



**HAL**  
open science

## Simulation numérique du décollement et recollement turbulent autour d'une plaque plane épaisse

Christian Tenaud, Yann Fraigneau, Virginie Daru

► **To cite this version:**

Christian Tenaud, Yann Fraigneau, Virginie Daru. Simulation numérique du décollement et recollement turbulent autour d'une plaque plane épaisse. CFM 2011 - 20ème Congrès Français de Mécanique, Aug 2011, Besançon, France. hal-03421201

**HAL Id: hal-03421201**

**<https://hal.science/hal-03421201>**

Submitted on 9 Nov 2021

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# Simulation numérique du décollement et recollement turbulent autour d'une plaque plane épaisse.

C. Tenaud<sup>a</sup>, Y. Fraigneau<sup>a</sup> et V. Daru<sup>a,b</sup>

a. LIMSI, UPR CNRS 3251, Campus Universitaire, Bât 508, B.P. 133, 91403 ORSAY Cedex

b. DynFluid, Arts et Métiers - ParisTech, 151 Bd de l'Hôpital, 75015 PARIS

## Résumé :

*Nous présentons les résultats de simulation numérique par Simulation des Grandes Echelles (LES) de l'écoulement turbulent autour d'une plaque plane épaisse pour étudier les mécanismes d'interaction entre les structures énergétiques et la génération du champ de pression instationnaire. Les résultats statistiques se comparent très favorablement aux résultats expérimentaux. Les présents résultats LES retrouvent les fréquences caractéristiques de "shedding", de "flapping" et des modes de Kelvin-Helmholtz qui ont été mesurées expérimentalement. Ces modes caractéristiques du décollement se retrouvent également sur la signature en pression, y compris relativement loin de la zone de décollement.*

## Abstract :

*This study deals with the numerical predictions through Large-Eddy Simulation (LES) of the separated-reattached turbulent flow over a blunt flat plate for analyzing main coherent structure features and their relation to the unsteady pressure field. Compared to experiments, LES results very well predict mean and fluctuating pressure and velocity fields. Flapping, shedding as well as Kelvin-Helmholtz characteristic frequencies deduced by present simulations are in very good agreement with experimental values generally admitted. These characteristic modes are also visible on unsteady pressure signals, even rather far away from the separation.*

**Mots clefs :** : LES ; schéma de haute précision ; couche limite turbulente décollée

## 1 Introduction

Cette étude s'intéresse à la simulation numérique de l'écoulement turbulent généré au voisinage du bord d'attaque franc d'une plaque plane épaisse. Cette configuration académique est représentative des écoulements fortement décollés qui se produisent autour de véhicules terrestres. Elle constitue un modèle simplifié pour étudier la dynamique spatio-temporelle et les caractéristiques principales d'un décollement massif suivi d'un recollement de la couche limite turbulente. La connaissance des mécanismes de production du champ acoustique autour d'une automobile, d'un train ou d'un avion est essentielle si on veut réduire les nuisances sonores, que ce soit dans le champ lointain comme à l'intérieur de l'habitacle où généralement les fréquences du bruit transmis se situent sur celles de la parole. L'un des enjeux est alors de savoir prédire avec précision la dynamique tourbillonnaire ainsi que le couplage avec le champ de pression fluctuante [10]. Dans cette optique, et afin de prendre en compte les mécanismes de couplage, une approche compressible a été suivie ici en prenant soin d'utiliser un schéma numérique précis et performant pour pouvoir décrire de tels phénomènes.

L'écoulement autour d'une plaque plane épaisse a été étudiée expérimentalement par de nombreux auteurs qui ont mis en évidence la structuration de l'écoulement aussi bien dans le décollement que plus en aval dans la relaxation vers une couche limite turbulente d'équilibre. En regard, il existe peu de simulations numériques conduites sur ce type de géométrie [17, 20, 13]. Elles ont toutes été menées dans le domaine des écoulements incompressibles. Dans ce travail, pour avoir accès au champ

de pression instationnaire couplé avec la dynamique de l'écoulement, nous considérons les équations de Naviers-Stokes compressibles dans une approche de Simulation des Grandes Echelles (*LES*). Notre objectif est ici de fournir des solutions *LES* de référence, en complément des expériences menées à l'Institut Pprime de Poitiers. Cette base de données numériques servira pour développer des méthodes d'analyse des phénomènes de couplage entre les structures tourbillonnaires et la génération de pression fluctuante au sein de l'écoulement, travaux menés dans le cadre de l'ANR DIB. Dans ce papier, nous validons les résultats numériques en les comparant aux mesures expérimentales obtenues à l'Institut Pprime [16] et aux résultats numériques et expérimentaux de la littérature [4, 12, 17, 20, 13].

## 2 Configuration géométrique et méthodes numériques

Nous considérons une plaque plane adiabatique, d'épaisseur  $H = 3$  mm avec un bord d'attaque franc, disposée parallèlement à un écoulement uniforme de vitesse  $U_\infty = 40$  m.s<sup>-1</sup> et de température  $T_\infty = 300$  K à l'infini amont. Ces quantités sont prises comme valeurs de référence. La plaque est positionnée horizontalement au milieu du domaine de calcul qui s'étend sur  $L_x = 35H$  dans la direction principale de l'écoulement ( $x$ ),  $L_z = 17H$  dans la direction normale à la plaque ( $z$ ) pour limiter les effets de blocage, et  $L_y = 5H$  dans la direction transverse ( $y$ ). La face d'entrée du domaine est positionnée à  $10H$  en amont du bord d'attaque pour ne pas influencer sur les conditions d'entrée. Ces dimensions, requises pour limiter l'influence des conditions aux limites, sont très similaires à celles utilisées dans différentes études numériques précédentes [13, 20]. Pour, de plus, atténuer l'influence des frontières sur le développement de l'écoulement, des conditions de non-réflexion, basées sur les caractéristiques [15], ont été imposées sur les frontières amont d'entrée, aval de sortie, haute et basse du domaine. Dans la direction transverse ( $y$ ), nous prescrivons une condition de périodicité pour étudier la dynamique intrinsèque de l'écoulement sans l'utilisation de plaque de garde comme ce fut souvent le cas dans les expériences [4, 11]. Sur la frontière amont du domaine, un écoulement uniforme est imposé ( $\rho_\infty$ ,  $U_\infty$  et  $T_\infty$ ) correspondant à un nombre de Mach  $Ma = 0.115$  et un nombre de Reynolds  $Re_H = 7500$ . Signalons que, pour qu'une telle simulation *LES* de référence soit possible dans des temps de restitution acceptables, le nombre de Reynolds des simulations présentées est quatre à dix fois inférieur à ceux de la littérature [3, 4, 11, 12] et 10 fois inférieur aux expériences menées à l'Institut Pprime. Le maillage est constitué de  $(N_x \times N_y \times N_z) = (268 \times 121 \times 225)$  points. Il est raffiné dans la direction normale à la paroi ( $z$ ) pour assurer que le premier point au dessus de la plaque soit à une distance de moins d'une unité de paroi ( $\delta z^+|_{paroi} \leq 1$ ). Dans la direction principale de l'écoulement, le raffinement est effectué au bord d'attaque et dans la zone de recollement ( $\delta x^+ \simeq 24+$ ). Les points de maillage sont uniformément répartis dans la direction transverse ( $\delta z^+ = 16.6$  unités de paroi).

Les simulations sont obtenues par résolution des équations de Navier-Stokes compressibles en coordonnées cartésiennes, complétées par une loi d'état de gaz parfait. Nous considérons ici que le rapport des chaleurs spécifiques est constant ( $\gamma = 1,4$ , pour l'air) ainsi que le nombre de Prandtl ( $\mathcal{Pr} = 0.73$ , pour l'air). Bien que le schéma utilisé pour la discrétisation des termes non-linéaires soit volontairement d'ordre élevé, il n'en demeure pas moins qu'une interaction dissipative/diffusive avec le modèle de sous-maille est inévitable dans le cadre de la *LES*. Pour s'affranchir de l'influence de la modélisation de sous-maille sur les résultats *LES*, plusieurs simulations ont été effectuées en utilisant deux modèles de sous-maille : le modèle d'échelles mixtes [18, 8] et le modèle dynamique de vorticit e [9, 14]. Les équations sont résolues par une approche "volumes-finis" grâce à un schéma de haute précision couplé espace-temps (OS7) pour les flux convectifs et un schéma centré du second ordre pour les flux visqueux [5, 6]. La résolution multidimensionnelle est obtenue par un splitting directionnel de Strang. Les simulations ont été effectuées sur une architecture parallèle/vectorielle (NEC - SX8). La résolution des équations étant assurée par un algorithme explicite, elle est basée sur une technique de décomposition de domaine en utilisant une implémentation MPI, ce qui permet de réduire les temps de restitution. Le domaine de simulation est partagé en 8 sous-domaines, chacun utilisant  $135 \times 61 \times 113$  points de maillage. Le support du schéma de discrétisation OS7 s'étendant sur 9 points, un recouvrement de 5 points entre chaque sous-domaine est utilisé dans chaque direction. Par conséquent, 5 plans sont échangés par direction à la frontière entre deux sous-domaines consécutifs.

Pour comparer aux expériences, les quantités moyennes (notées  $\langle \bullet \rangle$ ) sont calculées par intégration

en temps et dans la direction transverse (homogène) :  $\langle \bullet \rangle = \frac{1}{L_y \tau} \int_{L_y} \int_{\tau} \bullet dt dy$ , où  $\tau$  est la période d'intégration. Ces valeurs moyennes sont calculées une fois atteint un état statistiquement convergé que nous supposons obtenu après un temps  $t_0 \simeq 110$ . Les traitements statistiques sont alors effectués sur une période  $\tau = 340$ , correspondant à environ 70 temps de retournement de la séparation.

### 3 Validation des simulations

Un décollement, initialement laminaire se produit dont l'origine est fixée par le bord franc de la plaque. Une transition vers la turbulence intervient alors dans la couche de mélange bordant le décollement aux environs de  $X/H = 0.75$  (en accord avec [4]). La longueur moyenne de rattachement constitue la première caractéristique du décollement. Le modèle d'échelles mixtes prédit une longueur de recollement  $L_R = 3.68 H$ . Le modèle dynamique de vorticité a tendance à raccourcir la longueur de décollement  $L_R = 3.38 H$ . Ces pr dictiones sous-estiment la longueur moyenne généralement admise  $L_R = 5 H$  [4], pour les écoulements à haut nombre de Reynolds, qui est effectivement retrouvée dans les expériences de Pprime [16]. Néanmoins, les présentes valeurs sont consistantes avec des résultats de précédentes *LES* [19]   un nombre de Reynolds modéré ( $Re_H = 3450$ ), qui prédisent des valeurs plus faibles que celles de l'expérience. Il faut cependant mentionner que la longueur de recollement est une quantité très sensible aux paramètres de l'écoulement puisque Cherry *et al.* [4] montrent que  $L_R \in [4, 5.5]$  pour des grands nombres de Reynolds, dépendant en particulier de la valeur du coefficient de blocage de la veine, de la dimension transverse et du taux de turbulence externe. Bien que la valeur ici prédite soit proche de la borne inférieure, un effet de la diminution du nombre de Reynolds n'est pas à exclure dans nos résultats, pouvant expliquer la sous-estimation de  $L_R$ . En dépit de cette sous-estimation par rapport aux expériences à plus grand nombre de Reynolds, les résultats *LES* sur la vitesse et la pression peuvent néanmoins être comparés aux résultats (numériques et expérimentaux)   différents nombres de Reynolds, en rendant sans dimension les coordonnées par  $L_R$ .

Les profils de vitesses moyennes prédites sont en très bon accord avec l'expérience bien que le nombre de Reynolds soit dix fois plus faible, montrant ainsi la qualité de la simulation. Les profils provenant des simulations avec le modèle d'échelles mixtes sont en bien meilleur accord avec les données expérimentales que ceux prédits par le modèle dynamique de vorticité qui sous-estime le gradient vertical de  $\langle U \rangle$  et prédit une couche limite plus épaisse. Ceci semble provenir d'un comportement diff rent dans la zone de séparation qui impacterait la distribution de l'énergie turbulente. Ce qui se traduit par un caractère légèrement plus diffusif du modèle dynamique de vorticité . Ce point pourra être approfondi dans une étude ultérieure. La comparaison des profils des tensions de Reynolds entre les résultats *LES* et les expériences [16] est présentée sur les figures (1). Nous constatons que la couche de mélange est relativement bien prédite par les *LES* et contrairement à la présentation de Tafti & Vanka [17], il n'est pas nécessaire de redéfinir la coordonnée verticale pour faire correspondre le centre de la couche de mélange. Le modèle d'échelles mixtes fournit des résultats très en accord avec l'expérience, particulièrement sur la composante verticale, même si le pic sur la composante longitudinale à la première station est légèrement sous-estimé (Fig. 1). Plus en aval, les résultats *LES* obtenus avec les deux modèles restent assez similaires, avec cependant une couche de mélange et une couche limite sensiblement plus épaisses dans le cas du modèle dynamique de vorticité. Les intensités maximales des valeurs *rms* et du frottement turbulent sont atteintes au voisinage de  $x/L_R = 0.6 - 0.8$ , ce qui est quelque peu trop en amont puisque expérimentalement ces intensités maximales interviennent proche du recollement ( $x/L_R = 0.8 - 1$ ). Les intensités de turbulence décroissent plus en aval pour retrouver des valeurs plus en adéquation avec une couche limite turbulente classique, bien que nous sachions que juste en aval du recollement, elle est loin d'être à l'état d'équilibre énergétique. Il faut signaler que les considérations sur la position et l'intensité des maxima de turbulence sont tout à fait en adéquation avec la distribution du coefficient de pression instationnaire. L'accord numérique/expérience pour des nombres de Reynolds différents suggère une faible influence de ce paramètre sur les résultats statistiques lorsqu'ils sont présentés dans un référentiel rendu sans dimension par  $L_R$ .

La couche de mélange qui borde le décollement jouant un rôle important dans la dynamique de la séparation et du recollement, il est important que la simulation prédise avec précision son développement. Pour caractériser cette couche de mélange nous avons calculé son épaisseur de vorticité  $\delta_\omega(x) = \langle$

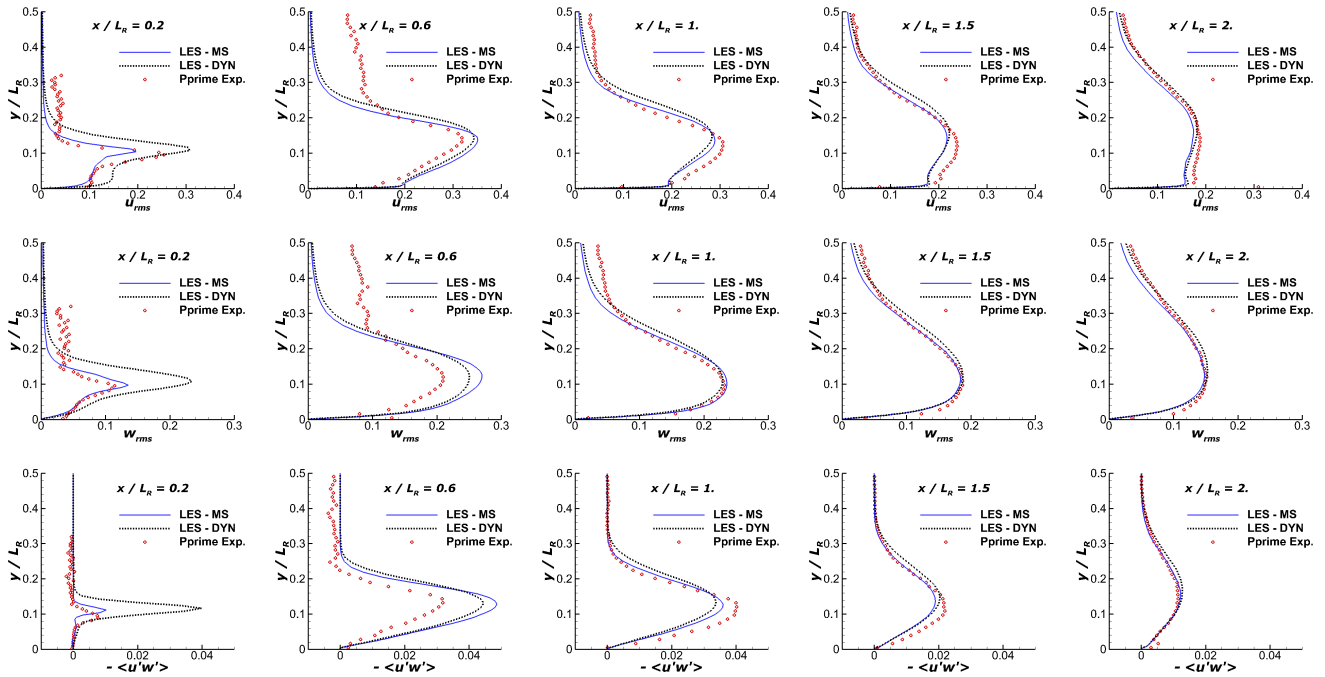


FIGURE 1 – Profils normaux à la plaque des composantes diagonales du tenseur de Reynolds  $\langle u'^2 \rangle^{1/2} / U_\infty$  (en haut),  $\langle w'^2 \rangle^{1/2} / U_\infty$  (au milieu) et du frottement turbulent  $-\langle u'w' \rangle / U_\infty^2$  (en bas) : modèle d'échelles mixtes (—), modèle dynamique de vorticité (- - -), comparés aux mesures expérimentale de l'Institut Pprime (●).

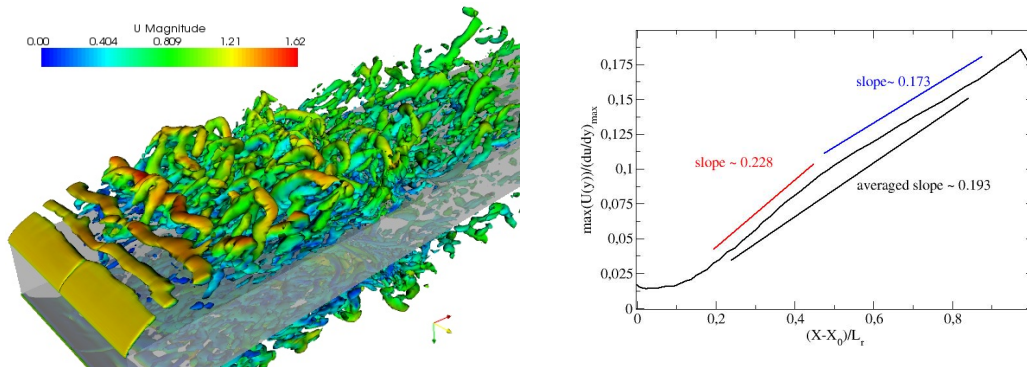


FIGURE 2 – A gauche, instantané du critère  $Q = 3$ , colorié par la norme du vecteur vitesse, sur lequel on distingue les structures de couche de mélange. A droite, distribution longitudinale de l'épaisseur de vorticité de la couche de mélange bordant le décollement.

$U >_{\max_z} - \langle U \rangle_{\min_z} / \max_z(\partial \langle U \rangle / \partial z)$ . Son évolution longitudinale présentée sur la figure (2), montre une croissance linéaire suivant la direction de l'écoulement principal, ce qui est le comportement attendu [2, 4]. Une fois la couche de mélange pleinement établie ( $x/L_R \geq 0,5$ ), la variation  $\langle d\delta_\omega/dx \rangle$  présente un très bon accord avec la valeur généralement admise *i.e.*  $\langle d\delta_\omega/dx \rangle = 0.17$  [4]. Nous pouvons souligner que ces valeurs sont tout à fait consistantes avec l'intervalle  $\langle d\delta_\omega/dx \rangle \in [0,145, 0,22]$  classiquement établi pour une couche de mélange sans contre courant [2].

#### 4 Analyses spectrales.

Les phénomènes de décollement laminaire et recollement turbulent sont caractérisés par deux modes relatifs au "shedding", lequel résulte de lâchers tourbillonnaires issus des mouvements à grande échelle

de la couche de mélange, et au “flapping” qui se caractérise par un mouvement de “respiration” du bulbe lié, pense-t-on, à une dynamique de l’ensemble du décollement. Ces deux modes sont associés à des fréquences caractéristiques autour d’un nombre de Strouhal de  $fL_R/U_\infty = 0,6 - 0,8$  pour le “shedding” et à plus basse fréquence pour le “flapping”  $fL_R/U_\infty \simeq 0,12$  [4, 12]. Les spectres d’énergie de la fluctuation de la composante longitudinale de vitesse sont donnés sur la figure (3) pour des sondes placées, dans la couche de mélange proche du bord d’attaque ( $x = 0,3 ; z = 0,158$ ), au dessus du décollement ( $x = 0,61 ; z = 0,61$ ) et au dessus de la couche limite turbulente recollée ( $x = 1,52 ; z = 0,61$ ). Le premier groupe de fréquences signe le phénomène à basse fréquence de “flapping” et ses modulations avec un nombre Strouhal fondamental  $fL_R/U_\infty \simeq 0,12$  (Fig. 3-gauche). Le deuxième groupe à plus haute fréquence correspond au phénomène de “shedding” et à ses modulations avec un nombre de Strouhal caractéristique centré autour de  $fL_R/U_\infty = 0,6$ , en accord avec la littérature. Une troisième fréquence émerge (Fig. 3-centre) centrée autour de  $fL_R/U_0 = 3,4$  qui correspond à la fréquence caractéristique de Kelvin-Helmholtz de la couche de mélange, car le nombre de Strouhal basé sur l’épaisseur de vorticité (  $\delta_\omega$  ) et la vitesse de convection ( $U_c = (\langle U \rangle_{\max_z} + \langle U \rangle_{\min_z})/2$ ) de la couche de mélange, est en parfait accord avec la valeur généralement admise  $St_\omega = f\delta_\omega/U_c = 0,33$  [1, 7]. Au delà de cette fréquence, une zone inertielle avec sa pente caractéristique en  $-5/3$ , est prédite sur un peu moins d’une décade avant que la diffusion intrinsèque de l’ensemble des ingrédients numériques fasse son oeuvre, montrant ainsi la qualité de l’approximation numérique. Cette étude s’inscrivant dans une optique de meilleure connaissance des phénomènes aéroacoustiques, les spectres de pression fluctuante sont également fournis pour deux des sondes (Fig. 3-droite). Comme on pouvait s’y attendre, la pression fluctuante est très couplée à la vitesse puisque les trois phénomènes énoncés ci-dessus sont également visibles sur ces spectres. Il est cependant à noter que le mode de Kelvin-Helmholtz est assez dominant sur la pression, ce qui confirme des résultats préliminaires en acoustique qui ont été menés à l’Institut Pprime, montrant que c’est majoritairement le mode 2D transverse qui domine l’acoustique.

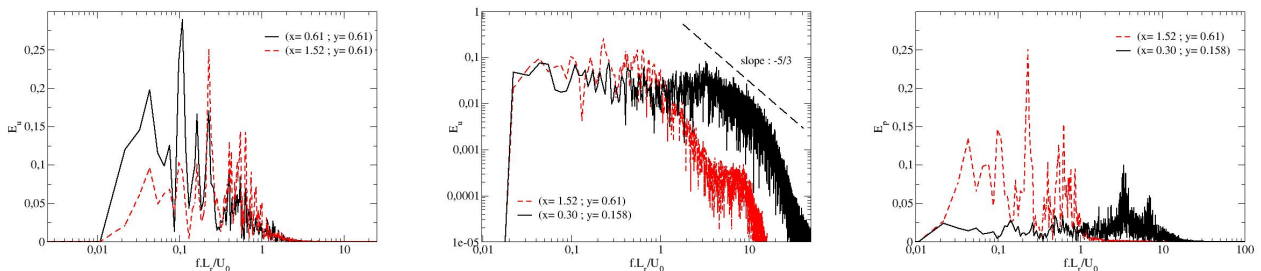


FIGURE 3 – Densités spectrales des fluctuations, en différents points, de la vitesse longitudinale (représentation Log-linéaire, à gauche et Log-Log, au centre) et de la pression fluctuante (  droite).

## 5 Conclusions

L’ensemble des résultats *LES* sur les valeurs moyennes et turbulentes se compare très favorablement avec les résultats *DNS* de Tafti & Vanka [17] et *LES* de Yang & Voke [20]. Les conclusions similaires à celles tirées par ces auteurs, sur les légères différences avec les expériences, sont à attribuer à un effet de bas nombre de Reynolds des simulations et, peut-être également, à un effet de blocage solide trop important. De ce fait, nous étudions actuellement l’effet du nombre de Reynolds dans cette configuration. La connaissance de la dynamique de cet écoulement doit être approfondie pour mieux appréhender les interactions aéroacoustiques ; c’est dans ce sens que s’orientent actuellement nos études.

**Remerciements :** Les auteurs remercient sincèrement les expérimentateurs de l’Institut Pprime de Poitiers d’avoir mis à notre disposition les mesures expérimentales détaillées et pour leur participation aux nombreuses et fructueuses discussions autour des résultats. Cette étude est partiellement financée

par l'A.N.R. dans le projet DIB (ANR-07-BLAN-0177). Ces travaux ont bénéficié d'un accès aux moyens de calcul de l'IDRIS au travers de l'allocation de ressources 2011-i2011020324 attribuée par GENCI (Grand Equipement National de Calcul Intensif).

## Références

- [1] L. P. Bernal and A. Roshko. Streamwise vortex structure in plane mixing layers. 170 :499–525, 1986.
- [2] G. L. Brown and A. Roshko. On density effects and large structure in turbulent mixing layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 64 :775–816, 1974. part 4.
- [3] I. P. Castro and E. Epik. Boundary layer development after a separated region. *Journal of Fluid Mechanics*, 374 :91–116, 1998.
- [4] N.J. Cherry, R. Hillier, and M. E. M.P. Latour. Unsteady measurements in a separated and reattaching flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 11 :13–46, 1984.
- [5] V. Daru and C. Tenaud. High order one-step monotonicity preserving schemes for unsteady flow calculations. *Journal of Computational Physics*, 193 :563–594, 2004.
- [6] V. Daru and C. Tenaud. Numerical simulation of the viscous shock tube problem by using a high resolution monotonicity-preserving scheme. *Computers & Fluids*, 38 :664–676, 2009.
- [7] J. Delville. Characterization of the organization in shear layers via the proper orthogonal decomposition. *Applied Scientific Research*, 53 :263–281, 1994.
- [8] L. Doris, C. Tenaud, and L. Ta Phuoc. Les of spatially developing 3d compressible mixing layer. *C.R. Acad. Sci. Paris*, t. 328, Série II b :567–573, 2000.
- [9] M. Germano, U. Piomelli, P. Moin, and W. H. Cabot. A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics*, 3 :1760–1765, 1991.
- [10] C. Hoarau, J. Borée, and Y. Laumonier, J. abd Gervais. Analysis of the wall pressure trace downstream of a separated region using extended proper orthogonal decomposition. *Physics of Fluids*, 18(055107), 2006.
- [11] M. Kiya and K. Sasaki. Structure of a turbulent separation bubble. *Journal of Fluid Mechanics*, 137 :83–113, 1983.
- [12] M. Kiya and K. Sasaki. Structure of large scale vortices and unsteady reverse flow in the reattaching zone of a turbulent separation bubble. *Journal of Fluid Mechanics*, 154 :463–491, 1985.
- [13] E. Lamballais, J. Silvestrini, and S. Laizet. Direct numerical simulation of flow separation behind a rounded leading edge : Study of curvature effects. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 31 :295–306, 2010.
- [14] M. N. Mansour, J. H. Ferziger, and W. C. Reynolds. Large eddy simulation of a turbulent mixing layer. Report TF 11, 1978.
- [15] T. J. Poinsot and S. K. Lele. Boundary conditions for direct simulations of compressible viscous flows. *Journal of Computational Physics*, 101 :104–129, 1992.
- [16] C. Sicot, J. Bauré, L.-E. Brizzi, and Y. Gervais. Private communication. Technical report, 2010.
- [17] D. K. Tafti and S. P. Vanka. A three-dimensional numerical study of flow separation and reattachment on a blunt plate. *Physics of Fluids*, A 3(12) :2887–2909, 1991.
- [18] C. Tenaud and L. Ta Phuoc. LES of unsteady compressible separated flow around NACA 0012 airfoil. In P. Kutler, J. Flores, and J.J. Chattot, editors, *Lecture Notes in Physics*, volume 490, pages 424–429. 15th International Conference on Numerical Methods in Fluid Dynamics, Monterey, CA, June 1996, 1997.
- [19] Z. Yang and P. R. Voke. Large-eddy simulation of separated leading-edge flow in general coordinates. *Int. J. Meth. Engng.*, 49 :681–696, 2000.
- [20] Z. Yang and P. R. Voke. Large-eddy simulation of boundary-layer separation and transition at a change of surface curvature. *Journal of Fluid Mechanics*, 439 :305–333, 2001.