



HAL
open science

Simulation aéroacoustique d'un écoulement transsonique dans un élargissement brusque

Thomas Emmert, Christophe Bailly, Philippe Lafon

► **To cite this version:**

Thomas Emmert, Christophe Bailly, Philippe Lafon. Simulation aéroacoustique d'un écoulement transsonique dans un élargissement brusque. CFM 2007 - 18ème Congrès Français de Mécanique, Aug 2007, Grenoble, France. hal-03324076

HAL Id: hal-03324076

<https://hal.science/hal-03324076>

Submitted on 23 Aug 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 aéroacoustique d'un écoulement transsonique dans un élargissement brusque

Thomas Emmert, Philippe Lafon

Laboratoire de Mécanique des Structures Industrielles Durables, UMR EDF/CNRS 2832
1, avenue du Général de Gaulle, 92141 Clamart Cedex
philippe.lafon@edf.fr

Christophe Bailly

Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique, UMR CNRS 5509
Ecole Centrale de Lyon, 69134 Ecully

Résumé :

Deux simulations d'un écoulement transsonique au travers d'un élargissement brusque dans un conduit rectangulaire sont présentées. La résolution des équations de Navier-Stokes compressibles est basée sur des schémas aux différences finies d'ordre élevé et des filtres sélectifs appropriés. Le solveur utilise un filtre de type capture de choc pour assurer la stabilité. Le solveur emploie des maillages recouvrants, ce qui permet de raffiner arbitrairement les maillages. Deux taux de pression sont choisis. Pour un taux de pression très bas, l'écoulement est entièrement supersonique et stationnaire. Pour un taux de pression élevé, l'écoulement devient partiellement subsonique. Des oscillations des chocs apparaissent et un couplage aéroacoustique s'établit. Les résultats sont comparés avec des données expérimentales issues de la littérature.

Abstract :

Two simulations of a transonic flow in a planar duct with a sudden enlargement of cross-section are presented. The compressible Navier-Stokes equations are solved using high-order finite-differences schemes with appropriate selective filtering and a non-linear choc-capturing filter. The code is parallelized and is able to treat overlapping grids making it easy to refine grids arbitrarily. First, a low pressure ratio is taken, resulting in a supersonic flow in the whole duct. Second, the simulation is done imposing a higher pressure ratio which makes the flow partially subsonic. Aeroacoustic coupling occurs between the motion of the shocks and the duct modes. The numerical results are compared with experimental data found in the literature.

Mots-clefs :

Écoulement transsonique ; Oscillations de choc ; Aéroacoustique numérique confiné

1 Introduction

Dans les écoulements confinés transsoniques, il apparaît souvent des couplages aéroacoustiques forts entre les oscillations de chocs et les modes acoustiques des conduits. De telles interactions conduisent à de puissantes fluctuations dans les écoulements qui peuvent engendrer des sollicitations nuisibles sur les structures. De nombreux exemples de telles interactions sont donnés dans l'article de synthèse de Meier *et al.* [1].

Un écoulement transsonique à travers un élargissement brusque est une configuration fréquemment rencontrée dans les réseaux de tuyauteries des centrales de production d'électricité. C'est par exemple le cas des écoulements au travers d'organes de régulation comme les soupapes. Ce type d'écoulement a été étudié expérimentalement par Meier *et al.* [2]. Les auteurs ont étudié un conduit rectangulaire présenté sur la Figure 1 pour différentes valeurs de la pression aval p_e tout en maintenant constante la pression du réservoir amont p_a . Pour des taux de

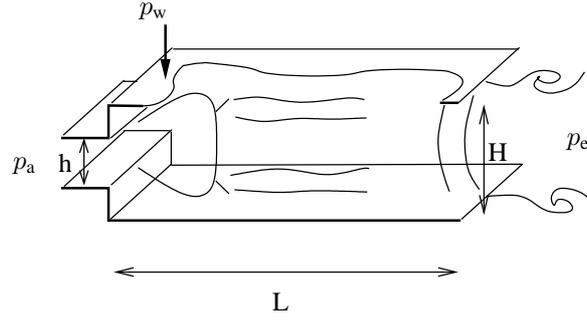


FIG. 1 – Géométrie étudiée pour $\tau = 0.16$: $L = 0.240$ m, $L/H = 7.23$ and $h/H = 0.3$; pour $\tau = 0.348$: $L = 0.160$ m, $L/H = 4.82$ and $h/H = 0.3$

pression $\tau = p_e/p_a$ très faibles, l'écoulement dans le conduit est entièrement supersonique. Un système d'ondes de chocs obliques stationnaires s'établit quand les ondes de détente sont réfléchies par les parois du conduit. Si la pression à l'aval est augmentée, un décollement de l'écoulement apparaît et la structure de chocs n'est plus stable. En augmentant encore la pression à l'aval, la structure de chocs obliques disparaît complètement et la détente supersonique se termine par un unique choc droit. Dans ce cas, un couplage fort entre les oscillations du choc droit et les modes acoustiques longitudinaux du conduit apparaît.

Devos et Lafon [3] ont étudié numériquement la même configuration en utilisant un schéma de discrétisation volumes finis TVD d'ordre deux pour résoudre les équations d'Euler 2-D. Les principales caractéristiques de l'écoulement étaient bien retrouvées mais le couplage des oscillations de chocs avec les modes résonants du conduit n'étaient pas recherchés.

Dans ce travail, l'algorithme numérique est d'abord présenté. Puis la simulation du cas supersonique à $\tau = 0.15$ est présentée. Les résultats sont comparés avec des données expérimentales extraites par Meier *et al.* [2]. Ensuite des résultats préliminaires d'un écoulement à grand taux de pression $\tau = 0.348$ sont présentés.

2 Equations résolues et algorithme numérique

Par rapport à la référence [4], ce sont ici les équations de Navier-Stokes 3-D qui sont résolues, écrites sous forme conservative après l'application d'une transformation générale de coordonnées $(x, y, z) \rightarrow (\xi, \eta, \zeta)$:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\mathbf{Q}}{J} \right) + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial \xi} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial \eta} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial \zeta} = 0.$$

Dans le système précédent, on a $\mathbf{Q} = (\rho, \rho u, \rho v, \rho w, \rho e)^T$ où la quantité ρ représente la densité, p la pression. L'énergie totale e_t est donnée par $e_t = p/[(\gamma - 1)\rho] + (u^2 + v^2 + w^2)/2$ et J est le jacobien de la transformation. Les vecteurs flux \mathbf{E} , \mathbf{F} , \mathbf{G} contiennent à la fois les termes visqueux et non-visqueux. Les expressions exactes de ces flux ainsi que les formulations retenues pour les métriques de la transformation de maillage peuvent être trouvées dans les références [5, 6]. La viscosité est déterminée par la loi de Sutherland :

$$\nu(T) = \nu_0 \sqrt{\frac{T}{T_0} \frac{1 + \frac{C}{T_0}}{1 + \frac{C}{T}}}$$

où $T_0 = 273\text{K}$ est la température ambiante. Les caractéristiques du fluide (air) sont $\nu_0 = \nu(T_0) = 1.5 \times 10^{-5} \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ and $C = 110\text{K}$.

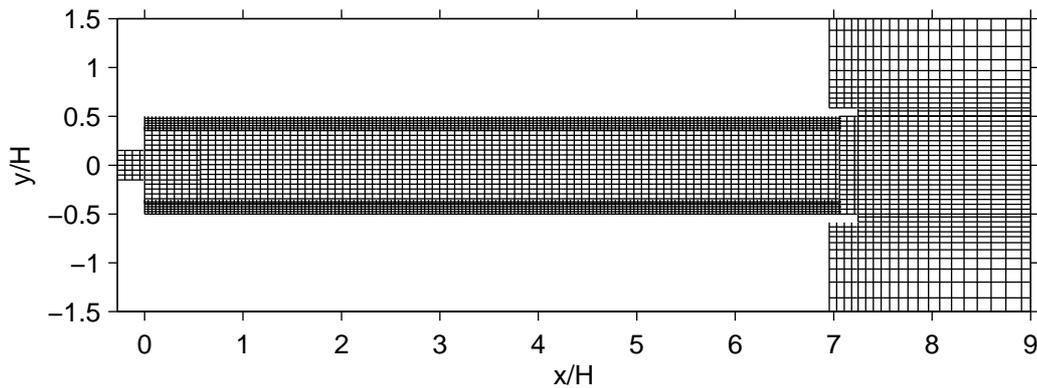


FIG. 2 – Maillage composé de trois parties : la buse, le conduit de détente et le réservoir aval (partiellement représenté) ; Le conduit de détente est discrétisé par un maillage de fond et deux maillages recouvrants deux fois plus fin à la paroi inférieure et supérieure.

Pour les points intérieurs du domaine de calcul, les dérivées des flux et des vitesses pour les termes visqueux sont discrétisées par un schéma aux différences finies centré sur 11 points proposé par Bogey *et al.* [7]. Ce schéma a été optimisé dans l'espace des nombres d'onde et sa capacité de résolution est étendue jusqu'à seulement 4 points par longueur d'onde. Un filtre explicite passe-bas sur 11 points, développé également dans [7], élimine les oscillations haute fréquence non résolues par le schéma numérique. De plus, en dissipant les structures mal résolues, le filtre sélectif joue le rôle d'un modèle de sous-maille. Plus de détails sur cette procédure sont donnés par Bogey *et al.* [8]. Dans le but de préserver la précision près des parois, les schémas aux différences finies décentrés sur 11 points développés par Berland *et al.* [9] sont utilisés. Mais, pour assurer la stabilité, ce sont des filtres centrés d'ordre plus faible qui sont appliqués près des parois.

Pour améliorer la capture des chocs forts, une dissipation artificielle est introduite grâce à l'utilisation du modèle de dissipation artificielle de Kim et Lee [10]. Ce filtre d'ordre deux dégénère à l'ordre un dans les zones de gradients forts. Afin d'obtenir une solution numérique de haute qualité, le filtre non linéaire peut n'être appliqué que localement au niveau des chocs. La position du choc est détectée par la courbure de la pression en utilisant le détecteur de Jameson [11]. Plus de détails sur cette procédure de détection sont donnés dans la référence [10].

Les deux filtres linéaires et non-linéaires sont appliqués une fois à chaque pas de temps dans chaque direction. Cette procédure est suffisante pour assurer la stabilité et pour maintenir le coût de calcul du filtre non linéaire aussi faible que possible. Un schéma de Runge Kutta à l'ordre 4 et à stockage réduit constitue l'algorithme en temps. La bibliothèque MPI (Message Passing Interface) est utilisée pour la parallélisation. Le solveur est également interfacé avec OVERTURE [12], une bibliothèque qui permet de créer facilement des géométries avec des maillages recouvrants. Ce solveur, SAFARI (Simulation Aérocoustique des Fluides Avec Résonance et Interaction) est présenté dans la communication [13].

3 Paramètres de la simulation

Le maillage est composé de trois parties : la buse, le conduit de détente et le réservoir. Le maillage de la buse et du conduit de détente est cartésien et uniforme comme représenté sur la Figure 2. Pour le cas-test supersonique, des maillages recouvrants deux fois plus fins ont été ajoutés aux parois inférieure et supérieure du conduit pour bien mailler la couche limite et bien capter les interactions entre les chocs obliques et les couches limites. La communication est

	N_x	N_y	N_z	Δx_{min}^+	Δy_{min}^+	Δz_{min}^+	N_{procs}
Buse	29	49	11	$3 \Delta y^+$	$2 \Delta y^+$	$3 \Delta y^+$	1
Conduit de détente	744	127	11	$3 \Delta y^+$	$2 \Delta y^+$	$3 \Delta y^+$	15
Maillage recouvrant	1439	47	11	$1.5 \Delta y^+$	Δy^+	$3 \Delta y^+$	2×8
réservoir	180	398	11	$3 \Delta y^+$	$2 \Delta y^+$	$3 \Delta y^+$	12

TAB. 1 – Paramètres importants des maillages : les longueurs ont été adimensionnalisées par $\Delta y^+ = 8$, mesuré à la paroi inférieure du conduit de détente ; le nombre total de processeurs utilisés pour cette configuration est $N_{proc,tot} = 44$ et le nombre total de points est 3.5×10^6 points.

réalisée par des polynômes de Lagrange d'ordre 6. Le maillage du réservoir est raffiné près des bords avec un taux d'étirement de 3%. Les paramètres importants sont résumés dans le Tableau 1 ainsi que le nombre de processeurs sur lesquels chaque maillage est calculé.

Toutes les parois du conduit de détente sont visqueuses et adiabatiques. Les parois de la buse sont considérées non visqueuses car la couche limite est supposée être très fine. Les conditions limites en sortie du réservoir aval sont non réfléchissantes telles que proposées par Bogey et Bailly [14]. Enfin le côté à l'aval du réservoir est muni d'une zone éponge.

La pression et la température de l'air dans le réservoir amont sont données respectivement par les expériences comme $p_a = 101325$ Pa et $T_a = 293$ K. Pour obtenir un écoulement sonique dans la buse il faut imposer à l'entrée les valeurs suivantes :

$$M_{in} = u_{in}/c_{in} = 1.01, \quad v_{in} = 0, \quad p_{in} = 0.5221 p_a, \quad T_{in} = 0.8306 T_a.$$

Le taux de pression est fixé à $\tau = 0.15$ puis à $\tau = 0.348$, ce qui implique d'imposer dans le réservoir en aval une pression de $p_e = 17225$ Pa puis de $p_e = 35261$ Pa.

4 Résultats pour $\tau = 0.15$

Les iso-contours de la densité moyenne obtenus par interférométrie et calculés pour la première partie du conduit sont présentés respectivement sur les Figures 3 (a) et (b). Qualitativement l'expérience et le calcul se comparent très bien. Dans les deux cas on observe le jet qui sort de la buse, se détend dans le conduit en s'élargissant et interagit avec les parois inférieure et extérieure ; se forme alors un système de chocs obliques tout le long du conduit. Dans le calcul, le jet s'élargit moins et donc rencontre la paroi plus en aval. En conséquence, les chocs sont plus obliques et les cellules de chocs plus longues. La pression mesurée et calculée aux parois inférieure et extérieure, représentées sur la Figure 3 (c), indique que la pression dans les coins du conduit (à $x=0$) est surestimée par le calcul de 25 %. Cela explique l'élargissement réduit du jet. Après avoir passé un extremum de pression au premier rattachement du jet, l'écoulement subit une décompression jusqu'à la première réflexion du choc (à $x/H = 2.75$) qui est accompagnée par une recompression à l'endroit où le choc se réfléchit sur la couche limite.

5 Résultats pour $\tau = 0.348$

Quand le taux de pression augmente et que l'écoulement dans le conduit n'est plus entièrement supersonique, un décollement par rapport à une des parois est observé. On constate alors que la pression dans les coins n'est plus stable (*base pressure oscillations* dans la référence [2]). Cette évolution est symptomatique d'un couplage aéroacoustique avec les phénomènes fluides et acoustiques de la région subsonique située en aval. On observe alors des oscillations globales des chocs présents après la détente du jet.

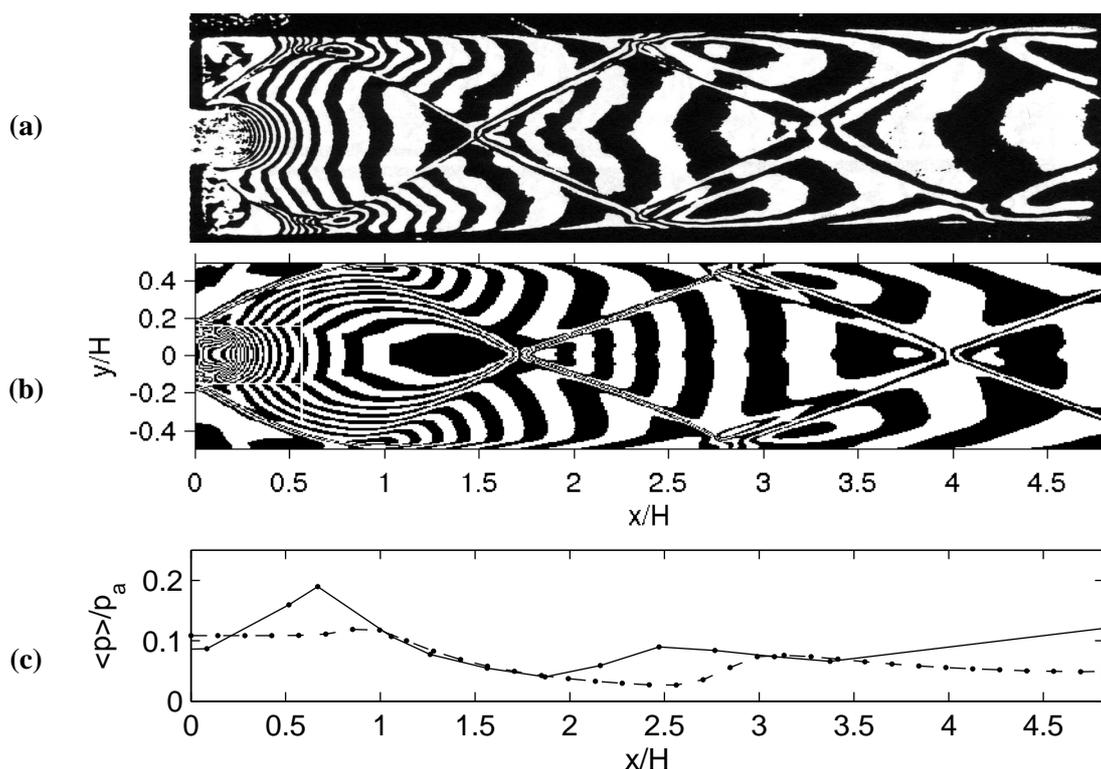


FIG. 3 – (a) Iso-contours de la densité moyenne obtenus par Mach-Zehnder interférométrie [2]; (b) iso-contours de la densité moyenne calculée; (c) pression moyenne mesurée et calculée dans la première partie du conduit ($0 \leq x \leq 2/3L$).

Dans les résultats présentés ici, le jet est entièrement décollé de la paroi inférieure comme l'indique la Figure 4 qui visualise la densité moyenne dans le conduit. Dans la référence [2], cette configuration d'écoulement entièrement décollé est obtenue pour un taux de pression plus faible. Ce décalage est probablement dû à la condition à la limite en aval qui représente encore imparfaitement un réservoir au repos. La Figure 5 (a), qui visualise le signal de pression enregistré dans le coin inférieur, confirme que la pression n'est plus stable contrairement au cas entièrement supersonique et que des oscillations caractéristiques peuvent être repérées. Dans la référence [2], les oscillations de la configuration d'écoulement captée ici sont qualifiées *asymmetric base pressure oscillations*. Dans le signal temporel, une oscillation autour de 800 Hz est repérable. Le spectre correspondant, présenté sur la Figure 5 (b) ne permet pas de la faire apparaître de manière claire car la définition spectrale est trop grossière, la durée du calcul étant encore trop courte. Selon la référence [2], les fréquences caractéristiques qui apparaissent dans le spectre devraient être les 2 premiers modes en quart d'onde du conduit autour de 350 et 1050 Hz. La fréquence de 800 Hz précédemment évoquée ne correspond pas à ces valeurs. Cet écart comme le problème du décalage de la configuration d'écoulement par rapport au taux de pression doit être attribué à la condition au limite en aval qui n'assure pas une condition de réflexion correcte pour les ondes acoustique se propageant dans le conduit.

6 Conclusions

Deux simulations d'écoulement transsonique pour deux taux de pression différents présentent des écarts notables avec les données expérimentales. Notamment pour le taux de pression élevé, les oscillations qui sont captées ne correspondent pas au bon couplage aéroacous-

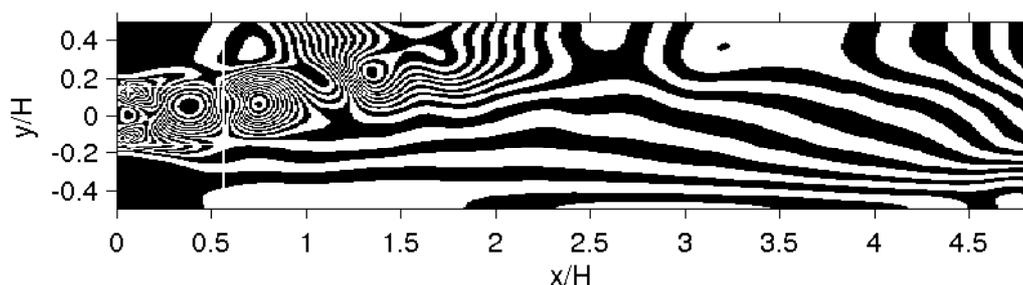
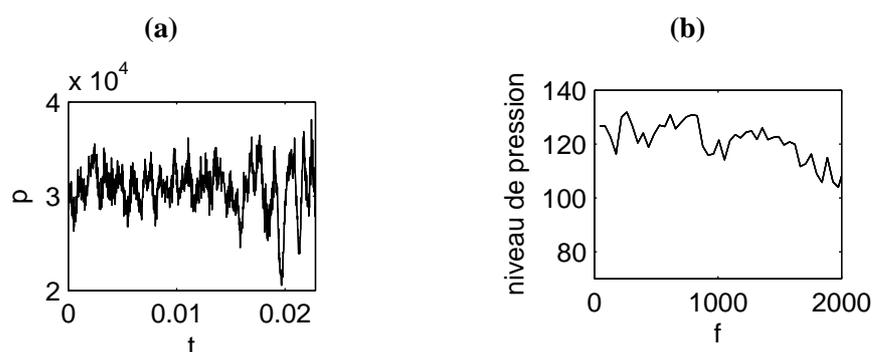


FIG. 4 – Iso-contours de la densité moyenne obtenus par la présente simulation.

FIG. 5 – (a) Signal de pression en [Pa] enregistré au coin inférieur (à $x = 0.$) ; (b) Niveau de pression en [dB] du signal de (a)

tique entre les oscillations des chocs et les modes acoustique du tuyau. Ce problème est attribué à la trop petite taille du réservoir en aval. Il s'agira d'augmenter cette taille pour s'assurer qu'il n'y a plus d'influence sur le calcul et pour savoir si les bons couplages sont captés. Malgré ces différences, l'algorithme numérique reproduit les caractéristiques principales de ce type d'écoulement complexe et délicat à capturer pour des schémas de différences finies d'ordre élevé.

Références

- [1] MEIER G.E.A., SZUMOWSKI A.P. and SELEROWICZ W.C. *Self-excited oscillations in internal transonic flows*. Progress in Aerospace Sciences, **2** (1990), 145-200.
- [2] MEIER G.E.A., GRABITZ G., JUNGOWSKI W.M., WITCZAK K.J and ANDERSON J.S. *Oscillations of the supersonic flow downstream of an abrupt increase in duct cross-section*. Mitteilung aus dem Max-Planck-Institut fuer Stroemungsforschung und der Aerodynamischen Versuchsanstalt, **65** (1978), 1-172.
- [3] LAFON P., DEVOS J. P. *Numerical prediction of instabilities in transonic internal flows using an Euler TVD code*. AIAA Paper, (1993) 1993-72.
- [4] EMMERT T., LAFON P. and BAILLY C. *Numerical study of aeroacoustical oscillations in transonic flow downstream a sudden duct enlargement*. AIAA Paper, 2006-2590.
- [5] VISBAL M.R., GAITONDE D.V. *On the use of higher-order finite-difference schemes on curvilinear and deforming meshes*. Journal of Computational Physics, **181** (2002), 155-185.
- [6] MARSDEN O., BOGEY C. and BAILLY C. *High-order curvilinear simulations of flows around non-cartesian bodies*. Journal of Computational Acoustics, **13**(4) (2005), 732-748.
- [7] BOGEY C., BAILLY C. and JUVÉ D. *A family of low dispersive and low dissipative schemes for Large Eddy simulations and for sound propagation*. Journal of Computational Physics, **194** (2004), 194-214.
- [8] BOGEY C., BAILLY C. *Large Eddy Simulations of transitional round jets : influence of the Reynolds number on flow development and energy dissipation*. Physics of Fluids, **18** (2006), 1-14.
- [9] BERLAND J., BOGEY C. and BAILLY C. *Optimized explicit schemes : matching and boundary schemes and 4th- order Runge-Kutta algorithm*. AIAA Paper, 2004-2814.
- [10] KIM J.W., LEE D.J. *Adaptive non-linear artificial dissipation model for Computational Aeroacoustics*. AIAA Journal, **39** (2001), 810-818.
- [11] JAMESON A., SCHMIDT W. and TURKEL E. *Numerical simulation of the Euler equations by finite volume methods using Runge-Kutta time stepping schemes*. AIAA Paper, (1981) 81-1259.
- [12] CHESSIRRE G. and HENSHAW W. D. *Composite overlapping meshes for the solution of partial differential equations*. Journal of Computational Physics, **90** (1990), 1-64.
- [13] EMMERT T., LAFON P., CROUZET F. and BAILLY C. *Simulation multi-domaines et calcul parallèle pour l'aéroacoustique en écoulement confiné*. 18^{ème} Congrès Français de la Mécanique, 2007.
- [14] BOGEY C., BAILLY C. *Three-dimensional non-reflective boundary conditions for acoustic simulation : far field formulation and validation test cases*. Acta Acustica United With Acustica, **88** (2002), 463-471.