

ETUDE DE L'ÉCOULEMENT TURBULENT DANS UNE CONDUITE COURBE PAR SIMULATION DES GRANDES ECHELLES – CHAMPS STATISTIQUES

F. GACI¹ et Z. NEMOUCHI²

¹LEAP, Département de génie mécanique, Université des Frères Mentouri, Constantine, fd.gaci@gmail.com

²LEAP, Département de génie mécanique, Université des Frères Mentouri, Constantine, z.nemouchi@gmail.com

RÉSUMÉ

Une simulation des grandes échelles (S.G.E ou LES) à haut nombre de Reynolds est considérée pour comprendre la phénoménologie de l'écoulement tridimensionnel d'un fluide incompressible dans une conduite de section carrée courbe. La conduite est composée d'un tronçon droit amont, un coude à 90° et un tronçon droit aval. L'objectif de la présente étude est principalement de mieux comprendre l'écoulement secondaire et la turbulence caractérisant la dynamique du fluide dans la conduite courbe. En particulier les effets des champs de vitesse, de l'énergie cinétique turbulente sur dans la génération des flux secondaires et le frottement entre le fluide et les parois intérieure et extérieure sont étudiés. Les résultats de calcul ont donné un bon accord avec les valeurs mesurées extraites de la littérature et ont montré la complexité de l'écoulement tridimensionnel stationnaire en moyenne. Les variations des paramètres caractéristiques se sont avérées très différentes le long des parois intérieure et extérieure, surtout les coefficients de frottement et de pression.

Mots Clés: *Écoulement secondaire, Coude à 90°, Turbulence, S.G.E, Frottement.*

NOMENCLATURE

Symboles :

D_h diamètre hydraulique, m

Re nombre de Reynolds ($= U_b D_h / \nu$)

U_b vitesse (de référence) uniforme à l'entrée, m/s

\bar{U}_i composante de vitesse filtrée, m/s

x_i coordonnées, m

Lettres grecques :

μ_t viscosité dynamique turbulente, $\text{kg}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$

ρ masse volumique, $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$

Indice :

t turbulent

1. INTRODUCTION

Les écoulements dans les conduites courbes ont attiré beaucoup d'intérêt parmi beaucoup de chercheurs et ingénieurs en raison de leur importance académique et industrielle. En conséquence, ils ont été le sujet de considérables études expérimentales, numériques et simulations de type CFD (Computational Fluid Dynamics). L'intérêt particulier est d'étudier l'effet de l'écoulement sur l'évolution du mouvement secondaire. Différentes méthodes sont possibles pour réaliser les calculs numériques. Plusieurs configurations ont été résolues en utilisant les méthodes RANS (Reynolds Average Navier Stokes – [1], [2], [3]), mais peu d'études basées sur les méthodes de la SGE (Simulation des Grandes Echelles – [4], [5], [6]) ont été entreprises, explorant le frottement dans la totalité de la géométrie incurvée et tenant compte éventuellement de l'érosion pariétale.

Le but de ce travail est d'étudier par la simulation des grandes échelles, l'évolution spatiale et statistique des phénomènes d'écoulement secondaire, ainsi que le frottement pariétal associé dans une conduite de section carrée composée d'un tronçon droit amont, un coude à 90° et un tronçon droit aval.

2. FORMULATION MATHÉMATIQUE ET DÉTAILS NUMÉRIQUES

2.1. Equations gouvernant l'écoulement

Pour un fluide dont la masse volumique et la viscosité sont supposées constantes, les équations filtrées de continuité et de quantité de mouvement peuvent être écrites sous la forme suivante:

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{U}_j) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \bar{U}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \bar{U}_i \bar{U}_j) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (2)$$

où les variables avec une barre supérieure représentent les valeurs filtrées.

L'estimation de la contribution des petites structures $\tau_{ij} \equiv \rho (\bar{U}_i \bar{U}_j - \bar{U}_i \bar{U}_j)$ est basée sur le concept de viscosité turbulente de l'hypothèse de Boussinesq. Le tenseur déviateur des contraintes est donné par:

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} = -2\mu_t S_{ij} \quad (3)$$

S_{ij} est le tenseur du taux de déformation des échelles résolues, donné par:

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) \quad (4)$$

Le modèle des échelles sous-maille de Smagorinski-Lilly (Smagorinsky [7] et Lilly [8]) propose que la viscosité turbulente soit proportionnelle à une distance caractéristique et une vitesse caractéristique des petites structures turbulentes:

$$\mu_t = \rho(L_s) \left(L_s \sqrt{2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij}} \right) \quad (5)$$

L_s est la longueur de mélange basée sur la taille moyenne du filtre.

$$L_s = \min(\kappa d, C_s \sqrt[3]{\Delta}) \quad (6)$$

κ est la constante de Von Karman, d est la distance par rapport à la paroi la plus proche et Δ est le volume filtre d'une cellule de calcul. C_s est la constante de Smagorinsky dynamiquement calculée lors de la simulation en utilisant les informations fournies par les plus petites échelles des champs résolus, Germano et al. [9] et Lilly [8].

2.2. Détails numériques

Les équations régissant l'écoulement du fluide sont résolues en utilisant le code commercial Ansys Fluent 14.5 employant la méthode des volumes finis standard. Dans les équations de transport, le schéma des différences centrées est utilisé pour discrétiser le terme de diffusion et le schéma des différences centrées borné (bounded central differencing scheme), pour le terme de convection, voir la documentation d'Ansys Fluent 14.5. Le couplage entre la pression et les composantes de la vitesse est traité en utilisant la procédure de correction itérative SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations).

La géométrie considérée est semblable à celle utilisée par Kliafas et Holt [1]. Elle représente un coude à 90° de section carrée et de diamètre hydraulique égal à 0.1 m. Le fluide considéré est de l'air. L'écoulement est en régime turbulent avec un nombre de Reynolds $Re = 36.10^4$. Dans cette étude, un profil de vitesse uniforme est appliqué à l'entrée. L'entrée et la sortie du domaine sont situées à dix diamètres hydrauliques en amont et en aval de la partie courbée. A la sortie, il est supposé qu'un écoulement pleinement développé est atteint, c'est à dire, les gradients longitudinaux (et donc les flux diffusifs longitudinaux) des variables dépendantes sont nuls. Aussi, l'algorithme de calcul s'assure que le débit massique sortant du domaine est égal à celui entrant.

3. RÉSULTATS ET DISCUSSION

La sensibilité de la solution numérique au maillage généré est étudiée en effectuant les calculs pour deux maillages constitués de (50x50x680) et (70x70x680) cellules hexaédriques. La figure 1 compare le profil numérique de la composante de vitesse longitudinale U normalisée par la vitesse à l'entrée U_b en fonction de la distance radiale normalisée par la largeur du coude (r_o-r_i) avec les données expérimentales de Kliafas et Holt [1] à l'entrée du coude (station 0°). Les deux maillages donnent des résultats similaires. Cependant une différence non négligeable est observée près de la paroi extérieure. En fait le deuxième maillage donne un profil en meilleur accord avec celui expérimental. Tous les résultats présentés ci-après ont été obtenus avec ce deuxième maillage.

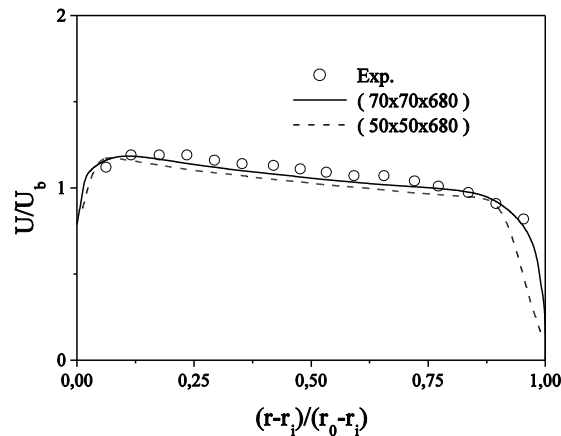


FIGURE 1. Profils de la vitesse longitudinale obtenus avec deux maillages.

Les figures 2a et b illustrent des streamtraces déduits des champs de vitesse moyenne projetés sur des sections du coude aux angles 15° , 45° , 75° et 90° et au plan de symétrie. A l'entrée du coude, la section d'angle 0° , le fluide a tendance à dévier de la paroi extérieure vers la paroi intérieure. Ce phénomène s'explique par la dépression qui règne du côté du rayon intérieur aspirant ainsi le courant de fluide vers cette zone. A partir de l'angle 15° l'écoulement secondaire, qui donnera en aval les vortex contrarotatifs de Dean, commence à apparaître, particulièrement près des parois latérales, intérieure et extérieure. La vitesse longitudinale du fluide est beaucoup plus importante au centre (plan médian) que près des parois latérales. Le fluide traversant le coude se trouve, en fait, dans un déséquilibre radial : au centre (plan, médian) c'est la force centrifuge qui domine la force de pression centripète, poussant ainsi le fluide vers le rayon extérieur, alors que près des parois latérales, c'est le gradient de pression radial qui domine l'accélération centrifuge poussant ainsi le fluide vers le rayon intérieur. Cela donne naissance aux deux cellules contrarotatives.

Au cœur de la section, le courant continue de dévier, mais très faiblement, vers le rayon intérieur, voir le module des vecteurs de vitesse projetés sur la section à l'angle 15° , figure 2c. Cela résulte en un réseau complexe de streamtraces observé dans cette section, caractérisé par une divergence de lignes (une pseudo-source) près du rayon extérieur, et une convergence de lignes (un pseudo-puits) près du rayon intérieur. Aux angles 45° , 75° et 90° , les cellules contra-rotatives sont situées au coin du coude près de la paroi latérale ; côté intérieur.

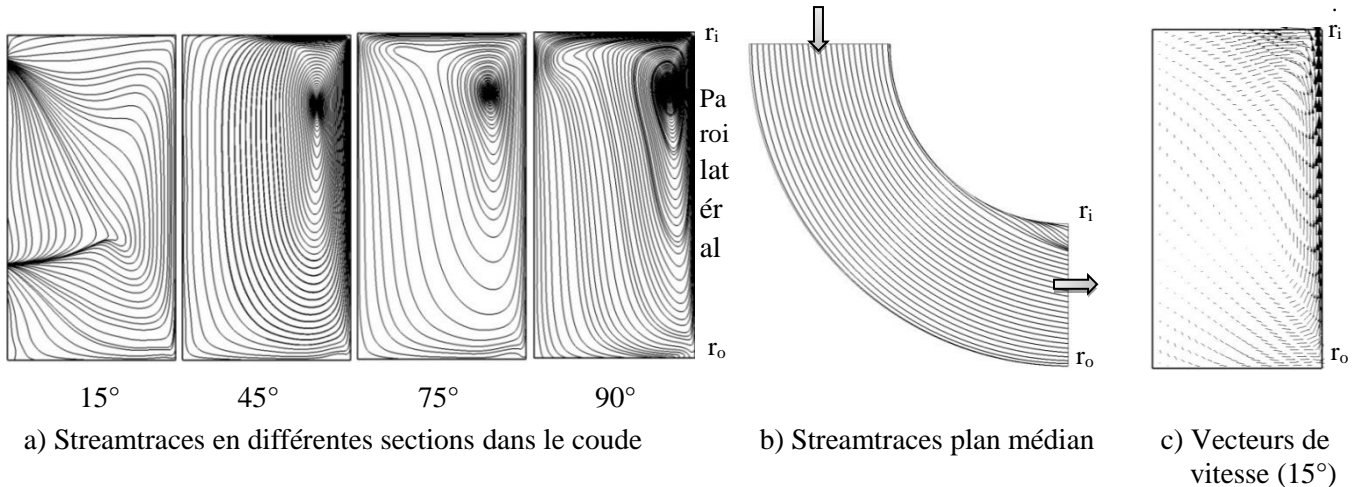


FIGURE 2. Streamtraces et vecteurs de vitesse.

Pour avoir une idée plus claire du champ de vitesse dans le coude, des profils radiaux de la composante de vitesse tangentielle en différents angles ainsi que des contours du module du vecteur de vitesse sur le plan médian et des sections aux angles 45°, 75° et 90° sont exhibés dans la figure 3. A l'angle 15°, la couche limite est très mince sur la paroi intérieure suite à une accélération dans cette zone et épaisse sur la paroi extérieure suite à un freinage. Ce résultat est consistant avec celui des streamtraces qui mettent en évidence une déviation du courant de fluide vers le côté intérieur dans la région d'entrée du coude. Les régions des vitesses maximales atteintes sont clairement indiquées par les contours, c'est-à-dire du côté de la paroi intérieure dans la première partie du coude. En avançant plus en aval dans la deuxième partie du coude, le fluide subit une forte décélération le long de la paroi intérieure et la couche limite s'épaissit rapidement sans vraiment décoller. Ce comportement dynamique joue un rôle très important sur le transfert de chaleur, non considéré dans ce travail.

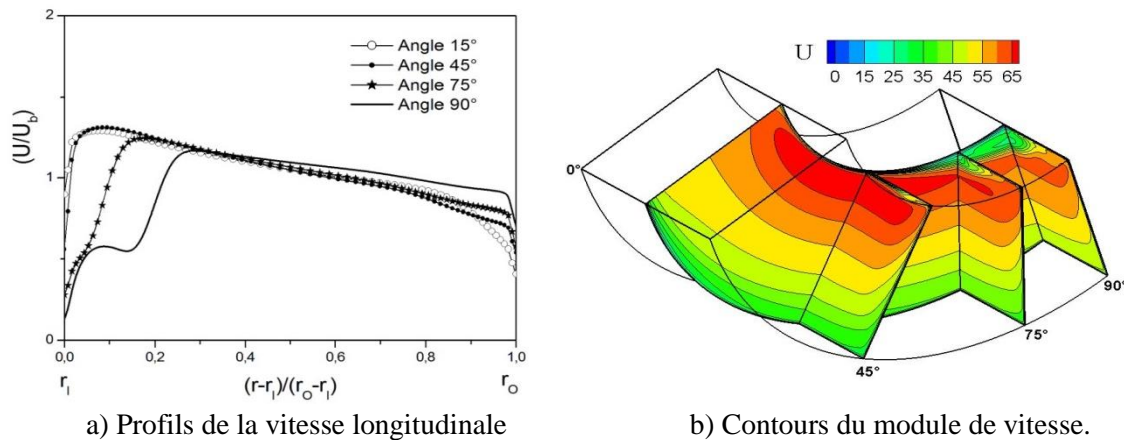


FIGURE 3. Profils de la vitesse longitudinale et contours du module de vitesse.

La figure 4a montre des profils de l'énergie cinétique turbulente en fonction de la distance radiale à partir de la paroi intérieure normalisée par D_h , en différentes positions longitudinales dans la conduite courbe. A la position $2D_h$ en amont du coude, le profil de k est celui typique d'une couche limite près des deux parois. Cette couche visqueuse turbulente a pour épaisseur environ $0.1D_h$. Dans la région centrale, l'écoulement est non turbulent, quasiment identique à celui d'un fluide non-visqueux. Il est très intéressant de noter qu'à l'angle 15°, l'intensité de turbulence a diminué, ce qui s'explique par une stabilisation par effet de courbure convexe de la paroi intérieure. Sur la paroi extérieure, au contraire, la couche limite se développe sur une paroi concave, ce qui résulte en une déstabilisation et donc une intensification de la turbulence. Dans la deuxième partie du coude, la tendance au décollement de la couche limite sur la paroi intérieure a pour conséquence une forte production de turbulence dans cette région, voir aussi les contours de k , figure 4b. La turbulence observée sur la paroi

extérieure et sur les parois latérales n'est pas négligeable mais n'est pas aussi intense que celle constatée dans la région près de la paroi intérieure. Il est à remarquer aussi que le cœur du courant de fluide dans la conduite continue à se comporter comme un écoulement non turbulent à la sortie et même en aval du coude

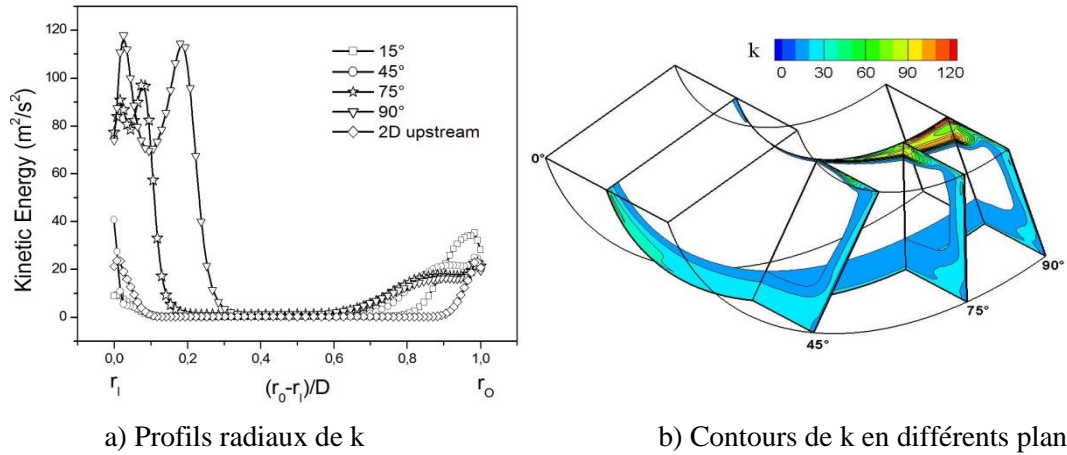


FIGURE 4. Profils et contours de l'énergie cinétique turbulente

Les figures 5a et b illustrent des profils et des contours du coefficient de frottement et du coefficient de pression respectivement. Les deux profils représentent des variations de chacun des deux coefficients en fonction de la position sur ligne médiane le long des parois intérieure et extérieure. Les contours des deux paramètres sont montrés sur les surfaces intérieure et extérieure du coude. Les courbes des coefficients le long des lignes médianes commencent à dévier l'une de l'autre à moins de $0.5D_h$ en amont de l'entrée du coude. En fait, le coefficient de frottement augmente très rapidement sur la surface intérieure en raison de la forte accélération du fluide induisant des gradients de vitesse sur la paroi intérieure très élevés. Inversement, la diminution de C_f sur la paroi opposée s'explique par la décélération du fluide dans cette zone. Les contours du C_f sur la paroi intérieure montrent un comportement complexe de l'entrée à la sortie du coude.

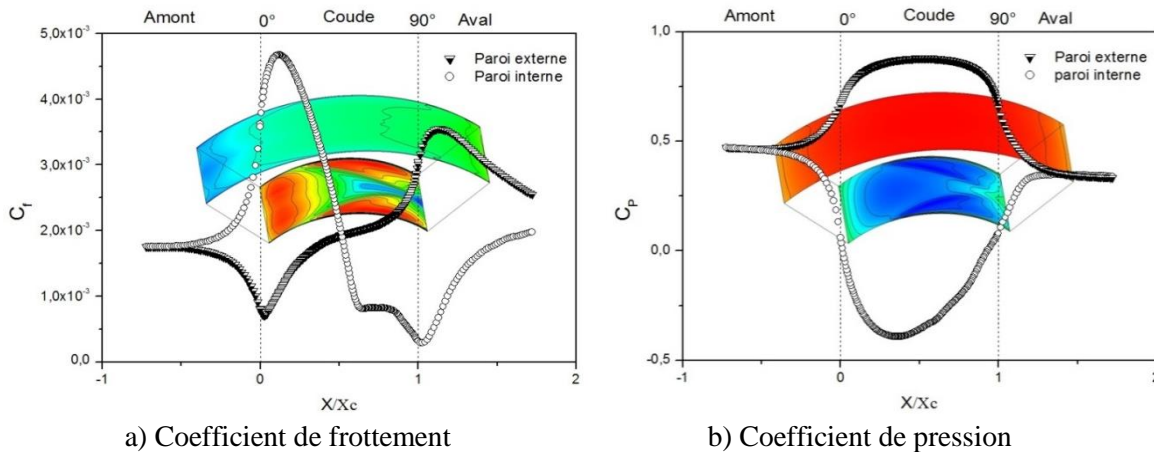


FIGURE 5. Coefficients de frottement et de pression

Dans la région centrale une diminution continue est observée. Près des parois latérales, de part et d'autre de la ligne médiane, une zone de cisaillement important s'épaissit graduellement. C'est le résultat du frottement contre la surface des deux vortex contrarotatifs se développant le long des deux coins entre la paroi intérieure et les deux parois latérales. Sur la paroi extérieure au niveau du coude le C_f augmente de façon plus ou moins homogène en allant vers l'aval. En aval du coude, les valeurs du C_f croissante sur la surface intérieure et décroissante sur la surface extérieure ont tendance à se rejoindre. A $0.75D_h$ en aval du coude, les valeurs des

deux côtés sont loin de s'égaliser. En se référant aux profils et contours du coefficient de pression, les valeurs des cotes intérieur et extérieur s'éloignent les unes des autres à moins de $0.5D_h$ en amont du coude et se rejoignent à moins de $0.5D_h$ en aval. L'augmentation suivie de la diminution du C_p le long de la surface extérieure est assez homogène dans le sens latéral. Elle met en évidence la surpression régnant dans la zone externe du coude. La variation est relativement complexe sur la paroi intérieure. Le long de la ligne médiane le C_f subit une diminution suivie d'une augmentation, mettant en évidence l'existence de la dépression sur la surface intérieure. Les régions de pression minimale de part et d'autre de la ligne médiane évoluant le long des coins intérieurs sont le résultat du balayage de la paroi intérieure par les deux vortex de Dean.

4. CONCLUSION

La présente étude porte sur la simulation des grandes échelles et l'exploration des champs statistiques de l'écoulement turbulent tridimensionnel d'un fluide newtonien traversant un coude 90° de section carrée en utilisant le code de calcul Ansys Fluent. L'écoulement commence à subir une influence appréciable de la courbure des parois intérieure et extérieure du coude à partir d'une position d'environ $0.5D_h$ en amont de l'entrée du coude. Dans la région d'entrée du coude, la dépression près de la paroi intérieure convexe a tendance à aspirer le fluide vers le côté intérieur. Simultanément, le déséquilibre entre l'effet centrifuge et du gradient de pression radial près des parois latérales dans le coude induit un écoulement secondaire qui tend à faire dévier le fluide vers le côté intérieur près des parois latérales et vers le côté extérieur dans le courant central. Ces phénomènes superposés résultent en un comportement dynamique complexe dans la conduite courbe. En particulier les effets des écoulements secondaires induits, sur la variation des coefficients de frottement et de pression sur les surfaces intérieure et extérieure, sont mis en évidence. Des valeurs importantes du coefficient de pression sont constatées sur presque toute la région de la paroi externe. Des valeurs élevées du C_f sont observées sur la paroi interne entre 0° et 20° et aux régions extrêmes près des parois latérales du coude. La principale raison est que, lorsque le fluide balaye la paroi interne et aussi les coins entre la paroi interne et les parois latérales, les gradients de vitesse sont relativement élevés à l'interface fluide-paroi dans ces régions.

REFERENCES

- [1] Y. Kliafas et M. Holt, *LDV measurements of a turbulent air-solid two-phase flow in a 90-deg bend*. *Experiments in Fluids*. Vol. 5, No. 2, pp. 73-85, 1987.
- [2] J. H. Chung et J.M. Hyun, *Convective heat transfer in the developing flow region of a square duct with strong curvature*. *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 35, No 10, pp. 2537-2550, 1992.
- [3] G. Gauthier, P. Gondret, H. Thome et M. Rabaud, *Centrifugal instabilities in a curved rectangular duct of small aspect ratio*, *Phys. Fluids*. Vol. 13, pp. 2831-2834, 2002.
- [4] J. Hébrard, O. Métais et M. Salinas Vasquez, *Large-eddy simulation of turbulent duct flow: heating and curvature effects*. *Int. J. Heat and Fluid Flow*, Vol.25, pp. 569–580, 2004.
- [5] C. Münch et O. Métais, *Large Eddy Simulations in curved square ducts: variation of the curvature radius*. *Journal of Turbulence*, Vol. 8, No. 28, pp. N28, 2007.
- [6] M. A. Tanaka, H. Ohshima et H. Monji, *Numerical investigation of flow structure in pipe elbow with large eddy simulation approach*. *ASME 2009 Pressure Vessels and Piping Conference*, pp. 449–458, July 26-30, Prague, Czech Republic, 2009.
- [7] J. Smagorinsky. *General circulation experiments with the primitive equations: I. The basic experiment*. *Mon. Weath. Rev.*, Vol. 91, p. 99, 1963.
- [8] D. K. Lilly, *A proposed modification of the germano subgrid-scale closure model*. *Physics of Fluids A*, Vol. 4, pp.633-635, 1992.
- [9] M. Germano, U. Piomelli, P. Moin, et W. H. Cabot, *A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model*. *Physics of Fluids A*, Vol. 3, pp. 1760-1765, 1991.