

Simulation numérique bidimensionnelle d'un écoulement turbulent stratifié derrière une marche

A. SILVEIRA NETO†

Departamento de Engenharia Mecânica, UFU, Uberlândia, M.G., 38400 Brasil

D. GRAND

Commissariat à l'Energie Atomique, CENG/STT, 85X, 38041 Grenoble Cedex, France

et

M. LESIEUR

Institut de Mécanique de Grenoble, BP 53X, 38041 Grenoble Cedex, France

(Reçu le 23 mai 1990 et sous forme finale le 4 octobre 1990)

Résumé—On étudie, par des techniques de simulation numérique instationnaire, un écoulement turbulent stratifié en densité de façon stable derrière une marche. Nous présentons les résultats de calculs bidimensionnels. Sont envisagées deux valeurs du rapport d'aspect H/h (hauteur de la marche sur largeur du canal) : 0.5 et 4.0. Le nombre de Reynolds (basé sur la largeur du canal d'entrée h) croît de 6000 à 90 000. Trois valeurs du nombre de Richardson (également basé sur h) $Ri_h = (\Delta\rho/\rho_0)(gh/U_0^2)$: 0.0, 0.23 et 0.5 ont été étudiées. Le nombre de Prandtl est $Pr = \nu/\alpha = 0.7$. En écoulement isotherme, nous avons mis en évidence le lâcher de tourbillons cohérents dans la couche de mélange derrière la marche. Dans le cas stratifié, on montre comment la gravité inhibe la croissance de la couche de mélange, et l'apparition d'ondes de gravité internes.

1. INTRODUCTION

LA TRANSITION d'un écoulement vers la turbulence donne fréquemment lieu à la naissance de structures spatialement organisées, connues comme *structures cohérentes*, voir Lesieur [1]. La connaissance de leur dynamique est importante tant pour la recherche fondamentale que pour des applications industrielles. Mentionnons comme exemples d'applications, la combustion, le génie chimique, l'aérodynamique ou les écoulements internes aux réacteurs nucléaires. Parfois on peut chercher à accélérer la création de ces structures, ou au contraire à les supprimer, en utilisant des dispositifs mécaniques appropriés. Il est clair que ces structures peuvent coexister avec de la turbulence pleinement développée à petite échelle, et jouent un rôle très important dans les processus de transport de quantité de mouvement, de masse et de chaleur.

Les études expérimentales des écoulements détachés et rattachés derrière une marche sont nombreuses dans le cas isotherme. Citons en particulier Kim *et al.* [2], Eaton et Johnston [3]. On considère les effets du nombre de Reynolds et de la hauteur de la marche sur la séparation, le rattachement et le redéveloppement de l'écoulement. Pronchik et Kline [4] ont déterminé un ensemble de résultats très complets. Grâce à des visualisations de l'écoulement par des bulles d'hydrogène, ils ont montré que la structure de l'écoulement dans la région de rattachement était dominée par des

tourbillons fabriqués dans la couche cisailée libre immédiatement en aval de la marche. Ces tourbillons ont également été mis en évidence dans des écoulements bidimensionnels de film liquide par Gharib et Derango [5].

Par contre, nous n'avons pas connaissance d'études expérimentales analogues dans le cas d'un écoulement en présence d'une stratification thermique.

Les deux expériences sélectionnées pour valider les simulations numériques présentées dans cette étude sont décrites dans Kim *et al.* [2] et Pronchik et Kline [4].

Eaton et Johnston [3] présentent une synthèse des travaux numériques qui ont été développés avant 1980 sur les écoulements turbulents complexes. Les modèles utilisés sont presque tous du type fermeture en un point. La valeur de la longueur de rattachement, calculée en utilisant différents modèles, varie de $X_R \approx 5.5H$ jusqu'à $X_R \approx 7.8H$, par rapport à la valeur expérimentale de $X_R \approx 7.6H$ déterminée par Kim *et al.* [2].

La nature d'un écoulement turbulent sur une marche est très complexe. Les résolutions par simulation numérique directe sont possibles, bien qu'encore très onéreuses lorsque l'on envisage des calculs instationnaires : ceux-ci exigent de hautes résolutions et, donc, des temps de calcul longs.

Il est très important, en simulation numérique, de considérer la question de la diffusion numérique. Cette question est abordée ici dans le contexte des méthodes des volumes finis. La diffusion numérique apparaît lorsqu'on calcule une grandeur convectée à travers la

† Adresse actuelle: CENG/STT, 85X, 38041 Grenoble Cedex, France.

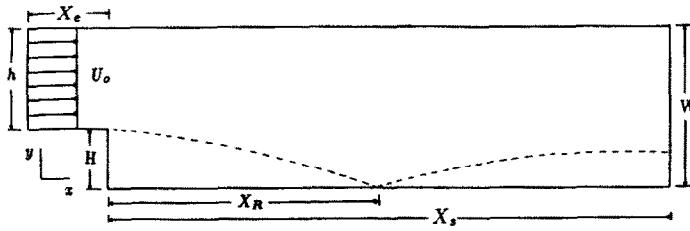


FIG. 1. Domaine de calcul et dimensions.

miner, en plus, la température $T(\mathbf{x}, t)$ ou la masse volumique $\rho(\mathbf{x}, t)$.

Les équations de Navier-Stokes, de l'énergie et de la continuité, s'écrivent dans le cadre de l'hypothèse de Boussinesq :

$$\frac{\partial \mathbf{u}(\mathbf{x}, t)}{\partial t} + \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) \cdot \nabla \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = -\frac{1}{\rho_0} \nabla p'(\mathbf{x}, t) + \mathbf{g} \frac{\rho'}{\rho_0} + \nu \nabla^2 \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho(\mathbf{x}, t)}{\partial t} + \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) \cdot \nabla \rho(\mathbf{x}, t) = \alpha \nabla^2 \rho(\mathbf{x}, t) \quad (2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = 0. \quad (3)$$

Dans l'équation (1), p' et ρ' sont les fluctuations de pression et de densité par rapport à \bar{p} et $\bar{\rho}$ qui définissent un état hydrostatique de base. Dans le cadre de l'hypothèse de Boussinesq on suppose que $p' \ll \bar{p}$ et $\rho' \ll \bar{\rho}$. Pour arriver à l'équation (1) on a fait aussi l'hypothèse d'une couche mince, pour laquelle on peut approximer $\bar{\rho}$ par ρ_0 (densité de référence, moyenne sur la couche de mélange), voir Lesieur [1] et Tennekes et Lumley [11]. En faisant un développement limité de $\rho(T)$ autour de l'état de référence T_0 et en faisant intervenir la définition du coefficient d'expansion thermique β ($\beta = -(1/\rho_0)(\partial \rho / \partial T)_{T_0}$) et aussi une pression modifiée $p^* = p + \rho_0 g z$ on aboutit au système d'équation suivant :

$$\frac{\partial \mathbf{u}(\mathbf{x}, t)}{\partial t} + \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) \cdot \nabla \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = -\frac{1}{\rho_0} \nabla p^*(\mathbf{x}, t) - \mathbf{g} \beta (T(\mathbf{x}, t) - T_0) + \nu \nabla^2 \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) \quad (4)$$

$$\frac{\partial T(\mathbf{x}, t)}{\partial t} + \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) \cdot \nabla T(\mathbf{x}, t) = \alpha \nabla^2 T(\mathbf{x}, t) \quad (5)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = 0. \quad (6)$$

Les conditions aux limites sont caractérisées en imposant la vitesse et la température à l'entrée du domaine. A la sortie on considère la condition de sortie libre, pression constante pour le cas isotherme, et avec une correction pour prendre en compte les effets de la stratification. On calcule la pression à la sortie du domaine en fonction de la température, à

l'aide de l'équation

$$p(y, t) = p_0 + \beta \rho_0 \int_0^y (T(y, t) - T_0) dy. \quad (7)$$

Sur les parois solides nous imposons la condition de non glissement. La température est également imposée sur les parois.

Le système d'équations (4)–(6) est résolu à l'aide du logiciel TRIO.VF, voir Grand *et al.* [12]. La méthode des volumes finis est utilisée. Le domaine de calcul est divisé en sous-domaines (*les volumes de contrôle*), chacun délimitant un point appelé nœud. Les équations pour chaque variable sont intégrées sur chaque volume de contrôle. On utilise la technique du maillage entrelacé, selon laquelle les variables ne sont pas placées aux mêmes nœuds. Les termes de flux convectifs sont calculés à l'aide d'un schéma numérique QUICK de troisième ordre, proposé par Leonard [13].

3. PRESENTATION DES RESULTATS

Les équations de transport ont été adimensionnées à l'aide des grandeurs caractéristiques suivantes : U_0 (vitesse moyenne à l'entrée du domaine), h (hauteur du canal), U_0/h (temps caractéristique) et ΔT (écart de température = $T_c - T_0$).

Nous présentons des résultats instantanés et des résultats moyens. La moyenne temporelle d'une variable $f(\mathbf{x}, t)$ quelconque est calculée par

$$\bar{f}(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{T} \int_0^T f(\mathbf{x}, t) dt. \quad (8)$$

3.1. Ecoulement isotherme

On présente des résultats relatifs à une simulation numérique directe, en résolvant les équations de Navier-Stokes discrétisées sur un maillage irrégulier de 321×41 nœuds. Ce maillage est resserré dans la région de déclenchement des instabilités, vers la marche.

Sur la Fig. 2 nous montrons l'évolution temporelle des cartes de vorticités. La couche de mélange est formée en aval de la marche. Les premières instabilités qui se développent font apparaître des tourbillons

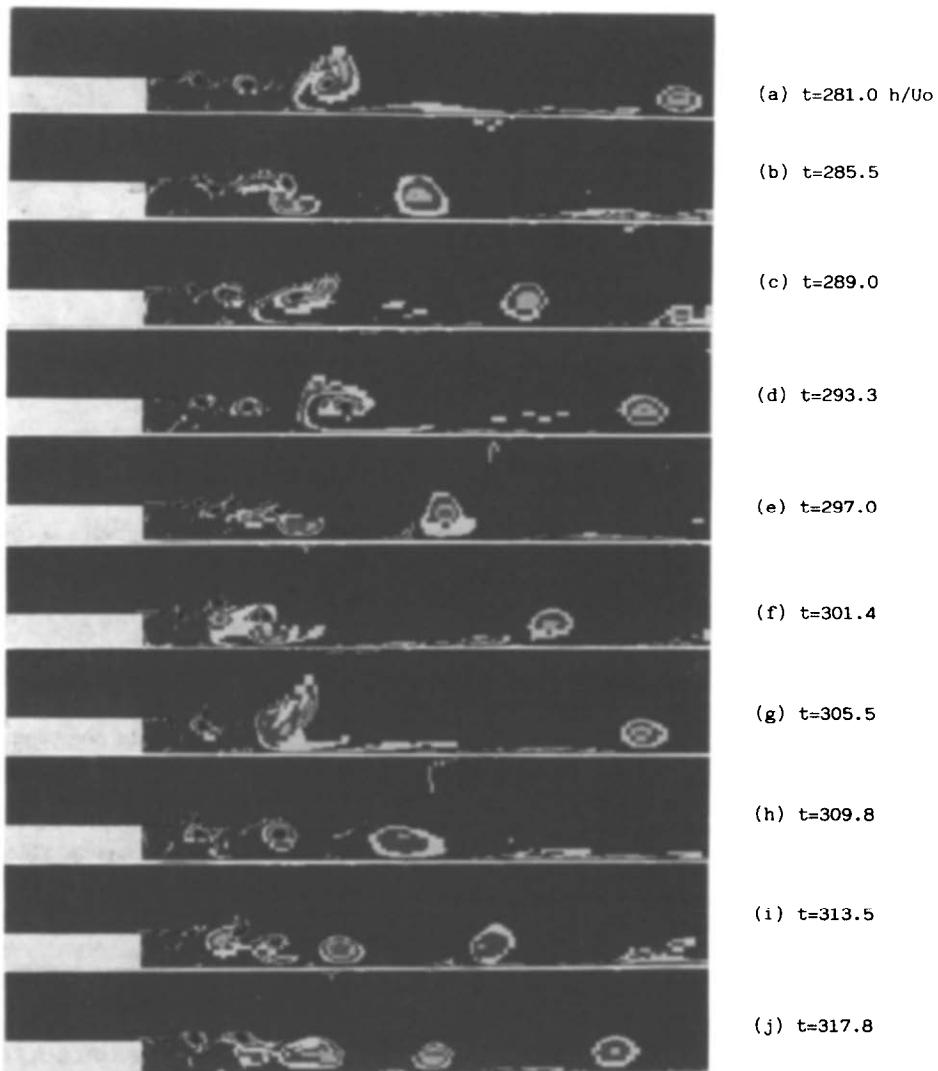


Fig. 2. Calcul isotherme : évolution au cours du temps de cartes de vorticité montrant l'apparition de tourbillons cohérents ; $R = 0.5$; $Re_h = 90\,000$; $X_s = 8.0h$; $X_c = 2.0h$.

cohérents de type Kelvin–Helmholtz, qui s'apparient et interagissent avec la recirculation.

Les gros tourbillons qui sont formés sont transportés vers la sortie, avec une vitesse de transport de l'ordre de $0.5U_0$. Le régime de la recirculation est, donc, instationnaire, comme il a déjà été vérifié expérimentalement. Rappelons que Kim *et al.* [2] ont mis en évidence la présence des instabilités au niveau de la région de rattachement de la couche limite. D'autre part, Celengil et Mellor [14] ont calculé un écoulement turbulent sur une marche descendante dans des conditions identiques au calcul présenté dans ce paragraphe. Ils ont utilisé un modèle aux tensions de Reynolds et obtenu un écoulement transitoire ayant un comportement approximativement cyclique avec un nombre de Strouhal $St = (fh)/U_0 = 0.1$.

Eaton et Johnston [15] ont déterminé expérimentalement le spectre d'énergie pour la couche de

mélange derrière une marche, relatif à la zone de rattachement de la couche limite. Ils montrent qu'une grande quantité d'énergie cinétique turbulente est apportée dans les structures de basse fréquence. Le spectre a été obtenu pour un point proche de la région de rattachement et donne un nombre de Strouhal (correspondant au maximum du spectre) égal à 0.06.

La Fig. 2 montre l'évolution de l'écoulement calculé sur une période temporelle moyenne $\Delta t_s = 12h/U_0$, qui correspond à un nombre de Strouhal (basé sur la hauteur de la marche), relatif aux structures de plus basse fréquence de l'écoulement, de 0.042. On peut dire que ces résultats concordent bien avec l'expérience.

Dans l'expérience de Pronchik et Kline [4] le nombre de Reynolds basé sur la hauteur du canal d'entrée est de 28 000. Ces auteurs présentent des dessins obtenus à l'aide des visualisations et aussi des

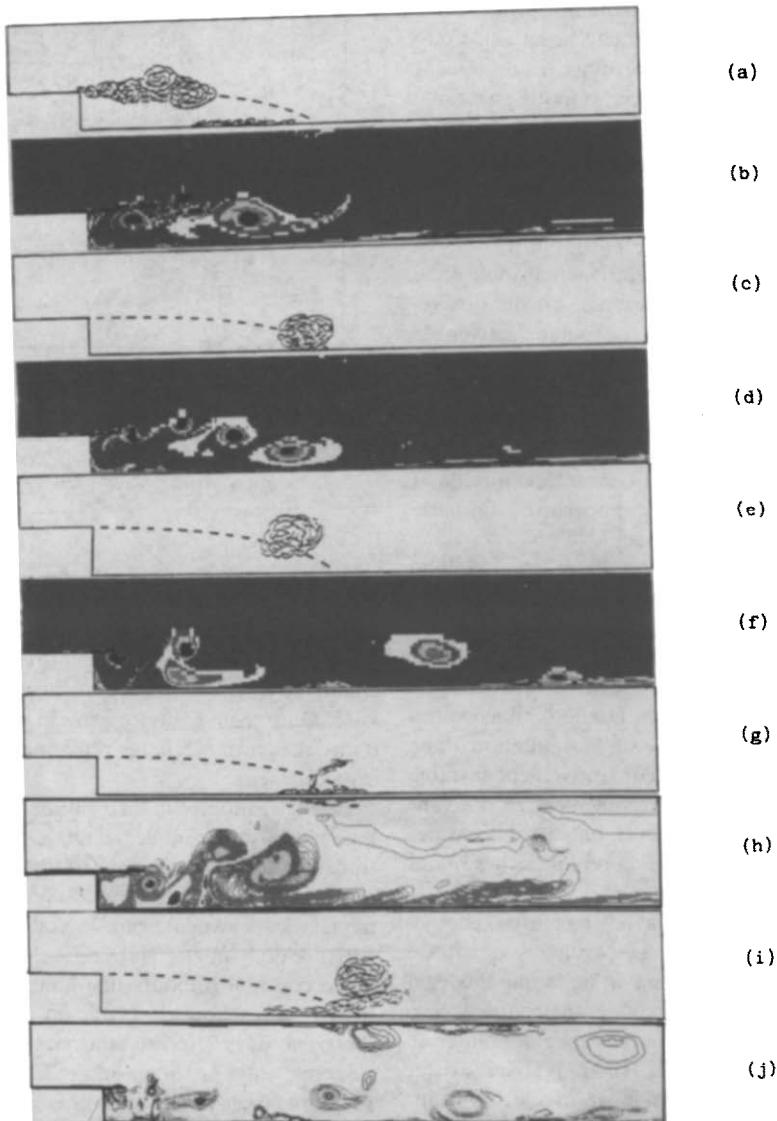


FIG. 3. Calcul isotherme : comparaison qualitative des cartes de vorticité et des visualisations de Pronchik et Kline [4]; $R = 0.5$; $Re_h = 28\,000$; $X_s = 8.0h$; $X_c = 1.0h$.

analyses auxquelles nous présentons des comparaisons sur la Fig. 3. Les structures qui sont créées peuvent, soit être évacuées directement vers l'aval, soit aller vers la région de rattachement. Dans ce dernier cas, les structures s'écrasent contre la paroi, ce qui peut être visualisé à l'aide des Figs. 3(c) et (d). Les tourbillons qui sont transportés vers la sortie gardent leur cohérence à grande échelle. Ceux qui vont vers la paroi sont, presque toujours, transportés vers la marche. La recirculation contribue donc au processus de croissance des tourbillons, ce qu'on peut visualiser dans la Fig. 3(f). On constate que ces structures ne sont transportées vers la sortie que quand elles atteignent une taille significative.

Les mécanismes qui régissent la structure d'une couche limite sur une paroi ou dans un canal ne sont

pas encore bien connus. Expérimentalement on vérifie l'existence d'éjection de fluide à faible vitesse, à partir de la paroi vers l'intérieur de la couche limite. Ces éjections sont responsables pour la plus grande partie de la production turbulente proche d'une paroi. Jiménez [16], dans son étude par simulation numérique d'un écoulement bidimensionnel dans un canal, attribue aux mécanismes d'éjection les mouvements rotationnels localisés proches de la paroi. Jiménez *et al.* [17] montrent l'existence des régions de fortes vorticités de signes opposés, qui créent ce type de mouvement d'éjection.

Dans notre étude ce mécanisme est visualisé dans la Figs. 3(h) et (j). On observe que la grosse structure, qui tourne dans le sens des aiguilles d'une montre, induit un mouvement anti-tourbillonnaire près de la

paroi inférieure (structure tourne dans le sens inverse des aiguilles d’une montre, vorticité négative). Cette structure filamentaire donne naissance à un filament plus important, dirigé vers le haut. On observe donc dans un écoulement complexe en aval de la marche, des mécanismes d’éjection de fluide similaires à ce qui existe dans une couche limite. Ce type d’éjection de fluide a aussi été observé par Pronchik et Kline [4] (voir Figs. 3(g) et (i), extrait de leur rapport).

Le concept d’instabilité convective et absolue a été introduit par Bers [18]. En résumé, on dit que les termes d’instabilité convective et absolue décrivent le comportement d’un écoulement instable en réponse à une perturbation imposée. Selon Monkewitz [19], si une perturbation de faible amplitude croît exponentiellement dans l’espace, l’écoulement est dit instable absolu. Si les instabilités sont convectées hors de la source, en laissant l’écoulement imperturbé, on parle d’un écoulement instable convectif.

Huerre et Monkewitz [20] ont démontré qu’une couche de mélange à profil de vitesse en tangente hyperbolique est convectivement instable pour un paramètre de vitesse $(U_1 - U_2)/(U_1 + U_2)$ plus petit que 1.315 (U_1 et U_2 étant les vitesses de chaque courant). Buell et Huerre [21] ont étudié l’influence des conditions d’entrée et de sortie sur la simulation d’une couche de mélange spatiale convectivement instable et non forcée en amont. Cet écoulement ne pouvant pas être auto-excité, les auteurs ont attribué le développement des instabilités à la remontée des ondes de pression à partir de la frontière de sortie.

Dans notre calcul, nous n’avons pas forcé l’écoulement à l’entrée du domaine. Le paramètre de vitesse $((U_1 - U_2)/(U_1 + U_2))$ est, en aval de la marche, égal à 1.0. Nous concluons que cet écoulement est convectivement instable et que la remontée des ondes de pression observée par Buell et Huerre [21] doit exister aussi dans notre calcul, et peut jouer un rôle important pour la déstabilisation de l’écoulement. Il est probable que la recirculation injecte aussi des perturbations dans l’écoulement.

Nous présentons aussi des comparaisons pour la composante horizontale de la vitesse moyenne et pour le coefficient de la pression moyenne relative à la paroi opposée à la marche. Le coefficient de pression est défini par l’équation suivante :

$$C_p = \frac{\bar{p}(x) - p_0}{\rho U_0^2 / 2} \tag{9}$$

On voit sur les Figs. 4 et 5 la vitesse et la pression moyenne comparées à l’expérience de Kim *et al.* [2], et à un calcul de modélisation $k-\epsilon$ que nous avons effectué avec le même code de calcul. Dans la Fig. 4, la simulation reproduit qualitativement le comportement expérimental, mais avec des écarts de l’ordre de 20% dans la région de recirculation. Ces écarts sont sans doute dus à la nature bidimensionnelle de la simulation. La modélisation $k-\epsilon$ ne décrit pas la couche limite sur la paroi inférieure.

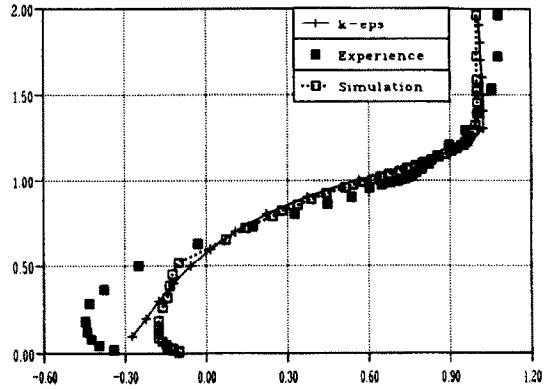


FIG. 4. Composante horizontale de la vitesse moyenne à la position $x = 1.385h$; comparaison avec Kim *et al.* [2] et avec un calcul $k-\epsilon$, effectué à l’aide du code TRIO; $R = 0.5$; $Re_h = 90\,000$; $X_s = 16.0h$; $X_c = 2.0h$.

Sur la Fig. 6(a) nous présentons le champ de vorticité moyenne (réalisée sur une série temporelle) relatif à la simulation et sur la Fig. 6(b) nous présentons le champ de vorticité correspondant au calcul du modèle $k-\epsilon$. On retrouve, donc, approximativement, à partir d’un calcul instable, la recirculation moyenne calculée classiquement.

La Fig. 7 montre la distribution de l’intensité de la fluctuation horizontale, $\overline{u'^2}/U_0^2$, pour une section transversale $x = 1.0h$. Les trois courbes sont encore relatives à la simulation des grandes échelles, au modèle $k-\epsilon$, calculé par le code TRIO et à l’expérience de Kim *et al.* [2].

On constate toujours une bonne concordance des trois courbes hors de la région de recirculation. A l’intérieur de celle-ci, au contraire, il y a un écart considérable entre la simulation et la modélisation $k-\epsilon$. En l’absence de points expérimentaux dans cette zone, il est difficile de conclure sur la validité des deux calculs.

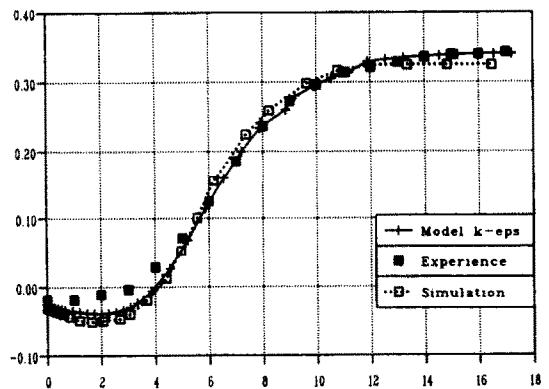


FIG. 5. Coefficient de la pression moyenne sur la paroi supérieure; comparaison avec Kim *et al.* [2] et avec le calcul $k-\epsilon$; $R = 0.5$; $Re_h = 90\,000$; $X_s = 16.0h$; $X_c = 2.0h$.



FIG. 6. Calcul isotherme : (a) recirculation moyenne relative à la simulation numérique ; (b) recirculation calculée par le modèle $k-\epsilon$; $R = 0.5$; $Re_h = 90\,000$; $X_s = 16h$; $X_e = 2.0h$.

La Fig. 8 montre la densité spectrale en fréquence pour la composante horizontale de la vitesse, au point $x = 1.0h$ et $y = 0.5h$. Il est important de relier les visualisations au spectre d'énergie : les Figs. 2 et 3 montrent l'existence d'un processus d'agglomération des tourbillons formés par instabilité de Kelvin-Helmholtz en aval de la marche. Le spectre d'énergie de la Fig. 8 montre des pentes en $-5/3$ et en -3 , caractérisant une possible double cascade d'énergie et d'entrophie, voir Lesieur [1]. On peut interpréter ce résultat en admettant l'existence d'une injection continue d'énergie par la recirculation en aval de la marche à un nombre de Strouhal $St = 2.0$. On remarque que le maximum de ce spectre ne correspond pas au $St = 0.04$ déterminé en utilisant la Fig. 2, car les grosses structures (basse fréquence) sont créées en aval du point relatif à ce spectre.

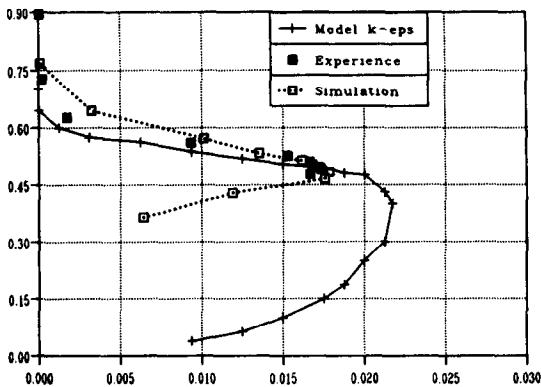


FIG. 7. Energie cinétique turbulente longitudinale à la position $x = 1.0h$; comparaison avec Kim *et al.* [2] et avec le calcul $k-\epsilon$; $R = 0.5$; $Re_h = 90\,000$; $X_s = 16h$; $X_e = 2.0h$.

La longueur de rattachement X_R est un des plus importants résultats dans un problème d'écoulement derrière une marche descendante. Les méthodes numériques utilisées par Avva *et al.* [22], pour déterminer cette variable, consistent à déterminer le point de croisement des lignes de courant $\psi = 0$ (iso-lignes de courant) ou bien $u = 0$ (composante horizontale de la vitesse), avec la paroi inférieure du canal. Ce point, par définition, est le point de rattachement.

Ces méthodes ne sont pas utilisables pour des calculs numériques non stationnaires, puisque la longueur de rattachement varie au cours du temps. Nous avons donc décidé d'utiliser la méthode employée par Pronchik et Kline [4]. Elle consiste à mettre des capteurs sur la paroi inférieure, qui permettent de déterminer le sens de la vitesse dans la région de rattachement. On calcule la fraction du temps

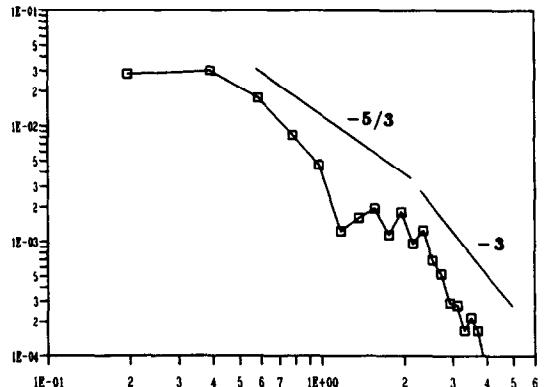


FIG. 8. Densité spectrale en fréquence de l'énergie cinétique turbulente longitudinale ; $x = 1.0h$; $y = 0.5h$; $Re_h = 90\,000$; $X_s = 16.0h$; $X_e = 2.0h$.

pendant laquelle la composante horizontale de la vitesse reste positive, pour plusieurs points dans la région de rattachement. On définit donc le point de rattachement comme étant celui pour lequel la vitesse reste positive pendant 50% du temps de l'expérience.

Nous avons utilisé la même procédure numériquement, en vérifiant le signe de la composante horizontale de la vitesse au cours du temps, pour plusieurs points autour du point du rattachement.

Nous avons ainsi obtenu la longueur de rattachement $X_R = 6.0H$. Nous avons également déterminé X_R avec un modèle $k-\epsilon$ standard calculé grâce au code TRIO, et obtenu $X_R = 5.2H$. Kim *et al.* [2] ont déterminé $X_R = 7.6 \pm 0.5$. On voit que la simulation numérique donne un résultat satisfaisant en ce qui concerne la longueur de rattachement, et meilleur que la modélisation $k-\epsilon$.

3.2. Écoulement stratifié

Les résultats présentés dans ce paragraphe sont relatifs à des configurations présentant des stratifications en densité. Le nombre de Reynolds est de 6000. Le nombre de Richardson $Ri_b = (\Delta\rho/\rho_0)(gh/U_0^2)$ est fixé à 0.0, 0.23 et 0.5. Le rapport d'aspect est égal à 4.0.

La stratification est obtenue en imposant un profil de vitesse uniforme et un profil de température discontinu à l'entrée du domaine. On impose $T = 1$ sur la partie supérieure de l'entrée (85%) et $T = 0$ sur la partie inférieure (15%).

Les Figs. 9 et 10 montrent l'évolution temporelle des cartes d'isothermes et d'iso-vorticité pour $Ri_b = 0.0$; les Figs. 11 et 12 sont relatives à $Ri_b = 0.23$, et les Figs. 13 et 14 sont relatives à $Ri_b = 0.5$.

On voit d'abord que, pour la configuration non-stratifiée ($Ri_b = 0.0$), l'écoulement est assez désorganisé. Au bout d'un certain temps ($t = 180(h/U_0)$) la couche de mélange se forme avec la présence des instabilités de Kelvin–Helmholtz et des appariements. Les cartes d'iso-température montrent que le mélange est complet dans tout le domaine de calcul.

Pour $Ri_b = 0.23$, les Figs. 11 et 12 montrent un écoulement organisé. Les instabilités de Kelvin–Helmholtz apparaissent en aval de la marche et les appariements ont lieu jusqu'à une longueur $x \approx 2h$. Pour $x > 2h$ on voit que les tourbillons sont transportés d'une façon organisée au milieu de l'écoulement dans une couche étroite, qui correspond à la zone d'interface de densité. L'évolution des cartes 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.

En regardant les Figs. 13 et 14, relatives à $Ri_b = 0.5$, on voit que l'écoulement est toujours instable en aval de la marche. Les structures sont plus aplaties et faibles que dans les deux cas précédents. L'écoulement est encore plus organisé et les instabilités sont de plus en plus amorties, au fur et à mesure qu'elles sont transportées vers la sortie du domaine du calcul.

Ce type de résultat caractérise le rôle d'une stratification stable superposée à un écoulement turbulent. La formation d'ondes internes, générées par la turbulence, est aussi mise en évidence.

La théorie de la stabilité linéaire prévoit un nombre de Richardson local critique de 0.25, à partir duquel les instabilités de Kelvin–Helmholtz sont inhibées (voir par exemple Drazin et Reid [10]).

Pour interpréter et comparer les résultats présentés avec la théorie de la stabilité linéaire, nous avons défini ici un nombre de Richardson local, $Ri_b = (\Delta\rho/\rho_0)(g\delta/(U_0/2)^2)$, basé sur l'épaisseur de vorticité (δ) et la demi-vitesse relative $U_0/2$ dans la zone de mélange. Nous l'avons calculé à l'aide du profil de vitesse moyenne pour plusieurs positions aval et pour les deux cas stratifiés ($Ri_b = 0.23$ et 0.5). La Fig. 15 montre l'évolution de Ri_b en fonction de la position horizontale x/h .

On observe que Ri_b est toujours plus petit que le nombre de Richardson critique (0.25) pour $x < 2h$. Ce résultat explique pourquoi l'écoulement est instable immédiatement derrière la marche, même pour $Ri_b = 0.5$.

On voit aussi que l'écoulement devient plus organisé dès que $Ri_b > 0.25$ et que les appariements disparaissent à partir de $x \sim 2h$.

Expérimentalement Castro *et al.* [23] ont étudié un écoulement stratifié sur des obstacles. Leur géométrie n'est pas la même que la nôtre, mais il y a des caractéristiques semblables: leur écoulement a un point de détachement fixe, et présente un point de rattachement et une zone de recirculation. Cet écoulement est également instable. On peut donc faire des comparaisons au moins qualitatives avec leurs résultats.

Ils ont observé une laminarisation de l'écoulement, au fur et à mesure que le nombre de Richardson (basé sur la hauteur de l'obstacle) augmente. La longueur de rattachement augmente lorsque le nombre de Richardson croît. Nous avons également obtenu des résultats qui indiquent que la recirculation a été fortement inhibée par la stratification stable, comme le montrent les cartes d'isothermes.

4. CONCLUSIONS

Nous avons effectué une simulation numérique instationnaire bidimensionnelle d'un écoulement dans un canal sur une marche descendante, à l'aide d'un code aux volumes finis, le code TRIO-VF. Les calculs ont été faits en écoulement isotherme ou stratifié en densité.

Les régions de recirculation et de rattachement présentent une structure dominée par des tourbillons cohérents ayant des trajectoires bien différenciées: il y a d'une part ceux qui se détachent de la région de recirculation vers la sortie; il y a d'autre part ceux qui vont vers la paroi et qui peuvent être, soit transportés vers la sortie, soit entraînés dans la région de recirculation.

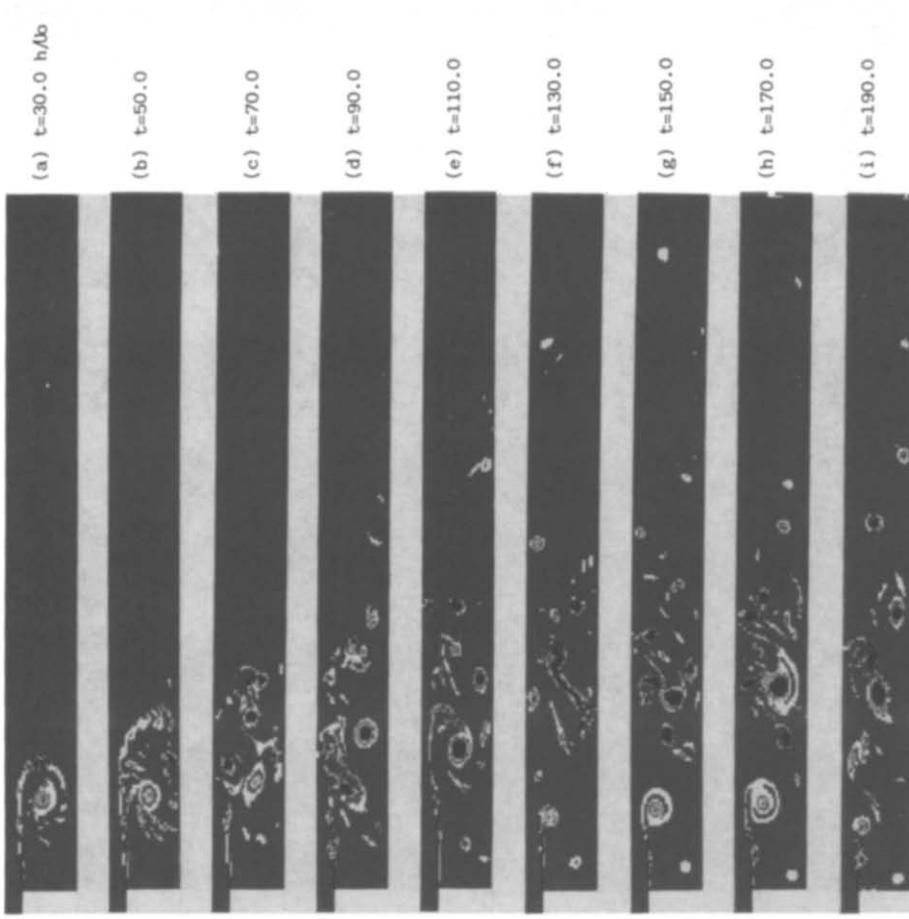


FIG. 9. Evolution temporelle des cartes d'isothermes; $Ri_h = 0.0$, $Re = 6000$.

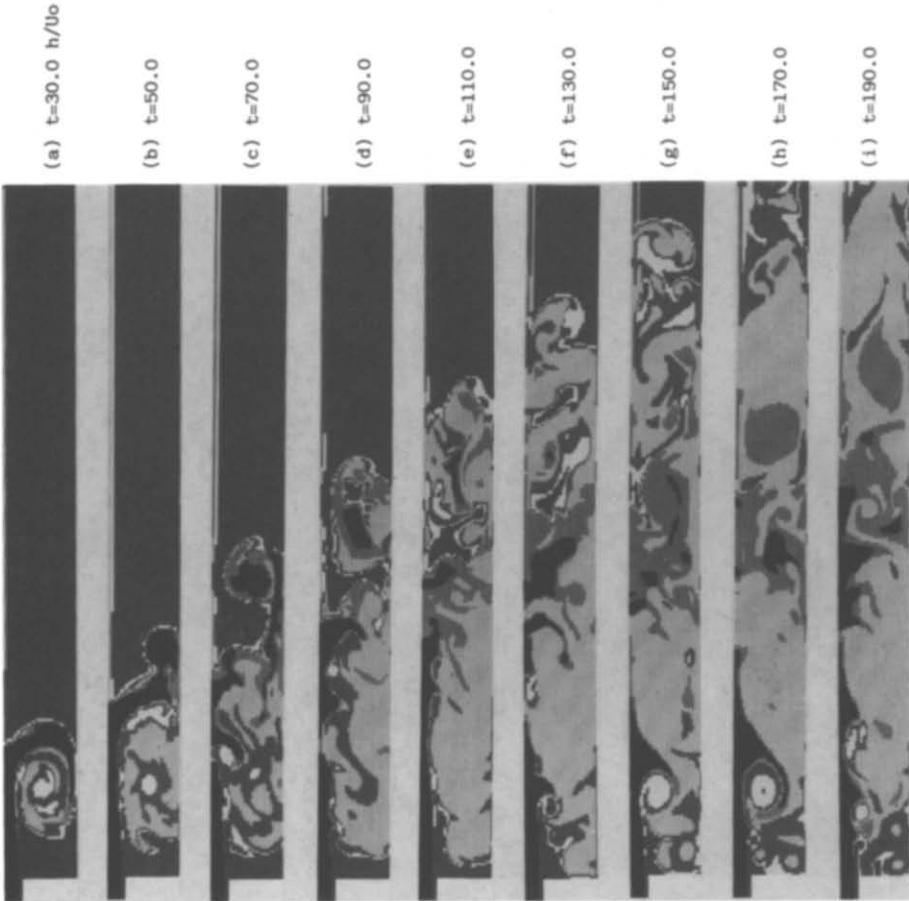


FIG. 10. Evolution temporelle des cartes d'iso-vorticité; $Ri_h = 0.0$, $Re = 6000$.

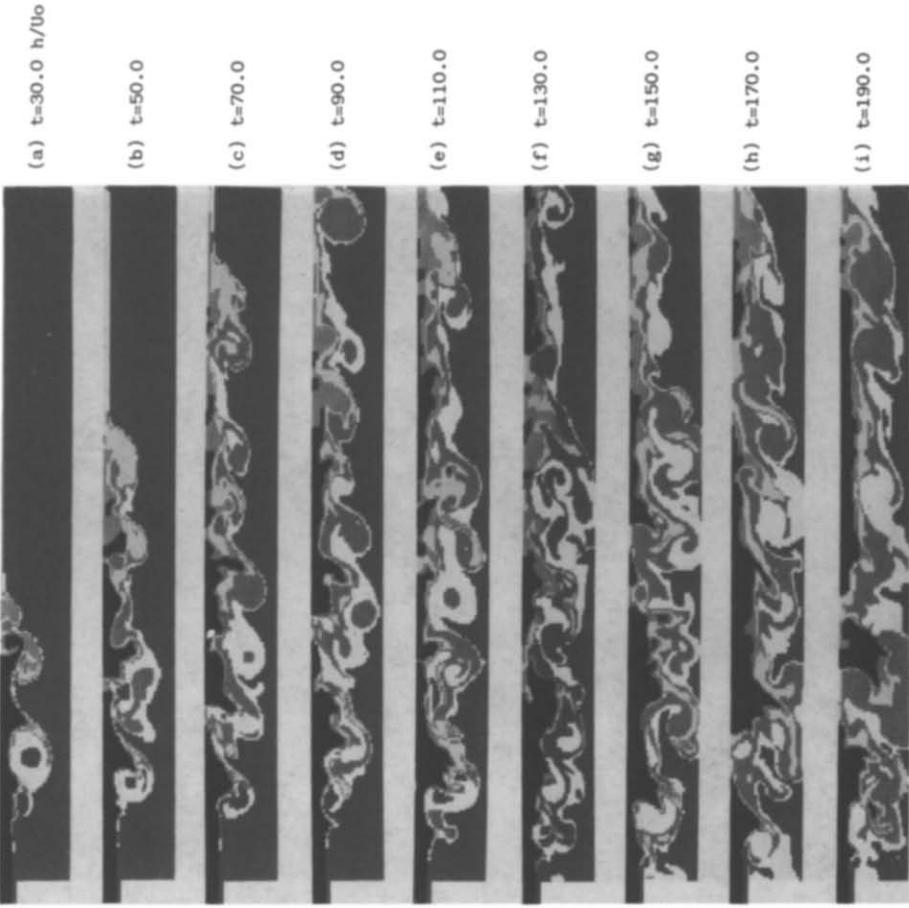


FIG. 11. Evolution temporelle des cartes d'isothermes; $Ri_h = 0.23$, $Re = 6000$.

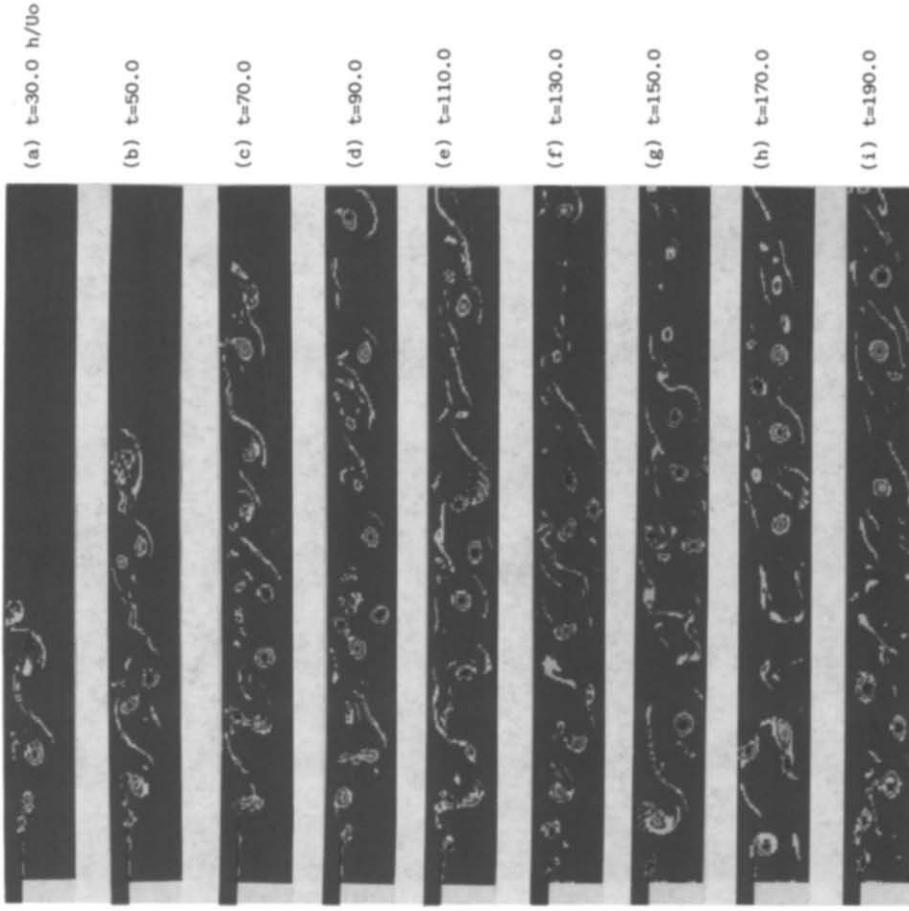


FIG. 12. Evolution temporelle des cartes d'iso-vorticité; $Ri_h = 0.23$, $Re = 6000$.

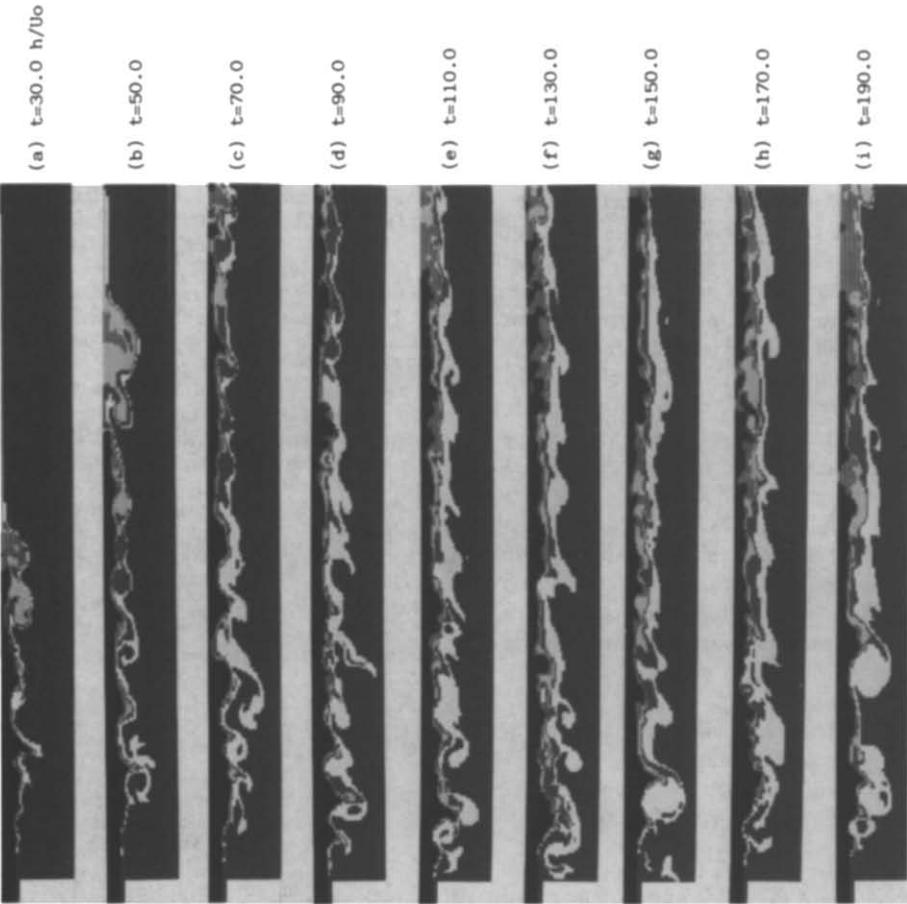


FIG. 13. Evolution temporelle des cartes d'isothermes ; $Ri_i = 0.5$, $Re = 6000$.

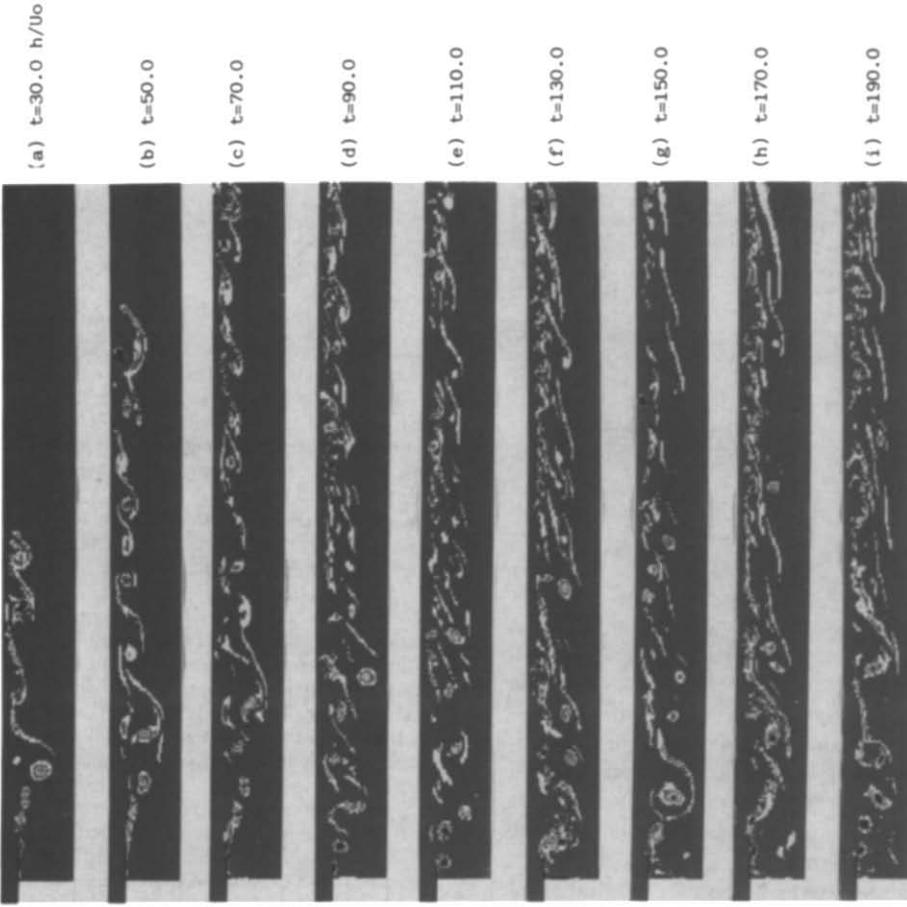


FIG. 14. Evolution temporelle des cartes d'iso-vorticité ; $Ri_i = 0.5$, $Re = 6000$.

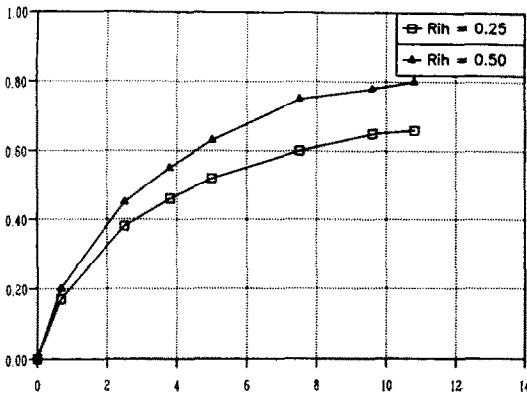


Fig. 15. Evolution du nombre de Richardson local, $Ri_s = (\Delta\rho/\rho_0)(\delta/U_0^2)g$.

La structure de la couche de mélange qui s'y forme est similaire à une couche de mélange plane, jusqu'à une distance d'environ trois fois la hauteur de la marche. On y retrouve des instabilités de Kelvin-Helmholtz, des appariements, et aussi, des mécanismes de croissance des tourbillons gouvernés par la recirculation. Ce dernier mécanisme différencie la couche de mélange sur une marche descendante d'une couche de mélange plane.

La configuration avec la plus grande valeur du rapport d'aspect R , soit, $R = 4.0$, présente une structure d'écoulement plus proche d'une couche de mélange plane, bien qu'il existe des influences de la recirculation et aussi des parois, qui empêchent l'élargissement linéaire.

La simulation numérique sous-estime d'environ 20% la longueur de rattachement par rapport à l'expérience, mais donne une meilleure prédiction de ce paramètre, comparée à une modélisation $k-\varepsilon$ effectuée avec le même code.

Dans le cas d'un écoulement en amont présentant une discontinuité de température (stratification stable) l'écoulement est toujours instable près du point de décollement, ce qui résulte de la faible valeur du nombre de Richardson local. L'écoulement devient de plus en plus organisé lorsqu'on augmente l'intensité de la stratification. Les instabilités de Kelvin-Helmholtz et les appariements sont inhibées vers l'aval, lorsque le nombre de Richardson local (Ri_0) atteint une valeur proche de la valeur critique donnée par la théorie de la stabilité linéaire ($Ri_c = 0.25$). Les structures sont alors transportées par l'écoulement moyen, sur une thermocline entre les deux couches chaude et froide. On observe la propagation d'ondes de gravité sur cette couche.

Le point de rattachement est influencé par la stratification et s'éloigne quand elle augmente.

Des simulations numériques tridimensionnelles sont nécessaires pour améliorer ces résultats.

Remerciements—Ce travail a été développé à partir du code TRIO-VF (développé au CEA-LPML) mis à notre dispo-

sition. Nous tenons à remercier tous les agents de ce laboratoire. Nous remercions D. Olivier Metais pour de très utiles discussions. Nous remercions également le CNPq, l'organisme Brésilien qui a, en partie, soutenu financièrement ce travail.

REFERENCES

1. M. Lesieur, *Turbulence in Fluids*, 1st Edn, Nijhoff, Dordrecht, The Netherlands (1987).
2. J. Kim, J. Kline and J. P. Johnston, Investigation of separation and reattachment of a turbulent shear layer: flow over a backward-facing step, Report MD-37, Thermosciences Division, Department of Mechanical Engineering, Stanford University, Stanford, California (1978).
3. J. K. Eaton and J. P. Johnston, Backward-facing step flow, *Proc. 1980-81 AFOSR-HTTM-Stanford Conference on Complex Turbulent Flows*, Stanford University, Stanford, California, Vol. 1, pp. 275-283 (1981).
4. S. W. Pronchik and S. J. Kline, An experimental investigation of the structure of a turbulent reattaching flow behind a backward-facing step, Report MD-42, Thermosciences Division, Department of Mechanical Engineering, Stanford University, Stanford, California (1983).
5. M. Gharib and P. Derango, A liquid film (soap film) tunnel to study two-dimensional laminar and turbulent shear flows, *Physica D* **37**, 406-416 (1989).
6. V. S. Patankar, *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, 1st Edn, Hemisphere, New York (1980).
7. C. J. Freitas and R. L. Street, Non-linear transient phenomena in a complex recirculating flow: a numerical investigation, *Int. J. Numer. Meth. Fluids* **8**, 769-802 (1988).
8. J. R. Koseff, R. L. Street, P. M. Gresko, C. D. Upson, J. A. C. Humphrey and W. M. To, A three-dimensional lid-driven cavity flow: experiment and simulation, *Proc. Third Int. Conf. on Numer. Meth. in Laminar and Turbulent Flow*, Seattle, Washington, pp. 564-581 (1983).
9. C. J. Freitas, Nonlinear transient phenomena in a three dimensional cavity flow: a numerical investigation, Ph.D. Thesis, Department of Civil Engineering, Stanford University, Stanford, California (1986).
10. P. G. Drazin and H. W. Reid, *Hydrodynamic Stability*, 1st Edn, Cambridge University Press, Cambridge (1981).
11. H. Tennekes and J. L. Lumley, *A First Course in Turbulence*, 1st Edn, MIT Press, Cambridge, Massachusetts (1973).
12. D. Grand, M. Villand and N. Coulon, Computation of flow with distributed resistance and heat sources, *Proc. Third Int. Symp. on Refined Flow Modeling and Turbulence Measurements*, Nippon Toshi Center, Tokyo, pp. 427-434 (1988).
13. B. P. Leonard, A stable and accurate convective modelling procedure base and quadratic upstream interpolation, *Comput. Meth. Appl. Mech. Engng* **19**, 59-98 (1979).
14. M. C. Celengil and G. L. Mellor, Numerical solution of two-dimensional turbulent separated flows using a Reynolds stress closure model, *J. Fluids Engng* **107**, 467-476 (1985).
15. J. K. Eaton and J. P. Johnston, Low frequency unsteadiness of a reattaching turbulent shear layer, *Proc. Third Int. Symp. on Turbulent Shear Flows*, Davis, California, pp. 17-22 (1981).
16. J. Jiménez, Bifurcations and bursting in two-dimensional Poiseuille flow, *Physica Fluids* **30**, 3644-3646 (1964).
17. J. Jiménez, P. Moyn, R. Moser and L. Keefe, Ejection mechanisms in the sublayer of a turbulent channel, *Physica Fluids* **30**, 1311-1313 (1988).

18. A. Bers, *Plasma Physics* (Edited by C. De Witt and J. Peyraud), p. 113. Gordon & Breach, New York (1975).
19. P. A. Monkewitz, The absolute and convective nature of instability in two-dimensional wakes at low Reynolds numbers, *Physics Fluids* **31**(5), 999–1006 (1988).
20. P. Huerre and P. A. Monkewitz, Absolute and convective instabilities in free shear layers, *J. Fluid Mech.* **159**, 151–168 (1984).
21. J. C. Buell and P. Huerre, Inflow/outflow boundary conditions and global dynamics of spatial mixing layers. *Proc. 1988 Summer Program*, Stanford University, Report CTR-S88, pp. 19–27 (1988).
22. R. K. Avva, S. J. Kline and J. H. Ferziger, Computation of the turbulent flow over a backward-facing step using the zonal modeling approach, Report N TF-33, Thermosciences Division, Department of Mechanical Engineering, Stanford University, Stanford, California (1988).
23. I. P. Castro, W. H. Snyder and G. L. Marsh, Stratified flow over three-dimensional ridges, *J. Fluid Mech.* **135**, 261–282 (1983).

NUMERICAL SIMULATION OF A STRATIFIED TWO-DIMENSIONAL TURBULENT FLOW

Abstract—Numerical simulations of turbulent flows in complex geometries are generally restricted to the prediction of the mean flow and use semi-empirical turbulence models. The present study is devoted to the simulation of the coherent structures which develop in a flow submitted to a velocity change, downstream of a backward facing step. Two aspect ratios (height of the step over height of the channel) are explored for two Reynolds numbers (6000 and 90 000). In this isothermal case coherent structures are obtained by the numerical simulation in the mixing layer downstream of the step. The numerical simulation provides results in fairly good agreement with available experimental results. In a second step a thermal stratification is imposed on this flow for three Richardson numbers (0, 0.25, 0.5). The Prandtl number is 0.7. The coherent structures in the three cases are produced in the immediate vicinity of the step and disappear downstream for larger Richardson numbers.

NUMERISCHE SIMULATION EINER GESCHICHTETEN ZWEIDIMENSIONALEN TURBULENTEN STRÖMUNG

Zusammenfassung—Die numerische Simulation turbulenter Strömungen bei komplizierter Geometrie ist grundsätzlich auf die Berechnung der Hauptströmung und auf die Verwendung halbempirischer Turbulenzmodelle beschränkt. Die vorliegende Untersuchung beschäftigt sich mit der Simulation kohärenter Strukturen, die sich in einer Strömung infolge der Geschwindigkeitsänderung bei einer stufenförmigen Verengung entwickeln. Zwei Werte des Verhältnisses von Stufenhöhe zu Kanalhöhe werden für zwei Reynolds-Zahlen (6000 und 90 000) untersucht. Unter isothermen Bedingungen erhält man durch die numerische Simulation kohärente Strukturen in der Mischungsschicht stromabwärts von der Stufe. Die numerischen Ergebnisse stimmen recht gut mit verfügbaren Versuchsergebnissen überein. In einem zweiten Schritt wird dieser Strömung eine thermische Schichtung aufgeprägt, und zwar für die Richardson-Zahlen 0; 0,25; 0,5. Die Prandtl-Zahl beträgt 0,7. Die kohärenten Strukturen werden in den drei Fällen in unmittelbarer Nähe der Stufe gebildet, und sie verschwinden stromabwärts für größere Richardson-Zahlen.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРАТИФИЦИРОВАННОГО ДВУМЕРНОГО ТУРБУЛЕНТНОГО ТЕЧЕНИЯ

Аннотация—Численное моделирование турбулентных течений в сложных геометриях обычно сводится к определению среднего течения на основании полуэмпирических моделей турбулентности. Настоящее исследование посвящено моделированию когерентных структур, которые образуются в потоке вследствие изменения скорости из-за наличия выступа. Рассматриваются два значения отношения высоты выступа к высоте канала при числах Рейнольдса, составляющих 6000 и 90 000. В рассматриваемом изотермическом случае когерентные структуры определяются при помощи численного моделирования в слое смешения за выступом. Результаты численного моделирования удовлетворительно согласуются с имеющимися экспериментальными данными. Кроме того, учитывается тепловая стратификация при трех числах Ричардсона (0; 0,25; 0,5). Число Прандтля составляет 0,7. В этих трех случаях когерентные структуры образуются в непосредственной близости от выступа и исчезают за ним при больших числах Ричардсона.