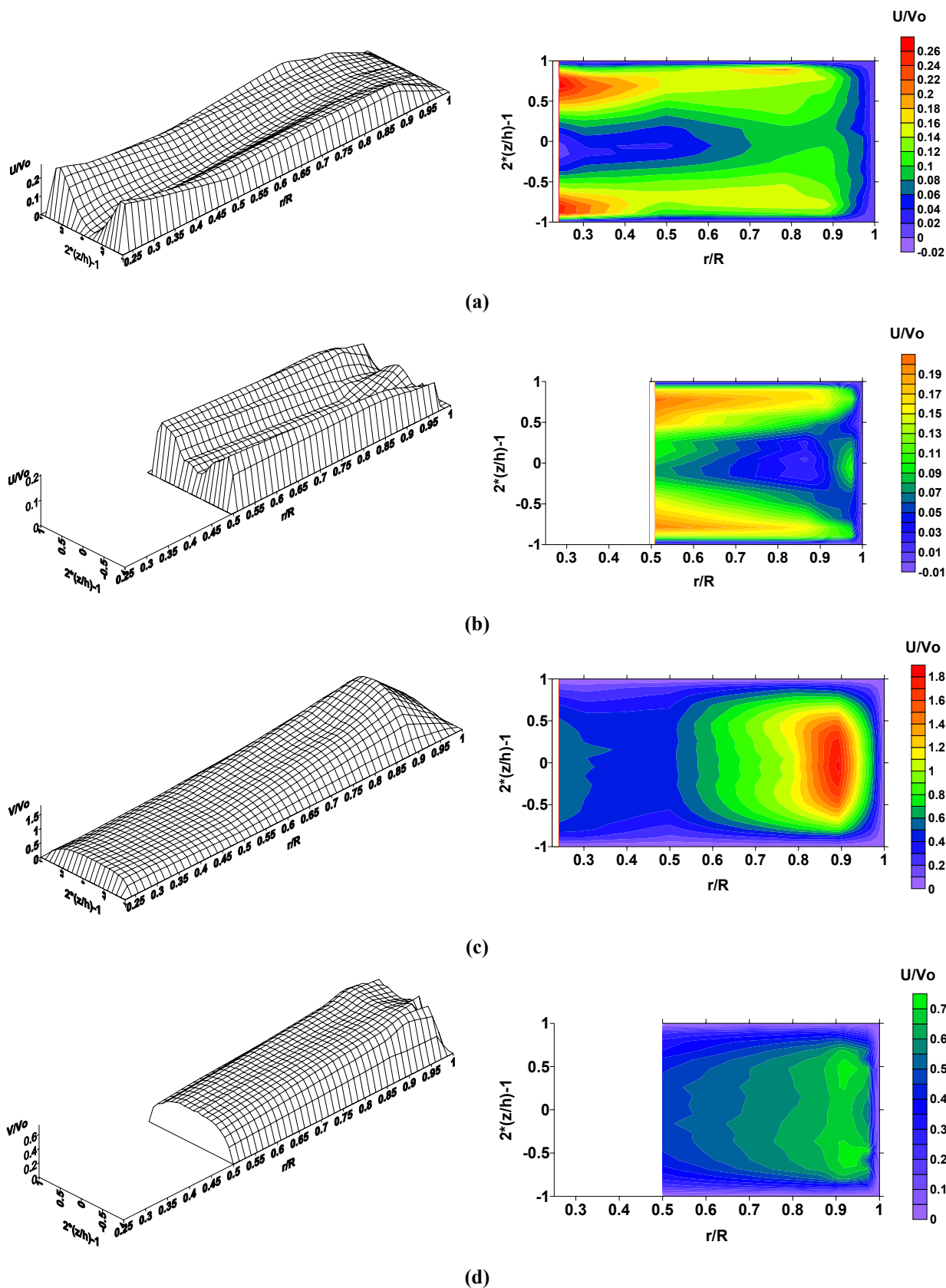


Fig 4-31 : Représentation en 3D et champ des iso vitesses ( $R_{eg}=1000$ ):

- (a) et (b) : radiales en  $\theta_2$  et  $\theta_5$ ,
- (c) et (d) : azimutales en  $\theta_2$  et  $\theta_5$ .

**Pour les hauts nombres de Reynolds d'entrée**, la structure du champ dynamique est profondément différente. On perçoit toujours les deux écoulements observés précédemment, cependant la zone vortex s'est étendue au sein de l'échangeur (Fig 4-32 et Fig 4-33, (c) et (d)), au détriment de la zone tampon. Les vitesses azimutales croissent fortement près du centre de l'échangeur, atteignant des valeurs de 1.5 à 2 fois supérieure à  $V_0$ . Elles atteignent rapidement des valeurs équivalentes à la vitesse débitante dans la zone périphérique où les vitesses radiales deviennent négatives à mi-épaisseur. L'écoulement secondaire, projetant les particules fluides de grande quantité de mouvements vers la paroi périphérique extérieure, s'étend sur tout le rayon de l'échangeur. Ces particules reviennent alors vers la sortie en longeant les parois latérales. La structure de l'écoulement secondaire devient plus complexe près de la sortie. On observe maintenant la présence de deux zones de vitesses radiales négatives et dissymétriques par rapport au plan  $r-\theta$  médian et d'une zone centrale de vitesses radiales constantes avec  $z$  (Fig 4-32 et Fig 4-33, (a) et (b)) dénotant un équilibre entre la force centrifuge et la dépression radiale proche de la sortie. Enfin, si nous avons pu constater une invariance de l'écoulement principal à partir d'un nombre de Reynolds compris entre 15000 et 30000, ce n'est pas le cas pour l'écoulement secondaire qui s'intensifie avec l'augmentation du débit d'entrée.

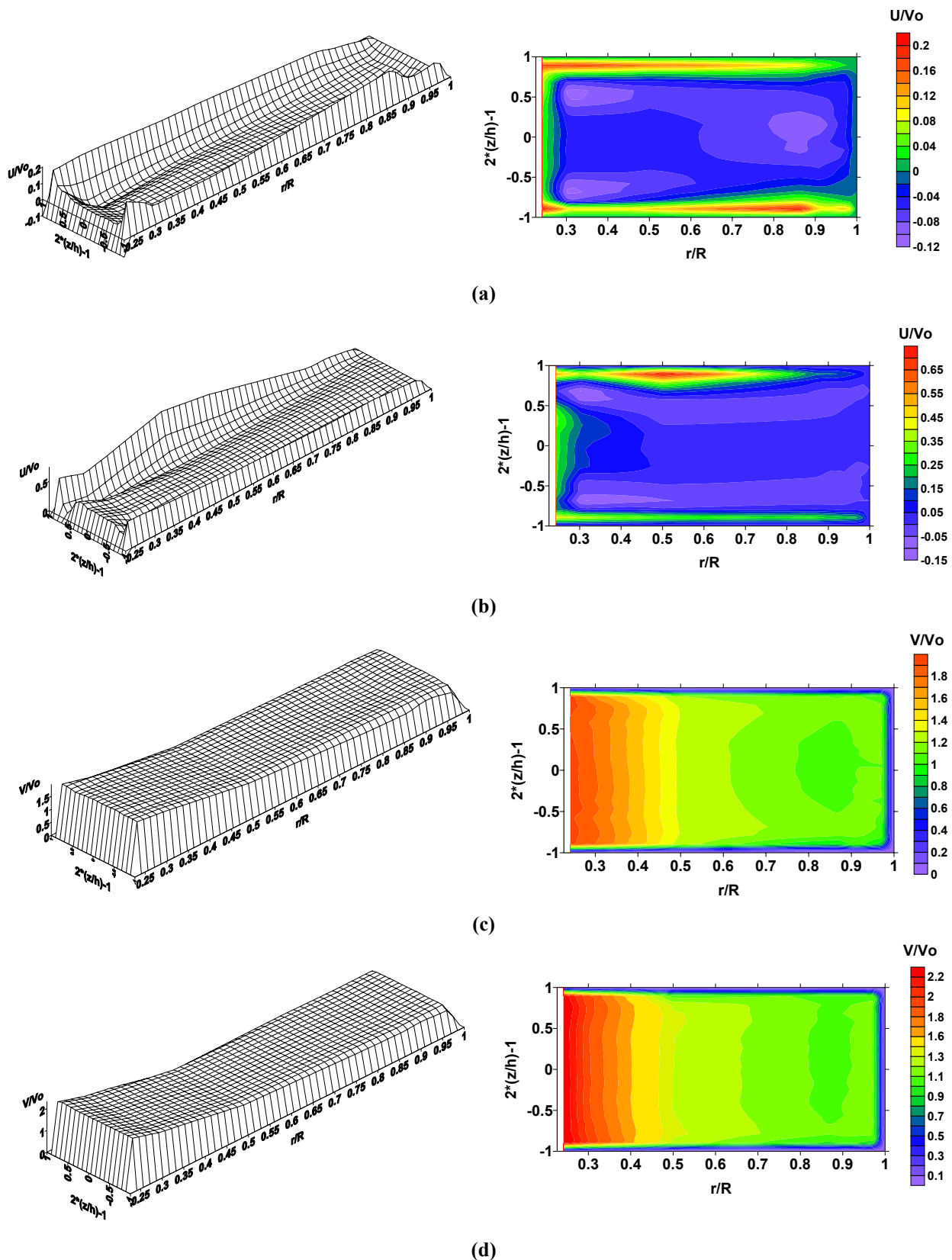


Fig 4-32 : Représentation en 3D et champ des iso vitesses ( $R_{eg}=60000$ ):

- (a) et (b) : radiales en  $\theta_3$  et  $\theta_4$ ,
- (c) et (d) : azimutales en  $\theta_3$  et  $\theta_4$ .



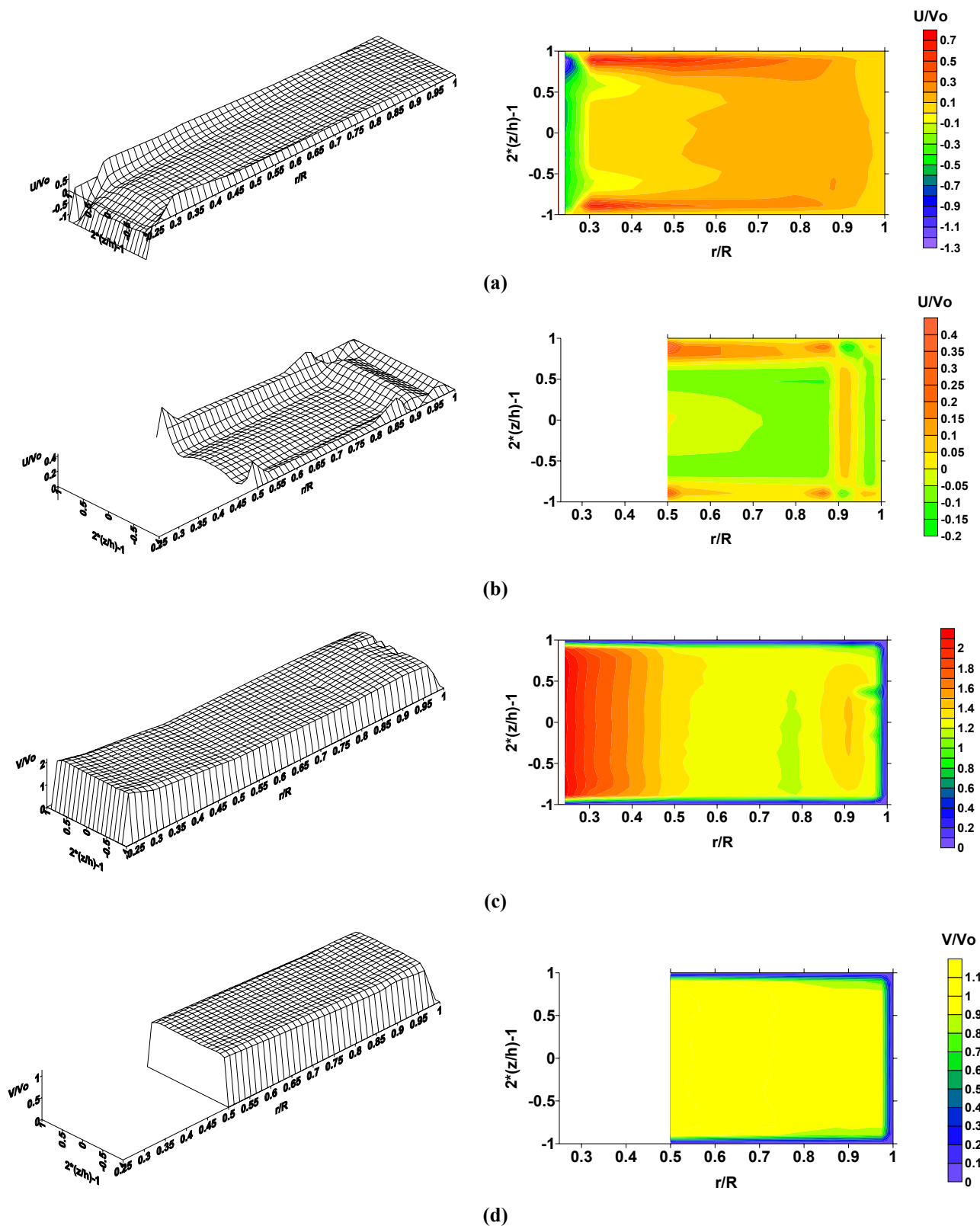


Fig 4-33 : Représentation en 3D et champ des iso vitesses ( $R_{eg} = 60000$ ):

- (a) et (b) : radiales en  $\theta_2$  et  $\theta_5$ ,
- (c) et (d) : azimutales en  $\theta_2$  et  $\theta_5$ .

## **5. Influence des paramètres expérimentaux sur le champ dynamique.**

### **5.1. Influence de la nature du fluide sur le champ dynamique.**

Nous nous intéressons maintenant à l'influence de fluides non newtoniens sur le champ dynamique. Nous avons opté pour des solutions de CMC dont on a fait varier la concentration. Le comportement rhéologique de ces solutions est modélisé par une loi de puissance (cf § 2.5). Du fait des viscosités apparentes atteintes, nous n'avons étudié l'influence des paramètres rhéologiques que dans le cas d'écoulements obtenus pour des régimes d'entrée laminaires. En effet, les concentrations nécessaires pour atteindre des régimes turbulents ne sont pas suffisamment importantes pour percevoir une déviation de ces mélanges du comportement newtonien. Pour dégager aisément les principaux effets de l'utilisation de fluides rhéofluidifiants, nous concentrerons nos remarques sur le champ dynamique obtenu pour un nombre de Reynolds calculé à l'entrée égal à 1000.

#### *5.1.1. Influence sur le régime d'entrée.*

Nous constatons, en examinant l'évolution des profils des vitesses axiales à l'entrée de l'échangeur représentés sur la Fig 5-1, l'influence du caractère non newtonien du fluide. Lorsque l'indice d'écoulement rhéologique diminue, le profil des vitesses axiales dévie de la forme parabolique rencontré en régime laminaire pour un fluide newtonien ; le profil s'aplatit au centre de la conduite pour  $n=0.917$  entraînant un déficit de débit dans cette zone qui est compensé par une augmentation du débit local dans les zones proches des parois où le gradient de vitesse est élevé et donc, d'après la loi de puissance, la viscosité apparente est la plus faible. Cette dépendance du profil de vitesse vis à vis de l'indice d'écoulement est bien connu depuis le milieu des années cinquante avec, entre autres, l'étude de Metzner et Reed (1955) sur les écoulements de fluides non newtoniens en régime laminaire, de transition et turbulent. Nous retrouvons bien ici ce phénomène, dans une conduite de section rectangulaire, en notant toutefois que l'écart à un comportement newtonien de la solution de CMC à 0.8% ( $n=0.940$ ) est très faible, les deux profils de vitesse étant extrêmement proches.

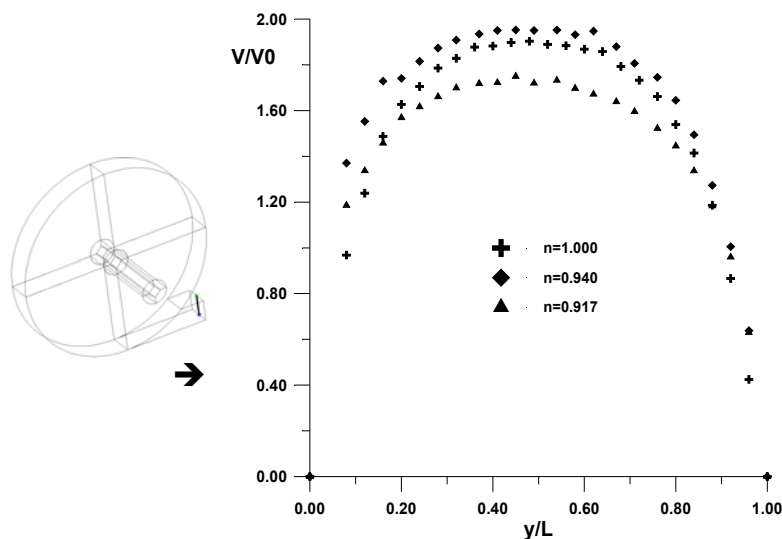


Fig 5-1 : Evolution du profil des vitesses axiales à l'entrée pour différents indices d'écoulement rhéologiques ( $R_{eg}=1000$ )

### 5.1.2. Influence sur l'écoulement principal.

L'évolution des profils des vitesses radiales et azimutales est portée sur les Fig 5-2 à Fig 5-5. L'effet le plus significatif du comportement non linéaire des solutions de CMC est visible sur la Fig 5-2. En effet, on constate que lorsque l'indice d'écoulement diminue l'amplitude de la singularité qui apparaît, sur la position  $\theta_3$ , entre les écoulements tampons et périphériques (cf § 4.1.2), diminue. C'est à dire que l'amplitude du battement de la couche de mélange qui s'établit entre les deux écoulements précités est réduite par l'augmentation du caractère non newtonien du fluide à traiter. Nous avons vu que l'existence de cette couche de mélange, contenant des structures fortement dissipatives, empêchait ou retardait l'établissement d'un important écoulement à vortex au centre de l'échangeur. L'utilisation de fluide à caractère non-newtonien permet de contrer cet effet et d'établir un écoulement à vortex plus tôt, en terme de nombre de Reynolds. Ceci est nettement visible sur la Fig 5-3 (la relative dispersion des points expérimentaux est due à la faible valeur des vitesses radiales) : on voit apparaître, lorsque  $n=0.917$  et dans le plan médian  $r-\theta$  de l'échangeur, une zone de vitesses radiales nulles aux environs de  $r/R \approx 0.60$ . C'est à dire une zone où force centripète et centrifuge se compensent exactement. Pour  $r/R < 0.60$ , l'établissement d'un écoulement vortex permet aux vitesses azimutales d'être suffisamment importantes pour que la force centrifuge induite par la courbure des lignes de courant domine la force centripète induite par le gradient de pression radial. Les particules fluides sont alors projetées, relativement lentement au regard des valeurs absolues des vitesses radiales atteintes, vers la paroi périphérique extérieure. L'établissement d'un écoulement à vortex est d'autant plus visible que l'angle de rotation augmente comme le montre la Fig 5-4.

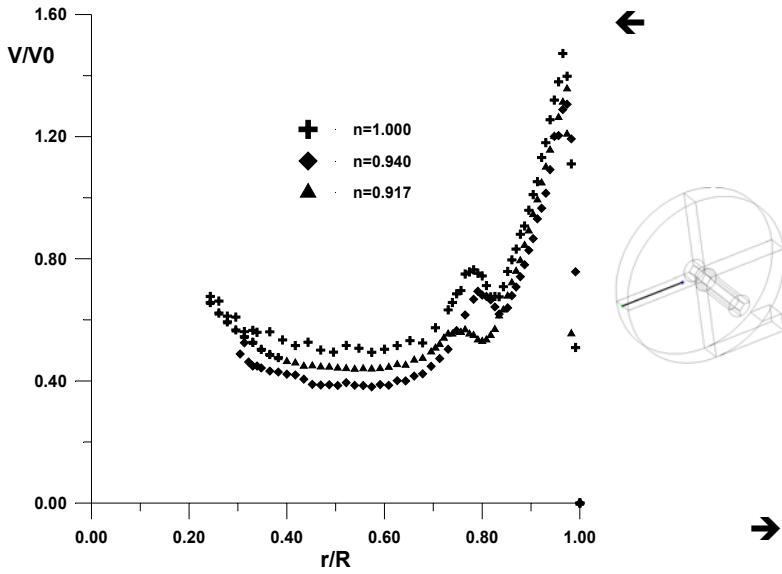


Fig 5-2 : Evolution du profil des vitesses azimutales ( $\theta_3, R_{eg} = 1000$ )

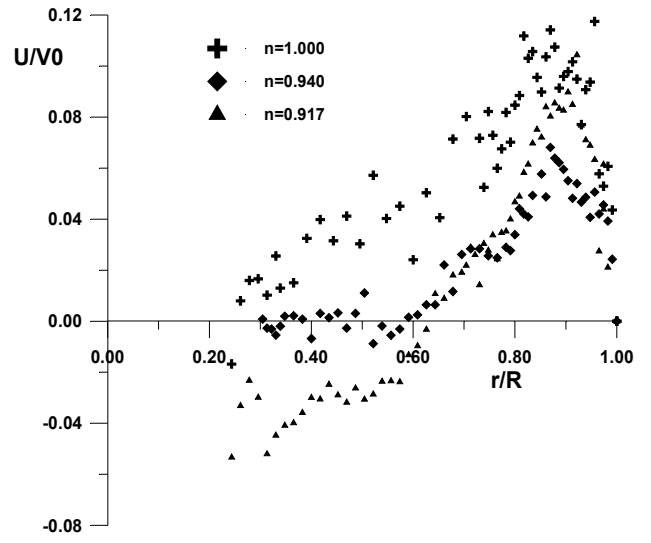


Fig 5-3 : Evolution du profil des vitesses radiales ( $\theta_3, R_{eg} = 1000$ )

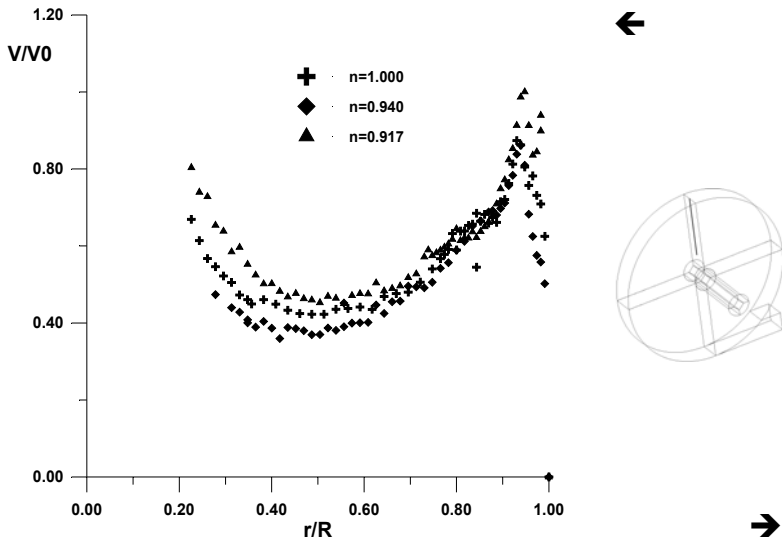


Fig 5-4 : Evolution du profil des vitesses azimutales ( $\theta_4, R_{eg} = 1000$ )

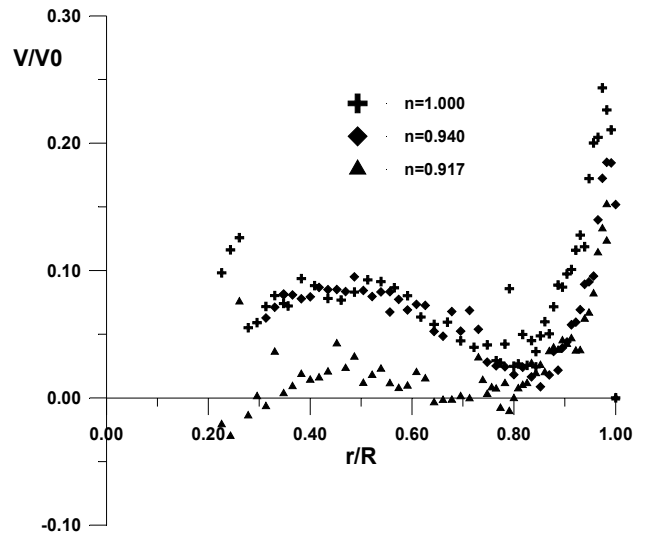


Fig 5-5 : Evolution du profil des vitesses radiales ( $\theta_4, R_{eg} = 1000$ )

Afin de comprendre comment le caractère non newtonien permet d'accélérer l'établissement d'un écoulement à vortex, nous allons étudier maintenant l'influence des paramètres rhéologiques sur l'écoulement secondaire.

### 5.1.3. Influence sur l'écoulement secondaire.

Comme le montre les Fig 5-6 et Fig 5-7, on voit que le caractère non newtonien des solutions de CMC ne modifie pas de façon significative les profils de vitesses mesurés. On retrouve les cinq

extremums du profil des vitesses radiales associés à l'apparition d'un minimum dans le profil des vitesses azimutales correspondants, dans la zone périphériques de l'écoulement principal, caractéristique d'une structure de l'écoulement secondaire basée sur deux paires de cellules contrarotatives (cf § 4.1.5). De même, on retrouve l'allure du profil avec un minimum à mi-épaisseur et deux maximums près des parois latérales (Fig 5-8) dans la zone d'écoulement à vortex. Seulement ce minimum à mi-épaisseur devient négatif pour  $n=0.917$ , caractéristique de l'écoulement à vortex s'établissant comme on l'a vu au paragraphe précédent.

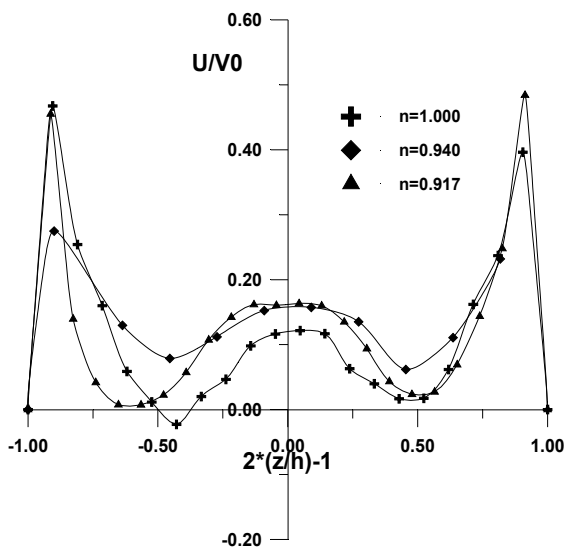


Fig 5-6 : Evolution des vitesses radiales à différents indices d'écoulement rhéologiques ( $\theta_3$ ,  $r/R=0.87$ ,  $R_{eg}=1000$ )

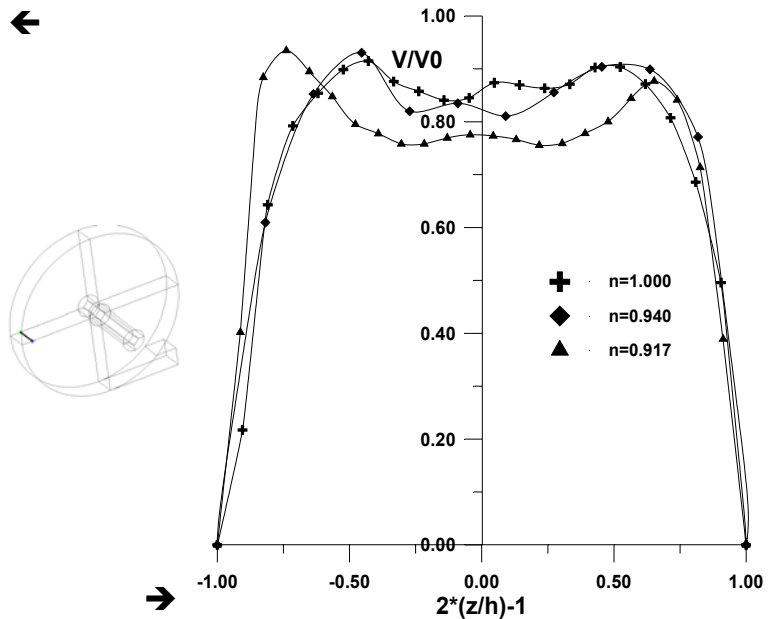


Fig 5-7 : Evolution des vitesses azimutales à différents indices d'écoulement rhéologiques ( $\theta_3$ ,  $r/R=0.87$ ,  $R_{eg}=1000$ )

Il apparaît donc que la structure de l'écoulement secondaire, dans la zone périphérique de l'écoulement principal, n'est pas modifiée par la variation de l'indice d'écoulement du fluide utilisé. La réduction de l'effet dissipatif de la couche de mélange n'est donc pas à rechercher dans une modification du nombre de cellules de recirculation composant l'écoulement secondaire, mais dans une relative stabilisation de ses structures par l'effet rhéofluidifiant des solutions de polymères. En effet, nous avons émis l'hypothèse dans le § 4.1.5 d'une variation du nombre des structures composant l'écoulement secondaire conduisant à une modification de la taille de l'écoulement périphérique et une augmentation de l'amplitude de battement de la couche de mélange. L'effet stabilisateur des fluides non-newtoniens permet de réduire ces variations en maintenant la cohésion et en limitant les oscillations des structures apparaissant dans l'écoulement périphérique. Cet effet stabilisant est nettement visible sur l'évolution des débits adimensionnalisés représentés sur la Fig 5-10. Les structures restent cohérentes sur un angle de

rotation plus important et augmentent la quantité de fluide piégé dans la zone périphérique. On voit ainsi le débit augmenter de façon significative le long de la position  $\theta_4$  avec l'indice d'écoulement décroissant. Pour une même quantité d'énergie à l'entrée, les particules fluides migreront plus tard (entre  $\theta_4$  et  $\theta_5$ ) vers le centre de la cellule.

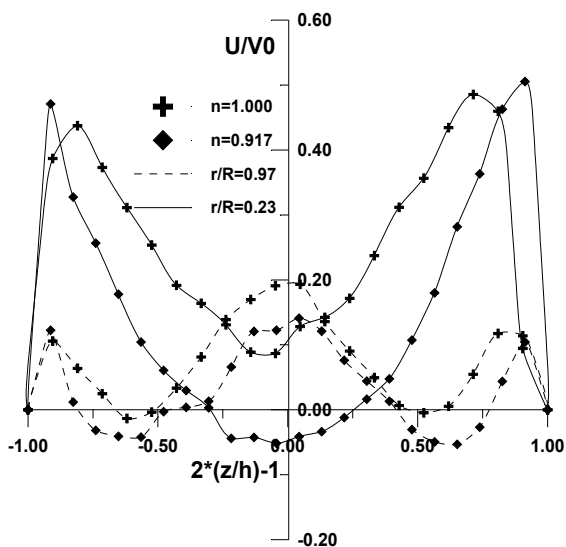


Fig 5-8 : Evolution des vitesses radiales à différents indices d'écoulement rhéologiques ( $\theta_4, R_{eg}=1000$ )

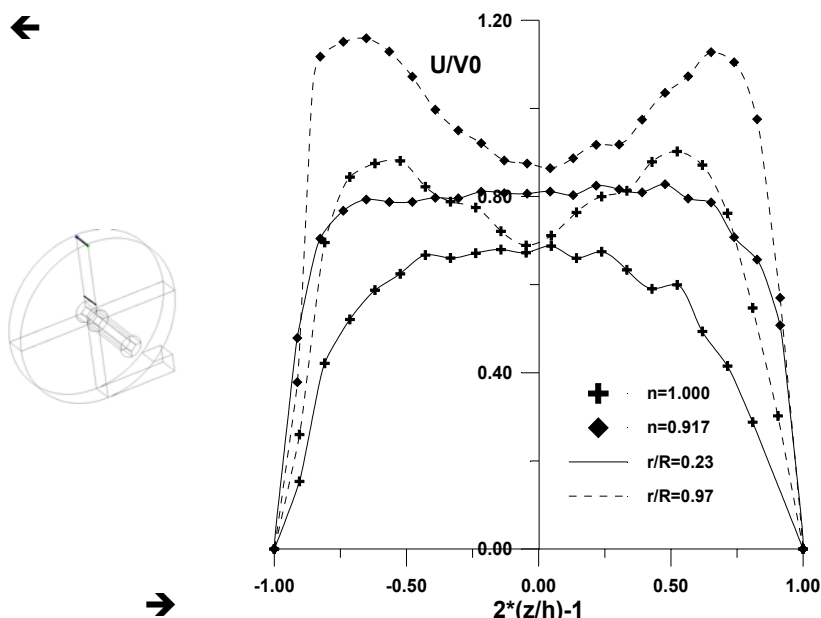


Fig 5-9 : Evolution des vitesses azimutales à différents indices d'écoulement rhéologiques ( $\theta_4, R_{eg}=1000$ )

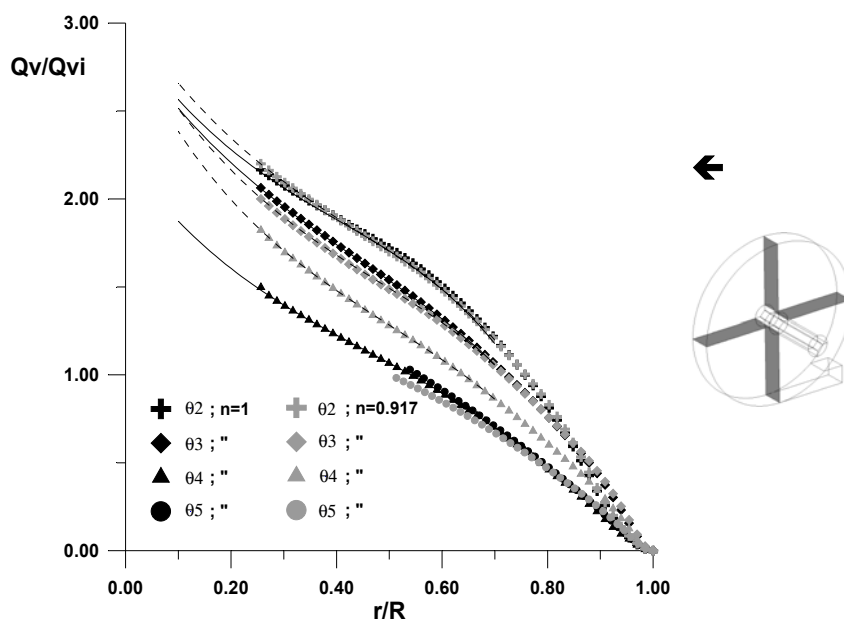


Fig 5-10 : Comparaison des débits partiels à différentes positions et pour deux indices d'écoulement ( $R_{eg}=1000$ ).

**5.2. Influence de la géométrie : variation de l'épaisseur.**

Nous n'étudierons ici que l'influence de la variation de l'épaisseur de l'échangeur, c'est à dire la variation de la distance  $h$  séparant les deux faces latérales. Pour ce faire, nous avons mesuré les profils de vitesses, aux même positions et pour les même conditions dynamiques d'entrée, dans une cellule dont on a doublé l'épaisseur ( $h_2 = 2h_1 = 30 \text{ mm}$ ). Le rapport de la surface de sortie sur la surface d'entrée est divisé par deux ( $a_s = 0.55$ ) alors que le rapport d'aspect  $\alpha^* = \frac{h}{L}$  est multiplié par deux ( $\alpha^* = 1.2$ ). Afin de perturber le moins possible l'écoulement à l'entrée, nous avons installé un divergent d'angle maximal de 6 degrés pour établir la liaison entre la conduite de section circulaire précédant l'échangeur (de surface  $450 \text{ mm}^2$ ), et l'entrée de l'échangeur (de section rectangulaire et de surface  $700 \text{ mm}^2$ ).

*5.2.1. Influence de la géométrie sur les écoulements à bas nombres de Reynolds.*

*5.2.1.1. Influence sur le régime d'entrée.*

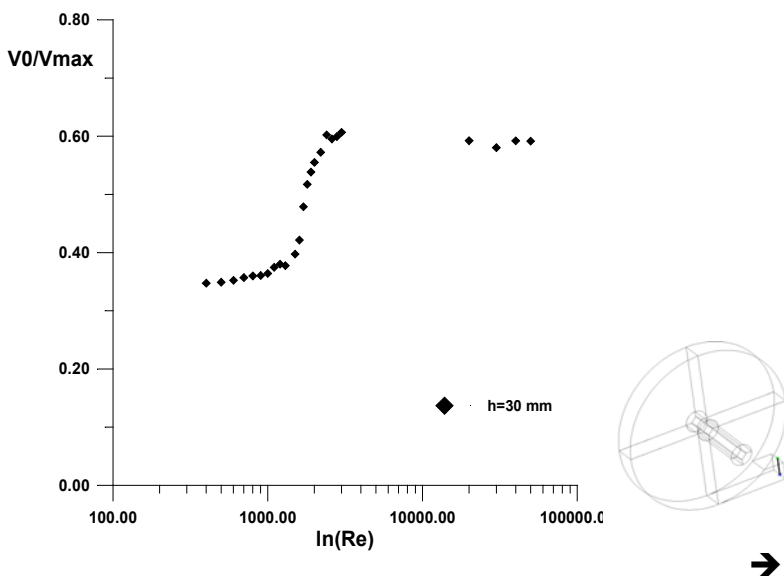


Fig 5-11 : Evolution du rapport de la vitesse moyenne sur la vitesse au centre de la conduite d'entrée en fonction du nombre de Reynolds

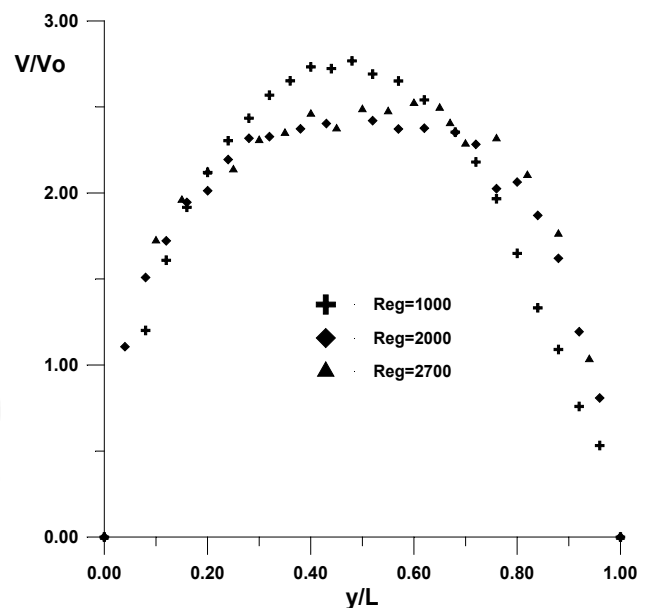


Fig 5-12 : Profils des vitesses axiales à l'entrée pour différents nombres de Reynolds généralisés

Pour situer les zones d'écoulement laminaire et turbulent, nous avons suivi l'évolution du rapport  $V_0 / V_{\max}$  en fonction du nombre de Reynolds. Le résultat est présenté sur la Fig 5-11. On constate que les écoulements dont les nombres de Reynolds sont inférieurs à 1000 se situent dans la zone laminaire, la transition vers des écoulements turbulents s'achevant pour des Reynolds supérieurs à 3000. Ce résultat est confirmé par la mesure du profil de la vitesse axiale à l'entrée (Fig 5-12) qui s'aplatit au centre de la

conduite, pour les nombres de Reynolds 2000 et 2700. On note cependant que le rapport  $V_0 / V_{\max}$  tend vers une valeur limite inférieure de 0.35 (écoulement laminaire) et supérieure de 0.60 (turbulent). C'est à dire que les profils de vitesses n'ont pas une forme « classique » où  $V_0 / V_{\max} = 0.50$  en laminaire et  $V_0 / V_{\max} = 0.84$  en turbulent ; cette différence pourrait provenir du rapport d'aspect élevé de la géométrie.

### *5.2.1.2. Influence sur l'écoulement principal*

Pour des régimes d'entrée laminaires ( $Re_g = 1000$ ), les conséquences de la structure particulière du champ dynamique à l'entrée pour  $h=h_2$  sont nettement visibles sur les profils des vitesses au sein de l'échangeur :

-on distingue toujours l'écoulement périphérique induit par le jet d'entrée, notamment en  $\theta_2$  (Fig 5-13) qui occupe le même espace indépendamment de l'épaisseur. Les vitesses azimutales maximales sont nettement supérieures lorsque  $h$  augmente. Ces maximums sont équivalents à ceux observés dans la conduite d'entrée ( $V_{\max} / V_0 = 2.76$  et  $1.89$  pour  $h_2$  et  $h_1$  respectivement). A partir de  $\theta_3$  la force centrifuge déplace ce maximum vers la paroi périphérique extérieure qui se situe alors en  $r/R=0.96$  pour les deux épaisseurs.

-l'intensité de l'écoulement à vortex qui s'établit dans une zone restreinte autour de l'axe de la conduite de sortie s'accroît avec l'épaisseur. Les vitesses azimutales tendent vers une valeur limite égale à la vitesse débitante  $V_0$  pour  $r/R=0.20$  et ce pour toutes les positions (Fig 5-13 et Fig 5-14), soit environ 40% de plus que ce que l'on a observé pour la première épaisseur.

-du fait de l'accroissement de l'intensité du vortex central, la zone tampon est réduite avec l'accroissement de l'épaisseur. Ceci est surtout visible pour les positions  $\theta_4$  et  $\theta_5$  où la zone tampon se situe entre  $0.50 < r/R < 0.78$  alors qu'elle occupait un rayon compris entre  $0.35 < r/R < 0.78$  pour l'épaisseur précédente.

Ces observations montrent que l'élargissement de l'échangeur permet d'accélérer l'établissement d'un écoulement à vortex. Ceci est d'ailleurs confirmé par l'absence d'oscillations sur les profils  $\theta_3$  et  $\theta_4$  (Fig 5-13 et Fig 5-14). Ce qui explique le meilleur taux de transfert de quantité de mouvement avec l'accroissement de l'épaisseur.



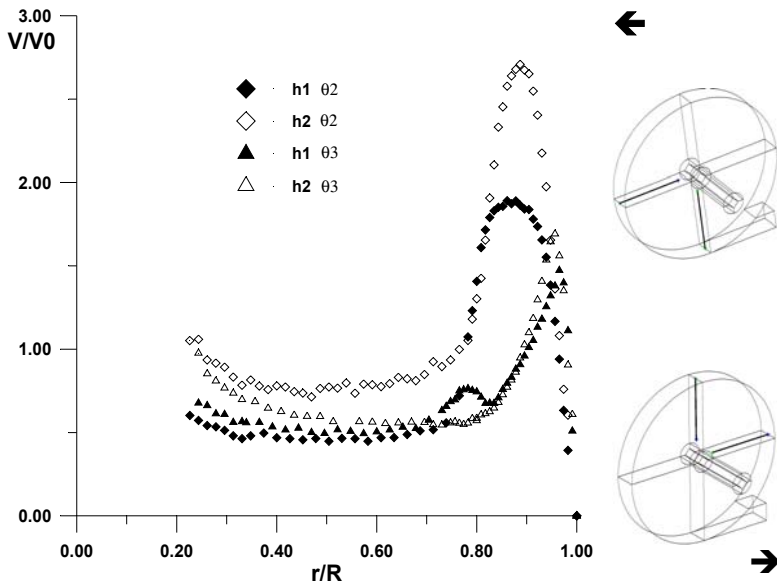


Fig 5-13 : Comparaison entre les profils des vitesses azimutales pour les deux épaisseurs ( $R_{eg} = 1000$ , position  $\theta_2$  et  $\theta_3$ )

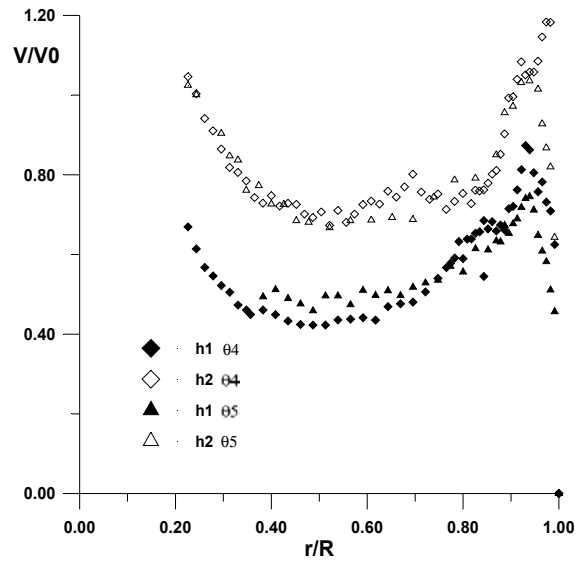


Fig 5-14 : Comparaison entre les profils des vitesses azimutales pour les deux épaisseurs ( $R_{eg} = 1000$ , position  $\theta_4$  et  $\theta_5$ )

L'accroissement du nombre de Reynolds provoque les mêmes modifications sur l'écoulement principal pour les deux épaisseurs (Fig 5-15 et Fig 5-16) : la zone tampon se réduit (disparaît sur la position  $\theta_2$ ) au profit de l'extension de la zone vortex. Le rapport de la vitesse azimutale maximale de la zone vortex  $V_{\max/\text{vort}}$  (prise en  $r/R=0.20$ ) sur la vitesse azimutale maximale dans l'écoulement périphérique  $V_{\max/\text{peri}}$  augmente à la fois avec  $Re$  et  $h$ , comme le montre le Tableau 7. On assiste donc à une redistribution de l'énergie cinétique entre les différentes zones de l'écoulement principal au profit de la zone vortex avec l'accroissement du nombre de Reynolds, cette redistribution étant accélérée par l'augmentation de l'épaisseur.

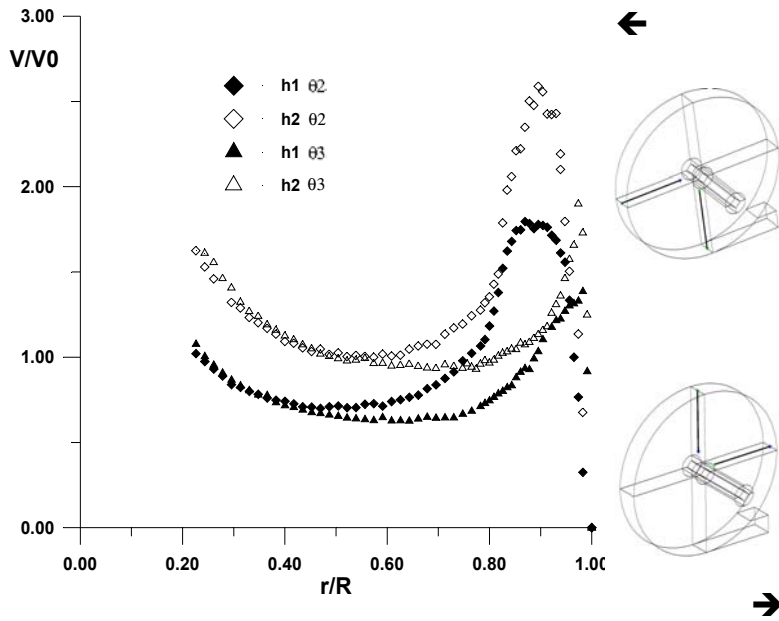


Fig 5-15 : Comparaison entre les profils des vitesses azimutales ( $R_{eg}=2700$ , position  $\theta_2$  et  $\theta_3$ )

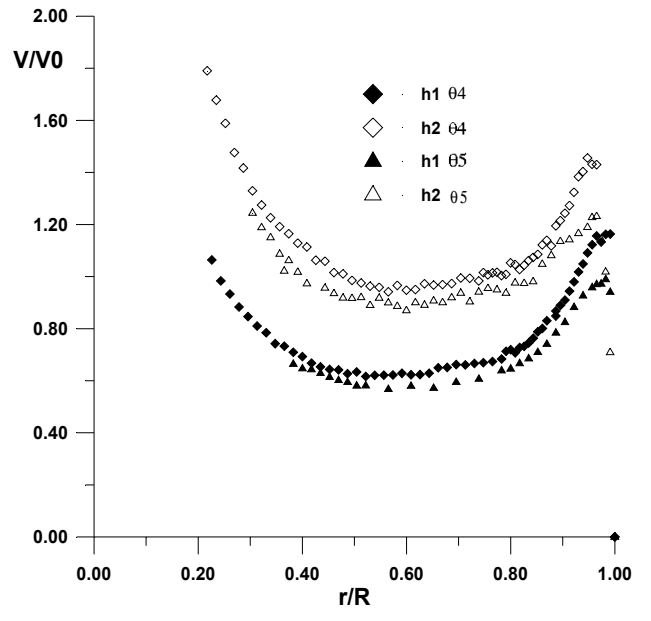


Fig 5-16 : Comparaison entre les profils des vitesses azimutales ( $R_{eg}=2700$ , positions  $\theta_4$  et  $\theta_5$ )

	h1=15 mm				h2=30 mm			
	$\theta_2$	$\theta_3$	$\theta_4$	$\theta_5$	$\theta_2$	$\theta_3$	$\theta_4$	$\theta_5$
$R_{eg}=1000$	0.31	0.46	0.76	/	0.39	0.57	0.88	1
$R_{eg}=2700$	0.57	0.77	0.91	/	0.62	0.85	1.24	1

Tableau 7 : Evolution du rapport des vitesses azimutales maximales dans la zone vortex et dans la zone périphérique.

L'augmentation de l'épaisseur, tout en accélérant l'établissement d'un écoulement à vortex, modifie alors de façon significative le débit tournant en fonction du nombre de Reynolds. En utilisant la méthode de calcul exposé au §4.1.3, on porte sur les Fig 5-17 à Fig 5-20 l'évolution des débits partiels se rapportant aux profils de vitesses représentées sur les Fig 5-13 à Fig 5-16. On utilise la même méthode d'extrapolation que celle explicitée dans le § 4.1.3.. Les valeurs calculées sont reportées dans le Tableau 8. Du fait du manque de points expérimentaux en  $\theta_5$  pour  $h=h1$ , l'approche polynomiale n'a pas été faite pour ces courbes.

L'augmentation de l'épaisseur permet d'accroître significativement la quantité de fluide qui effectue plusieurs rotations au sein de l'échangeur. Ce débit tournant dont une première approximation peut être obtenue grâce au profil en  $\theta_2$  (on retranche une unité à la valeur atteinte en  $r/R=0.10$ ) est augmenté de 77% pour  $R_{eg}=1000$  et de 90% pour  $R_{eg}=2700$  (Fig 5-19et Fig 5-20). Cet accroissement reste supérieur à celui obtenu avec l'accroissement du nombre de Reynolds (+40% et +50% pour  $h1$  et

h2 respectivement, voir Tableau 8). Pour les deux valeurs de h, on constate que la zone de plus forte probabilité de sortie des particules fluides, caractérisée par la plus importante diminution de débit entre deux positions successives, est entre les positions  $\theta_3$  et  $\theta_4$  pour  $R_{eg}=1000$  et entre  $\theta_5$  et  $\theta_2$  pour  $R_{eg}=2700$  ( on suppose que ce résultat, observé pour h=h2, est valable pour h=h1). Cependant, du fait de l'accélération de l'établissement du vortex pour h=h2, la différence entre les débits observés entre  $\theta_3$  et  $\theta_4$  en  $r/R=0.10$  tend à se réduire, passant de  $0,61 Q_{vi}$  pour h1 à  $0,37 Q_{vi}$  pour h2. Ainsi, l'augmentation de l'épaisseur permet aux particules entrant dans la partie cylindrique de l'échangeur, de sortir entre les positions  $\theta_2$  et  $\theta_5$  avec la même probabilité.

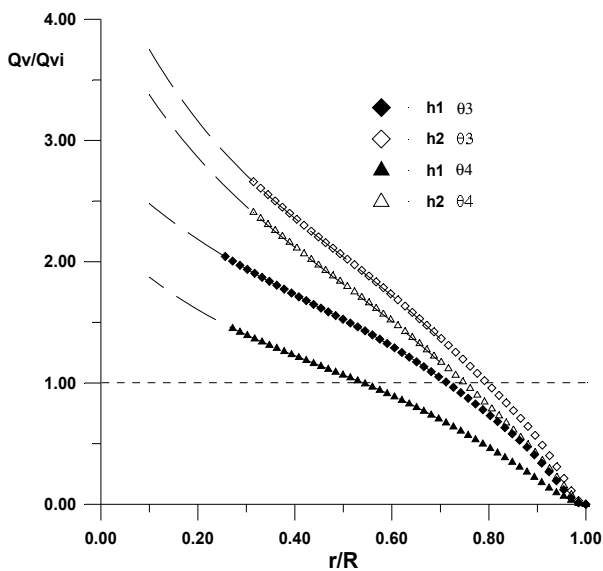


Fig 5-17 : Evolution des débits partiels pour les deux épaisseurs ( $R_{eg}=1000$ , positions  $\theta_3$  et  $\theta_4$ )

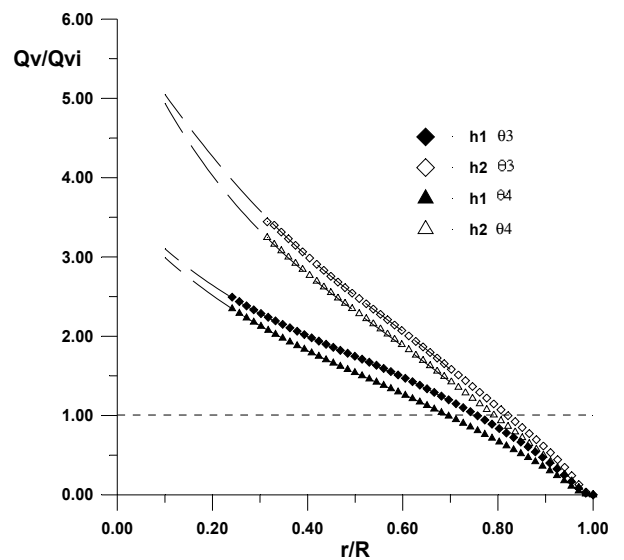


Fig 5-18 : Evolution des débits partiels pour les deux épaisseurs ( $R_{eg}=2700$ , positions  $\theta_3$  et  $\theta_4$ )

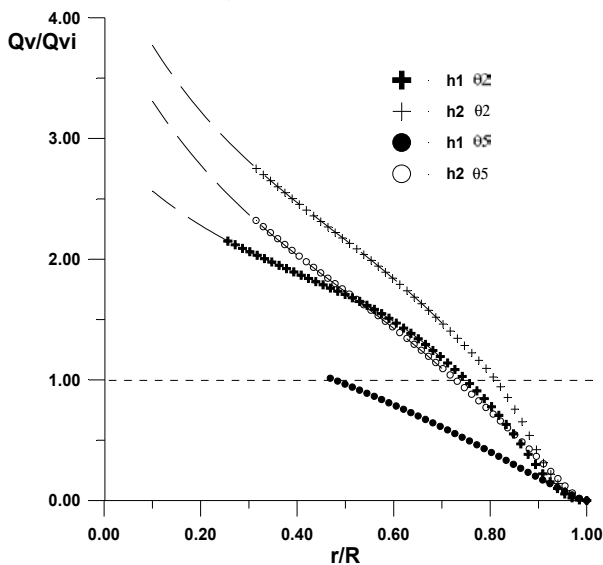


Fig 5-19 : Evolution des débits partiels pour les deux épaisseurs ( $R_{eg}=1000$ , positions  $\theta_2$  et  $\theta_5$ )

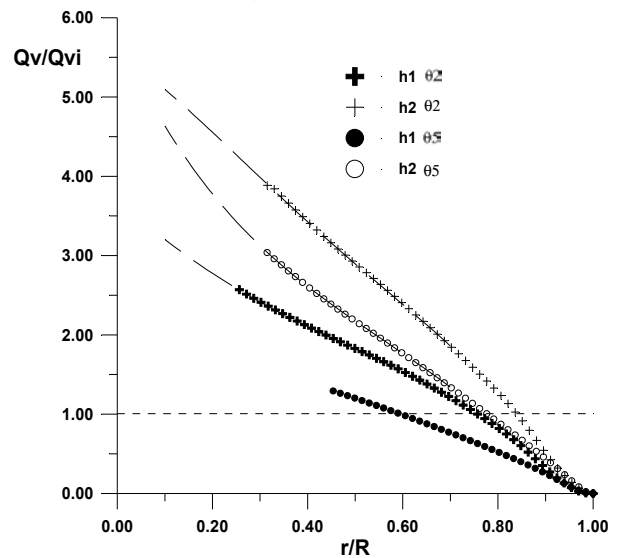


Fig 5-20 : Evolution des débits partiels pour les deux épaisseurs ( $R_{eg}=2700$ , positions  $\theta_2$  et  $\theta_5$ )

	h1=15 mm				h2=30 mm			
	$\theta_2$	$\theta_3$	$\theta_4$	$\theta_5$	$\theta_2$	$\theta_3$	$\theta_4$	$\theta_5$
$R_{eg}=1000$	2.56	2.48	1.87		3.77	3.75	3.38	3.31
$R_{eg}=2700$	3.20	3.10	2.99		5.16	5.05	4.94	4.63

Tableau 8 : Comparaison des débits partiels à différentes positions.

### 5.2.1.3. Influence sur l'écoulement secondaire.

Afin de faciliter la comparaison des écoulements secondaires en fonction de l'épaisseur, nous utilisons la représentation en trois dimensions préconisée au § 4.1.3. Les représentations du champ dynamique dans les plans r-z situés en  $\theta_3$  et  $\theta_4$  sont portées sur les Fig 5-21 à Fig 5-22 pour un nombre de Reynolds  $R_{eg}=1000$ .

La structure générale de l'écoulement secondaire n'est pas modifiée par la variation d'épaisseur : on retrouve les deux zones dynamiques de structures différentes, l'une sise près de la périphérie et l'autre centrée sur l'axe de symétrie de la partie cylindrique de l'échangeur (cf § 4.1.5). La majeure partie de l'écoulement centripète s'effectue toujours le long des parois latérales de l'échangeur, pour des épaisseurs adimensionnelles comprises entre -1 et -0.5 et 0.5 et 1 pour  $h=15\text{mm}$ . Ces épaisseurs tendent à se réduire lorsque  $h=h2$  (phénomène particulièrement visible en  $\theta_4$ , sur la Fig 5-21 (c) et (d)). On constate ainsi que les maximums de vitesses radiales adimensionnalisées atteints dans ces deux zones sont plus importants pour  $h=h2$ . De même, il semble que l'intensité des cellules contra-rotatives augmente légèrement avec l'épaisseur et qu'elles se déplacent vers les parois latérales. Sur la majeure partie des plans (r-z), les vitesses radiales sont très proches de zéro (voir négatives dans les zones proches de la sortie et dans la zone périphérique), le gradient des vitesses radiales observé sur ces zones étant plus important pour  $h=h2$ .

On constate donc qu'une augmentation de l'épaisseur conduit à un accroissement de l'intensité de l'écoulement secondaire pour un nombre de Reynolds donné.

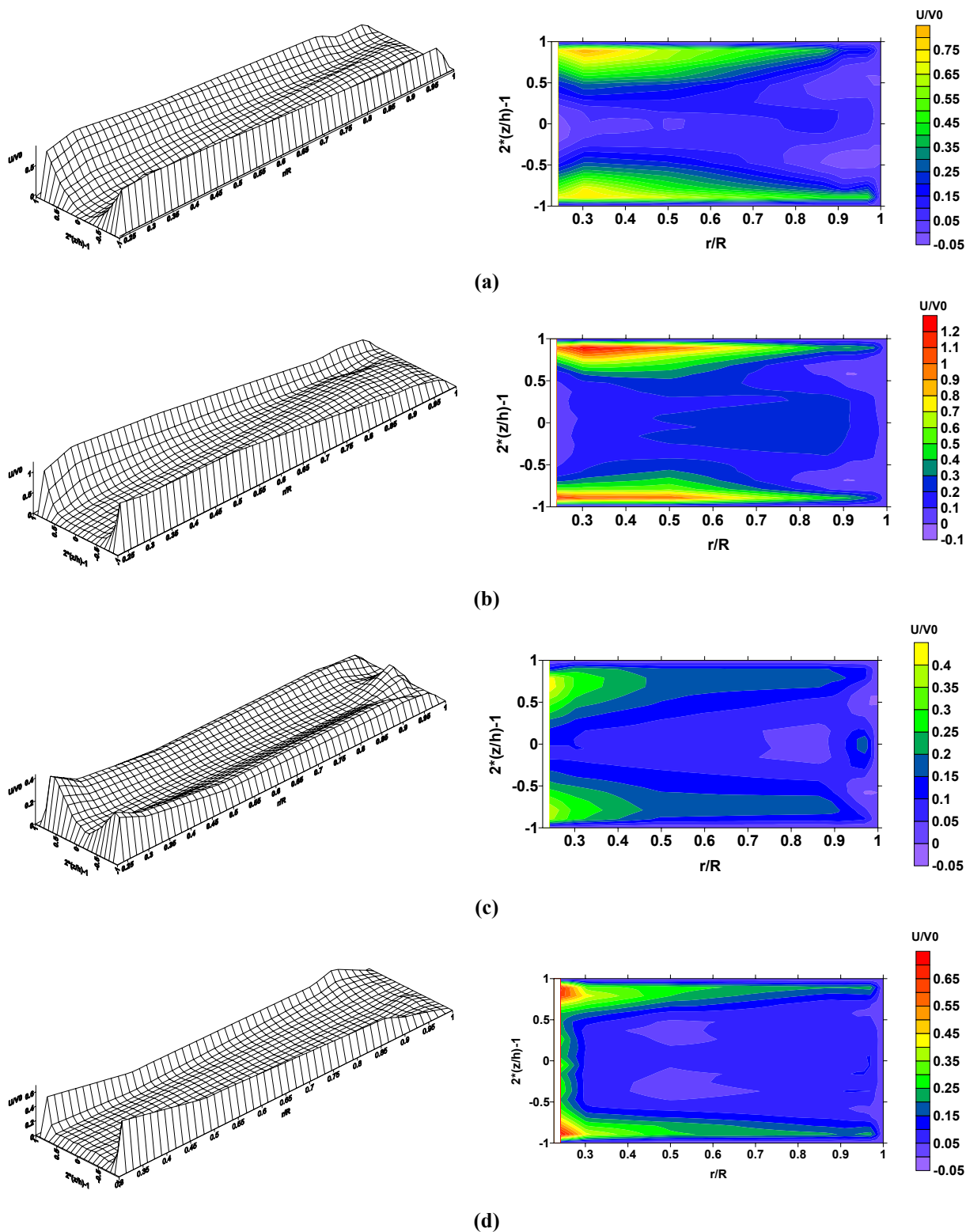


Fig 5-21 : Représentation en 3D et champ des iso vitesses radiales ( $R_{eg} = 1000$ ):

- (a) et (b) : pour la position  $\theta_3$  et pour  $h_1$  et  $h_2$  resp.,
- (c) et (d) : pour la position  $\theta_4$  et pour  $h_1$  et  $h_2$  resp.

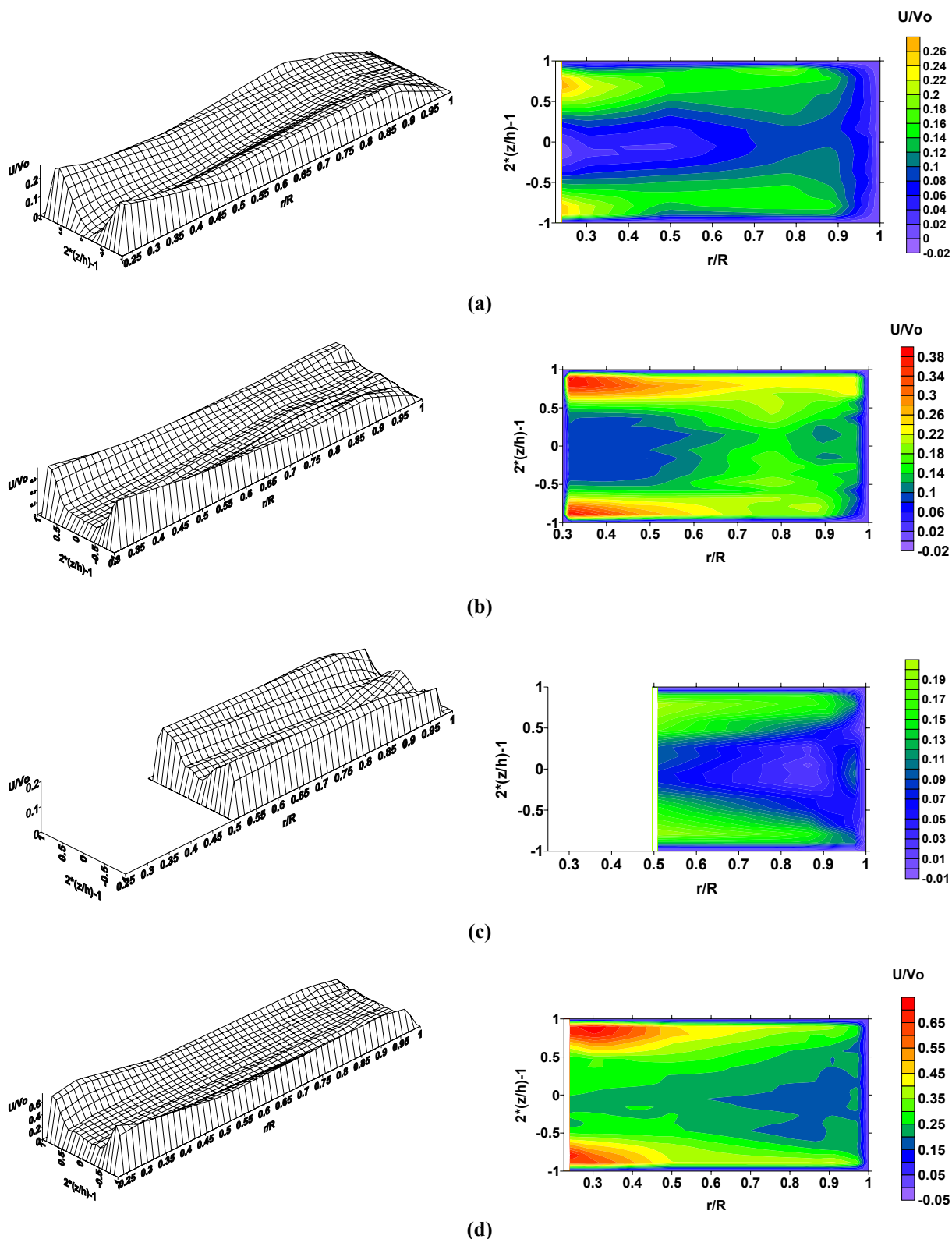


Fig 5-22 : Représentation en 3D et champ des iso vitesses radiales ( $R_{eg}=1000$ ):

- (a) et (b) : pour la position  $\theta_2$  et pour  $h_1$  et  $h_2$  resp.,
- (c) et (d) : pour la position  $\theta_3$  et pour  $h_1$  et  $h_2$  resp.

5.2.2. Influence de la géométrie sur les écoulements à hauts nombres de Reynolds.

5.2.2.1. *Influence sur le régime d'entrée.*

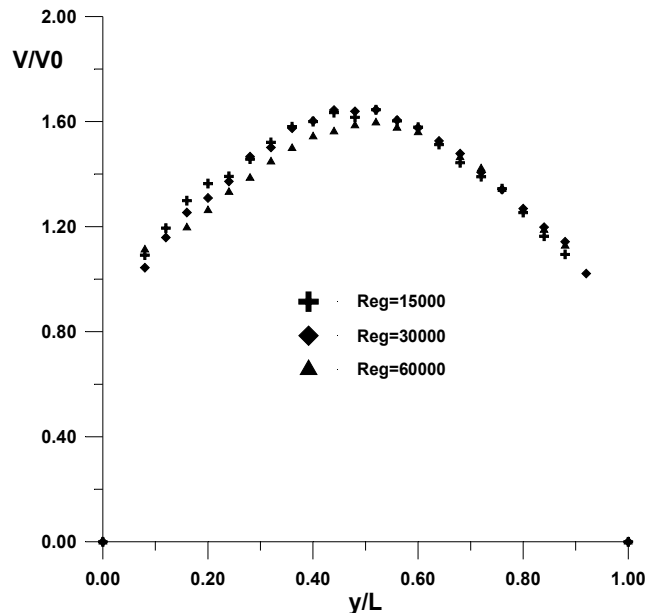


Fig 5-23 : Profil des vitesses axiales à l'entrée

Les profils des vitesses axiales sont reportés sur la Fig 5-23. Leurs superpositions ainsi que les résultats présentés sur la Fig 5-11 permettent de conclure que la turbulence est pleinement développée pour ces débits. Cependant, comme nous l'avons vu dans le cas laminaire, la forme des profils mesurés n'est pas celle classique, où  $V_{\max}/V_0 \approx 1.2$  : ils adoptent une forme en « accent circonflexe » qui conduit à une valeur de  $V_{\max}/V_0 \approx 1.6$ , supérieure à celle observée pour  $h=h1$ .

5.2.2.2. *Influence sur l'écoulement principal.*

On observe, comme pour les écoulements à bas nombres de Reynolds d'entrée, qu'une augmentation de l'épaisseur entraîne un décalage vers le haut des profils des vitesses azimutales dans la zone à vortex (Fig 5-24 et Fig 5-25). Pour les deux épaisseurs, l'écoulement principal reste composé d'une large zone à vortex s'étendant de  $0.10 < r/R < 0.80$  où les profils pour une même géométrie sont très proches les uns des autres pour les différentes positions. La zone tampon n'est plus visible, particulièrement pour  $h=h2$ , mais on perçoit encore l'écoulement périphérique induit par le jet d'entrée, notamment en  $\theta_2$ . Par contre, près de la périphérie, les écarts entre les profils de vitesse pour les deux épaisseurs tendent à se réduire. Dans ces cas là, les vitesses maximums sont donc atteintes dans la zone vortex, proche de la sortie de l'échangeur et sont très nettement supérieures à celles observées dans l'écoulement périphérique ; le rapport  $V_{\max/\text{vort}}/V_{\max/\text{péri}}$  est là aussi beaucoup plus sensible à l'augmentation de l'épaisseur (entre +30 % et +45% suivant les positions) qu'à une variation du nombre de Reynolds (entre +2% et +10%) comme le montre le Tableau 9. On retrouve ainsi une caractéristique du champ dynamique obtenu avec des hauts débits d'entrée de la

première géométrie (cf § 4.2.3), à savoir l'invariabilité, au-delà d'une certaine valeur du nombre de Reynolds comprise entre 15000 et 30000, de l'intensité de l'écoulement vortex s'établissant dans la cellule. Les profils des vitesses azimutales, ici le long de la position  $\theta_3$  sont modélisables par une loi identique à celle donné par l'eq [ 42 ] (pour  $0.10 < r/R < 0.80$ ) dont les coefficients sont donnés sur la Fig 5-26.

Enfin, le débit tournant est lui aussi fortement dépendant de l'épaisseur. Il passe, en écoulement vortex stable, de cinq à environ huit fois le débit d'entrée pour  $r/R=0.10$  comme on peut le voir sur les Fig 5-27 à Fig 5-29. On note cependant que l'évolution des débits calculés le long de chacun des rayons n'est pas complètement insensible à l'augmentation du nombre de Reynolds. Cet accroissement reste cependant faible puisqu'il est évalué à +5% entre  $Re_g=30000$  et  $Re_g=60000$  en  $\theta_2$ , position où l'écart est le plus important (Tableau 10). Il est à noter que cette valeur et de l'ordre de grandeur de l'incertitude estimée pour la méthode de calcul des débits partiels (cf § 4.1.3).

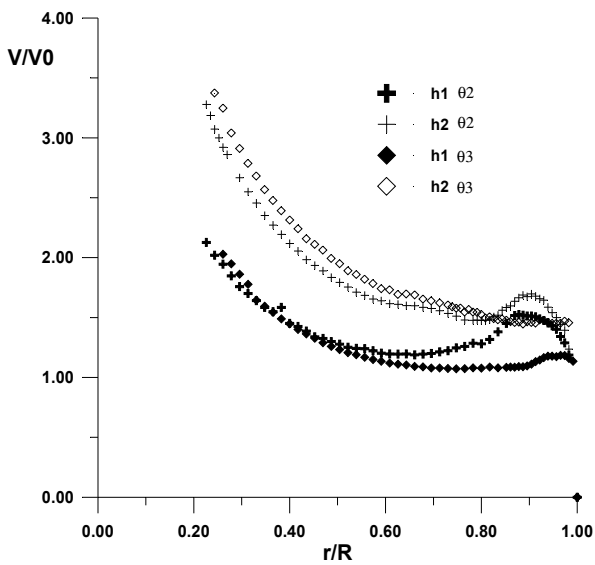


Fig 5-24 : Evolution des profils des vitesses azimutales ( $Re_g=30000$ )

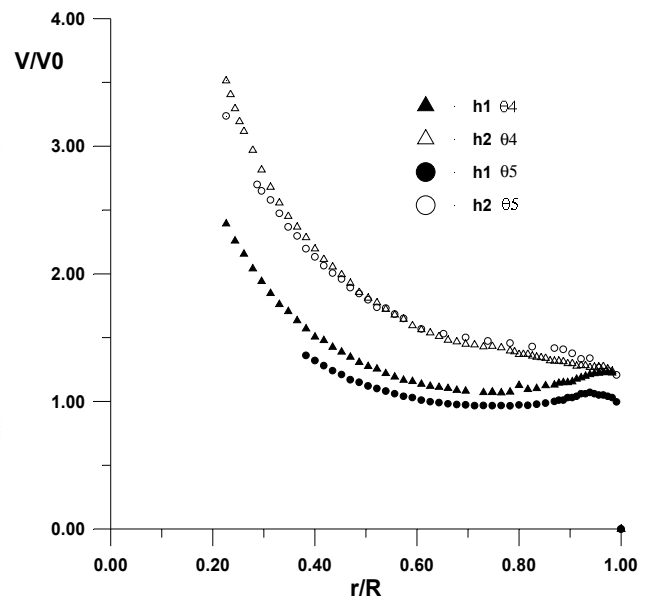


Fig 5-25 : Evolution des profils des vitesses azimutales ( $Re_g=30000$ )

	<b>h1=15 mm</b>				<b>h2=30 mm</b>			
	$\theta_2$	$\theta_3$	$\theta_4$	$\theta_5$	$\theta_2$	$\theta_3$	$\theta_4$	$\theta_5$
<b>Re=30000</b>	1.40	1.71	1.94	/	1.94	2.27	2.78	2.60
<b>Re=60000</b>	1.53	1.93	2.10	/	1.99	2.33	2.97	2.87

Tableau 9 : Evolution du rapport des vitesses azimutales maximales dans la zone vortex (en  $r/R=0.23$ ) et dans la zone périphérique  $V_{max/vort} / V_{max/peri}$ .



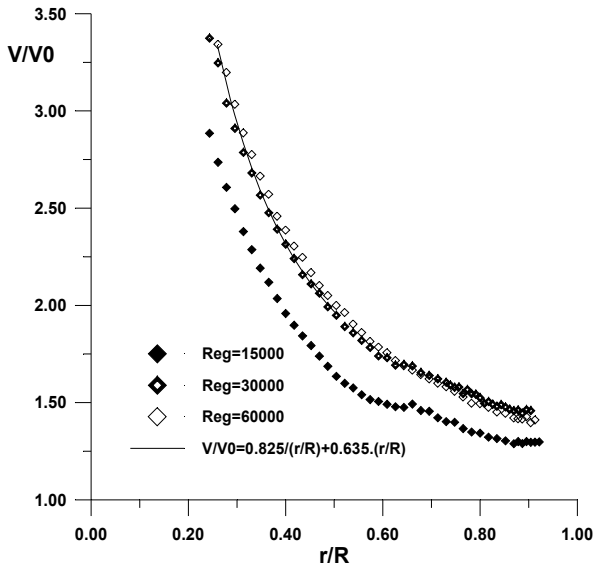


Fig 5-26 : Evolution des profils des vitesses azimutales en  $\theta_3$  pour différents nombres de Reynolds généralisés en  $\theta_3$  ( $h=h_2$ )

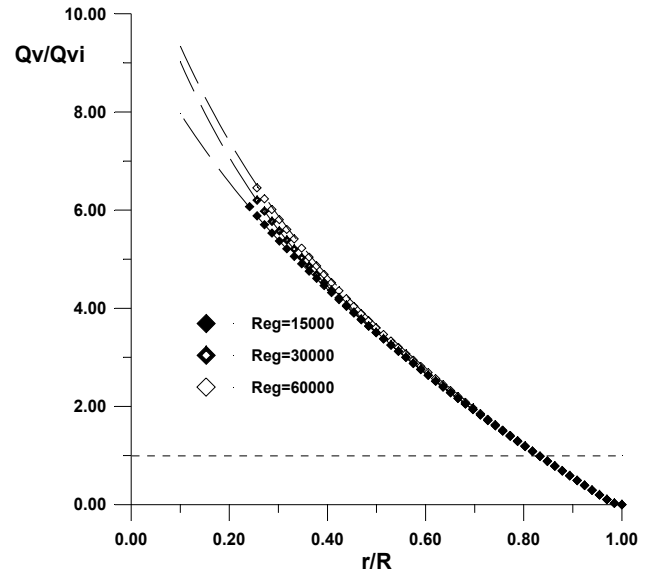


Fig 5-27 : Evolution des débits partiels calculés pour différents nombres de Reynolds généralisés en  $\theta_3$  ( $h=h_2$ )

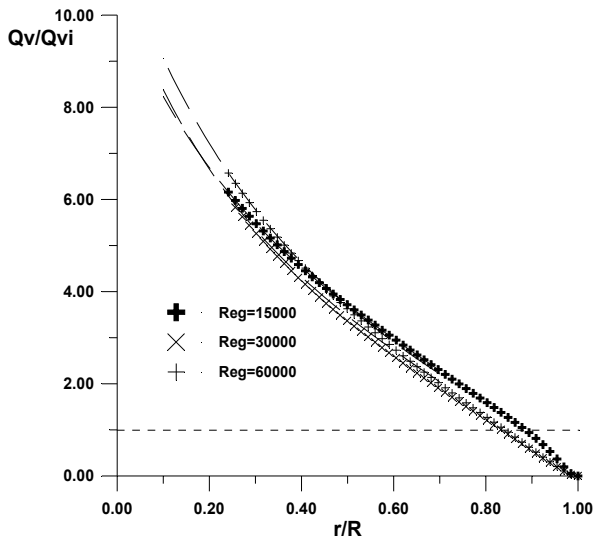


Fig 5-28 : Evolution des débits calculés pour différents nombres de Reynolds généralisés en  $\theta_2$  ( $h=h_2$ )

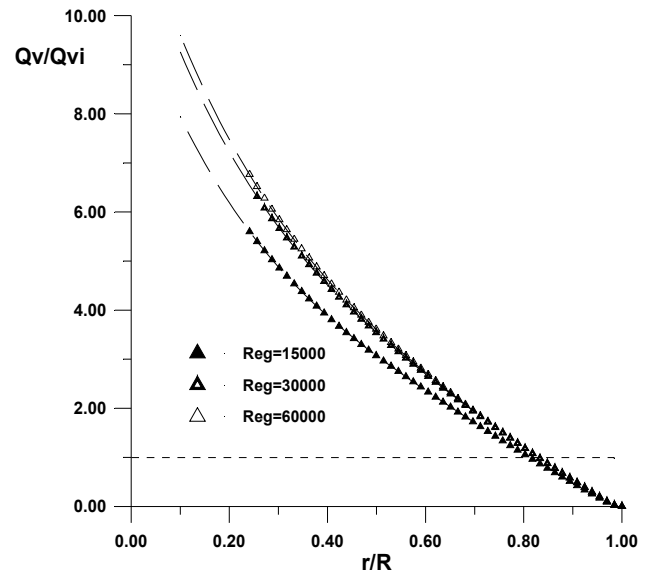


Fig 5-29 : Evolution des débits partiels calculés pour différents nombres de Reynolds généralisés en  $\theta_4$  ( $h=h_2$ )

	h1=15 mm				h2=30 mm			
	$\theta_2$	$\theta_3$	$\theta_4$	$\theta_5$	$\theta_2$	$\theta_3$	$\theta_4$	$\theta_5$
<b>Re=30000</b>	6.04	5.84	6.01	/	8.38	9.02	9.24	8.28
<b>Re=60000</b>	5.95	5.29	5.92	/	9.06	9.34	9.6	7.72

Tableau 10 : Valeurs des débits partiels, calculés par une approche polynomiale, pour un rayon de  $r/R=0.10$  (rayon de la conduite de sortie).

### 5.2.2.3. Influence sur l'écoulement secondaire.

Une représentation du champ dynamique radial dans les plans r-z situés sur les positions  $\theta_2$  à  $\theta_5$ , pour les deux épaisseurs, est donnée sur les Fig 5-30 à Fig 5-31 pour un nombre de Reynolds donné. Comme précédemment, l'augmentation de l'épaisseur accroît les gradients de vitesses radiales observés au sein de l'écoulement. Sur la position  $\theta_3$  et pour les deux épaisseurs la structure du champ dynamique secondaire est composée :

- de deux zones proches des parois latérales où s'effectue l'écoulement centripète,
- et de trois zones de vitesses radiales négatives dont deux sont proches de la sortie de l'échangeur et sont symétriques par rapport à son plan médian. Une troisième zone est située dans l'écoulement périphérique, à mi-épaisseur, où la force centrifuge domine.

Cependant on note un décalage des deux zones de vitesses négatives à la fois vers le centre de la géométrie et vers les parois latérales, repoussant la zone d'aspiration entre  $0.23 < r/R < 0.30$  ( Fig 5-30 (b), (d) et Fig 5-31, (b) et (d)). Entre ces cinq zones règne une région de vitesses radiales très proches de zéro, leur signe étant difficilement discernable compte tenu de la précision des mesures. On constate que cet accroissement de l'intensité de l'écoulement secondaire se retrouve pour toutes les positions ; cependant l'amplitude du gradient de vitesses radiales est accentuée pour  $h=h_2$  ; les vitesses centripètes maximales étant proches de la vitesse débitante voisine de  $0.9 V_0$  (Fig 5-30 (d) et Fig 5-31 (d)). On perçoit nettement les deux zones de vitesses radiales négatives pour  $h=h_2$ , décalées vers la sortie, alors qu'elles semblent se « dissoudre » dans le champ moyen de vitesses nulles pour  $h=h_1$ . Enfin, pour cette position et les deux épaisseurs, les forces centrifuges et centripètes s'équilibrent dans la zone proche de la paroi périphérique extérieure, la troisième zone « négative » n'apparaissant presque plus.

Ce résultat était prévisible à partir du moment où la caractérisation de l'écoulement ne doit pas se faire seulement en terme de nombre de Reynolds mais à l'aide d'un paramètre adimensionnel qui tient compte des effets de la courbure présente dans l'écoulement. Nous avons introduit un tel nombre au § 4.1.5 ( eq [ 32 ]). Basé uniquement sur les dimensions du jet d'entrée, il permettait de poser les bases d'une explication à la structure particulière de l'écoulement périphérique.

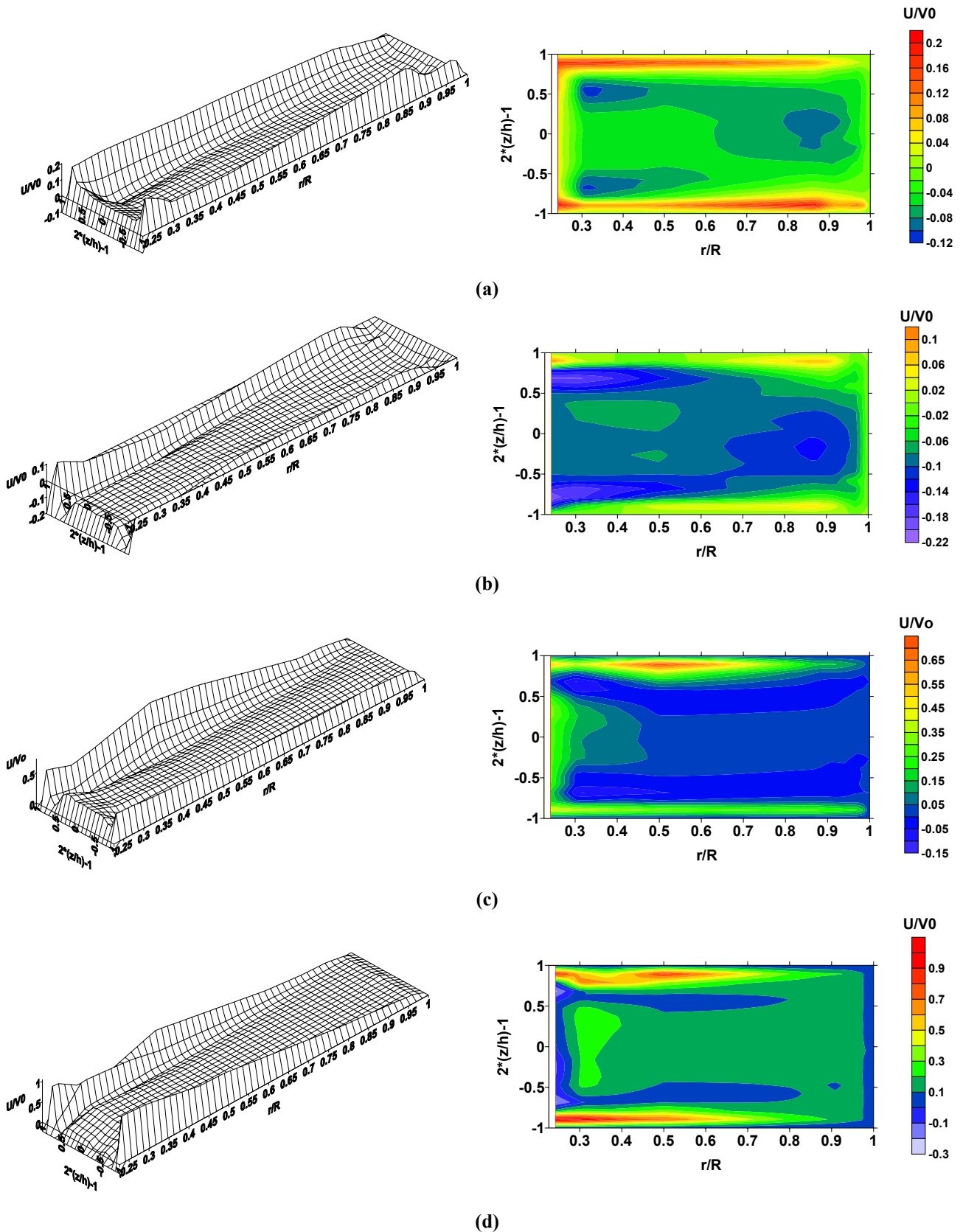


Fig 5-30 : Représentation en 3D et champ des iso vitesses radiales ( $R_{eg}=60000$ ):

- (a) et (b) : pour la position  $\theta_3$  et pour h1 et h2 resp.,
- (c) et (d) : pour la position  $\theta_4$  et pour h1 et h2 resp.

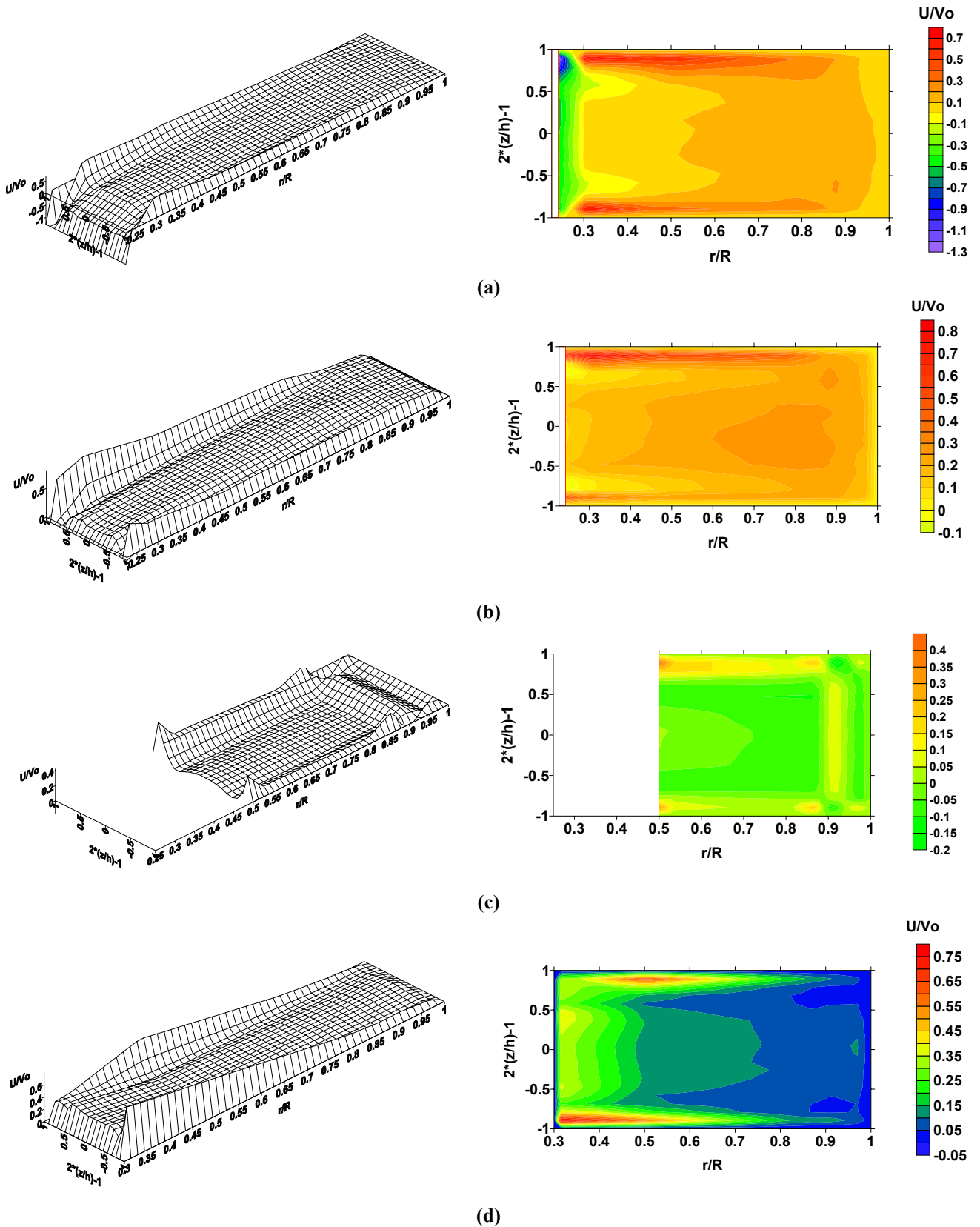


Fig 5-31 : Représentation en 3D et champ des iso vitesses radiales ( $R_{eg}=60000$ ):

- (a) et (b) : pour la position  $\theta_2$  et pour  $h_1$  et  $h_2$  resp.,
- (c) et (d) : pour la position  $\theta_3$  et pour  $h_1$  et  $h_2$  resp.

Pour tenir compte de la variation de la taille de l'écoulement périphérique lorsque celui-ci s'enroule autour de l'axe de sortie de l'échangeur, on modifie l'expression de l'éq [ 32 ] qui devient :

$$D_{\text{vor}} = \frac{1}{2} R_{\text{gc}} \left( \frac{h}{R - r_0} \right)^{\frac{1}{2}} \quad \text{eq [ 43 ]}$$

Où le taux de courbure  $R_c$  est maintenant défini comme étant le rapport de la distance séparant les deux parois latérales  $h$  sur le rayon « réduit » de la partie cylindrique,  $R - r_0$  de la partie cylindrique .

Il apparaît immédiatement qu'une augmentation de l'épaisseur conduit à une augmentation de  $D_{\text{vor}}$  et donc à une intensification de l'écoulement secondaire qui régule l'établissement de l'écoulement vortex.

Nous utiliserons donc comme première estimation d'un paramètre adimensionnel celui défini par l'éq [ 43 ], dans la suite de notre étude, qui consiste à valider les modèles numériques utilisés.

## 6. Validation des modèles numériques.

Comme nous l'avons présenté au § 3, nous utilisons deux logiciels de simulation en mécanique des fluides basés sur deux approches différentes de la turbulence. Après avoir présenté les maillages utilisés avec chacun des deux logiciels, nous présenterons les résultats des simulations des écoulements pour des nombres de Reynolds faibles puis élevés étudiés expérimentalement. Ensuite nous tâcherons de dégager les principaux avantages et inconvénients de chacune des modélisations utilisées.

### 6.1. Description des maillages.

#### 6.1.1. Code CFD-ACE.

Le maillage de base est entièrement structuré, c'est à dire constitué uniquement d'hexaèdres. Sa construction est obtenue en suivant la méthode suivante :

-On crée d'abord un plan générateur de la partie cylindrique de la géométrie (voir Fig 6-1). Il est divisé en trois parties afin de restreindre le nombre de mailles. La densité du maillage est plus importante près de la paroi périphérique extérieure (entre les points (0 ; -110 ; 0) et (0 ; -115 ; 15)) afin d'augmenter la précision des calculs dans cette zone où apparaissent les petites structures liées à la courbure des lignes de courant (cf § 4.1.5). Au total, comme indiqué sur la Fig 6-1, le plan générateur du maillage est constitué de 1062 éléments rectangulaires.

-Par rotation de ce plan d'un angle de  $\pi/2$ , on crée le premier quart de la partie cylindrique de la géométrie. Ce premier quart est découpé en 45 segments de 2 degrés chacun.

-Les trois autres quarts de la partie cylindrique sont obtenus de la même façon.

La partie de la géométrie que l'on discrétise ensuite est la conduite de sortie de l'échangeur. Afin de maintenir le plus possible l'orthogonalité des faces des hexaèdres, on utilise un carré centré sur l'axe de la conduite cylindrique de sortie, comme le montre la Fig 6-3. Le nombre de nœuds sur les bords opposés d'un même élément de surface devant être identique, on obtient une densité importante de mailles au sein du carré central (46\*46 éléments par plans). La conduite de sortie, dont la longueur est fixée à 50 mm, est discrétisée sur 10 nœuds équidistants.

Enfin, on relie la partie cylindrique déjà maillée avec la conduite d'entrée de section rectangulaire. Comme on peut le voir sur la Fig 6-3, la jonction, en maillages structurés, de ces deux parties donne quelques éléments dont l'orthogonalité des faces n'est pas satisfaisante.

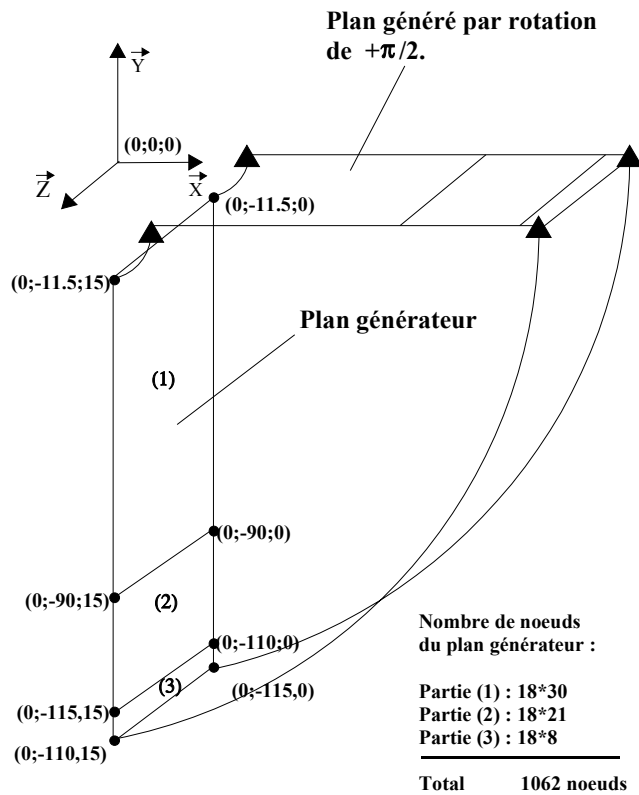


Fig 6-1 : Schématisation du processus de réalisation du maillage structuré ( $h=h_1=15\text{mm}$ , toutes les longueurs sont en mm).

Une solution pour remédier à la fois à la forte densité du maillage sur l'axe de symétrie de la cellule et à l'imparfaite orthogonalité des éléments à la jonction entrée-partie cylindrique serait d'utiliser un maillage hybride hexaédres-prismes. Malheureusement, nos essais se sont révélés jusqu'à présent peu satisfaisants. Ce résultat n'est pas dû à la réalisation du maillage en lui-même mais à la difficulté à définir des méthodes numériques appropriées à la fois aux maillages structurés et non structurés conduisant à des résultats cohérents. Nous avons donc décidé de conserver un maillage entièrement structuré.

Finalement, on obtient le maillage de base dont la vue dans un plan x-y est donné sur la Fig 6-4. Il est constitué de 255000 mailles. On parle de maillage de base car c'est celui qui est utilisé pour la simulation des écoulements avec régime d'entrée laminaire. L'adaptation du maillage afin de satisfaire aux conditions imposées par les lois de parois des modèles k- $\epsilon$  rend nécessaire l'augmentation du nombre de nœuds, notamment dans l'épaisseur.

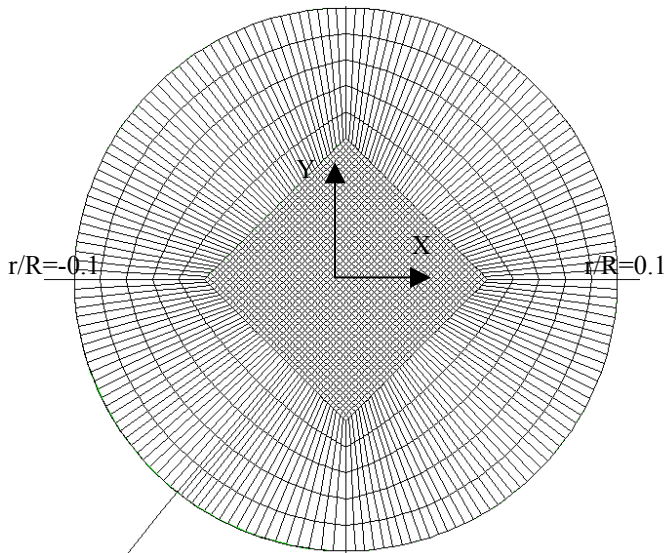
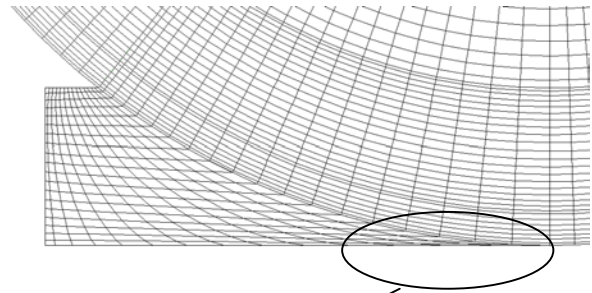


Fig 6-2 : Maillage de la conduite de sortie.



Zone de jonction où les faces des cellules ne sont plus perpendiculaires.

Fig 6-3 : maillage de l'entrée ( $2*(z/h)-1=0$ )

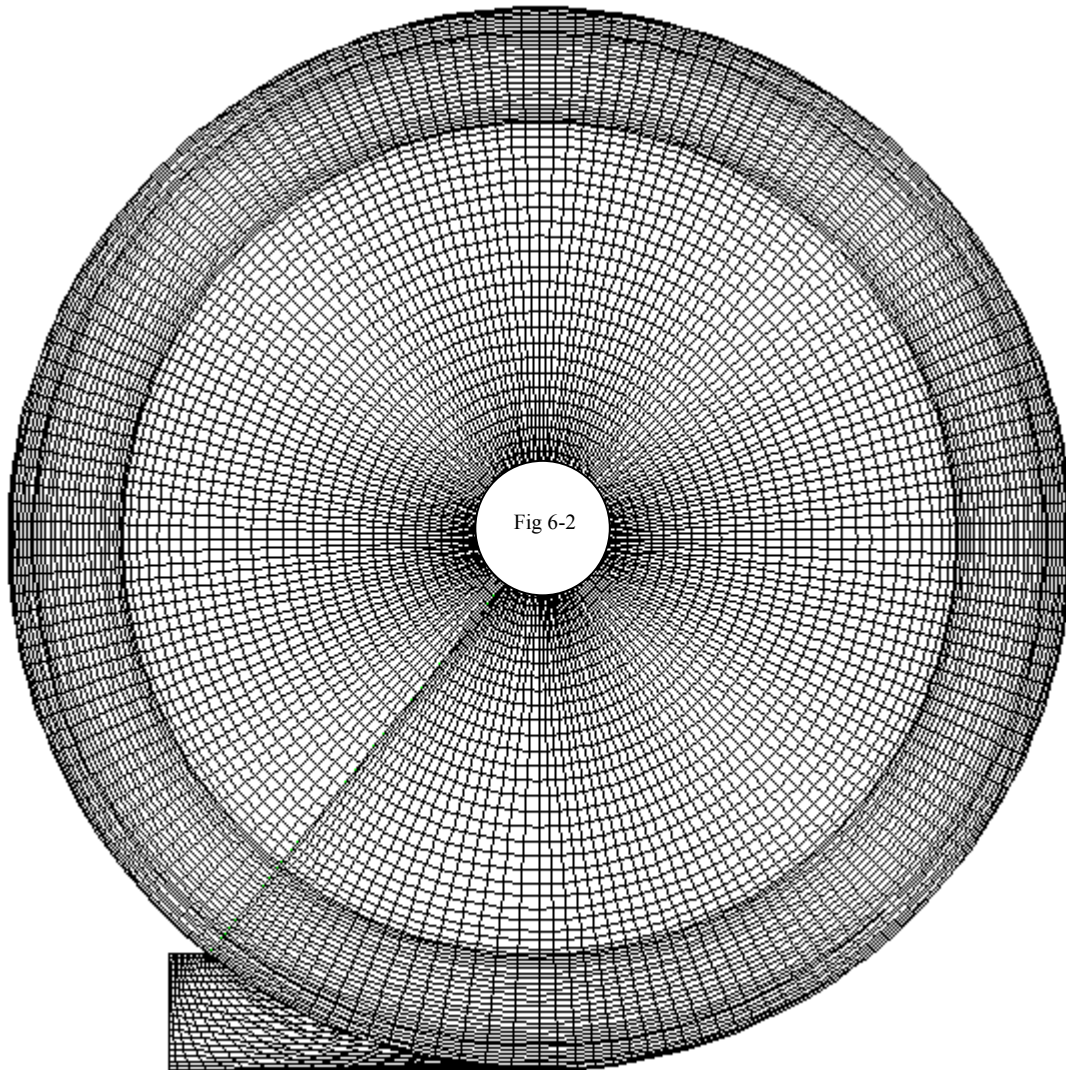


Fig 6-4 : Vue dans un plan x-y à mi-épaisseur du maillage de base de l'échangeur (14008 mailles).



6.1.2. Maillage utilisé dans Trio\_U.

Le logiciel PRICELES ou **Trio\_U** possède un mailleur intégré simplifié. Dans notre cas, il ne permet pas de définir simplement un maillage adapté à notre géométrie. On utilise alors le mailleur ICEM afin de réaliser une géométrie lisible par Trio\_U. Le maillage ainsi établi est entièrement non structuré, à base de tétraèdres uniquement. Il comporte 486000 mailles afin d'obtenir une définition assez fine pour une bonne application de la simulation aux grandes échelles. On a raffiné la zone de superposition des écoulements tampons et périphériques (autour de  $r/R=0.90$ ) sur le premier quadrant de la partie cylindrique et proche de la paroi périphérique extérieure. Une représentation de face ( dans un plan xy) du maillage est donnée sur la Fig 6-5

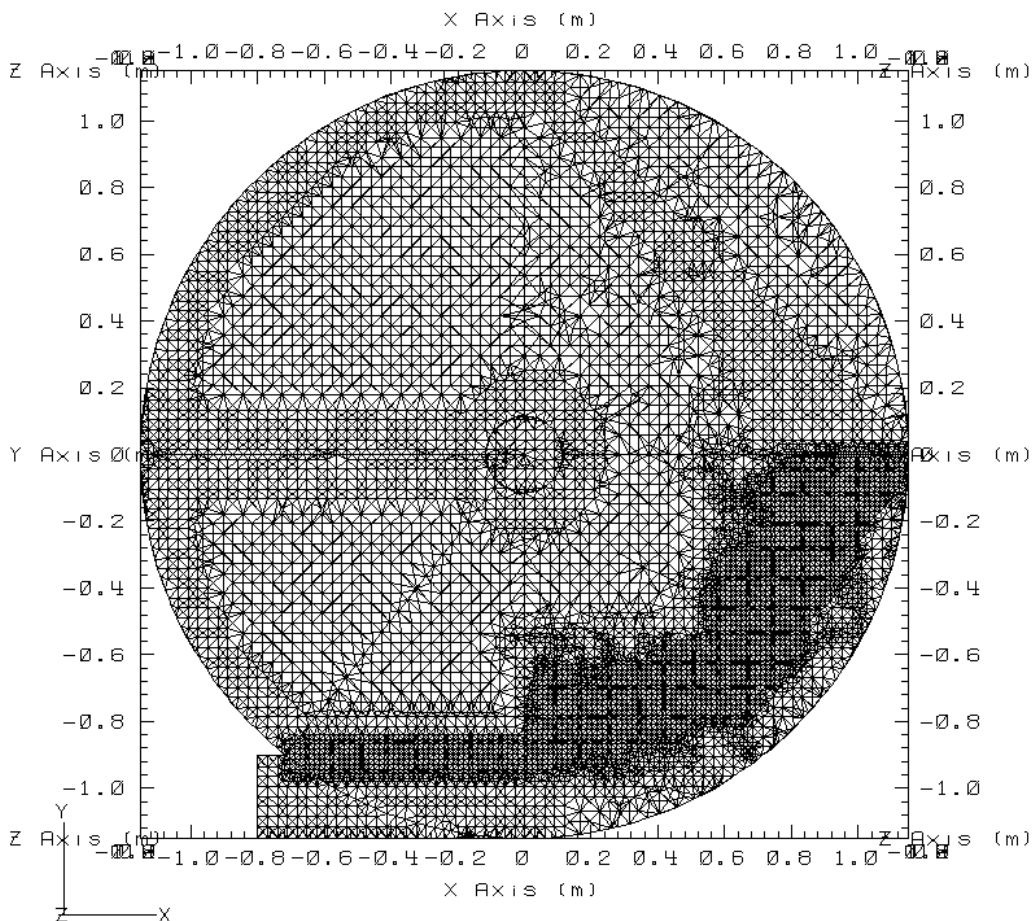


Fig 6-5 : Vue de face du maillage non structuré réalisé pour Trio\_U.

La validation des deux codes numériques utilisés sera faite en étudiant l'impact de régimes d'entrée turbulents sur l'écoulement au sein de la cellule d'épaisseur  $h=h_1=15\text{mm}$ . Les résultats numériques sur l'influence du régime laminaire à l'entrée, de la nature du fluide et de la géométrie de l'échangeur ne seront obtenus qu'avec le code **CFD-ACE**.

## **6.2. Conditions des calculs numériques.**

L'ensemble des conditions des calculs numériques (conditions aux limites, conditions initiales, propriétés du fluide, schémas de linéarisation etc...) sont exposées dans *l'Annexe C*.

## **6.3. Simulation des écoulements à bas Reynolds d'entrée.**

### *6.3.1. Ecoulement principal.*

On compare sur les Fig 6-6 à Fig 6-9 les profils de vitesses azimutales expérimentaux et numériques ainsi que les débits adimensionnalisés correspondant pour un nombre de Reynolds d'entrée de 1000 et deux fluides de comportement rhéologique différent.

Les profils de vitesse numériques montrent globalement une évolution proche de ceux expérimentaux. Les maximums de vitesses azimutales sont obtenus dans la zone périphérique pour des rayons équivalents. Cependant, leur amplitude, si elle est similaire à celle mesurée expérimentalement pour  $\theta_2$  et  $\theta_4$ , est sous-évaluée pour les positions  $\theta_3$  et  $\theta_5$  (d'environ 15 %). Tous les profils numériques se superposent dans la zone d'écoulement à vortex et tendent vers une valeur commune, en  $r/R=0.20$ , égale à  $0.60 V_0$  quelque soit le fluide. Cette valeur, si elle est proche de celle observée expérimentalement pour le glycérol (égale à  $0.65 V_0$  en moyenne) est légèrement inférieure à celle mesurée pour la CMC en  $\theta_4$  (égale à  $0.80 V_0$ ). Enfin, la singularité observée sur les profils expérimentaux en  $\theta_3$  pour  $r/R=0.78$  n'apparaît pas sur les profils numériques. On perçoit tout au plus une légère perturbation de celui-ci sans atteindre les amplitudes observées expérimentalement. Il apparaît donc clairement ici que la simulation ne peut traduire la totalité des phénomènes physiques constatés, et notamment l'effet du battement de la couche de mélange entre les écoulements périphérique et intermédiaire, qui possède un caractère instationnaire.

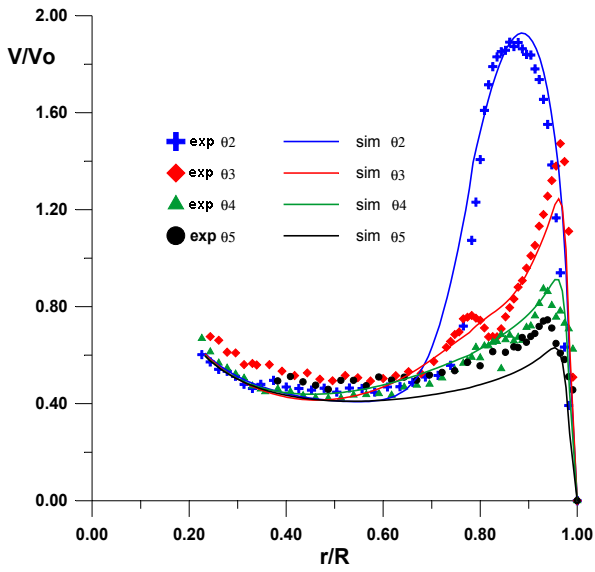


Fig 6-6 : Comparaison des profils expérimentaux et numériques de la vitesse azimutale ( $D_{vor}=190, R_{eg}=1000, 2^*(z/h)-1=0, n=1$ ).

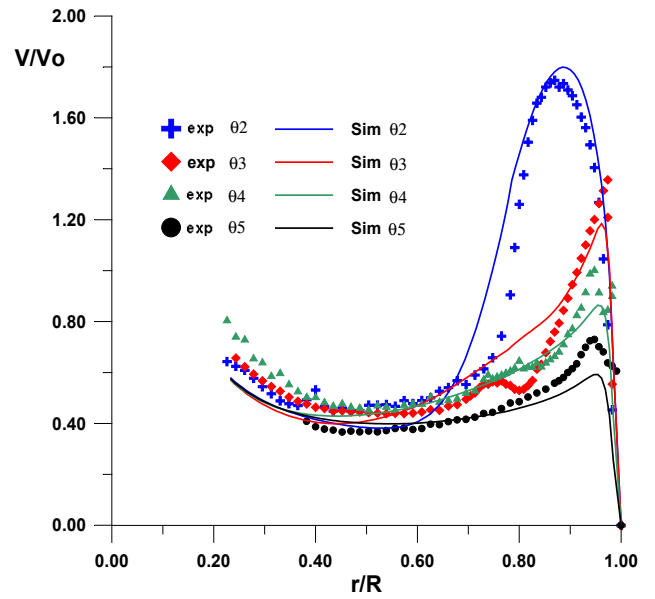


Fig 6-7 : Comparaison des profils expérimentaux et numériques de la vitesse azimutale ( $D_{vor}=190, R_{eg}=1000, 2^*(z/h)-1=0, n=0.91$ ).

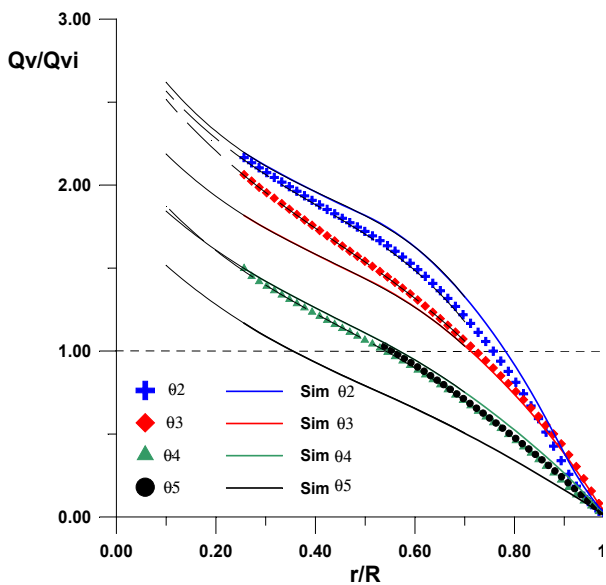


Fig 6-8 : Comparaison des débits adimensionnalisés expérimentaux et numériques ( $D_{vor}=190, R_{eg}=1000, n=1$ ).

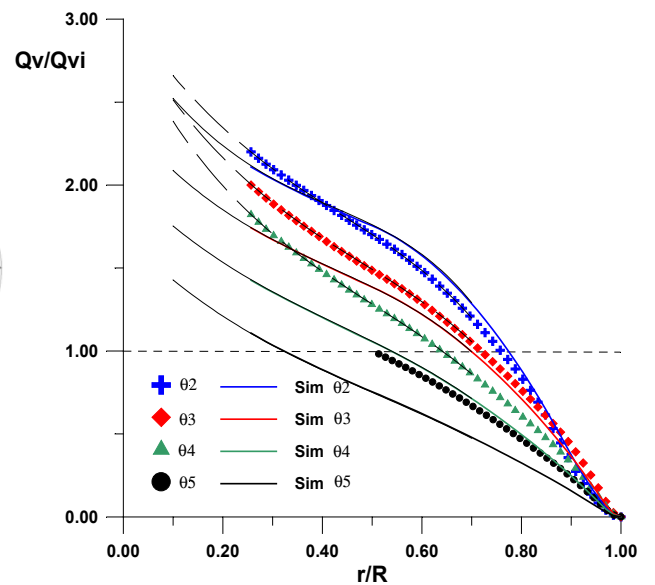


Fig 6-9 : Comparaison des débits adimensionnalisés expérimentaux et numériques ( $D_{vor}=100, R_{eg}=1000, n=0.91$ ).

Les écarts observés entre les profils de vitesse numériques et expérimentaux se répercutent bien évidemment sur l'évolution des débits partiels calculés suivant la méthode exposée au § 4.1.3. Les débits numériques et expérimentaux ont des évolutions similaires le long de  $\theta_2$  pour le fluide newtonien, conduisant à un débit tournant équivalent égal environs à

$1.60Q_{vi}$ . On note un écart de la simulation par rapport aux valeurs mesurées plus important sur ce profil pour la CMC et qui est de l'ordre de 5% ; les valeurs du débit tournant atteintes restant cependant proches de celles obtenues pour le glycérol. Ces écarts s'accroissent le long de  $\theta_3$  pour les deux fluides ; le profil numérique s'écarte nettement du profil expérimental à partir de  $r/R=0.60$ . La pente de la courbe obtenue numériquement est alors inférieure et conduit à un débit calculé moindre que celui mesuré dans la cellule (environ -12% pour  $n=1$  et -17% pour  $n=0.917$  et  $R_{eg}=1000$ ). Cette divergence s'accroît fortement pour le fluide non-newtonien en  $\theta_4$  où les profils numériques et expérimentaux présentent un écart très net écart (-23% en  $r/R=0.1$ ). La simulation ne perçoit pas l'accélération de l'établissement d'un écoulement à vortex au centre de l'échangeur (ce qu'on observait déjà sur le profil des vitesses azimutales). Par contre, pour le glycérol, les profils expérimentaux et numériques concordent, la zone morte observée expérimentalement s'étendant sur presque la moitié du volume de la cellule. Enfin, on note une forte divergence en  $\theta_5$  pour les deux types de fluide, la simulation surévaluant l'étendue de la zone de faible vitesse entre les positions  $\theta_5$  et  $\theta_2$ . Les raisons de ces divergences sont à chercher dans la simulation de l'écoulement secondaire.

### 6.3.2. Écoulement secondaire.

On constate en étudiant l'évolution des profils des vitesses radiales (Fig 6-10 et Fig 6-11) qu'on retrouve par la simulation la forme des profils observés expérimentalement : dans la zone d'écoulement à vortex ils traduisent un écoulement centripète proche des parois, les valeurs maximums étant cependant inférieures à celles mesurées. Dans cette zone, on obtient un minimum de vitesse radiale proche de zéro dans le plan médian de l'échangeur, sans pour autant atteindre les valeurs négatives, obtenues par l'expérience, pour des rayons proches de la sortie. Au voisinage de la périphérie, le profil des vitesses radiales numériques passe par cinq extrêmes, caractérisant une structure complexe de l'écoulement secondaire (cf § 4.1.5). Cependant, l'amplitude du troisième maximum surgissant à mi-épaisseur est sous estimée par la simulation puisqu'elle reste négative voir nulle. Cet écart à mi-épaisseur entre simulation et expérience s'accroît avec la position pour atteindre son maximum en  $\theta_4$  (voir Fig 6-12 et Fig 6-13). Cet écart est plus important pour la simulation en écoulement non-newtonien qui ne perçoit pas l'existence de toutes les structures composant l'écoulement secondaire ; le champ dynamique ainsi calculé ne tient pas compte de la stabilisation de ces structures pour les positions  $\theta_4$  et  $\theta_5$  (cf § 5.1.3), d'où le déficit de débit observé précédemment.

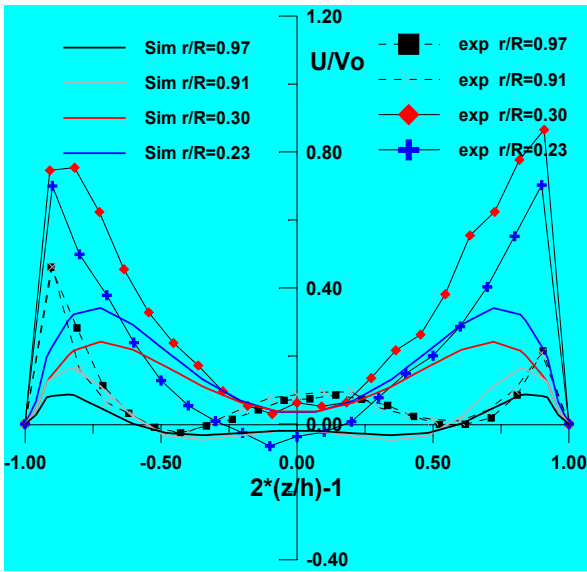


Fig 6-10 : Comparaison des profils des vitesses radiales mesurées et simulées en  $\theta_3$  ( $D_{vor}=190, R_{eg}=1000, n=1$ )

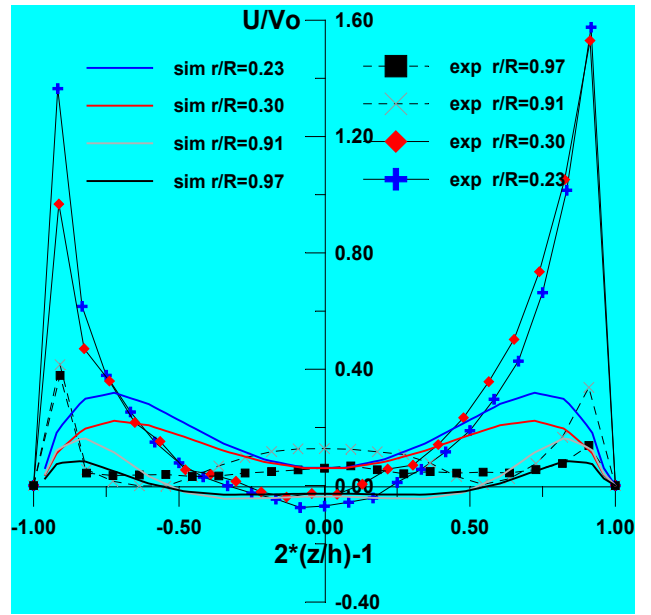


Fig 6-11 : Comparaison des profils des vitesses radiales mesurées et simulées en  $\theta_3$  ( $D_{vor}=190, R_{eg}=1000, n=0.917$ )

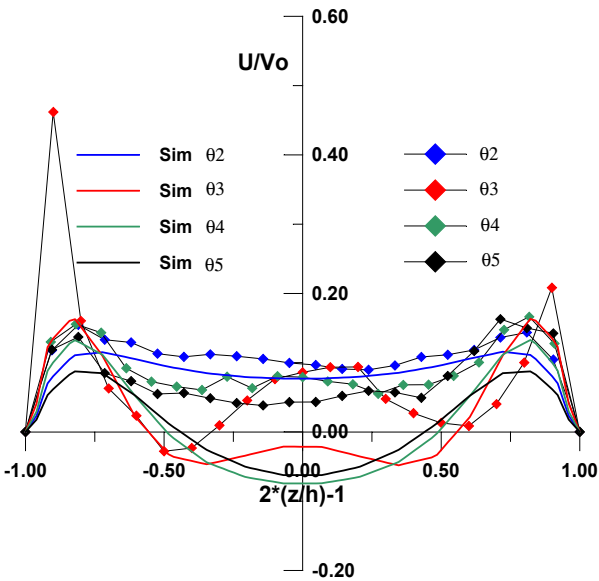


Fig 6-12 : Evolution des profils expérimentaux et simulés des vitesses radiales ( $D_{vor}=190, R_{eg}=1000, r/R=0.91, n=1$ )

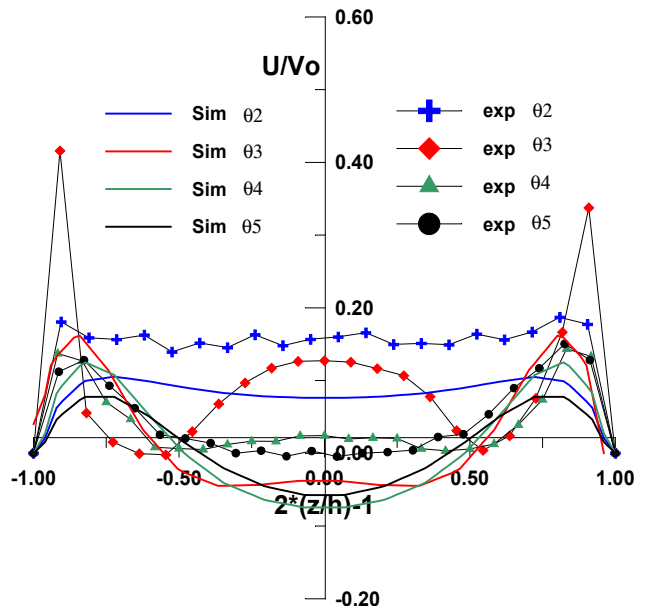


Fig 6-13 : Evolution des profils expérimentaux et simulés des vitesses radiales ( $D_{vor}=190, R_{eg}=1000, r/R=0.91, n=0.91$ ) c

En représentant le champ dynamique simulé de l'écoulement secondaire en  $\theta_3$  (Fig 6-14), on constate que sa structure est composée uniquement d'une paire de cellules contrarotatives localisée dans la zone périphérique et proche des parois latérales. Afin d'expliciter les mécanismes conduisant à cet état dynamique, on suit progressivement l'évolution de la norme de l'écoulement secondaire ( $\sqrt{U^2 + W^2}$ ) sur le premier quadrant en

faisant varier un angle  $\phi$  marquant la position angulaire du plan de visualisation, la référence angulaire étant prise à la position  $\theta_2$  (Fig 6-15). On voit apparaître rapidement, sous l'effet de la courbure des lignes de courant la paire de cellules contrarotatives d'aspect très étiré suivant  $\vec{r}$  (Fig 6-15 (2)). Elles sont positionnées près des parois latérales, pour un rayon compris entre 0.78 et 1. Le mouvement du fluide projeté par la force centrifuge vers la périphérie, le long du plan médian de l'échangeur, est à l'origine de ces structures qui ramènent ces particules fluides vers le centre de la géométrie en longeant les parois latérales. Le mouvement centripète s'établissant alors est freiné aux environs de  $r/R=0.78$  (distance à la paroi périphérique équivalente à la hauteur du jet d'entrée) où une partie du fluide est entraînée vers le plan médian de l'échangeur et est de nouveau projeté vers l'extérieur, répétant un cycle de rotations. Le reste est entraîné vers le centre de la géométrie et contribue seul au débit radial centripète total. Cette quantité de fluide et celle recommençant une rotation ne sont vraisemblablement pas constantes dans le temps, ce qui expliquerait l'origine de la singularité observée sur le profil des vitesses azimutales. Lorsque l'angle de rotation  $\phi$  augmente (Fig 6-15 (3)), on assiste à un transfert d'énergie au sein de l'écoulement secondaire où la circulation s'intensifie le long des parois latérales et diminue au centre augmentant la quantité de fluide entraîné vers le centre de la cellule. On note qu'au-delà de  $\phi = \frac{\pi}{4}$  (Fig 6-15 (4))

l'intensité de l'écoulement secondaire diminue fortement autour du plan médian de l'échangeur et dans une moindre mesure le long des parois latérales. Ce qui explique pourquoi la simulation montre que la plus grande partie du fluide sortant de la géométrie le fait entre les positions  $\theta_2$  et  $\theta_3$  comme on avait pu le constater sur la Fig 6-8. L'écart par rapport aux résultats expérimentaux est explicable par l'absence de deux structures contrarotatives supplémentaires issues d'instabilités apparaissant dans la couche limite et se développant à la paroi périphérique (cf § 4). D'une taille inférieure aux deux tourbillons précédents, elles augmentent la quantité de fluide piégé dans l'écoulement secondaire et diminuent ainsi le débit radial centripète.

La superposition de ces deux axes privilégiés de transfert (un radial et un suivant  $\vec{z}$ ) rend complexe une simulation d'un tel écoulement, notamment par le fait que certains mécanismes physiques semblent dépendants du temps.

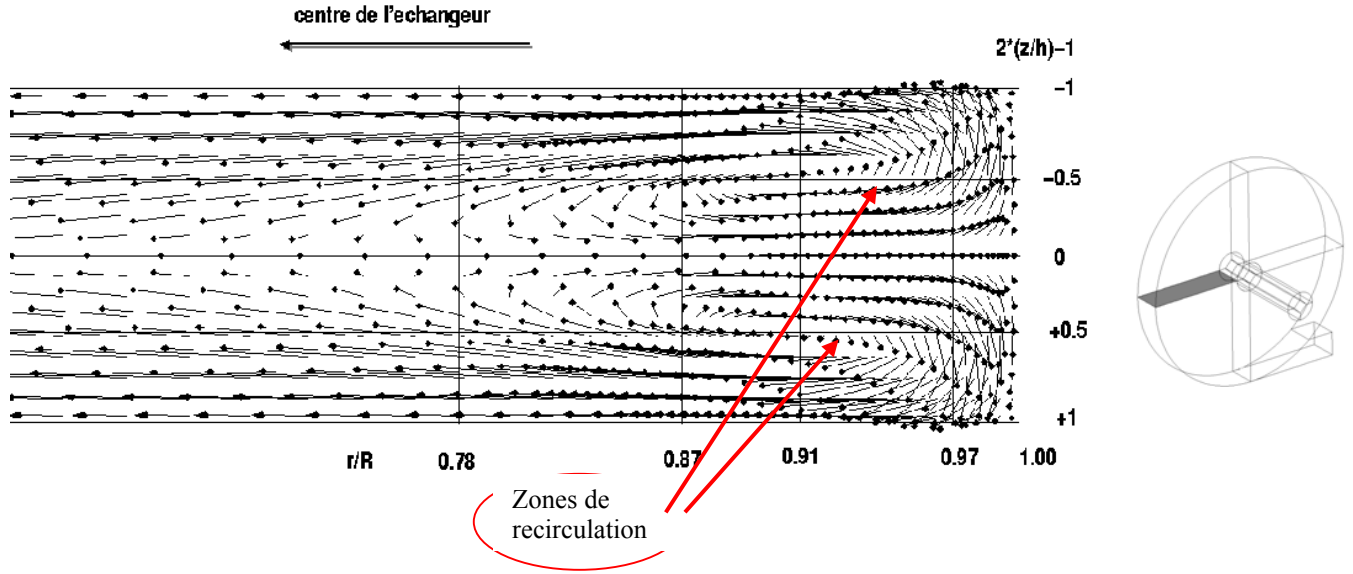
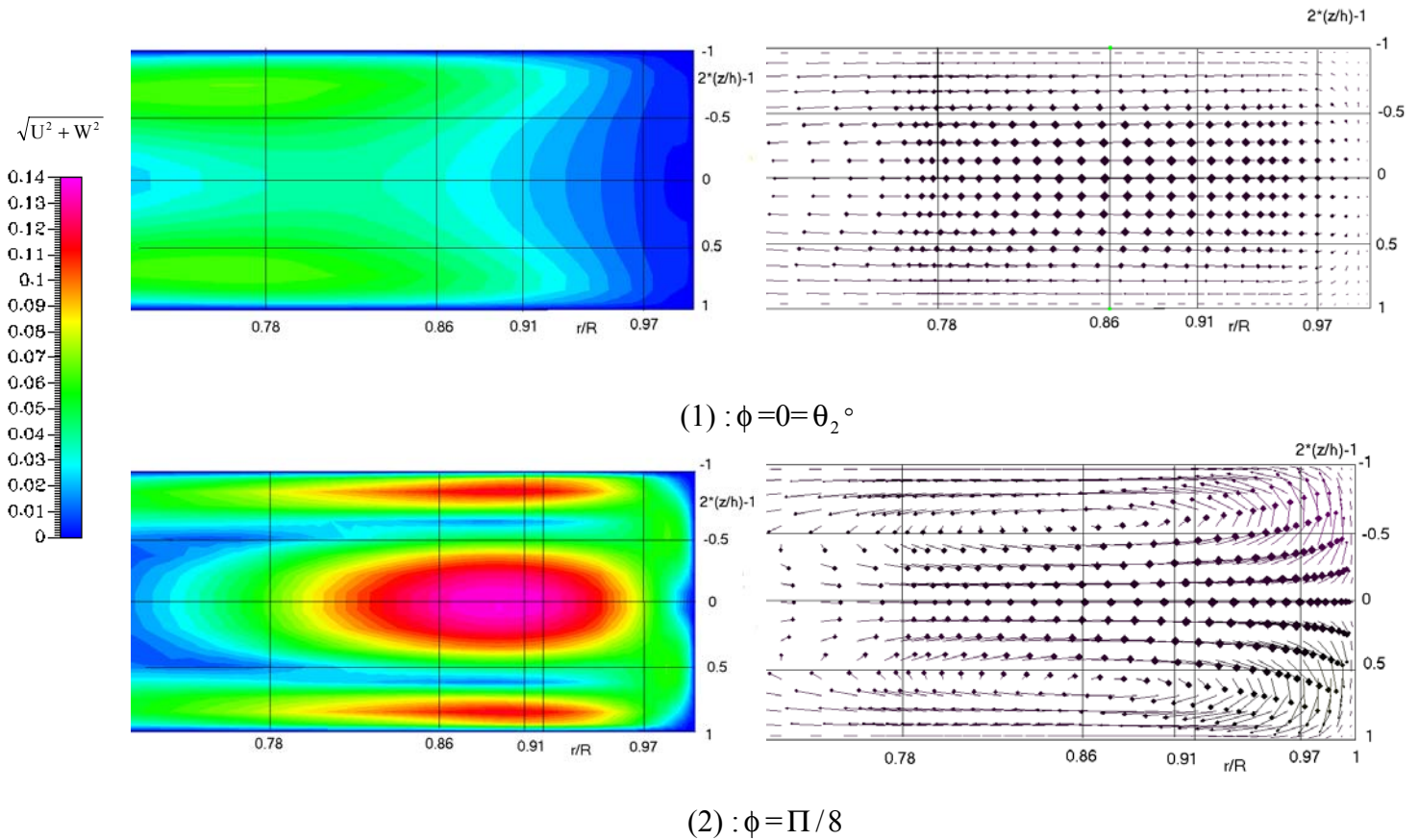


Fig 6-14 : Champ dynamique de l'écoulement secondaire ( $\sqrt{U^2 + W^2}$ ) simulé en. ( $D_{\text{vor}}=190$ ,  $R_{\text{eg}}=1000$ ,  $n=0.94$ ).



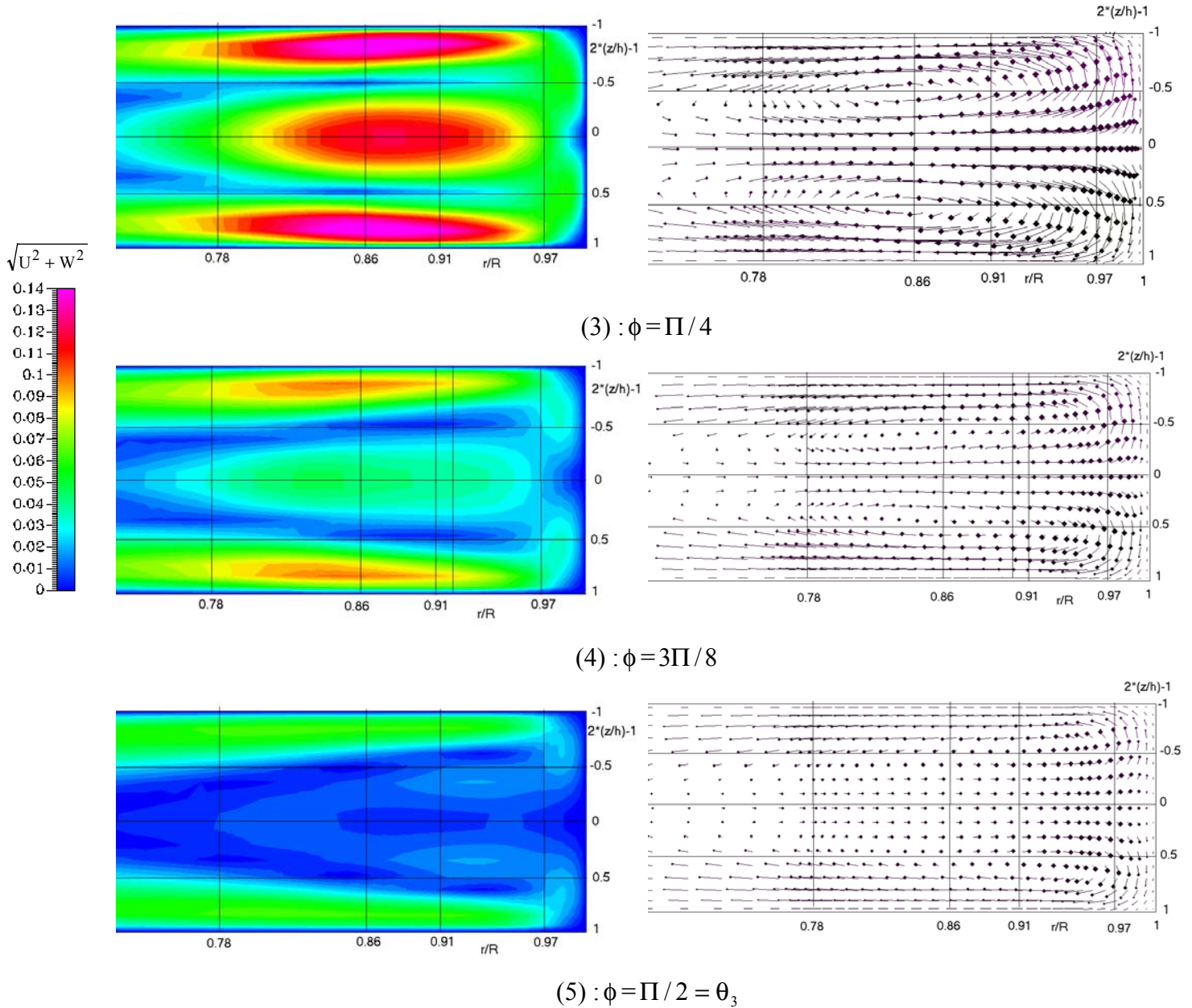


Fig 6-15 : Evolution de la structure de l'écoulement secondaire ( $\sqrt{U^2 + W^2}$ ) dans la zone périphérique en fonction de  $\phi$ . ( $D_{\text{vor}}=190$ ,  $R_{\text{eg}}=1000$ ,  $n=1$ , la référence angulaire est prise en  $\theta_2$ ).

### 6.3.3. Trajectoires des particules fluides.

Les lignes de courants des particules fluides, ou trajectoire puisque nous travaillons sous l'hypothèse de stationnarité, sont représentées sur les Fig 6-17 et Fig 6-18 pour deux fluides au même nombre de Reynolds ( $R_{\text{eg}}=1000$ ). Sur chacune des figures est représentée la trajectoire de trois particules passant par trois points distincts situés dans un même plan (un plan y-z pour des particules situées dans la conduite d'entrée et un plan x-z pour des particules situées



en  $\theta_3$ , Fig 6-16). Une de ces particules est localisée dans la première moitié ou épaisseur de la géométrie ( $-1 < 2(z/h)-1 < 0$ ). Sa trajectoire dans l'échangeur sera repérée par la couleur bleue. La seconde particule est située exactement sur la plan médian de l'échangeur ( $2(z/h)-1=0$  et repérée en rouge) alors que la troisième se trouve dans la seconde moitié de l'échangeur ( $0 < 2(z/h)-1 < 1$ , repérée en vert). Les abscisses et les ordonnées des particules sont choisies dans la conduite d'entrée (Fig 6-17-(A) et Fig 6-18-(A)) et dans la zone périphérique en  $\theta_3$  ( Fig 6-17-(B) et Fig 6-18-(B)).

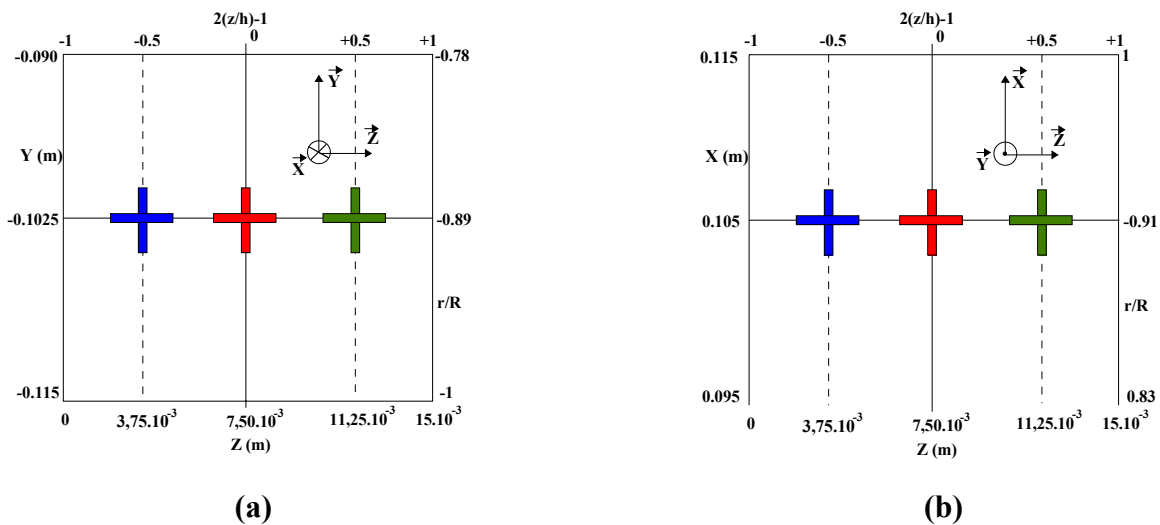


Fig 6-16 : Positions des particules : (a) dans un plan y-z pour x fixé (dans la conduite d'entrée) et (b) dans un plan x-z pour y fixé (pour la position  $\theta_3$ ).

On constate, en regardant les figures (A), que la trajectoire d'une particule fluide est fortement conditionnée par sa position suivant l'épaisseur. Les particules entrant dans la première ou deuxième moitié de l'échangeur suivent des trajectoires semblables tout en restant dans leur demi épaisseur d'origine (Fig 6-17-(A)-I et Fig 6-18-(A)-I). La similitude semble être plus marquée avec la solution de CMC 1.2% qu'avec le glycérol. Après un nombre de tours équivalent à celui obtenu par calcul des débits partiels (un peu plus de deux), elles sont suffisamment proches de la sortie pour y être aspirées et changent alors subitement de plan d'écoulement. D'un autre coté, les particules entrant précisément par le plan médian de l'échangeur ont une trajectoire beaucoup plus courte. Grâce à leur énergie cinétique, elles viennent « rebondir » sur la paroi périphérique au niveau de la position  $\theta_3$  et plongent brusquement vers la sortie en venant longer la paroi de l'échangeur opposée à la sortie. Elles

sortent de la géométrie en ayant effectué à peine un tour complet. Ce comportement est identique pour les deux fluides étudiés.

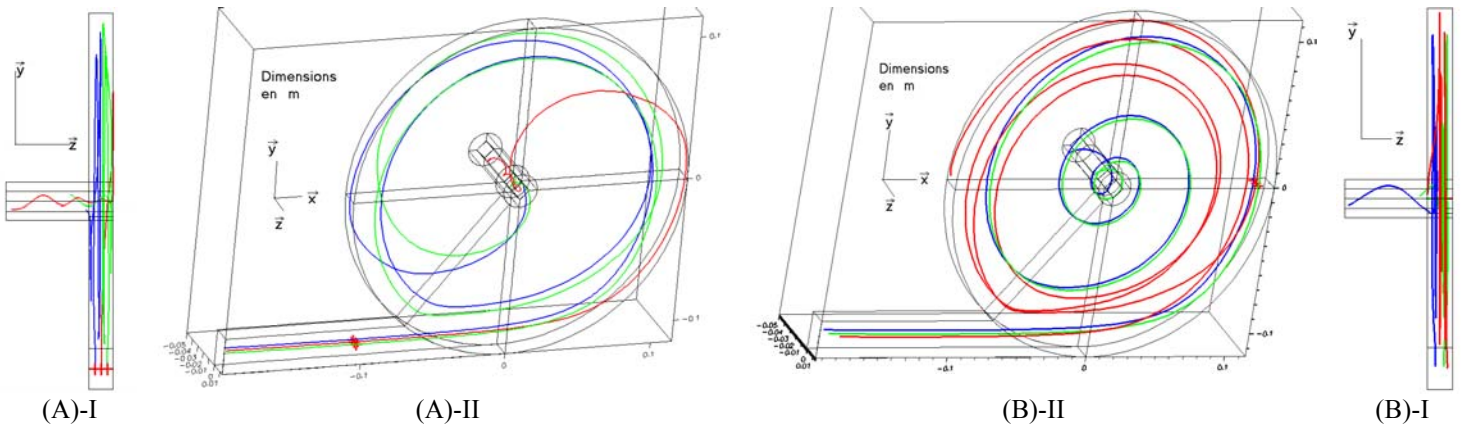


Fig 6-17 : Lignes de courant de particules passant en :  
 (A)  $x=-0.102$  ;  $y=-0.1025$  ;  $z=0.00375$  (bleu),  $z=0.0075$  (rouge),  $z=0.01125$  (vert).  
 (B)  $x=0.105$  ;  $y=0$  ;  $z=0.00375$  (bleu),  $z=0.0075$  (rouge),  $z=0.01125$  (vert).  
 I : vue dans un plan (y-z)  
 II : vue en trois dimensions.  
 ( $D_{\text{vor}}=190$ ,  $n=1$ )

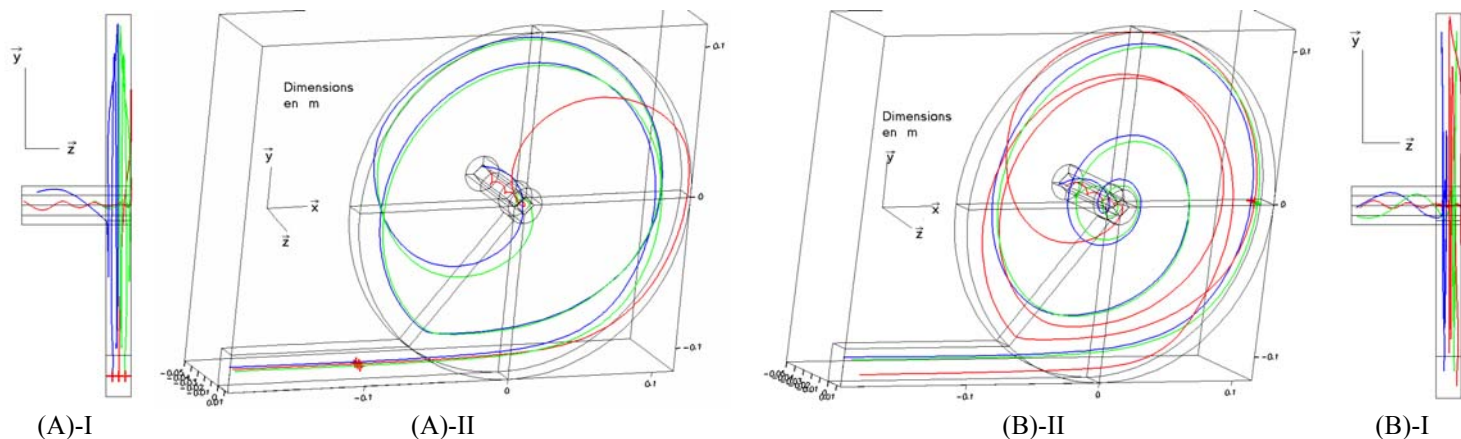


Fig 6-18 : Lignes de courant de particules passant en :  
 (A)  $x=-0.102$  ;  $y=-0.1025$  ;  $z=0.00375$  (bleu),  $z=0.0075$  (rouge),  $z=0.01125$  (vert).  
 (B)  $x=0.105$  ;  $y=0$  ;  $z=0.00375$  (bleu),  $z=0.0075$  (rouge),  $z=0.01125$  (vert).  
 I : vue dans un plan (y-z)  
 II : vue en trois dimensions.  
 ( $D_{\text{vor}}=190$ ,  $n=0.91$ )

Quant on regarde les trajectoires amont et aval des particules passant dans la zone périphérique en  $\theta_3$  (sur les Fig 6-17-(B) et Fig 6-18-(B)), on constate que leur cloisonnement, même s'il est moins important, semble encore présent. Les particules passant par le plan médian ont un comportement plus erratique que les autres. Elles oscillent autour de ce plan et effectuent un plus grand nombre de tours avant de sortir (on note qu'on ne voit pas sortir la particule dans le cas du glycérol, Fig 6-17-(B)-II, la trajectoire venant s'achever sur la paroi

latérale percée). Ces particules ne possèdent pas une trajectoire régulière comme celles que l'on peut observer pour les deux autres. Elles subissent les effets de la force centrifuge lorsqu'elles se rapprochent du centre de la géométrie et peuvent être projetées de nouveaux vers la périphérie, augmentant ainsi leur temps de séjour au sein du dispositif.

Sur la Fig 6-19, on représente l'évolution des trajectoires d'un ensemble de particules fluides alignées sur trois hauteurs situées dans la section d'entrée ( $-0.114\text{m} < y < -0.091\text{m}$ ), pour un écoulement de fluide newtonien (glycérol) à  $R_{eg}=1000$ . On utilise le même code couleurs que précédemment.

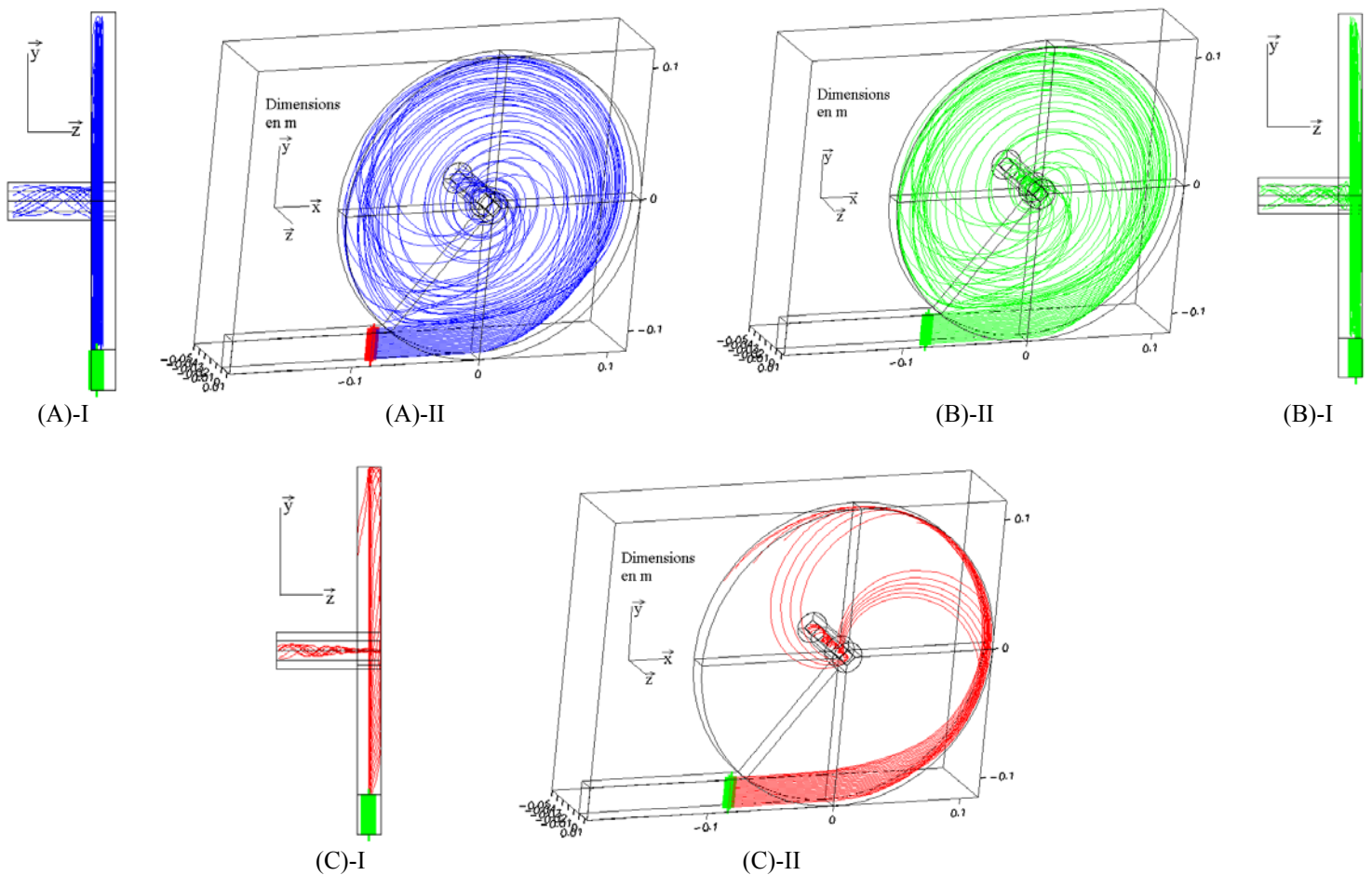


Fig 6-19 : Lignes de courant de particules situées sur une hauteur de la conduite d'entrée ( $-0.114 < y < -0.091$ ) passant en :  
 (A)- $x=-0.08$  ;  $z=0.00375$  (bleu).  
 (B)- $x=0.08$  ;  $z=0.01125$  (vert).  
 (C)- $x=0.08$  ;  $z=0.0075$  (rouge),  
 I : vue dans un plan (y-z)  
 II : vue en trois dimensions.  
 ( $D_{vor}=190$ ,  $n=1$ )

Il apparaît clairement que le plan de symétrie de la partie cylindrique constitue une frontière hermétique limitant l'échange de particules fluide d'une demi épaisseur à l'autre. Par contre,

on note que, sous l'effet des cellules contrarotatives générées par la courbure des lignes de courant, l'ensemble des trajectoires des particules entrant par une demi épaisseur balaie quasiment la totalité du volume de celle-ci à l'exception d'une partie de la zone périphérique (Fig 6-19-(A)-II et (B)-II). Les particules ayant les trajectoires les plus courtes sont celles qui entrent près de la paroi périphérique alors que celles qui effectuent le plus de rotations au sein de l'échangeur sont celles pénétrant près de la couche de mélange (cf § 4.1.4). Elles restent piégées par celle-ci jusqu'à ce qu'elles aient effectué un tour complet. Au contraire, les particules entrant exactement par le plan médian de l'échangeur (Fig 6-19-(C)-I et (C)-II) balaient peu d'espace dans l'échangeur et restent pour la plupart cantonnées dans l'écoulement périphérique avant de sortir rapidement de la géométrie par deux positions privilégiées ( $\theta_4$  et  $\theta_5$ ).

Enfin on peut noter quelques particularités du mouvement hélicoïdal des particules fluides lorsqu'elles ont pénétré le tube de sortie (Fig 6-19-(A)-I, (B)-I et (C)-I). Il apparaît ainsi que l'écoulement dans la conduite de sortie peut être décomposé en trois couches concentriques : un cœur composé des particules entrant par le plan médian de l'échangeur (le rayon de ce cœur n'est pas constant et s'accroît avec  $z$ ) autour duquel s'enroule une seconde couche formée des particules fluides issues de la demi épaisseur  $0 < 2(z/h) - 1 < 1$ . La dernière couche, de rayon égal au rayon de la conduite de sortie, est formée en majorité de particules provenant de la seconde demi épaisseur (près de la paroi opposée à la sortie).

#### **6.4. Simulation des écoulements à hauts nombres de Reynolds d'entrée.**

##### *6.4.1. Écoulement principal.*

La confrontation des profils simulés, par un modèle  $k-\epsilon$ , des vitesses azimutales et des débits adimensionnalisés avec les profils expérimentaux ( Fig 6-20 à Fig 6-23) donne des résultats satisfaisants. On retrouve le comportement général des profils de vitesse avec la présence de l'écoulement périphérique et le fort accroissement de vitesses près du centre de l'échangeur. Cependant la concavité des profils simulés est plus importante rendant ainsi les valeurs de la vitesse azimutale légèrement inférieures à celles mesurées près de la sortie. On note, en outre sur les profils numériques, un décalage du maximum de vitesse vers le centre de la géométrie dans l'écoulement périphérique. Ce phénomène est nettement visible pour  $R_{eg} = 60000$  (Fig 6-21). Enfin on observe une légère perturbation du profil numérique de la

vitesse azimutale en  $\theta_4$  qui traduit vraisemblablement l'existence d'une structure complexe de l'écoulement secondaire.

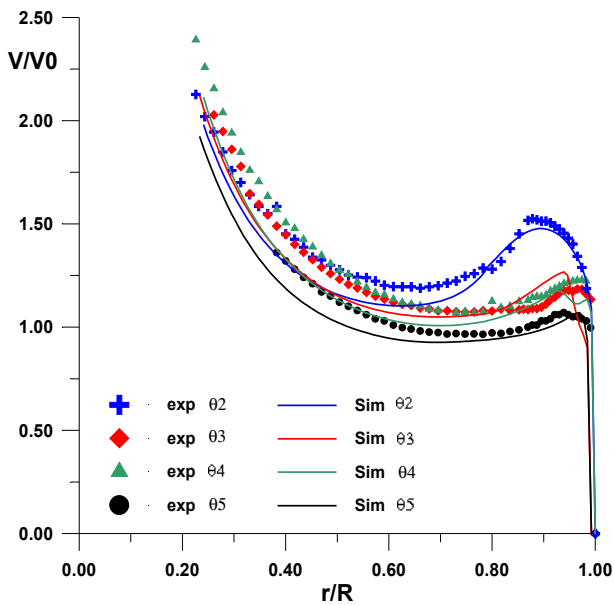


Fig 6-20 : Comparaison des profils expérimentaux et numériques de la vitesse azimutale ( $D_{vor}=5600$ ,  $R_{eg}=30000$ ,  $2(z/h)-1=0$ , modèle k- $\epsilon$ )

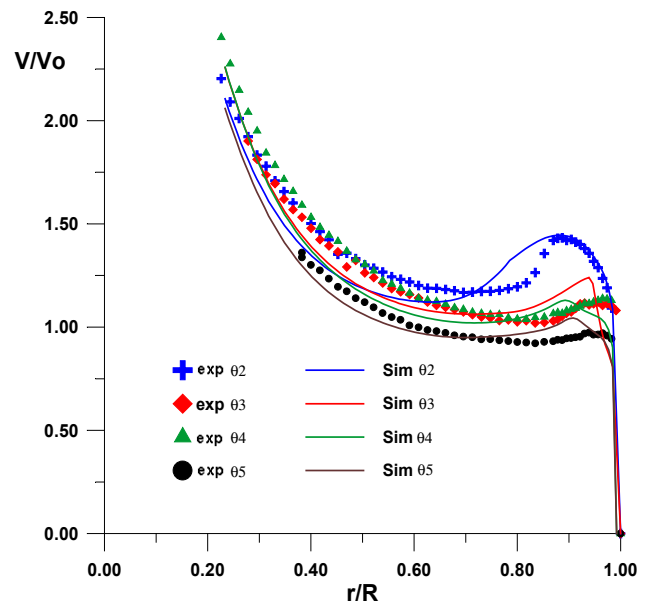


Fig 6-21 : Comparaison des profils expérimentaux et numériques de la vitesse azimutale ( $D_{vor}=11200$ ,  $R_{eg}=60000$ ,  $2(z/h)-1=0$ , modèle k- $\epsilon$ )

Les comportements simulés et expérimentaux du débit partiel sont sensiblement identiques (Fig 6-22 et Fig 6-23). Les profils numériques montrent, comme les profils expérimentaux, un comportement proche pour les positions  $\theta_2$  à  $\theta_4$ , un écart significatif n'intervenant que le long de  $\theta_5$  ; cependant, la simulation semble légèrement sous estimer l'intensité du vortex central, les valeurs de débit atteintes en  $r/R=0.1$  (obtenus par une approche polynomiale) étant légèrement inférieures ( entre  $-3$  et  $-5\%$ ) lors de la simulation.

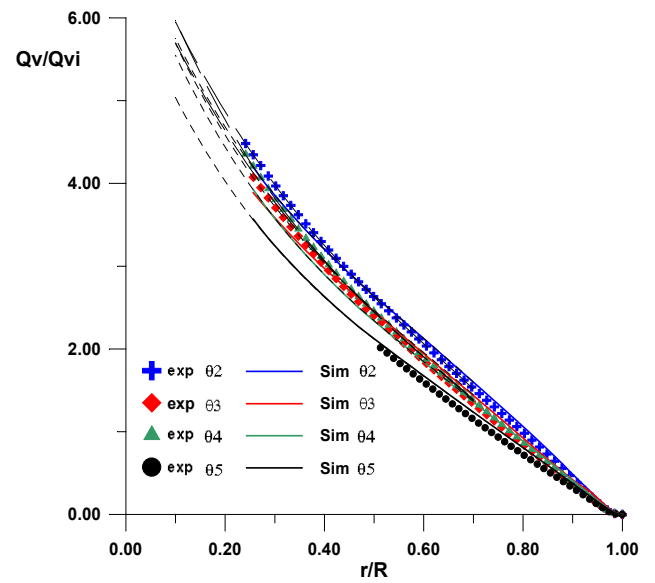
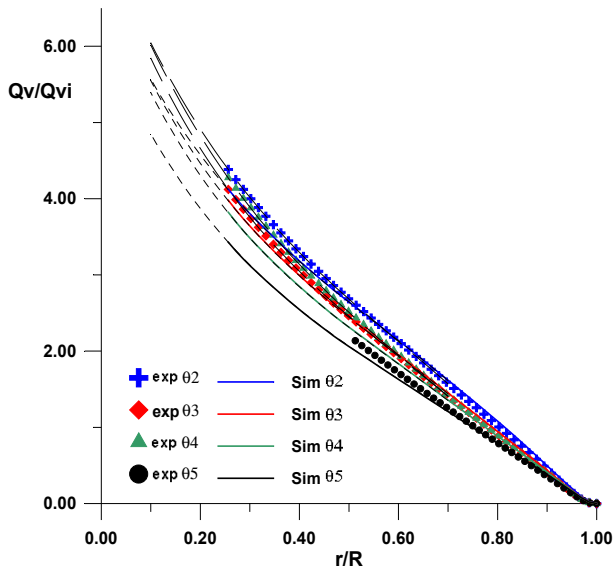


Fig 6-22 : comparaison des débits adimensionnalisés expérimentaux et numériques ( $D_{vor}=5600$ ,  $R_{eg}=30000$ , modèle  $k-\epsilon$ )

Fig 6-23 : comparaison des débits adimensionnalisés expérimentaux et numériques ( $D_{vor}=11200$ ,  $R_{eg}=60000$ , modèle  $k-\epsilon$ )

On voit donc qu'une approche de la turbulence par un modèle  $k-\epsilon$  donne de bons résultats en ce qui concerne les caractéristiques dynamiques de l'écoulement principal. Nous allons vérifier maintenant si c'est aussi le cas pour le mouvement secondaire.

#### 6.4.2. Écoulement secondaire.

Quant on compare les profils des vitesses radiales le long de  $\theta_3$  pour les débits élevés (Fig 6-24 et Fig 6-25), on constate que le modèle  $k-\epsilon$  ne rend pas parfaitement compte de la structure de l'écoulement secondaire. Bien que l'on perçoive nettement les zones d'écoulement centripètes et centrifuges, les profils calculés près du centre ne montrent ni la présence d'un troisième maximum (très proche de 0 ou négatif pour  $R_{eg}=30000$ ) ni une zone de vitesse radiale constante ( $R_{eg}=60000$ ). Ces profils restent monotones sur une demi épaisseur et ne font apparaître ainsi qu'un minimum central, négatif et constant pour les nombres de Reynolds étudiés. L'écart constaté sur  $\theta_3$  est très nettement visible sur les trois positions, cette différence étant marquée plus particulièrement en  $\theta_4$  (Fig 6-27). De plus, dans l'écoulement périphérique, les profils radiaux simulés adoptent une forme à cinq extremums en  $\theta_3$  qui n'est pas visible sur les profils expérimentaux. Ces profils perdent leur symétrie à partir de  $\theta_3$  pour  $R_{eg}=30000$  (Fig 6-26) et montrent que le modèle  $k-\epsilon$  met en évidence l'existence de structures qui n'apparaissent pas sur les profils expérimentaux.

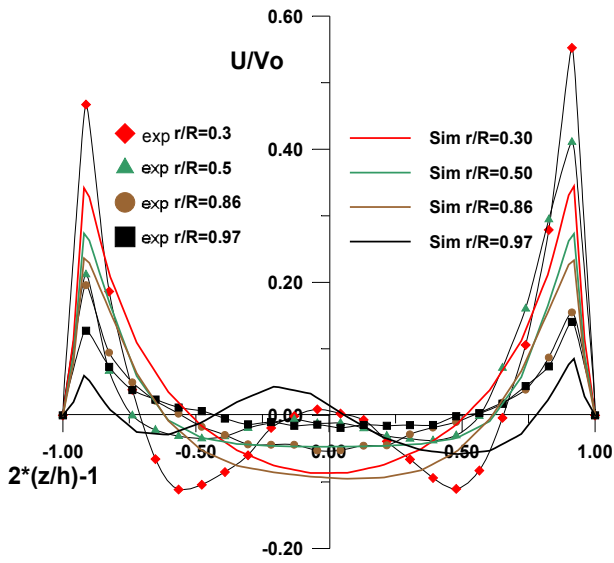


Fig 6-24 : Comparaison des vitesses radiales expérimentales et simulées en  $\theta_3$  ( $D_{\text{vor}}=5600$ ,  $R_{\text{eg}}=30000$ ,  $n=1$ )

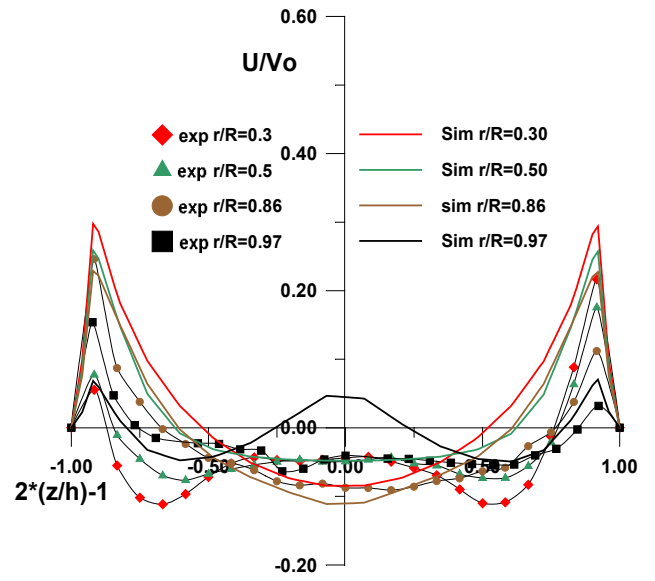


Fig 6-25 : Comparaison des vitesses radiales expérimentales et simulées en  $\theta_3$  ( $D_{\text{vor}}=11200$ ,  $R_{\text{eg}}=60000$ ,  $n=1$ )

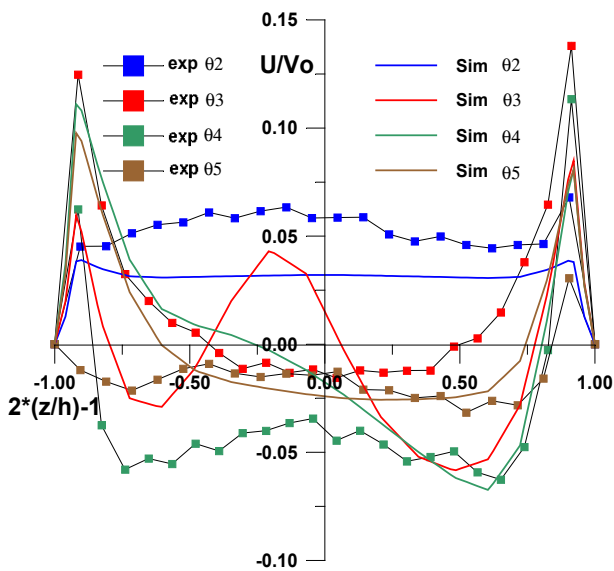


Fig 6-26 : Comparaison des profils de vitesses radiales expérimentales et simulées dans l'écoulement périphérique ( $r/R=0.91$ ,  $D_{\text{vor}}=5600$ ,  $R_{\text{eg}}=30000$ ,  $n=1$ ),

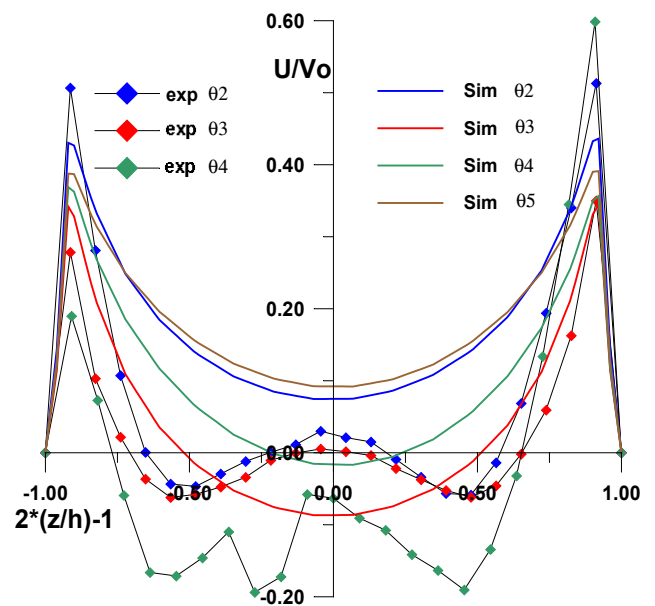
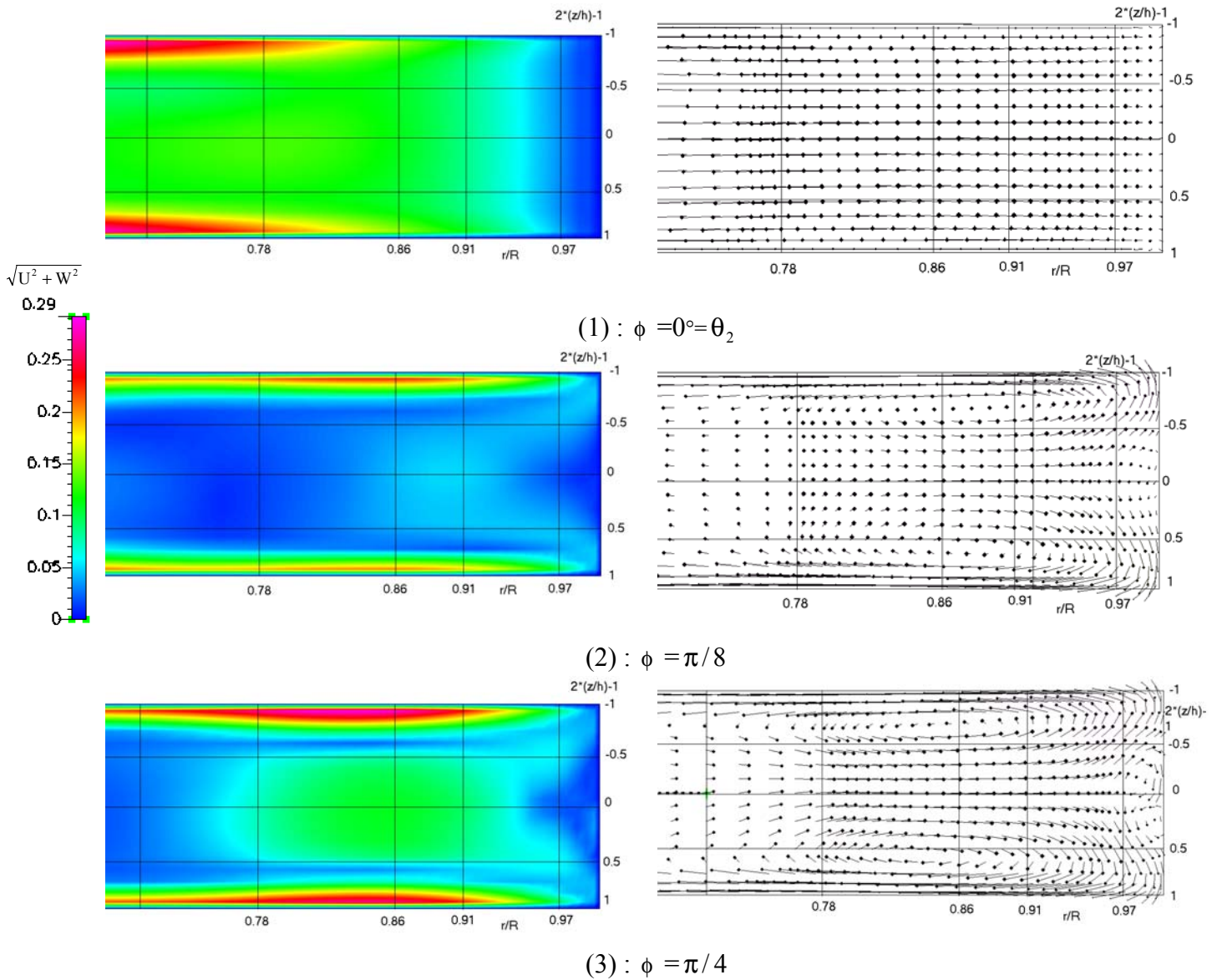


Fig 6-27 : Comparaison des profils de vitesses radiales expérimentales et simulées dans l'écoulement à vortex ( $r/R=0.26$ ,  $D_{\text{vor}}=11200$ ,  $R_{\text{eg}}=30000$ ,  $n=1$ ),

Pour comprendre ces écarts dans l'écoulement périphérique, on représente sur les Fig 6-28 et Fig 6-29 l'évolution de la norme de l'écoulement secondaire pour  $R_{eg}=30000$ . Les plans de visualisation sont repérés par l'angle  $\phi$  défini dans le paragraphe précédent et qui varie ici entre 0 et  $\frac{3\pi}{2}$  ; la référence angulaire est toujours prise en  $\theta_2$ .





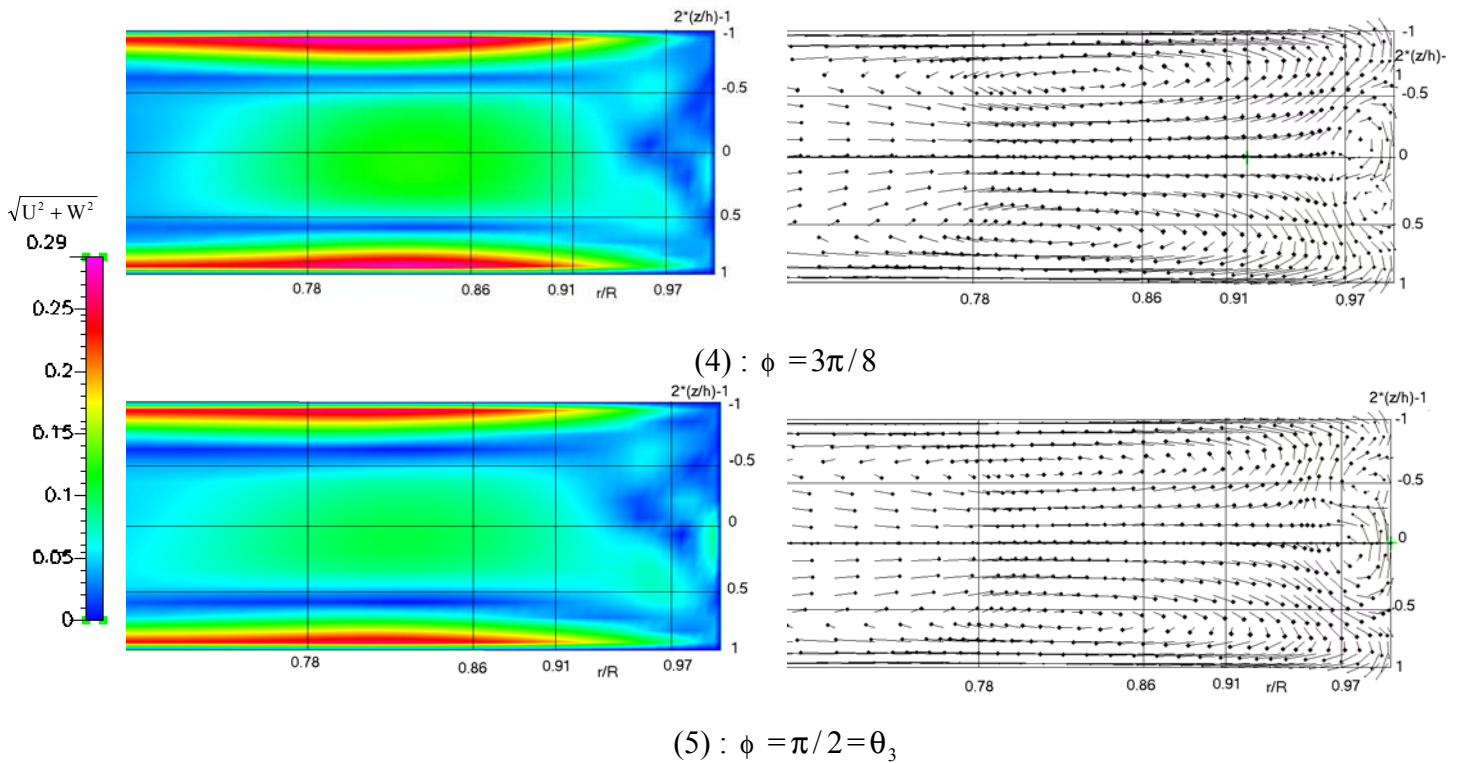


Fig 6-28 : Evolution de la structure de l'écoulement secondaire ( $\sqrt{U^2 + W^2}$ ) dans la zone périphérique sur le premier quadrant ( $D_{\text{vor}}=5600$ ,  $R_{\text{eg}}=30000$ ,  $n=1$ ).

On note déjà en  $\theta_2$  ( $\phi=0$ , Fig 6-28-(1)) une accélération pariétale due à la dépression créée par le vortex central mais qui ne se prolonge pas jusqu'à l'écoulement périphérique. Sous l'effet de la courbure, ce mouvement d'accélération des particules fluides le long des parois latérales s'étend sur tout le rayon de l'échangeur (Fig 6-28-(2)) et de façon symétrique par rapport au plan  $r-\theta$  médian. On perçoit alors une intensification de la circulation entre la zone centrale (au mouvement centrifuge) et les deux parois latérales (au mouvement centripète) avec l'accroissement de l'angle de rotation  $\phi$  (Fig 6-28-(3) à (5)). Dans le même temps, on voit apparaître, pour  $0.95 < r/R < 1$ , un mouvement supplémentaire de recirculation qui brise la symétrie de l'écoulement dans cette zone (Fig 6-28-(4) et (5)) : cette structure renvoie une partie des particules fluides atteignant la paroi périphérique par la demi épaisseur comprise entre  $0 < 2(z/h)-1 < 1$  vers l'autre demi épaisseur (Fig 6-28-(5)). Ce mouvement se modifie durant le second quadrant.

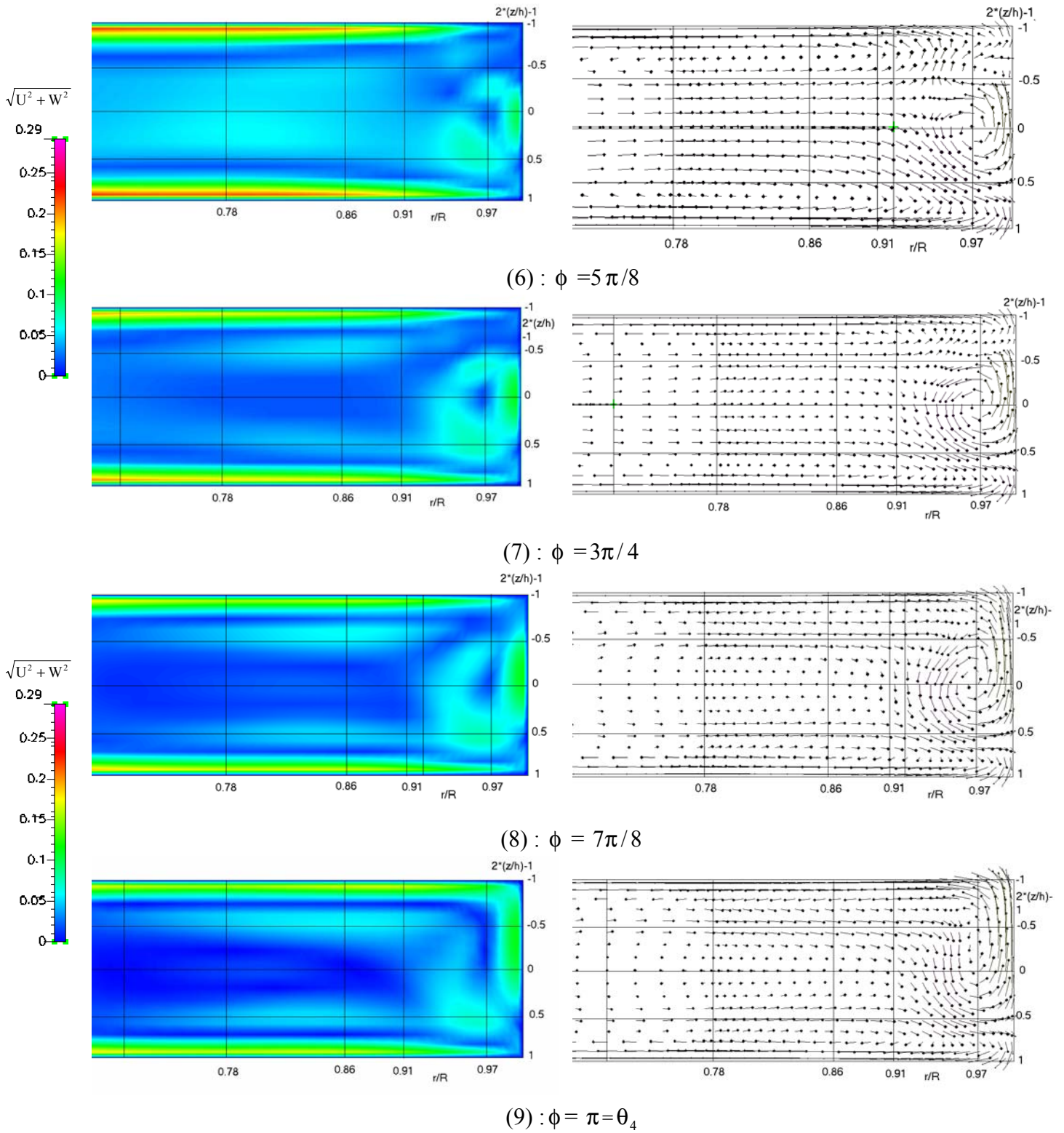
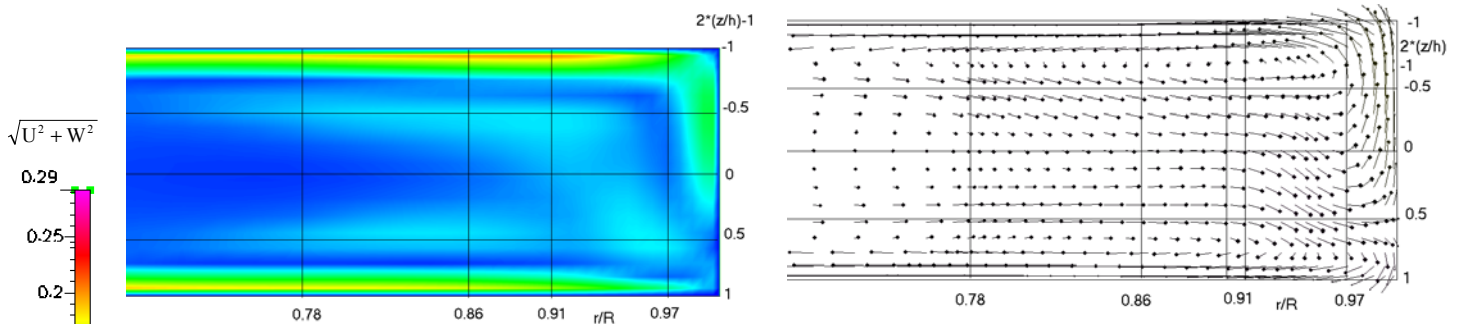
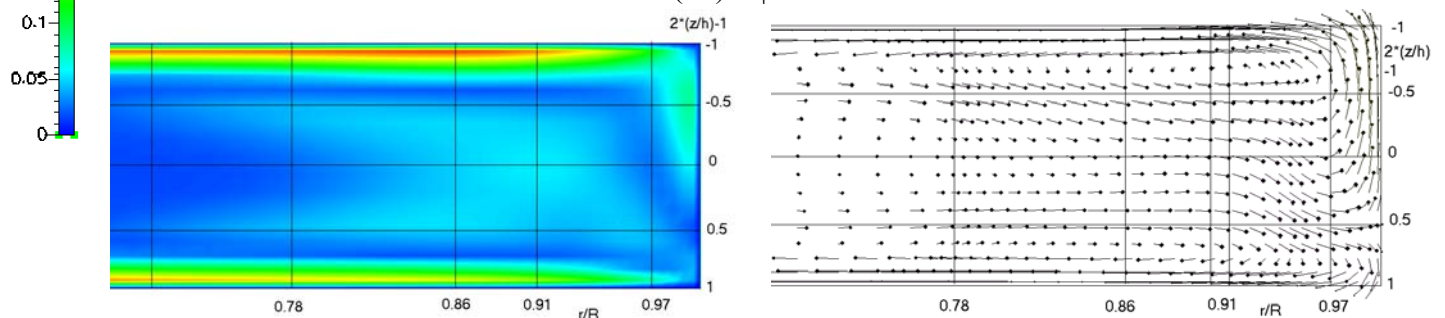


Fig 6-29 : Evolution de la structure de l'écoulement secondaire ( $\sqrt{U^2 + W^2}$ ) dans la zone périphérique sur le deuxième quadrant d ( $D_{\text{vor}}=5600, R_{\text{eg}}=30000, n=1,$ ).

Sur la Fig 6-29, on voit une diminution de l'intensité de l'écoulement secondaire global dans la zone périphérique. Il possède une large zone centrale, de norme faible et comprise entre 0 et  $0.05 V_0$ , et deux zones latérales où le maximum de la norme atteint une limite constante d'environ  $0.15 V_0$ . Dans le même temps apparaît un tourbillon supplémentaire, centré en  $r/R=0.97$  et d'un diamètre proche de  $0.6r/R$  (Fig 6-29-(6) à (8)). Ce tourbillon, de sens de rotation direct autour de l'axe  $\bar{\theta}$ , permet la circulation de particules fluides dans la quasi totalité de l'épaisseur au contact de la paroi périphérique. Cette structure est stable entre  $\phi = 5\pi/8$  et  $\phi = 7\pi/8$  (Fig 6-29\_(6) à (8) ) puis « s'ouvre » sur la demi épaisseur  $-1 < 2(z/h) - 1 < 0$  en  $\theta_4$  (Fig 6-29-(9) ). Elle modifie alors la zone d'écoulement centripète pariétale dans cette demi épaisseur, le maximum de la norme de l'écoulement secondaire ( en jaune, environ égal à  $0.17 V_0$  ) étant décalé vers la paroi périphérique. On note ainsi dans le troisième quadrant (Fig 6-30) une réalimentation de la circulation le long de la paroi latérale supportant la sortie ( Fig 6-30-(10) et (11) ). La structure apparue dans le second quadrant se diffuse principalement sur cette paroi. Cette diffusion s'effectue entre les angles  $\phi = \pi/2$  et  $\phi = 11\pi/8$  et on revient à une situation quasi symétrique pour  $\phi = 3\pi/2$  (Fig 6-30-(13) ).



(10) :  $\phi = 9\pi/8$



(11) :  $\phi = 5\pi/4$

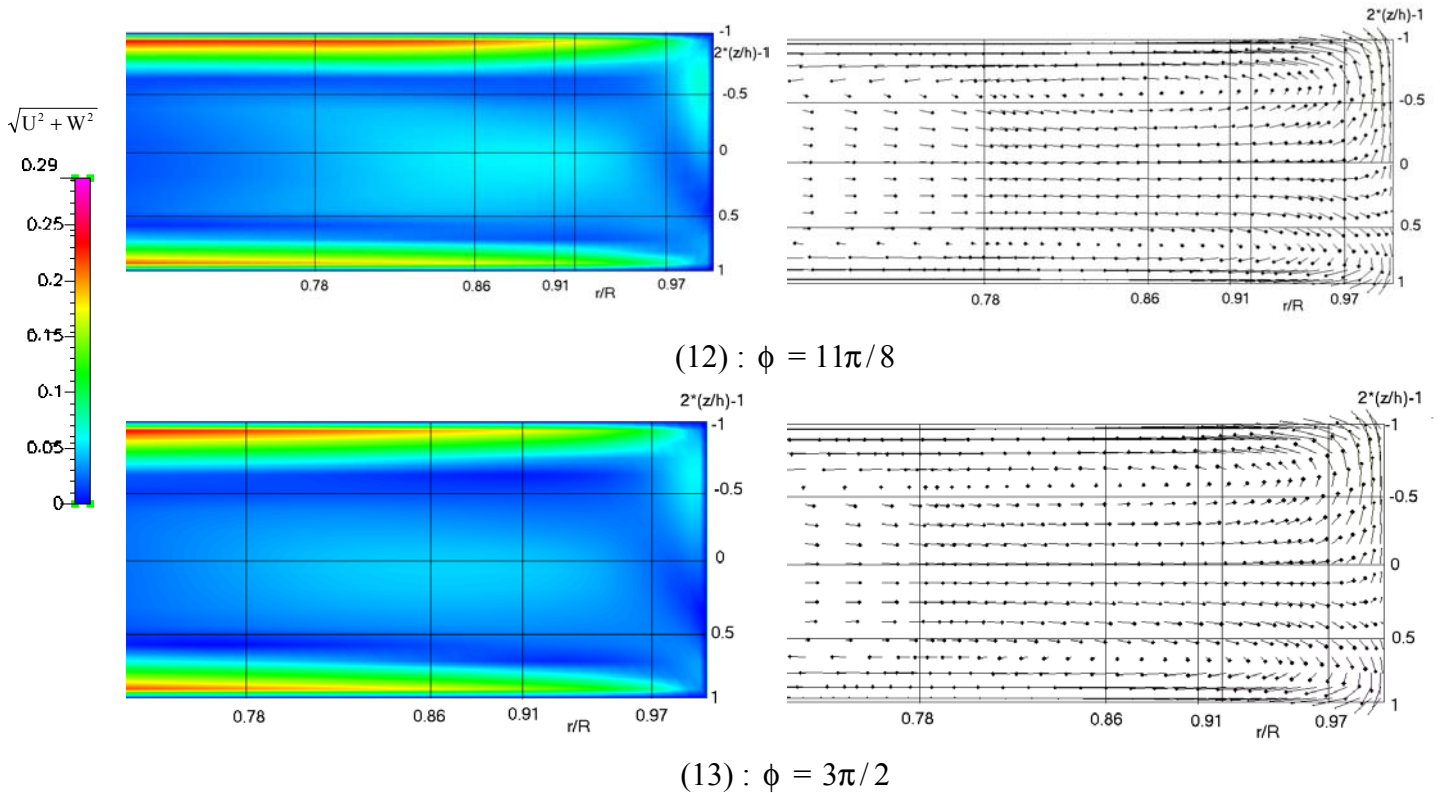
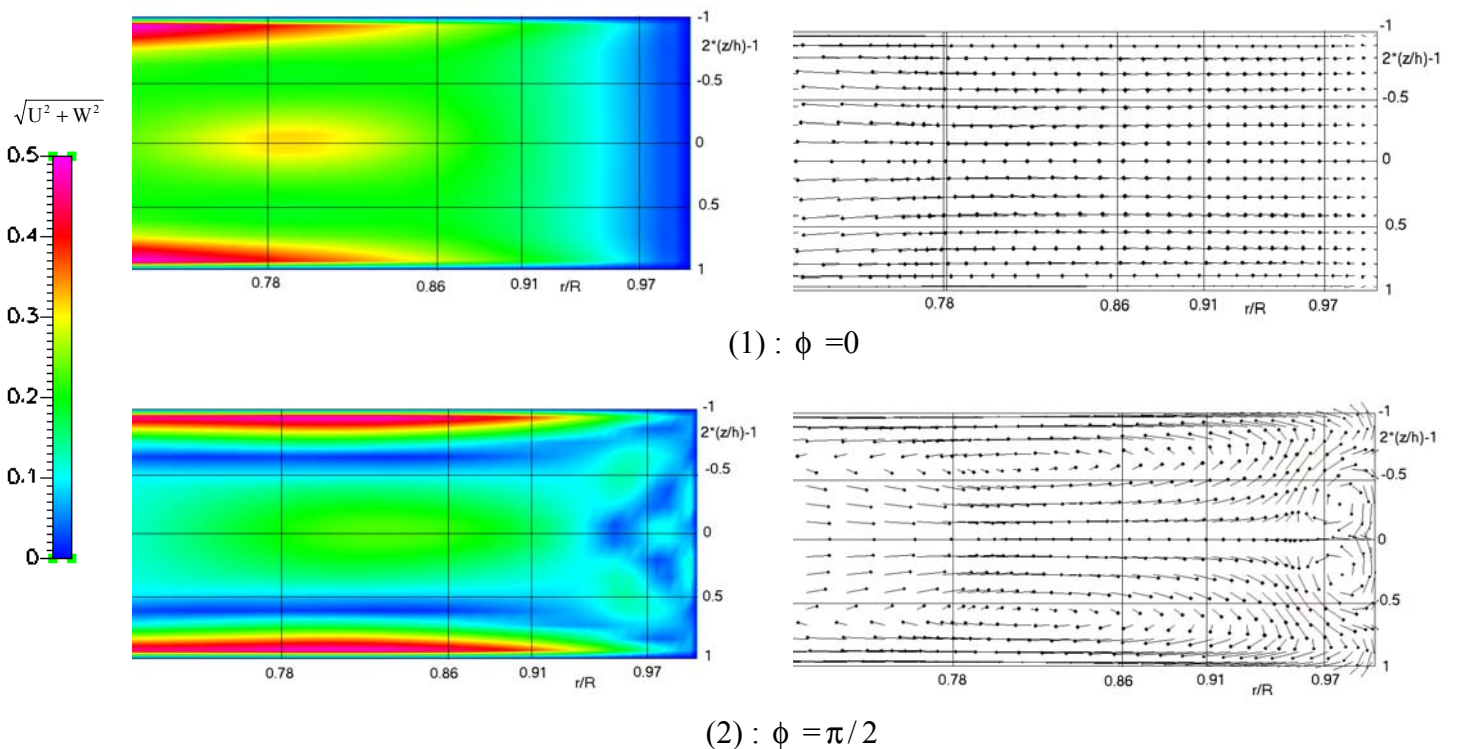


Fig 6-30 : Evolution de la structure de l'écoulement secondaire ( $\sqrt{U^2 + W^2}$ ) dans la zone périphérique sur le troisième quadrant ( $D_{vor} = 5600 R_{eg} = 30000, n=1$ ).

L'évolution qui vient d'être décrite n'est pas similaire pour  $R_{eg} = 60000$ . En effet, comme le montre la Fig 6-31, on voit aussi apparaître des structures cohérentes dans l'écoulement périphérique, mais ce processus se fait de façon symétrique par rapport au plan médian  $r-\theta$ .



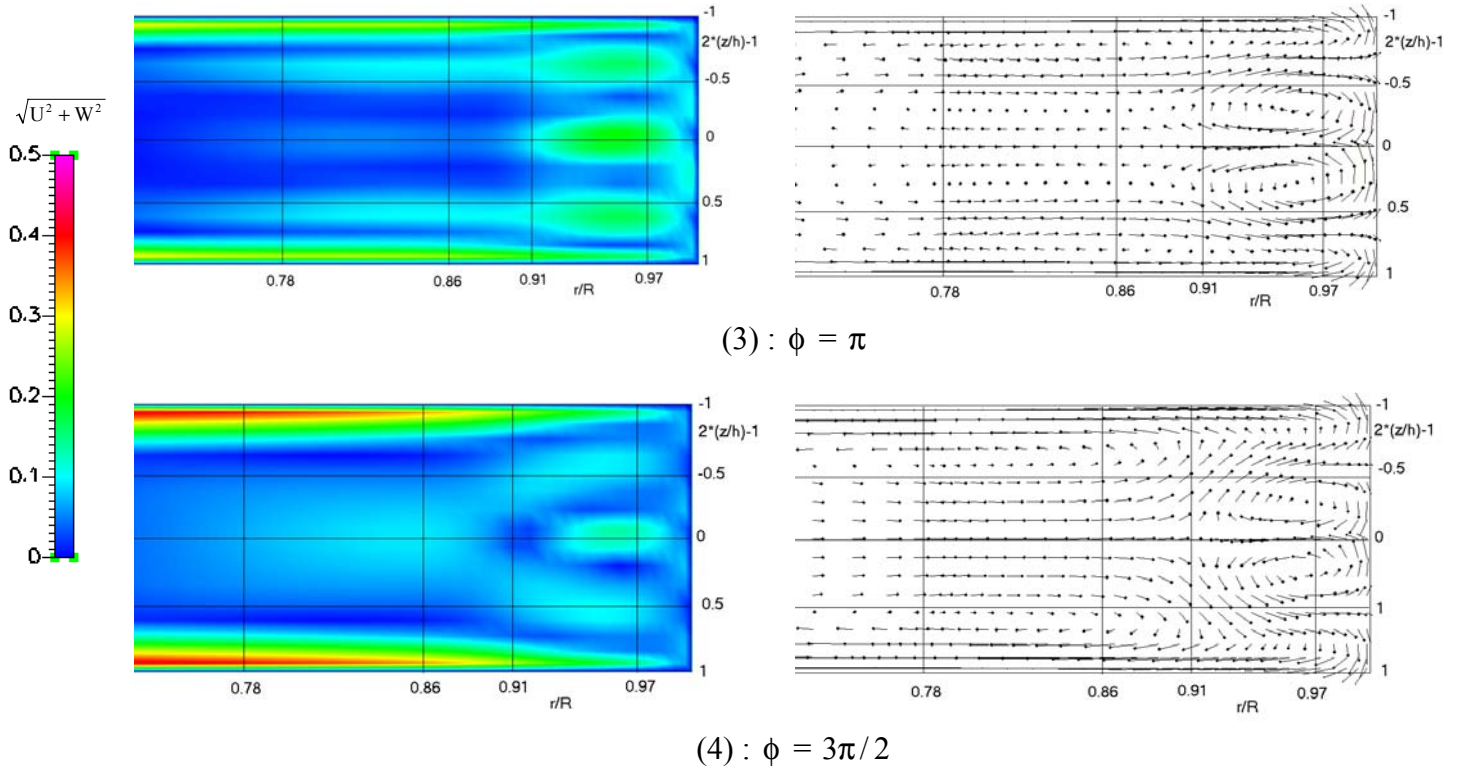


Fig 6-31 : Evolution de la structure de l'écoulement secondaire ( $\sqrt{U^2 + W^2}$ ) dans la zone périphérique ( $D_{\text{vor}}=11200$ ,  $R_{\text{eg}}=60000$ ,  $n=1$ ).

Deux tourbillons contrarotatifs circulaires sont nettement visibles en  $\theta_3$  (Fig 6-31-(2)). D'un diamètre équivalent à  $0.4r/R$ , ils sont accolés à la paroi périphérique. Ces deux tourbillons s'élargissent sous l'effet de la force centrifuge dans la direction  $\bar{r}$  pour atteindre une taille maximale égale à  $0.9r/R$  en  $\theta_4$  (Fig 6-31-(3)). On note alors une diminution de l'écoulement pariétal centripète par rapport à la position  $\theta_3$  ; une plus grande partie du fluide circulant à la périphérie restant piégée dans ces structures et n'étant donc pas entraînée vers le centre de la cellule. L'intensité de cet écoulement secondaire est environ deux fois plus importante que la valeur observée pour  $R_{\text{eg}}=30000$ , le maximum des vitesses radiales centripètes étant égal à  $0.5V_0$ . Entre les positions  $\theta_4$  et  $\theta_5$ , cette paire de tourbillons supplémentaire diffuse l'énergie cinétique emmagasinée précédemment pour alimenter l'écoulement centripète (Fig 6-31-(4)) ; les maximums qui y sont atteints restent inférieurs à ceux observés en  $\theta_3$ .

On note donc que le modèle  $k-\epsilon$  rend compte de différences de structure de l'écoulement secondaire en fonction du nombre de Reynolds pour les hauts débits d'entrée. C'est ce que nous avons déjà mis en exergue par l'étude expérimentale (cf § 4.2.4), même si les profils de vitesses radiales ne permettent pas de conclure à l'existence des structures observées

numériquement. On peut cependant noter que certaines conditions d'écoulement favorisent le brassage des particules fluides sur toute l'épaisseur de la géométrie dans la zone périphérique de l'écoulement principal ( pour  $R_{eg}=30000$  par exemple).

#### 6.4.3. *Trajectoires des particules fluides.*

Comme nous l'avons fait pour le cas laminaire, nous représentons sur les Fig 6-32 et Fig 6-33 les lignes de courants pour une particule fluide en fonction de sa position dans la géométrie.

Le caractère non symétrique de l'écoulement secondaire décrit précédemment pour  $R_{eg}=30000$  influe sur le mouvement des particules comme on peut le voir sur la Fig 6-32-(A)-II: celles entrant dans la demi-épaisseur comprise entre  $0 < 2(z/h) - 1 < 1$  effectue moins de rotations que celles entrant par la demi-épaisseur contenant la sortie. On note encore que les particules situées sur le plan médian à l'entrée ont un parcours très bref (deux tours Fig 6-32-(A)-II) tout en ayant un déplacement total suivant  $\vec{z}$  plus important que les autres particules. De même, les particules fluides restent cantonnées dans leur demi-épaisseur d'origine durant la plus grande partie de leur séjour dans la cellule ( Fig 6-32-(A)-I et (B)-I). La dissymétrie des trajectoires est aussi visible pour les éléments fluides contenus dans l'écoulement périphérique en  $\theta_3$  (Fig 6-32-(B)-I). Mais le fait le plus remarquable est le piégeage au sein de l'échangeur des particules proches du plan médian qui effectuent alors un nombre de tours beaucoup plus élevé que celles proches des parois latérales (on compte jusqu'à treize tours pour ces particules contre deux ou trois pour les autres).

Lorsque  $R_{eg}=60000$ , l'aspect symétrique de l'écoulement secondaire permet d'avoir des trajectoires semblables pour les particules entrant par l'une ou l'autre moitié (Fig 6-33-(A)-II et (B)-II). Les autres caractéristiques relevées pour  $R_{eg}=30000$  restent valables ici. On peut noter de plus que, même avec un nombre d'itérations maximum, la routine permettant de calculer la trajectoire sous **CFD-ACE** ne permet pas de voir l'élément fluide situé à mi-épaisseur en  $\theta_3$  sortir de l'échangeur.

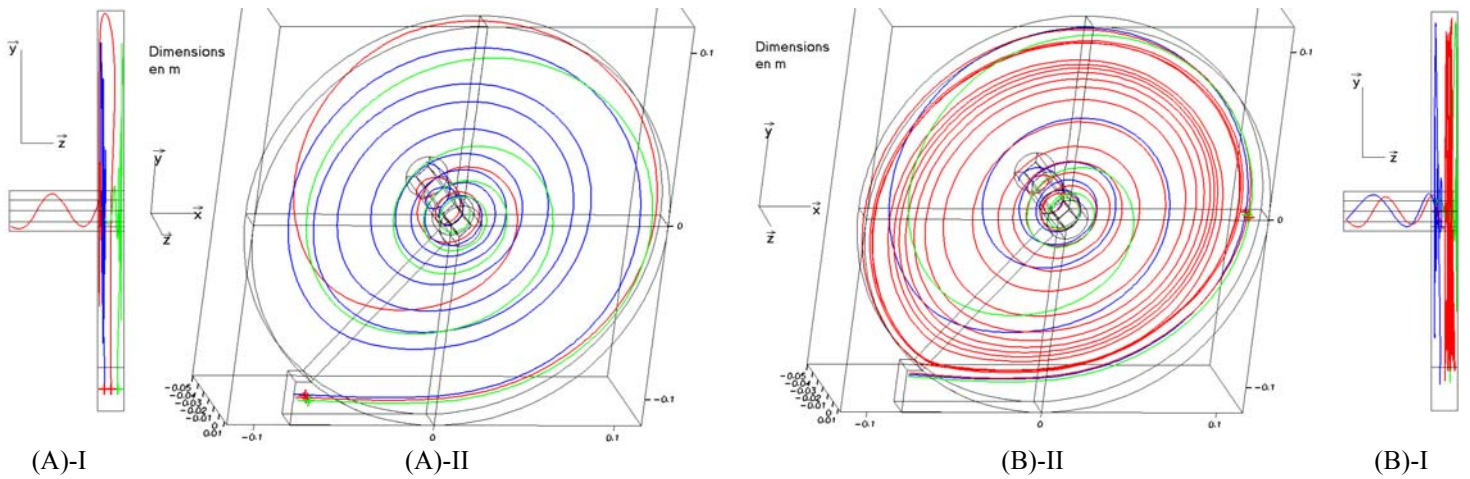


Fig 6-32 : Lignes de courant de particules passant en :  
 (A)  $x=-0.070$  ;  $y=-0.1025$  ;  $z=0.00375$  (bleu),  $z=0.0075$  (rouge),  $z=0.01125$  (vert).  
 (B)  $X=0.105$  ;  $y=0$  ;  $z=0.00375$  (bleu),  $z=0.0075$  (rouge),  $z=0.01125$  (vert).

I : vue dans un plan (y-z)  
 II : vue en trois dimensions.  
 ( $D_{\text{vor}}=5600$ ,  $R_{\text{eg}}=30000$ ,  $n=1$ )

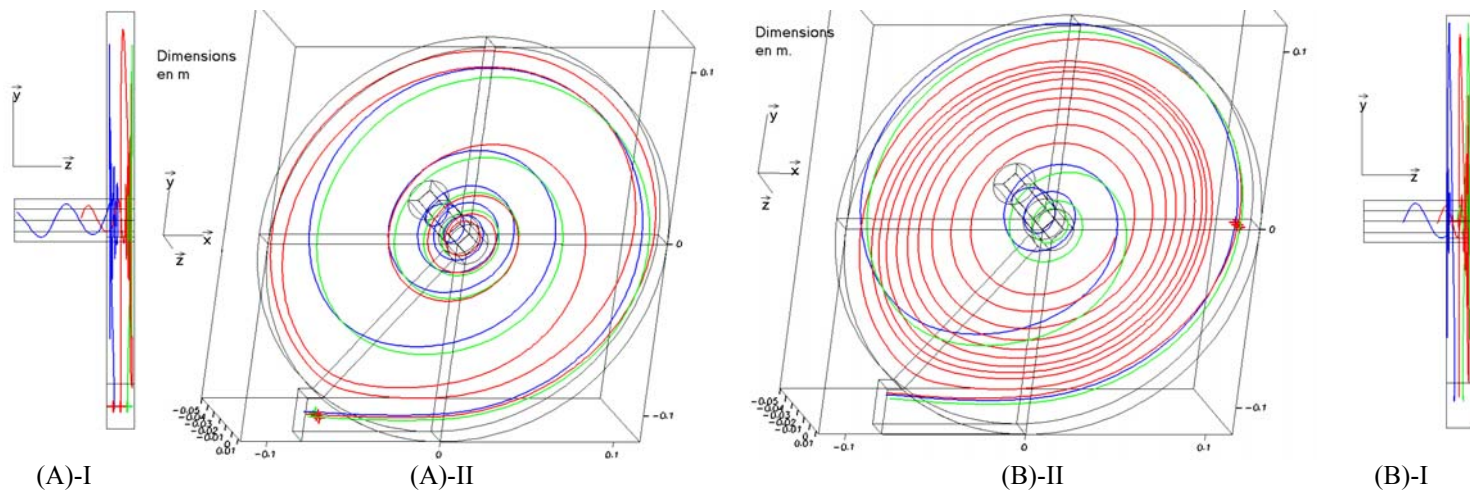


Fig 6-33 : Lignes de courant de particules passant en :  
 (A)  $x=-0.102$  ;  $y=-0.1025$  ;  $z=0.00375$  (bleu),  $z=0.0075$  (rouge),  $z=0.01125$  (vert).  
 (B)  $x=0.105$  ;  $y=0$  ;  $z=0.00375$  (bleu),  $z=0.0075$  (rouge),  $z=0.01125$  (vert).

I : vue dans un plan (y-z)  
 II : vue en trois dimensions.  
 ( $D_{\text{vor}}=11200$ ,  $R_{\text{eg}}=60000$ ,  $n=1$ )

On s'intéresse maintenant à comprendre comment est balayé le volume de l'échangeur par les trajectoires d'un ensemble de particules issues d'une hauteur unique dans la conduite d'entrée, en fonction de la position de cette hauteur suivant z. Les résultats sont représentés sur la Fig 6-34.

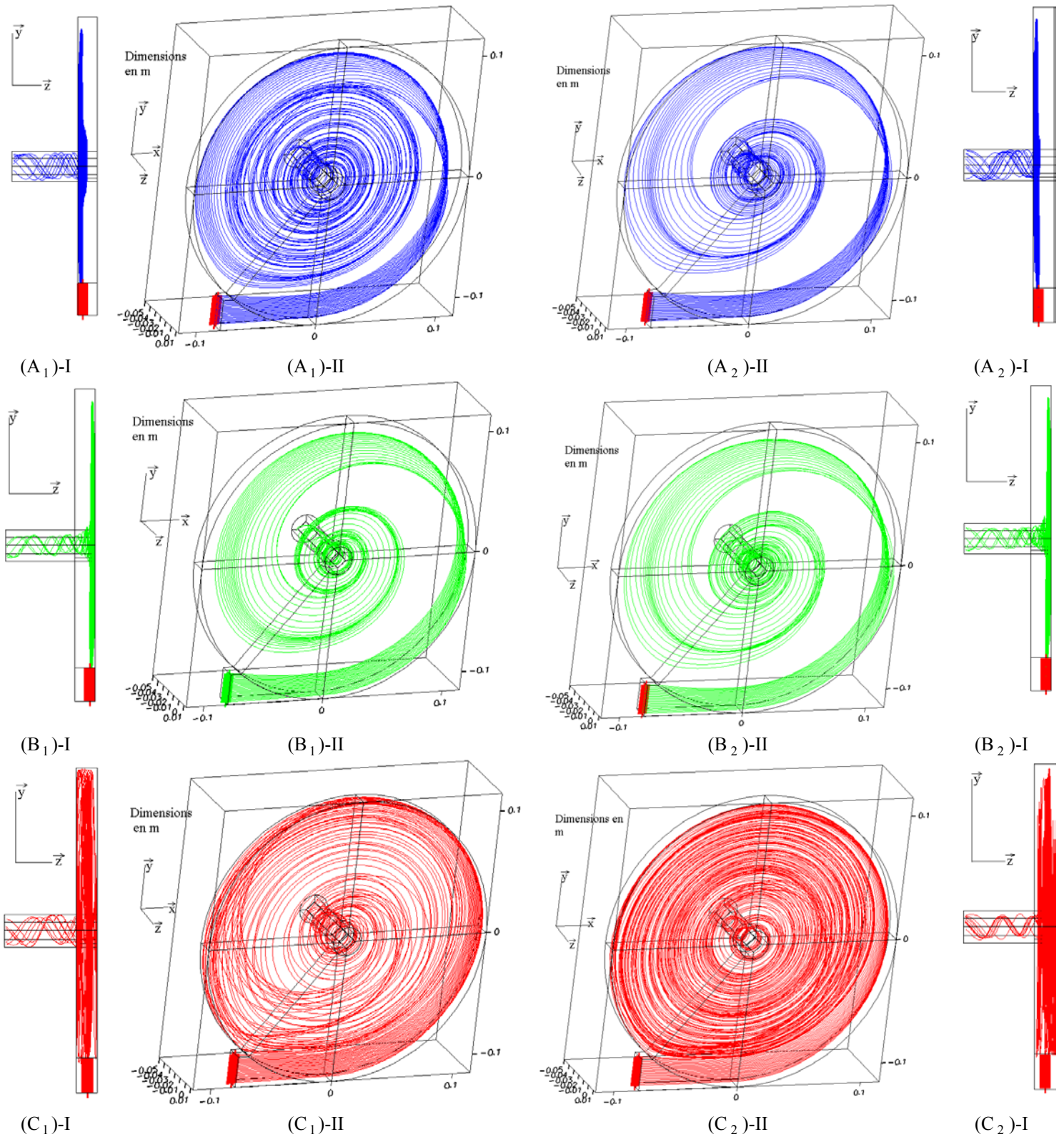


Fig 6-34 : Lignes de courant de particules situées sur une hauteur de la conduite d'entrée  $(-0.114 < y < -0.091)$  passant en :  
 (A)- $x=-0.08$  ;  $z=0.00375$  (bleu), (B)- $x=0.08$  ;  $z=0.01125$  (vert), (C)- $x=0.08$  ;  $z=0.0075$  (rouge),

I : vue dans un plan (y-z)

II : vue en trois dimensions.

1 :  $D_{\text{vor}}=5600$ ,  $R_{\text{eg}}=30000$ ,  $n=1$

2 :  $D_{\text{vor}}=11200$ ,  $R_{\text{eg}}=60000$ ,  $n=1$ .



Nous constatons le cloisonnement des particules dans leur demi-épaisseur d'origine comme dans le cas des écoulements laminaires (cf § 6.3.3). Le volume de chacune des épaisseurs n'est pas entièrement balayé par l'ensemble des trajectoires :

- les trajectoires restent proches de la paroi latérale d'origine dans les plans (y-z) et s'étalent sur moins d'un quart de l'épaisseur (Fig 6-34-(A<sub>1</sub>)-I et (B<sub>1</sub>)-I).

- Cependant la situation est plus complexe et dépend du nombre de Reynolds dans les plans (x-y). Pour les particules entrant par la demi-épaisseur comprise entre  $-1 < 2(z/h) - 1 < 0$  (Fig 6-34-(A<sub>1</sub>)-II et (A<sub>2</sub>)-II), la structure non symétrique de l'écoulement secondaire observée à  $R_{eg} = 30000$  permet aux trajectoires de balayer une surface dans l'écoulement principal supérieure à celle obtenue avec  $R_{eg} = 60000$ . Par contre, dans la seconde demi-épaisseur comprise entre  $0 < 2(z/h) - 1 < 1$  (Fig 6-34-(B<sub>1</sub>)-II et (B<sub>2</sub>)-II) on retrouve une situation semblable pour les deux nombres de Reynolds où l'ensemble des trajectoires décrit une aire en spirale autour du centre du vortex.

Pour ces quatre cas étudiés, on voit que les particules introduites près de la paroi périphérique sont plus rapidement, au sens de leur progression dans le plan principal d'écoulement, aspirées vers le centre du vortex que celles entrant près de la jonction entre la partie cylindrique et la conduite d'entrée (c'est à dire pour une ordonnée initiale proche de -0.090 m). On a donc un croisement des trajectoires qui s'opère pour les deux nombres de Reynolds aux alentours de la position  $\theta_3$ .

Enfin, il faut distinguer l'allure des trajectoires des particules fluides entrant par le plan médian de l'échangeur. Ici, et contrairement au cas laminaire, ces trajectoires balayent quasiment tout le volume de l'échangeur, pour les deux nombres de Reynolds étudiés (Fig 6-34-(C<sub>1</sub>)-I et II). On distingue cependant encore, dans les plans principaux d'écoulement, une aire en spirale dans le cas où  $R_{eg} = 30000$  alors que pour  $R_{eg} = 60000$ , aucune surface précise n'est définie par les trajectoires et c'est toute l'aire de la partie cylindrique qui est balayée.

### **6.5. Temps de séjour.**

En utilisant l'ensemble des résultats de simulations obtenus, nous avons procédé à une première analyse de la distribution des temps de séjour  $\tau_i$ .

Nous nous attachons ici à l'étude des particules fluides situées sur une grille de 13\*23 points (c'est à dire tous les millimètres dans la direction de la profondeur h et de la hauteur L)

s'étendant dans une section droite de la conduite d'entrée, située à l'abscisse  $x=-0.08$  m. A l'aide de la routine permettant le calcul des trajectoires des particules fluides, on relève le temps nécessaire à chacune d'elles pour sortir de l'échangeur, la condition de sortie étant réalisée lorsque la coordonnées  $z$  de la particule (dans le repère orthonormé de la simulation) remplit la condition suivante :  $z \leq 0$ .

La profondeur non adimensionnée  $z=0$  correspond à la position, dans le repère orthonormé de la simulation, au centre de la plaque latérale percée par la conduite de sortie (de rayon  $r_0$ ).

On traite alors les données obtenues de deux façons différentes :

#### 6.5.1. Distribution spatiale des temps de séjour.

Dans un premier temps, on s'attache à caractériser la distribution des temps de séjours des particules fluides en fonction de leur position lorsqu'elles entrent dans l'échangeur. Les temps de séjours sont ici adimensionnalisés par un temps de référence  $\tau_c$  qui est la valeur du rapport entre le volume de la partie cylindrique de la géométrie et le débit d'entrée imposé :

$$\tau_c = \frac{\pi R^2 h}{Q_e} \quad \text{eq [ 6-1 ]}$$

Les résultats sont portés sur les Fig 6-35 à Fig 6-38 en trois dimensions pour différentes conditions d'écoulements. Cette représentation permet d'avoir une idée qualitative de la distribution spatiale des temps de séjour.

On note que pour des conditions d'entrée laminaire, les particules entrant dans les deux zones proches des parois latérales de la partie cylindrique ( pour  $-0.85 \leq 2(z/h)-1 \leq -0.45$  et sa partie symétrique) possèdent un temps de séjour plus important (de deux à six fois plus élevés) que celles qui pénètrent près du plan de symétrie de la géométrie. Cette distribution spatiale est valable pour les deux fluides et peut être expliquée par la présence des structures de recirculation apparaissant au sein de l'écoulement périphérique. Celles-ci piègent une partie des particules fluides, prolongeant ainsi le temps qui leur est nécessaire pour sortir de l'échangeur. On note cependant que les maximums observés sont plus importants avec un écoulement de fluides non newtoniens (Fig 6-36), ce qui conforte l'idée d'une stabilisation des structures périphériques avec l'effet rhéofluidifiant de la solution de CMC.

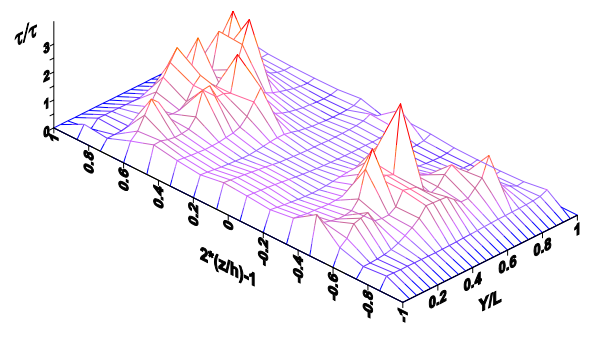
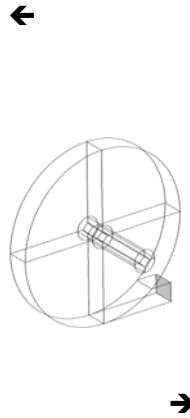
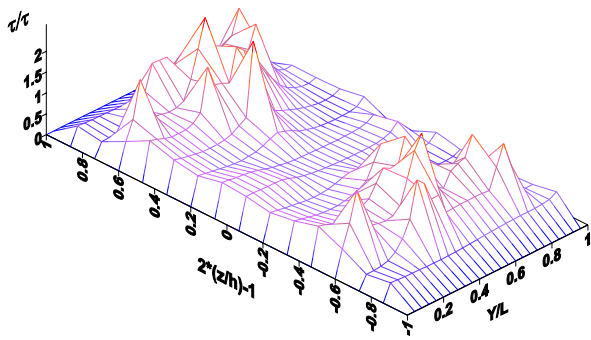


Fig 6-35 : Distribution des temps de séjours en fonction de la position des particules fluides à l'entrée ( $n=1$ ,  $D_{\text{vor}}=190$ ,  $R_{\text{eg}}=1000$ ).

Fig 6-36 : Distribution des temps de séjours en fonction de la position des particules fluides à l'entrée ( $n=0.917$ ,  $D_{\text{vor}}=190$ ,  $R_{\text{eg}}=1000$ ).

Lorsque les conditions d'entrée sont turbulentes, on note une forte disparité des distributions spatiales des temps de séjour en fonction du nombre de Reynolds.

Pour  $R_{\text{eg}}=30000$  (Fig 6-37), on observe une certaine homogénéité des distributions sur toute la surface de la section d'entrée alors que pour  $R_{\text{eg}}=60000$ , les particules fluides entrant par le plan médian effectuent plus de rotations au sein de l'échangeur (Fig 6-38) ; ce phénomène a déjà été observé durant l'étude des trajectoires (cf § 6.4.3). Les disparités observées sont probablement dues aux différences de structures des écoulements secondaires périphériques relevées au § 6.4.2. La présence d'une seule structure de recirculation dans la zone périphérique de l'écoulement principal pour  $R_{\text{eg}}=30000$  favorise la diffusion des particules fluides d'une demi-épaisseur à l'autre de l'échangeur tout en uniformisant ainsi les temps de séjour.

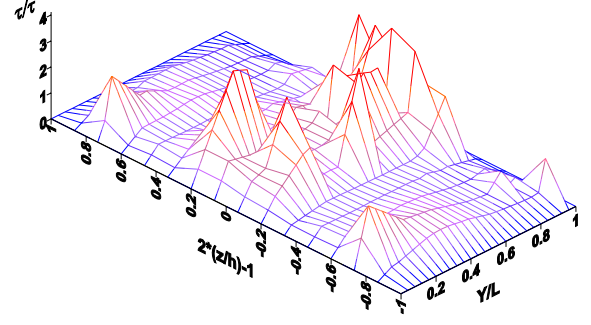
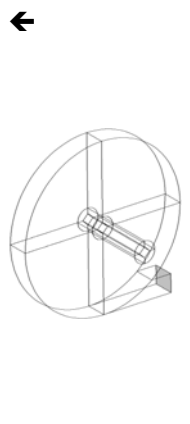
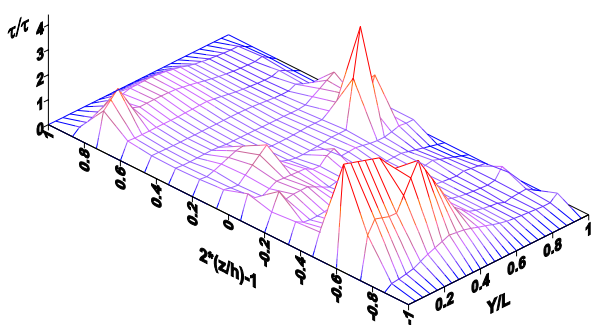


Fig 6-37 : Distribution des temps de séjours en fonction de la position des particules fluides à l'entrée (eau,  $D_{\text{vor}}=5600$ ,  $R_{\text{eg}}=30000$ ).

Fig 6-38 : Distribution des temps de séjours en fonction de la position des particules fluides à l'entrée (eau,  $D_{\text{vor}}=11200$ ,  $R_{\text{eg}}=60000$ ).

On constate ainsi, sur ces quatre exemples, que la structure de l'écoulement secondaire a donc une influence majeure sur la distribution spatiale des temps de séjour, et donc certainement sur le coefficient de transfert thermique.

#### 6.5.2. *Densité de probabilité des temps de séjour.*

Pour compléter cette étude, on utilise les données des trajectoires calculées afin d'obtenir la distribution des densités de probabilité des temps de séjour en fonction des conditions d'écoulement.

En effet, on obtient une telle distribution en définissant des classes de temps de résidence égales à un dixième du temps de séjour de référence. On classe alors chaque temps relevé dans la catégorie correspondante pour chaque particule fluide remplissant la condition de sortie. La distribution des probabilités des temps de séjour est alors obtenue en portant l'évolution du rapport entre le nombre d'événement correspondant à une classe,  $\chi_i$  et le nombre total d'évènements  $\Omega$  en fonction des différentes classes prédéfinies. Une telle distribution est donnée sur la Fig 6-39 où l'on a porté à la fin de chaque légende le pourcentage de particules vues comme sortant de la géométrie (pour les autres, le nombre de pas maximum permettant le calcul des trajectoires n'était pas suffisant).

La distribution ainsi obtenue apparaît indépendante des conditions de l'écoulement et montre un pic de probabilité des temps de séjour important (de 20 à 28%) au voisinage de  $0.5 \tau_c$ . Il ne se dégage pas d'autre probabilité importante mise à part pour  $R_{eg}=60000$  où l'on observe un pic secondaire d'intensité plus réduite (9 à 10%) pour  $\tau/\tau_c = 1$ . Pour toutes les conditions d'écoulements étudiées ici, on note que la distribution de probabilité des temps de séjour montre un très fort amortissement au-delà de  $\tau/\tau_c = 0.5$  même si le spectre s'étend jusqu'à quatre fois le temps caractéristique (pour les écoulements turbulents).

Ces conclusions sont à prendre avec beaucoup de circonscription étant donné la diminution notable du pourcentage de particule vu sortant qui diminue fortement avec l'établissement de conditions turbulentes à l'entrée de l'échangeur.

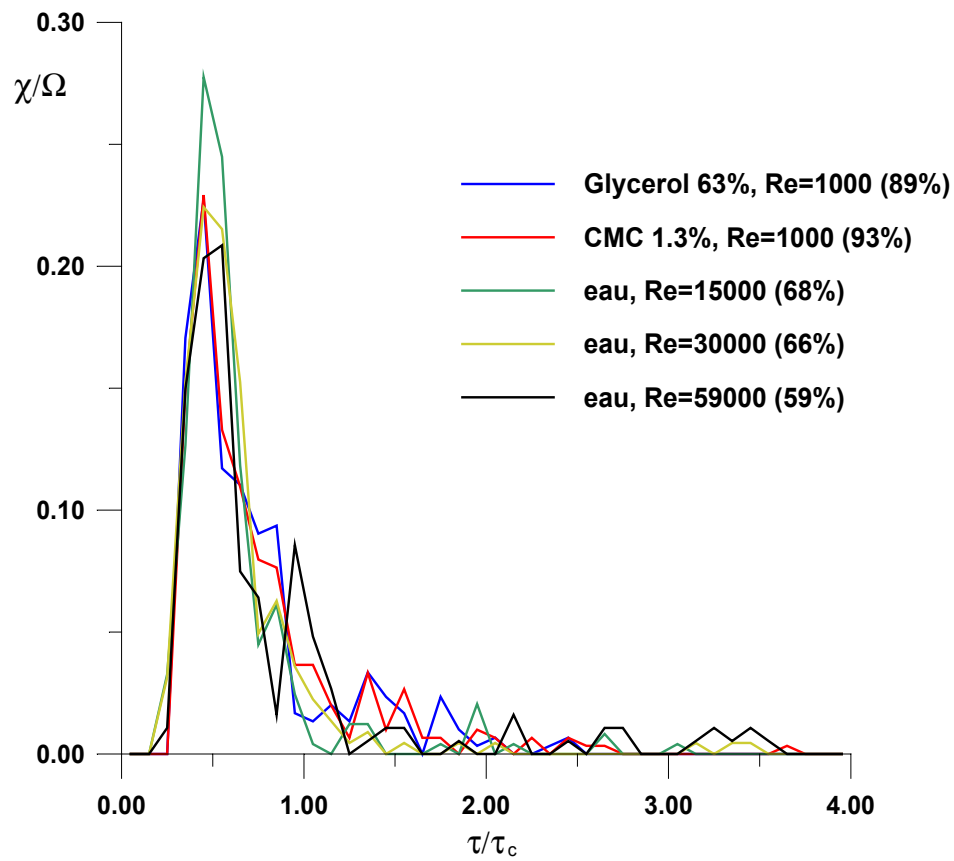


Fig 6-39 : Distribution des temps de séjours pour différentes configurations d'écoulement (h=15mm).

## 7. Conclusions et perspectives.

L'étude du champ dynamique au sein d'une nouvelle géométrie d'échangeur, dit échangeur à vortex, a été réalisée sur un plan expérimental et sur un plan numérique en conditions isothermes.

**La détermination expérimentale** des composantes radiales  $U$  et azimutales  $V$  de la vitesse est faite par vélocimétrie laser bi-composantes. Elle a permis de mettre en évidence le caractère tridimensionnel de l'écoulement au sein de la cellule. En effet, pour tous les nombres de Reynolds d'entrée étudiés, on observe la superposition de deux écoulements :

- Le premier est un écoulement qu'on qualifie de **principal** puisqu'il se développe dans les plans parallèles aux faces latérales de la partie cylindrique (on parle alors de plans  $r-\theta$ ).
- le deuxième est un **écoulement secondaire** qui s'étend le long de plans perpendiculaires aux plans principaux.

Ces deux écoulements peuvent être décomposés en différentes zones distinctes.

L'écoulement principal se compose de deux zones dont l'une est située à la périphérie de l'échangeur et est due au jet d'entrée, la seconde étant un écoulement à vortex centré sur l'axe de symétrie de la cellule.

L'étendue de ces deux zones est fortement liée au régime d'entrée observé dans la conduite de section rectangulaire :

- **en conditions d'entrée laminaire**, l'écoulement à vortex est peu puissant et occupe une faible portion de l'échangeur (30% du rayon). Le taux de transfert de quantité de mouvement de la périphérie vers le centre apparaît réduit par des effets dissipatifs intervenant à la limite entre l'écoulement périphérique et un écoulement intermédiaire qui apparaît entre les deux zones citées précédemment. Cette limite est constituée d'une couche de mélange générée par le gradient de vitesse entre les particules entrant dans l'échangeur et celles achevant leur premier tour au sein de celui-ci. Une visualisation par plan laser à mi-épaisseur de l'échangeur permet de discerner le battement de cette couche de mélange. Le débit partiel, c'est à dire la valeur du débit passant entre les positions  $r=R$  et un rayon donné  $r$  est alors faible, même près de la sortie ( $r/R=0.10$ ). On en déduit que le nombre de tours moyen qu'une particule effectue dans l'échangeur reste faible (trois tours maximum en moyenne).

- **en conditions d'entrée turbulentes**, la zone intermédiaire est très réduite et un puissant écoulement à vortex s'établit jusqu'à occuper quasiment 75% du volume de l'échangeur. Au delà de ce nombre de Reynolds, nous avons mis en évidence une indépendance de la structure de l'écoulement principal vis à vis des conditions d'entrée. Une étude analytique bidimensionnelle permet d'obtenir une loi approchant de façon satisfaisante l'évolution des profils des vitesses azimutales à mi-épaisseur dans la zone à vortex. L'accroissement important de ces vitesses près du cœur du vortex intensifie l'enroulement du jet d'entrée autour de l'axe de sortie. Pour ces conditions, les débits partiels ou le nombre de tours moyen d'une particule augmentent de façon significative par rapport au cas laminaire.

A cet écoulement principal se superpose donc **un écoulement secondaire** généré par l'interaction entre les forces visqueuses et centrifuges. En effet, la courbure des lignes de courants conduit à l'existence de structures de recirculation :

-en conditions d'entrée laminares, ces structures restent localisées dans la zone périphérique de l'écoulement principal. Leur dynamique propre semble conditionner l'apparition de l'écoulement vortex central.

-en conditions d'entrée turbulentes, l'écoulement secondaire s'intensifie et ces structures « s'étalent » vers la sortie de l'échangeur, favorisant ainsi le transfert centripète de quantité de mouvement. Il apparaît cependant que la structure de l'écoulement secondaire reste dépendante du nombre de Reynolds et devient plus complexe près de la conduite de sortie.

L'effet rhéofluidifiant des solutions de la CMC sur les structures du champ dynamique évoquées ci-dessus, en conditions d'entrée laminares, permet d'accélérer l'apparition d'un important écoulement à vortex. En réduisant les instabilités au sein de l'écoulement périphérique il limite ainsi l'amplitude des battements de la couche de mélange.

L'étude de l'influence de l'épaisseur  $h$  de l'échangeur montre qu'un accroissement de celle-ci intensifie les écoulements principal et secondaire. Une représentation du champ dynamique dans les deux épaisseurs étudiées en fonction du nombre de Reynolds que l'on a défini, montre que les deux profils ne se superposent pas. Il s'avère ainsi que ce nombre de Reynolds ne permet pas de prendre en compte tous les effets liés à la géométrie. Nous avons ainsi mis en évidence qu'un paramètre adimensionnel adapté à notre étude doit tenir compte des effets de courbure. Ce nombre s'apparente à un nombre de Dean et permet d'expliquer l'intensification de l'écoulement secondaire lié à l'augmentation de l'épaisseur.

La réalisation de simulations de ces écoulements a permis la validation des méthodes numériques et des modèles utilisés. Les profils numériques montrent une bonne concordance avec ceux mesurés, aussi bien avec des fluides newtoniens que non newtoniens.

Une visualisation numérique de l'écoulement secondaire, en conditions d'entrée laminaires, fait apparaître une paire de cellules contrarotatives dans la zone périphérique de l'écoulement principal. Cependant, elle ne perçoit pas la zone de mélange observée expérimentalement entre les zones intermédiaire et périphérique.

En écoulement turbulent, une première approche par un modèle statistique de fermeture en un point (**modèle k- $\epsilon$** ) donne des résultats satisfaisants. Le modèle montre à la fois l'invariance du profil de vitesse azimutal, dans l'écoulement principal, en fonction des nombres de Reynolds supérieurs à 30000 et la dépendance de l'écoulement secondaire à ces nombres de Reynolds. Cependant, cette approche ne rend pas exactement compte des intensités des vortex s'établissant dans l'échangeur, notamment du fait de la modélisation de l'écoulement en proche paroi qui ne tient pas compte des effets déstabilisants de la force centrifuge ni de la forte courbure des lignes de courant.

Néanmoins, une étude des trajectoires numériques des particules fluides a permis de montrer la complexité de celles-ci, quel que soit le régime d'entrée. Elle a notamment mis en évidence la forte dépendance de leur temps de séjour au sein de l'échangeur en fonction de leur position initiale, par rapport à la profondeur  $z$ . Cette dépendance spatiale est à rapprocher des évolutions de la structure de l'écoulement secondaire. Elle montre notamment que le cheminement des particules entrant par le plan médian de l'échangeur est extrêmement sensible au régime d'entrée. Des conditions turbulentes permettent une meilleure dispersion de ces particules dans toute l'épaisseur de l'échangeur. De même, la distribution des probabilités de temps de séjour montre un spectre commun pour tous les écoulements avec une seule fréquence caractéristique correspondant à des temps de séjour équivalents à la moitié du temps de remplissage du volume de la géométrie par le débit d'entrée.

Pour compléter l'étude de cet échangeur, il est nécessaire d'explorer le champ thermique en imposant un gradient de température sur les parois latérales. Une étude expérimentale est en préparation actuellement dans notre laboratoire, la mesure du champ thermique étant envisagée par thermocouples. Elle doit permettre de dégager les conditions d'écoulement les plus favorables aux transferts thermiques.



Parallèlement, on poursuivra la simulation des écoulements en intégrant le module thermique dans les simulations déjà réalisées. Des calculs sont actuellement en cours avec **CFD-ACE**. Corrélées aux résultats expérimentaux et au champ des vitesses, elles permettront d'accéder plus en profondeur aux propriétés du champ thermique et à la répartition de la température au sein de l'échangeur.

D'autre part, afin de cerner le plus possible les conditions d'utilisations industrielles, on étudiera d'autres types de fluides non newtoniens, comme ceux à seuil (carbopol par exemple). Il est aussi envisageable d'étudier l'impact de la géométrie au travers d'autres grandeurs caractéristiques comme le rapport des surfaces d'entrée et de sortie ou du rayon total sur le rayon de la sortie, qui sont des paramètres conditionnant l'intensité de l'écoulement à vortex. Ces études doivent permettre d'établir une meilleure modélisation analytique empirique des profils des vitesses dans la plus grande partie du volume de la géométrie. Enfin pour avoir une approche plus « lagrangienne » du problème, on pourra réaliser des visualisations de l'écoulement afin d'étudier précisément les trajectoires des particules fluides dont on a pu déjà voir que certaines étaient bien plus complexes qu'une simple spirale. Cette visualisation doit être couplée avec une mesure expérimentale de la distribution des temps de séjour, pivot du couplage thermodynamique.

Parallèlement, sur un plan numérique, on approfondira la modélisation des écoulements, notamment turbulent, par l'approche statistique (code **CFD-ACE**) en testant les méthodes numériques adaptées à un maillage hybride. De plus il serait préférable d'utiliser une modélisation de la turbulence qui ne fasse pas intervenir de lois de paroi, peu adaptées aux écoulements curvilignes. On pourra par exemple travailler avec un modèle  $k-\varepsilon$  à bas nombre de Reynolds comme celui présent sous **CFD-ACE** et qui est basé sur le modèle développé par Chien. Il faut en outre poursuivre la modélisation par simulation des grandes échelles (code **Trio\_U**) parce qu'elle semble mieux adaptée à la modélisation des phénomènes instationnaires.

## Références bibliographiques.

**ACKERMANN.C,** (2000),

*Développement et validation de Simulation des grandes échelles d'écoulement turbulents dans un code industriel,*

Thèse de Doctorat, Institut national polytechnique de Grenoble, décembre.

**AREF.H,** (1984),

*Stirring by chaotic advection,*

J.Fluid Mech, vol.143, , pp1-21.


**AREF H, BALACHANDAR S,** (1986),

*Chaotic advection in a Stokes flow,*

Phys.Fluids, 29, pp3515-3521, Novembre.


**BARA B, NANDAKUMAR K, MASLIYAH J.H,** (1992)

*An experimental and numerical study of the Dean problem: flow development towards two-dimensional multiple solutions,*

J.Fluid Mech., pp339-.

**BERGER S.A.,TALBOT L,** (1983),

*Flow in curved pipes,*

Ann.Rev.Fluid mech, pp461-.

**CHAGNY C, CASTELIN C, PEERHOSSAINI H,** (2000),

*Chaotic heat transfert for heat exchanger design and comparison with a regular regime for a lрге range of reynolds numbers,*

Applied Thermal Engineering, vol 20, pp 1615-1648.

**CHASSAING P,** (2000),

*Turbulence en mécanique des fluides, analyse du phénomène en vue de sa modélisation à l'usage de l'ingénieur,*

Cépaduès éditions.

**CHENG K.C, RAUN-CHAU LIN, JENN-WUU OU,**( 1976),

*Fully developed laminar flow in curved Rectangular Channels,*

Trans. ASME I, J. Fluids Engineering 98, , pp-41-.

**DEAN W.R,** (1927),

*Note on the motion of fluid in a curved pipe,*

Philos. Mag. 20, pp 208-203.


**DEAN W.R,** (1928),

*The streamline motion of fluid in a curved pipe,*

Philos. Mag. 30, pp 673-695.

**DE VRIEND H.J,** (1981),

*Velocity redistribution in curved rectangular channel,*

J.Fluid Mech., vol.107, pp 423-.


**DEVIENNE.R, COGNET.G,** (1990),

*Velocity field and heat transfert in a vortex flow exchanger,*  
Wärme-und Stoffübertragung 25, pp 185-191.

**DURST.F, MELLING.A, WHITELAW.J.H,** (1976),

*Principles and practice of Laser Doppler Anemometry,*  
Academic Press london.


**HILLE P, VEHRENKAMP R.,SCHULZ-DUBOIS E.O** (1985),

*The development and structure of primary and secondary flow in a curved square duct,*  
J.Fluid mech., vol. 151, pp219-.

**JONES.S.W, THOMAS.O.M, AREF.H,** (1989),

*Chaotic advection by laminar flow in a twisted pipe,*  
J.Fluid Mech., vol.209, pp335-357.

**JONES W.P, LAUNDER B.E,** (1972),

*The prediction of the laminarization with a two-equation model of turbulence,*  
Int J.Heat Mass Transfer, pp 301-314.

**KHAKHAR D.V, RISING.H, OTTINO.J.M,** (1986),

*Analysis of chaotic mixing in two model systems,*  
J .Fluid Mech. , pp419-451.

**LANDER B.E, SHARMA B.I,** (1974),

*Application of the energy-dissipation model of turbulence to the calculation of the flow near a spinning disc,*  
Letters in Heat and Mass transfert, pp 131-138.

**LEPREVOST J.C, LEFEBVRE A, BRANCHER J.P, SAATDJIAN E,** (1997),

*Mélange et transfert thermique chaotique dans un écoulement 2D périodique,*  
CRAS série II b, pp 519-526.

**LUNDGREN T.S, SPARROW E.M, STARR J.B,** (1964),

*Pressure drop due to the entrance region in ducts of arbitrary cross section,*  
J.Basic Eng 86, pp620-626.

**MEES A.J PHILIP, NANDAKUMAR K, MASLIYAH J.H,** (1996),

*Instability and transitions of flow in a curved square duct: the development of two pairs of Dean vortices,*  
J. Fluid Mechanics, pp 227-246.

**METZNER A.B, REED J.C,** (1955),


*Flow of non newtonian fluids-Correlation of the laminar, transition and turbulent-flow region,*  
A.I.Ch.E Journal, pp 434-440.


**MOFFAT R.J,** (1988),

*describing the uncertainties in experimental results,*

Exp. Thermal Fluid, 1, pp3-17.

**MOKRANI A, CASTELIN C, PEERHOSSAINI H**, (1997),  
*The effect of chaotic advection on heat transfer*,  
Int J. heat Mass Trans, vol 40, N 13, pp 3089-3104.

**OLSSON C.A, SUNDEN B**, (1998),  
*Experimental study of flow and heat transfert in rib-roughened rectangular channels*,  
Exp. Thermal and Fluid science, vol. 16, pp349-..


**PATEL V.C, HEAD M.R**, (1969),  
*Some observations on skin friction and velocity profiles in fully developed pipe and channel flows*,  
J. Fluid Mech, vol.38, part 1, pp 181-.

**ROUIT.E**, (2001),  
*Etude du champ dynamique dans une cellule d'échangeur à vortex*,  
Rapport de stage de fin de DUT, septembre.

**SCRIVENER.O**, (1986),  
*Concepts de base en vélocimétrie laser*,  
Cours LDA III, Décembre.

**SMAGORINSKY J**, (1963),  
*General circulation experiments with the primitive equations*,  
Mon. Weather, vol 91, pp 99-164.

**SHAH R.K**, (1991),  
*Industrial heat exchangers-types and functions*,  
Lectures series 1991-04, Von Karman Institut for Fluid Dynamics.

**WINTERS K.H**, (1987),  
*A bifurcation study of laminar flow in a curved tube of rectangular cross section*,  
J. Fluid Mech., vol. 180, pp-343-.