

Etude de la structure dynamique de l'écoulement turbulent autour d'un obstacle : Effet de la stratification thermique

Nizar BOUGUERRA¹, Mourad BOUTERRA^{1*}, Olivier VAUQUELIN², Afif EL CAFSI¹, Ali BELGHITH¹, Philippe BOURNOT², Patrick LE QUERE³

¹Faculté des Sciences de Tunis Campus Universitaire 1060 Tunis TUNISIE

²IUSTI, UMR CNRS 6595, Technopôle de château Gombert, Marseille.

³LIMSI-CNRS Bat. 508 - B.P. 133 - 91 403 Orsay Cedex FRANCE

*(auteur correspondant: mourad.bouterra@fst.rnu.tn)

Résumé - Dans ce travail, on étudie l'écoulement turbulent autour d'un obstacle en régime instationnaire et l'impact de la stratification thermique stable sur de telles configurations. On détermine en premier lieu, la structure dynamique de l'écoulement moyennant deux approches numériques : l'une se basant sur la technique de simulation des grandes échelles LES (code basé sur la méthode des volumes finis) et l'autre utilise le code Fluent (modèle de fermeture RSM). Des photos prises lors d'une expérience réalisée sur une maquette viennent consolider les résultats numériques. Dans la deuxième partie, on étudie moyennant la technique de simulation des grandes échelles LES, l'effet d'une stratification thermique stable sur la structure de l'écoulement. L'étude est effectuée pour des valeurs croissantes du nombre de Richardson thermique.

Mots clés : LES, Fluent, RSM, obstacle, stratification thermique

Nomenclature

L	Longueur du domaine..... m	t	Temps..... s
H	Hauteur du domaine..... m	x	Abscisse..... m
P	Pression modifiée	z	Ordonnée..... m
Pr	Nombre de Prandtl	<i>Lettres Grecques</i>	
R	Rapport de forme du domaine	ν	Viscosité cinématique..... $m^2 \cdot s^{-1}$
r	Rapport de forme	ν_t	Viscosité turbulente..... $m^2 \cdot s^{-1}$
Re	Nombre de Reynolds	ρ_0	Masse volumique de l'air..... $Kg^2 \cdot s^{-3}$
Ra	Nombre de Rayleigh	Pr_t	Nombre de Prandtl turbulent
Ri	Nombre de Richardson		
U_0	Vitesse maximale..... $m^2 \cdot s^{-1}$		

1. Introduction

En milieu environnemental et en particulier urbain, apparaissent des écoulements plus ou moins complexes. Autour d'un obstacle, l'écoulement est caractérisé par la présence d'instabilités de Kelvin Helmholtz, leur dynamique est importante tant pour la recherche fondamentale que pour des applications industrielles. Parfois, on cherche à accélérer la création de ces instabilités, ou au contraire, à les supprimer [1]. Il est clair que ces instabilités peuvent coexister avec la turbulence pleinement développée à petite échelle, et jouer ainsi un rôle très important dans les processus de transport de quantité de mouvement, de masse et de chaleur. L'intérêt de la détection de ces instabilités est évident dans le sens où elles influent sur les propriétés physiques de l'écoulement telles que le mélange, le bruit, les transferts thermique et massique. De plus la connaissance et la compréhension de leur dynamique, de leur morphologie et de la manière dont elles interagissent avec l'environnement est un point essentiel pour leur contrôle. Dans ce contexte, on étudie l'impact d'une stratification stable sur la structure de l'écoulement se développant autour d'un obstacle.

2. Formulation mathématique

L'écoulement turbulent de l'air en présence d'un obstacle est simulé en résolvant les équations de Navier Stokes et l'équation de la chaleur. Le fluide est supposé obéir à l'approximation de Boussinesq selon laquelle la densité est prise partout constante sauf dans le terme de gravité. La densité est supposée varier linéairement avec la température : $\rho = \rho_0 (1 - \beta(T - T_0))$ où T est la température, ρ_0 la densité à la température de référence T_0 et β est le coefficient d'expansion volumique à pression constante. Avec le choix des grandeurs de référence suivantes : $L_{ref} = H$ pour la longueur, $V_{ref} = V_{max}$ pour la vitesse, $\theta = \frac{T - T_0}{T_c - T_0}$ pour la température et $\tau = \frac{H}{V_{max}}$ pour le temps, les équations adimensionnelles s'écrivent :

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \\ \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial(uu)}{\partial x} + \frac{\partial(wu)}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{Re} \left(1 + \frac{n_t}{n} \right) \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{Re} \left(1 + \frac{n_t}{n} \right) \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{n_t}{n} \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{n_t}{n} \frac{\partial w}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial w}{\partial t} + \frac{\partial(uw)}{\partial x} + \frac{\partial(ww)}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{Re} \left(1 + \frac{n_t}{n} \right) \frac{\partial w}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{Re} \left(1 + \frac{n_t}{n} \right) \frac{\partial w}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{n_t}{n} \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{n_t}{n} \frac{\partial w}{\partial z} \right) + \frac{Ra}{Re^2 \cdot Pr} \theta \\ \frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{\partial(u\theta)}{\partial x} + \frac{\partial(w\theta)}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{Re \cdot Pr} \left(1 + \frac{n_t Pr}{n Pr_t} \right) \frac{\partial \theta}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{Re \cdot Pr} \left(1 + \frac{n_t Pr}{n Pr_t} \right) \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) \end{cases}$$

où u et w sont les deux composantes de la vitesse et p est la pression motrice divisée par le carré de la vitesse de référence. $Re = \frac{V_{max} \cdot H}{\nu}$ et $Ra = \frac{g \beta \Delta \theta H^3}{\nu \alpha}$ sont les nombres de Reynolds et de Rayleigh de l'écoulement et ν_t est la viscosité turbulente de sous maille. Les nombres de Prandtl moléculaire et turbulent sont fixés à $Pr = 0,71$ et $Pr_t = 0,6$. Pour calculer n_t , nous avons choisi d'utiliser un modèle d'échelles mixtes proposé par Ta Phuoc [2] basé sur la viscosité de sous maille. Ce modèle obtenu par analyse dimensionnelle est fonction du maillage et des grosses et petites structures du champ résolu. Il s'écrit sous la forme suivante : $n_t = c_m \Delta^{\frac{3}{2}} e^{\frac{1}{4}} |\bar{S}|^{\frac{1}{2}}$ où Δ est la largeur du filtre définie par la quantité $\mathbf{D} = \sqrt{\mathbf{D}_x \mathbf{D}_z}$; $|\bar{S}| = \sqrt{\bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij}}$ le module du tenseur des contraintes. $e = \frac{1}{2} \bar{u}_i \bar{u}_i$ représente l'énergie cinétique des échelles de sous maille et c_m la constante du modèle est prise égale à $c_m = 0,04$. Le choix de ce modèle se justifie par ses résultats très proches de ceux de la simulation directe [3]. Il est à remarquer que les solutions retenues pour les comparaisons sont obtenues lorsque le régime asymptotique est atteint.

3. Configuration géométrique et conditions aux limites

Le domaine d'étude est rectangulaire et caractérisé par son rapport de forme $R = L / H$. Quant à l'obstacle, il est caractérisé par le rapport de forme $r = l / h$ (figure 1). Les équations du système précédent ont été adimensionnées à l'aide des grandeurs caractéristiques suivantes U_0 (vitesse maximale à l'entrée du domaine), H (hauteur du domaine) et H / V_{max} (temps caractéristique). Pour la température, Nous imposons les conditions aux limites suivantes, caractérisant la stratification thermique : profil de température discontinu stable en entrée, parois solides adiabatiques et condition de flux nul sur les limites du domaine $\frac{\partial \theta}{\partial n} = 0$. La même procédure est utilisée expérimentalement par Koop & Browand, 1979 [4], pour l'étude

de la couche de mélange stratifiée. Initialement, le fluide est au repos et à la température uniforme de référence égale à la température froide.

$$\frac{\partial u}{\partial z} = 0; w = 0$$

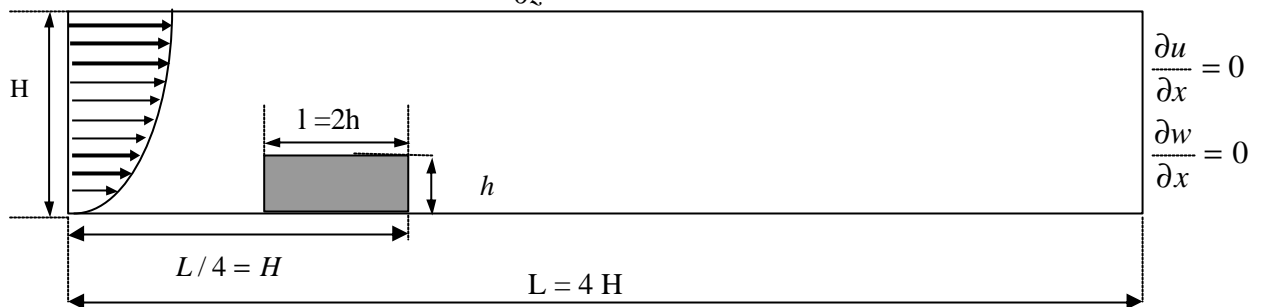


Figure 1 : Configuration géométrique et conditions aux limites

4. Résultats et Discussions

La résolution des équations de Navier- Stokes et l'équation de la chaleur pour un écoulement turbulent bidimensionnel instationnaire a été faite en utilisant un pas de temps $\Delta t = 5 \cdot 10^{-3}$ et un rapport géométrique $R = H / h = 4$. La configuration est supposée bidimensionnelle, c'est à dire que l'on néglige les effets de la direction transverse (supposée infinie). Avec ce rapport on peut faire la similarité avec la couche de mélange libre. La majorité des résultats présentés est obtenus par la simulation des grandes échelles LES. Le code Fluent et les photos numériques ont été utilisés, dans la première partie de ce travail, pour justifier le choix de l'approche LES.

4.1. Etude dynamique de la structure d'écoulement autour d'un obstacle

La simulation de l'écoulement sur un intervalle de temps suffisamment grand ($t = 600H/U_0$) permet de s'assurer que le régime asymptotique est atteint. La simulation est effectuée pour un nombre de Reynolds croissant allant de 10^4 jusqu'à 10^6 . L'analyse des résultats nous conduit à constater que l'écoulement turbulent autour d'un obstacle garde la même allure pour les différents nombres de Reynolds étudiés. Sur les figures 2 et 3, nous représentons la fonction de courant et le champ de vorticité pour $Re = 10^6$.



Figure 2 : Fonction de courant

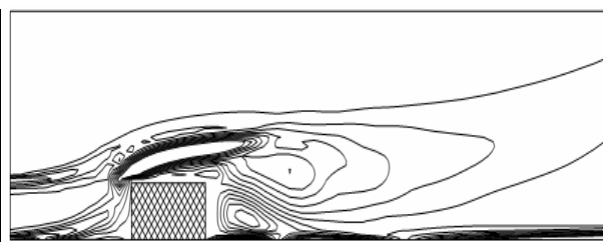


Figure 3 : champ de vorticité

L'analyse de cet écoulement à travers la fonction de courant, nous permet de déceler quatre structures tourbillonnaires, une première en amont de l'obstacle caractérisée par sa faible intensité, une deuxième, juste au-dessus de l'obstacle de faible taille mais sans recollement comme elle a été observée par M.Manhart et Wengle (1993) [5] et confirmée par Bouteraa [1]. La couche de mélange formée en aval de l'obstacle, montre l'existence de deux tourbillons contra-rotatifs de type Kelvin-Helmoltz, l'un de faible taille piégé entre la paroi et le sol et l'autre de taille plus importante. Nous nous sommes intéressés à l'aspect quantitatif, à savoir les deux grandeurs qu'on s'est proposé de suivre ; la longueur de rattachement X_r et la fréquence de détachement tourbillonnaire traduite par le nombre adimensionnel St (Strouhal)

basé sur la hauteur de l'obstacle. Dans le tableau 1 nous présentons un récapitulatif sur les différentes grandeurs mesurées pour les divers cas de calculs.

Re	X_r/h	St
10^4	4.925	0.179
$5 \cdot 10^4$	4.7	0.199
10^5	4.625	0.201
$5 \cdot 10^5$	4.6	0.203
10^6	4.575	0.203

Tableau 1 : les différentes grandeurs mesurées

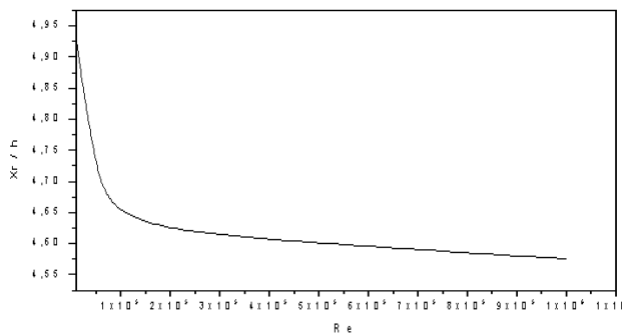


Figure 4 : longueur de rattachement en fonction du Reynolds

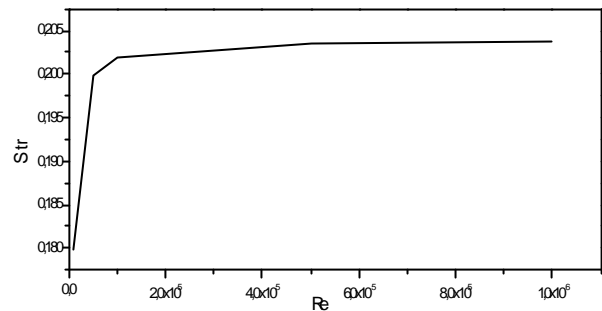


Figure 5 : variation du Strouhal en fonction du Reynolds

Le suivi des graphes de la fonction de courant nous a permis de déterminer un tracé qui représente la variation de la longueur de rattachement en fonction du nombre de Reynolds (figure 4). Nous remarquons qu'au-delà d'une certaine valeur du Reynolds, la longueur de rattachement ne varie plus, c'est-à-dire qu'il y aurait une valeur critique au-delà de laquelle l'augmentation du Re n'aurait plus d'effet sur la longueur de rattachement. Nous constatons que la courbe qui lie le nombre de Strouhal au nombre de Reynolds (figure 5) présente un comportement analogue à celui de la courbe de variation de la longueur de rattachement en fonction du Reynolds. Ce tracé connaît la même allure asymptotique et la variation du nombre de Strouhal se rapproche d'une valeur limite de l'ordre de 0.20.

La deuxième partie de cette étude sera essentiellement de reproduire le travail que nous avons réalisé en se basant cette fois sur le logiciel commercial FLUENT (modèle de fermeture RSM). D'un point de vue qualitatif, nous retrouvons les mêmes résultats pour les différents cas de calcul effectués. Pour cela, nous limiterons notre présentation des résultats à ceux du cas où le $Re = 10^6$. L'analyse de cet écoulement à travers le graphe de la fonction de courant (figure 6) nous permet de déceler quatre structures tourbillonnaires. Sur la figure 7, nous présentons les vecteurs vitesse au niveau du tourbillon de la zone de stagnation qui se trouve à l'amont de l'obstacle.

Sur les figures 8 et 9, nous représentons le tourbillon induit au pied de l'obstacle ainsi que les vecteurs vitesse au niveau du tourbillon principal. Nous remarquons un comportement analogue entre ces résultats et ceux trouvés par LES. Pour finir avec la partie dynamique, on a cherché à consolider nos résultats numériques par un appui expérimental. Pour se faire, on a fait recours à une maquette expérimentale montée dans les locaux de l'Uniméca qu'on a ajustée selon les besoins de l'expérience. La visualisation effectuée (figure 10), nous a permis de détecter les structures tourbillonnaires qui se développent au cours d'un écoulement turbulent autour d'un obstacle.

4.2. Etude de l'effet de la stratification thermique sur la structure de l'écoulement autour d'un obstacle

L'introduction du nombre de Richardson global, basé sur H et V_{\max} , permet de caractériser l'écoulement stratifié : $Ri_{\text{global}} = \frac{\Delta \rho g H}{\rho V_{\max}^2}$. Le nombre de Richardson sera fixé successivement aux valeurs suivantes 0, 1, 3 et 5.



Figure 6 : Fonction de courant

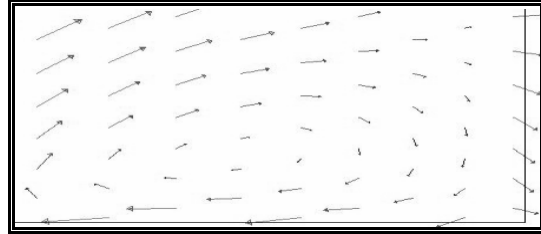


Figure 7 : Tourbillon dans la zone de stagnation

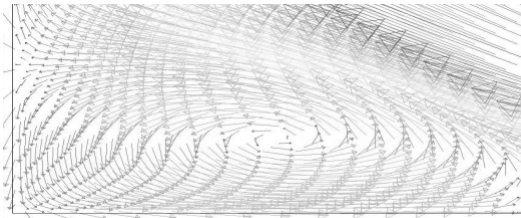


Figure 8 : Le tourbillon induit au pied de l'obstacle

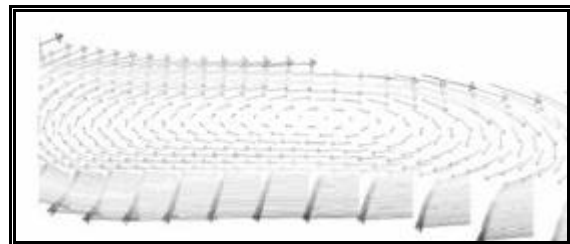


Figure 9 : les vecteurs vitesse au niveau du tourbillon principal

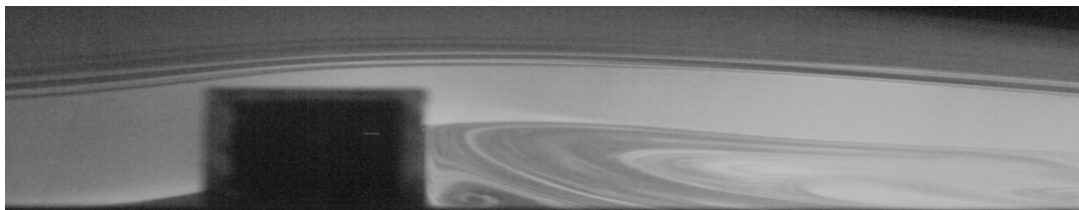


Figure 10 : Visualisation de l'écoulement autour d'un obstacle

Pour la configuration non stratifiée ($Ri = 0$, *figure 11*), nous constatons que l'écoulement est assez désorganisé. La couche d'interférence montre la présence des instabilités thermiques et des appariements induits par la recirculation. Pour $Ri = 1$ (*figure 12*), on observe la déstabilisation de la couche cisailée provoquée par une recirculation intense. Ce phénomène explique la présence d'une dynamique identique au cas isotherme caractérisée par le développement d'instabilités de Kelvin Helmholtz. En observant la *figure 13* relative au nombre de Richardson $Ri = 3$, on note que l'écoulement est organisé. L'évolution du champ instantané de température montre la présence d'une zone de mélange bornée par des zones de fluide chaud en haut et de fluide froid en bas. Ce qui maintient la stratification. On remarque également l'inhibition du processus d'appariement et la perte d'intensité des instabilités. Les instabilités provenant des gradients horizontaux de température sont transportées par l'écoulement moyen sur cette couche de mélange. Ces phénomènes sont comparables à ceux trouvés par Benoît [6] à partir du modèle L.E.S. basé sur le modèle de sous maille type fonction de structure et par Silveira [7] par simulation numérique directe. L'écoulement établi à $t = 300$, pour $Ri = 5$ (*figure 14*), présente une interface de densité stable. Toutes les instabilités sont inhibées par la stratification stable. L'écoulement se laminarise et perd totalement la propriété de mélange due à la turbulence. On montre l'organisation de l'écoulement en de fines couches horizontales. La stratification stable, imposée en amont de

l'obstacle, permet le développement d'un écoulement tout à fait similaire à la couche de mélange libre stratifiée, observée par Koop & Browand [3]. Les mécanismes d'instabilités secondaires ont été mis en évidence par simulation numérique directe (Staquet [8]) sur la couche de mélange temporelle stratifiée.

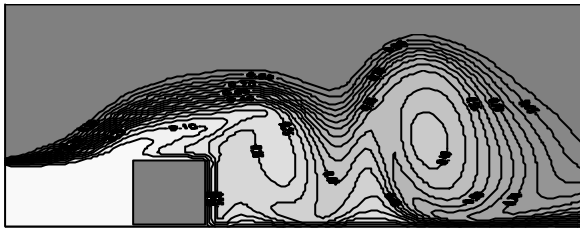


Figure 11 : *Champ instantané de température pour $Ri = 0$*

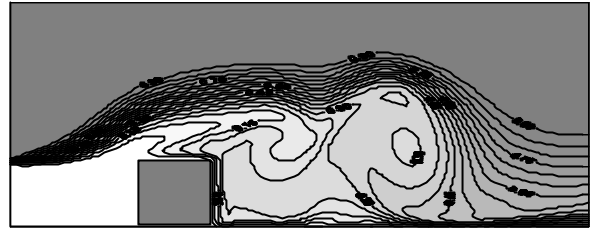


Figure 12 : *Champ instantané de température pour $Ri = 1$*

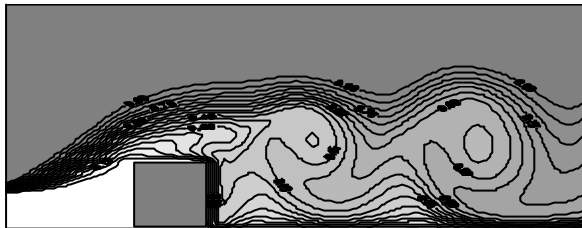


Figure 13 : *Champ instantané de température pour $Ri = 3$*

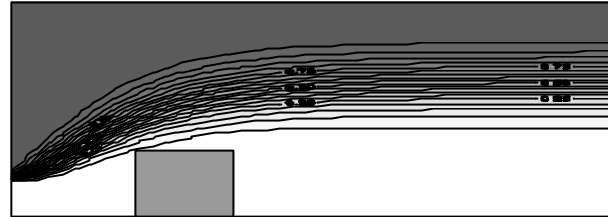


Figure 14 : *Champ instantané de température pour $Ri = 5$*

5. Conclusion

L'analyse de la structure de l'écoulement, permet de mettre en évidence les effets conjugués du confinement, du décollement (et éventuellement le recollement), la formation de la zone de mélange et enfin le développement des instabilités primaires de Kelvin Helmholtz. L'étude spectrale nous a permis de déterminer la fréquence caractéristique de détachement tourbillonnaire. Les résultats obtenus sont en bon accord avec les travaux antérieurs. Dans la partie stratifiée, les résultats montrent le développement des instabilités secondaires de type barocline.

Références

- [1] Bouterra, M., Elcafsi, A., Laatar, A.H., Belghith, A., LeQuéré, P., Simulation numérique bidimensionnelle d'un écoulement turbulent stratifié autour d'un obstacle. *Int. J. of thermal sciences*, 41 (2002), 281-293.
- [2] Ta. Phuoc Loc., Modèles de sous-maille appliqués aux écoulements instationnaires décollés. In *Aérodynamique instationnaire turbulente: aspects numériques et expérimentaux.*, Journée thermatique, DGA, (1994).
- [3] P. Sagaut.: *Simulation des Grosses Structures. Lalonde les Maures : 5^{ième} Ecole de printemps de mécanique des fluides.* (1997).
- [4] Koop, C.G. and Browand, F.K. Instability and turbulence in a stratified fluid with shear. *J. Fluid Mech.*, 93 (1979), 135-159.
- [5] Manhard, M & Wengle, H, A spatiotemporal decomposition of a fully. Inhomogenous turbulent flow field. *Theoret.Comput.Fluid Dynamics S*, (1993) 223-242.
- [6] Benoît, F.: Simulation des Grandes Echelles d'écoulements turbulents stratifiés en densité. *Thèse de Doctorat. Institut de Mécanique de Grenoble.* 1994.
- [7] Silveira, N.A., Grand, D., Lesieur, M. Simulation numérique bidimensionnelle d'un écoulement turbulent stratifié derrière une marche. *Int. J. Heat Mass. Transfer*, 34-8 (1993), 1999-2011.
- [8] Staquet, C. Two dimensional secondary instabilities in a strongly stratified shear layer. *J. Fluid Mech.*, 296 (1995), 73-126.