

Visa du chef de département
des Sciences et Technologies
Signature:.....
Date:.....

Étude numérique d'écoulement turbulent autour de quatre cylindres en configuration carré

Mémoire de fin d'études pour l'obtention du diplôme
De Master académique
En «*Installations Energétiques Et Turbomachines*»

Encadreur : Dr. Kahil Y.
Signature :
Date :

Réalisé par : RAHMANI Zakaria
Signature :
Date :

Membres du jury

Pr. ZEBBAR D. (Président)
Dr. BENLEKAM M. (Examineur)
Dr. KAHIL Y. (Encadreur)

Remerciements

Toute la gratitude et le merci à Dieu notre créateur qui nous a donné la force pour effectuer et achever ce travail.

Tous d'abord, je tiens à remercier les membres du jury, le président **Mr. ZEBBAR D.** et **Mr. BENLEKAM M.** d'accepter d'examiner ce modeste mémoire.

Je tiens à remercier très chaleureusement mon promoteur **Dr. KAHIL Y.** pour m'avoir proposé ce sujet, pour ses précieux conseils, pour son esprit d'ouverture et sa disponibilité.

Mes vifs remerciements aux professeurs du département des Sciences et Technologies pour leur contribution à ma formation et mes connaissances.

Dédicace

A toute ma famille,
particulièrement mes chers parents,
A tous mes amis et mes collègues,
A tous mes enseignants.

Table des matières

INTRODUCTION GÉNÉRALE.....	10
CHAPITRE I : ÉTAT DE L'ART.....	12
CHAPITRE II : MÉTHODES NUMÉRIQUES ET MODELISATION DE LA TURBULENCE.....	17
2.1 Equations de transport.....	17
2.1.1 Equation de continuité.....	17
2.1.2 Equations de quantité de mouvement (Navier-Stokes).....	17
2.2 Introduction à la turbulence.....	18
2.3 La turbulence en CFD.....	19
2.4 Les méthodes de modélisation.....	19
2.4.1 Simulation directe (D.N.S.).....	19
2.4.2 Simulation des grandes échelles (L.E.S.).....	20
2.4.3 La modélisation (R.A.N.S.).....	21
2.5 Les modèles de turbulence.....	22
2.5.1 Le modèle $k - \epsilon$	22
2.5.2 Le modèle $k - \omega$	23
2.5.3 Le modèle $k - \omega SST$	23
2.6 Méthode Numérique.....	25
2.6.1 Méthode des volumes finis (M.V.F.).....	25
CHAPITRE III : RÉOLUTION NUMÉRIQUE.....	29
3.1 Mécanique des fluides numérique.....	29
3.2 Conduction d'une simulation numérique.....	29
3.3 Présentation du <i>Gmsh</i>	30
3.4 Présentation du <i>Code_Saturne</i>	31
3.5 Procédure sous <i>Code_Saturne</i>	31
CHAPITRE IV : RÉSULTATS ET DISCUSSIONS.....	38
4.1 Validation du cas d'un cylindre à faible nombre de Reynolds.....	38
4.1.1 Description du cas et détails des calculs.....	38
4.1.2 Étude de sensibilité.....	39
4.1.3 Vitesse moyenne et longueur de recirculation.....	41
4.1.4 Coefficient de pression moyenne.....	43
4.2 Cas de quatre cylindres en configuration carrée.....	45
4.2.1 Description du cas et détails des calculs.....	45
4.2.2 Changement de mode (Bistabilité).....	47
CONCLUSION GÉNÉRALE ET PERSPECTIVES.....	51
Bibliographie.....	52
Résumé.....	55

Table des figures

Fig. 2.1 - Simulation et modélisation du spectre de turbulence.	19
Fig. 2.2 - Simulation DNS d'un jet de liquide.....	20
Fig. 2.3 - Simulation LES d'une aile à grand angle d'attaque.	21
Fig. 3.1 - processus de la CFD.	30
Fig. 3.2 – Interface graphique de <i>Gmsh</i>	30
Fig. 3.3 - Interface graphique de <i>Code_Saturne</i>	31
Fig. 3.4 – fenêtre de création d'un répertoire dans <i>Code_Saturne</i>	32
Fig. 3.5 – structure des fichiers créés par <i>Code_Saturne</i>	32
Fig. 3.6 – Moyennes en temps.....	33
Fig. 3.7 – La variation de la vitesse en fonction du nombre d'itération pour différents points de mesure.	34
Fig. 3.8 – Sondes / points de mesure.....	34
Fig. 3.9 – Préparation du calcul.....	35
Fig. 3.10 – Interface graphique d'Enight.....	36
Fig. 3.11 – Interface graphique de ParaView.....	36
Fig. 4.1 - Domaine de calcul pour un cylindre circulaire, <i>XY</i> (vue latérale) et <i>XZ</i> (vue de dessus).	38
Fig. 4.2 - Zoom du maillage grossier, moyen, fin et plus fin dans le plan <i>XY</i> pour la configuration d'un cylindre.....	39
Fig. 4.3 - Etude de sensibilité pour la vitesse moyenne longitudinale le long de la ligne médiane du sillage($Y/D = 0$).	40
Fig. 4.4 - Comparaison entre données expérimentales et numériques pour la vitesse moyenne longitudinale le long de la ligne médiane du sillage ($Y/D = 0$).....	41
Fig. 4.5 - Profils de vitesse moyenne longitudinale pour différentes X/D positions dans la zone de sillage.	42
Fig. 4.6 - Profils de vitesse moyenne transversale pour différentes X/D positions dans la zone de sillage.	43
Fig. 4.7 - Profil du coefficient de pression moyenne autour de la surface du cylindre.	43
Fig. 4.8 - Comparaison des différents champs de l'écoulement de présente étude en gauche et en droite LES Afgan <i>et al.</i>	44
Fig. 4.9 - Contour du champ de vitesse moyenne.	45
Fig. 4.10 - Dimensions de domaine et les conditions aux limites pour l'écoulement autour quatre de cylindres en configuration carré.....	46
Fig. 4.11 – Section transversale et zoom du maillage dans le plan <i>XY</i> pour le cas quatre cylindres en configuration carrée (cas avec un espacement de $P/D = 1.5$).....	46
Fig. 4.12 – Changement de mode (M1, M2 et M3).....	47
Fig. 4.13 – Champ de vitesse instantané.....	48
Fig. 4.14 – Différents champs de l'écoulement.....	49

Liste des tableaux

Tableau 2.1 - Valeurs des constantes du modèle $k - \epsilon$	22
Tableau 2.2 - Valeurs des constantes du modèle $k - \omega$ SST.....	25
Tableau 4.1 - Les travaux utilisés pour comparaison dans le cas d'un seul cylindre.....	40
Tableau 4.2 - Longueur de recirculation.	42

NOMENCLATURE

R_e	nombre de Reynolds.
ρ_f	la masse volumique du fluide [kg/m^3].
u	la vitesse du fluide [$m.s^{-1}$].
D	échelle de longueur caractéristique [m].
μ	la viscosité dynamique du fluide [$Pa.s^{-1}$].
H	l'échelle de Kolmogorov.
E	le taux d'énergie cinétique dissipée.
k	énergie cinétique turbulente .
$C_\mu, C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}, \sigma_k, \sigma_\varepsilon$	constantes du modèle $k - \varepsilon$.
$\overline{u'_i u'_j}$	composantes du tenseur de Reynolds.
ν_t	La viscosité turbulente .
ω	Le taux de dissipation spécifique.
U	La vitesse moyenne de fluide.
G_k	production d'énergie cinétique turbulente par les gradients de vitesse moyenne.
G_ω	production de ω .
Γ_k, Γ_ω	coefficients de diffusion de k et ω .
Y_k, Y_ω	les dissipations de k et ω .
F_1	la fonction de fusion.
S	la mesure invariante de la vitesse de déformation.
F_2	deuxième fonction de fusion.
$\beta^*, \alpha_1, \beta_1, \sigma_{k1}, \sigma_{\omega 1}, \alpha_2, \beta_2, \sigma_{k2}, \sigma_{\omega 2}$	constantes du modèle $k - \omega$ SST.
ρ	densité du fluide.

\vec{v}	vecteur vitesse ($\vec{v} = v_x\vec{i} + v_y\vec{j}$).
\vec{A}	vecteur d'aire de la surface.
Γ_Φ	Le coefficient de diffusion de la grandeur Φ .
$\overrightarrow{grad}\Phi$	gradient de Φ .
S_Φ	terme source.
N_{faces}	nombre de faces du volume de contrôle.
Φ_f	valeur de Φ transférée par convection à travers l'interface f.
v_f	flux de masse à travers l'interface f.
A_f	aire de l'interface f ($ \vec{A} = A_x\vec{i} + A_y\vec{j} $ en 2D).
$(\vec{\nabla}\Phi)_n$	valeur de $\vec{\nabla}\Phi$ normal à l'interface f.
V	volume de contrôle.
\bar{u}	vitesse moyenne.
\bar{U}/U_0	vitesse moyenne longitudinale.
\bar{C}_p	coefficient de pression moyenne.
\bar{P}	pression moyenne.
P_∞	pression initiale.
u_∞	vitesse de l'écoulement à l'entrée.
P/D	espacement entre le centre des cylindres.
L/D	distance adimensionnelle longitudinale entre les centres des cylindres.
L_r	longueur de recirculation.

Acronymes

PIV	Particle Image Velocimetry.
LES	Large Eddy Simulation.
FEM	Finite Element Method.
LIF	Laser Induced Fluorescence.
DNS	Direct Numerical Simulation.
RANS	Reynolds Averaged Navier-Stokes equations.
EDP	Equations aux Dérivées Partielles.
MVF	Méthode des Volumes Finis.
VC	Volume de Contrôle.
MFN	Mécanique des Fluides Numérique.
EDF	Electricité De France.
GUI	Graphical User Interface.

INTRODUCTION
GÉNÉRALE

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Les structures de l'écoulement incompressible autour des obstacles occupent une place importante dans la physique des fluides dues à leur importance pratique dans les applications aérodynamiques et hydrodynamiques tel que les écoulements autour des sous-marins, piliers de ponts, les pipelines et en particulier dans des domaines sensibles comme la production d'électricité grâce à l'énergie nucléaire.

L'écoulement autour d'un groupe de cylindres a fait l'objet d'intenses investigations numériques et expérimentales, principalement en raison de l'importance d'ingénierie de conception structurale, flux de vibrations induites, et les émissions acoustiques. Lorsque plusieurs corps sont placés dans un jet fluide, l'interférence d'écoulement est responsable de plusieurs changements de la caractéristique des charges liquides. Pour notre cas, on s'intéresse à l'étude numérique de l'écoulement autour d'un cylindre et aussi de quatre cylindres en configuration carrée. Peut nous fournir une meilleure connaissance de la dynamique des vortex, de la distribution de pression et des forces de fluide, dans les cas comportant des arrangements plus complexes.

L'accroissement de la puissance des ordinateurs et le développement des méthodes numériques ont permis de conduire des calculs tridimensionnels de l'écoulement dans plusieurs configurations, tout en tenant compte de l'effet de la viscosité et de la turbulence. Ce progrès a fait de la modélisation numérique de l'écoulement ou bien la CFD (Computational Fluid Dynamic) un outil de plus en plus important pour le développement et l'optimisation du dimensionnement de différents procédés industriels. Parmi le large éventail des codes de calcul de l'écoulement connus on peut citer les codes de calcul payants : CFX, Fluent et gratuits : Openfoam Pour notre cas, on a utilisé le code open source « *code_saturne* ».

Le but principal de notre mémoire est d'étudier avec une simulation numérique le comportement des écoulements autour de cylindres et d'expliquer les phénomènes physiques qui apparaissent dans ce genre de configurations, tel que la recirculation et le phénomène de bistabilité (le changement de mode aléatoire du haut vers le bas et vice versa).

Le présent travail se compose d'une introduction générale et quatre chapitres, une synthèse bibliographique sur des travaux antérieurs réalisés par d'autres auteurs traitant du domaine de l'étude théorique et expérimentale de l'écoulement autour d'un cylindre et de quatre cylindres sont présentés dans le premier chapitre. Le deuxième chapitre est consacré à la présentation de la formulation mathématique nécessaire ainsi qu'un aperçu sur le modèle de turbulence et la méthode numérique utilisée. La résolution numérique et une description des étapes de notre simulation par *code_saturne* a fait l'objet du troisième chapitre. Le dernier chapitre est dédié à une description des cas étudiés, la présentation des résultats et leurs discussions. Enfin, nous terminerons sur une conclusion générale ainsi que des perspectives pour les futures recherches.

CHAPITRE I :
ÉTAT DE L'ART

CHAPITRE I : ÉTAT DE L'ART

Introduction

L'écoulement autour d'un cylindre circulaire ou un groupe de cylindres a fait l'objet d'intenses investigations numériques et expérimentales. En effet, ce cas classique englobe la complexité de la topologie de l'écoulement en préservant le potentiel instable des régions où la turbulence est générée. Malgré la simplicité de la géométrie, la forme circulaire est un challenge pour les études numériques. La bibliographie donnée ci-dessous est centrée sur des configurations contenant un cylindre isolé et le cas de quatre cylindres en configuration carrée.

Sumer [1] a observé que le champ d'écoulement sur le cylindre circulaire à de faibles valeurs du nombre de Reynolds est symétrique. Comme le nombre de Reynolds augment, l'écoulement commence à se détacher derrière le cylindre en provoquant le détachement des tourbillons et l'écoulement devient instationnaire. Pour $40 < Re < 200$, il y a un détachement des tourbillons laminaires dans le sillage du cylindre qu'on appelle allée de Von-Karman. Autour de $Re = 200$ à 300 le sillage laminaire transite vers la turbulence. Le sillage du cylindre circulaire devient complètement turbulent et un décollement de la couche limite laminaire se produit dans la région sous-critique à $300 < Re < 3 \times 10^5$.

Lourenco et Shih [2] à l'aide de la technique d'imagerie (**P.I.V.**), réalisent des mesures dans le sillage proche du cylindre à $x/D < 3$ (x désignant la distance au centre de l'obstacle suivant la direction de l'écoulement et D le diamètre du cylindre). Dans cette zone peu de mesures par anémométrie à fil chaud existent et ce notamment à cause de la présence de zones de recirculation jusqu'à une distance aval de l'ordre de $x/D = 10$.

Ong et Wallace [3] réalisent des mesures de vitesses et de champs de vorticités dans la région $3 < x/d < 10$. Ils proposent des statistiques sur les quantités turbulentes ainsi que le spectre d'énergie de la vitesse suivant la direction de l'écoulement et la direction normale à celui-ci en plusieurs points.

Rajagopalan et Antonia [4] réalisent des mesures par anémométrie à fil chaud dans les couches cisillées de l'écoulement mais uniquement pour l'analyse spectrale et non pour les quantités turbulentes. Les spectres de u fournissent des preuves solides de la présence d'appariements de vortex dans les couches de cisaillement de sillage, suggérant que le sillage proche se développe de manière similaire à une couche de mélange.

Parnaudeau et al. [5] ont mené une étude numérique et expérimentale par (**P.I.V.**), consacrée aux statistiques des quantités turbulentes et des spectres d'énergie dans le sillage du

cylindre jusqu'à une distance $x = 10D$. Les statistiques sont en accord avec celles des résultats précédents, en particulier, concernant la région de recirculation proche du cylindre.

Beaudan et Moin [6] sont parmi les premiers à réaliser une Simulation aux Grandes Échelles (L.E.S.). Ils résolvent les équations de Navier-Stokes filtrées pour un fluide légèrement compressible en utilisant un schéma décentré d'ordre 5 et un schéma aux différences finies d'ordre 6 pour, respectivement, la discrétisation des termes de convection et de viscosité.

Mittal [7] qui a fait son étude avec un schéma conservatif d'ordre 2 aux différences centrées. Les résultats obtenus présentent un accord avec les simulations de **Beaudan [6]** et les expériences de **Ong et Wallace [3]**.

Wissink et Rodi [8] ont présenté une Simulation Numérique Directe (D.N.S.) pour un nombre de Reynolds de 3300 est consacrée à l'influence de la longueur transversale du domaine sur les statistiques des quantités turbulentes dans la zone de sillage.

Notre compréhension actuelle de la configuration carrée de quatre cylindres est largement attribuée aux efforts de recherche à long terme déployés par Lam et ses coauteurs au cours des dernières années (**Lam et Lo [9]; Lam et Fang [10]; Lam et al. [11][12]; Lam et al. [13]; Lam et Zou [14]**). La plupart des expériences publiées ont été conduites soit en régime laminaire ($Re = 100 - 200$, principalement pour l'étude de la visualisation des écoulements), soit en régime sous-critique ($Re = 10^3 - 10^4$, pour les mesures de pression, de vitesse, de traînée et de portance). D'autre part, il convient de noter qu'au cours des dernières années, des simulations numériques ont été effectuées sur la configuration de quatre cylindres à $\alpha = 0^\circ$ ou $\alpha = 45^\circ$. À l'exception de l'étude LES menée par Lam et ses co-auteurs (**Lam et Zou [15][16]; Zou et al. [17]**) à $Re = 1.5 \times 10^4$ et l'étude FEM de **Zhao et Cheng [18]** à $Re = 10^3 - 2 \times 10^4$, la plupart des études numériques étaient limitées à un nombre de Reynolds relativement faible ($Re < 300$), par exemple, **Farrant et al. [19]**, **Lam et al. [13]**, **Esfahani et Be Hagh [20]**, **Lam et Zou [14]**, **Tong et al. [21]** et **Zou et al. [22]**. Basé sur une étude de visualisation de l'écoulement menée sur la configuration de quatre cylindres à $\alpha = 0^\circ$ (configuration carrée en ligne).

Sayers [23][24] a étudié pour la première fois les configurations de quatre cylindres en arrangement carré. Il a mesuré les coefficients de force et les fréquences des lâchés de tourbillons pour différents rapports d'espacement et angles d'incidence à $Re = 3 \times 10^4$. Il montrent que les forces agissant sur chaque cylindre du groupe peuvent varier considérablement, et l'amplitude des coefficients est fortement influencée par l'orientation du groupe à l'écoulement libre avec un minimum de traînée se produisant à des angles d'inclinaison compris entre 127.5° et 135° . Pour tous les rapports d'espacement, des inversions rapides de la portance et la traînée à la fois se produisent, mais la plus grande stabilité est obtenue avec des rapports d'espacement plus élevés,

lorsque des changements importants et rapides ne se produisent qu'entre des angles d'inclinaison de **90° et 180°**.

Lam et Lo [9] ont réalisé leur expérience pour **$Re = 2100$** . Ont examiné les agencements des configurations de quatre cylindres en arrangement carré avec des rapports d'espacement et des angles d'incidence variables. On observe un état bistable de sillage large et étroit derrière les cylindres aval sous un angle d'incidence nul, tandis que dans les positions décalées, la fréquence de Strouhal indique une tendance unique pour les quatre cylindres. Dans une position carrée en rotation, le sillage du cylindre le plus en avant diminue considérablement, tout en maintenant la formation de tourbillons à un très faible rapport d'espacement. Une oscillation de sillage loin en aval est observée derrière les cylindres lorsqu'ils sont proches les uns des autres; le nombre de Strouhal de la grappe est d'environ **0.22 – 0.24**. Une relation sans dimension entre la fréquence de diffusion du vortex et la largeur de sillage est proposée en fonction des données expérimentales de cette expérience.

Lam et Fang [10] les distributions de pression statique sur quatre cylindres disposés en configuration carrée et soumis à un écoulement transversal sont présentées pour des rapports d'espacement allant de **1.26 à 5.8** et des angles d'incidence de l'écoulement entrant allant de **0° à 45°** par intervalles de **15°**. Les forces correspondantes, la portance et la traînée, sur chaque cylindre sont également données par intégration à partir des distributions de pression mesurées. Les résultats sont comparés aux visualisations de flux et à d'autres mesures. Un rapport d'espacement critique qui était différent de la situation de deux et trois cylindres était **$L/D = 2.7$** à des petits angles décalés. L'effet de l'angle d'incidence sur les coefficients de force et de pression de base est également discuté.

Lam et al. [12] ont étudié l'écoulement autour de quatre cylindres dans une configuration carrée avec un rapport d'espacement de **4** et **$Re = 200$** en utilisant la visualisation par fluorescence induite par laser (**L.I.F.**) et la vélocimétrie par image de particules (**P.I.V.**) pour des angles d'incidence allant de **0° à 45°** par intervalles de **5°**. Plusieurs modèles d'écoulement distincts ont été observés. Dépendant de l'écoulement a été classé en trois régimes d'écoulement de base. Chaque régime a son propre modèle d'écoulement dominant et peut engendrer différents problèmes. Deux modèles d'écoulement distincts, pouvant conduire à de fortes vibrations induites par l'écoulement, ont été observés dans cette expérience. L'une est l'impact direct des tourbillons sur les cylindres. L'autre est la formation d'un écoulement de jet entre le sillage proche (*ou alternativement appelé sillage de stagnation*) du cylindre en amont et du cylindre en aval.

Zou et al. [17] ont mené une étude expérimentale et numérique des écoulements turbulents tridimensionnels complexes autour de quatre cylindres dans une configuration carrée en ligne pour

$Re = 1.5 \times 10^4$ avec un rapport d'espacement égal à $L/D = 1.5$ et 3.5 . Les distributions de la vorticité et de la vitesse de plein champ ainsi que les quantités turbulentes ont été calculées en détail et les structures proches du sillage ont été présentées. Les résultats montrent que la nature de l'écoulement bi-stable a été observée à $L/D = 1.5$.

Lam et Zou [16] réalisent une étude à la fois expérimentale et numérique sur les écoulements turbulents autour de quatre cylindres dans une configuration carrée en ligne avec différents rapports d'espacement de 1.5 - 2.5 - 3.5 et 5.0 pour $Re = 1000$ à 20000 . L'étude expérimentale a montré qu'il existe plusieurs modèles d'écoulement distincts en fonction du rapport d'espacement et du nombre de Reynolds sous-critique pour un écoulement turbulent. Les simulations numériques tridimensionnelles ont également été effectuées à l'aide de la simulation des grandes échelles (**L.E.S.**) à un nombre de Reynolds de 15000 avec un rapport d'espacement de 1.5 et 3.5 . Les résultats montrent que les prévisions numériques des calculs **LES** correspondent bien aux mesures expérimentales.

Kahil et al. [25] ont présenté une étude numérique (**L.E.S.**) pour des espacements $P/D = 1.25, 1.4, 1.5, 1.75$ et 2.0 avec un nombre de Reynolds de 3000 . Ils rapportent que la topologie de l'écoulement change avec la modification des rapports d'espacement entre les cylindres, ce qui montre un comportement d'écoulement clairement polarisé pour les rapports d'espacements $P/D = 1.25, 1.4$ et 1.5 . Ce phénomène de bi-stabilité a été détecté sur la base de l'analyse des signaux de portance et des lignes de l'écoulement.

Conclusion

Dans ce chapitre ont a présenté une revue de littérature de quelques chercheurs qui ont réalisé leurs études sur les écoulements autour d'un cylindre circulaire isolé et quatre cylindres en configuration carrée. Ce qui a permis d'alimenter une réflexion approfondie sur notre sujet et de bien situer leur problématique.

CHAPITRE II :
MÉTHODES NUMÉRIQUES
ET MODÉLISATION DE LA
TURBULENCE

CHAPITRE II : MÉTHODES NUMÉRIQUES ET MODELISATION DE LA TURBULENCE

Introduction

Au cours de ce chapitre, on a donné un aperçu sur les méthodes de la modélisation. Ensuite, on a représenté les équations de base et de Navier-Stokes qui régissent le phénomène de turbulence. Après, on a défini les modèles de modélisation qui sert à la fermeture du système ainsi la méthode numérique utilisée.

2.1 Equations de transport

Les équations qui régissent l'écoulement d'un fluide incompressible Newtonien sont L'équation de continuité ainsi que les équations de conservation de quantité de mouvement.

2.1.1 Equation de continuité

L'équation de la continuité doit traduire le principe de conservation de la masse. C'est-à-dire la variation de masse pendant un temps d'un élément de volume fluide doit être égal à la somme des masses de fluide entrant diminuée de celle de fluide sortant.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \vec{V}) = 0 \quad (2.1)$$

L'équation (2.1) est appelée l'équation de continuité (forme différentielle). Pour notre cas (incompressible) l'équation de continuité s'écrit :

$$\nabla(\vec{V}) = 0 \quad (2.2)$$

2.1.2 Equations de quantité de mouvement (Navier-Stokes)

La loi de conservation de quantité de mouvement traduite par les équations de Navier-Stokes exprime tout simplement la loi fondamentale de la dynamique à un fluide Newtonien. Les équations de quantité de mouvement écrites suivants x_i ($i = 1, 2, 3$) sont [26]:

$$\underbrace{\frac{\partial U_i}{\partial t}}_{\text{Instationnaire}} + \underbrace{U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j}}_{\text{convectif}} = - \underbrace{\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i}}_{\text{pression}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right)}_{\text{terme visqueux}} \quad (2.3)$$

Dans notre cas (bidimensionnel) les équations de quantité de mouvement écrites suivant x et y sont [27]:

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = - \frac{\partial P}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (2.4)$$

$$\rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = - \frac{\partial P}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \quad (2.5)$$

2.2 Introduction à la turbulence

A l'encontre des écoulements laminaires, les écoulements réels se caractérisent souvent, par ce qu'on appelle la turbulence, une des grandes questions physiques et mathématiques posées depuis longtemps, et reste posée au vingt-unième siècle, et peut-être aux siècles à venir. Le sujet de la turbulence est très interdisciplinaire et ne touche pas seulement à la mécanique des fluides mais aussi à la physique, à la météorologie et à l'astrophysique. Les écoulements turbulents font partie de l'expérience quotidienne: le jet d'eau du robinet, les volutes de la fumée d'une cigarette, les sillages d'un bateau (si la vitesse est suffisante) et les écoulements autour d'une automobile [28].

O. Métais (2004) [29] définit la turbulence par rapport à quatre caractéristiques importantes :

- Mise en jeu de phénomènes instationnaires.
- Écoulement imprévisible d'un point de vue déterministe.
- Mise en jeu d'une grande gamme d'échelles spatiales et temporelles.
- Propriétés de mélange accrues par rapport à la diffusion moléculaire.

Selon **William K. George [30]**, la turbulence est décrite comme un état d'écoulement de fluide caractérisé par une vorticité tri-dimensionnelle chaotique et aléatoire. La turbulence est toujours synonyme d'écoulement tri dimensionnel et non stationnaire. Quand elle existe, ces effets dominant largement tous les autres phénomènes tels que la dissipation de l'énergie, le mélange, le transfert de chaleur et les frottements.

L'évolution d'un régime laminaire à un régime turbulent est, bien entendu, relié au nombre adimensionnel qui contrôle la transition entre ces deux régimes. Ce nombre, appelé nombre de Reynolds.

Le nombre de Reynolds R_e , caractérisant le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses, est défini par :

$$R_e = \frac{\rho_f U D}{\mu} \quad (2.6)$$

où ρ_f désigne la masse volumique du fluide [kg/m^3], U la vitesse du fluide [$m.s^{-1}$], D une échelle de longueur caractéristique (le diamètre du cylindre dans le cas d'un obstacle cylindrique) [m] et μ la viscosité dynamique du fluide [$Pa.s^{-1}$].

2.3 La turbulence en CFD

La turbulence est un régime d'écoulement présentant des fluctuations de vitesse chaotiques. Celle-ci est présente dans la majorité des applications d'ingénierie et demeure encore de nos jours un défi important de la CFD.

La grande disparité des échelles spatiales et temporelles de la turbulence en fait un problème complexe qui dépasse souvent la capacité des ordinateurs modernes. Pour maintenir les coûts de calcul à un niveau raisonnable, l'utilisation d'approximations et de modèles s'impose donc.

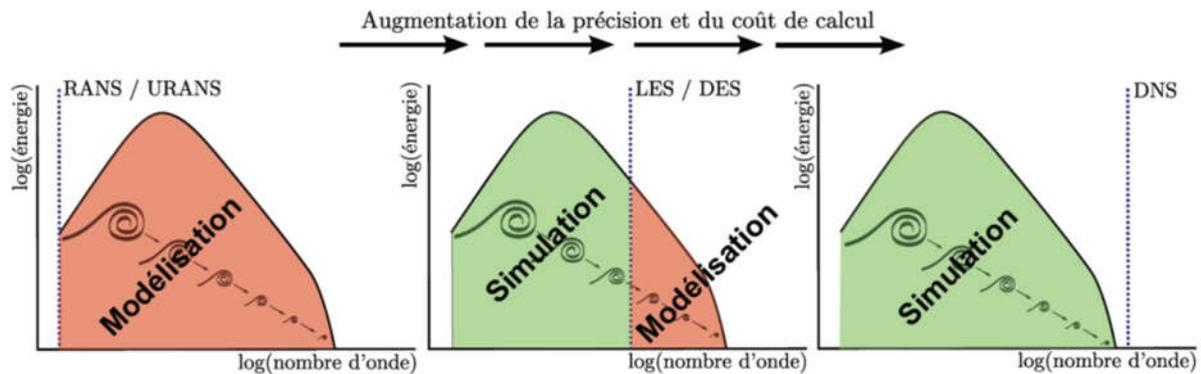


Fig. 2.1 - Simulation et modélisation du spectre de turbulence.

[Image de Beaubien, C.-A., Université Laval (2013)]

2.4 Les méthodes de modélisation

Malgré une recherche intensive depuis plus d'un siècle appliquée aux écoulements en régime turbulent, leur modélisation reste un grand défi à relever encore aujourd'hui. Il existe essentiellement trois manières de prendre en compte les turbulences : la simulation numérique directe, la simulation des grandes échelles et les moyennes de Reynolds des équations Navier-Stokes pour toutes les échelles.

2.4.1 Simulation directe (D.N.S.)

La Simulation Numérique Directe (*Direct Numerical Simulation, D.N.S.*) consiste à résoudre toutes les échelles de l'écoulement sans aucune hypothèse sur la modélisation de l'écoulement hormis les lois de comportement du fluide. Toutes les échelles spatiales de la turbulence sont résolues : des échelles dissipatives microscopiques de Kolmogorov jusqu'à l'échelle intégrale (L) contenant l'énergie cinétique. La taille de l'échelle de Kolmogorov est donné par $\eta = (\nu^3/\varepsilon)^{\frac{1}{4}}$ avec ε le taux d'énergie cinétique dissipée. Le nombre de mailles requis par une DNS pour résoudre toutes les échelles est donc dicté par la taille requise par les plus petites mailles et est proportionnel à $Re^{\frac{9}{4}}$. A titre indicatif pour un écoulement à nombre de Reynolds 10^4 , le nombre de mailles requis est de l'ordre de 10^9 . Les écoulements industriels restent donc pour la plupart hors d'atteinte des capacités informatiques actuelles. La DNS permet néanmoins de comprendre la dynamique de la turbulence et d'évaluer beaucoup de quantités inaccessibles expérimentalement (notamment toutes

celles faisant intervenir la pression). Elle est également utilisée pour obtenir des solutions numériques de références utiles pour le développement de modèles de turbulence [31].

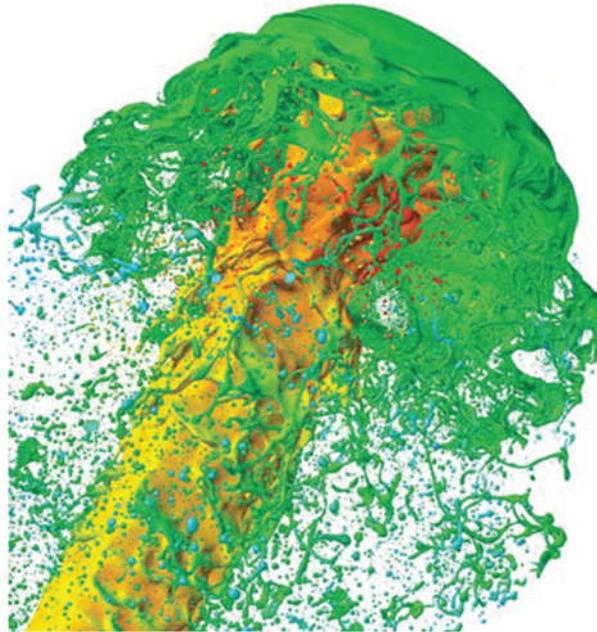


Fig. 2.2 - Simulation DNS d'un jet de liquide.

[Provient du site: www.deskeng.com]

2.4.2 Simulation des grandes échelles (L.E.S.)

La simulation des Grandes Echelles (*Large Eddy Simulation, L.E.S.*), à mi-chemin entre la méthode de calcul directe et la résolution des équations moyennées est en train d'être de plus en plus utilisée. Les premiers résultats obtenus par cette méthode ont été publiés par Smagorinsky (1963) dans le domaine de la météorologie. Un peu plus tard Deardorff (1970) publia les premiers résultats LES dans une configuration de canal droit. Dans un calcul de simulation des grandes échelles on prend en compte les fluctuations de l'écoulement dans le temps tout en distinguant les différentes échelles. L'objectif est atteint par l'utilisation d'un filtre spatial permettant de simuler d'une manière déterministe les tourbillons de taille supérieure au filtre imposé et ne modéliser que les tourbillons de taille plus petite. L'avantage d'une telle technique est la réduction appréciable du nombre de points de discrétisation nécessaire par rapport à celui exigé par la méthode de calcul directe.

Les équations issues de cette filtration seront appelées les équations filtrées de Navier-Stokes. Elles ont la même forme que les équations RANS avec un tenseur des contraintes sous maille (SubGrid Scale stress tensor, SGS) au lieu du tenseur des contraintes turbulentes. Du fait que la plupart des échelles de turbulences sont calculées directement et seulement les échelles sous mailles sont modélisées, le tenseur SGS prend moins d'importance que le tenseur de Reynolds.

A la différence des méthodes statistiques qui ne fournissent que des valeurs moyennes, la simulation des grandes échelles donne un accès direct aux tourbillons et structures cohérentes permettant d'interpréter les statistiques calculées [32].

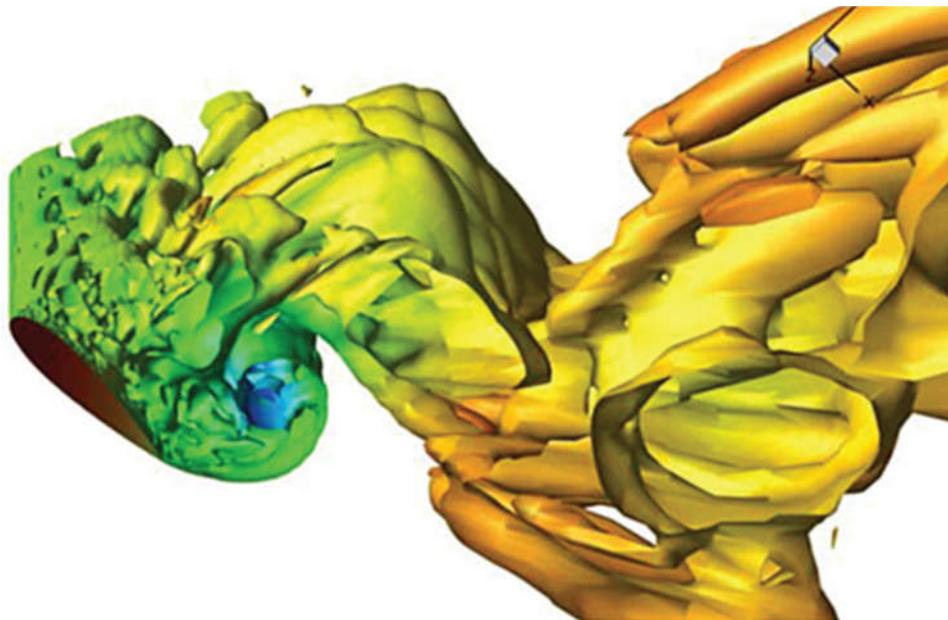


Fig. 2.3 - Simulation LES d'une aile à grand angle d'attaque.

[Adapté de Li, C. *et al.*, *Renewable Energy* 51, 317-330 (2013)]

2.4.3 La modélisation (R.A.N.S.)

La modélisation par moyennes de Reynolds (*Reynolds Averaged Navier Stokes equations*, *R.A.N.S.*) est basée sur la décomposition de Reynolds. Cette dernière consiste à décomposer chaque variable \mathbf{u} en la somme d'une variable moyenne dans le temps, $\bar{\mathbf{u}}$ et d'une variable fluctuante \mathbf{u}' :

$$\mathbf{u} = \bar{\mathbf{u}} + \mathbf{u}' \quad (2.7)$$

Les équations de Navier-Stokes moyennées s'écrivent de la manière suivante :

$$\begin{cases} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \\ \rho \left[\bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j} \right] = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} \end{cases} \quad (2.8)$$

Lors de l'écriture de ces équations, dites moyennées, un nouveau terme apparaît : le terme de corrélation double, appelé encore tensions de Reynolds $\overline{u'_i u'_j}$. L'existence du terme de corrélation double a pour conséquence que les équations RANS constituent un système ouvert. L'enjeu de la modélisation de la turbulence dans cette approche va donc être d'estimer ce terme. Nous verrons par la suite que plusieurs méthodes de fermeture ont été proposées [33].

2.5 Les modèles de turbulence

2.5.1 Le modèle $k - \varepsilon$

Le modèle $k - \varepsilon$ standard (*Launder et Spalding, 1972*) se base sur le concept Bousinesq (*1977*). C'est un modèle à deux équations de transport [34]. Très largement utilisé, il a été développé à l'origine pour prévoir le phénomène de relaminarisation des couches limites turbulentes en présence de gradients de pression faibles. Ce modèle n'est applicable qu'assez loin des parois. Il est pour cela souvent associé à une loi de paroi qui permet d'éviter la résolution lourde des équations de bilan jusqu'à cette paroi. Les termes des contraintes de *Reynolds* sont:

$$-\rho \overline{u_i u_j} = 2\mu_i s_{ij} - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (2.9)$$

$$s_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.10)$$

$$\nu_t = \rho \nu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.11)$$

L'énergie cinétique turbulente est définie par:

$$k = \frac{1}{2} \overline{u_i u_i} = \frac{1}{2} (\overline{u_1^2} + \overline{u_2^2} + \overline{u_3^2}) \quad (2.12)$$

Le taux de dissipation ε de l'énergie cinétique k est donné par:

$$\varepsilon = \nu \overline{\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}} \quad (2.13)$$

L'adaptation des constantes standards du modèle donné par *Launder et Spalding (1974)* rend le système d'équation opérationnel. Elles sont réunies dans le Tab.2.1:

Tableau 2.1 - Valeurs des constantes du modèle $k - \varepsilon$.

C_μ	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	σ_k	σ_ε
0.09	1.44	1.92	1	1.3

Il est indispensable de savoir que le modèle $k - \varepsilon$ est applicable aux écoulements à nombre de Reynolds élevé [35].

2.5.2 Le modèle $k - \omega$

C'est un modèle à deux équations [34], une équation de transport pour l'énergie cinétique k , la seconde est une équation de transport pour une fréquence caractéristique de la turbulence notée ω . Les différentes constantes du modèle sont obtenues comme pour le modèle $k - \varepsilon$, à partir des cas de base: turbulence homogène isotrope, écoulements de type couche limite avec un gradient de pression variable. Un autre avantage de ce modèle concerne le traitement en proche paroi. Par contre, ce modèle est très sensible à la condition aux limites à imposer sur ω aux frontières des couches limites.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k U_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k + Y_k \quad (2.14)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \omega U_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + G_\omega - Y_\omega \quad (2.15)$$

La viscosité turbulente s'exprime :

$$\mu_t = \alpha \frac{\rho k}{\omega} \quad (2.16)$$

Avec:

k : L'énergie cinétique de turbulence

ω : Le taux de dissipation spécifique, Il est défini par: $\omega = \frac{\varepsilon}{k}$

U : La vitesse moyenne de fluide

G_k : production d'énergie cinétique turbulente par les gradients de vitesse moyenne

G_ω : production de ω

Γ_k et Γ_ω : coefficients de diffusion de k et ω

Y_k et Y_ω : les dissipations de k et ω dues à la turbulence.

Ce modèle est utilisé pour les écoulements compressibles. Il est plus adoptif à l'effet de turbulence pour les nombres de Reynolds faibles [36].

2.5.3 Le modèle $k - \omega$ SST

Le modèle $k - \omega$ SST (*Shear Stress Transport*) se base sur le modèle $k - \omega$. Il combine le modèle Wilcox $k - \omega$ original qui est efficace près des parois et le modèle $k - \varepsilon$ standard loin des parois en utilisant une fonction de mélange (*blending function*). La formulation de viscosité turbulente est modifiée pour tenir compte des effets de transport de la contrainte de cisaillement

turbulente. Il limite également la viscosité turbulente. Les options de transition et de cisaillement sont empruntées du modèle $k - \omega$.

Ce modèle offre des avantages similaires au modèle standard $k - \omega$. Le modèle $k - \omega$ SST représente le transport de la contrainte de cisaillement turbulent et donne des prédictions très précises de l'apparition et de la quantité de séparation d'écoulement sous des gradients de pression négatifs. Le modèle $k - \omega$ SST est recommandé pour des simulations de couche limite de haute précision.

La dépendance vis-à-vis de la distance entre les parois rend cette méthode moins adaptée aux écoulements de cisaillement libres par rapport à la norme $k - \omega$. Il nécessite une résolution de maille près de la paroi [37].

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i k)}{\partial x_i} = \tilde{P}_k - \beta^* \rho k \omega + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] \quad (2.17)$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i \omega)}{\partial x_i} = \alpha \rho S^2 - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right] + 2(1 - F_1) \rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \quad (2.18)$$

Où la fonction de fusion F_1 est définie par :

$$F_1 = \tanh \left\{ \left\{ \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500v}{y^2 \omega} \right), \frac{4\rho \sigma_{\omega 2} k}{CD_{k\omega} y^2} \right] \right\}^4 \right\} \quad (2.19)$$

Avec $CD_{k\omega} = \max \left(2\rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i}, 10^{-10} \right)$ et y est la distance la plus proche à la paroi.

F_1 est égal à zéro en dehors de la surface (modèle $k - \varepsilon$) et bascule vers une couche interne à la couche limite (modèle $k - \omega$).

La viscosité turbulente est définie comme suit:

$$v_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, SF_2)} \quad (2.20)$$

Où S est la mesure invariante de la vitesse de déformation et F_2 est une deuxième fonction de fusion définie par:

$$F_2 = \tanh \left[\left[\max \left(\frac{2\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500v}{y^2 \omega} \right) \right]^2 \right] \quad (2.21)$$

Dans le modèle $k - \omega$ SST, un limiteur de production est utilisé pour empêcher l'accumulation de turbulence dans les régions de stagnation:

$$P_k = \mu_t \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \rightarrow \tilde{P}_k = \min(P_k, 10 \cdot \beta^* \rho k \omega) \quad (2.22)$$

Toutes les constantes sont calculées par un mélange des constantes correspondantes du modèle $k - \varepsilon$ et du modèle $k - \omega$ par $\alpha = \alpha_1 F + \alpha_2 (1 - F)$ [38].

Tableau 2.2 - Valeurs des constantes du modèle k – ω SST.

β^*	α_1	β_1	σ_{k1}	$\sigma_{\omega 1}$	α_2	β_2	σ_{k2}	$\sigma_{\omega 2}$
0.09	$\frac{5}{9}$	$\frac{3}{40}$	0.85	0.5	0.44	0.0828	1	0.856

2.6 Méthode Numérique

Pour résoudre un problème de la mécanique des fluides il faut distinguer le modèle physique du modèle mathématique. Le modèle physique peut s'exprimer en mots et phrases qu'il est nécessaire de traduire en expressions mathématiques. Lorsque le problème est ainsi bien posé, il est alors possible de le résoudre soit mathématiquement (*solution analytique*) ou numériquement (*solution numérique*). Les solutions analytiques, basées sur la forme locale du problème (*Equations aux Dérivées Partielles : (E.D.P.) associées aux conditions initiales et aux limites*), ne peuvent être déterminées dans le cas général sauf dans certains cas classique connus depuis bien longtemps. Dans le cas général où il y'a des difficultés si l'on résout les équations aux dérivées partielles qui régissent les phénomènes étudiés, on fait appel aux méthodes numériques, le principe de ces méthodes est de transformer les équations différentielles en un système d'équations algébriques. Il y'a trois méthodes numériques qui sont utilisées généralement pour la résolution des systèmes d'équations aux dérivées partielles régissant les écoulements. Ces méthodes sont [39] :

- La méthode des différences finies.
- La méthode des éléments finis.
- La méthode des volumes finis.

Pour la résolution de notre problème nous avons adopté la méthode des volumes finies.

2.6.1 Méthode des volumes finis (M.V.F.)

La méthode a été décrite pour la première fois en 1971 par Patankar et Spalding et publiée en 1980 par Patankar.

La méthode des volumes finis est une technique de discrétisation qui convertit les équations de conservation aux dérivées partielles en équations algébriques qui peuvent être résolues numériquement. La technique des volumes de contrôle consiste dans l'intégration des équations aux dérivées partielles sur chaque volume de contrôle pour obtenir les équations discrétisées qui conservent toutes les grandeurs physiques sur un volume de contrôle (V.C.).

Le principe de discrétisation peut être illustré en considérant l'équation de transport pour une grandeur scalaire Φ , valable pour toutes les équations d'écoulement, en régime stationnaire :

$$\oint_A (\rho \Phi \vec{v}) d\vec{A} = \oint_A (\Gamma_\Phi \overrightarrow{grad} \Phi) d\vec{A} + \int_{VC} S_\Phi dV \quad (2.23)$$

Ou :

ρ : densité du fluide.

\vec{v} : vecteur vitesse ($\vec{v} = v_x \vec{i} + v_y \vec{j}$).

\vec{A} : vecteur d'aire de la surface.

Γ_Φ : coefficient de diffusion de la grandeur Φ .

$\overrightarrow{grad\Phi}$: gradient de Φ .

S_Φ : terme source (la source de Φ par unité de volume).

L'équation (2.18) est appliquée sur chaque volume de contrôle du domaine de calcul (domaine d'étude ou d'analyse). La discrétisation de cette équation donne :

$$\sum_f^{N_{faces}} \rho_f v_f \Phi_f A_f = \sum_f^{N_{faces}} \Gamma_\Phi (\nabla\Phi)_n A_f + S_\Phi V \quad (2.24)$$

N_{faces} : nombre de faces du volume de contrôle.

Φ_f : valeur de Φ transférée par convection à travers l'interfacef.

v_f : flux de masse à travers l'interface f .

A_f : aire de l'interface f ($|\vec{A}| = |A_x \vec{i} + A_y \vec{j}|$ en 2D).

$(\vec{\nabla}\Phi)_n$: valeur de $\vec{\nabla}\Phi$ normal à l'interfacef.

V : volume de contrôle.

Les différentes étapes de la mise en œuvre sont :

- Le domaine de calcul est discrétisé en un nombre fini de points (les nœuds du maillage), autour desquels on définit des volumes élémentaires (appelés volumes de contrôle) contigus, non juxtaposés et sans discontinuités aux interfaces.
- Les équations modèles, sous forme conservative, sont intégrées sur chaque volume de contrôle (V.C.).
- Les intégrales sur un volume de contrôle en un nœud donné sont évaluées en approchant la variation de Φ par des profils ou des lois d'interpolation entre les nœuds voisins du point considéré.
- Écriture des équations algébriques en fonction des valeurs de Φ aux nœuds du maillage.
- Résolution du système algébrique linéaire obtenu [40].

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons cerné les équations de l'écoulement incompressible turbulent, ainsi le système d'équations régissant le phénomène de la turbulence. Ces équations basées sur la méthode de la décomposition de Reynolds RANS. Pour résoudre ce système, il nous faut utiliser la résolution numérique avec un outil numérique où on applique des modèles de fermeture et des méthodes de calcul pour obtenir les résultats.

CHAPITRE III :
RÉSOLUTION NUMÉRIQUE

CHAPITRE III : RÉOLUTION NUMÉRIQUE

Introduction

Dans ce qui suit, on donne une présentation de la mécanique des fluides numérique et ses étapes. Ainsi que la manipulation des logiciels open sources et gratuits de la CFD. Le calcul numérique, été mené, à l'aide de code de calcul *Code_Saturne* 5.0, sous le système d'exploitation *CAELinux* 2018 (Ubuntu Linux). Le poste travail utilisé pour la simulation, est un PC doté d'un microprocesseur *Intel Core i7-3770* avec fréquence d'horloge de *3.90 GHz*, et de *12 Go* de mémoire vive.

3.1 Mécanique des fluides numérique

La mécanique des fluides numérique (M.F.N.), plus souvent désignée par le terme anglais "computational fluid dynamics" (C.F.D.), consiste à étudier les mouvements d'un fluide, ou leurs effets, par la résolution numérique des équations régissant le fluide. En fonction des approximations choisies, qui sont en général le résultat d'un compromis en termes de besoins de représentation physique par rapport aux ressources de calcul ou de modélisation disponibles, les équations résolues peuvent être les équations d'Euler, les équations de Navier-Stokes, etc.

Les codes CFD sont structurés autour d'algorithmes numériques capables de résoudre les problèmes d'écoulement de fluide. Afin de fournir un accès facile à leur pouvoir de résolution, tous les packages CFD incluent des interfaces utilisateur sophistiquées permettant de saisir les paramètres du problème et d'en examiner les résultats. Tous les codes contiennent donc trois éléments principaux: (i) un pré-processeur, (ii) un solveur et (iii) un post-processeur. [41]

3.2 Conduction d'une simulation numérique

3.2.1 Pré processing

Préparation des données du problème (géométrie du domaine de calcul, génération du maillage de discrétisation, définition des phénomènes physiques et chimique du processus, détermination des propriétés du fluide, spécification des conditions aux limites).

3.2.2 Simulation proprement dite

Différences finis, Eléments finis, volumes finis, méthodes spectrales.

3.2.3 Post processing

Visualisation du domaine de calcul et du maillage, tracé des vecteurs de vitesse et des lignes de courant, contours, extractions de surfaces bien définies, manipulation des graphes (translation, rotation, et re-dimensionnement), exportation des figures sous différents formats.

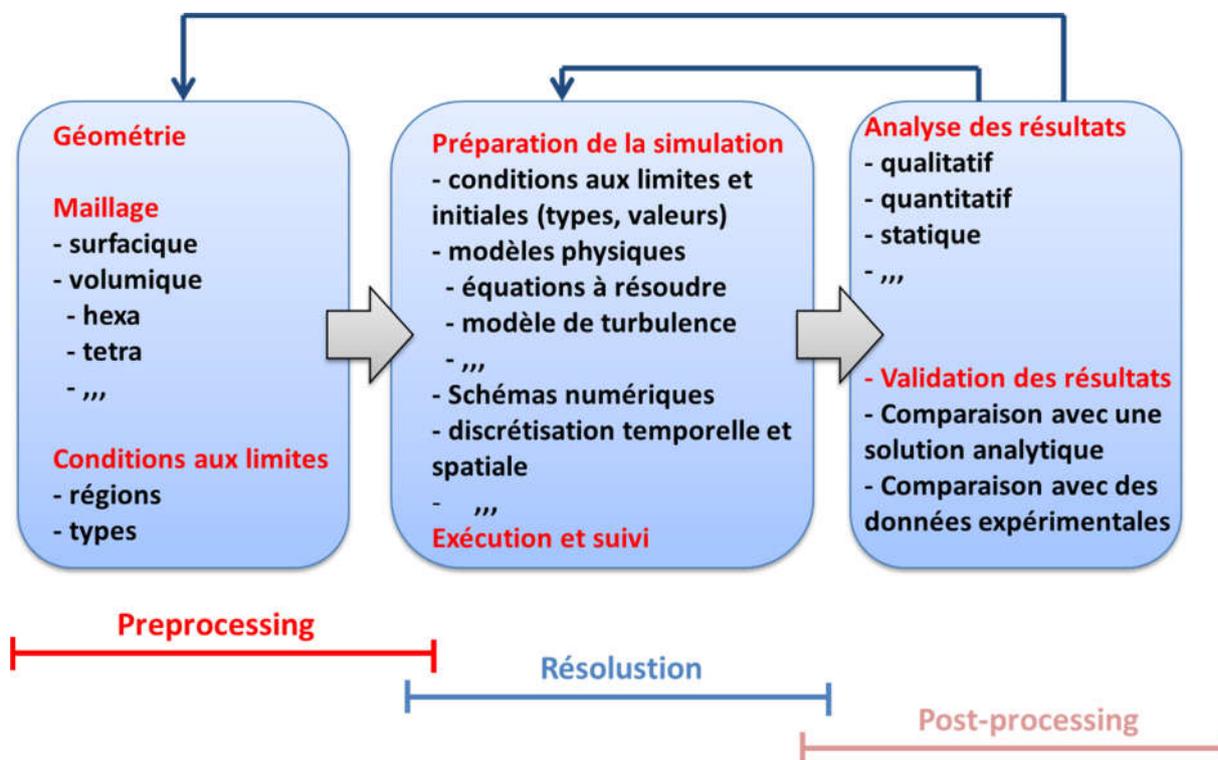


Fig. 3.1 - processus de la CFD.

3.3 Présentation du *Gmsh*

Gmsh est un logiciel libre créé par *Christophe Geuzaine* et *Jean François Remacle*, permettant de générer des maillages 2D et 3D de type éléments finis avec des outils de pré/post-traitement. C'est un logiciel multiplateforme (*Windows, Linux et Mac OS X*) téléchargeable sur <http://geuz.org/gmsh> [42].

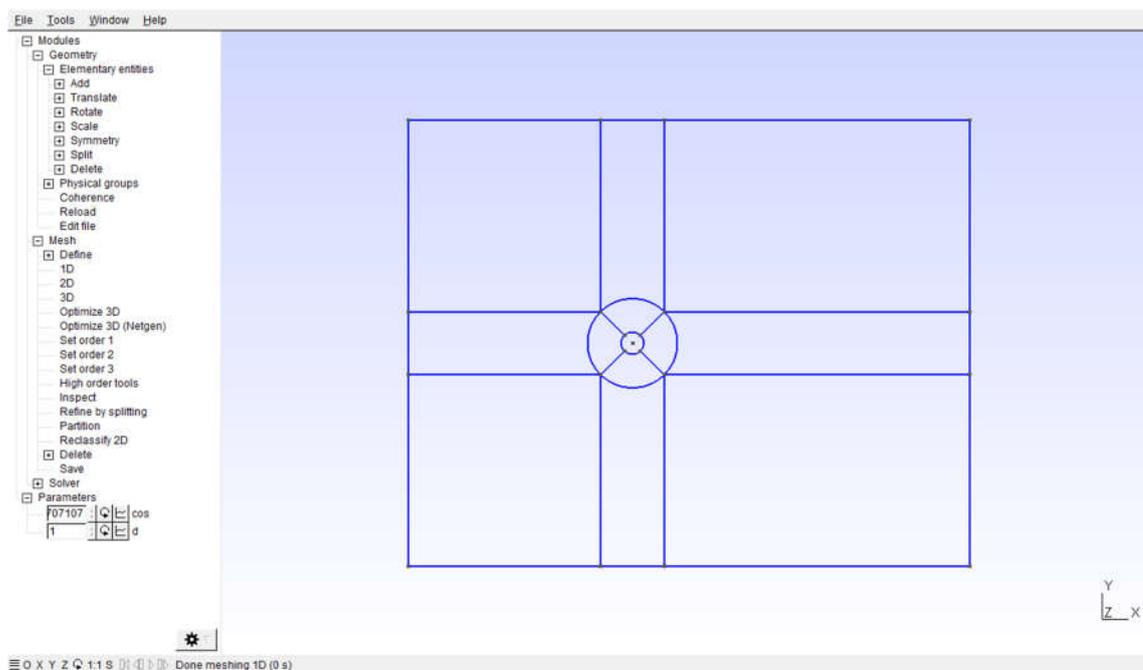


Fig. 3.2 – Interface graphique de *Gmsh*.

3.4 Présentation du *Code_Saturne*

Code_Saturne est un logiciel de simulation numérique élaboré à l'origine par EDF, pour obtenir des modélisations plus précises du cœur des centrales nucléaires par exemple.

Le code de calcul *Code_Saturne* est un logiciel qui a été rendu libre en 2007 (*placé sous GNU PLG*). Il peut être utilisé avec les systèmes d'exploitation UNIX ou Linux. C'est donc un système de résolution des équations Navier-Stokes pour les écoulements 2D (*axisymétriques ou non*), 3D, stationnaires ou instationnaires, laminaires ou turbulents, incompressibles ou compressibles, isothermes ou non, et pouvant prendre en compte des scalaires ainsi que leurs possibles fluctuations.

Code_Saturne est notamment basé sur une approche des volumes finis co-localisé, pouvant prendre en compte des maillages de tous types (*structuré, structuré par bloc, non structuré, hybride, ...*). Notons toutefois qu'il faut fournir un domaine de calcul en 3D, même si on souhaite résoudre un problème bidimensionnel. Enfin, *Code_Saturne* peut également prendre en compte des phénomènes magnétiques ou les rayonnements solaires. [43]

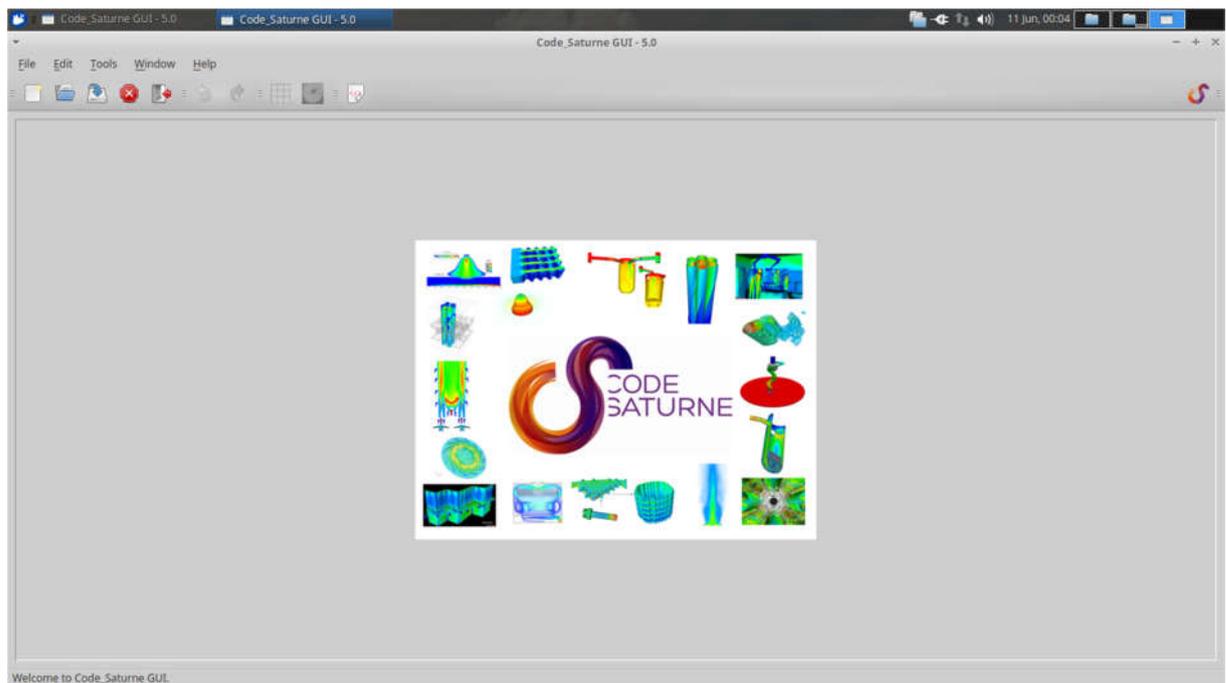


Fig. 3.3 - Interface graphique de *Code_Saturne*.

3.5 Procédure sous *Code_Saturne*

On va simuler le cas d'un cylindre dont on a réalisé le maillage lors de l'utilisation du mailleur *Gmsh*. Les étapes décrites ci-dessous visent à fournir un moyen d'exécuter rapidement un calcul via l'interface utilisateur graphique (G.U.I.).

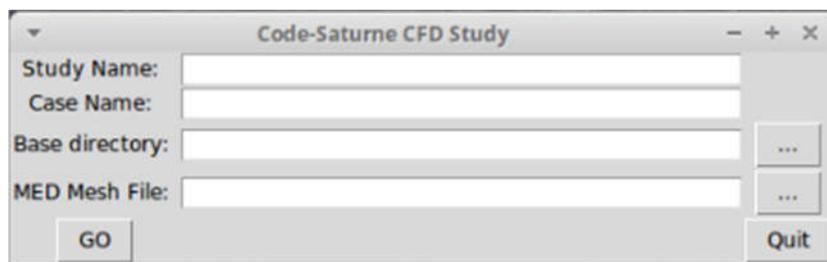


Fig. 3.4 – fenêtre de création d’un répertoire dans *Code_Saturne*.

❖ Après l’exécution de *Code_Saturne*, une fenêtre apparaît (figure 3.4) pour créer un répertoire *CASES* à la racine. Puis le cas *ONE_CYL* dans le répertoire *CASES*.

L'architecture standard pour les études de simulation est la suivante:

- Un répertoire d'étude optionnel contenant:
 - Un répertoire MESH contenant le ou les maillages nécessaires à l'étude.
 - Un répertoire POST pour les scripts de post-traitement potentiels.
 - un ou plusieurs répertoires de calcul.
- Chaque répertoire de calcul contient:
 - un répertoire SRC pour les sous-programmes d'utilisateurs potentiels nécessaires au calcul.
 - Un répertoire DATA pour les données de calcul (fichier de données de l'interface, profils d'entrée, données thermochimiques, ...), le script utilisateur et le fichier XML.
 - Un répertoire SCRIPTS pour le script de lancement.
 - un répertoire RESU pour les résultats.

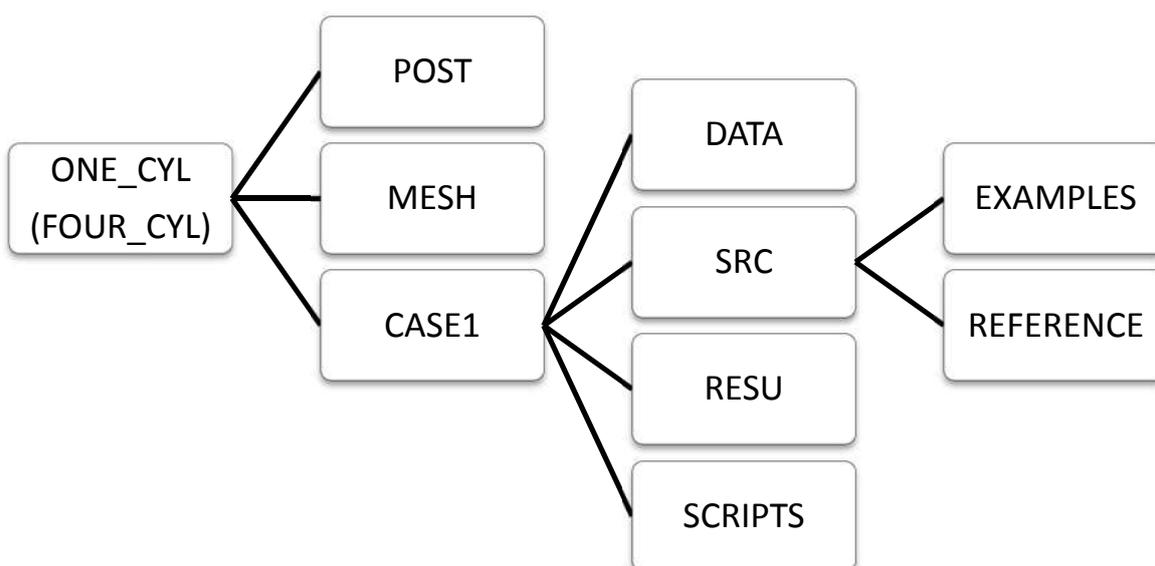


Fig. 3.5 – structure des fichiers créés par *Code_Saturne*.

- ❖ Après le dépôt du fichier maillage créé précédemment dans le répertoire *MESH*, cliquer à gauche sur le répertoire « *Calculation environment* » et choisir le fichier maillage *one_cyl.msh*.
- ❖ On doit maintenant définir la physique de l'écoulement en cliquant sur le répertoire « *Thermophysical models* » et sélectionner le fichier *Calculation features*. L'écoulement est bien instationnaire pour notre cas.
- ❖ Sélectionner le fichier *Turbulence model*, choisissez « *k-omega SST* ». Il faut noter qu'on a choisi le modèle de turbulence k- ω -SST pour faire cette étude de convergence car il combine les avantages du modèle k- ϵ au cœur de l'écoulement et de k- ω près des parois.
- ❖ Cliquer sur le répertoire « *Physical properties* » et sélectionner le fichier « *Fluid properties* ». On prend $\rho = 1\text{kg/m}^3$ et $\mu = 1/Re$ avec $Re = 3900$ pour le cas d'un cylindre ($Re = 3000$ pour le cas de quatre cylindres en configuration carrée).
- ❖ On passe directement au répertoire « *Boundary conditions* ». Cliquer sur le fichier « *Definition of boundary regions* » et en importer des groupes et des références à partir d'une liste de préprocesseur.
- ❖ Passer au répertoire « *Numerical parameters* » et cliquer sur « *Pseudo-Time step* ». On définit le pas de temps $\Delta t = 0.1\text{s}$ et on impose 5000 itérations.
- ❖ Cliquer ensuite sur le fichier « *Calculation control* » et sélectionner le fichier « *Time averages* ». C'est ici que l'on va définir les paramètres à moyenner à partir d'un nombre d'itération de 2000 pour éviter les perturbations au début de développement de l'écoulement et réduit le temps de calcul.

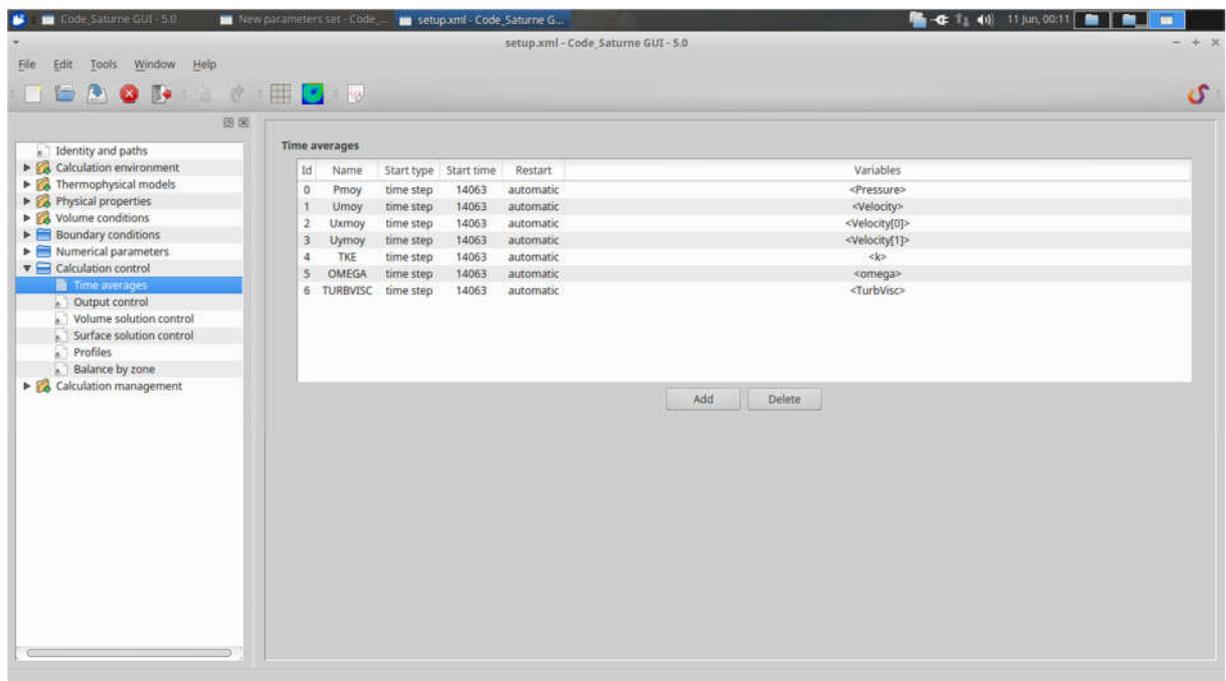


Fig. 3.6 – Moyennes en temps.

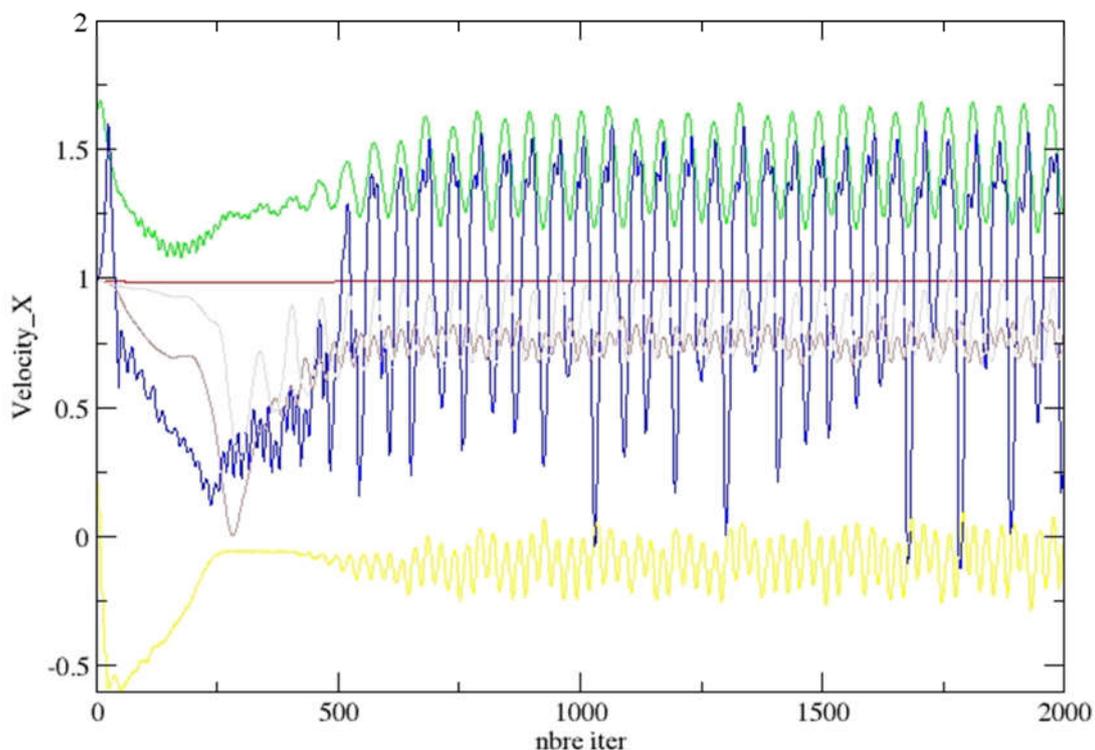


Fig. 3.7 – La variation de la vitesse en fonction du nombre d’itération pour différents points de mesure.

❖ Passer au répertoire « *Output control* » et sélectionner le fichier « *Monitoring points* ». C'est ici que l'on définit les sondes de suivi de calcul (elles nous permettent de suivre l'évolution des variables principales au cours du temps en plusieurs points).

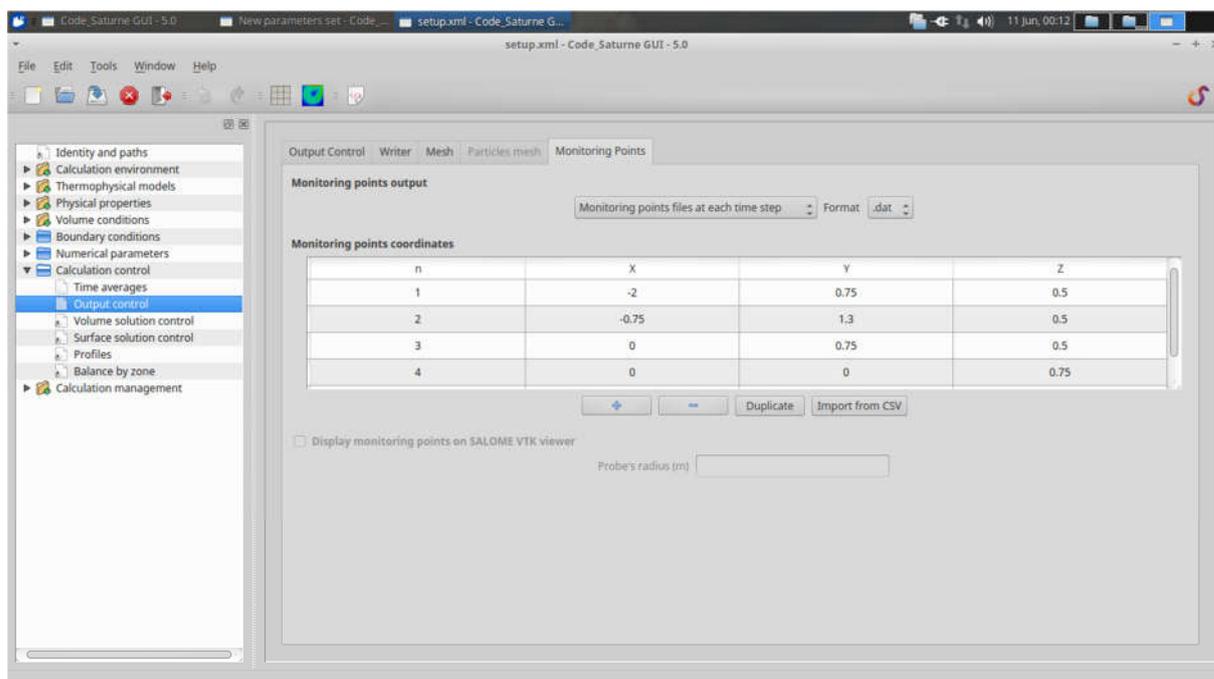


Fig. 3.8 – Sondes / points de mesure.

❖ Finalement passer au répertoire « *Calculation control* » et sélectionner le fichier « *Prepare batch calculation* ». Choisir le nombre de processeurs et cliquer sur la disquette pour sauvegarder et finalement lancer le calcul.

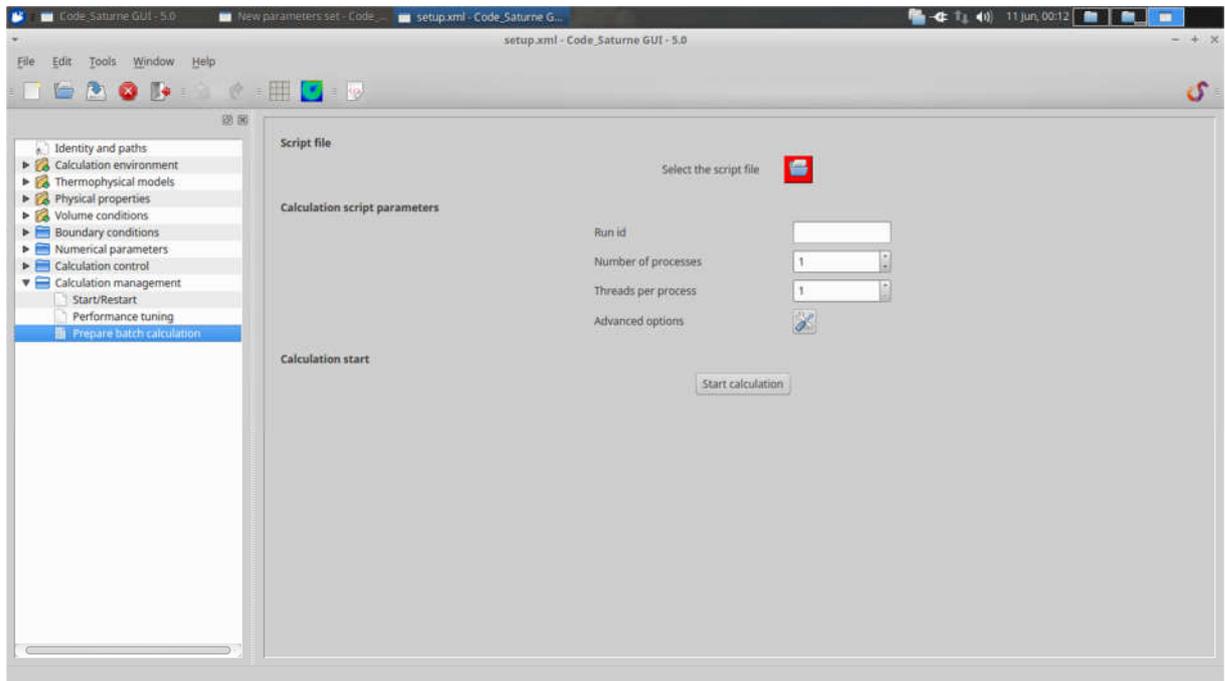


Fig. 3.9 – Préparation du calcul.

Une fois le calcul terminé des répertoires de résultats sont créés dans RESU. Ces répertoires sont nommés par date: AAAAMMJJ-HHMM (i.e. 20190529-1148):

- postprocessing: les fichiers à visualiser avec Enight ou ParaView.
- monitoring: contient les fichiers d'historique des variables à emplacements (sondes).
- checkpoint: contient les fichiers nécessaires pour redémarrer un calcul en suite.
- preprocessor.log et liste des fichiers pour le préprocesseur et exécutions du noyau.
- copie du fichier *.xml utilisé.

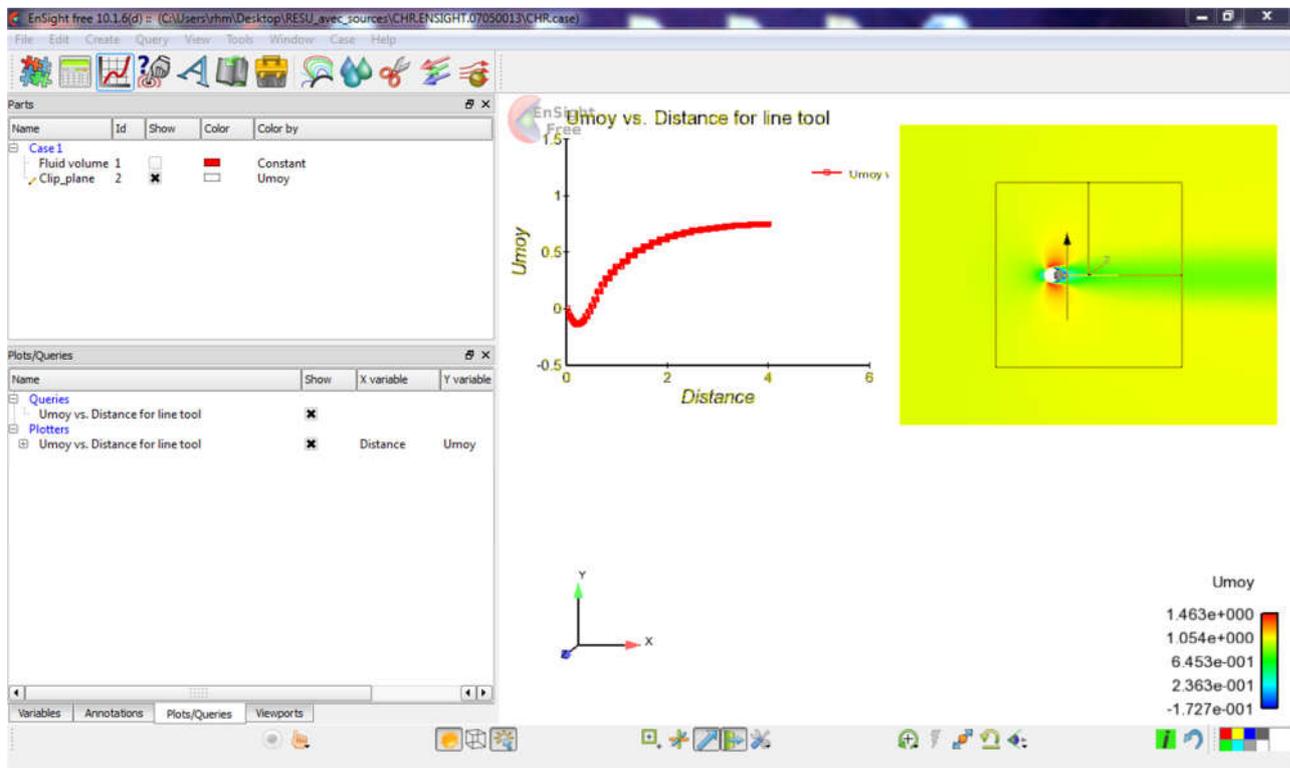


Fig. 3.10 – Interface graphique d'EnSight.

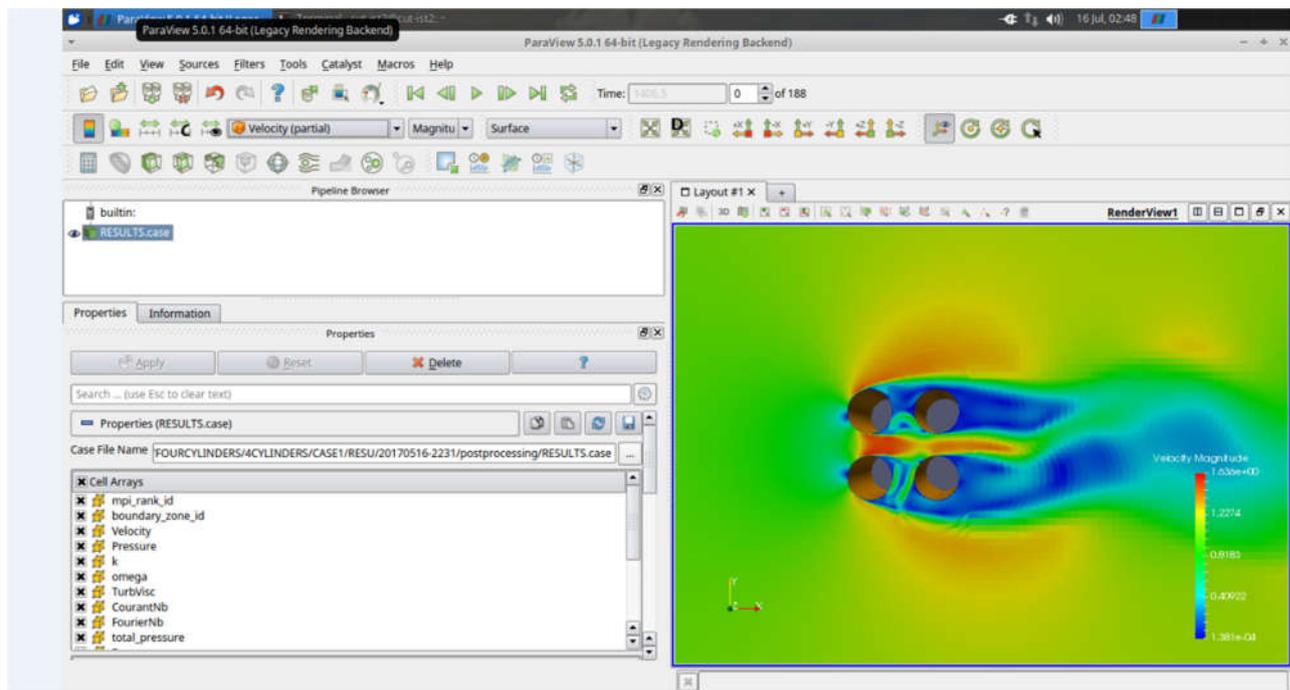


Fig. 3.11 – Interface graphique de ParaView.

Conclusion

Dans ce chapitre, d'abord on a commencé par expliquer les différentes étapes d'un calcul numérique (CFD). Une présentation des outils numérique utilisés au cours de cette étude est donnée. Ensuite, on a cité les étapes à suivre pour réaliser une simulation sous le solveur *Code_Saturne*.

CHAPITRE IV :
RÉSULTATS ET
DISCUSSIONS

CHAPITRE IV : RÉSULTATS ET DISCUSSIONS

Introduction

Ce chapitre est dédié à la discussion et à l'interprétation des résultats des simulations numériques réalisées. Nous allons commencer par la présentation des résultats concernant un premier cas de validation qui est l'écoulement autour d'un cylindre à section circulaire. Par la suite on discutera le cas de quatre cylindres disposés en forme carré.

4.1 Validation du cas d'un cylindre à faible nombre de Reynolds

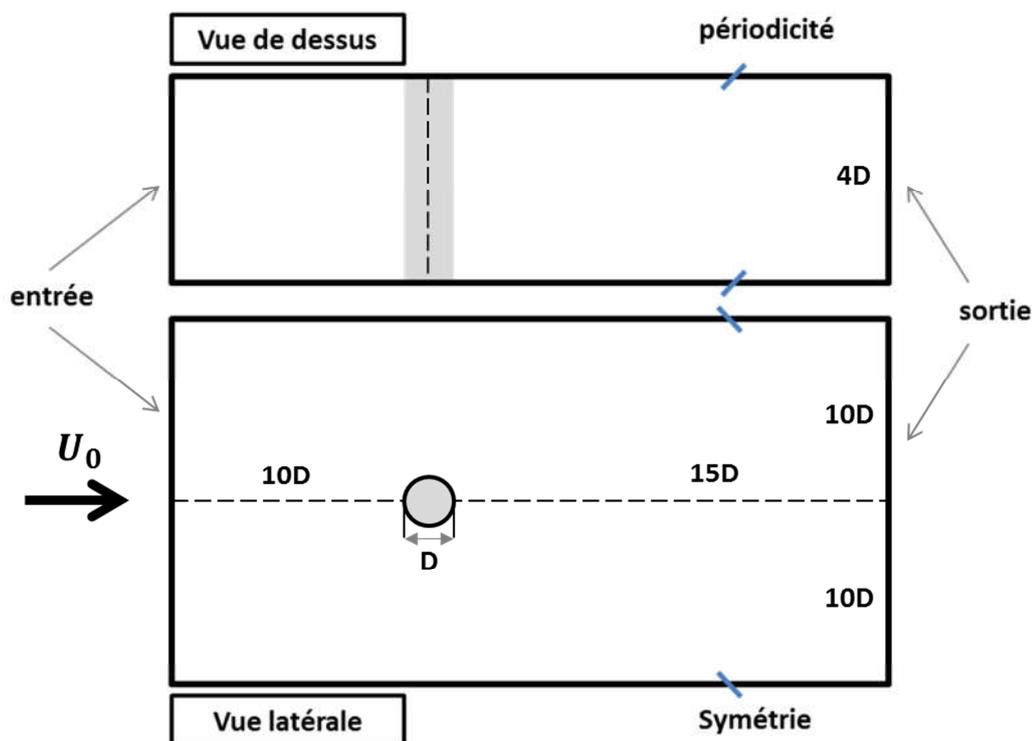


Fig. 4.1 - Domaine de calcul pour un cylindre circulaire, XY (vue latérale) et XZ (vue de dessus).

4.1.1 Description du cas et détails des calculs

Le domaine de calcul employé pour les simulations d'un cylindre circulaire fixe infini est représenté sur la figure 4.1 avec un nombre de Reynolds $Re = 3900$. Les dimensions du domaine de calcul sont $25D \times 20D \times 4D$ dans la direction de l'écoulement (X), transverse (Y) et d'envergure (Z) respectivement. La longueur en amont du cylindre pour toutes les simulations est fixée à $10D$, ce qui est suffisamment pour ce genre de configurations. A l'entrée, une vitesse uniforme sans turbulence artificielle est imposée. Des conditions de symétrie sont imposées sur les faces supérieure et inférieure du domaine tandis que des conditions périodiques sont employées sur les faces latérales.

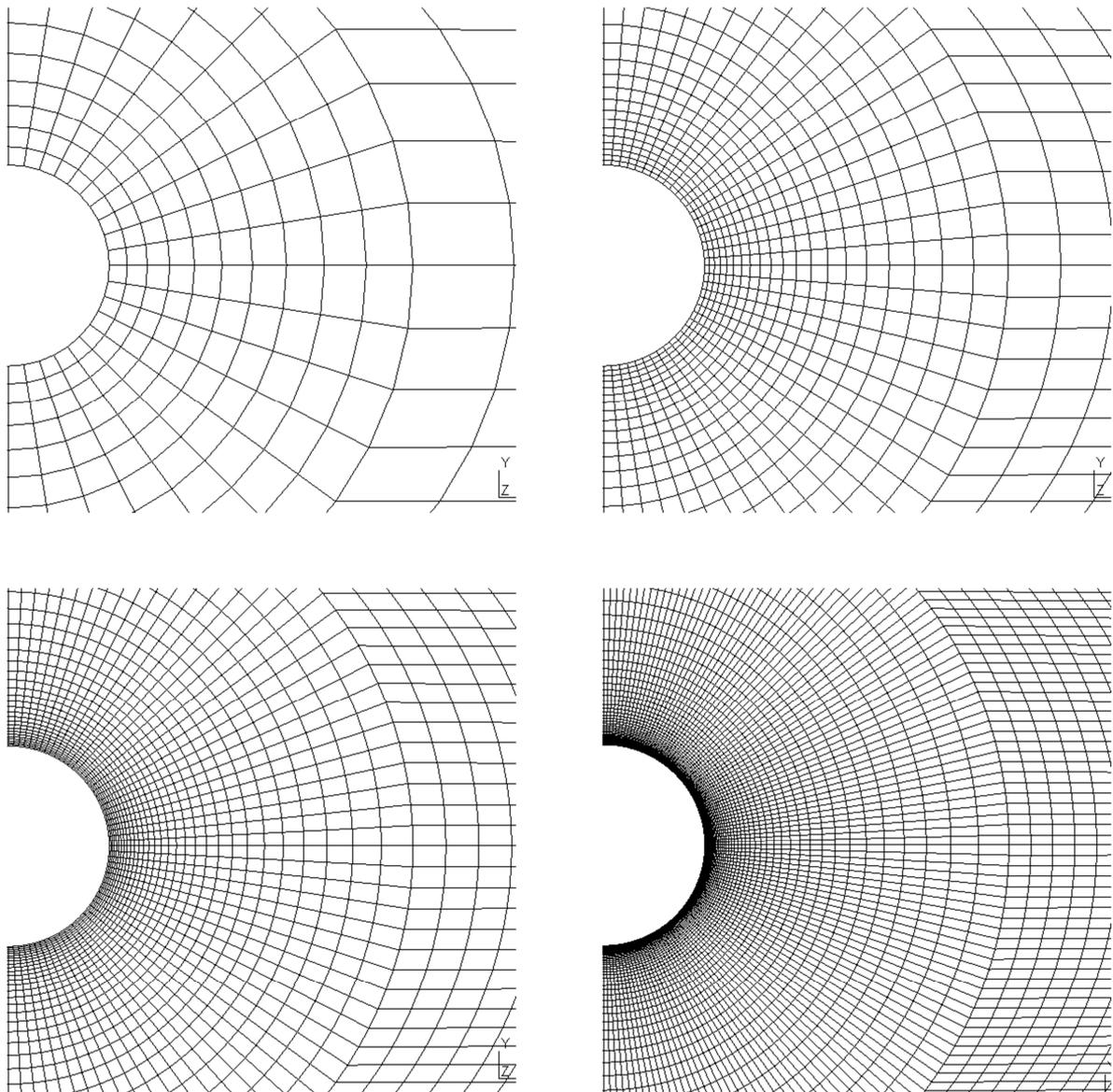


Fig. 4.2 - Zoom du maillage grossier, moyen, fin et plus fin dans le plan XY pour la configuration d'un cylindre.

4.1.2 Étude de sensibilité

Le choix de la finesse du maillage est un problème délicat. Il convient de faire un maillage suffisamment fin pour que les résultats aient une bonne précision et reproduisent l'ensemble des phénomènes sans toutefois conduire à des temps de calcul trop longs.

L'effet de raffinement de maillage est une phase nécessaire pour déterminer le maillage optimum. Ainsi, généralement la structure du maillage est très serré au voisinage des parois et même dans les zones de recirculation de bord d'attaque et de bord de fuite afin de bien simuler l'écoulement dans les couches limites dynamique, et aussi pour capter les régions de forts gradients, à savoir le bord d'attaque et le bord de fuite. Le raffinement du maillage utilisé ne doit pas conduire à une modification importante des résultats (étant donné le niveau de précision recherché).

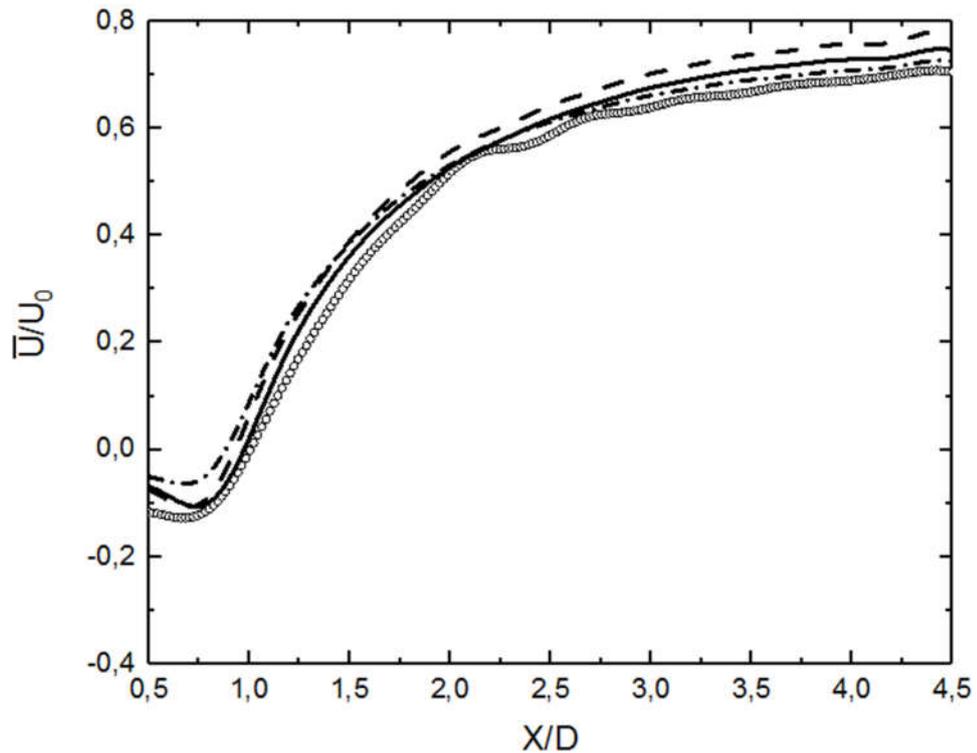


Fig. 4.3 - Etude de sensibilité pour la vitesse moyenne longitudinale le long de la ligne médiane du sillage ($Y/D = 0$). ◦ : maillage grossier, - - : maillage moyenne, — : maillage fin, - · - · : maillage plus fin.

Un test de sensibilité du maillage avec une comparaison de quatre grilles (grossie, moyen, fin et plus fin) a été réalisé, pour définir le meilleur maillage à utiliser pour les prochains calculs. Les profils de vitesse moyenne longitudinale le long de l'axe du sillage (à $Y/D = 0$) pour cette étude de sensibilité, sont présentés dans la figure 4.3. On observe sur cette figure qu'il n'y a presque pas de changement dans le profil de vitesse, quand on augmente le raffinement du maillage. Ainsi, le choix a été fait de prendre le maillage fin pour les calculs suivants.

Tableau 4.1 - Les travaux utilisés pour comparaison dans le cas d'un seul cylindre.

Étude	Mode	Re
Norberg [46]	Exp	3000
Lourenco et Shih [2]	Exp	3900
Kravchenko et Moin [44]	LES	3900
Parnaudeau <i>et al</i> [5]	Exp/LES	3900
Wissink et Rodi [8]	DNS	3300
Afgan <i>et al</i> [45]	LES	3900

4.1.3 Vitesse moyenne et longueur de recirculation

La vitesse moyenne \bar{u} dans l'axe du sillage est tracée sur la figure 4.4, elle est nulle à la paroi et atteint un minimum négatif U_{min} dans la zone de recirculation. Une comparaison est donnée entre les résultats de notre étude RANS et les études numériques et expérimentales présentées dans le tableau 4.1, on peut définir la longueur de recirculation comme l'abscisse du lieu où la vitesse moyenne longitudinale est nulle sur l'axe. Le profil de la DNS de Wissink et Rodi [8] surestime légèrement les valeurs de la vitesse dans la région du sillage. Toutefois, cette surestimation est attribuée au nombre de Reynolds légèrement inférieur utilisé lors de cette simulation ($Re= 3300$). En ce qui concerne la comparaison de nos résultats avec les données existantes, une différence est à noter concernant la longueur de recirculation et la vitesse maximale de retour qui est plus petite que les autres valeurs. Néanmoins, on peut voir qu'elles ont la même allure avec le reste des profils de vitesse.

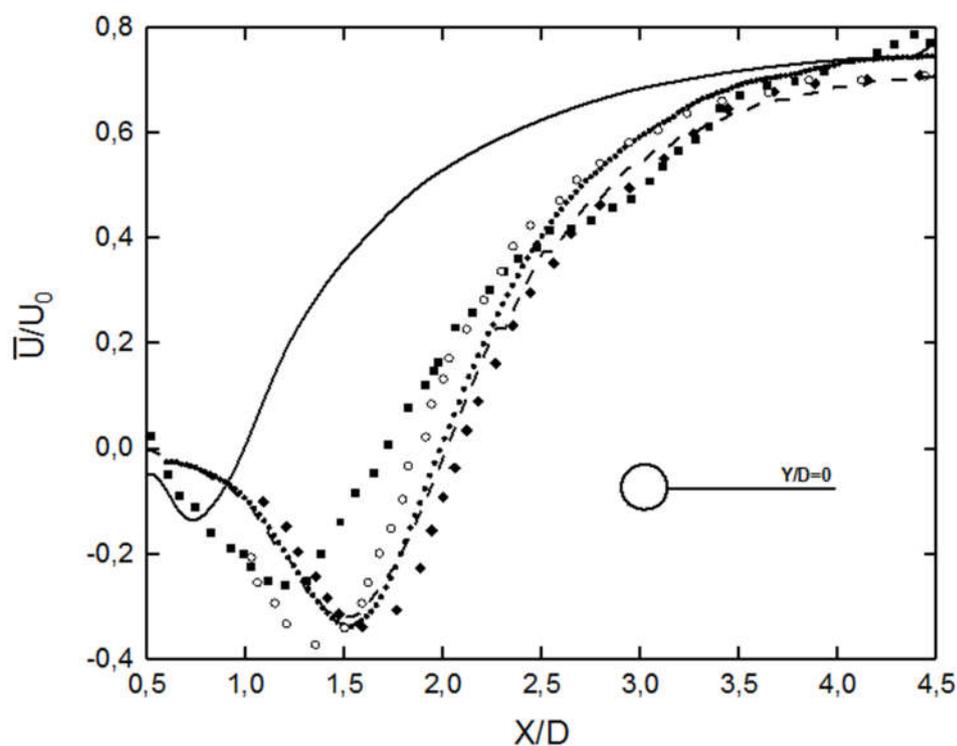


Fig. 4.4 - Comparaison entre données expérimentales et numériques pour la vitesse moyenne longitudinale le long de la ligne médiane du sillage ($Y/D = 0$). —: présente étude, ■: Exp Lourenco et Shih [2], ● : Exp Parnaudeau *et al.* [5], ◆ : DNS Wissink et Rodi [8], ○ : LES Kravchenko et Moin [44], -- : LES Afgan *et al.* [45].

Les profils de vitesse moyenne longitudinale (\bar{U}/U_0) dans la zone du sillage sont montrés dans la figure 4.5 et analysés en trois points ($X/D = 1.06$, $X/D = 1.54$, $X/D = 2.02$) en aval du cylindre. Le profil transversal de la vitesse longitudinale \bar{U}/U_0 présente un déficit de vitesse près du cylindre, Un profil en forme de V est observé proche du cylindre (à $X/D = 1.06$), à cause de la longueur de recirculation faible. Ceci est en accord avec les données expérimentales de Lourenco et Shih [2] à l'exception de Parnaudeau *et al.* [5], un profil avec une forme en U qui évolue par la

suite en une forme en V au fur et à mesure que l'on s'éloigne du cylindre. D'autre part les comparaisons entre notre étude RANS avec les données expérimentales pour la vitesse moyenne transversales (V/U_0) est montrée dans la figure 4.6. On observe sur cette figure que la vitesse (à $X/D = 1.06$) est dirigée loin de la ligne de symétrie ($Y/D = 0$). Cette tendance s'inverse en s'approchant vers la ligne de symétrie aux points $X/D = 1.54$ et $X/D = 2.02$. La comparaison de nos résultats RANS sont en accord avec les mesures de Lourenco et Shih [2] (à $X/D = 1.06$), et avec les mesures de Parnaudeau *et al.* [5] (à $X/D = 1.54$). Le profil à la position $X/D = 2.02$ dévie des autres données toujours à cause de la longueur de recirculation faible de nos résultats.

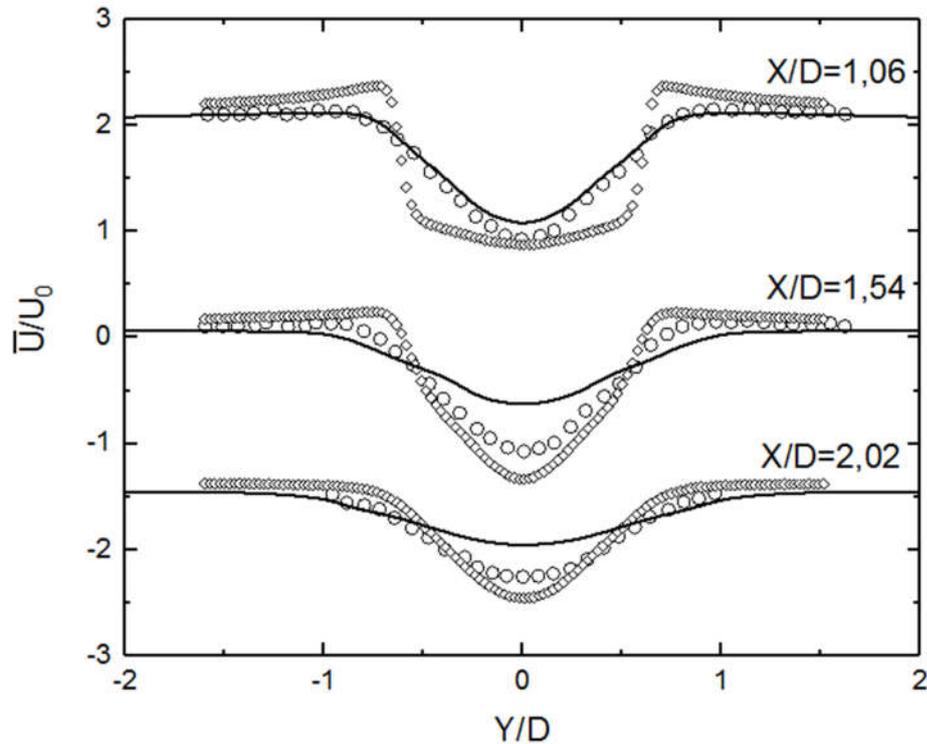


Fig. 4.5 - Profils de vitesse moyenne longitudinale pour différentes X/D positions dans la zone de sillage. —: présente étude, \circ : Exp Lourenco et Shih [2], \diamond : Exp Parnaudeau *et al.* [5].

Tableau 4.2 - Longueur de recirculation.

	Étude	L_r/D	U_{min}
Exp	Lourenco et Shih(1993)	1.33 ± 0.2	-0.24 ± 0.1
-	Parnaudeau <i>et al.</i> (2008)	1.51	-0.34
LES	Kravchenko et Moin(2000)	1.35	-0.37
-	Parnaudeau <i>et al.</i> (2008)	1.56	-0.26
	Afgan <i>et al.</i> (2011)	1.49	-0.32
DNS	Wissink et Rodi(2008)	-	-
RANS	Présente étude	0.49	-0.14

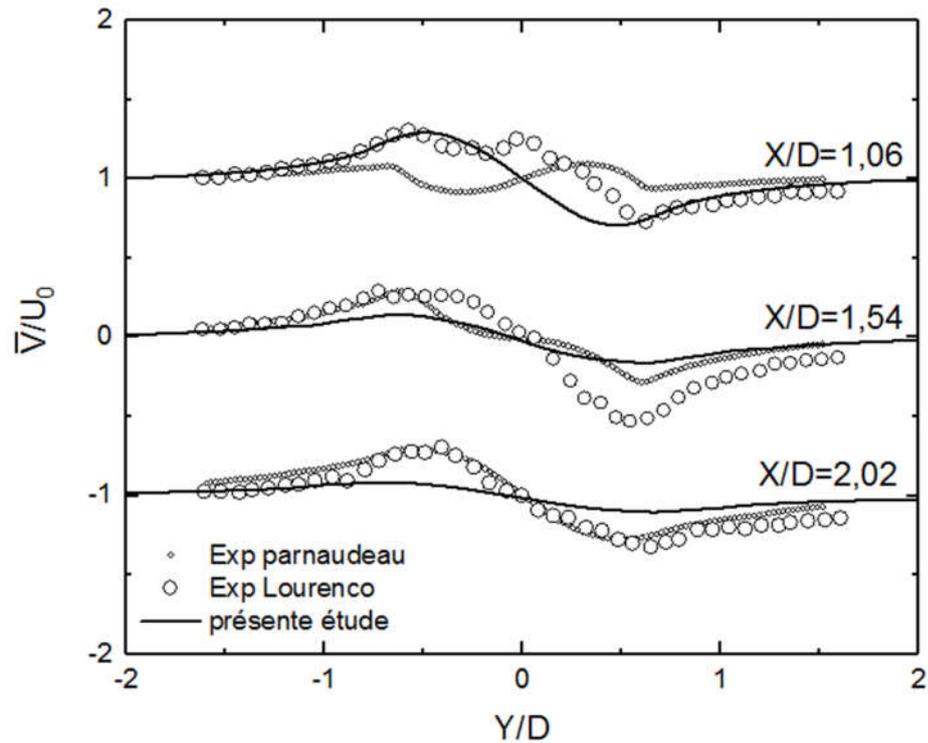


Fig. 4.6 - Profils de vitesse moyenne transversale pour différentes X/D positions dans la zone de sillage. —: présente étude, \circ : Exp Lourenco et Shih [2], \diamond : Exp Parnaudeau *et al.* [5].

4.1.4 Coefficient de pression moyenne

La distribution de pression autour du cylindre est tracée sur la figure 4.7 via le coefficient de pression moyenne :

$$\bar{C}_p = 2(\bar{P} - P_\infty)/(\rho_\infty u_\infty^2)$$

Il est comparé aux résultats expérimentaux de Norberg [46] pour un nombre de Reynolds égal à 3000.

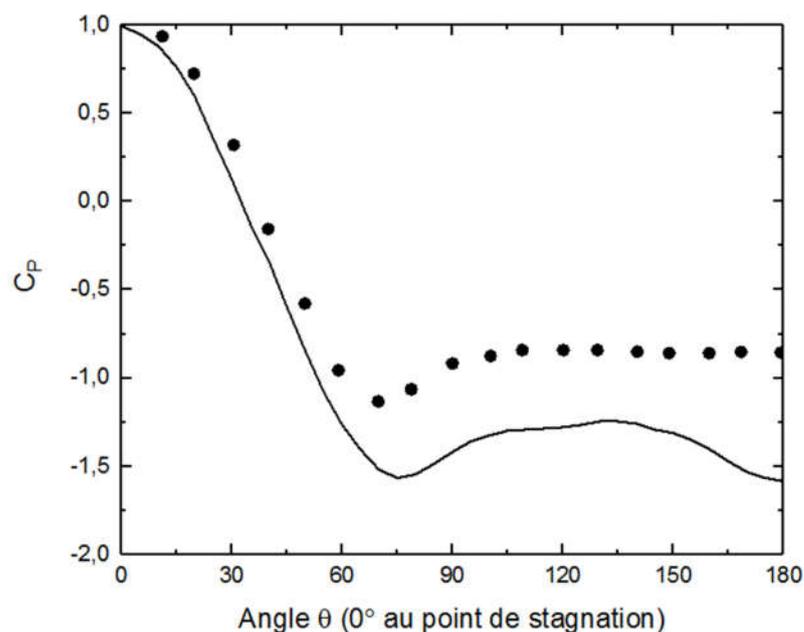


Fig. 4.7 - Profil du coefficient de pression moyenne autour de la surface du cylindre. —: présente étude, \bullet : EXP Norberg [46].

La figure 4.7 montre la distribution du $\overline{C_p}$ moyen autour de la surface du cylindre. $\overline{C_p}$ atteint des valeurs maximales au bord d'attaque $\overline{C_{p_{max}}} = 1$ pour un angle $\theta = 0^\circ$, il diminue jusqu'à une valeur minimale $\overline{C_{p_{min}}} = -1.57$ pour un angle $\theta = 75^\circ$. Dans le sillage, On constate des disparités entre les résultats numériques et expérimentaux car on voit une dépression vers 180° . Comme discuté précédemment, l'écart peut être dû à notre méthode de simulation choisie. On note que la distribution du $\overline{C_p}$ est symétrique par rapport à l'angle 180° .

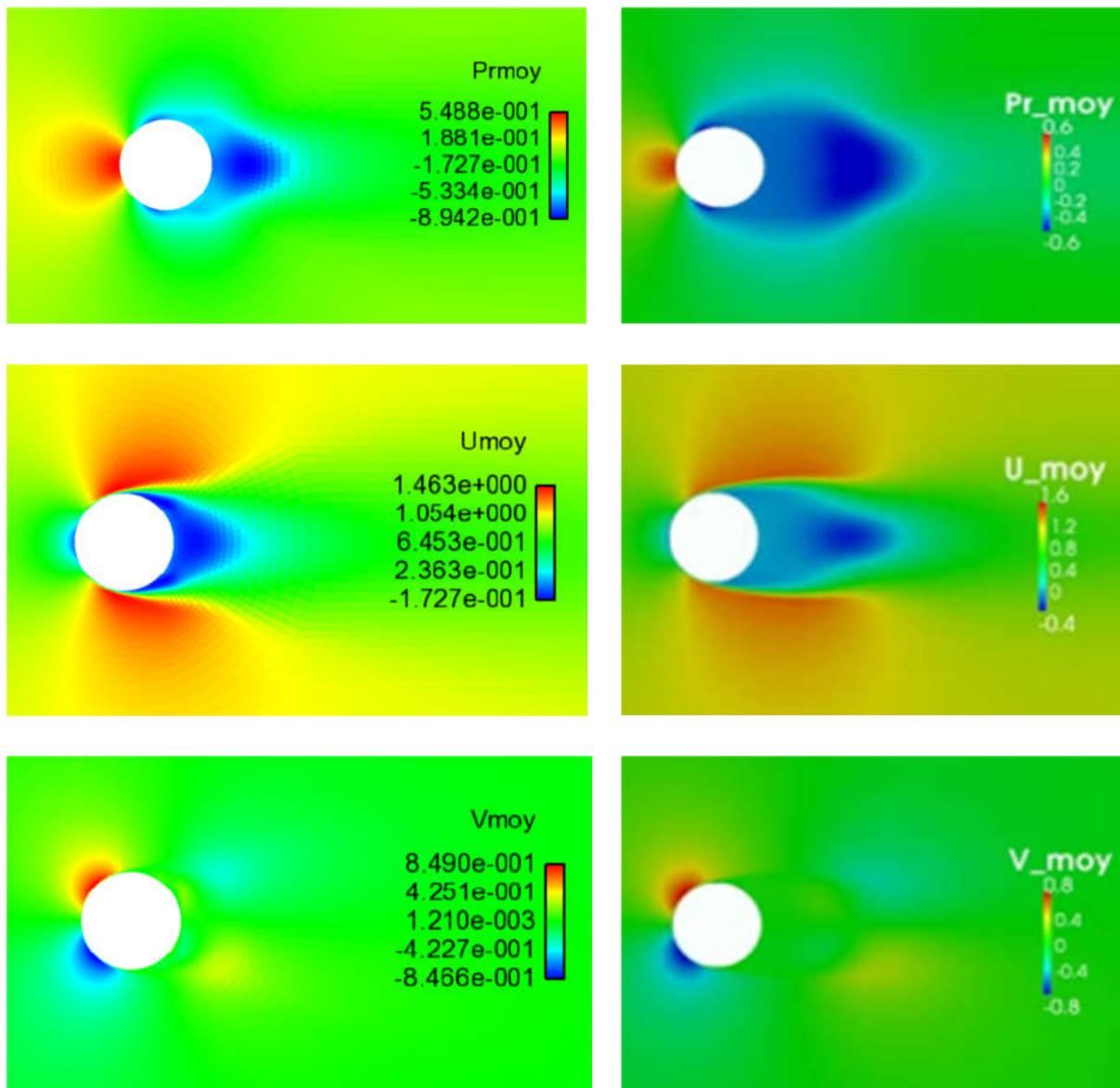


Fig. 4.8 - Comparaison des différents champs de l'écoulement de présente étude en gauche et en droite LES Afgan *et al.* [45].

Dans la figure 4.8, on a comparé les quantités de l'écoulement (champ moyen de vitesse et de pression) de nos résultats de la présente étude avec les résultats de l'étude LES Afgan *et al.* [45]. On représente également sur la figure 4.9 le contour du champ de vitesse moyenne autour d'un cylindre. De ce fait, on gardera par la suite les mêmes paramètres principaux de calcul.

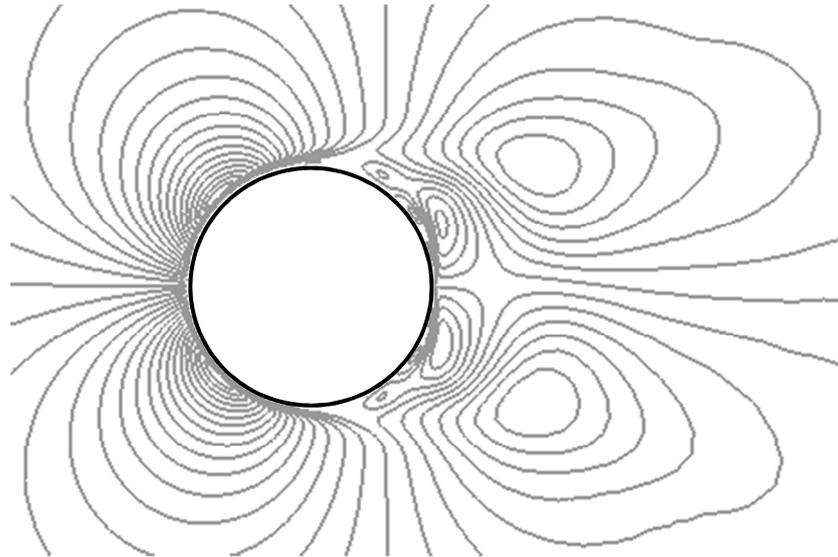


Fig. 4.9 - Contour du champ de vitesse moyenne.

4.2 Cas de quatre cylindres en configuration carrée

4.2.1 Description du cas et détails des calculs

La figure 4.10 représente la configuration de quatre cylindres en arrangement carré avec un espacement de $P/D = 1.5$ (rapport d'espacement mesuré entre le centre des cylindres et le diamètre). Les dimensions du domaine de calcul sont $25D \times (20D + (P/D)) \times 4D$ dans la direction de l'écoulement (X), transverse (Y) et d'envergure (Z) respectivement. La longueur en amont du cylindre est $10D$ et à l'entrée une vitesse uniforme est imposée. L'écoulement simulé en régime turbulent pour un fluide incompressible sans transfert de chaleur. L'analyse est faite pour un nombre de Reynolds ($Re = 3.000$).

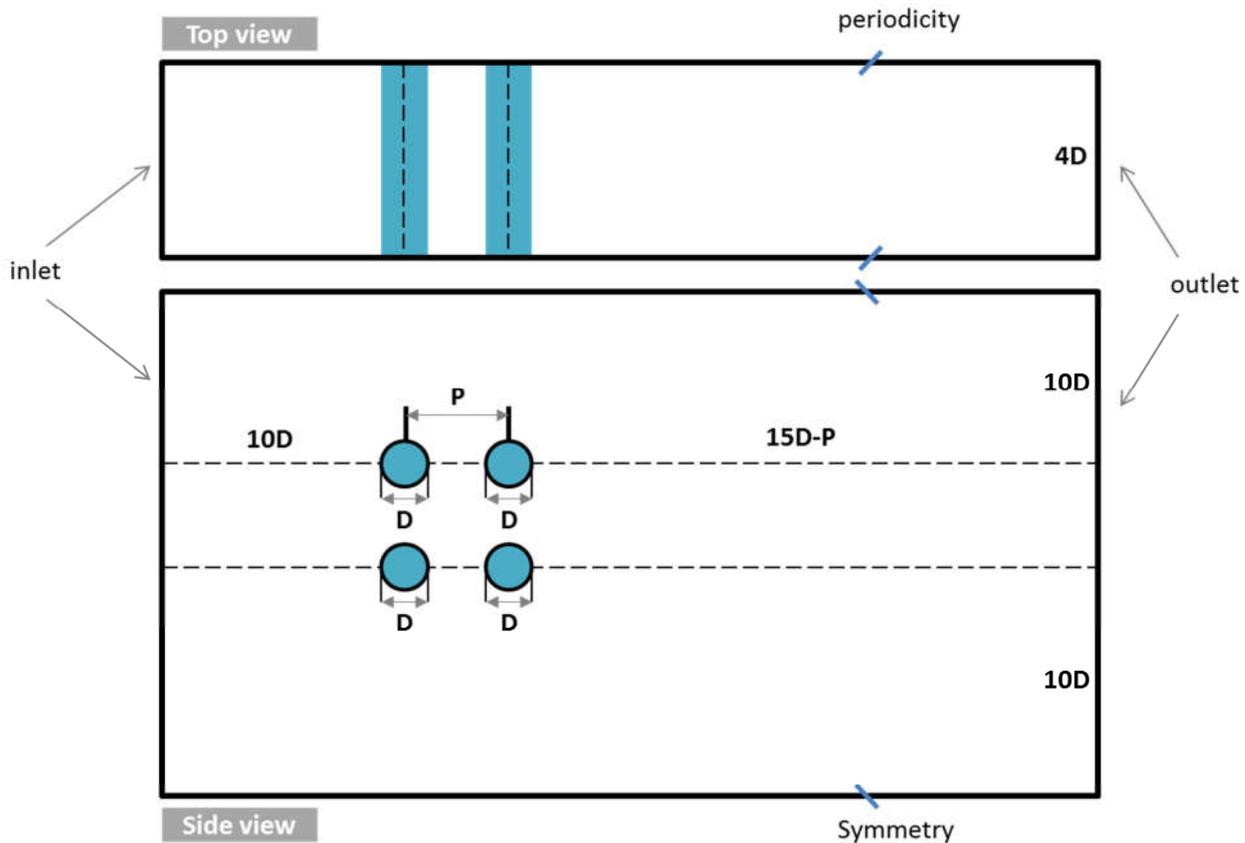


Fig. 4.10 - Dimensions de domaine et les conditions aux limites pour l'écoulement autour quatre de cylindres en configuration carré.

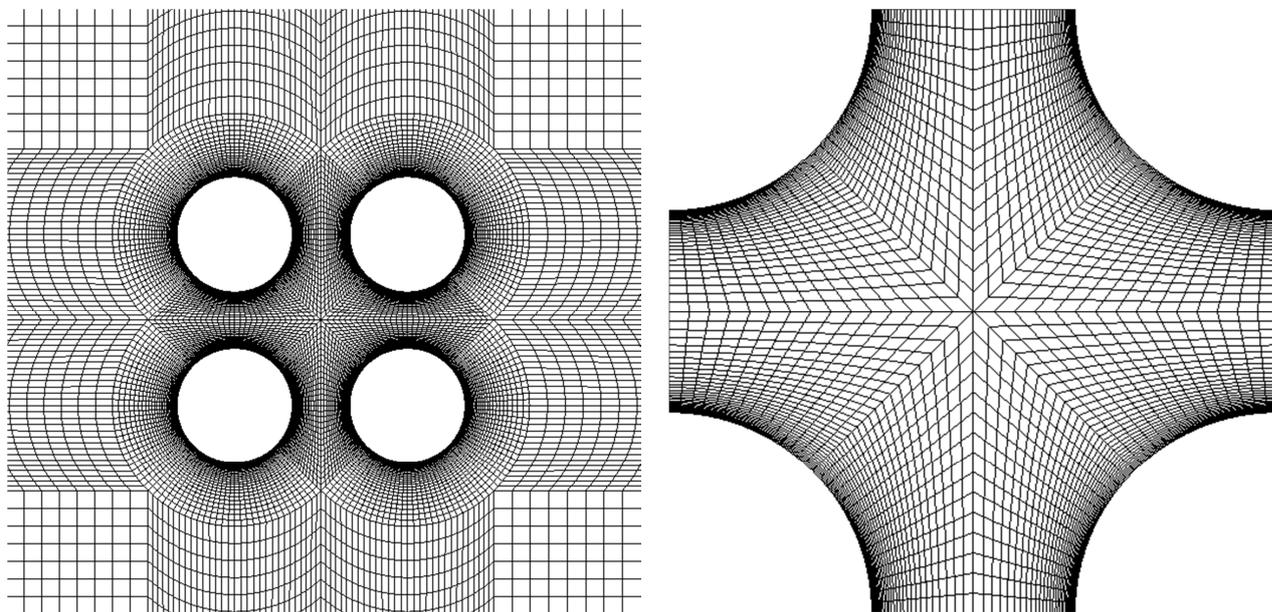


Fig. 4.11 – Section transversale et zoom du maillage dans le plan XY pour le cas quatre cylindres en configuration carré (cas avec un espacement de $P/D = 1.5$).

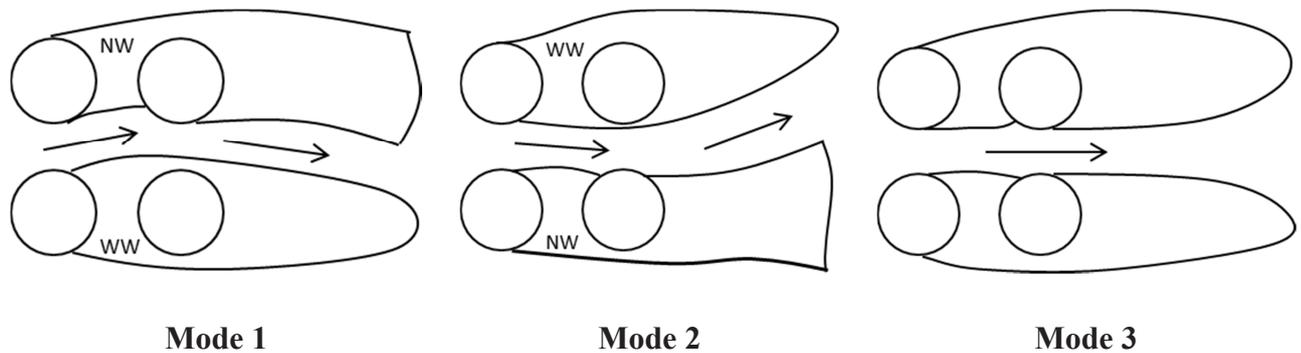


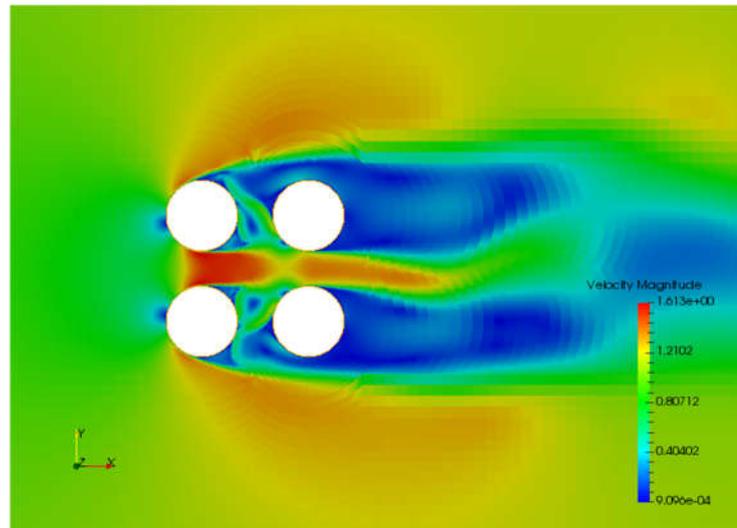
Fig. 4.12 – Changement de mode (M1, M2 et M3).

4.2.2 Changement de mode (Bistabilité)

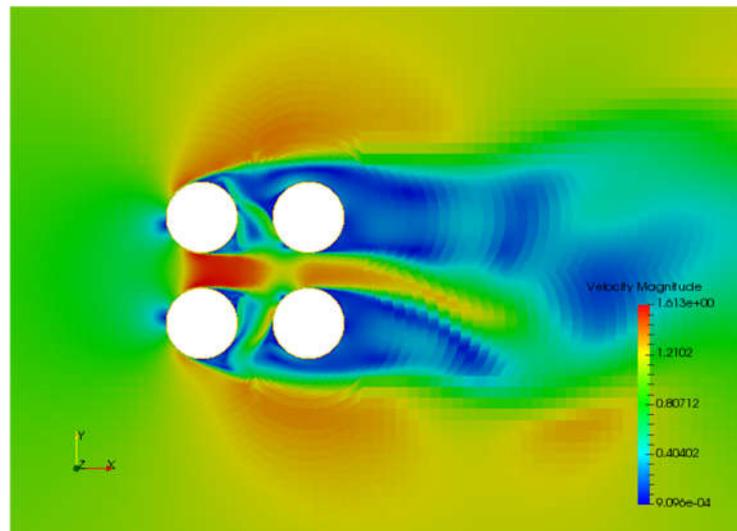
La figure 4.12 représente le changement de mode, un des phénomènes qui est capté par des méthodes avancées, on a pu capturer ce phénomène avec l'approche RANS. On remarque que le phénomène de bistabilité est très clair ici (M1 :mode1, M2 :mode2). On oriente notre attention vers la compréhension de la physique responsable du changement de mode (bistabilité). Vu que ce changement se fait de façon rapide, il est difficile de réaliser cette étude sur un seul mode stable comme le cas d'un cylindre, on note la présence du phénomène de jet sur le côté avant des deux cylindres en aval. Le jet cause la déflexion de l'écoulement dans le sens inverse de chaque mode stable même si ce dernier change rapidement. (Pour plus de détails voir l'article de Kahil *et al.* [25]).

La figure 4.13 montre le champ de vitesse et le changement de mode (bistabilité) est bien visible sur cette figure. On peut voir que le passage d'un mode à l'autre (du haut vers le bas et vice versa) est plus rapide. On note que ce changement n'est pas périodique et se produit aléatoirement. Dans la figure 4.14, on a regroupé les champs de vitesse instantanée et moyenne, pression plus l'énergie cinétique turbulente.

Time :0



Time :21



Time :109

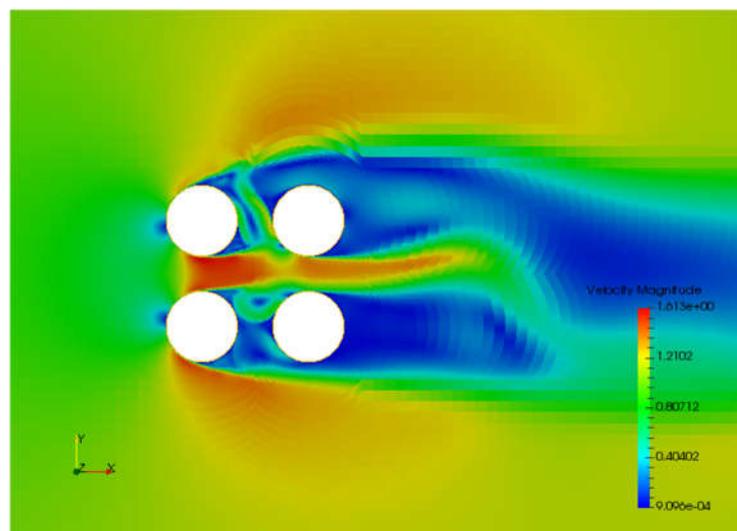


Fig. 4.13 – Champ de vitesse instantané.

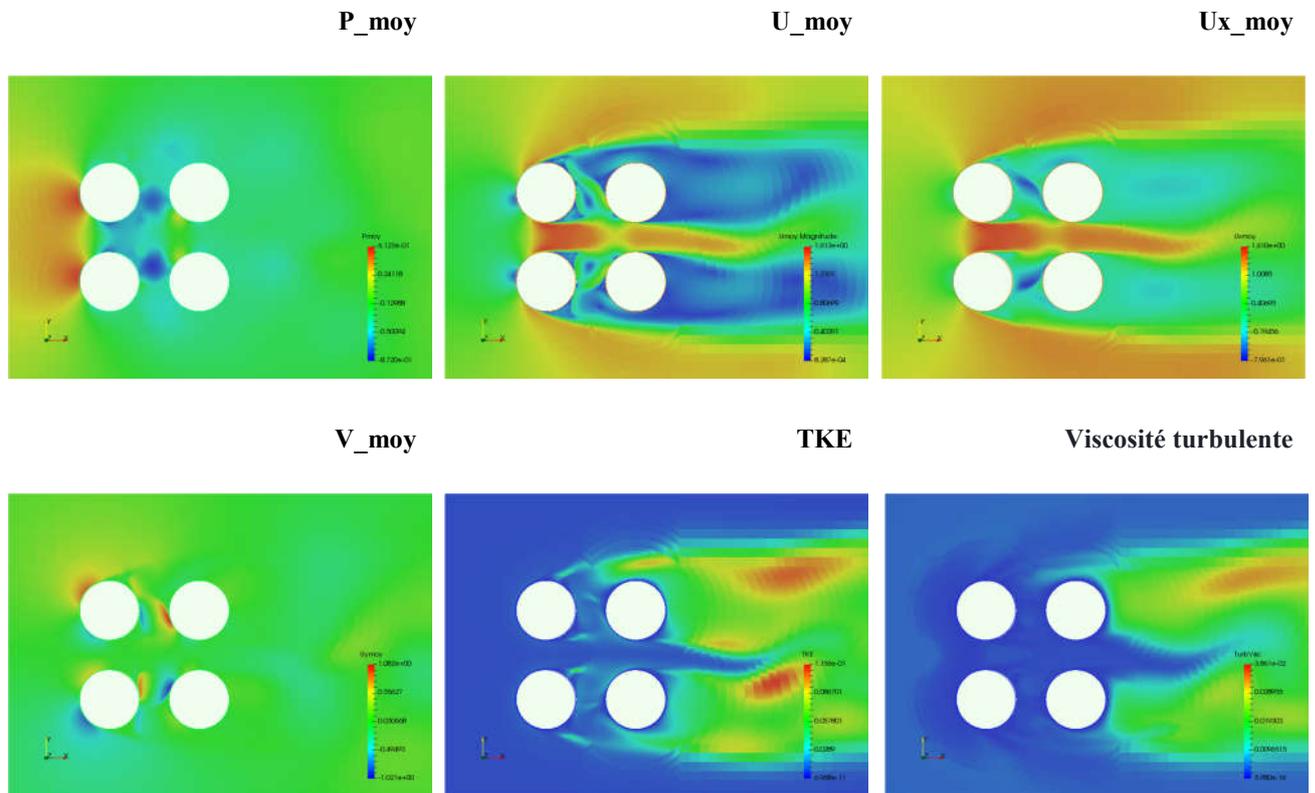


Fig. 4.14 – Différents champs de l'écoulement.

Conclusion

Dans ce chapitre on a discuté des résultats obtenus par le code de calcul *Code_Saturne* pour le cas d'un cylindre comme un cas de test avec une étude de sensibilité de maillage. Cela a permis d'étudier le cas de quatre cylindres en configuration carrée avec un degré de confiance plus élevé. On note ici que le phénomène de bistabilité a été détecté avec la visualisation des différents champs de l'écoulement.

CONCLUSION GÉNÉRALE
ET PERSPECTIVES

CONCLUSION GÉNÉRALE ET PERSPECTIVES

Dans ce travail, on a étudié avec une simulation numérique fournie par le logiciel *Code_Saturne*, un écoulement turbulent autour d'un ou plusieurs cylindres. La compréhension du comportement de l'écoulement et l'explication des phénomènes physiques qui apparaissent a été l'objectif du présent travail, ce qui permettra une meilleure prédiction des chargements hydrodynamiques et aérodynamiques lors d'étude de systèmes réels. Comme conditions aux limites, une vitesse est imposée à l'entrée. Des conditions de symétrie sont imposées sur les faces supérieure et inférieure du domaine tandis que des conditions périodiques sont employées sur les faces latérales. L'écoulement est modélisé par les équations différentielles aux dérivées partielles de conservation de masse et de quantités de mouvement. Pour la discrétisation des équations, *Code_Saturne* utilise la méthode des volumes finis. On s'intéresse en premier lieu aux champs de vitesse et de pression résultante, ainsi qu'aux champs des vitesses longitudinale et transversale et la longueur de recirculation. On a pu tracer les vitesses moyennes pour différentes X/D positions dans la zone de sillage, et la distribution de pression moyenne autour de la surface du cylindre.

En deuxième lieu, On a examiné l'évolution de l'écoulement pour la configuration de quatre cylindres en arrangement carré avec espacement entre le centre des cylindres de $P/D = 1.5$ et un nombre de Reynolds égal à 3000. Le phénomène de bistabilité a été détecté à l'aide des différents champs de vitesse.

Finalement, on peut conclure à partir de la comparaison des résultats, que l'approche RANS permet d'obtenir de bons résultats pour aider à la compréhension du comportement de l'écoulement et d'expliquer les phénomènes physiques plus au moins proche d'autres méthodes. Plusieurs travaux futurs, concernant la simulation numérique de l'écoulement turbulent autour d'un obstacle cylindrique reste à faire. Il serait très intéressant de publier ce travail dans une conférence ou dans un journal scientifique et de compléter toute l'étude pour ce genre de configurations avec différents espacements ainsi qu'une étude thermique serait recommandée, comme perspective.

Bibliographie

- [1] Sumer, B.M., 1997. *Hydrodynamics Around Cylindrical Structures*, World Scientific, Singapore.
- [2] Lourenco, L.M., Shih, C., 1993. Characteristics of the plane turbulent near wake of a cylinder, a particle image velocimetry study. Unpublished.
- [3] Ong, L., Wallace, J., 1996. The velocity field of the turbulent very near wake of a circular cylinder. *Experiments in Fluids*, 30, pp.441–453.
- [4] Rajagopalan, S., Antonia, R.A., 2005. Flow around a circular cylinder - structure of the near wake shear layer. *EF*, 38, pp.393–402.
- [5] Parnaudeau, P., Carlier, J., Heitz, D., Lamballais, E., 2008. Experimental and numerical studies of the flow over a circular cylinder at Reynolds number 3900. *Physics of Fluids*, 20(8).
- [6] Beaudan, P., Moin, P., 1994. Numerical experiments on the flow past a circular cylinder at a sub-critical Reynolds number. *Rapport technique, Report No.TF-62, Thermosciences Division, Department of Mechanical Engineering, Stanford University, USA.*
- [7] Mittal, R., 1996. Progress on les of flow past a circular cylinder. *Rapport technique, CTR Annual Research Briefs p.233, Stanford CA 94305.*
- [8] Wissink, J.G., Rodi, W., 2008. Numerical study of the near wake of a circular cylinder. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 29(4), pp.1060–1070.
- [9] Lam, K., Lo, S.C., 1992. A visualization study of cross-flow around four cylinders in a square configuration. *Journal of Fluids and Structures* 6, pp.109–131.
- [10] Lam, K., Fang, X., 1995. The effect of interference of four equispaced cylinders in cross flow on pressure and force coefficients. *Journal of Fluids and Structures* 9, pp.195–214.
- [11] Lam, K., Li, J.Y., Chan, K.T., So, R.M.C., 2003. Flow pattern and velocity field distribution of cross-flow around four cylinders in a square configuration at a low Reynolds number. *Journal of Fluids and Structures* 17, pp.665–679.
- [12] Lam, K., Li, J.Y., So, R.M.C., 2003. Force coefficients and Strouhal numbers of four cylinders in cross flow. *Journal of Fluids and Structures* 18, pp.305–324.
- [13] Lam, K., Gong, W.Q., So, R.M.C., 2008. Numerical simulation of cross-flow around four cylinders in an in-line square configuration. *Journal of Fluids and Structures* 24, pp.34–57.
- [14] Lam, K., Zou, L., 2010. Three-dimensional numerical simulations of cross-flow around four cylinders in an in-line square configuration. *Journal of Fluids and Structures* 26, pp.482–502.
- [15] Lam, K., Zou, L., 2007. Experimental and numerical study for the cross-flow around four cylinders in an in-line square configuration. *Journal of Mechanical Science and Technology* 21, pp.1338–1343.
- [16] Lam, K., Zou, L., 2009. Experimental study and large eddy simulation for the turbulent flow around four cylinders in an in-line square configuration. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 30, pp.276–285.
- [17] Zou, L., Lin, Y.-F., Lam, K., 2008. Large-eddy simulation of flow around cylinder arrays at a subcritical Reynolds number. *Journal of Hydrodynamics (Series B)* 20, pp.403–413.
- [18] Zhao, M., Cheng, L., 2012. Numerical simulation of vortex-induced vibration of four circular cylinders in a square configuration. *Journal of Fluids and Structures* 31, pp.125–140.
- [19] Farrant, T., Tan, M., Price, W.G., 2000. A cell boundary element method applied to laminar vortex-shedding from arrays of cylinders in various arrangements. *Journal of Fluids and Structures* 14, pp.375–402.
- [20] Esfahani, J.A., Be Hagh, A.R.V., 2010. A Lattice Boltzmann simulation of cross-flow around four cylinders in a square arrangement. In: *Proceedings of ASME 2010 10th Biennial Conference on Engineering Systems Design and Analysis, ESDA2010 4*, pp.109–115.

- [21] Tong, F., Cheng L., Zhao, M., Chen, X.B., 2011. Three dimensional numerical simulation of flow around four circular cylinders in an in-line square configuration. In: Proceedings of the 6th International Conference on Asian and Pacific Coasts (APAC 2011), Hong Kong, China.
- [22] Zou, L., Lin, Y.-F., Lu, H., 2011. Flow patterns and force characteristics of laminar flow past four cylinders in diamond arrangement. *Journal of Hydrodynamics (Series B)* 23, pp.55–64.
- [23] Sayers, A.T., 1988. Flow interference between four equispaced cylinders when subjected to a cross flow. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 31, pp.9–28.
- [24] Sayers, A.T., 1990. Vortex shedding from groups of three and four equispaced cylinders situated in a cross flow. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 34, pp.213–221.
- [25] Kahil, Y., Benhamadouche, S., Berrouk, A., S., Afgan, I., (2018) Simulation of subcritical-Reynolds-number flow around four cylinders in square arrangement configuration using LES. *European Journal of Mechanics - B/Fluids*, 74, pp.111-122.
- [26] Bedjehit E., 2010. Étude expérimentale et numérique d'un écoulement autour d'obstacles carré et cylindrique, Thèse université de Constantine.
- [27] Bensedira, S., abdellah el-hadj, A., Semmar, D., 2016. etude dynamique de l'écoulement autour d'un cylindre placé proche d'une paroi, third international conference on energy, materials, applied energetics and pollution, icemaep, constantine, algeria.
- [28] Adil Ridha, 2008–2009. Dynamique des fluides réels, Université de Caen, 145p.
- [29] Métails, O., 2004-2005. Turbulence : Modélisation et simulation numérique, Master mécanique des fluides et transferts, Institut National Polytechnique de Grenoble.
- [30] William K.G., Lectures in Turbulence for the 21st Century, Chalmers University of Technology, Gothenburg, Sweden.
- [31] Moin, P., Mahesh, K., 1998. Direct numerical solution : atool in turbulence research. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 30:393– pp.415.
- [32] AZZI, A., 2005. Initiation à la Simulation des Grandes Echelles, Université des Sciences et de la Technologie d'Oran Mohamed Boudiaf.
- [33] Thibaud MARCEL, Simulation numérique et modélisation de la turbulence statistique et hybride dans un écoulement de faisceau de tubes à nombre de Reynolds élevé dans le contexte de l'interaction fluide-structure, thèse de doctorat, (INP Toulouse), 2011.
- [34] Kuzmin, D., Mierka, O., Turek, S., On the Implementation of Turbulence Model in $k-\epsilon$ Incompressible Flow Solvers Based on a Finite Element Discretization, *Int. J. Computing Science and Mathematics*, 1, 193-206, 2007.
- [35] Zeghib, A., Talbi, K., 2008. Comparaison des différents modèles de turbulence d'un écoulement aérodynamique dans un cyclone, Laboratoire de Thermo Fluide, Département de Génie Mécanique, Université des Frères Mentouri, Constantine, Algérie, *Revue des Energies Renouvelables CISM 08 Oum El Bouaghi*, pp.311 – 324.
- [36] Wilcox, D.C., 1993. Turbulence Modeling for CFD, 3rd édition, DCW industries, California, USA.
- [37] <http://hmf.enseeiht.fr/travaux/beiepe/book/export/html/1124>. Date de la dernière consultation du site: 06/06/2019.
- [38] Menter, F. R., Kuntz, M., Langtry, R., 2003. Ten Years of Industrial Experience with the SST Turbulence Model Turbulence, Heat and Mass Transfer. ANSYS – CFX, 83714 Otterfing, Germany.

- [39] Bouhelal, A., 2014. contribution à l'étude de l'écoulement autour d'un obstacle mince dans un intervalle de nombre de mach : $0 < M < 3$, Mémoire de Master, Université Mohamed Khider Biskra.
- [40] Popa, L.C., 2002. numérique du transfert thermique, Méthode des volumes finis , Université Craiova.
- [41] Versteeg, H.K., Malalasekera. W., An Introduction to Computational Fluid Dynamics the finite volume method Second Edition, 2p..
- [42] <http://gmsh.info/>. Date de la dernière consultation du site: 06/06/2019.
- [43] <https://www.code-saturne.org/cms/>. Date de la dernière consultation du site: 06/06/2019.
- [44] Kravchenko, A.G., Moin, P., 2000. Numerical studies of flow around a circular cylinder at $Re=3900$. Physics of Fluids, 12, pp.403–417.
- [45] Afgan, I., Kahil, Y., Benhamadouche, S., Sagaut, P., 2011. Large eddy simulation of the flow around single and two side-by-side cylinders at subcritical Reynolds numbers. Physics of Fluids, 23, pp. 07501.
- [46] Norberg, C., 1987. Effects of reynoldsnumber and low-intensity free stream turbulence on the flow around a circular cylinder. Pub No. 87/2, Chalmers University of Technology, Department of Applied Thermoscience and FluidMech., Gothenburg, Sweden.

Résumé

Ce travail a pour but d'étudier le comportement d'un écoulement turbulent incompressible autour d'obstacles cylindriques et d'expliquer les phénomènes physiques qui apparaissent dans certaines configurations. L'étude de l'écoulement par l'approche RANS est réalisée à l'aide du code de calcul *Code_Saturne* pour résoudre le système d'équations régissant l'écoulement. Après avoir réalisé le cas d'un seul cylindre comme un cas de validation à un nombre de Reynolds de 3900, on continue l'étude par la configuration de quatre cylindres en arrangement carré avec un espacement entre le centre des cylindres $P/D=1.5$ et un nombre de Reynolds égale à 3000. Le phénomène de bistabilité a été détecté à l'aide des différents champs de vitesse. Les résultats obtenues avec la simulation sont satisfaits et encourageants.

Mots clés: *cylindre isolé, quatre cylindres, écoulement turbulent, RANS, Bistabilité, Changement de mode.*

ملخص

يهدف هذا العمل إلى دراسة سلوك جريان مضطرب غير انضغاطي حول عائق أسطواني و شرح الظواهر الفيزيائية التي تظهر. تتم دراسة الجريان باستخدام منهج RANS باستخدام برنامج *Code_Saturne* لحل نظام المعادلات التي تحكم الجريان. بعد دراسة حالة الأسطوانة الواحدة كحالة تحقق مع رقم رينولدز 3900، تابعنا الدراسة بتكوين أربع أسطوانات بترتيب مربع مع التباعد بين مركز الأسطوانات $P/D=1.5$ و رقم رينولدز يساوي 3000. تم اكتشاف ظاهرة الثبات باستخدام حقول السرعة المختلفة. النتائج التي تم الحصول عليها مع المحاكاة مرضية و مشجعة.

كلمات مفتاحية: *أسطوانة معزولة، أربع أسطوانات، جريان مضطرب، RANS، الثبات، تغيير الوضع*

Abstract

This work aims to study the behavior of an incompressible turbulent flow around a cylindrical obstacle and to explain the physical phenomena that appear. The study of the flow by the RANS approach is carried out using the code *Code_Saturne* to solve the system of equations governing the flow. After having realized the case of a single cylinder as a case of validation with a Reynolds number of 3900, we followed the study by the configuration of four cylinders in square arrangement with spacing between the center of the cylinders $P / D = 1.5$ and the Reynolds number equal to 3000. The bistability phenomenon was detected using the different velocity fields. The results obtained with the simulation are satisfied and encouraging.

Keywords: *Cylinder, four cylinders, turbulent flow, RANS, Code_Saturne, simulation, Bistability, Flip-over.*