

République Algérienne Démocratique et Populaire  
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique



Université Ibn Khaldoun de Tiaret  
Faculté des Sciences Appliquées  
Département de Génie Mécanique



## MÉMOIRE DE FIN D'ETUDES

Pour l'obtention du Diplôme de Master

Domaine : Sciences et Technologie  
Filière : Génie Mécanique  
Parcours : Master  
Option : Énergétique

### Thème

Effet de l'amplitude sur le transfert convectif dans un canal à paroi ondulée

Préparé par :

M. KOUAKOU Franck Yannick Kouassi  
M. NOLY Guy Sosthène

Soutenu publiquement le, devant le jury composé de :

M. GUEMMOUR Mohamed Maitre de Conférences "A" (Univ. Ibn Khaldoun) Président  
M. N SAD CHEMLOUL Maître de Conférences "A" (Univ. Ibn Khaldoun) Examineur  
M. CHAIB Khaled Maître de Conférences "A" (Univ. Ibn Khaldoun) Encadreur

Année universitaire : 2018 - 2019

## *Remerciements*

*Je tiens tout d'abord à dire merci à ALLAH Le Très Haut, qui à tout Permet et tout Fait, El Hamdoulilah...*

*Ensuite exprimer ma profonde gratitude à mon encadreur, Monsieur, CHAIB Khaled, maitre conférence classe A à l'université Ibn khaldoun de Tiaret d'avoir accepté l'encadrement de ce travail, nous faisant bénéficier ainsi de ses qualités scientifiques et conseils.*

*Mes sincères remerciements à Monsieur GUEMMOUR Mohamed, Chef de département à l'université Ibn khaldoun de Tiaret, pour l'honneur qu'il nous a fait en acceptant l'expertise de ce travail et présider notre jury de soutenance. Remerciement également à Monsieur N SAD Chemeloul, maitre conférence classe A à l'université Ibn khaldoun de Tiaret d'avoir accepté d'être l'examineur.*

*Mes remerciements vont à tous ceux qui m'ont soutenu de près ou de loin, parents, frères, amis...*

*Dédicace,*

*A ma très chère mère Mme SOURA Maïmouna,  
Que j'aime affectueusement*

*A*

*Mon (feu) père Monsieur KOUAKOU Konan Franck  
Que ton âme repose en paix Papa*

*A*

*Ma très chère amoureuse ALLOU Akouba Régina,*

*A*

*Mon oncle KOUAKOU Silvain*

*A*

*Mes ami(e)s Koné, Ahlem, Ali, Zié, Séphora, Herman, Ousseine,  
Hassan, Magassa, Guy, Joyce, à ma promotion 2014, et Tous les  
anciens de Tiaret, ...*

*A mon Hadj Mohamed OUDAÏ et au père MARIUZ*

*A*

*Toute la communauté des étudiants ivoiriens et étrangers de Tiaret.*

*Dédicace,*

*A mon père M. NOLY Cyrille,*

*A*

*Maman Mme NOLY née DIGBEI Chantal,*

*A*

*Tous mes frères et sœurs et mes cousins et cousines,*

*A*

*Mon oncle NOLY Thomas et sa femme Ella*

*A*

*Ma très chère LELOU Emmanuelle Daniel*

*Mes ami(e)s ZOURE Arsène, EBENGUE Joyce, GATONI Rosine,  
PRETINHA Adillah, MAYAM Cyrille, DIETI Liliane, Ambroise,  
MUGARUKA Gloria, BADINI Gael, M'BUYI Benedicte... et à mes  
promos FLINDE Herman, COULIBALY KNIGUE Hassan,  
COULIBALY GBINMIN Hassan, KOUAKOU Yannick, DINGUI  
Daniel, ZIE Mamadou, et Tous les anciens de Tiaret, ...*

*Aux*

*Frère de Tiaret et d'Algérie (MARIUZ, RENE, PASCAL, HUBERT,  
MODESTE et l'Evêque Jean Paul VESCO...)*

*A*

*Toute la communauté des étudiants ivoiriens et étrangers à Tiaret.*

# **Introduction générale**

# Introduction générale

Les écoulements sur les parois ondulées sont rencontrés dans de nombreuses applications d'ingénierie et ont par conséquent reçu une attention particulière au cours de ces dernières décennies. Le processus physique d'augmentation du transfert de chaleur est obtenu par l'introduction de quelques modifications géométriques telles que la paroi en ondulée, de sorte à briser la couche limite se formant sur celle-ci et laisser libre cours au fluide par un autre plus frais provenant de l'écoulement. Dans la réalité, en plus de l'augmentation du transfert de chaleur les ingénieurs sont aussi intéressés par la chute de la pression occasionnée par de telles techniques.

Le terme de convection dans ce travail fait référence au transfert de chaleur se produisant entre une surface et un fluide en mouvement, lorsque ceux-ci sont soumis à des températures différentes. En plus du transfert d'énergie dû à la diffusion, il y a également transfert par le biais du mouvement du fluide. Ce dernier est associé au fait que plusieurs molécules ont un mouvement collectif, ce qui implique un transfert de chaleur dans le cas où il existe un gradient thermique. La contribution due au mouvement aléatoire des molécules et la diffusion, domine près de la surface ou la vitesse du fluide est faible. En effet, à l'interface entre la surface et le fluide, étant donné que la vitesse du fluide est nulle, la contribution due au mouvement du fluide tient son origine du fait que la couche limite croit au fur et à mesure de l'avancée du fluide sur la surface.

Ce travail est composé de quatre chapitres :

Le premier chapitre donne un rappel sur les échangeurs de chaleur, en particulier les échangeurs à plaques car ils sont l'exemple le plus approprié pour les parois ondulées, suivie d'étude bibliographique synthétisant un certain nombre de travaux antérieurs expérimentaux et numériques en relation avec le thème abordé.

La formulation mathématique et en particulier les modèles de turbulence existant dans le code commercial ANSYS Fluent et celui utilisé dans nos simulations sont traités dans le second chapitre.

Le troisième chapitre présente la méthode numériques et le code ANSYS Fluent utilisé pour la réalisation des différentes simulations numériques présentées, ainsi la méthode des volumes finis et la discrétisation des équations sont développée.

Les résultats des simulations numériques concernant l'analyse de l'écoulement et du transfert thermique sont présentés dans le quatrième chapitre. Les résultats concernant la partie l'hydrodynamique sont comparés, à ceux de la *DNS* de C. Maaß et U. Schumann, ils ont permis de valider les modèles de turbulence et par la suite le code commercial utilisé.

Pour finir, une conclusion de ce travail est exposée et des perspectives sont proposées.

## I Chapitre I : Recherche bibliographique

I	Chapitre I : Recherche bibliographique.....	6
I.1	Introduction.....	6
I.2	Généralité sur les échangeurs de chaleurs .....	6
I.2.1	Définition d'un échangeur de chaleur.....	6
I.2.2	Principe de fonctionnement d'un échangeur de chaleur .....	7
I.3	Classification des échangeurs de chaleurs.....	7
I.3.1	Classification selon leurs procédés de transfert thermique .....	7
I.3.2	Classification selon le Classement technologique.....	8
I.3.3	Classification selon la nature du matériau de la paroi d'échange.....	8
I.3.4	Classification selon le sens d'écoulement.....	8
I.4	Les principaux types d'échangeurs de chaleurs.....	11
I.4.1	Echangeurs tubulaires .....	11
I.4.2	Echangeur de chaleur à Ailettes .....	12
I.4.3	Echangeur a plaque.....	13
I.5	Etude bibliographique .....	22
I.5.1	Généralités sur la convection .....	22
I.5.2	Utilisation des ondulations .....	23
I.5.3	Synthèse bibliographique sur l'amélioration du transfert convectif dans les échangeurs de chaleur.....	23
I.5.4	Synthèse bibliographique de l'effet de l'ondulation sur l'échange thermique.....	24
I.5.5	Synthèse bibliographique sur les résolutions numériques de l'écoulement.....	25

## **I.1 Introduction**

Dans les sociétés industrielles, l'échangeur de chaleur est un élément essentiel de toute politique de maîtrise de l'énergie. Une grande part (90 %) de l'énergie thermique utilisée dans les procédés industriels transite au moins une fois par un échangeur de chaleur, aussi bien dans les procédés eux-mêmes que dans les systèmes de récupération de l'énergie thermique de ces procédés. On les utilise principalement dans les secteurs de l'industrie (chimie, pétrochimie, sidérurgie, agroalimentaire, production d'énergie, etc.), du transport (automobile, aéronautique), mais aussi dans le secteur résidentiel et tertiaire (chauffage, climatisation, etc.). Le choix d'un échangeur de chaleur, pour une application donnée, dépend de nombreux paramètres : domaine de température et de pression des fluides, propriétés physiques et agressivité de ces fluides, maintenance et encombrement. Il est évident que le fait de disposer d'un échangeur bien adapté, bien dimensionné, bien réalisé et bien utilisé permet un gain de rendement et d'énergie des procédés. Ils constituent donc un des dispositifs clé du thermicien, et sont un composant quasi inévitable dans la maîtrise de l'énergie. Compte-tenu de leurs multiples utilisations, les difficultés rencontrées par les utilisateurs d'échangeurs de chaleur sont diverses et variées.

Dans ce chapitre nous allons parler d'un premier temps d'une généralité sur les échangeurs de chaleur et en particulier les échangeurs de chaleur a plaque et un deuxième temps parler des différentes recherches menées dans les échanges de transferts convectif qui se produit dans les échangeurs.

## **I.2 Généralité sur les échangeurs de chaleurs**

### **I.2.1 Définition d'un échangeur de chaleur**

Un échangeur de chaleur est un dispositif utilisé pour le transfert d'énergie (enthalpie) entre deux fluides ou plus, entre une surface solide et un fluide ou entre des particules solides et un fluide à des températures différentes et en contact thermique. Dans les échangeurs de chaleur, il n'y a pas de chaleur externe ou travail d'interactions. Dans quelques échangeurs de chaleur, les fluides échangent de la chaleur sont en contact direct et dans la plupart des échangeurs de chaleur, le transfert de chaleur entre les fluides se produit à travers une paroi (surface) de séparation.[1]

## **I.2.2 Principe de fonctionnement d'un échangeur de chaleur**

Le principe le plus général consiste à faire circuler deux fluides à travers des conduits qui les mettent en contact thermique. De manière générale, les deux fluides sont mis en contact thermique à travers une paroi qui est le plus souvent métallique ce qui favorise les échanges de chaleur. On a en général un fluide chaud qui cède de la chaleur à un fluide froid. Généralement pour assurer efficacement cet échange de chaleur au moins un des fluides est mis en mouvement (pompe, ventilateur). Pour augmenter cet échange, et donc le transfert d'énergie, il peut être fait appel au changement de phase (condenseurs, évaporateurs, bouilleurs...) système utilisé couramment dans les machines thermiques ou le caloduc.

En générale, si les fluides sont non miscibles, le mur de séparation peut être éliminé et l'interface entre les fluides remplace la surface de transfert de chaleur comme dans l'échangeur de chaleur à contact direct. La surface de l'échangeur de chaleur est une surface de l'échangeur central qui est en contact direct avec les fluides et à travers laquelle la chaleur se transmet par conduction. Cette surface est appelée primaire ou surface directe. Pour augmenter le transfert de chaleur des surfaces annexes doivent être intimement connectées à la surface primaire ou directe.

## **I.3 Classification des échangeurs de chaleurs**

De nombreuses applications nécessitent l'utilisation d'un échangeur, ils peuvent être utilisés dans l'industrie pétrolière, transportation, conditionnement d'air, réfrigération, cryogénie, etc. On peut classer les échangeurs de chaleur de plusieurs manières :

- Procédé de transfert ;
- Type de construction ;
- Degré de compacité de surface
- Arrangement des écoulements
- Nombre de fluide ;
- Phase du fluide de procédé
- Mécanisme de transfert de chaleur

### **I.3.1 Classification selon leurs procédés de transfert thermique**

- ✓ Échangeurs à contact direct :

Le type le plus simple comprend un récipient (ou canalisation) dans lequel les deux fluides sont directement mélangés et atteignent la même température finale.

- Les dés réchauffeurs industriels et les condenseurs à injection (centrale thermique).
- Les réchauffeurs d'eau (injection de vapeur d'eau sous pression).
- ✓ Échangeurs à contact indirect :

En principe, pour les échangeurs les plus répandus dans l'industrie, les deux fluides, désignés par 1 et 2, s'écoulent dans des espaces séparés par une paroi ou cloison, à faible inertie thermique. La chaleur que le fluide 1 cède à la paroi, par convection le long de la surface de contact, traverse l'épaisseur de la paroi par conduction et est cédé au fluide 2 par convection le long de l'autre face.

### I.3.2 Classification selon le Classement technologique

Les principaux types d'échangeurs rencontrés sont les suivants :

- À tubes : monotubes, coaxiaux ou multitubulaires ;
- À plaques : à surface primaire ou à surface secondaire ;
- À autres types : contact direct, à caloducs ou à lit fluidisé

### I.3.3 Classification selon la nature du matériau de la paroi d'échange

On retiendra deux types de paroi :

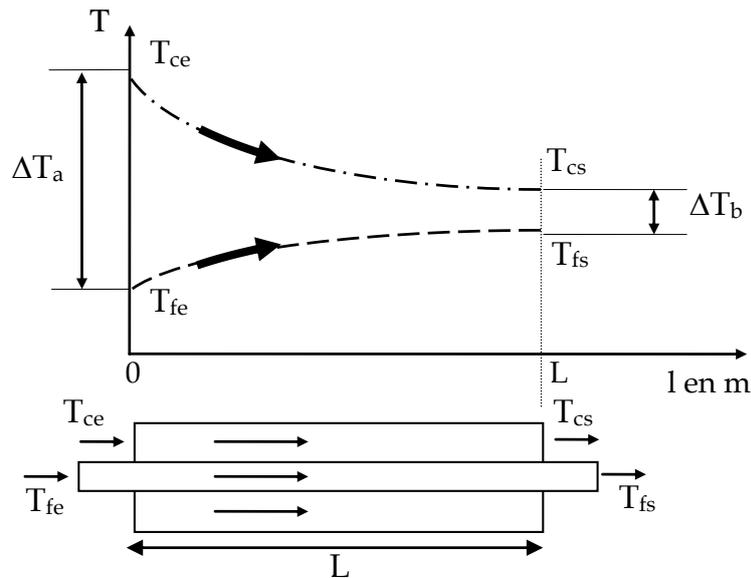
- Les échangeurs métalliques en acier, cuivre, aluminium ou matériaux spéciaux : superalliages, métaux ou alliages réfractaires ;
- Les échangeurs non métalliques en plastique, céramique, graphite, verre, etc.

### I.3.4 Classification selon le sens d'écoulement

On peut distinguer plusieurs modes d'écoulement différents

- **Écoulement des deux fluides parallèles et de même sens (ou à co-courant)**

Il s'agit d'échangeurs dits à co-courants où la température de sortie du fluide froid ne peut pas être supérieure à la température de sortie du fluide chaud. Les températures des fluides évoluent pendant leur traversée longitudinale de l'échangeur, à moins que l'un des fluides ne subisse un changement de phase, auquel cas sa température reste constante. Les fluides circulants tous les deux dans le même sens, les variations de la température des fluides chauds et froids iront en sens inverse le long du tube



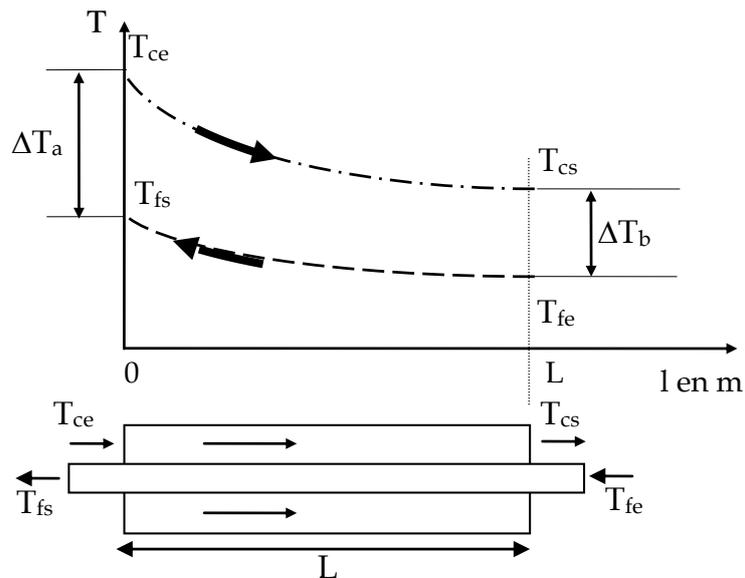
*Figure I.1 : Evolution des températures dans un échangeur co-courant*

**Remarque :**  $\Delta T_a$  est la différence de température à l'entrée de l'échangeur et  $\Delta T_b$  la différence de température à la sortie de l'échangeur.

- **Ecoulement des deux fluides parallèles et de sens contraire (ou à contre-courant) :**

Il s'agit d'échangeurs à contre-courants où la température de sortie du fluide froid peut dépasser la température de sortie du fluide chaud. Cette disposition est l'une des plus favorables pour l'échange thermique. Les températures sont repérées à l'aide d'indices signifiant entrée et sortie. L'arrangement à contre-courant est le plus efficace dans les arrangements des écoulements.

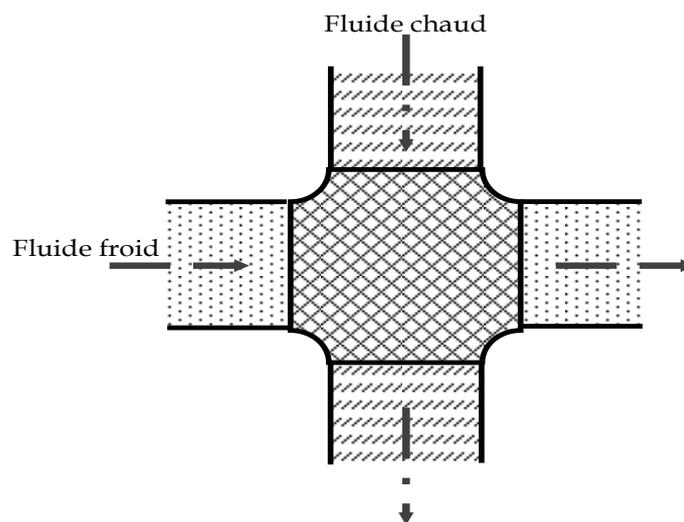
Cette fois, les fluides circulent en sens opposés donc la variation de température se fera dans le même sens le long du tube



**Figure I.2 :** Evolution des températures dans un échangeur à contre-courant.

- **Ecoulement des deux fluides croisés avec ou sans brassage**

Les deux fluides s'écoulent perpendiculairement l'un à l'autre. Le fluide non brassé est canalisé : c'est celui dont la veine est divisée entre plusieurs canaux parallèles distincts et de faible section. L'autre fluide circule librement entre les veines et peut être considéré comme partiellement brassé du fait des tourbillons générés par les tubes. Le brassage a pour effet d'homogénéiser les températures dans les sections droites de la veine fluide.



**Figure I.3 :** Echangeur à courants croisés

## I.4 Les principaux types d'échangeurs de chaleurs

On peut classer les échangeurs de chaleur en trois grandes familles qui sont énumérer ci-dessous :

- Les échangeurs par mélange ou à contact direct Fluide intimement mélangé
  - ✓ Les désurchauffeurs de vapeur
  - ✓ Les dégazeurs
  - ✓ Les tours de refroidissement à convection naturelle ou forcée
  - ✓ Les ballons de détente de purges
- Les régénérateurs ou les échangeurs discontinus
  - ✓ La surface d'échange est alternativement mise en contact
  - ✓ Avec le fluide froid et le fluide chaud
  - ✓ Réchauffeurs d'air rotatifs
- Les échangeurs continus les deux fluides circulent de manière continue de part et d'autre de la surface d'échange
  - ✓ Echangeurs tubulaires
  - ✓ Echangeurs à plaques
  - ✓ Echangeurs à ailettes

Mais dans ce qui suit on ne va s'intéressé qu'au cas des échangeurs continus constitués particulièrement à plaques ou à ailettes.

### I.4.1 Echangeurs tubulaires

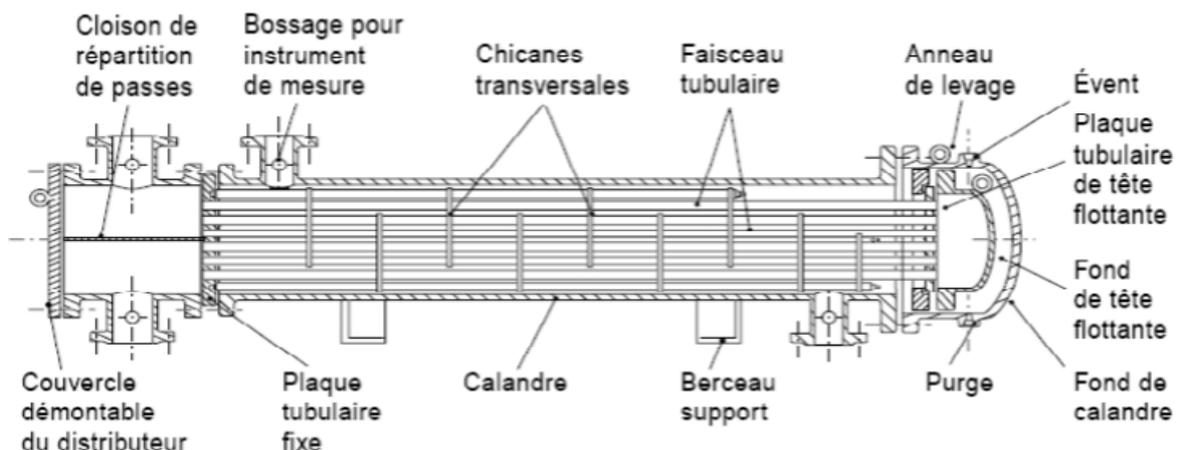
Un échangeur tubulaire simple est constitué de deux tubes cylindriques coaxiaux. Un fluide (généralement le chaud) circule dans le tube intérieur, l'autre dans l'espace compris entre les deux tubes. Le transfert de chaleur du fluide chaud au fluide froid s'effectue à travers la paroi qui constitue le tube intérieur.



*Figure I.4 : Exemple d'échangeur tubulaire.*

- **Echangeurs à faisceau tubulaires**

En ce qui concerne les échangeurs à faisceau de tubes et calandre, on peut citer parmi les dispositions les plus courantes le faisceau rectiligne et le faisceau en U, ce dernier mieux adapté aux forts gradients de température puisqu'il permet une libre dilatation des tubes. L'implantation de chicanes transversales permet d'allonger le trajet du fluide en calandre et d'augmenter le flux échangé.



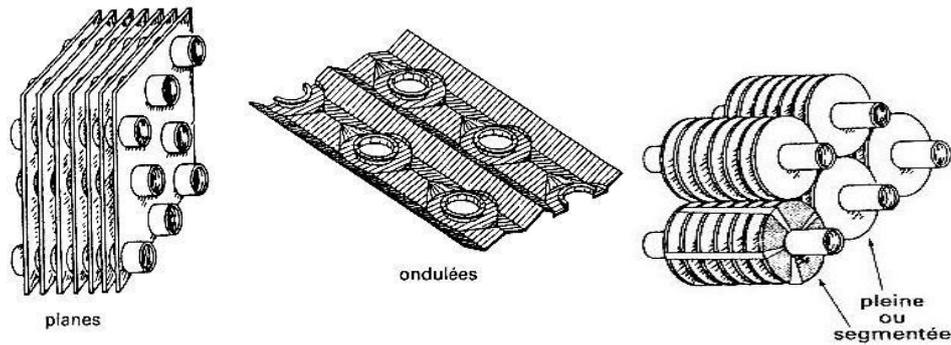
*Figure I.5 : Echangeurs multitubulaires*

#### **I.4.2 Echangeur de chaleur à Ailettes**

But de l'utilisation des ailettes : amélioration de l'échange thermique. On utilise des ailettes quand un fluide est moins caloporteur que l'autre (deux fluides de caractéristiques thermiques différentes). On place les ailettes du côté de ce fluide (à l'intérieur ou à l'extérieur du tube), de manière à augmenter son échange avec la paroi séparative.

- **Les différents types d'ailettes**

Il existe plusieurs configurations d'ailettes présentes sur le schéma suivant :



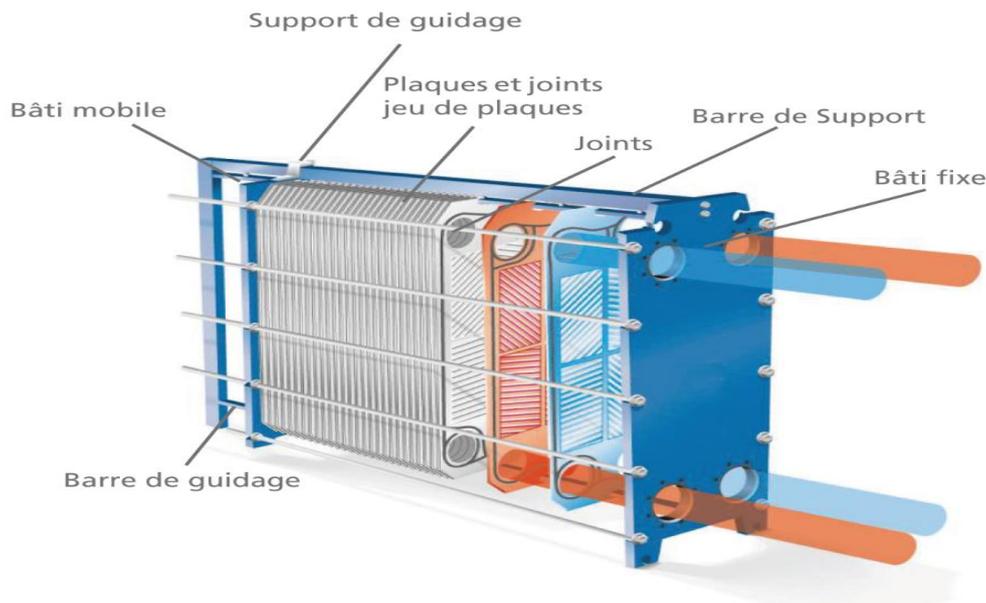
*Figure I.6 : Différents types d'ailettes*

**Remarque :** les ailettes ondulées provoquent une perturbation de l'écoulement qui améliore l'échange thermique.

### I.4.3 Echangeur a plaque

Le concept d'échangeurs à plaques date environ d'une centaine d'années. Ces échangeurs ont été étudiés à l'origine pour répondre aux besoins de l'industrie laitière, puis utilisés par la suite dans diverses branches de l'industrie (chimie, nucléaire...). [2]

Les échangeurs à plaques sont constitués de plaques formées dont les alvéoles constituent les chemins empruntés par les fluides. Les plaques sont assemblées de façon que le fluide puisse circuler entre elles. La distribution des fluides entre les plaques est assurée par un jeu de joints de telle sorte que chacun des deux fluides soit envoyé alternativement entre deux espaces inter plaques successifs. Les fluides peuvent ainsi échanger de la chaleur à travers les plaques. L'avantage principal de ce type d'échangeur est la compacité. En effet, on voit bien que ce dispositif permet une grande surface d'échange dans un volume limité, ce qui est particulièrement utile lors des utilisations nécessitant des puissances importantes.



*Figure I.7 : Échangeur à plaques*

**Remarque :** L'appellation de l'échangeur est en fonction de son utilisation de ou de sa fonction. On lui donne des noms différents :

- ✓ **Echangeur** : terme général en sous-station.
- ✓ **Batteries** : pour l'air.
- ✓ **Condenseur/Evaporateur** : pour les machines frigorifiques ou les échangeurs de vapeur.

On distingue deux familles d'échangeurs à plaques suivant la **géométrie du canal de circulation des fluides** :

- ✓ Les échangeurs à **surface primaire**.
- ✓ Les échangeurs à **surface secondaire**.

#### **I.4.3.a Fonctionnement d'un échangeur a plaque**

Le fonctionnement d'un échangeur à plaques est basé sur un système d'alvéoles, qui définissent les différents chemins empruntés par les fluides primaires et secondaires.

Comme son nom l'indique, un échangeur de chaleur à plaques est constitué ... de plaques, en aluminium, en acier inoxydable ou en matériau synthétique. Assemblées entre elles par soudage, par brasure ou à l'aide de joints, elles sont de faible épaisseur (entre 0,1 mm et 0,8 mm) et séparées par de très faibles espaces (entre 5 et 10 mm). L'enjeu pour un échangeur à plaques est de maximiser l'échange convectif.

Pour cela, les plaques peuvent être fabriquées gaufrées. Cela permet de créer une turbulence à l'intérieur de l'échangeur, et donc d'améliorer les performances. Dans un échangeur de chaleur, les courants entre les fluides primaires et secondaires peuvent être parallèles, opposés ou croisés.

Dans le cas du fonctionnement d'un échangeur de chaleur à plaques, ils sont presque toujours croisés. Un fluide circule dans les conduits pairs, pendant que l'autre circule dans les conduits impairs. Le transfert d'énergie calorifique se fait sur toute la surface des plaques.

En faisant varier la dimension des plaques et leur nombre, on peut obtenir de multiples variantes.

On peut également :

- ✓ Augmenter la longueur de l'échangeur ce qui à la place d'un échange classique à courants croisés autorise un échange mixte à courants croisés et contre-courant, on parle d'échangeur à plaque double.
- ✓ Monter en série deux échangeurs de chaleur fonctionnant là aussi en courants croisés / contre-courant.

Si les échangeurs de chaleur sont montés en série, les circulations des veines d'air sont telles que les raccordements tant de l'air neuf que de l'air repris restent au même niveau, ce qui est toujours préférable.

Pour prévenir une surchauffe, la récupération de chaleur doit pouvoir être interrompue en été ou en mi-saison : un by-pass devra être prévu.

Lorsque les surfaces de l'échangeur sont suffisamment froides (température inférieure à la température de rosée de l'air extrait), la vapeur d'eau contenue dans l'air extrait se refroidit et se condense, ce qui a pour conséquence l'augmentation du transfert de chaleur. Pour éliminer la condensation, les plaques sont souvent placées verticalement. Les groupes doivent alors être superposés, et des contraintes d'emplacement apparaissent.

Pour des températures extérieures très basses, les condensats peuvent même geler. Pour éviter ces problèmes de gel et de surchauffe une régulation est donc à prévoir.

L'encrassement de l'installation pouvant provoquer outre une diminution de la transmission de chaleur, également un changement dans le type d'écoulement d'air. Il faut donc prévoir un entretien régulier du récupérateur.

### I.4.3.b Echangeurs à surface primaire

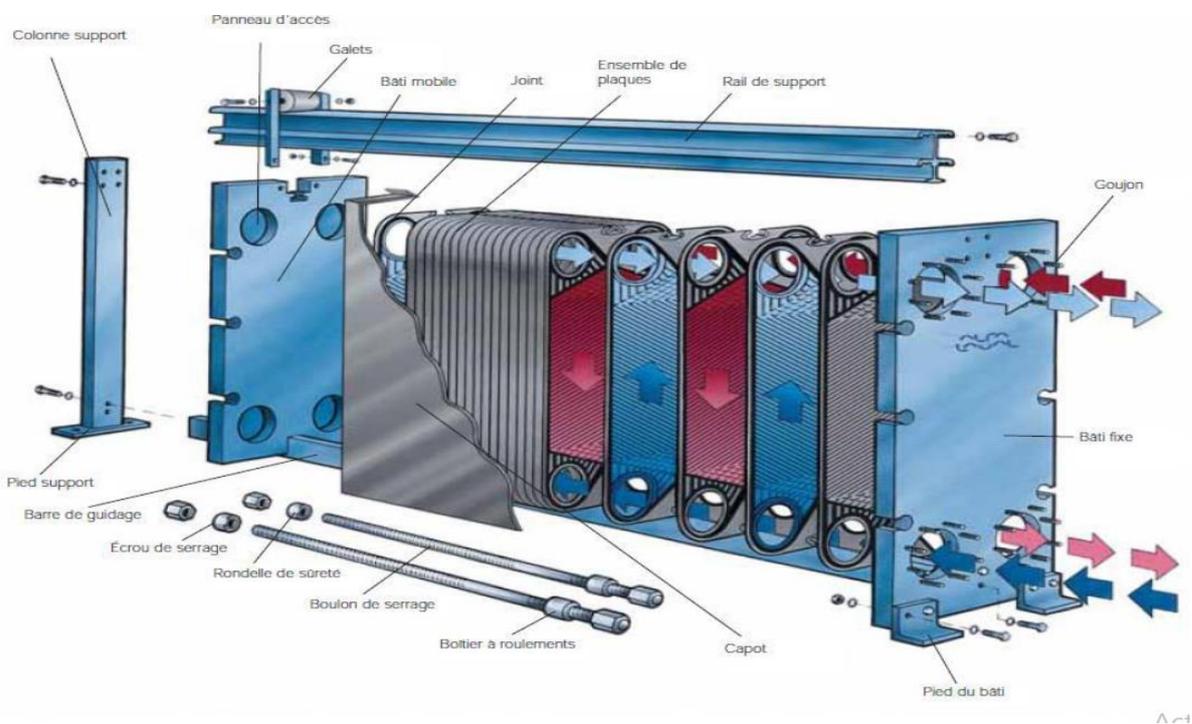
Les échangeurs à surface primaire sont constitués de plaques nervurées ou picotées.

Et ils ont deux rôles :

- **Intensification du transfert de chaleur** (par augmentation de la turbulence),
- **Tenue à la pression** (par multiplication des points de contact).

Il existe **deux catégories d'échangeurs à surface primaire suivant la liaison des plaques entre elles.**

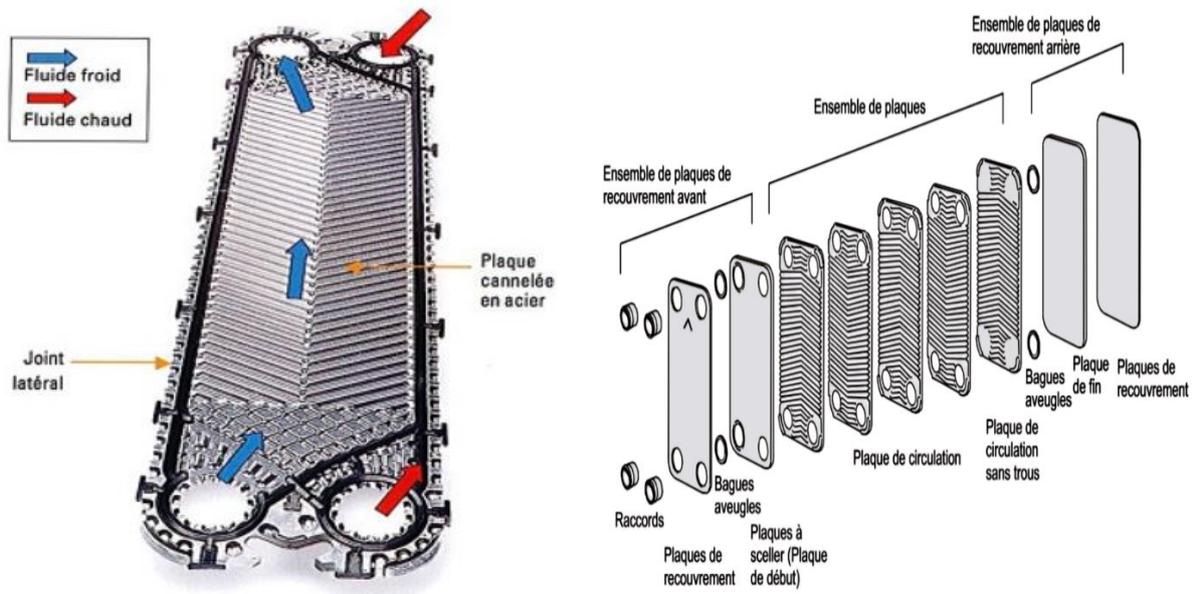
✓ Echangeur à plaques et joints



*Figure 1.8 : Echangeur à plaques en vue éclatée.*

Les éléments constitutifs de cet échangeur :

- **Plaques métalliques** : d'épaisseur 0,6 à 0,8 mm dans les cas courants, équipées de **joints**. Ces plaques forment les canaux de circulation des fluides,



*Figure 1.9 : Exemple de plaques*

**Remarque :** les joints assurent l'étanchéité du canal de circulation du fluide, en délimitant ce canal.

- **Barres (rails) de guidage inférieur et supérieur :** permettent un déplacement des plaques lors des manutentions.
- **Flasque (bâti) fixe :** sert de butée pour la mise en place des plaques.
- **Flasque mobile :** assure le démontage possible des plaques.
- **Tirants de serrage :** permettent de serrer les plaques entre elles et contre le flasque fixe.
- **Pied support :** supporte l'ensemble des plaques.

Fabrication des plaques

Les plaques sont obtenues par **emboutissage** et sont pourvues de **cannelures**.

Les rôles de ces cannelures sont :

- Augmenter la turbulence pour **améliorer le coefficient d'échange thermique**.
- **Assurer la rigidité mécanique** par un très grand nombre de contacts métal/métal.

Les matériaux utilisés pour la fabrication des plaques sont en général de l'acier inoxydable ou du titane ou autre matériau ductile.

✓ Echangeurs à plaques soudées ou brasées

Les échangeurs à plaques soudées permettent de se passer des joints, qui assuraient le contact étanche entre les plaques.

Il en existe plusieurs catégories en fonction des domaines d'utilisation souhaités.

✓ L'échangeur platulaire

Les canaux de circulation des fluides sont obtenus par soudure à la molette des plaques par paires. Les différentes paires de plaques sont ensuite fixées entre elles par soudure bord à bord.

✓ L'échangeur Compabloc

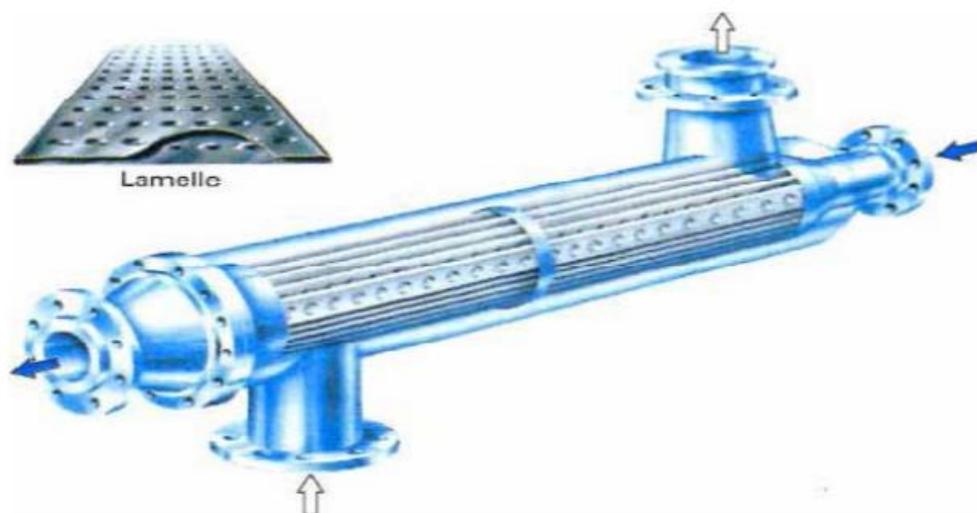
Là aussi, les joints sont remplacés par des soudures. De plus la circulation des fluides est à courants croisés.

✓ L'échangeur Packinox

C'est un échangeur à plaques de **grandes dimensions** (1000 à 8000 m<sup>2</sup>), ayant un **Nombre d'Unités de Transfert élevé**. Les plaques empilées sont insérées dans une calandre pouvant atteindre une longueur de plus de 10 m.

✓ L'échangeur lamellaire

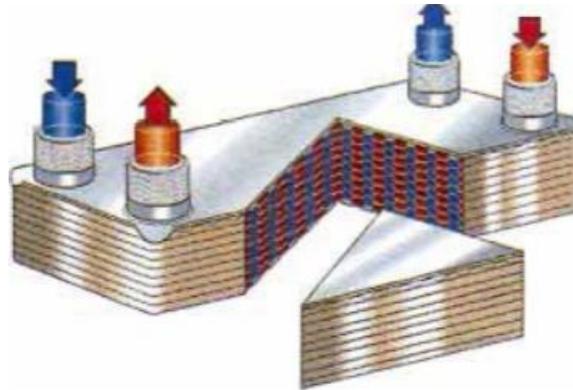
C'est une variante de l'échangeur de type tube et calandre, dans lequel le faisceau est constitué de tubes aplatis ou lamelles.



*Figure I.10 : Echangeur lamellaire.*

✓ L'échangeur brasé

C'est une variante de l'échangeur à plaques et joints conventionnel, mais il ne possède ni joints d'étanchéité, ni tirants de serrage : les plaques sont assemblées par brasure. Il est ainsi plus **compact**.



*Figure I.11 : Echangeur brasé.*

	Pression	Température
Platulaire	30 à 40 bars	Jusqu'à 600°C
Compabloc	Jusqu'à 40 bars	Jusqu'à 300°C
Packinox	Jusqu'à 50 bars	Jusqu'à 600°C
Lamellaire	Jusqu'à 25 bars	Jusqu'à 350°C
Brasé	30 bars	225°C

*Figure I.1 : Tableau de comparaison entre ces différents échangeurs*

**Remarque :** Les niveaux de pression et de température sont plus élevés que pour un échangeur à plaques et joints.

#### I.4.3.c Les échangeurs à surface secondaire

Ces échangeurs sont constitués par un **empilage de tôles ondulées formant des ailettes séparées par des tôles planes**.

On distingue deux modes de fabrication :

- ✓ **LES ECHANGEURS A PLAQUES SERTIES** constitués de tôles planes parallèles entre lesquelles sont disposées des ailettes.
- ✓ **LES ECHANGEURS A PLAQUES BRASEES** : les fluides circulent dans des passages définis par deux tôles planes consécutives et fermées par des barres.

#### I.4.3.d Problèmes propres aux échangeurs à plaques

Les problèmes sont du même type que pour les échangeurs tubulaires :

- ✓ **FLUIDE SOUS FORTE PRESSION ET FORTE TEMPERATURE** : le tableau précédemment vu nous permet de choisir l'échangeur approprié en fonction des pressions et des températures de service.
- ✓ **FLUIDE ENCRASSANT** : la technologie de l'échangeur à plaques est beaucoup moins adaptée pour les problèmes relatifs à l'encrassement. On placera le fluide susceptible d'être plus encrassant dans le canal le moins perturbé.
- ✓ **FLUIDE CORROSIF OU AYANT DES CONSEQUENCES GRAVES EN CAS DE FUITE** : étanchéité à contrôler aux niveaux des jonctions entre plaques : on préférera à la technologie des joints d'autres technologies plus étanches.

#### **I.4.3.e Facteur influençant le rendement**

Le rendement de récupération est fonction de :

- ✓ La configuration de l'écoulement de l'air,
- ✓ L'écartement des plaques,
- ✓ La surface des plaques,
- ✓ L'état de surface des plaques (rugosité, ...).
- ✓ L'efficacité thermique se situe généralement entre 50 - 85 %

#### **I.4.3.f Avantage et désavantage des échangeurs a plaque**

Avantages

- ✓ Simple et fiable,
- ✓ Grande durée de vie et pratiquement pas de panne,
- ✓ Absence de pièces en mouvement, sécurité de fonctionnement,
- ✓ Peu de maintenance nécessaire,
- ✓ Faible risque de contamination de l'air frais en cas de bonne conception,
- ✓ Exécution en divers matériaux et nombreuses combinaisons possibles,
- ✓ La solution la plus adaptée (rentabilité) aux petits débits d'air (< 5 000 m<sup>3</sup>/h).

Désavantages

- ✓ Disposition Air neuf/Air rejeté proche,

- ✓ Sans by-pass, il n'y a pas de régulation de température et donc un risque de surchauffe en été,
- ✓ Danger de givre par température extérieure basse et par dépassement du point de rosée, il faut être attentif à la régulation si on souhaite tenir compte du récupérateur pour dimensionner les chaudières et les batteries de chauffe,
- ✓ L'échangeur présente une perte de charge relativement importante, surtout à de grands débits,
- ✓ En cas de panne des équipements mal conçus peuvent être source de bruit ainsi que de fuites et donc de contamination.

#### I.4.3.g Régulation des échangeurs a plaque

Tous les types de récupérateurs nécessitent un système de régulation :

- ✓ **En hiver** pour éviter le gel du côté de l'air extrait : si l'échange est tel que la température de l'air extrait chute sous 0°C, il faut réduire le transfert de chaleur pour éviter le givre de l'échangeur, ou pratiquer un dégivrage périodique.
- ✓ **En mi-saison** et en été pour éviter la surchauffe de l'air à la sortie du récupérateur : il faut réduire l'échange pour éviter que la température de l'air neuf devienne telle qu'elle contribue à surchauffer l'ambiance intérieure.

Dans le cas d'un échangeur à plaques, seule une régulation par by-pass d'une partie de l'air neuf est possible. Au moyen de registres à volets conjugués, on diminue le débit d'air neuf qui transite dans l'échangeur tandis qu'on augmente simultanément le débit d'air neuf court-circuité. Il est ainsi possible de réduire en continu jusqu'à 0 % la puissance du récupérateur de chaleur.

Du fait même de la technologie d'un échangeur de chaleur, les températures des deux veines d'air à la sortie de l'échangeur ne sont pas identiques. Et même lorsque la température de l'air rejeté est choisie de telle façon (par exemple + 3°C) que tout risque de gel soit exclu, il n'en reste pas moins qu'il existe à l'intérieur de l'échangeur des "coins froids" dans lesquels de l'air neuf froid se trouve en contact avec de l'air repris déjà refroidi ce qui fait que la température des plaques peut localement tomber en dessous de 0°C.

Si, en cet endroit, la température superficielle des plaques est inférieure à la température de rosée de l'air rejeté, une partie de la vapeur d'eau contenue dans cet air va se condenser et geler.

Si l'on peut admettre le gel d'une petite partie de l'échangeur pendant un court laps de temps, il n'en est plus de même sur une longue durée car les particules de glace vont colmater les canaux et entraver la circulation de l'air, d'où une augmentation de la perte de charge et une plus grande consommation d'électricité du ventilateur si l'on souhaite maintenir le même débit d'air.

Pour détecter le gel d'une partie d'un échangeur de chaleur, on procède par mesure de la pression différentielle entre l'amont et l'aval de la veine d'air repris car au fur et à mesure que la couche de glace s'étend et s'épaissit, la perte de charge de l'échangeur sur la veine d'air repris augmente rapidement.

## **I.5 Etude bibliographique**

### **I.5.1 Généralités sur la convection**

Le transfert de chaleur par convection est un mode d'échange d'énergie calorifique qui entraîne le déplacement d'un fluide (liquide, gaz). [1] Lors de la convection, la transmission de la chaleur aura lieu entre les parties du fluide chauffé inégalement ou bien entre le fluide et les corps solides (une paroi par exemple). Suivant la cause du mouvement du fluide on distingue :

- ✓ La convection libre ou naturelle
- ✓ La convection forcée
- ✓ La convection mixte

#### **I.5.1.a Définition de la Convection naturelle**

La convection naturelle explique les mouvements des grandes masses d'air autour de la Terre, actions de vents, formations des nuages et formations de courants océaniques. Elle est dite libre lorsque le mouvement du fluide est dû à l'action simultanée des différences de température qui existent dans le milieu et d'un champ de force massique.

#### **I.5.1.b Définition Convection forcée**

La convection est dite forcée lorsque le mouvement du fluide est provoqué par un champ de force extérieur. Dans les conditions naturelles, la convection forcée est due au vent qui est lui-même la résultante du gradient local de la pression atmosphérique. Le fluide échange de la chaleur avec des parois, mais son mouvement est pratiquement peu influencé par les différences de température.

### **I.5.1.c Définition Convection mixte**

Les mouvements de l'air sont produits à la fois par les facteurs qui entretiennent le vent et par les gradients verticaux de température. Les transferts de chaleur et de masse sont alors dus en partie à la convection naturelle et en partie à la convection forcée.

### **I.5.2 Utilisation des ondulations**

L'objectif d'utiliser la forme ondulée des parois c'est pour perturber l'écoulement. La forme sinusoïdale a comme effet :

- Atténuation des contraintes thermique agissantes sur les parois suite à leurs dilatations différentielles par rapport à la calandre
- Amélioration du transfert convectif, la forme ondulée brise la couche limite formée et permettra le remplacement continu du fluide près de la paroi solide
- Augmentation de la surface d'échange pour une distance considérée
- Exploitation des changements alternés des courbes en vue de faciliter la manifestation de mouvement secondaire du fluide
- Augmentation des pertes de charge

### **I.5.3 Synthèse bibliographique sur l'amélioration du transfert convectif dans les échangeurs de chaleur**

Dans le cadre d'élucider ou encore de mieux comprendre l'amélioration du transfert convectif, notre recherche bibliographique s'est portée sur des études antérieures expérimentales et numériques des écoulements turbulents sur les parois ondulées. A cet effet on trouvera ci-dessous le résumé de cette recherche bibliographique.

Les différentes techniques voire recherches scientifiques, empruntant parfois le chemin d'études empiriques ou d'approches numériques, ont toutes mis en exergue le fait que la technique d'augmentation du transfert de chaleur sur les parois ondulées demeure un paramètre substantiel pour la conception des échangeurs de chaleur compacts.

Bien que les plaques nervurées, disposées en parallèles et faciles à entretenir constituent généralement ces échangeurs, les échangeurs à plaque ondulées sont des tôles planes, parallèles, séparés par des ondulations, facilitant ainsi la circulation des fluides. Les ondulations en question, dont les parois externes sont habilitées à supporter une pression avoisinant les 30 bars, peuvent assumer le rôle d'ailettes et d'entretoise. En outre, il est bon de souligner que les plaques ondulées possédant une sinusoïdale, obtenue par une succession d'arcs, ont une meilleure performance comparée à celle des parois planes. Ces formes sinusoïdales ont donc pour effet de :

- ✓ Limiter les contraintes thermiques agissant sur les parois suite à leurs dilatations différentielles par rapport à la calandre.
- ✓ Améliorer l'effet de la convection de part et d'autre de ces plaques
- ✓ Augmenter leur surface pour une distance considérée
- ✓ Exploiter les changements alternés des courbures en vue de faciliter la manifestation mouvement secondaire du fluide
- ✓ Augmenter les pertes de charge

Par ailleurs cette forme ondulée de la plaque, qui d'une part brise la couche limite formée d'autre part permet une substitution perpétuelle du fluide à proximité de la paroi solide, ce qui peut avoir comme effet d'augmenter une occasionnelle et rechercher une perte de charge.

Ce qui signifie que, la solution la plus adéquate demeure dans la mise en œuvre d'un processus physique, dont le rôle substantiel serait d'augmenter au maximum le transfert de chaleur tout en ayant comme souci constant d'en minimiser les pertes de charges.

Enfin il importe de ne pas omettre les autres paramètres qui sont aussi influents, à savoir : la simplicité de la construction, l'usinage et la maintenance, tous indispensables lors de l'élaboration de ces systèmes thermiques.

#### **I.5.4 Synthèse bibliographique de l'effet de l'ondulation sur l'échange thermique**

Dans une approche particulière concernant la quantification de l'effet de l'ondulation sur l'intensification de l'échange de chaleur, bon nombre de chercheurs ont mis la main à la patte afin d'élaborer des études expérimentales mettant en exergue les sinuosités.

On cite entre autres, HUDSON [5], Chauve et Schiestel [6] dont le mérite réside en une approche expérimentale ayant trait, tout aussi bien aux fluides compressibles qu'aux fluides incompressibles, et ce pour diverses géométries dont : la géométrie rectangulaire.

Les caractéristiques d'un transfert de chaleur en régimes turbulent pour un canal ondulé furent abordées expérimentalement par Saniei et Dini [7]. Ils ont constaté que, sur une distance courte de la crête de chaque ondulation, le minimum du nombre de Nusselt local était placé en aval, tandis que le maximum est situé en amont.

De plus, ils sont parvenu à démontrer que, vu le développement périodique entier de l'écoulement, la moyenne du nombre de Nusselt reste constante en aval de la 3eme ondulation après avoir atteint sa valeur maximale lors de la 2eme.

Dans le même contexte, soulignons les œuvres de Hsu et Kennedy [8]. Qui consistaient en une étude au sein d'une conduite dont les ondulations des parois internes sont sujettes à des écoulements respectifs de deux fluides distincts, à savoir l'eau et l'air. La variation de la section due à l'effet des courbures de la paroi interne et la présence des courants de retour derrière chaque crête sont à l'origine des modifications du profil de vitesse et du transfert thermique comparés à ceux se manifestant d'une conduite lisse.

A son tour Coutanceau [9], a ciblé simultanément deux paramètres étudiés localement, et la quantité de chaleur perdue par la plaque et coefficient de frottement contre ces parois ; et dont il a proposé de nouvelles relations.

L'écoulement de l'eau dans un canal rectangulaire, dont la paroi intérieure était réalisée avec des plaques ondulées de plexiglas détachables, fut l'objet d'une étude expérimentale menée par Hudson et al. [10]. Ainsi, sur les 36 ondulations considérées, des mesures furent effectuées au niveau de la 31eme, en vue d'authentifier le développement d'une totale périodicité de l'écoulement. Rappelons que les paramètres de cette expérience sont les suivants : la longueur d'onde ( $\lambda = H$ ) et l'amplitude ( $A_m = 0.05 H$ ), avec H est la hauteur moyenne du canal.

Notons tout de même que ce travail s'inscrit dans le registre des rares études aboutissant à des mesures supplémentaires sur le tenseur de Reynolds [11].

### **I.5.5 Synthèse bibliographique sur les résolutions numériques de l'écoulement**

Diverses publications ayant pour objets, la détermination des caractéristiques thermiques des écoulements sur les plaques ont été élaborées dans le but d'une résolution numérique adéquate des problèmes qui les régissent.

Ainsi l'adoption du modèle  $k-\varepsilon$  de Jones et Launder [60] s'est avéré le moyen le plus approprié pour la confirmation des résultats expérimentaux obtenus.

Quant à la convection thermique sur des parois ondulées d'un générateur de vapeur vertical à une passe, elle fut étudiée numériquement par J. Gosse et R. Schiestel [35] en ayant recours à différentes approches, visant à démontrer l'influence des ondulations de faibles amplitudes sur ces écoulements turbulents.

Une modélisation jalonnée fondamentalement par le principe de la viscosité turbulente et validée à posteriori par expérimentation ; faisant elle-même appel à la notion du Prandtl turbulent et consistant à évaluer des flux de chaleur par l'hypothèse de la diffusivité thermique turbulente, dont les précurseurs ne sont d'autres autres que R. Schiestel et M. P. Chauve [48]. Ces derniers ont donc certifié que les variations de section (alternance partie concave et convexe) sont à l'origine des modifications des valeurs classiques obtenues pour la paroi plane ; justifiant ainsi la présence de mouvements retour derrière chaque crête.

Inspiré par le caractère répétitif du profil de ce type de paroi, E. M. Sparrow [17] formule une approche globale de cet écoulement devenant périodiquement établi loin des extrémités du canal. La formulation d'une approche générale du traitement numérique des équations de continuité, de quantité de mouvement et de l'énergie régissant ce type d'écoulement fut l'œuvre de Faghri et Al. [18] faisant usage des coordonnées non cartésiennes.

Le modèle simple traitant numériquement le développement de la couche limite compressible avec un transfert de chaleur, mis en œuvre par C. Mari et Al. [14] n'est en fait qu'une éminente inspiration des travaux de Launder et Spalding [05].

Ainsi, faut-il noter que sur un plan historique, les lois de la paroi ont initialement été établies pour des écoulements turbulents sur des plaques lisses.

Chronologiquement, S. V. Patankar [56] et D. B. Spalding [16] ont insufflé un vent d'innovation sur les méthodes numériques et qui ont désormais préconisé l'adoption de nouvelles stratégies qui offrent justement l'avantage d'éviter le calcul détaillé de la sous couche visqueuse adjacente à la paroi. Celle-ci s'est donc vue assimilée à une zone de cisaillement turbulente ou l'on aura introduit les grandeurs moyennées. Ainsi la méthode numérique sera donc moins coûteuse compte tenu du fait que l'on a préalablement retiré du domaine de calcul notamment la couche limite.

Entre autres paramètres, l'on notera que le rapport amplitude d'onde/ longueur d'onde est introduit dès lors ou l'étude d'un écoulement au-dessus d'une paroi ondulée-laminaire soit il ou turbulent s'avère complexe.

En vue d'entamer la résolution des équations de Navier-stokes, Patel et Al [59] ont présenté un nouveau calcul basé sur l'algorithme SIMPLER et le modèle  $k-\varepsilon$  en utilisant le profil de poiseuille (en laminaire) comme conditions initiales.

Sur un autre plan, M. C. Richmond et V. C. Patel. [4] se sont intéressés à une étude similaire visant un régime d'écoulement turbulent.

G. Tanda et G. Vittori ont étudié uniquement un écoulement laminaire sur une paroi ondulée en deux dimensions avec l'objectif de voir l'effet de la géométrie et les nombres de Reynolds et Prandtl sur le transfert thermique. La détermination du taux de transfert thermique pour un écoulement périodique dans une configuration géométrique ondulée fut l'œuvre de Wang et Vanka [23], ces derniers relevèrent qu'en régime permanent, le Nusselt moyen pour un canal ondulé est légèrement plus grand que celui d'un canal à parois parallèles. Tandis que pour un régime transitoire, le transfert de chaleur se voit amélioré de 2.5 fois. Alors qu'en régime transitoire pour un canal à parois parallèles il reste presque constant, le facteur de frottement pour un canal à parois ondulés est 2 fois plus important.

Inspirés par le principe de la viscosité turbulente à deux équations, Dellil et Al [03] ont recouru à l'utilisation d'un modèle de calcul fondé tout aussi bien sur la méthode des volumes finis que sur la technique de modélisation dite « bicouche » et ce dans la perspective de calculer l'écoulement turbulent sur une plaque ondulée.

Ce qui se résumait, en fait, à mettre en œuvre une possible combinaison du modèle standard de turbulence  $k-\varepsilon$  pour l'écoulement du noyau externe avec celui à une équation, permettant la résolution près de la paroi. Encore faut-il attester, les avantages substantiels de ce modèle dit « two layers », en vue de jeter une lumière crue sur les paramètres les plus déterminants d'un écoulement turbulent sur une paroi ondulée.

En l'occurrence, les résultats attestent d'une façon assez indéniable les carences et les lacunes de la loi classique de la paroi en matière de prédiction de type de d'écoulement similaire, et il fut donc judicieux même indispensable de préconiser l'utilisation de l'intégration direct de la paroi.

Ceci est d'autant plus justifié et argumenté. Si on se proposait d'entamer une étude comparative des résultats obtenus pour une paroi ondulée par rapport à ceux d'un canal droit ses ondulations, et l'on aura inévitablement conclu que le nombre moyen de Nusselt ne cesse de croître jusqu'à atteindre une valeur critique enregistrée justement à l'endroit où l'amplitude d'ondulation est à son maximum. de ce fait, l'on aura abondamment documenté l'impact de l'amplitude d'ondulation aussi bien sur le transfert de chaleur que sur les perte de charges.

Pour diverses configuration géométrique considérablement compliquée, de nouvelles stratégies de modélisation ont vu le jour ces derniers temps ; et qui se sont caractérisées par leur abandon du modèle de turbulences et donc l'adoption des calculs directs. Et l'on aura indéniablement noté dans bien de cas, la rivalité que vient proposer ce type d'étude, qui offre éminemment l'avantage d'une grande précisions, aux études dites expérimentales, dont on a manifestement relevé les limites.

Ainsi, les calculs numériques recourant aux modèles statiques de turbulence et instationnaires sur des parois ondulées, Wang et Vanka [23] ont relevés que le taux de transfert de chaleur est sensiblement élevé. Pour la même configuration géométrique abordée, la transition se manifeste pour un nombre de Reynolds avoisinant les 180.

Pour toutes ces considérations, et pour ne citer que celle-ci, nous avons jugé utile, voire judicieux d'opter pour les travaux menés par C. MaaB et U. Schumann [12, 13] et H.S Yoon et Al. [27] en vue de la validation de la partie hydrodynamique de la modélisation.

## II Chapitre II : formulation mathématique et modèle de turbulence

II	Chapitre II : formulation mathématique et modèle de turbulence .....	29
II.1	Généralité sur la turbulence .....	30
II.1.1	Introduction.....	30
II.1.2	Couche limite turbulente .....	31
II.2	Résolution des équations de Navier Stokes .....	34
II.2.1	Equations de transport .....	34
II.2.2	Fermeture des équations de bilan.....	36
II.3	Modèle statistique de turbulence.....	37
II.3.1	Le modèle k- $\epsilon$ realizable .....	38
II.3.2	Le modèle k- $\omega$ SST (shear stress transport : transport de contrainte de cisaillement).....	39
II.3.3	Le modèle aux tensions de Reynolds RSM .....	41
II.3.4	Traitement de paroi standard .....	42

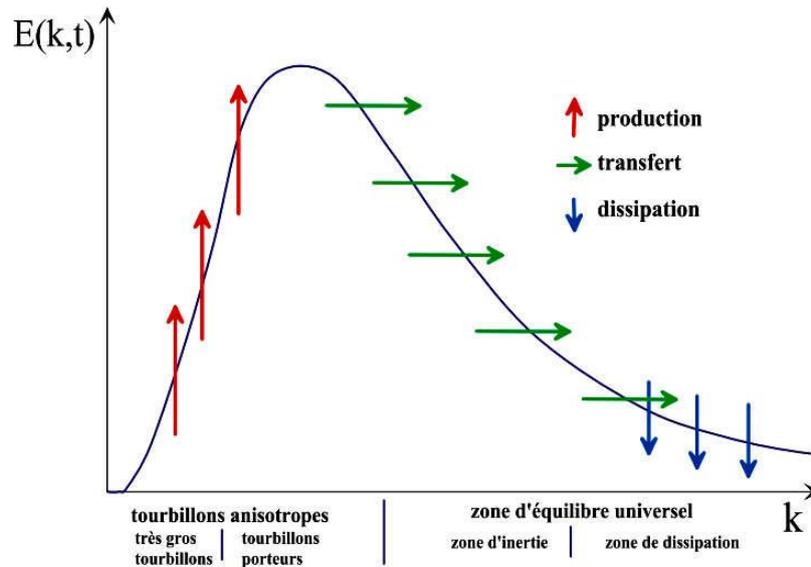
## II.1 Généralité sur la turbulence

### II.1.1 Introduction

De nos jours, la résolution et la prédiction des phénomènes de d'écoulement de fluide et de transfert thermique se fait par l'utilisation de nombreux code de calcul numérique. Ces méthodes d'informatique utilisées en industrie offrent une solution très intéressante dans l'étude des modes et principes de fonctionnement de plusieurs appareils de géométries complexe, en ayant accès a toutes les quantités scalaire (la température, la pression, la vitesse, ...etc.) et cela dans tous les domaines d'étude. Ces outils permettent de procéder à des études d'optimisation tout en évitant la construction des prototypes couteux et en réalisant un gain du temps considérable.

Dans le cadre de notre travail nous allons utiliser le code commercial ANSYS FLUENT dans le chapitre suivant pour effectuer les différentes simulations d'écoulement et de transfert thermique.

La turbulence est l'état d'un fluide dont l'écoulement est irrégulier tel qu'en tout point de l'espace la vitesse varie aléatoirement. Chacun peut observer dans sa vie de tous les jours, que les mouvements des fluides sont en fait complexes, désordonnés, bref... turbulents. Il est en fait très rare d'observer un écoulement complètement régulier, et souvent on pense que les écoulements réels sont désordonnés car les forçages qui leur ont donné naissance le sont, ou que les conditions extérieures sont mal contrôlées ou complexes : c'est faux. Les écoulements sont turbulents et imprévisibles par nature. Ces écoulements qualifiés de turbulents contiennent des structures tourbillonnaires, de tailles et de durée de vie très variées, qui assurent le transfert d'énergie cinétique des grosses structures vers les structures les plus petites. Ce phénomène est appelé la "cascade d'énergie" et il cesse lorsque la taille des petites structures devient très faible et la dissipation de viscosité l'emporte et fait disparaître toute l'énergie cédée. Cela définit l'échelle de Kolmogorov présenté par le spectre de l'énergie  $E(k)$



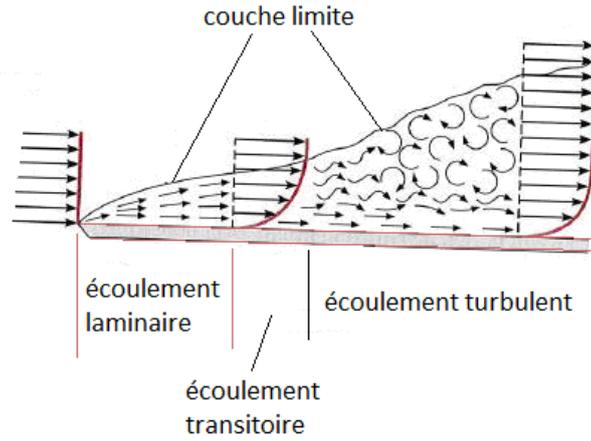
**Figure II.1** : Spectre de l'énergie de la turbulence en fonction du nombre d'onde où l'on distingue les différentes régions de dissipation, transfert de l'énergie des structures et dissipation de celle-ci

### II.1.2 Couche limite turbulente

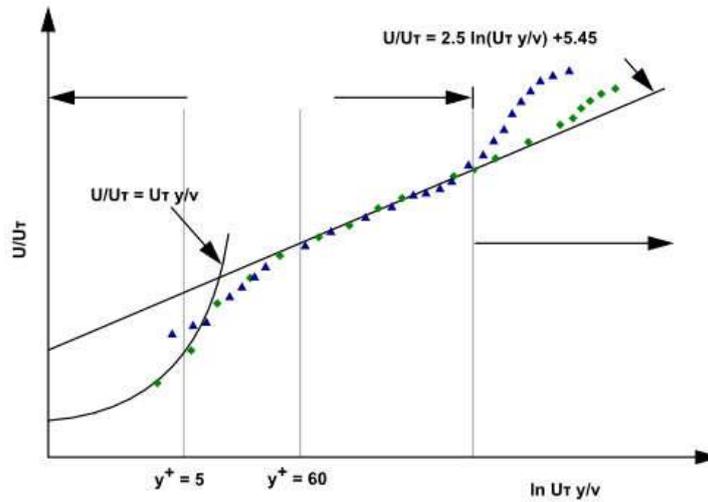
On définit généralement la couche limite comme une région de faible épaisseur produite par l'écoulement d'un fluide visqueux en présence d'un obstacle. Une couche limite est qualifiée de laminaire, quand la valeur du nombre de Reynolds  $Re$  est inférieure à une valeur critique, dans le cas contraire elle est qualifiée de turbulente.

Les premières mesures effectuées dans la couche limite turbulente ont permis de distinguer différentes régions, décrites par des grandeurs cinématiques caractéristiques différentes.

- La sous couche visqueuse pour la dynamique et sous couche conductive pour la thermique ou les effets visqueux et conductifs sont prépondérants
- La région logarithmique qui est une zone pleinement turbulente
- La région intermédiaire appelée également région tampon située entre la sous couche et la région logarithmique et caractérisée par des effets moléculaires et turbulents du même ordre de grandeur.



(a) : Profil de vitesse



(b) : Profil de vitesse  $U / U_t$

Figure II.2 : Profils de vitesse dans la couche limite turbulente

**II.1.2.a Zone intérieure**

- **Sous couche visqueuse**

Dans la région proche de la paroi, les grandeurs cinématiques sont généralement reliées aux paramètres internes de la couche limite, à savoir  $u_\tau$ , la vitesse de frottement à la paroi et  $\nu$  la viscosité cinématique du fluide. Il est donc possible d'adimensionner la vitesse  $U$  par la vitesse à la paroi  $u_\tau$ , et la distance au profil  $y$  par la taille de la première maille

$$h_0 = \frac{\nu}{u_\tau} \tag{II.1}$$

On définit ainsi les grandeurs adimensionnelles  $U^+$  et  $y^+$  :

$$U^+ = \frac{U}{u_\tau} \quad (\text{II.2})$$

Et l'échelle de la longueur adimensionnée :  $y^+ = \frac{yu_\tau}{\nu}$

Dans la région externe, d'autres paramètres peuvent intervenir comme  $\delta$  l'épaisseur de la couche limite et  $U_e$  la vitesse de l'écoulement à l'extérieur. On définit ainsi la grandeur adimensionnelle, qui représente la distance au profil depuis la région extérieure à la couche limite :

$$\eta = \frac{y}{\delta}$$

On cherche le profil de vitesse dans la couche limite turbulente sous la forme

$$U^+ = f(y^+)$$

On distingue cinq régions, celles-ci sont représentées sur la courbe de vitesse

La loi pariétale de la dynamique de La sous couche visqueuse  $y^+ \leq 5$ , A proximité immédiate de la paroi, le terme de frottement laminaire est dominant car les vitesses moyennes et les fluctuations de vitesse tendent vers 0 à la paroi. L'échelle caractéristique de la vitesse dans cette zone est la vitesse de frottement  $u_\tau$ .

$$U^+ = y^+ \quad (\text{II.3})$$

Par analogie à la dynamique, la température de frottement de la paroi  $T_\tau$  peut s'écrire avec la relation suivante

$$T_\tau = \frac{\dot{q}_p}{\rho c u_\tau}$$

Et sa forme adimensionnée

$$T^+ = \frac{\bar{T} - T_p}{T_\tau}$$

L'échelle de longueur thermique est définie par :

$$y^{++} = \frac{yu_\tau}{a}$$

Ainsi la loi pariétale thermique s'exprime par :

$$T^+ = y^{++} \quad (\text{II.4})$$

- **Région logarithmique**

Elle représente la zone la turbulence est la plus importante, et les valeurs de  $y^+$  sont comprises entre  $50 \leq y^+ \leq 500$ . C'est-à-dire qu'elle constitue la partie extérieure de la couche interne. Comme son nom l'indique, la vitesse moyenne  $U$  varie ici comme  $\log y$ , ce qui se traduit en coordonnées semi-logarithmiques par une loi linéaire. Dans cette zone, la viscosité turbulente a pris le pas sur la viscosité moléculaire.

Alors, la loi logarithmique dynamique et thermique qui définit cette région est :

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + 5.45 \quad (\text{II.5})$$

$$T^+ = \frac{1}{\kappa'} \ln y^{++} + 5.45 \quad (\text{II.6})$$

$\kappa$  : Constante de Von Karman et  $\kappa'$  son équivalent pour la thermique

### II.1.2.b Zone extérieure

Lorsque l'on quitte la sous couche visqueuse, le terme de frottement turbulent devient progressivement prépondérant par rapport au frottement laminaire. Si bien que lorsque l'on s'approche de la frontière de la couche limite, le frottement laminaire devient négligeable. La différence entre la vitesse moyenne  $U$  dans cette zone et la vitesse extérieure  $U_\infty$  est de l'ordre de grandeur de la vitesse de frottement  $u_\tau$ .

L'échelle de longueur dans la cette zone est l'épaisseur de couche limite  $\delta$ .

La vitesse et la température évoluent avec les lois suivantes

$$\frac{U-U_\infty}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{y}{\delta} \quad (\text{II.7})$$

$$\frac{T-T_\infty}{T_\tau} = \frac{1}{\kappa'} \ln \frac{y}{\delta} \quad (\text{II.8})$$

Avec  $U_\infty$  et  $T_\infty$  sont la vitesse et la température loin de la paroi.

## II.2 Résolution des équations de Navier Stokes

### II.2.1 Equations de transport

Dans cette partie de notre travail nous étudierons l'écoulement de l'air dans un échangeur de chaleur à plaque dans un régime turbulent avec un transfert convectif. Les

équations de Navier Stokes (sans termes source ni force extérieures) seront utilisées pour décrire l'écoulement de l'air considéré comme un fluide newtonien incompressible.

Ces équations de Navier stockes expriment la conservation de masse, de quantité de mouvement et également la conservation de l'énergie

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = 0 \quad (\text{II.9})$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i u_j) = \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \quad (\text{II.10})$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho h) + \frac{\partial}{\partial x_i} (u_i (\rho h + p)) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial x_i} + u_j (\sigma_{ij}) \right) \quad (\text{II.11})$$

Ou  $p$  est la pression statique,  $h$  est l'enthalpie spécifique définie par l'équation et  $\sigma_{ij}$  est le tenseur des contraintes visqueuses défini par l'équation

$$h = \int_{T_{ref}}^T c_p dT \quad (\text{II.12})$$

$$\sigma_{ij} = \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \mu \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \quad (\text{II.13})$$

Pour un écoulement turbulent, un traitement statistique doit être utilisé pour prédire les caractéristiques de la turbulence. Pour cela, la décomposition de Reynolds est considérée pour la vitesse, la pression et l'enthalpie à un instant,  $t$  :

$$u_i = U_i + u_i'(t)$$

$$p = P + p'(t)$$

$$h = H + h'(t)$$

$U, P, H$  : sont les valeurs moyennes de chaque variable considérée.

$u_i'(t), p'(t), h'(t)$  : Sont les valeurs fluctuantes de chaque variable considérée. Alors les équations régissant l'écoulement moyen deviennent :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho U_i) = 0 \quad (\text{II.14})$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho U_i) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho U_i U_j) = \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\sigma_{ij} - \rho \overline{u_i' u_j'}) \quad (\text{II.15})$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho H) + \frac{\partial}{\partial x_i} (U_i (\rho H + P)) = \frac{\partial}{\partial x_i} (\lambda_{eff} \frac{\partial T}{\partial x_i} + U_j (\sigma_{ij})_{eff}) \quad (\text{II.16})$$

Où  $\lambda_{eff}$  est la conductivité effective et est égale à la somme de la conductivité moléculaire et de la conductivité turbulente. Elle sera exprimée par la suite selon le modèle de turbulence considérée.

Le terme  $(\rho \overline{u'_i u'_j})$  est appelé "tenseur de Reynolds" (contraintes turbulentes), et représente le transfert de quantité de mouvement par le champ fluctuant.

Il traduit l'effet de la turbulence sur l'écoulement moyen et rend le système d'équation ouvert.

En effet, l'application de la décomposition de Reynolds aux équations de bilan initiales, introduit une perte d'information relative aux grandeurs fluctuantes et pour pallier ce problème, des équations de fermeture définissant les modèles de turbulence, que nous présentons dans la section, sont alors utilisées.

## II.2.2 Fermeture des équations de bilan

On distingue généralement deux grandes classes de modèles de fermeture des équations de bilan.

- Les modèles à viscosité turbulente (modèles du premier ordre) basés sur l'hypothèse de Boussinesq qui consiste à modéliser directement les tensions de Reynolds à l'aide d'une viscosité turbulente. Par similitude avec la loi de comportement d'un fluide visqueux reliant le tenseur des contraintes visqueuses au champ de vitesse, Boussinesq (1897) a proposé de relier le tenseur de Reynolds au champ moyen de vitesse par :

$$-\rho \overline{u'_i u'_j} = \mu_t \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (\text{II.17})$$

L'objet de la modélisation de la turbulence dans ce cadre est d'avoir une relation entre et  $\mu_t$  les autres inconnues du problème afin de fermer le système d'équations à résoudre. Exprimée telle quelle, cette relation fournit une énergie cinétique turbulente nulle. En effet, si on prend la trace de ce tenseur et compte tenu de l'incompressibilité du champ moyen on obtient  $k = 0$ .

Pour remédier à ce problème on utilise plutôt la relation suivante :

$$-\rho \overline{u'_i u'_j} = \mu_t \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \left( \rho k + \mu_t \frac{\partial U_i}{\partial x_i} \right) \quad (\text{II.18})$$

Où  $\mu_t$  représente une viscosité turbulente,  $\delta_{ij}$  est le tenseur de Kronecker (si  $i = j$ ,  $\delta_{ij} = 1$  ; si  $i \neq j$ ,  $\delta_{ij} = 0$ ) et  $k$  est l'énergie cinétique turbulente,  $k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i}$ .

Ainsi, la définition de la viscosité turbulente détermine le modèle de turbulence.

- Les modèles du second ordre : Les tensions de Reynolds sont calculées directement, la modélisation portant sur les moments d'ordre supérieur. C'est-à-dire introduire de nouvelles équations de transport pour ces termes de corrélations doubles. Ces nouvelles équations ne ferment pas pour autant le système d'équations car à leur tour, elles introduisent des termes de corrélations triples qu'il faut à nouveau fermer.

### II.3 Modèle statistique de turbulence

Le logiciel ANSYS FLUENT, propose deux catégories de la modélisation de la turbulence : les méthodes statistiques en un point et la simulation des grandes échelles, (LES). Dans le cadre de ce travail, nous utilisons la première catégorie. Elle est désignée par le sigle "RANS" (Reynolds Averaged Navier-Stokes) et utilise des équations moyennées, complétées par des hypothèses de fermeture convenables afin de résoudre les équations de Navier-Stokes. Cette catégorie est la plus utilisée dans la prédiction des écoulements turbulents industriels. Elle s'avère être robuste et moins gourmandes en temps de calcul par rapport aux méthodes (LES) et (DNS) qui demandent une puissance de calcul très importante.

Dans cette section, nous présentons trois modèles de turbulence proposés par ANSYS FLUENT que nous allons utiliser lors des différentes études de ce rapport. A savoir, les modèles à deux équations  $k - \varepsilon$  Realizable,  $k - \omega$ SST (Shear Stress Transport) et le modèle aux tensions de Reynolds à sept équations, RSM. Le choix de ces trois modèles de turbulence est basé sur la nature des écoulements que nous allons traiter dans cette thèse.

Ainsi, le modèle  $k - \varepsilon$  Realizable a été choisi parmi les modèles  $k - \varepsilon$  implantés dans le code de calcul ANSYS FLUENT car il prédit mieux que le modèle  $k - \omega$ SST standard les écoulements décollés, les séparations de couches limites et les recirculations. Quant au modèle  $k - \omega$  SST, il est adaptés aux écoulements complexes (écoulements proche parois, écoulements à cisaillement libre, séparation, ...etc.) et il permet de modéliser distinctement la turbulence à bas nombre de Reynolds et celle à haut nombre de Reynolds. Le modèle RSM a été également testé car la fermeture du système d'équations de bilan est effectuée à un ordre plus élevé que celui des deux premiers modèles en abandonnant la notion de l'isotropie. Cela nous permettra de vérifier si son utilisation, dans notre cas, apportera de significatives améliorations aux prédictions des modèles à deux équations.

### II.3.1 Le modèle $k-\varepsilon$ réalisable

Le modèle  $k - \varepsilon$  Réalisable, a été conçu par T.-H. Shih et al. [3] afin d'améliorer le modèle  $k - \varepsilon$  standard proposé par Launder et Spalding [4] et cela en adoptant :

- Une nouvelle formulation de la viscosité turbulente.
- Une nouvelle équation du transport, pour le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente  $s$ , dérivée d'une représentation exacte de la vorticité fluctuante.

Ce modèle a été validé pour un grand nombre d'écoulement : écoulements rotationnels, des écoulements à forts gradients de pression adverses et ceux présentant des séparations et des recirculations. Pour tous ces écoulements, la prédiction de l'écoulement par ce modèle s'est révélée sensiblement meilleure que le modèle  $k - \varepsilon$  standard [3].

Le modèle  $k - \varepsilon$  Réalisable correspond à la résolution de deux équations de transport, l'une pour l'énergie cinétique de la turbulence  $k$  et l'autre pour la dissipation de cette énergie  $\varepsilon$ . L'équation de l'énergie  $k$  est définie de la même manière que celle du modèle  $k - \varepsilon$  standard :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho k u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon - Y_M + S_k \quad (\text{II.19})$$

En revanche, l'équation d'  $\varepsilon$  est différente et elle s'écrit sous la forme suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \varepsilon u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \rho c_1 S \varepsilon - \rho c_2 \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{\nu \varepsilon}} + C_{l\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} C_{3\varepsilon} G_b + S_\varepsilon \quad (\text{II.20})$$

Avec :

$$C_1 = \max \left[ 0, 43 \frac{\eta}{\eta + 5} \right], \eta = S \frac{k}{\varepsilon}, S = \sqrt{2 S_{ij} S_{ij}} \quad (\text{II.21})$$

Dans ces 25 équations [25] :  $\mu_t$  est la viscosité turbulente, s'exprime par :

$$\mu_t = \mu C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}, \text{ ou } C_\mu \text{ est variable définie par } C_\mu = \frac{1}{A_0 + A_s \frac{K U^*}{\varepsilon}}$$

- $\sigma_k$  et  $\sigma_\varepsilon$  sont, respectivement, le nombre de Prandtl turbulent pour  $k$  et  $\varepsilon$ .
- $S = \sqrt{2 S_{ij} S_{ij}}$  est le module du taux moyen du tenseur de déformation.
- $G_k = -\rho u'_i \frac{\partial u_j}{\partial x_i}$  représente la génération de l'énergie cinétique turbulente.
- $G_b = \beta g_i \frac{\mu_t}{\rho_r} \frac{\partial T}{\partial x_i}$  correspond à la production de la turbulence due à la gravité, avec  $g_i$  les composantes du vecteur gravitationnel et  $\beta$  le coefficient de dilatation
- $Y_m$  représente la contribution de la dilatation fluctuante (compressibilité) sur la turbulence.
- $C_2$  et  $C_{l\varepsilon}$  sont des constantes propres au modèle  $k - \varepsilon$  Réalisable, données sur le tableau

## II.1.

- $C_{3\varepsilon}$  contrôle la contribution des forces de pesanteur sur  $\varepsilon$  selon le sens de l'écoulement.
- $S_k$  et  $S_\varepsilon$  sont des termes sources définis par l'utilisateur.
- Pour le transfert convectif, la conductivité thermique effective,  $\lambda_{eff}$ , définie dans l'équation

$$\text{II.16 est calculée par la relation suivante, } \lambda_{eff} = \lambda + \frac{c_p \mu_t}{Pr_t}$$

Les différentes constantes utilisées dans ce modèle sont présentées dans le tableau II.1 :

$C_{1\varepsilon}$	$C_2$	$\sigma_k$	$\sigma_\varepsilon$	$Pr_t$	$A_0$
1.44	1.9	1	1.2	0.85	4.04

*Tableau II.1 : constance du modèle de  $k - \varepsilon$  Realizable*

### II.3.2 Le modèle $k - \omega$ SST (shear stress transport : transport de contrainte de cisaillement)

Le modèle  $\kappa - \omega$ SST présente une alternative au modèle  $K - \varepsilon$  de Wilcox. Il a été conçu par Menter [5] afin de résoudre le problème de la dépendance du modèle  $K - \omega$  Standard aux écoulements libres [5, 6] et plus particulièrement sa grande sensibilité à la valeur du taux de dissipation spécifique  $\omega_f$  à l'extérieur de la couche limite. Menter [5] a montré que grâce à son implémentation, le modèle  $\kappa - \omega$ SST présente des résultats significatifs dans les écoulements à gradients de pression adverses et qu'il est le seul modèle capable de prédire avec précision les zones de séparation induite par la pression et l'interaction visqueuse-non-visqueuse des écoulements.

La formulation du modèle  $k - \omega$ SST contient deux principales modifications par rapport au modèle  $k - \omega$  Standard. La première modification concerne la définition de la viscosité turbulente  $\mu_t$  qui a été reformulée pour calculer les effets du transport de la principale contrainte turbulente de cisaillement. Cette caractéristique donne, au modèle,  $\kappa - \omega$ SST un avantage en termes de performance par rapport au modèle  $k - \omega$  Standard, voire au modèle  $k - \varepsilon$ .

- Viscosité turbulente

La nouvelle expression de la viscosité turbulente devient :

$$\mu_t = \frac{\rho k}{\omega} \frac{1}{\max\left[\frac{1}{\alpha^* \alpha_1 \omega}, \frac{SF_2}{\alpha^* \alpha_1 \omega}\right]} \quad (\text{II.22})$$

Où  $S$  est la norme du taux de déformation et  $F_2$  est une fonction de mélange qui s'exprime en fonction de  $\omega$  et  $y$  la distance par rapport à la paroi :

$$S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}, F_2 = \tanh(\Phi_2^2) \text{ avec } \Phi_2 = \max\left[2 \frac{\sqrt{k}}{0.09\omega y}, \frac{500\mu}{\rho y^2 \omega}\right] \quad (\text{II.23})$$

- Terme de diffusion transversal

Le modèle  $\kappa - \omega SST$  est basé sur la combinaison du modèle  $\kappa - \omega$  Standard et du modèle  $K - \varepsilon$  Standard, en transformant le modèle  $\kappa - \varepsilon$  Standard en équations basées sur  $k$  et  $\omega$ . Cela conduit à l'introduction d'un terme de diffusion transversal,  $D_\omega$  défini par la relation suivante :

$$D_\omega = 2(1 - F)\rho\sigma_{\omega,2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (\text{II.24})$$

$$\text{Avec } F_1 = \tanh(\Phi_1^4) \quad (\text{II.25})$$

$$\Phi = \min\left[\max\left(\frac{\sqrt{k}}{0.09\omega y}, \frac{500\mu}{\rho y^2 \omega}\right), \frac{4\rho k}{\sigma_{\omega,2} D_\omega^+ y^2}\right] \quad (\text{II.26})$$

$$D_\omega^+ = \max\left[2\rho \frac{1}{\sigma_{\omega,2}} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-10}\right] \quad (\text{II.27})$$

$D_\omega^+$  est la partie positive du terme de diffusion.

Alors, les équations de transport pour le modèle  $\kappa - \omega SST$  deviennent :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + \tilde{G}_k - Y_k + S_k \quad (\text{II.28})$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \omega u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + G_\omega - Y_\omega + D_\omega + S_\omega \quad (\text{II.29})$$

Ou [26]

- $\tilde{G}_k = \min(G_k, 10\rho\beta^*k\omega)$  correspond à la génération de l'énergie cinétique turbulente
- $\tilde{G}_k = \frac{\alpha}{V_t} G_k$  correspond à la production de turbulence due à  $\omega$  avec

$$\alpha = \frac{\alpha_\infty}{\alpha^*} \left\{ \frac{\alpha_0 + \frac{R_{e_t}}{R_\omega}}{1 + \frac{R_{e_t}}{R_\omega}} \right\}$$

À la différence du modèle  $k - \varepsilon$  de Wilcox,  $\alpha_\infty$  n'est pas constant et donné par la relation

$$\alpha_\infty = F_1 \alpha_{\infty,1} + (1 - F) \alpha_{\infty,2}$$

$$\text{Avec } \alpha_{\infty,1} = \frac{\beta_{i,1}}{\beta_\infty^*} - \frac{k^2}{\sigma_{\omega,1} \sqrt{\beta_\infty^*}} \text{ et } \alpha_{\infty,2} = \frac{\beta_{i,2}}{\beta_\infty^*} - \frac{k^2}{\sigma_{\omega,2} \sqrt{\beta_\infty^*}}$$

Les différentes constantes sont données dans le tableau II.2

-  $\Gamma_k = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}$  et  $\Gamma_\omega = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega}$  représente la diffusivité effective de  $k$  et de  $\omega$  avec

$$\sigma_k = \frac{1}{\frac{F_1}{\sigma_{k,1}} + (1-F)/\sigma_{k,2}} \text{ Et } \sigma_\omega = \frac{1}{\frac{F_1}{\sigma_{\omega,1}} + (1-F)/\sigma_{\omega,2}}$$

### II.3.3 Le modèle aux tensions de Reynolds RSM

Le modèle RSM abandonne l'hypothèse de l'isotropie de la viscosité turbulente, il ferme les équations de Navier-Stokes en résolvant l'ensemble des équations de transport des contraintes de Reynolds ( $u'_i u'_j$ ) avec une nouvelle équation du taux de dissipation [7]. Grâce à l'amélioration de la qualité de la fermeture des équations de bilans, ce modèle a une grande capacité à fournir des prédictions plus précises que les modèles à deux équations mais un coût "temps de calcul" beaucoup plus important.

Les équations de transport des contraintes de Reynolds s'écrivent sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho \overline{u'_i u'_j}) + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} (\rho u_k \overline{u'_i u'_j})}_{C_{ij}} = & - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} [\overline{\rho u'_i u'_j u'_k} + \overline{p(\delta_{kj} u'_i + \delta_{ik} u'_j)}]}_{D_{r_{ij}}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} \left[ \mu \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u'_i u'_j}) \right]}_{D_{L_{ij}}} - \\ & \underbrace{\rho \left( \overline{u'_i u'_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} + \overline{u'_j u'_k} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \right)}_{P_{ij}} - \underbrace{\rho \beta (g_i \overline{u'_j \theta}) g_i \overline{u'_i \theta}}_{G_{ij}} + \underbrace{p \left( \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)}_{\phi_{ij}} - 2\mu \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_j}{\partial x_k} - \\ & \underbrace{2\rho \Omega_k (u'_j u'_m \varepsilon_{ikm} + u'_j u'_m \varepsilon_{jkm})}_{F_{ij}} + S_u \end{aligned} \quad (\text{II.30})$$

Les différents termes de ces équations correspondent à [7] :

- $C_{ij}$  représente la convection,
- $D_{T,ij}$  représente la diffusion turbulente,
- $D_{L,ij}$  représente la diffusion moléculaire,
- $P_{ij}$  représente la production de la turbulence due aux contraintes,
- $G_{ij}$  représente la production de la turbulence due à la gravité,
- $\varepsilon_{ij}$  représente la déformation due à la pression,
- $P_{ij}$  représente le tenseur de la dissipation,

- $F_{ij}$  représente la production de la turbulence par rotation.

Ainsi, les équations de l'énergie cinétique turbulente  $k$  et le taux de dissipation  $\varepsilon$  s'écrivent comme suit :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \frac{1}{2}(P_{ii} + G_{ii}) - \rho \varepsilon (1 + 2M_t^2) + S_k \quad (\text{II.31})$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] C_{\varepsilon 1} + \frac{1}{2}(P_{ii} + C_{\varepsilon 1} G_{ii}) \frac{\varepsilon}{k} - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + S_\varepsilon \quad (\text{II.32})$$

Ou :

- La viscosité turbulente est calculée comme dans le modèle  $k - \varepsilon$  Standard :

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (\text{II.33})$$

### II.3.4 Traitement de paroi standard

A ce propos, on note que les modèles de turbulence  $k - \varepsilon$  et  $RSM$ , sont principalement valables pour des écoulements dans les régions éloignées de la paroi. Pour rendre ces modèles appropriés aux écoulements proches parois et à des nombres de Reynolds élevés, des traitements particuliers de la turbulence sont à définir. Alors que, les modèles  $k - \omega$  ont été conçus pour être appliqués, directement, dans toute la zone proche paroi, à condition que le maillage soit suffisamment fin.

Généralement, deux approches sont utilisées pour modéliser la région proche paroi :

- Dans la première approche, la région visqueuse (sous-couche visqueuse et région intermédiaire) n'est pas résolue. Des formules empiriques, appelées lois de parois sont utilisées pour raccorder cette région à la zone logarithmique. L'utilisation de ces fonctions permet d'éviter la modification des modèles de turbulence ( $k - \varepsilon$  et  $RSM$ ) pour prendre en compte la présence d'une paroi.
- Dans la seconde approche, des modèles pariétaux sont utilisés dans les zones de l'écoulement à bas nombre de Reynolds. Les modèles de turbulence sont modifiés pour permettre la résolution de la région visqueuse avec un maillage approprié jusqu'à la sous-couche visqueuse.

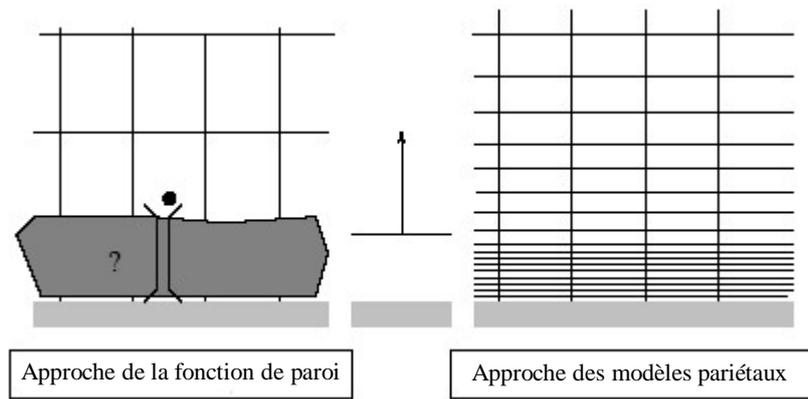


Figure II.3 : Traitement de la turbulence au voisinage des parois [8]

### II.3.4.a Loi de paroi standard

Dans le code de calcul ANSYS FLUENT [19], la loi de paroi standard (équilibrée) est basée sur le modèle de Launder et Spalding [8] et elle provient des profils universels de la couche limite turbulente bidimensionnelle (loi pariétale et loi logarithmique). Cette loi de paroi fait l'hypothèse d'équilibre entre les phénomènes moléculaires et turbulents entre la zone pariétale et la zone logarithmique de la dynamique ou de la thermique. La production d'énergie cinétique turbulente y est maximale, ainsi que sa dissipation, qui est due à des effets purement moléculaires. Les formulations de cette loi sont les suivantes :

- **Quantité de mouvement**

La loi de paroi de la vitesse moyenne s'exprime par :

$$U^* = \frac{1}{k} \ln(Ey^*) \quad (\text{II.34})$$

$$U^* = \frac{U_p C_\mu^{1/4} k_P^{1/2}}{\tau_\omega / \rho} \quad (\text{II.35})$$

$$U^* = \frac{U_p C_\mu^{1/4} k_P^{1/2}}{\tau_\omega / \rho} \quad (\text{II.36})$$

Où :

- $k$ : constante de Von Kármán égale à 0.42
- $E$  : constante empirique définissant la rugosité de la paroi égale à 9.8 pour une paroi lisse
- $U_p$ : vitesse moyenne dans la première cellule fluide P
- $C_\mu$ : constante de proportionnalité déterminée de manière empirique

- $k_p$  : énergie cinétique turbulente dans la première cellule fluide  $p$
- $y_p$  : distance à la paroi de la première cellule fluide  $p$
- $\tau_p$  : contrainte de cisaillement de la paroi,  $\tau_p = \mu \frac{\partial U_x}{\partial y}$

Cette loi logarithmique est valable pour  $y^* > 30$  à  $60$ . Dans FLUENT [19], elle est utilisée quand  $y^* > 11.225$ .

Quand la première maille est située  $y^* < 11.225$ , FLUENT applique la loi pariétale de la sous-couche visqueuse :

$$U^* = y^* \quad (\text{II.37})$$

- **Energie cinétique turbulente**

L'énergie cinétique turbulente  $k$  est calculée dans tout le domaine. La condition limite à la paroi imposée pour  $k$  est alors :

$$\frac{\partial k}{\partial y} = 0 \quad (\text{II.38})$$

Le calcul de  $k$  et  $\varepsilon$  de dans une cellule fluide  $P$  adjacente à la paroi est effectué avec l'hypothèse d'équilibre dans la couche limite entre les taux de production et de dissipation de l'énergie cinétique turbulente. Ainsi, l'équation de transport de la dissipation  $\varepsilon$  n'est pas résolue dans cette cellule et  $\varepsilon$  est obtenue par la relation suivante :

$$\varepsilon_p = \frac{C_\mu^{3/4} k_p^{3/2}}{k y_p} \quad (\text{II.39})$$

- **Energie thermique**

En appliquant l'analogie de Reynolds entre le transport de la quantité de mouvement et le transfert de l'énergie, on obtient une loi logarithmique similaire pour la température moyenne. Comme pour la loi de la vitesse moyenne pariétale, la loi de la température pariétale appliquée dans FLUENT comprend deux lois différentes :

- une loi linéaire pour la sous-couche thermique conductive où la conduction est importante,
- une loi logarithmique dans la région turbulente où les effets de turbulence prédominent sur la conduction

La loi de paroi sur la température prend l'expression suivante :

$$T^* = \frac{(T_p - T_p) \rho c_p C_{\mu}^{\frac{1}{4}} k_p^{\frac{1}{2}}}{q} = \begin{cases} P_r y^* & \text{si } y^* < y_T^* \\ P_{rt} \left( \frac{1}{k} \ln(E y^*) + B \right) & \text{si } y^* > y_T^* \end{cases} \quad (\text{II.40})$$

Où B est donné par la formule Jayatilleke [11]

$$B = 9.24 \left[ \left( \frac{P_r}{P_{rt}} \right)^{\frac{3}{4}} - 1 \right] [1 + 0.28 e^{-0.007 P_r / P_{rt}}] \quad (\text{II.41})$$

Et

- $k_P$  : énergie cinétique turbulente dans la première cellule fluide P
- $q$  : densité de flux thermique
- $T_P$  : température dans la cellule adjacente à la paroi
- $T_p$  : température à la paroi
- $Pr$  : nombre de Prandtl moléculaire
- $Pr_t$  : nombre de Prandtl turbulent égal à 0.85 sur la paroi

On note que la loi de paroi standard donne de bonnes prédictions dans la majorité des écoulements proche paroi à des nombres de Reynolds élevés. Mais dans des écoulements à forts gradients de pression proche paroi ou dans des écoulements fortement "non équilibrés", la qualité des prédictions fournies en utilisant cette loi est compromise à cause de l'hypothèse de l'équilibre local. Pour cela, le code de calcul FLUENT propose la loi de paroi "non équilibrée" qui offre une amélioration des résultats dans ces situations. La particularité de cette loi réside dans le calcul de  $k$  et  $\varepsilon$  dans les cellules adjacentes à la paroi. Et contrairement à la loi de paroi standard l'hypothèse de l'équilibre entre les taux de production et de dissipation de l'énergie cinétique turbulente n'est pas effectuée. Pour plus de détail sur la formulation de cette loi, le lecteur peut se référer au chapitre "Modeling turbulence" de la documentation de FLUENT [19].

#### II.3.4.b Modèle pariétal à deux zones

ANSYS FLUENT propose un modèle de turbulence, "le modèle à deux zones" afin d'avoir une représentation précise d'une couche limite dans une zone pariétale. Dans le modèle à deux zones, l'écoulement est divisé en deux régions : une région visqueuse et une région pleinement turbulente. Contrairement aux lois de parois, le champ des vitesses, dans ce modèle, est intégralement résolu pour toute la sous-couche visqueuse suivant les équations de Navier-Stokes.

Afin de définir la région pariétale où le modèle sera appliqué, une zone de démarcation est calculée en fonction d'un nombre de Reynolds turbulent  $R_{ey}$  :

$$R_{ey} = \frac{\rho y \sqrt{k}}{\mu} \quad (\text{II.42})$$

Où  $y$  est la distance à la paroi de la cellule considérée. Elle est interprétée, sous FLUENT, par la distance plus proche paroi.

Pour  $R_e > 200$  l'écoulement est considéré pleinement turbulent et donc les modèles classiques de turbulence sont employés.

Lorsque  $R_e < 200$  l'écoulement moyen et la turbulence sont affectés par la paroi. L'équation de transport de  $k$  est résolue en plus des équations de Navier-Stokes moyennées et l'équation de l'énergie. Alors que la viscosité turbulente,  $\mu_t$  et la dissipation de l'énergie cinétique turbulente  $\varepsilon$  sont calculées par les expressions suivantes :

$$\mu_t = \rho C_\mu l_\mu \sqrt{k} \quad (\text{II.43})$$

$$\varepsilon = \frac{k^{3/2}}{l_\varepsilon}$$

Où  $l_\mu$  et  $l_\varepsilon$  sont des longueurs d'échelle définies par les relations suivantes [24] :

$$l_\mu = y C_l \left(1 - e^{-\frac{R_{ey}}{A_\mu}}\right) \quad (\text{II.44})$$

$$l_\varepsilon = y C_l \left(1 - e^{-\frac{R_{ey}}{A_\varepsilon}}\right)$$

Avec  $C_l = k c_\mu^{-3/4} \mu$ ,  $A_\mu = 70$ ,  $A_\varepsilon = 2 C_l$ .

## **CHAPITRE III : Méthode numériques et présentation du code ANSYS Fluent**

CHAPITRE III : Méthode numériques et présentation du code ANSYS Fluent .....	47
III Chapitre III : Méthode numérique et présentation du code ANSYS FLUENT .....	48
III.1 Méthode de résolution -volumes finis .....	48
III.1.1 Introduction.....	48
III.1.2 Formulation basique .....	48
III.1.3 Schémas de discrétisation .....	52
III.1.4 Choix du schéma d'interpolation de la pression .....	52
III.1.5 Choix de la méthode de couplage Pression – Vitesse .....	53
III.1.6 Résolution numérique.....	54
III.1.7 Critère de convergence .....	54
III.1.8 Stabilité numérique .....	55
III.1.9 Erreur numérique .....	56
III.2 Présentation du code ANSYS FLUENT .....	56
III.2.1 Structure du code ANSYS FLUENT .....	57
III.2.2 Etapes de résolution du problème .....	58

## III Chapitre III : Méthode numérique et présentation du code ANSYS FLUENT

### III.1 Méthode de résolution -volumes finis

#### III.1.1 Introduction

Pour la résolution des équations aux dérivées partielles (EDP), les logiciels actuels utilisent principalement trois méthodes de discrétisation : la méthode des éléments finis, la méthode des différences finis et la méthode des volumes finis. Le code de calcul que nous utilisons propose cette dernière méthode que nous allons décrire dans ce chapitre.

La méthode des volumes finis (MVF) ou "méthode du volume de contrôle" provient des travaux de S. Patankar [10]. Son principe est d'appliquer la loi de conservation gouvernant le problème sur un nombre fini de régions d'espace délimités par le maillage du domaine. Ce principe s'interprète par l'égalité de la somme des flux entrant et la somme des flux sortant d'un volume de contrôle.

La MVF procède, d'abord, par la division du domaine de calcul physique en volumes finis discrets à l'aide d'un maillage. Ensuite, les équations aux dérivées partielles sont intégrées sur ces volumes de manière à construire un système d'équations algébriques pour les valeurs discrètes des inconnues et enfin les équations ainsi discrétisées sont linéarisées et les systèmes linéaires sont résolus.

#### III.1.2 Formulation basique

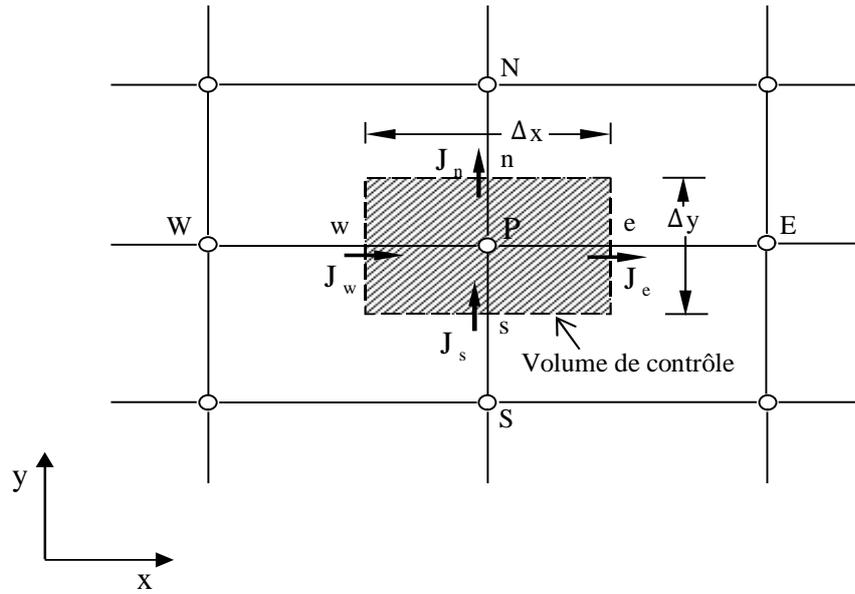
Les équations précédentes peuvent être écrites sous la forme généralisée suivante

$$-\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j \phi) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) + S_\phi \quad (\text{III.1})$$

Ou encore :

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho U \phi) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho V \phi) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho W \phi) = \frac{\partial}{\partial x} \left( \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + S_\phi \quad (\text{III.2})$$

Considérons le volume de contrôle sur la figure



L'intégration de l'équation (III.2) sur le volume de contrôle de la figure (III.1) donne

$$j_e - j_w + j_n - j_s = \iint_v S_\phi dV \quad (\text{III.3})$$

Où les indices ( $e, w, n, s$ ), indiquent que les quantités correspondantes sont évaluées aux faces est, ouest, nord et sud du volume de contrôle, respectivement, et les quantités  $J_e, J_w, J_n, J_s$  sont les flux totaux intégrés sur les faces du volume de contrôle, où leurs expressions sont données par

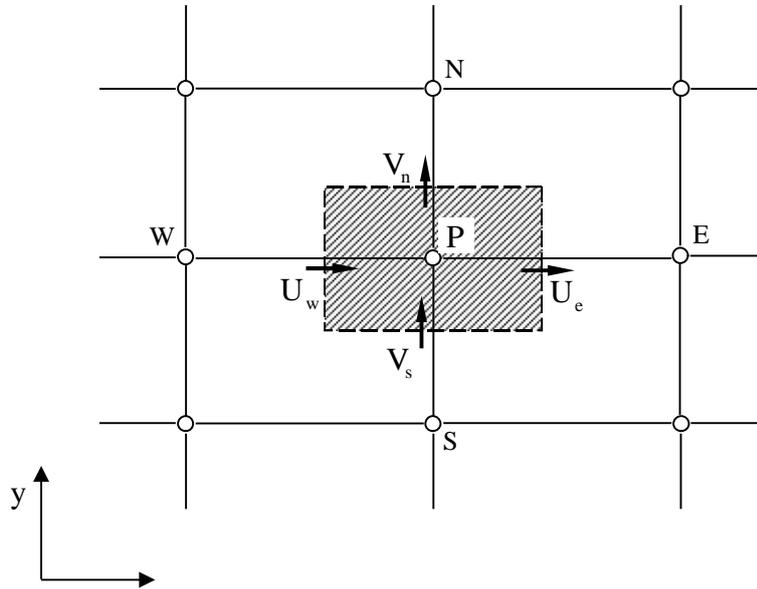
$$J_e = \int_s^n \left( \rho U \phi - \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_e dy = \left[ (\rho U)_e \phi_e - \frac{\Gamma_{\phi,e}}{\Delta x_{EP}} (\phi_E - \phi_P) \right] \Delta y_{ns}$$

$$J_w = \int_s^n \left( \rho U \phi - \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_w dy = \left[ (\rho U)_w \phi_w - \frac{\Gamma_{\phi,w}}{\Delta x_{PW}} (\phi_P - \phi_W) \right] \Delta y_{ns}$$
(III.4)

$$J_n = \int_s^n \left( \rho V \phi - \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_e dy = \left[ (\rho V)_n \phi_n - \frac{\Gamma_{\phi,e}}{\Delta x_{NP}} (\phi_N - \phi_P) \right] \Delta y_{ew}$$

$$J_s = \int_s^n \left( \rho V \phi - \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_s dy = \left[ (\rho U)_s \phi_s - \frac{\Gamma_{\phi,n}}{\Delta x_{PS}} (\phi_P - \phi_S) \right] \Delta y_{ew}$$

La tâche la plus difficile dans l'évaluation de  $J_e$ ,  $J_w$ ,  $J_n$ ,  $J_s$  et est celle de l'approximation des quantités  $\phi_e$ ,  $\phi_w$ ,  $\phi_n$ ,  $\phi_s$



De la même façon, l'intégration de l'équation de continuité sur le volume de contrôle de la figure (III.2) conduit à

$$F_e - F_w + F_n - F_s = 0 \quad (\text{III.5})$$

Où  $F_e$ ,  $F_w$ ,  $F_n$ ,  $F_s$ , sont les flux de masse de l'écoulement à travers les faces du volume de contrôle définis par :

$$F_e = (\rho U)_e \Delta y_{ns}$$

$$F_w = (\rho U)_w \Delta y_{ns}$$

$$F_n = (\rho V)_n \Delta y_{ew}$$

$$F_s = (\rho V)_s \Delta y_{ew}$$

(III.6)

L'intégration du terme source est obtenue en supposant que  $S_\phi$  est uniforme sur le volume de contrôle

$$\iiint_v S_\phi dV = S_U + S_P \phi_P$$

(III.7)

Effectuons l'opération  $((III.3) - (III.5) \times \phi_P)$  et remplaçons le terme source par son expression

(III.7) dans l'équation (III.3), après quelques manipulations, on obtient :

$$(J_W - F_W \phi_P) + (J_n - F_n \phi_P) - (J_s - F_s \phi_P) = S_U + S_P \phi_P \quad (III.8)$$

On utilise de nouvelles notations  $D$  ( $D$  représente la diffusion) définies par

$$\begin{aligned} D_e &= \frac{\Gamma_e}{\delta x_e} \Delta y_{ns} \\ D_w &= \frac{\Gamma_w}{\delta x_w} \Delta y_{ns} \\ D_n &= \frac{\Gamma_n}{\delta y_n} \Delta x_{ew} \\ D_s &= \frac{\Gamma_s}{\delta y_s} \Delta x_{ew} \end{aligned} \quad (III.9)$$

L'équation discrétisée complète peut alors s'écrire sous la forme :

$$a_P \phi_P = a_E \phi_E + a_W \phi_W + a_N \phi_N + a_S \phi_S + b \quad (III.10)$$

Cette équation peut être réarrangée comme suit

$$a_P \phi_P = \sum_{i=N,S,E,W} a_i \phi_i + b \quad (III.11)$$

Ou

$$\begin{aligned} a_E &= D_e A(|P_e|) + \llbracket -F_e, 0 \rrbracket \\ a_W &= D_w A(|P_w|) + \llbracket F_w, 0 \rrbracket \\ a_N &= D_n A(|P_n|) + \llbracket -F_n, 0 \rrbracket \\ a_S &= D_s A(|P_s|) + \llbracket F_s, 0 \rrbracket \end{aligned} \quad (III.12)$$

$$a_P = a_E + a_W + a_N + a_S + S_P$$

$$b = S_U$$

$P_i$  est le nombre de Peclet défini pour les différentes faces par

$$P_e = \frac{F_e}{D_e} ; P_w = \frac{F_w}{D_w} ; P_n = \frac{F_n}{D_n} ; P_s = \frac{F_s}{D_s} \quad (\text{III.12})$$

La fonction  $A(|P|)$  est choisie en fonction du schéma de discrétisation désiré

### III.1.3 Schémas de discrétisation

Il existe plusieurs schémas de discrétisation dans la littérature qui sont discutés en détail par Patankar [11] et Versteeg et Malalasekera [12]. Sous FLUENT, les variables stockées au centre de la cellule doivent être interpolés aux faces du volume de contrôle. Il est possible de choisir entre différents schémas de discrétisation pour les termes convectifs des équations gouvernantes, alors que les termes visqueux sont automatiquement discrétisés au second ordre pour plus de précision. Il reste que la discrétisation au premier ordre procure une meilleure convergence.

Alors que le "Second Order Upwind Scheme" est de rigueur pour les écoulements non alignés au maillage.

Il existe aussi d'autres schémas de discrétisation :

- Le schéma "Power Law" est plus précis que le "First Order Upwind Scheme" pour les écoulements à très bas nombres de Reynolds ( $< 5$ ). Sinon, il procure en général le même degré de précision.
- Le schéma QUICK (Quadratic Upstream Interpolations for the Convective Kinetics) a été proposé par Leonard [08]. Il procure une meilleure précision que le schéma au second ordre pour les écoulements rotationnels et tourbillonnaires (Swirling) avec un maillage régulier.

Le schéma QUICK a des propriétés attrayantes comme par exemple, le fait qu'il ait un ordre de précision élevé et un algorithme simple.

Pour des écoulements complexes, il fournit des résultats précis sans avoir besoin d'amener le maillage à outrance. Par contre, il peut donner lieu à des résultats numériques non physiques dépassant la réalité. Un schéma de type QUICK, est utilisé sur ANSYS FLUENT à des maillages quadrilatéraux et hexaédral. Il est plus précis lorsqu'il est utilisé sur un maillage structuré aligné avec la direction de l'écoulement.

### III.1.4 Choix du schéma d'interpolation de la pression

Pour la plupart des cas, le schéma "Standard" est acceptable. Pour des écoulements spécifiques, on peut choisir parmi les options suivantes :

- Le schéma force de volume pondéré "Body-Force-Weighted" est recommandé pour les écoulements impliquant d'importantes forces de volume (ex. convection naturelle à haut nombre de Rayleigh).
- Le schéma "PRESTO!" (PREssure Stagging Option) est approprié pour les écoulements hautement tourbillonnaires, à grande vitesse de rotation ou les écoulements dans des domaines fortement courbés.
- Le schéma au second ordre est à utiliser pour les écoulements compressibles et pour améliorer la précision en écoulements incompressibles.
- Le schéma linéaire "Linear" est disponible comme alternative au cas où les autres options ont des difficultés de convergence ou génèreraient des comportements non physiques.

### III.1.5 Choix de la méthode de couplage Pression – Vitesse

Si les vitesses sont définies aux nœuds d'un volume de contrôle ordinaire (comme les autres scalaires : pression, température), il est démontré qu'un champ de pression hautement non uniforme agira comme un champ uniforme sur les équations de quantité de mouvement discrétisées [25]. La solution passe par la définition des vitesses sur une grille décalée "Staggered grid" et l'emploi d'algorithmes tels que "SIMPLE" pour résoudre ce lien ou couplage entre la pression et la vitesse.

La famille des algorithmes "SIMPLE" est essentiellement une procédure d'estimation et correction" pour le calcul de la pression sur la "grille décalée" des composantes de la vitesse.

Le code FLUENT propose trois méthodes pour le couplage pression-vitesse (seulement avec la formulation "isolé")

- Les deux premières, très similaires, sont la méthode "SIMPLE" (Semi-Implicit Method for a Pressure Linked Equations) et la méthode "SIMPLEC" (SIMPLE Consistent). Cette dernière méthode se différencie de la première par le fait qu'on peut lui assigner un facteur de relaxation (correction) de pression proche de 1, ce qui accélère la convergence dans la plupart des cas, mais peut conduire à des instabilités de la solution.
- Méthode "PISO" (Pressure-Implicit with Splitting of Operators): Cette méthode fait partie des algorithmes de la famille "SIMPLE". Elle est recommandée pour les écoulements instationnaires ou pour les maillages contenant des cellules très obliques "highly skewed".

Donc, pour notre cas, on se limitera à l'utilisation de l'algorithme "SIMPLE" qui est robuste, offrant ainsi plus de garanties pour la convergence de la solution.

### III.1.6 Résolution numérique

Nous avons décrit auparavant les méthodes de discrétisation des équations qui gouvernent l'écoulement turbulent et le transfert thermique qui peuvent se mettre pour la variable en chaque volume de contrôle élémentaire, sous la forme suivante :

$$a_P \phi_{i,j} = a_E \phi_{i+1,j} + a_W \phi_{i-1,j} + a_N \phi_{i,j+1} + a_S \phi_{i,j-1} + b \quad \text{III.13}$$

Ce processus conduit à un système d'équations algébrique linéaire qui doit être résolu. La complexité et la dimension de l'ensemble d'équations dépendent du dimensionnement du problème, du nombre de nœuds de la grille et de la méthode de discrétisation. Il y a deux méthodes pour la résolution des équations algébriques linéaires : les méthodes directes et les méthodes indirectes ou itératives. Les exemples simples des méthodes directes sont la règle de Cramer par l'inversion de la matrice et la méthode de Gauss.

Les méthodes itératives sont basées sur une application répétée d'un algorithme relativement simple qui mène à la convergence éventuelle après un -quelquefois grand- nombre de répétitions.

Les exemples les plus connus sont de Jacobi et Gauss Seidel, méthodes d'itération point par point.

Les méthodes itératives sont plus économiques que les méthodes directes.

FLUENT résout ce système linéaire par la méthode itérative de Gauss-Seidel couplée à une méthode à multi-grille algébrique (AMG) proposée par Hutchinson et Raithby [07].

### III.1.7 Critère de convergence

Si les équations de transport discrétisés (III.11) sont résolues exactement, les deux membres de ces équations seront certainement égaux. Cependant, puisque les équations associées sont non linéaires et couplées et exigent une solution itérative, un déséquilibre ou résidu peuvent exister entre les deux membres de l'équation discrétisée. Le résiduel pour la variable  $\phi$  dans chaque volume de contrôle est défini comme suit :

$$R_\phi = a_P \phi_P - \sum_i a_i \phi_i - S \quad \text{(III.14)}$$

Si le calcul converge complètement la valeur de  $R_\square$  tend vers zéro.

La convergence de la résolution itérative est contrôlée par l'évolution des résidus au cours des itérations ainsi que par l'évolution des valeurs individuelles de chaque variable.

Lors de nos différentes simulations, présentées dans cette thèse, les critères d'arrêt donnés par défaut dans FLUENT ont été changés. Alors, on a utilisé un critère de convergence de  $10^{-6}$  pour toutes les équations au lieu de  $10^{-3}$ .

L'examen de la convergence par les résidus reste insuffisant pour juger la convergence vers une solution stable et unique. Donc, on a ajouté à cela, la vérification des fermetures des bilans massique et thermique. Dans tous nos calculs, l'erreur sur le bilan massique est largement inférieure à 0.1%, et celle calculée pour le bilan thermique ne dépasse pas 0.5%.

Pour avoir plus de précision sur la convergence de la solution finale, on a ajouté à ces méthodes le suivi de l'évolution d'une grandeur scalaire (pression ou température...etc.) en fonction des itérations. Lorsque la valeur de cette quantité scalaire reste constante en un point donné et pour un certain nombre d'itérations (1000 par exemple), et lorsque les bilans massique et thermique sont fermés, on peut considérer que la solution a convergé.

### III.1.8 Stabilité numérique

La sous-relaxation est nécessaire pour assurer la convergence totale des calculs à une solution, parce que les équations sont fortement couplées et non linéaire. Quand des valeurs appropriées de sous-relaxation sont utilisées, de grandes variations des variables sont évitées. En outre, elle donne un moyen pour égaliser les taux de convergence des diverses équations couplées. Donc les deux principales sources d'instabilité dans la solution des équations sont ainsi commandées par la technique de sous-relaxation.

Rappelons ici que dans le code FLUENT la méthode de Gauss-Seidel est contrôlée par un coefficient de sous-relaxation  $\alpha$  :

$$\phi^{(k)} = \phi^{(k-1)} + \alpha \Delta \phi \quad (\text{III.15})$$

Où (k) représente l'avancement des itérations successives, et  $\Delta \phi$  la différence entre les résultats des deux itérations ( $k - 1$ ) et ( $k$ ).

Le code FLUENT offre les meilleures valeurs des facteurs de relaxation pour une large gamme d'écoulements et permet d'agir sur eux. Néanmoins, si on voit qu'au cours du calcul les résidus commencent à s'amplifier, il est préférable de réduire ces derniers. Par contre, si on observe une convergence très lente mais sûre là, on pourra les augmenter prudemment, surtout le facteur de relaxation lié à l'équation de continuité.

### III.1.9 Erreur numérique

Bien que la méthode des volumes finis soit utilisée, dans le code de calcul FLUENT, pour satisfaire la loi de conservation dans tout le domaine de contrôle, il existe, cependant, des erreurs numériques liées à la discrétisation du domaine. Dans notre étude numérique nous essayons de limiter ces erreurs en utilisant un schéma de discrétisation QUICK et en cherchant un maillage optimal à travers une étude de sensibilité au maillage que nous présentons dans le chapitre suivant.

## III.2 Présentation du code ANSYS FLUENT

A l'heure actuelle, il existe un certain nombre de codes industriels conviviaux, aux meilleurs performants, permettant la prédiction d'écoulement fluides par la résolution des équations de Navier-Stokes grâce aux méthodes des volumes finis, des différences finies ou des éléments finis (ANSYS CFX, PHOENICS, STAR-CD, TrioCFD). Pour notre travail, nous avons eu recours au code FLUENT, commercialisé par ANSYS, nous disposons de la version 2019 R1.

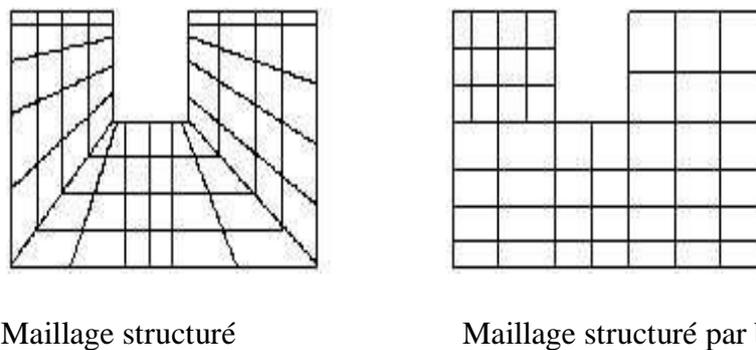
C'est un code écrit avec le langage de programmation C et utilise pleinement la flexibilité et la puissance offertes par ce langage (allocation de la mémoire dynamique). En outre, il utilise une architecture qui lui permet de s'exécuter en tant que plusieurs processus simultanés sur le même poste de travail ou sur des postes séparés, pour une exécution plus efficace.

Dans ce qui suit, nous nous attardons essentiellement sur les options qu'il propose pour des problèmes tels que le nôtre. Pour un supplément d'informations sur ses capacités de modélisation, il est conseillé de se référer à la documentation du logiciel [13].

Le logiciel propose de nombreux modèles physiques et schémas numériques avec lesquels l'utilisateur est normalement en mesure de modéliser tous les écoulements fluides, compressibles ou incompressibles, impliquant des phénomènes physiques complexes tels que la turbulence, le transfert thermique, les réactions chimiques, les écoulements multiphasiques ... etc. Toutefois, il existe dans la nature une multitude de comportements physiques différents et il est impossible pour un logiciel de tous les prendre en compte. C'est pourquoi, l'un des avantages de FLUENT réside dans la possibilité de créer des sous-programmes (macros) en C dans le but de spécifier des options trop compliquées pour être prévues par le logiciel. Sur le plan physique, elles permettent par exemple de spécifier des conditions initiales et aux limites, d'ajouter des termes sources à certaines équations, de modifier des lois de comportement au niveau des parois. Sur le plan numérique, elles rendent également possible la spécification d'une

grille variant avec le temps, la modification des schémas de résolution, le contrôle et l'optimisation de la convergence au cours des itérations.

Par ailleurs, comme il apparaît difficile de décrire précisément des géométries très complexes en utilisant des maillages orthogonaux, la grande particularité de FLUENT est de reposer sur une structure multi-blocs (figure III.3).



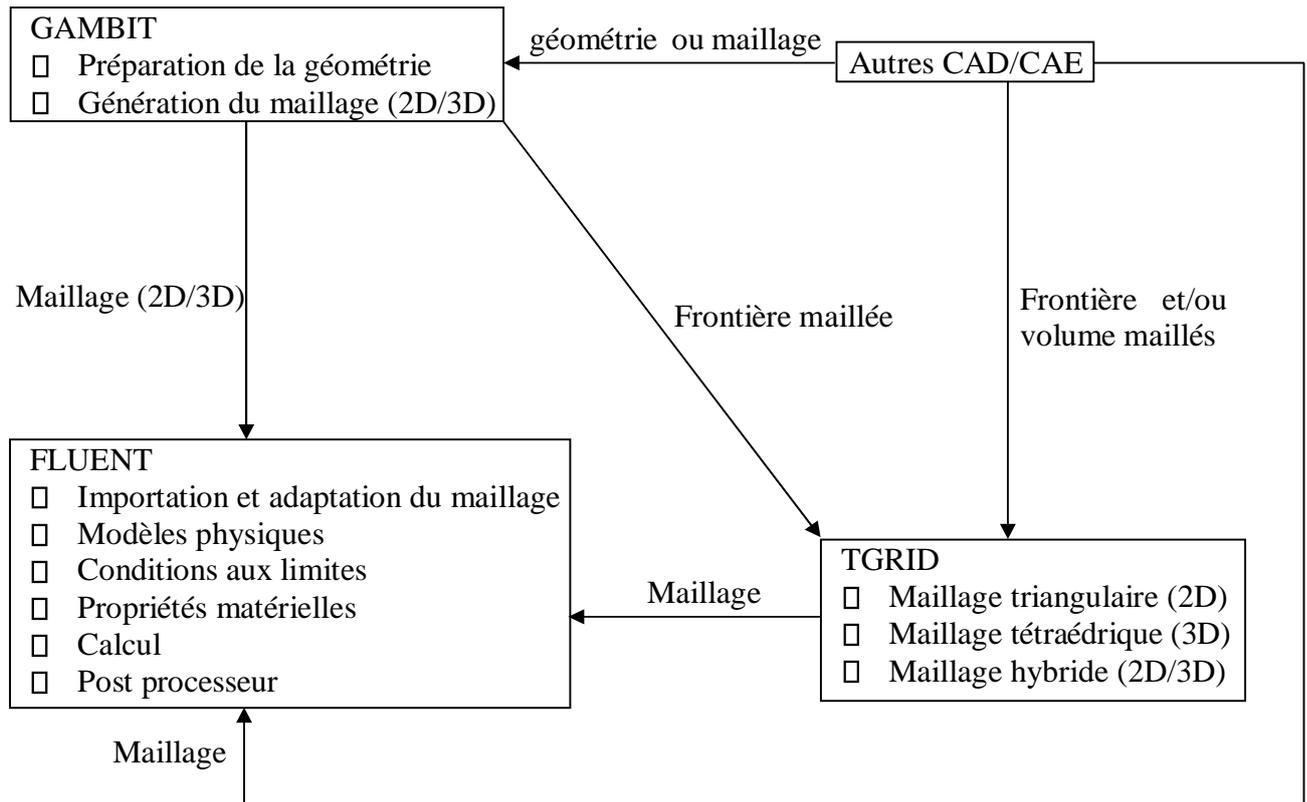
**Figure III.3** : Maillage structuré et maillage structuré par blocs en deux dimensions, [21].

### III.2.1 Structure du code ANSYS FLUENT

Pour simuler les écoulements à travers les géométries les plus complexes, ce code intègre trois modules importants :

- FLUENT : Solveur, prépare les conditions initiales et aux limites, résout les équations à l'aide des modèles existant à son niveau et visualise les différents résultats à l'écran.
- GAMBIT : Préprocesseur pour la préparation de la configuration géométrique et la génération du maillage en 2D et 3D de types structurés, non structurés ainsi que hybrides. Identification des conditions aux limites pour le code FLUENT. L'importation des géométries à partir des logiciels CAD/CAE tels que : AutoCAD, SOLIDWORKS, SIEMENS PLM NX, PTC Creo, et d'autres.
- TGRID : Préprocesseur additionnel qui peut produire des maillages volumiques à partir des maillages surfaciques existants importés de GAMBIT ou des logiciels CAD/CAE.

La figure (III.5) représente la structure de base du code FLUENT.



*Figure III.4 : Structure de base du Code FLUENT, [19]*

### III.2.2 Etapes de résolution du problème

La mise en œuvre de la simulation numérique impose de suivre un certain nombre d'étapes détaillées ci-dessous :

**GAMBIT :**

1. Créer la configuration géométrique, générer le maillage et définir les conditions aux limites.

**FLUENT :**

2. Lancer le solveur approprié pour la modélisation en deux ou trois dimensions,
3. Importer et dimensionner le maillage,
4. Sélectionner les modèles physiques,
5. Définir les propriétés des matériaux,
6. Définir les conditions de calcul,
7. Définir ou modifier les conditions aux limites,
8. Régler les paramètres du solveur,

9. Régler les moniteurs de convergence,
10. Fournir une solution initiale,
11. Calculer et surveiller la solution
12. Post-Processing :
  - a. Interaction avec le solveur,
  - b. Analyse des résultats : Il s'agit de la partie la plus importante. Il faut vérifier la cohérence physique des résultats obtenus (profils de vitesse et/ou grandeurs globales) en les comparant dans la mesure du possible avec des résultats expérimentaux,
  - c. Exploitations des résultats : Nous disposons à l'issue de la simulation des profils de vitesse, de dissipation d'énergie, de pression...etc.
13. Si nécessaire, raffiner la grille ou faire des révisions au modèle numérique ou physique

## IV Chapitre IV : Résultats et discussions

IV Chapitre IV : Résultats et discussions .....	60
IV.1 Introduction.....	61
IV.2 Domaine de calcul et conditions aux limites .....	61
IV.2.1 Maillage .....	63
IV.2.2 Conditions aux limites .....	65
IV.2.3 Procédure de résolution .....	66
IV.3 Résultats et discussions .....	66
IV.3.1 Critère de convergence .....	66
IV.4 Analyse de la dynamique de l'écoulement .....	67
IV.4.1 Evolution de la composante longitudinale de la vitesse $\mathbf{u}$ .....	67
IV.4.2 Evolution de la composante transversale de la vitesse $\mathbf{v}$ .....	68
IV.4.3 Evolution du tenseur longitudinal de Reynolds ( $\mathbf{u'u'}$ ) .....	69
IV.4.4 Evolution du tenseur transversal de Reynolds ( $\mathbf{v'v'}$ ) .....	70
IV.4.5 Evolution du tenseur croisé de Reynolds ( $\mathbf{u'v'}$ ).....	71
IV.4.6 Evolution des Coefficients de pression et de frottement $C_p$ et $C_f$ .....	72
IV.5 Partie Thermique.....	74
IV.5.1 Profils de température pour le canal à paroi inférieure ondulée .....	74
IV.5.2 Influence de l'amplitude sur le profil du nombre de Nusselt .....	76

## IV.1 Introduction

Appelé communément chaleur, le transfert thermique est l'un des modes d'échanges d'énergie thermiques entre deux systèmes. Le mécanisme de l'écoulement et du transfert thermique se produisant, côté air, dans un canal rectangulaire dont la paroi supérieure est plane et la paroi inférieure est ondulée sera l'objet de notre analyse dans ce chapitre. Grace aux différentes simulations numériques effectuées, il en résulte que notre configuration géométrique est similaire à celle implémentée par C. Maaß et U. Schumann [12] car elle correspond à un modèle simplifié d'un écoulement décollé.

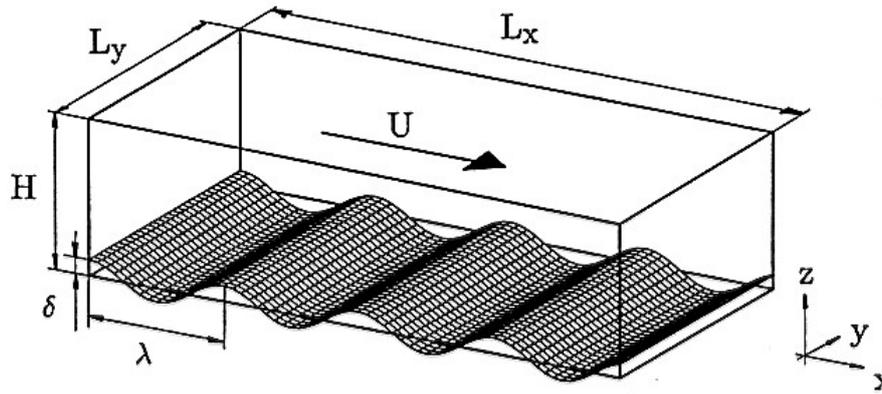
Les écoulements, dans ce type de configuration, sont caractérisés par la formation d'une zone de recirculation, le transfert thermique est étroitement lié à la dynamique de l'écoulement. Ces deux aspects physiques sont examinés exhaustivement à la suite de ce travail et cela à travers l'étude de l'effet de la configuration géométrique et l'effet de la vitesse de l'écoulement d'air.

La complexité de l'écoulement, dans la présente configuration, implique l'utilisation d'un modèle de turbulence capable de prédire correctement les différentes variables intervenant dans le calcul du transport de quantité de mouvement et du transfert thermique. De ce fait, un modèle de turbulence sera testé pour une seule amplitude d'ondulation et pour un seul nombre de Reynolds, qui sera comparés aux résultats de la DNS de C. Maaß et U. Schumann, pour voir comment le modèle de turbulence s'adapte à cette topologie d'écoulement.

Enfin, la validation de nos résultats numériques se fera en deux étapes à savoir, la comparaison de nos résultats hydrodynamiques concernant les profils des vitesses, tenseur de Reynold et les coefficients de pression et frottement à ceux des mesures fournies par les DNS [12, 27] tout en détaillant l'influence de l'ondulation sur la structure de l'écoulement. La deuxième étape est une comparaison des résultats thermiques en mettant en exergue l'influence de l'amplitude sur le profil du nombre de Nusselt ( $Nu$ ) sur les parois plane et ondulée avec une corrélation expérimentale des travaux antérieurs.

## IV.2 Domaine de calcul et conditions aux limites

En ce qui concerne la validation de la partie hydrodynamique, notre choix s'est porté sur l'étude très riche menée par C. Maaß et U. Schumann [12]. Les paramètres de la (DNS) sont donnés par la figure ci-dessous :



**Figure IV.1** : vue en perspective du domaine numérique Maaß et Schumann, [12]

Hauteur du canal  $H=1$

Largeur du canal  $L_y = 2$

Longueur du canal  $L_x = 4$

Amplitude de l'ondulation  $\delta = 0.05$

Longueur d'ondulation  $\lambda = 1$

Nombre de mailles  $N=256 \times 128 \times 96$

Pas temporel  $t=0.003$

Vitesse moyenne  $U=1$

Densité  $\rho = 1$

Nombre de Reynolds  $R_e = 6760$

Toutes les variables sont adimensionalisées par rapport à la hauteur du canal, la densité et la vitesse moyenne de l'écoulement. La séparation et le rattachement sont localisés respectivement à  $\frac{x}{\lambda} = 0.142$  et  $0.603$ .

Pour notre calcul nous avons pris un domaine (figure IV.2) composé de quatre ondulations (cas 2D).

Parmi les dix positions sélectionnées par Maaß et Schumann le long d'une ondulation, nous avons choisi quatre, donnée par la figure IV.3 et repérées par la valeur du rapport  $\frac{x}{\lambda}$ . L'ondulation de la paroi d'amplitude  $\delta$  et de longueur d'onde  $\lambda$ , est décrite par la fonction suivante ;

$$y = \delta \cos(2\pi x / \lambda) \quad (\text{IV.1})$$

Cette fonction a nécessité l'élaboration d'un programme de calcul (Programme Matlab), le fichier data obtenu sera injecté dans GAMBIT

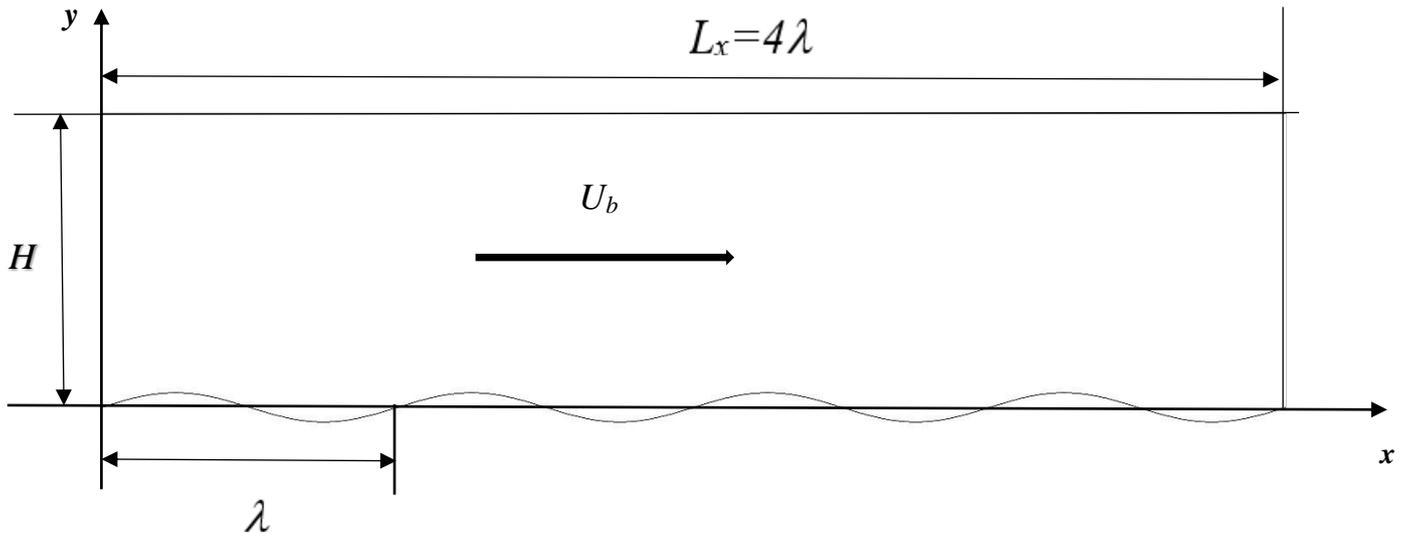


Figure IV.2 : Configurations numériques étudiées (2D).

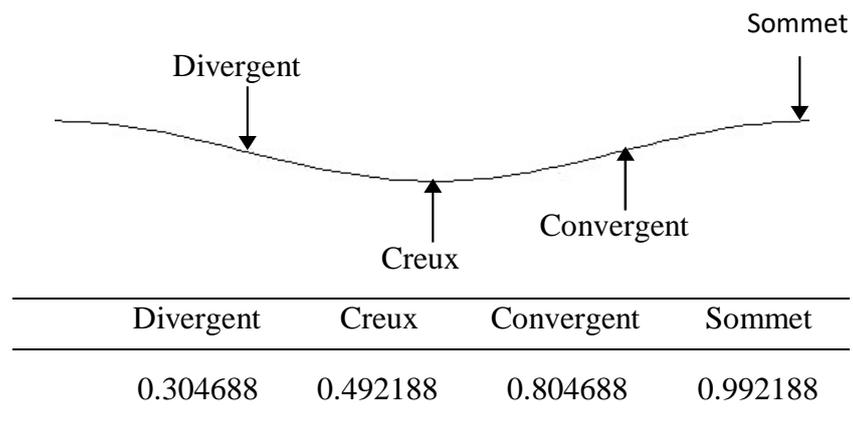


Figure IV.3 : les différentes positions du calcul

### IV.2.1 Maillage

Lors de la réalisation du maillage du domaine de calcul, nous avons veillé à respecter plusieurs conditions afin de réaliser un maillage suffisamment fin pour capter les phénomènes physiques régnant près de la paroi ondulée. Ces conditions sont :

$Q_{EAS}$	Qualité de maillage
$Q_{EAS} = 0$	Équilatéral (parfait)
$0 \leq Q_{EAS} \leq 0.25$	Excellent
$0.25 \leq Q_{EAS} \leq 0.5$	Bon
$0.5 \leq Q_{EAS} \leq 0.75$	Correct
$0.75 \leq Q_{EAS} \leq 0.9$	Médiocre
$0.9 \leq Q_{EAS} \leq 1$	Très médiocre
$Q_{EAS} = 1$	Dégénéré

**Tableau IV.1** : Qualité du maillage en fonction du biais équi-angulaire,  $Q_{EAS}$

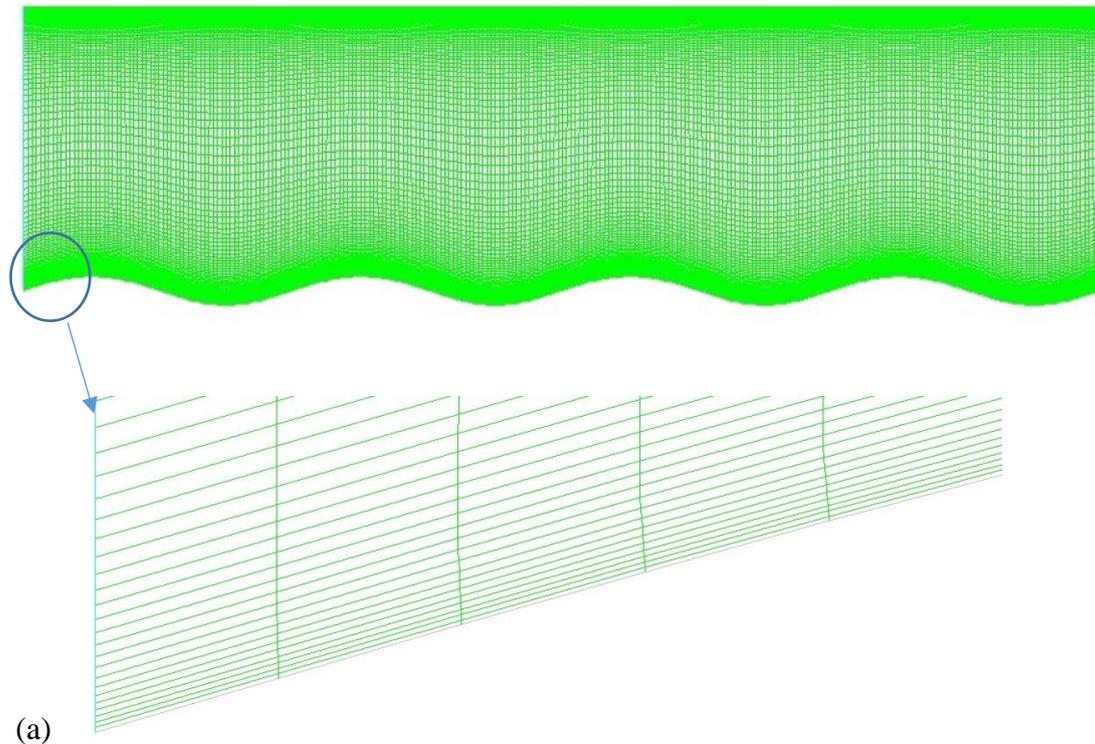
Il est bon de signifier que le non-respect de ce critère mène à des solutions non physiques et parfois à des solutions numériques instables

Le maillage du volume contient un maillage structuré. L'intérêt de cette technique est d'utiliser des mailles quadrangulaires (2D). Le maillage est bien raffiné près de la paroi car la topologie de notre écoulement nécessite un maillage spécifique pour capter les grands gradients des variables dynamique et thermique et pour décrire plus précisément les phénomènes physiques qui se développent à cet endroit, en l'occurrence, la zone de recirculation pour la paroi ondulée.

Par ailleurs la distribution des mailles suivant la hauteur du canal comporte :

- 96 rangées de maille avec 10 rangées pour la couche limite avec un facteur de 1.1, le maillage près de la paroi doit être très fin, de sorte que la première rangée des cellules adjacentes à la paroi ait idéalement un  $y^+ \approx 1$ , (toutefois, toutes les valeurs de  $y^+ < 1$  sont acceptables). Pour la finesse du maillage nous avons eu recours au site (voir référence), ce dernier permet, à partir des valeurs du nombre de Reynolds, de  $y^+$  et d'une longueur caractéristique de (H : hauteur du canal), de calculer la valeur du premier pas qui est 0.002 dans notre cas,
- Pour la longueur, 64 rangées par ondulation,
- et finalement 128 rangées pour la largeur,

- Par conséquent, le maillage du domaine de calcul contient 786432 cellules la figure (IV.4), avec une vue éclatée illustrant la finesse du maillage près de la paroi ondulée. Une étude de sensibilité au maillage est présentée dans la section (IV.2.1).



**Figure IV.4** : Détail du maillage

(a) Vue rapprochée de la grille de calcul

#### IV.2.2 Conditions aux limites

Le domaine d'analyse et les conditions aux limites du système de la figure (IV.2), sont :

- Un canal rectangulaire dont la paroi inférieure est ondulée et la paroi supérieure est plane. Ces deux parois sont distantes d'une hauteur  $H=1\text{m}$ .
- L'amplitude et la longueur d'onde de la paroi inférieure sont respectivement  $\delta = 0.05 H$  et  $\lambda = H$
- Dans ces calculs, on s'intéresse à analyser l'écoulement côté air. On considère l'air comme un fluide incompressible avec des propriétés physiques constantes.
- A une température de  $25^\circ\text{C}$  (298K), les propriétés thermophysiques de l'air tirées du site (voir référence) sont données dans le tableau IV.2

Masse volumique	chaleur spécifique	viscosité dynamique	conductivité thermique
$\rho(Kg/m^3)$	$C_p(J/Kg K)$	$\mu(Kg/ms)$	$\lambda_c(W/mK)$
1.1845	1006.3	$1.8444 \times 10^{-5}$	0.025969

**Tableau IV.2 : Propriétés thermophysiques de l'air à 25°C (298 K).**

- Le nombre de Reynolds est le même que celui pris dans les calculs de la (DNS) [12], [27] à savoir  $Re = \frac{U\rho H}{\mu} = 6760$ . Ceci, dans les conditions de notre étude, correspond à une vitesse  $U = 0.1052608$  m/s où l'air est considéré toujours comme incompressible.
- La condition de périodicité est appliquée dans le sens longitudinal, avec un débit massique  $Q_m = 0.12468144$  Kg/s (cas 2D).
- La même condition est appliquée dans le sens transversal du canal, pour éliminer l'effet des parois latérales sur l'écoulement.
- Une température de 340 K est imposée aux deux parois, ondulée et plane, du canal.

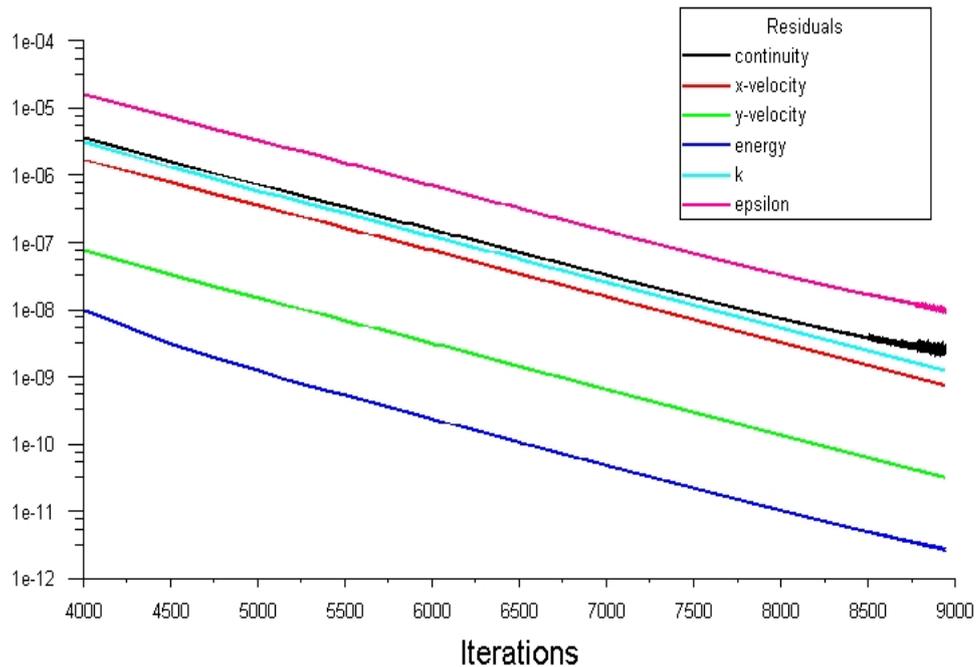
### IV.2.3 Procédure de résolution

Les équations de la conservation de la masse et de la quantité de mouvement pour un fluide incompressible à propriétés constantes sont résolues sous FLUENT [19] en régime stationnaire. Le transfert thermique est prédit lorsqu'on résout l'équation de l'énergie simultanément. On utilise le solveur "Pressure Based" qui considère une approche itérative en résolvant d'une manière séquentielle les équations de continuité, de quantité de mouvement et de l'énergie. Comme il est conseillé dans la documentation du code de calcul FLUENT [19], nous utilisons le schéma de discrétisation "QUICK". Le couplage de la pression et de la vitesse est calculé par l'algorithme "SIMPLE". Pour des informations plus détaillées, le lecteur peut se référer au chapitre Using the Solver de la documentation de FLUENT [19].

## IV.3 Résultats et discussions

### IV.3.1 Critère de convergence

Le code ANSYS FLUENT cessera les itérations dès lors que tous les résidus calculés soient sous la valeur du critère de convergence entré par l'utilisateur. Cette valeur est à fixer selon le degré de précision désiré de la solution approchée par le code de calcul. La figure IV.6 montre la convergence des résidus vers la valeur fixée, soit  $10^{-6}$  pour notre cas



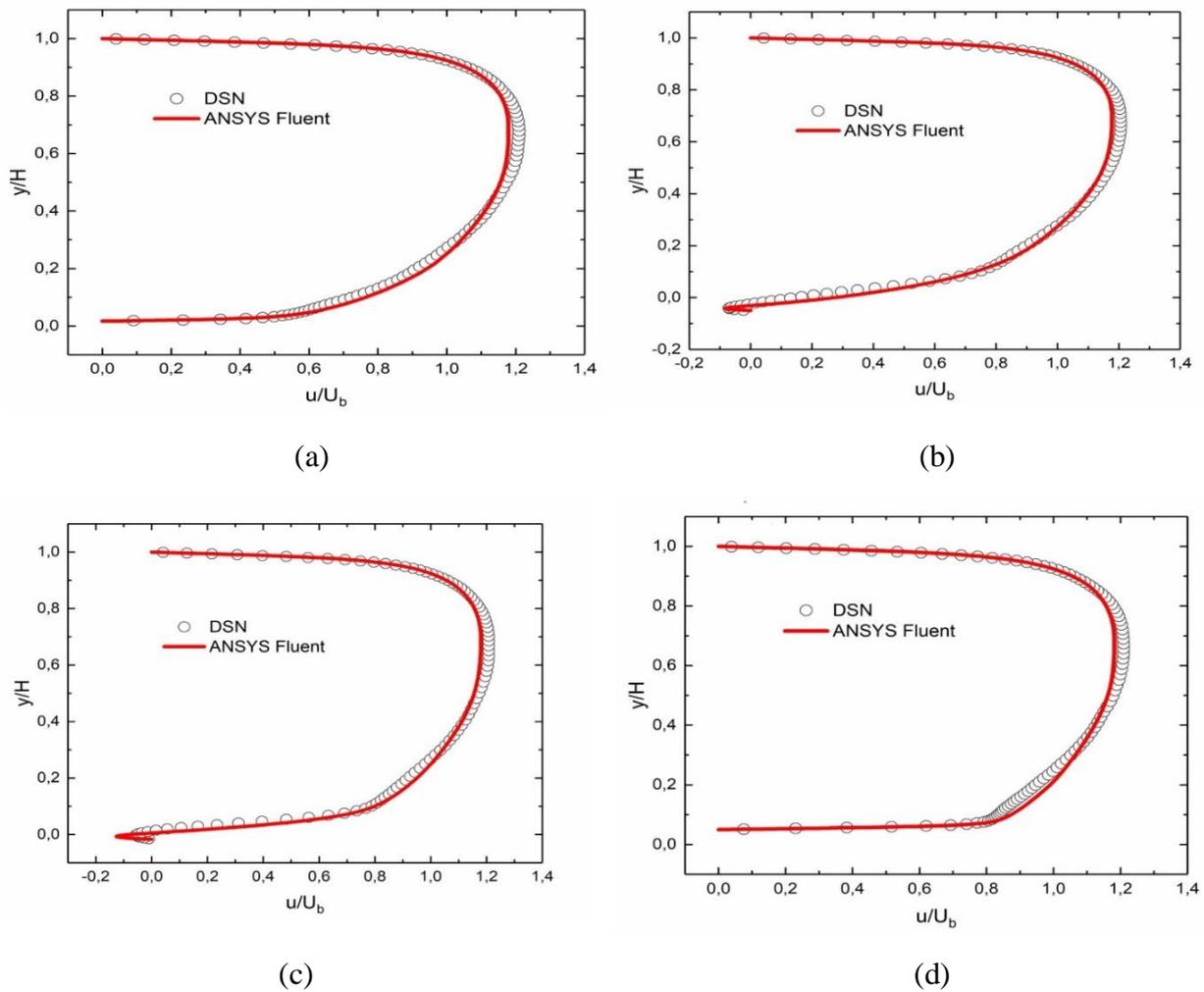
*Figure IV.5 : Tracé des courbes des résidus (cas du modèle  $k - \epsilon$ Realizable).*

## IV.4 Analyse de la dynamique de l'écoulement

### IV.4.1 Evolution de la composante longitudinale de la vitesse ( $u$ )

Nous observons au travers de la figure la composante longitudinale du vecteur vitesse des quatre positions choisies (sommet, creux, divergent et convergent de l'ondulation) et du modèle de turbulence. On constate que les profils de vitesse obtenus par le modèle ANSYS Fluent se superposent au profil de vitesse tracé par Mass et Shumann (DNS) pour chaque position. Et les deux positions divergent et creux présentent une concavité négative. Ceci correspond à l'existence de zones de recirculations tourbillonnaires du fluide dans la région de forte courbure.

Ces résultats sont conformes des quatre positions convergent, creux, sommet, divergent avec ceux de la DNS que le choix de la paroi est très satisfaisant.



**Figure IV.6 :** Profil de vitesse ( $u$ ) dans la section droite au :  
 (a) convergent ; (b) Creux ; (c) ; divergent ; (d) Sommet

#### IV.4.2 Evolution de la composante transversale de la vitesse ( $v$ )

La figure nous montre l'évolution de la composante transversale du vecteur vitesse. Les prédictions numériques pour les quatre positions par le modèle sont en bon accord avec les résultats de la DNS. A l'exception de la position divergente ou un écart très prononcé est remarqué près de la paroi.

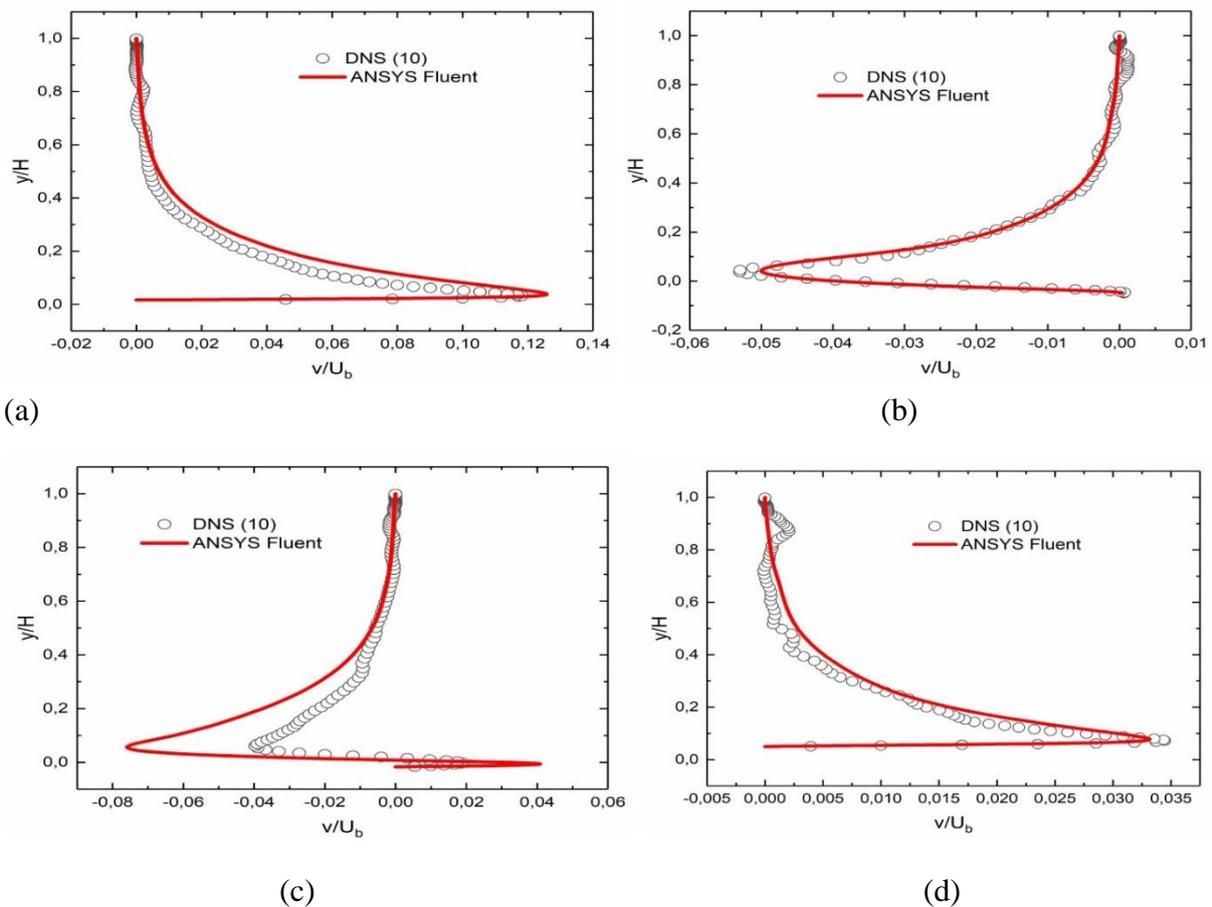


Figure IV.7 : Profil de vitesse ( $v$ ) dans la section droite au :

(a) convergent ; (b) Creux ; (c) ; divergent ; (d) Sommet

#### IV.4.3 Evolution du tenseur longitudinal de Reynolds ( $\overline{u'u'}$ )

Sur la figure nous observons l'évolution du tenseur longitudinal de Reynold pour les quatre positions à savoir (divergent, creux, convergent et sommet). L'évolution du tenseur de Reynolds  $u'u'$  dans le sens de l'écoulement a la même allure que celle de la DNS. Cette dernière vérifie et capte mieux la turbulence dans le sens longitudinal.

Cependant les résultats du modèle ANSYS Fluent ne se superpose pas parfaitement avec ceux de la DNS.

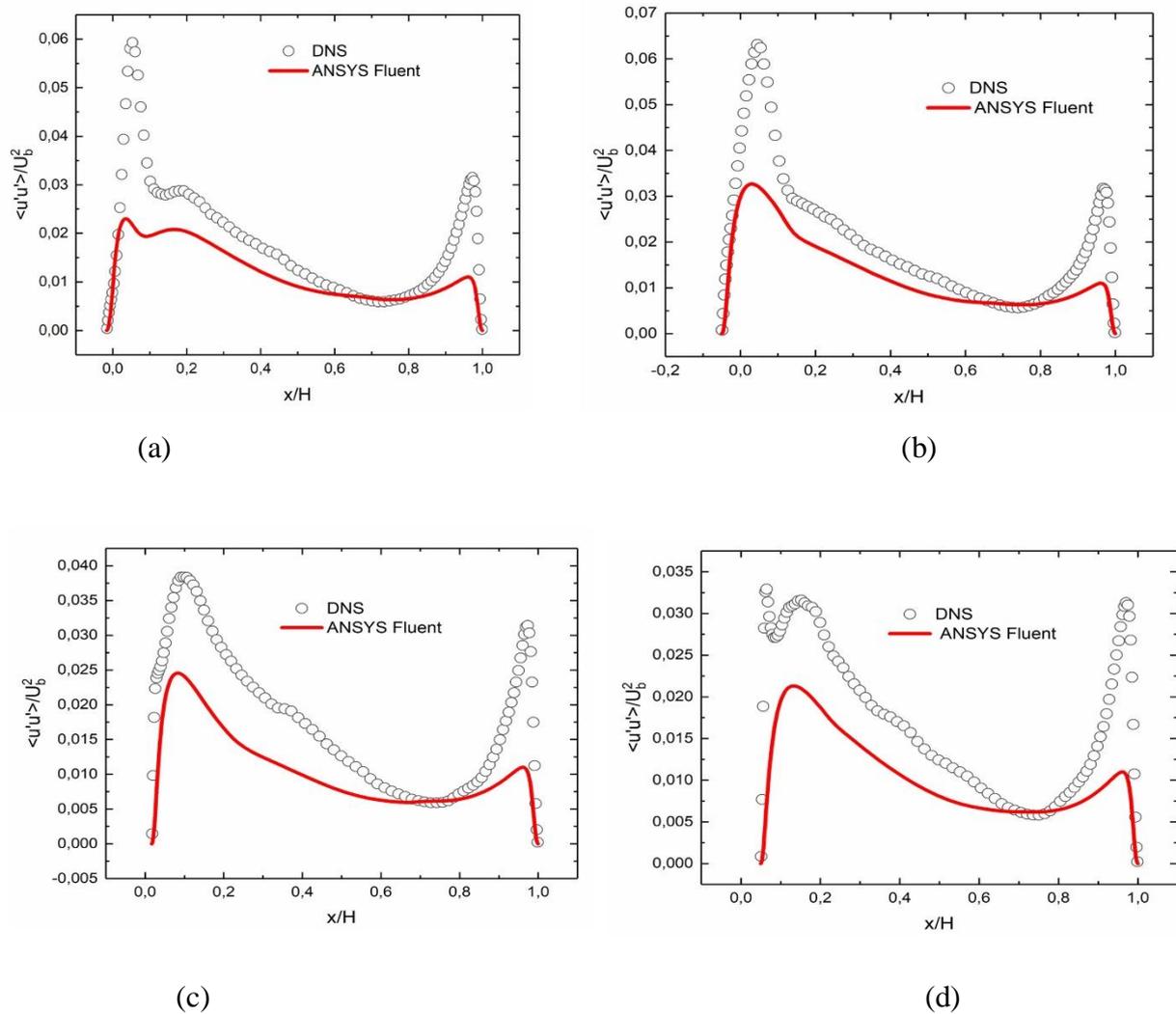


Figure IV.8 : profil du tenseur longitudinale  $\overline{u'u'}$  au :  
 (a) divergent ; (b) creux ; (c) convergent; (d) sommet

#### IV.4.4 Evolution du tenseur transversal de Reynolds $\overline{v'v'}$

La figure IV.13, montre que le tenseur transversal  $\overline{v'v'}$  est reproduit de la même façon que celui du longitudinal. Le profil de cette vitesse dépend beaucoup plus de la hauteur H. par ailleurs bien que les différentes positions aient la même épure il est bon de préciser qu'avec le modèle ANSYS Fluent nous obtenons des résultats très éloignés de la DNS.

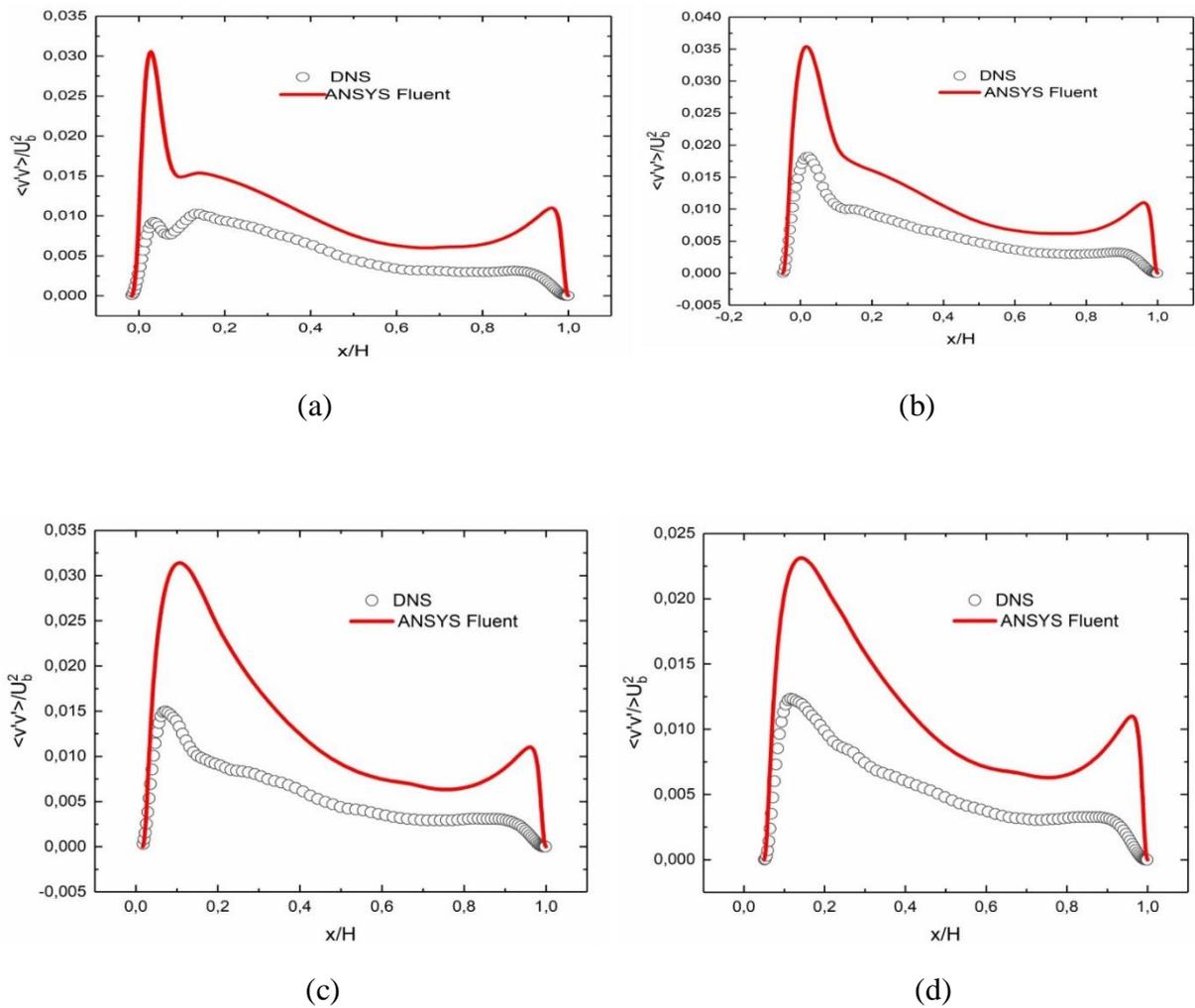


Figure IV.9 : profil du tenseur transversal  $\overline{(v'v')}$  au :  
 (a) divergent ; (b) creux ; (c) conergent; (d) sommet

#### IV.4.5 Evolution du tenseur croisé de Reynolds $\overline{(u'v')}$

La figure, nous observons presque la même évolution du tenseur croisé de Reynolds  $u'v'$  par rapport à celle de la DNS. On remarque une bonne concordance du modèle ANSYS Fluent avec la DNS en ce qui concerne les quatre positions divergent, creux, convergent et sommet.

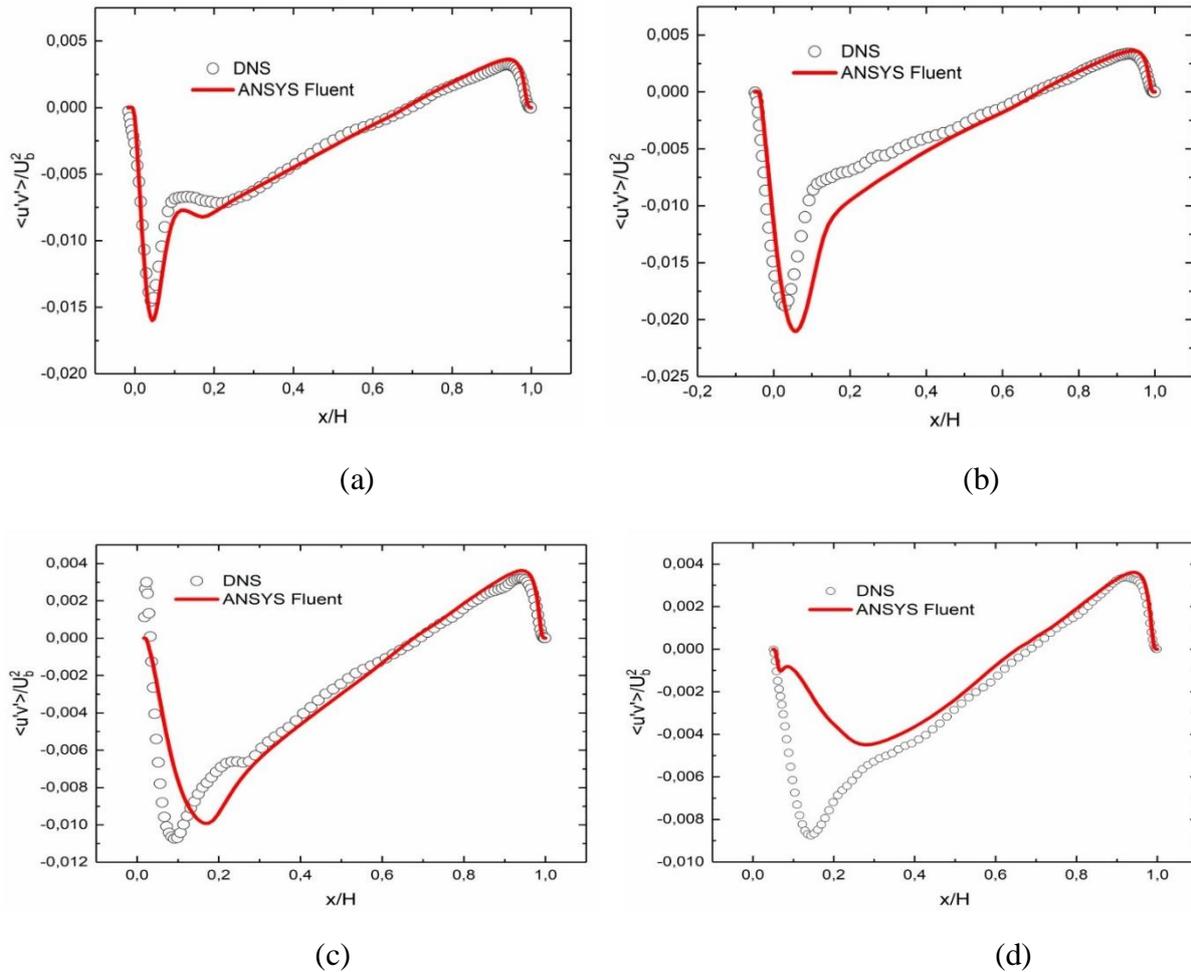


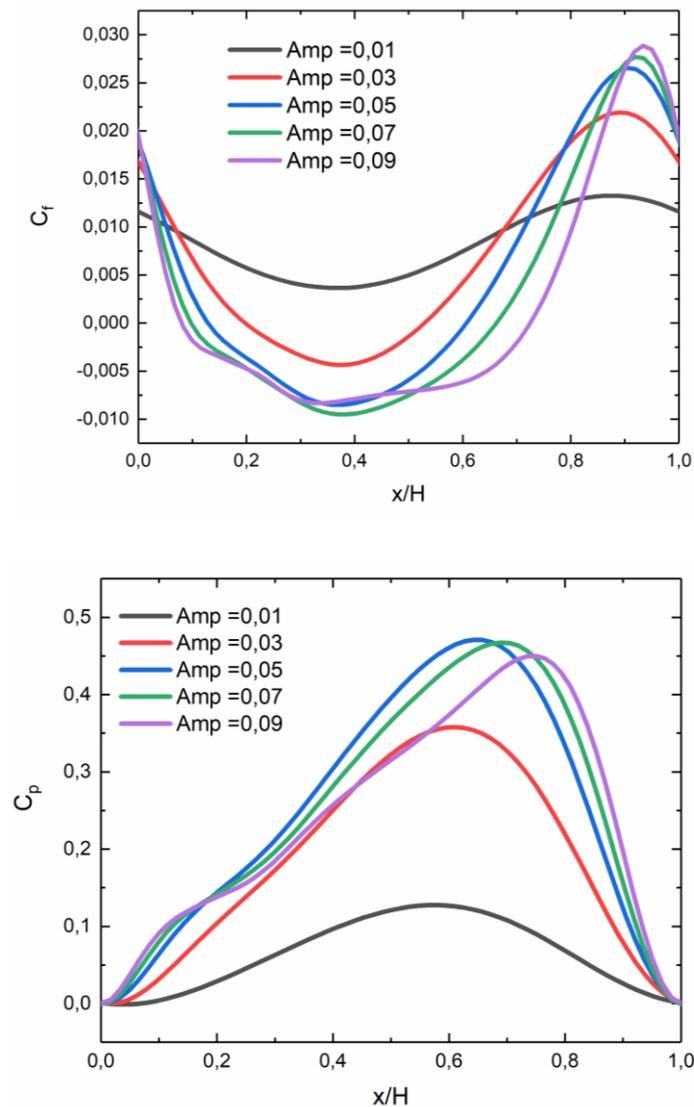
Figure IV.10 : profil du tenseur croisé  $\langle u'v' \rangle$  au :

(a) divergent ; (b) creux ; (c) convergent; (d) sommet

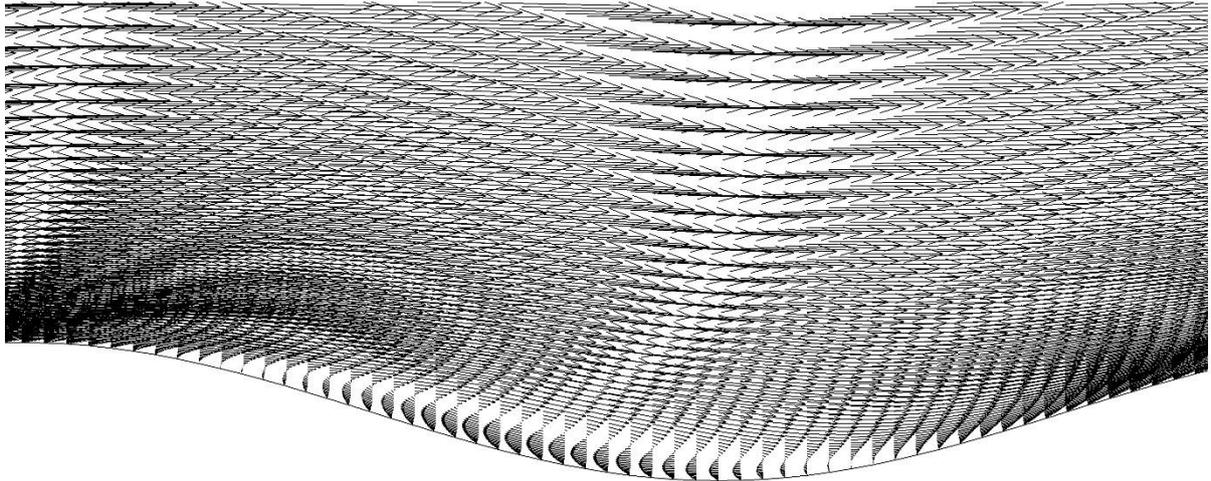
#### IV.4.6 Evolution des Coefficients de pression et de frottement $C_p$ et $C_f$

Les figures et, montrent la variation de la répartition des coefficients de frottement et de pression, repéré par les deux positions du creux (0.4) et du sommet (0.9) le long d'une ondulation pour les différentes amplitudes. Pour la paroi plane (amplitude nulle), les coefficients de frottement et de pression sont constants. En comparant les résultats des coefficients de frottement de la paroi plane et la paroi ondulée, on dénote une nette diminution de ce coefficient dans le creux et une augmentation de sa valeur au sommet de l'ondulation pour l'ensemble des amplitudes (figure). Excepté pour la plus petite valeur d'amplitude, où, la distribution de ce coefficient est fortement déformée, on note alors une légère augmentation de sa valeur au creux de l'ondulation.

Quant au coefficient de pression (figure), C'est l'effet inverse que l'on observe en effet, on assiste à une chute de ce coefficient au sommet et à une légère augmentation au creux de l'ondulation pour les différentes valeurs d'amplitudes étudiées. Pour les faibles amplitudes, on la dépression est faible (faible recirculation). Au fur à mesure que l'amplitude, la turbulence au creux augmente favorisant ainsi la présence d'une forte dépression



**Figure IV.11** : Répartition des coefficients de  $C_f$  et  $C_p$  le long de la paroi ondulée



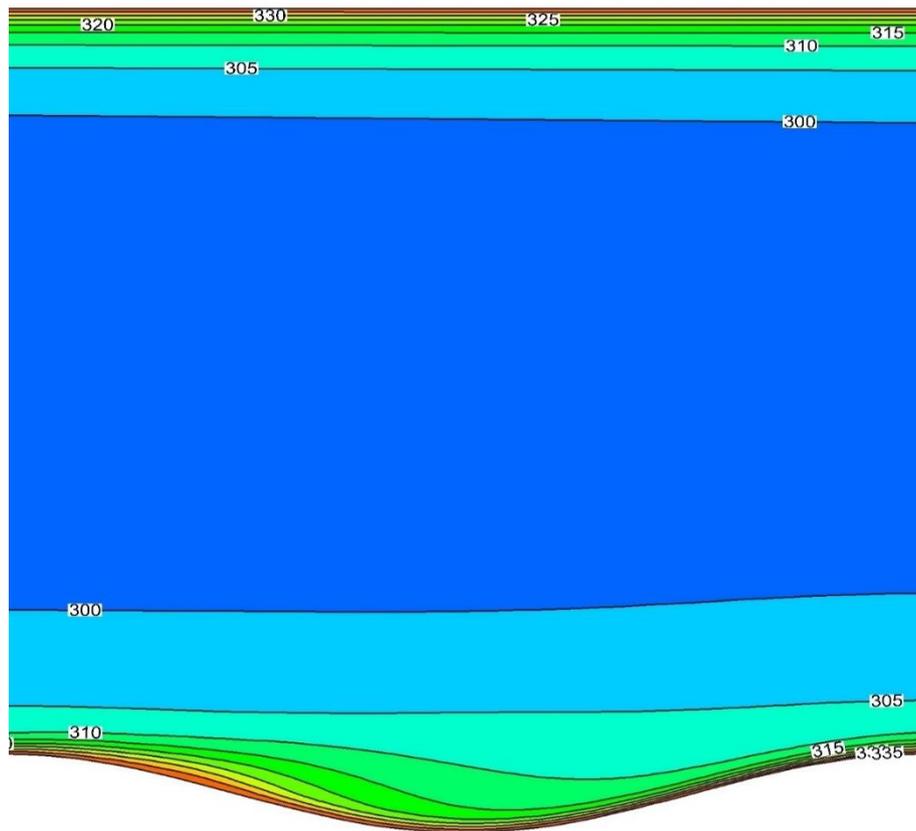
*Figure IV.12 : Zone de recirculation près de la paroi ondulée*

## **IV.5 Partie Thermique.**

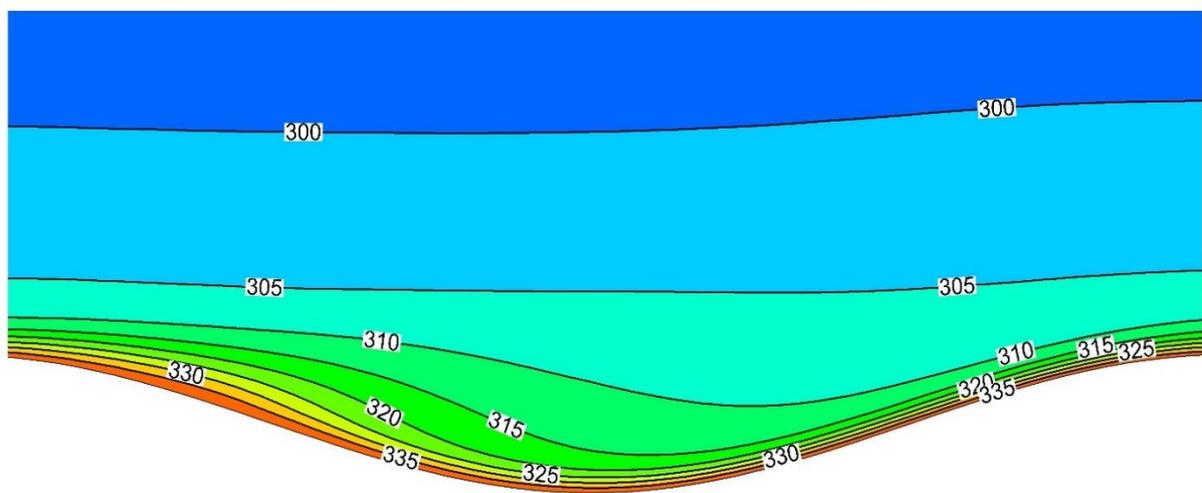
### **IV.5.1 Profils de température pour le canal à paroi inférieure ondulée**

La figure IV.13.a, représente le contour des profils de température. On remarque dans la figure IV.13.b, que ces profils suivent parfaitement la géométrie de l'écoulement près de la paroi avec un aplatissement et un tassement de la couche limite thermique. Il résulte un contact serré entre la paroi et le fluide, ce qui entraîne un bon transfert thermique.

Nous remarquons également que les contours de la température qui sont représentés par des droites dans le cas d'une paroi plane, sont complètement déformés dans la zone de recirculation la couche limite est par conséquent brisée, créant ainsi les tourbillons.



(a)



(b)

**Figure IV.13** : Contour des profils de la température (une ondulation) :  
 (a) Section droite ; (b) Près de la paroi ondulée.

### IV.5.2 Influence de l'amplitude sur le profil du nombre de Nusselt

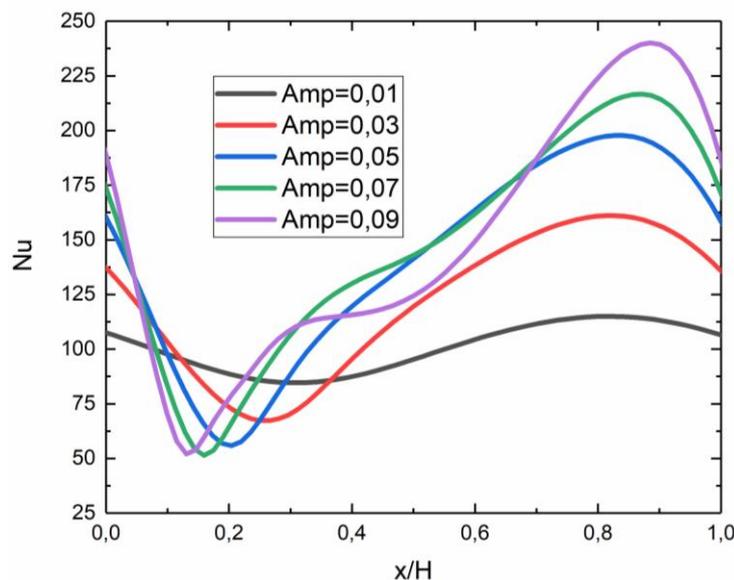
La variation du nombre de Nusselt local le long d'une ondulation dans la région la plus développée par rapport à l'amplitude de l'ondulation est notée sur la figure. Cette dernière montre bien que le nombre de Nusselt est constant et indépendant du régime d'écoulement pour une amplitude nulle (cas de la paroi plane). Localement le Nusselt diminue de valeur au divergent et creux de l'ondulation et augmente au sommet de celle-ci.

On observe un léger décalage du nombre de Nusselt vers l'aval quand la valeur de l'amplitude passe de  $0.01H$  à  $0.09H$ . On remarque surtout que le nombre de Nusselt pour l'amplitude maximale ( $0.9H$ ) a considérablement augmenté et passé de la valeur 112 pour une amplitude de  $0.01$  à 237 pour une amplitude de  $0.09H$ . Donc le Nusselt moyen marque un maximum pour la paroi ondulée par rapport à la paroi plane en subissant un léger décalage vers l'aval de l'ondulation.

Globalement, une augmentation de la valeur de l'amplitude s'accompagne d'une augmentation du nombre de Nusselt et des pertes de charge.

L'ondulation de la paroi favorise la diffusion, donc le mélange turbulent.

Le nombre de Nusselt augmente avec l'amplitude de l'ondulation jusqu'à la valeur de  $0.05H$ . Pour recréer des effets pouvant améliorer le transfert de chaleur dans une telle configuration géométrique, il faut limiter l'évolution de la valeur de l'amplitude pour prendre en compte l'effet perte de charge occasionnée.



**Figure IV.14** : Variation du Nusselt en fonction de l'amplitude

# Conclusion générale et perspectives

## **Conclusion générale**

Au terme de ce mémoire de fin d'étude, il est bon de retenir que nous nous sommes basés sur la modélisation et la simulation numérique d'un écoulement turbulent afin de mettre en exergue l'effet de l'amplitude sur le transfert convectif dans un canal à paroi ondulée.

La démarche abordée dans ce travail a été tout d'abord, d'étudier numériquement l'espace ou la zone d'écoulement et le transfert thermique dans un canal dont la paroi supérieure est plane et la paroi inférieure ondulée, de sorte à comprendre les différents mécanismes physiques y régnant.

Les résultats obtenus, coté hydrodynamique, entre le modèle utilisé ( $k - \varepsilon$  réalisable) du code ANSYS Fluent [19] sont en bon accords avec ceux de la *DNS*.

La comparaison des résultats des différentes amplitudes de la paroi ondulée indique que le nombre de Nusselt augmente avec l'amplitude. Cependant cette intensification du transfert thermique est accompagnée d'une diminution importante du coefficient de frottement

## **Perspective**

La simulation numérique des écoulements turbulents (*CFD*) devenue un outil incontournable très performant pour la prédétermination et la compréhension de certains phénomènes liés à la turbulence et qui permet d'accéder à certaines configurations et à des zones d'écoulement inaccessibles par la voie expérimentale, nous a permis d'envisager des possibilités pour augmenter le nombre de Nusselt. Les résultats de ces essais ont montré que le nombre de Nusselt croît avec la surface d'échange.

Comme perspective, le lancement de la dimension (*3D*), cette dernière constituerait une action intéressante afin de mieux prendre en compte le caractère tourbillonnaire et instationnaire du sillage près de la paroi. L'utilisation d'autre modèle de turbulences tels que les modèles  $k - \omega$  et RSM peuvent être envisageable.

Cela serait nécessairement une perspective intéressante qui prendra mieux en compte le caractère des mouvements secondaires influant sur le transfert convectif. Rappelons qu'une telle perspective exige des moyens de calcul très sophistiqués et coûteux. Egalement, les résultats thermiques doivent être appuyés par les évolutions du coefficient de frottement et du coefficient de pression afin de chercher et choisir la configuration optimale permettant de minimiser les pertes de charge tout en assurant un gain de chaleur.

Cependant ces résultats thermiques doivent être validés par une étude expérimentale ou par l'utilisation d'une autre approche de simulation numérique plus élaborée telle que la simulation des grandes échelles (*LES*)

## Bibliographie

- [1] Introduction à l'énergétique et aux transferts de chaleur
- [2] **J. D. Hudson**. The effect of wavy boundary on turbulent flow. PhD thesis, Dept chemical engineering, university of Illinois, Urbana 1993.
- [3] **T.-H. Shih** et al. A new Eddy-Viscosity model for high Reynolds number turbulent flows-model development and validation. *Computer Fluids*, Vol. 24 (3), pp 227–238, 1995
- [4] **B. E. Launder** et **D.B. Spalding**. The numerical computation of turbulent flows. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, Vol. 3 (2), pp. 269-289. 1974
- [5] **F. R. Menter**. Two equation Eddy-Viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal*, Vol. 32 (8), pp 1598-1605, 1994.
- [6] **J. C. Kok**. Resolving de dependence on free-stream values for  $k - \omega$  turbulence model. Report of National Aerospace laboratory, Fluid Dynamics, NLR-TP-99295, pp 1-20, July 1999.
- [7] ANSYS Fluent 2019 R1
- [8] **A G. Ramgadia** et **A K. Saha**. Three-dimensional numerical study of turbulent flow and heat transfer in a wavy-walled duct. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol.
- [9] **H. K. Versteeg** et **W. Malalasekera**. An introduction to Computational Fluid Dynamicsthe finite volume method. Second edition, Pearson Education Limited, 2007.
- [10] J. Gosse et R. Schiestel. Convection dans les tubes ondulés. *Revue Générale de thermique*, N°172, Avril 1976
- [11] **N. Saniei** et **S. Dini**. Heat transfert characteristics in a wavy walled channel. *Journal of Heat transfert-transactions of ASME*, vol 115, pp. 788-792, 1993.
- [12] **S. T. Hsu** et **J. F. Kenedy**. Turbulent flow in wavy pipes. *Journal of fluid Mechanic*, Vol. 47, pp. 481-502, 1971.
- [13] **Jean Coutanceau**. Convection naturelle turbulente sur une plaque verticale isotherme, transition, échange de frottement pariétal. *International Journal of Heat and mass transfert*, Vol. 12, pp. 753-769, 1969
- [12] **O. Reynolds**. On the dynamical theory of incompressible viscous fluid and the determination of the criterion. *Philosophical transactions of the society of london A*, vol 186, pp 123-164. 1895..
- [12-13] **C. Maaß** et **U. Schumann**. Direct numerical simulation of separated turbulent flow over a wavy boundary. *Note on numerical Fluid Mechanics*, Vol. 52, pp. 227-241, 1996

## WEBOGRAPHIE

P.65 Propriété thermophysiques de l'air :

(<http://www.mhtl.uwaterloo.ca/old/onlinetools/airprop/airprop.html>)

P.64 Finesse du maillage : (<http://www.pointwise.com/yplus/>)