

Champ de vitesse dans un échangeur à vortex en régime turbulent

Stéphane Petitot^a, Abdel Lyazid^a, René Devienne^b

^a Fluides réels en situation industrielle, UMR 7507, Institut de mécanique des fluides, 2, rue Boussingault, 67000 Strasbourg, France

^b Laboratoire d'énergétique et de mécanique théorique et appliquée, UMR 7563, ENSEM, 2, avenue de la forêt de Haye, BP 160-54504 Vandoeuvre-lès-Nancy, France

Reçu le 21 novembre 2001 ; accepté après révision le 3 juin 2002

Note présentée par Pierre Perrier.

Résumé

L'étude du champ de vitesse dans une cellule d'échangeur à vortex dans des conditions isothermes et dans le cas où le régime d'entrée est turbulent, est menée à la fois sur un plan expérimental et numérique. Les mesures mettent en évidence l'existence d'un puissant écoulement principal à vortex couplé à un écoulement secondaire s'étendant sur la totalité du rayon de l'échangeur et augmentant ainsi le taux de mélange du fluide à traiter.

Le modèle $k-\varepsilon$ utilisé, qui donne des résultats proches de ceux expérimentaux, doit cependant être amélioré afin de mieux modéliser l'écoulement notamment proche du cœur du vortex. *Pour citer cet article* : S. Petitot et al., C. R. Mécanique 330 (2002) 593–599. © 2002 Académie des sciences/Éditions scientifiques et médicales Elsevier SAS

mécanique des fluides / échangeur / vortex / anémométrie laser / turbulence / écoulement secondaire / simulation

Heat exchanger velocity field with turbulent inlet condition

Abstract

We consider the isothermal flow through a cylindrical flat chamber, a model of some particular heat exchanger, for which LDV measurements and a numerical simulation have been performed. Experimental results show the establishment of an important vortex zone, the secondary flow extending all along the chamber radius. This observation leads to an expected significant increase of the fluid mixing. Results issued from the numerical simulation appear to be in close agreement with experimental data. Nevertheless, the $k-\varepsilon$ model used here must be improved to obtain a better approach near the vortex centre. *To cite this article*: S. Petitot et al., C. R. Mécanique 330 (2002) 593–599. © 2002 Académie des sciences/Éditions scientifiques et médicales Elsevier SAS

fluid mechanics / exchanger / vortex / Laser Doppler velocimetry / turbulence / secondary flow / simulation

Abridged English version

This study deals with the flow through a flat cylindrical chamber which is part of a particular heat exchanger called vortex exchanger. Transfer characteristics depend greatly on the velocity field structure. Therefore, in a first step, we investigate the velocity field under isothermal conditions using experimental

Adresse e-mail : petitot@imf.u-strasbg.fr (S. Petitot).

and numerical simulation approaches. Results concerning inlet turbulent conditions are presented here, the effects of an inlet laminar regime have been pointed out in a preceding paper [1].

Figs. 2 and 3 provide typical evolutions of a dimensionless tangential velocity V/V_0 versus a dimensionless radius r/R , for a plane situated half span of the chamber ($z = h/2$). This hydrodynamical field can be decomposed in two distinct parts.

The first, which occupies a major fraction of the space (i.e., $0.10 < r/R < 0.70$) is called the vortex zone. A drastic growth of the tangential velocity can be observed for r tending to zero, which leads to values 2.4 times greater than the inlet average one (V_0). Reduced velocity profiles are approximately quasi similar for θ_2 , θ_3 and θ_4 angular positions, for the θ_5 section, a decrease is observed.

The second part corresponds to an inlet induced peripheral flow which is restricted to $0.8 < r/R < 1$, the maximum velocity observed here is smaller than those obtained near the vortex centre. The position of this maximum is shifted to the outward wall under inertial effect, its value decreases rapidly with angular position, going to V_0 for θ_5 position.

Our experiments have shown that the vortex intensity reaches a maximum for Reynolds numbers over 15000 and under 30000 (Fig. 3). Then evolution of azimuthal velocities can be modelled by Eq. (2(b)) obtained via a two-dimensional axisymmetric approximation. Calculated azimuthal velocity profiles show an evolution close to that observed experimentally in the main flow. However, vortex strength is under estimated by the basic $k-\varepsilon$ model used. This can be explained by the fact that wall functions used by this model are not wholly adequate for predicting streamwise corner flow [2–4].

Observing the evolution of the dimensionless radial velocity profiles versus z direction (Figs. 4 and 5), we note that the secondary flow is more regular along the radius than for the laminar case. Fluid particles with high momentum, in the bulk flow, are projected to the outward wall under centrifugal force effect. Then, they return to the vortex centre in a centripetal movement along side walls. This secondary flow is not restricted to the peripheral flow and will improve the rate of mixing of the treated fluid in respect to the laminar case. This secondary flow structure is clearly pointed out by the calculated hydrodynamical field shown on Fig. 6.

In the opposite way, increasing the inlet flow rates leads to an increase of the secondary flow strength, as shown in Fig. 5. The depth of both centripetal side wall flows are reducing with increasing Reynolds numbers, radial velocity profiles adopt an asymmetric shape near the outlet, with a constant value for $-0.30 < 2(z/h) - 1 < 0.10$.

In conclusion, turbulent inlet flow conditions lead to a powerful vortex flow in a major part of the heat exchanger. The rotating flow rate then becomes much stronger than in the laminar case and fluid particles are expected to make more than one turn before being extracted. The secondary movement induced by streamlines curvature extends all along the cell radius, increasing the mixing rate of the fluid. Its strength is still dependent on Reynolds number while main vortex strength reaches to a maximum for $30000 < Re < 50000$. This can be explain by the generation of so called Taylor–Görtler vortices, or large scale eddies (their nature is discussed in the literature [3,5,6]) in the turbulent boundary layers. Those structures are carried out along sidewalls under centrifugal pressure gradient effect and stay close to those walls, limiting the vorticity transfer along the \vec{z} axis and maintaining a potential flow on half-span $r-\theta$ plane. Moreover, they are dissipated before reaching the center of the vortex, limiting the main vortex flow intensity.

1. Introduction

Notre étude porte sur un type d'échangeur particulier dit échangeur à vortex dont une représentation schématique est donnée sur la Fig. 1. Ce type de géométrie utilisée en tant que dispositif séparateur, très peu étudié pour ce qui est de ses caractéristiques de transfert thermique, est connu dans l'industrie pour avoir des rendements élevés. La première partie de notre étude consiste à caractériser le champ de vitesse au sein de l'échangeur en condition isotherme, champ dont la structure conditionne les propriétés de transfert.

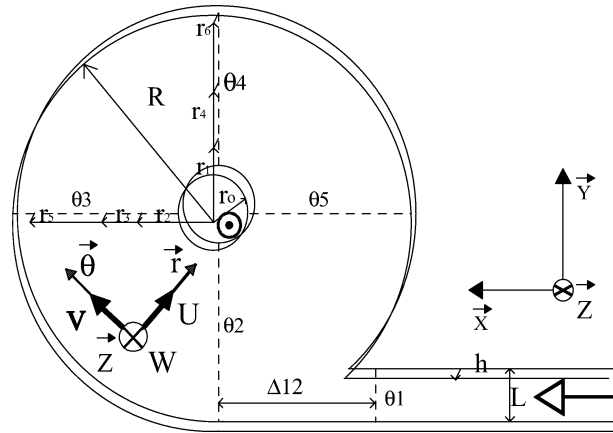
Tableau 1. Caractéristiques géométriques de la cellule.

Table 1. Cell dimensions.

$r_0 = 11,5$ mm	Rayon de la conduite de sortie
$L = 25$ mm	Hauteur de la conduite rectangulaire d'entrée
$h = 15$ mm	Distance entre les deux parois latérales de l'échangeur
$\Delta 12 = 80$ mm	Distance entre les positions θ_1 et θ_2

Figure 1. Définition de la position des points de mesures des vitesses.

Figure 1. Definition of the position of velocity profiles.



Dans un premier temps, nous avons étudié la structure des écoulements primaires (vitesse azimutale V dans le plan $r-\theta$, $z = h/2$) et secondaires (vitesse radiale U dans le plan $r-z$, θ fixé) lorsque le régime d'écoulement observé dans la conduite d'entrée est laminaire [1] (nous y ferons référence par la suite simplement en parlant du « cas laminaire »). La présente étude expose quant à elle les résultats obtenus pour des conditions d'entrée turbulentes.

On explore donc le champ de vitesse à l'intérieur de l'échangeur, de façon expérimentale dans un premier temps. Les composantes radiale et tangentielle de la vitesse sont mesurées par vélocimétrie laser à effet doppler (les positions des points de mesures sont représentés dans la Fig. 1). Le fluide utilisé est de l'eau maintenue à une température constante de 293 degrés Kelvin.

Le nombre de Reynolds s'écrit alors :

$$Re = \frac{\rho D_H V_0}{\mu} \quad (1)$$

où :

- D_H est une longueur caractéristique de l'échangeur. Ici $D_H = 2h$,
- V_0 est la vitesse moyenne du fluide dans la conduite d'injection,
- ρ est la masse volumique de l'eau à 293 degrés Kelvin,
- μ est la viscosité dynamique de l'eau à la même température.

On parcourt ainsi une plage de nombre de Reynolds s'étendant de 4000 à 59000.

2. Résultats et discussions

2.1. Écoulement principal

L'évolution dynamique de l'écoulement principal, ici dans un plan $r-\theta$ situé à mi-épaisseur $z = h/2$, est représentée sur la Fig. 2.

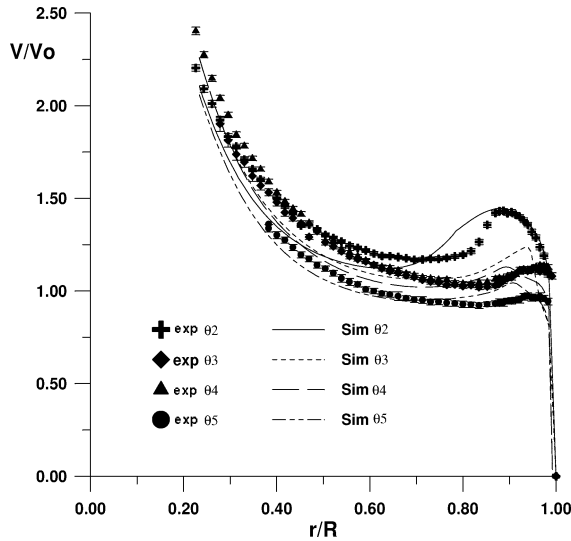


Figure 2. Evolution du profil des vitesses tangentielles en fonction de la position (eau, $Re = 59000, 2(z/h) - 1 = 0$).

Figure 2. Dimensionless azimuthal velocity profiles along various cell's radii.

Lorsque les débits imposés conduisent à l'établissement d'un écoulement turbulent à l'entrée, on note que l'écoulement dans le plan médian de l'échangeur peut se décomposer en deux zones distinctes :

- un écoulement vortex centré sur l'axe de la cellule et s'étendant sur une majeure partie de l'échangeur ($0,1 < r/R < 0,70$). Il est caractérisé par une évolution en $1/r$ des vitesses tangentielles qui augmentent donc fortement près du cœur du vortex (jusqu'à $2,4V_0$ pour $r/R = 0,22$). Les profils des vitesses sont pratiquement invariants pour les positions angulaires allant de θ_2 à θ_4 .
- un écoulement périphérique induit par le jet d'entrée et localisé pour des rayons compris entre $0,8 < r/R < 1$. Les maximums des vitesses qui y sont observés restent nettement inférieurs à ceux atteints dans la zone vortex. Sous l'effet de la force centrifuge, ils sont déplacés vers la paroi périphérique de l'échangeur à partir du rayon θ_3 et diminuent avec l'angle azimutal θ , pour être proches de V_0 en θ_5 .

On peut obtenir une première approximation de l'évolution des vitesses tangentielles dans la zone potentielle en considérant l'approximation d'un écoulement bi-dimensionnel axisymétrique. Soient U, V, W les composantes de la vitesse liées respectivement aux coordonnées cylindriques r, θ, z . En appliquant les hypothèses ci dessus ($\frac{\partial}{\partial \theta} \equiv \frac{\partial}{\partial z} \equiv W \equiv 0$) aux équations du mouvement, on obtient pour les composantes radiales et tangentielles de la vitesse et pour la pression les résultats suivants :

$$\begin{cases} U = \frac{A}{r} & \text{(a)} \\ V = Br^{A/v+1} + \frac{C}{r} & \text{(b)} \end{cases} \quad (2)$$

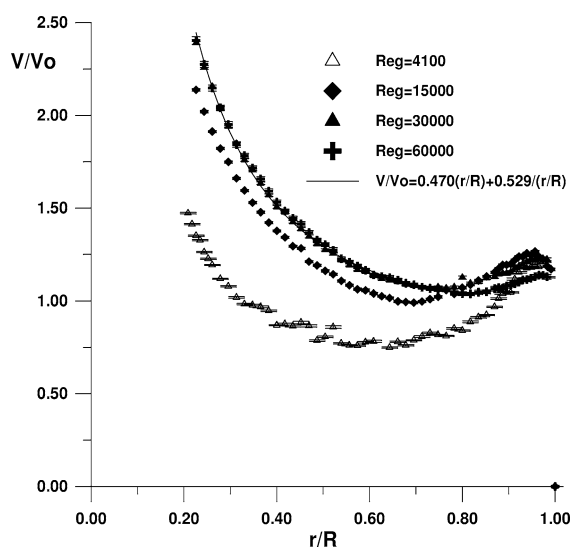
$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = \frac{A^2}{r^3} + \frac{V^2}{r} = \frac{1}{r^3} (A^2 + C^2) + Br^{A/v} \left(Br^{A/v+1} + 2 \frac{C}{r} \right) \quad (3)$$

où A, B, C sont des constantes à déterminer à partir des données expérimentales.

Sur la Fig. 3, nous avons porté l'évolution des profils des vitesses tangentielles en fonction du nombre de Reynolds. Les mesures montrent que pour un nombre de Reynolds compris entre 30000 et 50000, l'intensité du vortex (c'est-à-dire la circulation Γ du vecteur vitesse sur un contour fermé englobant le cœur du vortex, $\Gamma = \oint_C \vec{v} \cdot d\vec{l}$), devient indépendante du nombre de Reynolds dans le plan de symétrie ; le profil des vitesses tangentielles suit alors une loi conforme à (2(b)) où $B = 0,470$ et $C = 0,529$ (sur le plan médian de l'échangeur, les vitesses radiales sont très faibles en regard des composantes tangentielles si bien qu'en première approximation on peut poser $A = 0$).

Figure 3. Evolution du profil des vitesses tangentielles avec le nombre de Reynolds (eau, $\theta_4, 2(z/h) - 1 = 0$).

Figure 3. Evolution of dimensionless azimuthal velocity profiles with Reynolds number.



Dans une seconde étape, nous avons réalisé une simulation numérique de l'écoulement au sein de l'échangeur à l'aide d'un logiciel CFD : CFD-ACE de CFDRC. Il utilise une approche aux volumes finis où la géométrie est discrétisée en volumes élémentaires (ici des hexaèdres). La modélisation de la turbulence s'est effectuée à l'aide du modèle classique $k-\varepsilon$ pour lequel la viscosité turbulente est approchée par : $\nu_t = C_\mu k^2/\varepsilon$, k étant l'énergie cinétique turbulente et ε le taux de dissipation d'énergie turbulente. On utilise une méthode d'interpolation du type Upwind. L'allure générale des profils obtenus par la simulation est en bon accord avec les valeurs expérimentales (Fig. 2). Toutefois le modèle $k-\varepsilon$ semble surestimer le taux de dissipation d'énergie turbulente, l'intensité du vortex établie par la simulation restant inférieure à la réalité. Cet écart est dû à l'utilisation de la loi de paroi du modèle $k-\varepsilon$ standard, qui n'est pas adaptée aux cas d'écoulements fortement courbés [2,3] ainsi qu'aux valeurs des constantes auxquelles le modèle fait appel, telles que C_μ , qui ne sont pas toujours appropriées à la modélisation d'écoulements complexes [4].

2.2. Écoulement secondaire

L'analyse des profils des vitesses radiales mesurés dans le plans $r-z$ (Fig. 4) montre une structure de l'écoulement secondaire qui apparaît plus régulière, sur l'ensemble du rayon de l'échangeur, que celle observée dans le cas laminaire [1]. Cette structure est composée de deux zones d'écoulement pariétal centripète ($2(z/h) - 1 = -1$ correspond à la plaque contenant la sortie), et une zone centrale où les particules fluides, soumises à l'action de la force centrifuge, sont convectées du centre de l'échangeur vers la paroi périphérique. Cet écoulement secondaire, dû à l'interaction entre le gradient de pression radial généré par la courbure des lignes de courants et la force centrifuge dont les effets dominant loin des parois latérales, voit son intensité s'accroître avec le nombre de Reynolds et tend en conséquence à augmenter le taux de brassage du fluide étudié par rapport au cas laminaire. Cette configuration de l'écoulement secondaire est visible sur les résultats de simulation (Fig. 6). Cependant il n'est pas possible de parler ici de structures se refermant sur elle-même étant donnée la présence de la sortie qui modifie de façon notable la forme des profils (voir Fig. 4 en $r/R = 0,30$).

A l'inverse de l'écoulement principal, l'intensité de l'écoulement secondaire est dépendante du nombre de Reynolds comme le montre la Fig. 5. L'épaisseur des couches pariétales, où s'opère l'écoulement centripète, est réduite avec l'augmentation du débit d'entrée. La proximité de la sortie génère une dissymétrie dans le profil des vitesses radiales pour $r/R = 0,30$ et $Re = 59000$, les deux minimums de vitesse radiale se déplaçant vers les profondeurs $-0,70$ et $0,50$ respectivement. Enfin, sur ce même profil,

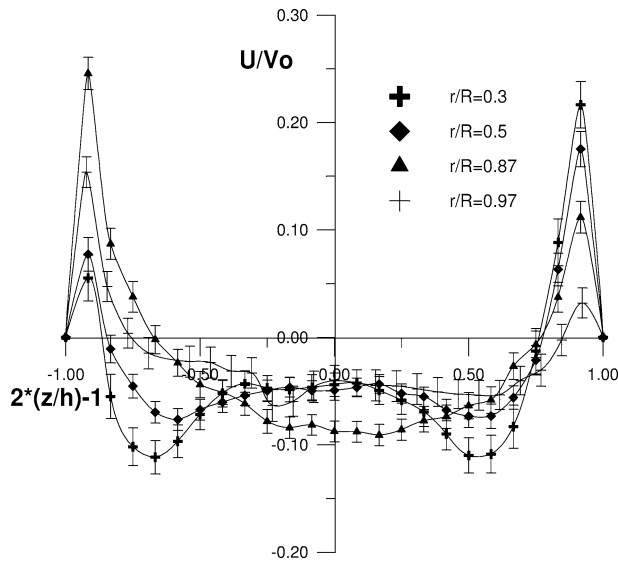


Figure 4. Evolution des vitesses radiales adimensionnelles le long de la position θ_3 , $Re = 59000$.

Figure 4. Dimensionless radial velocity profiles along θ_3 radius.

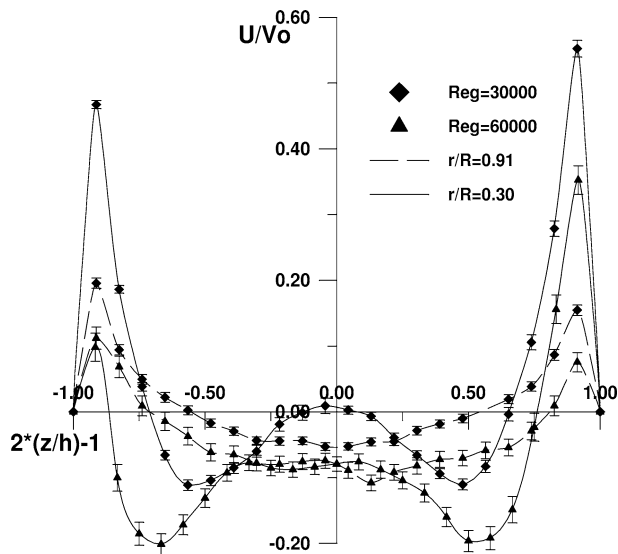


Figure 5. Evolution des vitesses radiales adimensionnelles en fonction du nombre de Reynolds (rayon θ_3).

Figure 5. Evolution of dimensionless radial velocity profiles with Reynolds number.

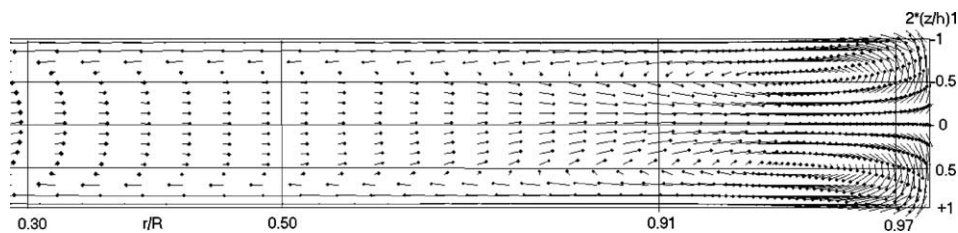


Figure 6. Champ de vitesse de l'écoulement secondaire dans un plan $r-z$ le long de la position θ_3 (eau, $Re = 59000$).

Figure 6. Velocity field of secondary flow in $r-z$ plane along θ_3 position (Water, $Re = 59000$).

on voit apparaître une zone de gradient de vitesse radial nul, zone comprise entre $-0,40 < 2(z/h) - 1 < -0,30$, traduisant la complexité de l'écoulement proche de la sortie.

3. Conclusion

L'étude du champ de vitesse au sein d'une cellule d'échangeur à vortex, en condition isotherme, a mis en évidence la structure tridimensionnelle de l'écoulement.

L'établissement d'un régime d'entrée turbulent permet d'augmenter significativement, par rapport au cas laminaire, le taux de transfert de quantité de mouvement de la périphérie vers le centre. On observe alors l'établissement d'un écoulement à vortex de forte intensité dans le plan de symétrie de l'échangeur (plan $r-\theta$) ; le débit tournant, c'est à dire la quantité de fluide par unité de temps qui effectue au moins une rotation complète avant d'être extraite du dispositif, s'accroissant notablement. Parallèlement, l'écoulement secondaire (plan $r-z$) qui apparaît, généré par le gradient de pression radial lié à la courbure des lignes de courants, s'étend désormais sur l'ensemble du rayon de la partie cylindrique de l'échangeur : les particules fluides de grandes vitesses sont projetées vers la paroi périphérique et reviennent vers le centre de l'échangeur en longeant les deux faces latérales. Ce mouvement secondaire accroît ainsi le taux de brassage du fluide à traiter par rapport au cas laminaire.

Les mesures ont permis de montrer que l'intensité du vortex atteint un maximum pour un nombre de Reynolds compris entre 30000 et 50000. Afin d'expliquer ce phénomène, on peut penser que l'apparition de tourbillons de grande échelle, dont la nature de types Taylor–Görtler est encore discutée dans la littérature [5,6], piègent la vorticité crée aux parois. En effet, ces structures sont vraisemblablement convectées par l'écoulement pariétal centripète et restent donc proches des parois latérales, où elles sont soumises à un fort cisaillement. Le transfert de vorticité est alors faible suivant l'axe \vec{z} et permet de maintenir un écoulement potentiel dans le plan médian de l'échangeur. De plus, l'enroulement important du jet d'entrée autour de l'axe de l'échangeur accroît le temps de transit de ces structures au sein de la géométrie : elles sont dissipées par le cisaillement pariétal avant d'atteindre le centre de l'échangeur, limitant le transfert de vorticité suivant l'axe \vec{r} du vortex : l'intensité de celui ci atteint son maximum, les termes de production de vorticité devenant faibles devant ceux de dissipation.

Les résultats numériques montrent une évolution des profils des vitesses tangentielles dans le plan de l'échangeur conforme à celle observée expérimentalement. En outre ils modélisent une configuration de l'écoulement secondaire en accord avec celle déduite des profils des vitesses radiales mesurés. Cependant une amélioration du modèle numérique turbulent paraît souhaitable, les hypothèses numériques introduites par le modèle $k-\varepsilon$ n'étant pas forcément adaptées aux écoulements complexes comme le nôtre.

Enfin, il faut noter l'importance de cette étude dynamique. En effet, la structure du champ des vitesses va gouverner les diverses propriétés du transfert thermique.

Références bibliographiques

- [1] S. Petitot, A. Lyazid, R. Devienne, Champ de vitesse dans une cellule d'échangeur à vortex : 1. Régime d'entrée laminaire, C. R. Acad. Sci. Paris, Série IIb 329 (7) (2001) 503–508.
- [2] R.M.C. So, G.L. Mellor, Experiment on convex curvature effects in turbulent boundary layers, J. Fluid Mech. 60 (1) (1973) 43–62.
- [3] V.C. Patel, F. Sotiropoulos, Longitudinal curvature effects in turbulent boundary layers, Prog. Aerospace Sci. 33 (1997) 1–70.
- [4] M. Naimi, F.B. Gessner, A calculation method for developing turbulent flow in rectangular ducts of arbitrary aspect ratio, J. Fluids Engrg. 117 (1995) 249–258.
- [5] R.D. Moser, P. Moin, The effects of curvature in wall-bounded turbulent flows, J. Fluid Mech. 175 (1987) 479–510.
- [6] R.S. Barlow, J.P. Johnston, Structure of a turbulent boundary layer on a concave surface, J. Fluid Mech. 191 (1988) 137–176.