

# Simulation numérique directe de l'influence de la forme aval d'une plaque séparatrice sur une couche de mélange

Sylvain Laizet, Eric Lamballais\*

Laboratoire d'études aérodynamiques UMR 6609, université de Poitiers, ENSMA, CNRS, téléport 2, boulevard Marie et Pierre Curie, B.P. 30179, 86962 Futuroscope Chasseneuil cedex, France

Reçu le 5 juin 2006 ; accepté le 9 juin 2006

Présenté par Marcel Lesieur

## Résumé

Dans cette Note, nous présentons des résultats de simulation numérique directe d'une couche de mélange spatiale obtenue par mise en contact de deux couches limites se développant de chaque côté d'une plaque séparatrice placée en amont. L'effet de la forme du bord de fuite de la plaque est considéré par comparaison des écoulements obtenus à partir d'une plaque à bord mince ou épais. Dans le premier cas, une couche de mélange spatiale conforme à de précédentes observations expérimentales et numériques est obtenue. Dans le second cas, l'état d'auto-excitation qui s'installe dans la zone de sillage domine l'ensemble des mécanismes d'instabilités primaires et secondaires en minorant l'importance des perturbations amont. Ces comportements sont interprétés en termes d'instabilité convective ou absolue. Les effets sur les statistiques turbulentes principales sont également discutés. *Pour citer cet article : S. Laizet, E. Lamballais, C. R. Mecanique 334 (2006).*

© 2006 Académie des sciences. Publié par Elsevier SAS. Tous droits réservés.

## Abstract

**Direct-numerical simulation of the splitting-plate downstream-shape influence upon a mixing layer.** In this Note, we present direct numerical simulation results of a spatial mixing layer generated behind an upstream plate separating two boundary layers. The effect of the shape of the trailing edge of the plate is considered through comparisons between flows obtained from a bevelled or a blunt plate. In the former case, a spatial mixing layer consistent with previous experimental and numerical observations is obtained. In the latter case, the self-excited state that establishes in the near wake region dominates primary and secondary instability mechanisms while understating the importance of inflow perturbations. This behaviour is interpreted in terms of convective or absolute instability. The effects on turbulent statistics are also discussed. *To cite this article: S. Laizet, E. Lamballais, C. R. Mecanique 334 (2006).*

© 2006 Académie des sciences. Publié par Elsevier SAS. Tous droits réservés.

*Mots-clés :* Mécanique des fluides numérique ; Instabilité ; Turbulence ; Couche de mélange

*Keywords :* Computational fluid mechanics; Instability; Turbulence; Mixing layer

\* Auteur correspondant.

Adresses e-mail : [sylvain.laizet@lea.univ-poitiers.fr](mailto:sylvain.laizet@lea.univ-poitiers.fr) (S. Laizet), [lamballais@univ-poitiers.fr](mailto:lamballais@univ-poitiers.fr) (E. Lamballais).

## Abridged English version

Experimentally, a spatial mixing layer flow can be carried out behind a semi-infinite plate separating two streams of velocities  $U_1$  and  $U_2$  flowing in the same direction  $x$ . Despite its academic nature, this flow configuration leads to vortex dynamics representative of many physical mechanisms occurring in industrial or geophysical turbulent flows in real situations. For this reason, this flow has been extensively studied experimentally and numerically. In particular, the sensitivity of the spatial mixing layer to inflow conditions has been investigated by the direct and large eddy simulations (DNS/LES) of [1,2] (see also [3] for a recent review). However, to our knowledge, no DNS/LES has been performed by considering explicitly the specific dynamics associated with the use of a splitting plate, especially the influence of the upstream boundary layers combined with the shape of the trailing edge. In this work, the latter effects are considered by means of DNS.

The incompressible Navier–Stokes equations are solved using a code based on sixth-order compact finite difference schemes for the spatial discretization and a second order Adams–Bashforth scheme for the time advancement. The computational domain  $L_x \times L_y \times L_z = 108h \times 96h \times 13.5h$  is discretized on a Cartesian grid (stretched in  $y$ ) of  $n_x \times n_y \times n_z = 961 \times 257 \times 120$  points where  $h$  is the width of the splitting plate. The pressure grid is staggered from the velocity grid to avoid spurious pressure oscillations [4]. Boundary conditions are inflow/outflow, free-slip and periodic in  $x$ ,  $y$  and  $z$  directions respectively. The splitting plate is modelled using an immersed boundary technique based on a direct forcing improved to be favourably combined with high-order schemes [5]. Both laminar boundary layers of widths  $\delta_1 = 0.57h$  and  $\delta_2 = 0.50h$  at the inlet correspond to approximate Blasius solutions based on sixth-order polynomial expansions. The velocity ratio  $\lambda = \frac{U_1 - U_2}{U_1 + U_2} = 0.2$  is chosen to correspond to the reference experiments of [6–8] while the Reynolds number is  $Re = (U_1 - U_2)h/\nu = 400$  (14 400 in experiments [6–8]). Two shapes of trailing edge are considered depending on its bevelled or blunt character (see Fig. 1).

Using a three-dimensional (3D) inflow excitation corresponding to a time and spatial correlated noise (of large band-width spectrum) with a maximal amplitude  $|u'|_{\max} \approx 10\%U_m$  (where  $U_m = (U_1 + U_2)/2$  is the median velocity), both cases with a bevelled or a blunt trailing edge lead to highly 3D dynamics (see Fig. 2). In the case with a bevelled trailing edge, large scale structures are submitted to 3D (helical) pairings, in agreement with the experimental observations [10] recovered numerically by [1,2]. This vortical organization differs from the one described by [9] who observed experimentally longitudinal vortices stretched by quasi-2D Kelvin–Helmoltz structures submitted to quasi-2D pairings, a dynamics recovered also by [1,2] in calculations based on initial/inflow perturbations with a dominating 2D character. When a blunt trailing edge is used, the more marked wake component drives the 3D processes immediately behind the plate through an asymmetric vortex shedding. Further downstream, the progressive dominance of the mixing layer component promotes vortices of spanwise vorticity associated with the shear due to the velocity difference  $U_1 - U_2$ . However, contrary to the case with a bevelled trailing edge, pairings are inhibited as far as  $x - l = 50h$ .

To interpret the differences related to the shape of the trailing edge, it is interesting to analyse the problem in terms of convective or absolute stability [11]. Using the generic profile  $U(y)/U_m = 1 - f \operatorname{sech}^2(y/\delta) + \lambda \tanh(y/\delta)$  (the relevancy of this expression is illustrated in Fig. 3), [12] have shown that this hybrid mixing layer/wake flow becomes absolutely unstable for  $f > 0.95$  where  $f$  is a measure of the wake component associated with the velocity deficit. This parameter can be easily estimated from present DNS results by  $f(x) = (U_m - \min_y\{u\}(x, y))/U_m$ . In both present configurations, a zone where  $1 < f < 0.95$  can be found in the flow, but the extension of this region is clearly shorter behind the bevelled plate ( $0 < x - L < 0.27h$ ) than behind the blunt edge ( $0 < x - l < 1.35h$ ). For this reason, it seems reasonable to consider that the latter case leads to a globally unstable situation [13] (self-excited flow) while the former case provides a convectively unstable flow highly sensitive to upstream conditions.

Finally, the analysis of main turbulent statistics of the mixing layers obtained behind a bevelled trailing edge shows that present data (see Table 1) are in good agreement with previous reference results [2,14,6–8]. However, when a plate with a blunt trailing edge is used, it is found that the selection of the spreading rate of the mixing layer is divided into two distinct regions. In the first part of the flow  $0 < x - l < 50h$ , the spreading rate is reduced compared to the case with a bevelled edge whereas the inverse tendency is observed further downstream (see Fig. 4). Because only the latter behaviour is observed experimentally by [6–8], it seems necessary to consider the same flow configuration at higher Reynolds numbers using LES based on realistic turbulent inflow conditions [15] for both boundary layers.

## 1. Introduction

La mise en contact de deux courants de fluide s'écoulant dans la même direction  $x$  mais selon deux vitesses différentes  $U_1$  et  $U_2$  conduit à la formation d'une couche de mélange. L'évolution de cet écoulement fondamental a déjà fait l'objet de nombreuses études en raison de son caractère représentatif des mécanismes physiques présents dans de nombreux écoulements industriels ou géophysiques en situations réelles, les travaux réalisés couvrant aussi bien des régimes transitionnels que turbulents développés. La variété des processus physiques observés dans une couche de mélange en transition a révélé la forte sensibilité de cet écoulement vis à vis des conditions à l'origine de sa génération. Ce point a été clairement mis en lumière à travers l'analyse des mécanismes tridimensionnels (3D) menée à l'aide de simulations numériques en configurations temporelle [1] (influence de la condition initiale) et spatiale [2] (influence de la condition amont). Selon la nature plus ou moins 3D des perturbations initiales/amont imposées, différentes instabilités primaires et secondaires ont ainsi pu être identifiées, en mettant en évidence notamment la présence d'appariements hélicoïdaux entre les structures de Kelvin–Helmholtz (favorisée par une excitation 3D) et le rôle joué par d'intenses tourbillons longitudinaux qui persistent même lorsque le forçage est à dominante bidimensionnelle (voir [3] pour une revue récente sur le sujet).

Sur le plan expérimental, les résultats obtenus concernent le développement spatial d'une couche de mélange en aval d'une plaque servant d'élément séparateur entre les deux courants amont. La présence de cette plaque séparatrice est nécessaire sur le plan de la mise en œuvre expérimentale tout en offrant un meilleur réalisme par rapport à une situation réelle très fréquente pour laquelle la couche de mélange se forme en aval d'un bord de fuite (couche de mélange annulaire derrière une buse). La naissance de la couche de mélange juste en aval de la plaque subit l'influence de la condition d'adhérence sur sa surface qui impose la présence de deux couches limites amont dont la rencontre introduit un effet de sillage. Dans ce contexte, la sensibilité de la couche de mélange aux conditions amont laisse entrevoir une grande importance de l'état des couches limites amont et de la forme du bord de fuite de la plaque, cette dernière conditionnant a priori l'étendue de la zone de sillage. Dans ce travail, nous souhaitons nous intéresser à ce deuxième type d'effets reproduit par simulation numérique directe (SND). A notre connaissance, c'est la première fois qu'un écoulement de couche de mélange spatiale est simulé en prenant en compte explicitement la dynamique spécifique associée à la forme de la plaque séparatrice.

## 2. Méthodes numériques et configuration de calcul

Les équations de Navier–Stokes incompressibles sont résolues à l'aide d'un code de calcul basé sur des schémas compacts d'ordre 6 pour la différentiation spatiale et un schéma d'Adams–Bashforth d'ordre 2 pour l'intégration temporelle. Un maillage Cartésien constitué de  $n_x \times n_y \times n_z = 961 \times 257 \times 120$  points de grille couvrant le domaine de calcul  $L_x \times L_y \times L_z = 108h \times 96h \times 13,5h$  est utilisé où  $h$  est l'épaisseur de la plaque séparatrice. La grille de calcul est régulière dans les directions  $x$  et  $z$  tandis qu'un raffinement au centre du domaine conduit à une taille de maille minimale de  $0,03h$  dans la direction  $y$ . La grille de pression est décalée par rapport à la grille des composantes de la vitesse, cette organisation s'avérant très efficace pour éviter l'apparition d'oscillations parasites sur le champ de pression [4]. Des conditions d'entrée/sortie, de glissement libre et de périodicité sont imposées dans les directions  $x$ ,  $y$  et  $z$  respectivement. La plaque séparatrice est modélisée à l'aide d'une technique de frontière immergée basée sur une méthode de forçage direct adaptée à l'usage de schémas de haute précision. La validation qualitative et quantitative de cette approche est présentée dans [5,4] à partir de SND 3D d'un écoulement autour d'un cylindre. L'utilisation de cette méthode de modélisation de paroi par forçage nous permet ici de prendre en compte librement la géométrie précise de la plaque sans apporter de modification à la grille de calcul, ce type de facilité s'avérant déterminante pour le traitement du cas de la plaque à bord mince en termes d'efficacité de calcul. Dans des calculs préliminaires bidimensionnels, nous avons vérifié que la taille de la maille au voisinage de la plaque utilisée ici ( $\Delta x \approx 0,11h$  et  $\Delta y \approx 0,03h$ ) permettait de décrire avec précision la géométrie du bord de fuite, un fort raffinement du maillage conduisant à des résultats quasiment indiscernables. Naturellement, durant cette procédure de validation, nous avons constaté que le cas à bord mince était le plus exigeant sur le plan du besoin en résolution spatiale.

La condition d'entrée consiste en deux couches limites laminares d'épaisseurs  $\delta_1 = 0,57h$  et  $\delta_2 = 0,50h$  dont les profils correspondent à une solution de Blasius approchée à l'aide d'un polynôme d'ordre 6. Le rapport  $\lambda = \frac{U_1 - U_2}{U_1 + U_2}$  entre la demi-différence des vitesses externes de ces deux couches limites et la vitesse médiane  $U_m = (U_1 + U_2)/2$  est  $\lambda = 0,2$ . Ces paramètres géométriques ont été choisis pour correspondre aux expériences menées par [6–8], les

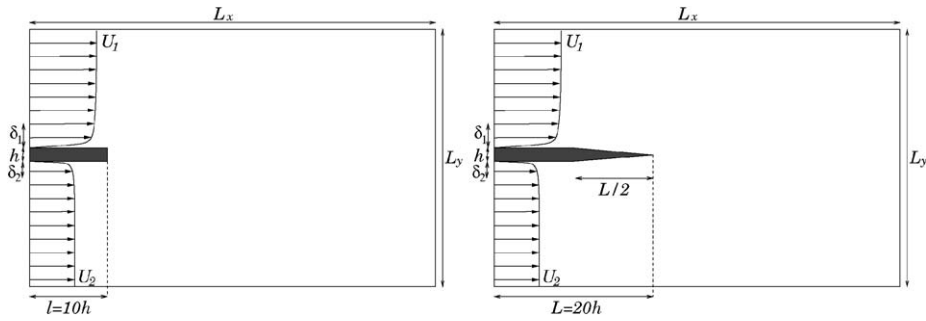


Fig. 1. Configuration de l'écoulement et domaine de calcul. Gauche : plaque à bord épais. Droite : plaque à bord mince.

Fig. 1. Flow configuration and computational domain. Left: plate with blunt edge. Right: plate with bevelled edge.

deux différences principales entre les présents résultats numériques et leurs homologues expérimentaux concernant le nombre de Reynolds  $Re = (U_1 - U_2)h/\nu$  considéré (400 ici contre 14 400 dans les expériences) et l'état des couches limites (laminaires ici mais turbulentes dans les expériences). Deux types de géométrie de plaque sont étudiés en considérant les cas d'une plaque à bord de fuite mince ou épais (voir la Fig. 1 pour une vue des deux configurations de calcul traitée).

### 3. Résultats

Les calculs présentés ici ont été réalisés en appliquant une excitation amont basée sur un bruit 3D corrélé spatialement et temporellement (spectre à large bande) dont l'amplitude est modulée afin que les vitesses fluctuantes maximales  $|u'|_{\max} \approx 10\%U_m$  se situent à une distance de la plaque correspondant à une demi-épaisseur de couche limite. Dans les deux cas (bords épais et mince), une couche de mélange se développe spatialement en donnant naissance à une dynamique fortement 3D au sein de laquelle il est possible d'identifier de gros tourbillons orientés selon  $z$  cohabitant avec des structures tourbillonnaires longitudinales (voir la Fig. 2 présentant des visualisations d'ensrophie).

Dans le cas de la plaque avec bord mince, la couche de mélange spatiale obtenue révèle la présence de rouleaux de Kelvin–Helmholtz qui contribuent à former par étirement d'intenses tourbillons longitudinaux en conformité avec les observations expérimentales [10,9] ou les simulations [1,2] basées sur l'imposition en entrée d'un profil de vitesse principal en tangente hyperbolique. Une analyse plus détaillée montre que l'organisation de l'écoulement s'ajuste préférentiellement sur celle observée expérimentalement par [10] ou reproduite numériquement par [1,2] (pour les cas basés sur une excitation 3D), en particulier concernant l'évolution aval des grosses structures qui sont soumises à des appariements hélicoïdaux. Cette organisation 3D diffère de celle décrite par [9] qui reportent expérimentalement la présence de tourbillons longitudinaux étirés par des structures de Kelvin–Helmholtz quasi-2D elles-mêmes soumises à des appariements quasi-2D. Notons que cette dynamique de nature plus 2D a été reproduite numériquement par [1,2] dans des calculs basés sur une excitation initiale/amont à dominante 2D.

L'utilisation d'une plaque séparatrice avec un bord épais conduit à une organisation tourbillonnaire sensiblement différente. En premier lieu, la composante sillage de l'écoulement s'avère nettement plus marquée en étant observable directement à partir du lâcher de tourbillons alternatifs qui s'effectue immédiatement en aval de la plaque. Cependant, en raison de l'asymétrie créée par la différence de vitesses  $U_1 - U_2$ , le développement d'une allée de Karman ne peut être clairement identifié, les structures de vorticité de signe identique/inverse à celle du cisaillement associé à la couche de mélange étant respectivement accentuées/éliminées dès le début de l'évolution aval de l'écoulement. De ce fait, le caractère initialement hybride couche de mélange/sillage de l'écoulement naissant juste en aval de la plaque semble laisser rapidement place à la dominance de la composante couche de mélange qui se traduit par la présence de grosses structures de même signe de vorticité selon  $z$ . Malgré ce comportement, la dynamique obtenue se distingue clairement du cas précédent avec plaque à bord mince. En premier lieu, la formation des tourbillons longitudinaux s'effectue immédiatement en aval de la plaque à bord épais en suivant un espacement selon  $z$  significativement plus réduit que dans le cas du bord de fuite mince. Cette différence de comportement suggère que les mécanismes de tridimensionnalisation sont principalement pilotés par la composante sillage. Une deuxième différence concerne l'absence d'appariements dans le cas du bord de fuite épais jusqu'à une position  $x - l \approx 50h$ . Cette constatation conduit à

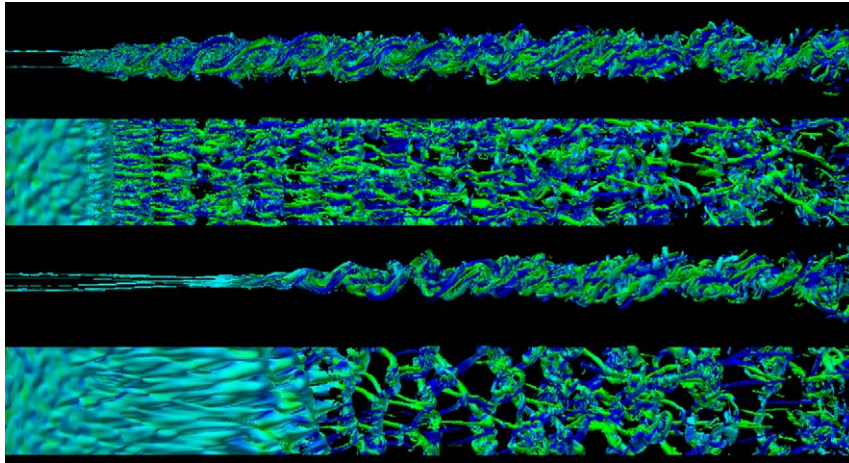


Fig. 2. Isosurfaces d'entrophie pour les cas avec bord épais (haut) ou mince (bas) en vue de coté et de dessus.  
 Fig. 2. Enstrophy isosurfaces for the cases with a blunt (top) or a bevelled (bottom) edge in side and upper views.

considérer que bien qu'elle ne soit pas directement identifiable dans les visualisations, la composante sillage continue d'exercer son effet en stabilisant l'allée tourbillonnaire pourtant composée uniquement de structures co-rotatives.

Pour interpréter les différences de comportements obtenus dans les cas avec une plaque à bords mince ou épais, il est intéressant de considérer le problème en termes de stabilité convective ou absolue [11]. [12] ont montré que pour un profil hybride couche de mélange/sillage de forme générique  $U(y)/U_m = 1 - f \operatorname{sech}^2(y/\delta) + \lambda \tanh(y/\delta)$ , l'écoulement correspondant devenait absolument instable pour  $f > 0,95$  où  $f$  est le paramètre de mesure de l'importance du déficit de vitesse lié à la présence de la composante sillage. A partir des profils moyens  $\langle u \rangle$  obtenus dans les deux simulations présentes par moyenne au cours du temps et dans la direction  $z$ ,<sup>1</sup> nous avons pu vérifier le caractère représentatif de ce profil générique (voir la partie gauche de la Fig. 3) et finalement obtenir une estimation locale de ce paramètre  $f$  à l'aide de la relation  $f(x) = (U_m - \min_y[\langle u \rangle(x, y)]) / U_m$ . Dans les deux cas, une zone absolument instable doit être attendue puisque la condition d'adhérence impose  $f = 1$  à la position longitudinale du bord de fuite, la différence étant que dans le cas du bord de fuite mince, l'extension de la région vérifiant la condition  $f > 0,95$  s'avère nettement plus réduite en occupant la zone  $0 < x - L < 0,27h$  contre  $0 < x - l < 1,35h$  dans le cas de la plaque à bord épais. A partir de ces observations, il semble raisonnable de considérer que le cas à bord épais conduit à une dynamique d'écoulement globalement instable [13] (état auto-excité avec lâcher tourbillonnaire peu réceptif aux perturbations amont) tandis que celui à bord mince produit une couche de mélange conservant une forte sensibilité aux conditions amont en présentant ainsi les caractéristiques d'un écoulement convectivement instable.

L'effet de la composante sillage peut également être analysé à travers la comparaison des statistiques turbulentes, en particulier les taux d'expansion obtenus pour les deux simulations. Les évolutions aval des épaisseurs de vorticité  $\delta_\omega$  sont comparées sur la Fig. 4. Dans le cas à bord mince, le taux d'expansion  $d\delta_\omega/dx \approx 0,27\lambda$  est en excellent accord avec ceux issus des simulations de [2] en restant compris dans l'intervalle expérimental assez large  $[0,15\lambda; 0,27\lambda]$  reporté par ces mêmes auteurs. La qualité de l'accord entre le calcul présent, la simulation de [2] et les expériences de [6–8] peut être étendue aux intensités turbulentes dont les valeurs pics montrent des écarts inférieurs à 11 % (voir le Tableau 1 pour plus de détails). Ce bon accord global suggère à nouveau que l'utilisation d'une plaque séparatrice à bord mince permet de générer une couche de mélange similaire à celles déjà observées expérimentalement et numériquement. Notons néanmoins que les taux d'expansion obtenus numériquement semblent surestimés par rapport à la valeur expérimentale la plus souvent retrouvée dans la littérature, qui fournit plutôt  $d\delta_\omega/dx \approx 0,16\lambda$  (voir [14] pour une revue sur ce sujet) tandis que pour notre expérience de référence, [6–8] obtiennent  $d\delta_\omega/dx \approx 0,185\lambda$ .

<sup>1</sup> Les données statistiques présentées dans cet article ont été obtenues à partir d'opérations de moyenne sur un temps de  $80h/U_m$ . En réalisant des comparaisons sur des intervalles de temps plus réduits, nous avons vérifié que la convergence statistique ainsi obtenue permettait d'obtenir des résultats significatifs.

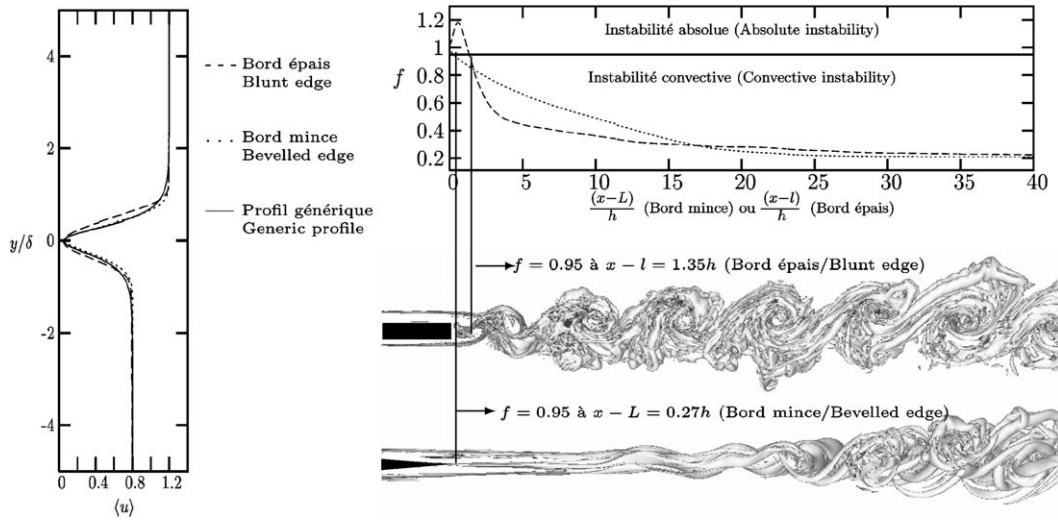


Fig. 3. Gauche : Comparaison des profils de vitesse moyenne avec le profil générique utilisé par [12] lorsque  $f = 0,95$ . Droite : Evolution longitudinale du déficit de vitesse  $f(x) = (U_m - \min_y[\langle u \rangle(x, y)]) / U_m$ .

Fig. 3. Left: Comparison of mean velocity profiles with the generic profile used by [12] when  $f = 0,95$ . Right: Longitudinal evolution of the wake deficit parameter  $f(x) = (U_m - \min_y[\langle u \rangle(x, y)]) / U_m$ .

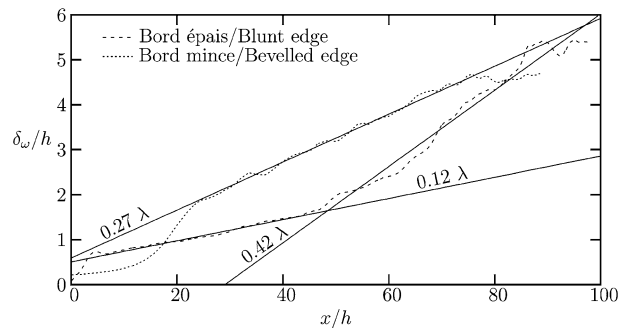


Fig. 4. Evolution longitudinale de l'épaisseur de vorticité.

Fig. 4. Streamwise evolution of the vorticity thickness.

Tableau 1

Comparaison des taux d'expansion et maxima des intensités turbulentes (relevées à  $x - L = 80h$ ) obtenus dans les simulations des grandes échelles (SGE) de [2], les expériences de [6–8] et les SND présentes

Table 1

Comparison of the spreading rates and maximum turbulent intensities (at  $x - L = 80h$ ) obtained in the LES of [2], experiments of [6–8] and present DNS

	SGE/LES WFSF3D [2]	Exp. [6–8]	Bord mince/bevelled edge
$(1/\lambda)d\delta_\omega/dx$	0,27	0,185	0,27
$\sqrt{\langle u'^2 \rangle}_{\max} / \Delta U$	0,212	0,191	0,215
$\sqrt{\langle v'^2 \rangle}_{\max} / \Delta U$	0,180	0,172	0,183
$\sqrt{\langle w'^2 \rangle}_{\max} / \Delta U$	0,189	–	0,174

Dans le cas à bord épais, la sélection du taux d'expansion de la couche de mélange épaisse obtenue semble se diviser en deux régions distinctes. Dans une première partie de l'écoulement, la croissance de la couche de mélange s'avère nettement plus faible que dans le cas à bord mince avec  $d\delta_\omega/dx \approx 0,12\lambda$ . Cette inhibition de l'expansion de la couche de mélange est consistante avec l'absence d'appariements discutée précédemment. Malgré cette première

tendance, à partir de la position  $x - l \approx 50h$ , la couche de mélange change radicalement de loi de croissance en adoptant cette fois un taux d'expansion  $d\delta_\omega/dx \approx 0,42\lambda$  nettement supérieur au cas à bord mince. Les raisons de ce surprenant effet de « rattrapage » restent à éclaircir, le simple examen d'animations graphiques de l'enstrophie suggérant un rôle joué par l'apparition tardive d'appariements entre structures turbulentes cohérentes à très grande échelle. Notons néanmoins que cette deuxième tendance est conforme aux observations expérimentales de [6–8] qui constatent une plus forte expansion du cas avec plaque à bord épais (augmentation de plus de 80 %), la différence étant que dans le cas expérimental, cet effet est présent aussi bien dans la région de formation de la couche de mélange que dans sa région développée nettement plus en aval.

#### 4. Conclusion

Dans ce travail, il est montré comment la forme du bord de fuite de la plaque séparatrice générant une couche de mélange spatiale peut conditionner la nature du déclenchement des instabilités. On obtient une évolution qui correspond (i) soit à une situation globalement instable (cas du bord épais) avec apparition d'un phénomène d'auto-excitation pilotant la génération des structures tridimensionnelles (ii) soit à un écoulement convectivement instable (cas du bord mince) dont la dynamique conserve une forte sensibilité aux conditions amont. Le phénomène d'auto-excitation est un accélérateur remarquable de la transition à la turbulence, mais plus en aval, la persistance de l'effet de sillage se traduit par un mécanisme d'inhibition des appariements qui conduit à réduire le taux d'expansion de la couche de mélange. Cette tendance, clairement identifiable dans la région de formation de la couche de mélange, s'inverse plus en aval par une brusque augmentation de  $d\delta_\omega/dx$ . Seul ce deuxième comportement est conforme aux observations expérimentales de [6–8]. Pour élucider les raisons de ce désaccord partiel en identifiant mieux les mécanismes physiques conditionnant la croissance de la couche de mélange dans chaque cas, il semble nécessaire de reprendre les présents calculs par la technique de la SGE [3] en imposant des couches limites amont turbulentes physiquement réalistes [15] à plus haut nombre de Reynolds conformément aux expériences.

#### Remerciements

Les calculs présents ont été réalisés sur les super calculateurs de l'IDRIS auquel les auteurs expriment leur profonde reconnaissance. Jalel Chergui, Jean-Marie Teuler, Laurent Perret et Joël Delville sont également vivement remerciés pour l'aide qu'ils ont aimablement apportée à ce travail.

#### Références

- [1] P. Comte, M. Lesieur, E. Lamballais, Large- and small-scale stirring of vorticity and a passive scalar in a 3-D temporal mixing layer, *Phys. Fluids A* 4 (12) (1992) 2761–2778.
- [2] P. Comte, J.H. Silvestrini, P. Bégou, Streamwise vortices in large-eddy simulations of mixing layers, *Eur. J. Mech. B/Fluids* 17 (4) (1998) 615–637.
- [3] M. Lesieur, O. Métais, P. Comte, *Large-Eddy Simulation of Turbulence*, Cambridge Univ. Press, 2005.
- [4] S. Laizet, E. Lamballais, Compact schemes for the DNS of incompressible flows: in what context is the quasi-spectral accuracy really useful? in: Proc. IV Escola de Primavera de Transição e Turbulência, Porto Alegre, RS, Brazil, 2004.
- [5] P. Parnaudeau, E. Lamballais, D. Heitz, J.H. Silvestrini, Combination of the immersed boundary method with compact schemes for DNS of flows in complex geometry, in: Proc. DLES-5, Munich, 2003.
- [6] L. Perret, J. Delville, J.-P. Bonnet, Investigation of the large scale structures in the turbulent mixing layer downstream a thick plate, in: Proc. 3rd International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena, Sendai, Japan, 2003.
- [7] L. Perret, Etude du couplage instationnaire calculs-expériences en écoulements turbulents, PhD thesis, Université de Poitiers, 2004.
- [8] C. Braud, D. Heitz, G. Arroyo, L. Perret, J. Delville, J.-P. Bonnet, Low-dimensional analysis, using POD, for two mixing layer-wake interactions, *Int. J. Heat Fluid Flow* 25 (3) (2004) 351–363.
- [9] L.P. Bernal, A. Roshko, Streamwise vortex structure in plane mixing layer, *J. Fluid Mech.* 170 (1989) 499–525.
- [10] F.K. Browand, T.R. Troutt, A note on spanwise structure in the two-dimensional mixing layer, *J. Fluid Mech.* 93 (1980) 325–336.
- [11] P. Huerre, P.A. Monkewitz, Local and global instabilities in spatially developing flows, *Annu. Rev. Fluid Mech.* 22 (1990) 473–537.
- [12] D. Wallace, L.G. Redekopp, Linear instability characteristics of wall-shear layers, *Phys. Fluids* 4 (1) (1992) 189–191.
- [13] J.-M. Chomaz, Global instabilities in spatially developing flows: non-normality and nonlinearity, *Annu. Rev. Fluid Mech.* 37 (2005) 357–392.
- [14] J.-P. Bonnet, R.D. Moser, W. Rodi, Free shear flows, in: Report of the fluid dynamics panel working group 21, editor, A selection of test cases for the validation of large-eddy simulations of turbulent flows, vol. 245, AGARD, 1998, pp. 29–35.
- [15] T.S. Lund, X. Wu, K.D. Squires, Generation of inflow data for spatially-developing boundary layer simulations, *J. Comp. Phys.* 140 (1998) 233.