Simulation directe d'un jet turbulent contrôlé par micro-jets

Rémi Gautier, Éric Lamballais, Sylvain Laizet

▶ **To cite this version:**

Rémi Gautier, Éric Lamballais, Sylvain Laizet. Simulation directe d'un jet turbulent contrôlé par micro-jets. CFM 2011 - 20ème Congrès Français de Mécanique, Aug 2011, Besançon, France. hal-03421398

HAL Id: hal-03421398
https://hal.science/hal-03421398

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 directe d'un jet turbulent contrôlé par microjets

Rémi GAUTIER[a], Eric LAMBALLAIS[a], Sylvain LAIZET[b]

a. *Institute PPRIME - Department of Fluid Flow, Heat Transfer and Combustion*
Université de Poitiers, CNRS, ENSMA - Téléport 2 - Bd. Marie et Pierre Curie B.P. 30179
86962 Futuroscope Chasseneuil Cedex, France
b. *Department of Aeronautics - Imperial College London*
South Kensington Campus, London SW7 2AZ, UK

Résumé :

Pour autoriser le calcul haute performance d'écoulements turbulents en présence d'une géométrie très complexe, une nouvelle méthode de frontières immergées est présentée. La technique proposée, fondamentalement unidimensionnelle, peut être mise en oeuvre facilement dans un code de calcul massivement parallèle. Elle comprend une procédure de régularisation de façon à réduire les oscillations numériques parasites au voisinage de la frontière tout en assurant une précision du second ordre. Deux calculs préliminaires d'un jet contrôlé et non contrôlé sont présentés pour démontrer le potentiel de la méthode.

Abstract :

In order to allow the high performance computing of turbulent flows in the presence of complex geometry, a new immersed boundary method is proposed. The technique is essentially one-dimensional so that it can be easily implemented in a massively parallel code. It involves a regularization procedure for reducing spurious numerical oscillations in the near-body region while ensuring second-order accuracy. Two first preliminary 3D calculations of controlled and non-controlled jets are presented to demonstrate the potential of the method.

Mots clefs : simulation numérique directe ; méthode de frontière immergée ; contrôle fluidique

1 Introduction

Cette étude est une contribution par simulation numérique à la mise au point du contrôle d'un jet par chevrons fluidiques baptisés « fluidevrons ». Une illustration pratique de ce dispositif est donnée sur la figure 1. Le principe de fonctionnement de ce type d'actionneur est très voisin de celui des chevrons, l'objectif pratique étant la réduction du bruit des réacteurs d'avion. L'avantage principal des « fluidevrons » réside dans la possibilité continuelle de leur activation/désactivation qui offre une grande souplesse d'utilisation. Dans les applications aéronautiques envisagées, il s'agirait de suspendre le contrôle en dehors des phases de décollage/atterrissage, le régime du réacteur pouvant ainsi conserver son caractère optimal durant le vol de croisière en haute altitude non concerné par les restrictions de pollution sonore.

Des expériences visant à identifier les paramètres conditionnant l'efficacité des fluidevrons ont été menées à l'Institut PPRIME. Des effets significatifs ont été constatés avec notamment une réduction sonore à basse fréquence pour certaines géométries et certains débits de soufflage [5, 6]. Pour mieux identifier les mécanismes physiques à l'origine de ces modifications aéroacoustiques, des simulations numériques directes de la dynamique tourbillonnaire obtenue avec ou sans contrôle seraient très

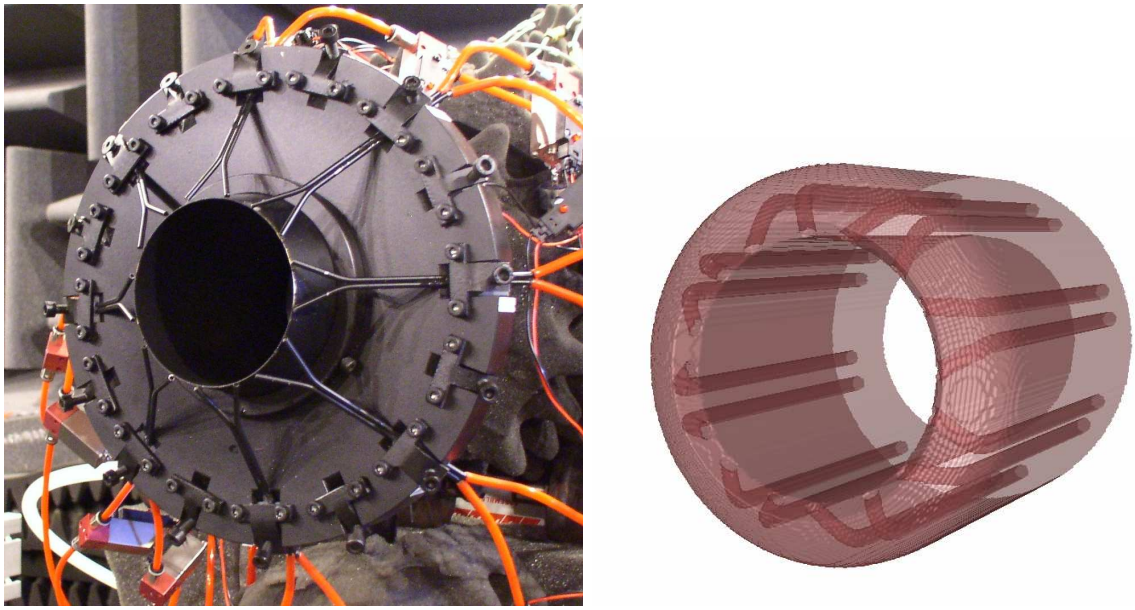

FIG. 1 – Gauche : dispositif expérimental de fluidevrons [6]. Droite : vue de la géométrie modélisée par frontières immergées.

bénéfiques. Pour réaliser cet objectif, il est nécessaire de s'appuyer sur un code de calcul alliant précision numérique, haute performance et capacité de traitement d'une géométrie très complexe. Dans ce travail, nous proposons une méthodologie basée sur le code de calcul massivement parallèle « Incompact3d » dont les méthodes numériques sont de précision quasi-spectrale [2] et qui s'appuie sur une approche par frontières immergées pour modéliser la présence de surfaces solides.

Même si une méthode frontière immergée standard permet de définir assez librement la géométrie solide à modéliser, des précautions restent nécessaires pour maintenir un niveau de précision numérique satisfaisant. Dans le cas du code « Incompact3d », pour que la précision des schémas reste un avantage, il est nécessaire de veiller au maintien d'une certaine régularité de la solution au voisinage de l'interface solide/fluide. Les solutions utilisées précédemment pour satisfaire cet objectif ont abouti à un certain succès dans les écoulements traités mais ne sont pas compatibles avec le degré de complexité de la présente géométrie où une buse creusée de plusieurs canaux doit être décrite. De plus, la technique de parallélisation du code « Incompact3d » finalement retenue [3] impose des contraintes incompatibles avec la condition de régularité initialement mise au point [7]. L'enjeu de cette étude est de concilier les différents impératifs pour autoriser l'accès à une géométrie très complexe puis de réaliser les premières simulations numériques directes d'un jet contrôlé par 8 fluidevrons soit 16 microjets issus de la lèvre de la buse du jet principal.

2 Méthode de forçage par direction alternée

Le code de calcul « Incompact3d » résoud les équations de Navier-Stokes incompressibles dans un domaine de calcul $L_x \times L_y \times L_z$ sur un maillage cartésien de $n_x \times n_y \times n_z$ points de discrétisation. La différentiation spatiale est assurée par des schémas aux différences finies de haute précision (ordre 6) en formulation compacte. La grille de pression est décalée par rapport à la grille des vitesses afin d'éviter les oscillations propres aux approches collocalisées [2]. Pour contrôler les erreurs d'aliasing, une hyperdissipation d'ordre 6 est également appliquée par l'intermédiaire du terme visqueux [4].

Une évolution importante d'« Incompact3d » a été réalisée récemment à travers son adaptation à une architecture de supercalculateur massivement parallèle. Un principe de décomposition 2D a été utilisé en maintenant la nature implicite des schémas spatiaux (liée à leur formulation compacte) tout en autorisant une excellente scalabilité maintenue au delà de 250 000 coeurs de calculs [3].

La décomposition 2D mise en place consiste en un découpage du domaine de calcul en « crayons » orientés dans une direction. Ce découpage se fait de façon alternée en regroupant les opérations de dérivation spatiale dans la direction non-segmentée. Une telle stratégie est complètement transparente sur le plan de la méthode numérique qui conserve ainsi toutes ses qualités de précision. L'inconvénient est qu'elle réclame un volume de communication assez conséquent (via la librairie MPI) à travers les nombreuses transpositions requises pour dériver dans chaque direction de l'espace. Pour un découpage donné, il est important d'éviter les échanges d'information entre sous-domaines pour ne pas réduire les performances du code.

Les conditions de régularités proposées par [7] pour assurer une bonne précision de méthode de frontière immergée viennent se heurter à cet impératif d'absence de communications entre sous-domaines. Pour contourner cette difficulté, nous proposons ici une nouvelle approche où le forçage réalisé maintient la régularité de la solution définie de façon 1D dans la direction de la dérivation spatiale réalisée. A travers cette notion, le forçage direct pratiqué diffère selon la composante de la vitesse et la direction spatiale, celui-ci étant calibré pour assurer la condition d'adhérence à la paroi dans tous les cas. L'avantage réside dans l'absence de toute référence aux noeuds de calcul voisins dans les directions perpendiculaires à celle de dérivation pour appliquer le forçage régularisé. La nature 1D de la procédure revient à associer à chaque opération un forçage spécifique qui alterne selon la direction spatiale. Le nom de la présente méthode de « forçage par direction alternée » fait référence à cette propriété. Un point important est que le forçage n'est défini que dans l'équation de la quantité de mouvement, le traitement de la pression s'effectuant de façon classique dans le cadre d'une méthode de projection pour laquelle la zone solide est masquée (voir [7] pour plus de détails).

En pratique, la régularisation consiste en la reconstruction 1D d'un prolongement de la solution au sein de la zone solide. Dans ce travail, nous avons choisi de nous appuyer sur des polynômes de Lagrange, mais d'autres types de prolongement peuvent facilement être mis en oeuvre dans la mesure où l'approche est fondamentalement 1D. Pour un obstacle intégralement immergé (fluide de part et d'autre de la zone solide), l'usage de polynômes de Lagrange permet également de raccorder automatiquement les prolongements de la solution. La méthode en devient très flexible en autorisant tout type de géométrie définie de façon 1D dans chaque direction sans que soit nécessaire la définition toujours délicate de normale ou de distance par rapport à la paroi solide.

3 Illustration et validation de la méthode

Pour valider notre nouveau type de forçage, nous considérons le cas d'un écoulement amont de vitesse U passant autour d'un cylindre de diamètre D. Le nombre de Reynolds $Re = UD/\nu = 40$ (où ν est la viscosité cinématique du fluide) permet de considérer l'écoulement à l'état stationnaire avec la présence de zones décollées recirculantes dans le sillage du cylindre.

Pour illustrer le principe du prolongement/raccordement obtenu à l'aide des polynômes de Lagrange, quelques profils de vitesse obtenus au voisinage du cylindre sont tracés sur la figure 2 aussi bien dans la partie fluide que solide. La nature 1D du prolongement/raccordement relié à une composante de vitesse dans une direction aboutit à 4 types de représentation en 2D. La régularisation de la solution ainsi obtenue à travers l'interface solide/fluide permet l'usage des schémas compacts de haute précision sans traitement particulier à l'interface. La prolongement artificiel de la solution au sein de l'obstacle permet de réduire les parasites numériques dus à une perte de régularité de la solution entre les zones fluide et solide. A l'inverse, le choix d'un forçage imposant simplement une vitesse nulle dans l'obstacle s'accommode mal de schémas de haute précision dans la mesure où la dérivée première devient discontinue, avec à la clé des oscillations numériques au voisinage de la paroi solide modélisée.

Pour obtenir des courbes de convergence de ce cas très largement référencé dans la littérature, nous avons disposé de données de référence obtenues à partir d'une simulation directe basée sur des méthodes purement spectrale et un maillage cylindrique [1]. Ces données sont interpolées spectralement en chaque position considérée pour estimer l'écart entre la solution de référence (de précision spectrale) et celle calculée à l'aide du code de calcul « Incompact3d » combinée à notre méthode de forçage par direction alternée modélisant la présence du cylindre. Les calculs sont réalisés dans un même

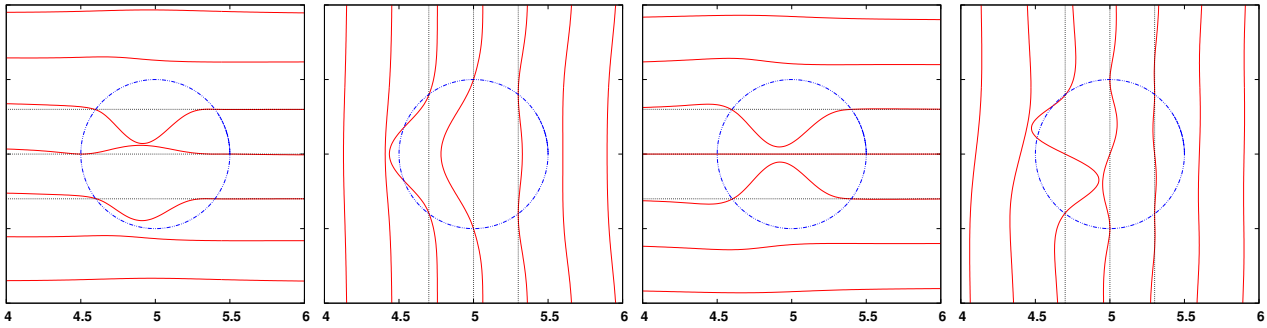

FIG. 2 – De la gauche vers la droite : profils $u(x, y_c)$, $u(x_c, y)$, $v(x, y_c)$, $v(x_c, y)$ où (u, v) sont les composantes de vitesse sur les directions longitudinale/verticale (x, y). (x_c, y_c) sont des positions fixes pour chaque profil.

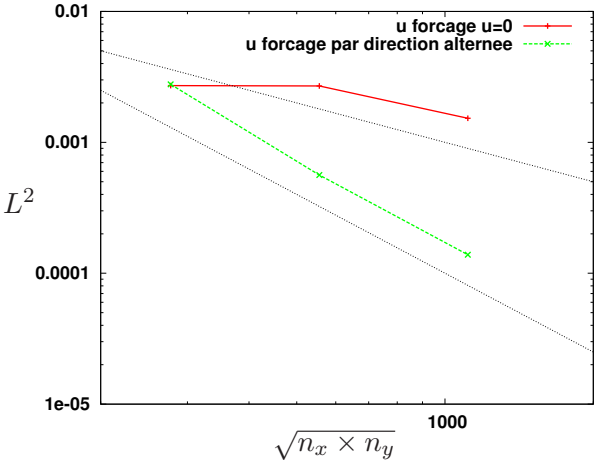

FIG. 3 – Convergence de la norme L^2 de la vitesse en fonction de $\sqrt{n_x \times n_y}$.

domaine de calcul $L_x \times L_y = 20D \times 12D$ avec une résolution de référence de $n_x \times n_y = 361 \times 217$. Deux autres résolutions sont considérées par raffinement successif d'un facteur 2. Les conditions aux limites sur les quatre bords du domaine de calcul sont données par la solution de référence imposée comme une condition de Dirichlet sur les vitesses. Pour avoir une estimation quantitative du bénéfice de la méthode, la figure 3 présente la convergence de la vitesse vers la solution de référence spectrale mesurée en norme L^2. Pour des résolutions supérieures à celle de référence, on observe une convergence à l'ordre 2 pour notre méthode de forçage par direction alternée contre une convergence inférieure à l'ordre 1 dans le cas d'un forçage visant simplement à imposer une vitesse nulle au sein de l'obstacle. Une convergence supérieure à l'ordre 2 pourrait être attendue compte tenu de l'ordre de précision des schémas numériques (précis à l'ordre 6), mais l'absence de traitement particulier pour la pression limite formellement à 2 la convergence effective. Notons que cette limitation en terme de comportement asymptotique n'est pas de nature à annuler le bénéfice de l'usage de schémas de haute précision dans des problèmes instationnaires 3D traités à résolution marginale. En effet, même si la précision de la méthode est dégradée au voisinage de la frontière immergée, la qualité de la dynamique tourbillonaire reste sensible à la précision des schémas. Cette sensibilité a été observée par [8] en servant de base à la production de données de référence pour l'écoulement autour d'un cylindre à Re=3900 [7].

4 Application à la simulation d'une configuration en fluidevrons

La configuration en fluidevrons est constituée d'un jet principal contrôlé par 8 paires de microjets azimutalement disposés autour de la buse conformément au dispositif expérimental [5, 6] (voir également

figure 1). Les 3 paramètres principaux de la géométrie des microjets sont leur angle de convergence vers l'axe du jet principal ($P = 60^{\circ}$), leur angle de convergence deux à deux ($C = 40^{\circ}$) et le rapport entre le diamètre du jet principal et celui d'un microjet ($D/d = 15$).

Pour discrétiser le domaine de calcul $L_x \times L_y \times L_z = 12D \times 8D \times 8D$ en conservant une résolution minimale pour la description des microjets, plus d'un milliard de points de grille sont nécessaires avec $n_x \times n_y \times n_z = 1025 \times 1025 \times 1025$. Cette résolution permet de considérer un nombre de Reynolds $Re = U_c D/\nu = 5300$ où U_c est la vitesse au centre du jet principal à la sortie de la buse. Les calculs ont été réalisés sur la Blue Gene P de l'IDRIS dans la classe la plus massivement parallèle, soit 4096 coeurs de calculs. Le jet principal est excité à l'entrée de la buse par une turbulence synthétique de faible amplitude ($u' \simeq 1\%U_c$) avec un profil moyen de la forme $U(r) = [1 - (2r/D)^{16}]U_c$ avec $r = \sqrt{y^2 + z^2}$. Ce profil a été choisi pour correspondre à son homologue expérimental qui n'est pas un écoulement de Poiseuille développé. A l'inverse, les microjets sont supposés correspondre dès l'entrée du domaine de calcul à un écoulement de Poiseuille laminaire avec $u(r) = [1-(2r/d)^2]u_c$ où u_c est la vitesse d'injection des microjets et $r = \sqrt{(y-y_0)^2 + (z-z_0)^2}$, (y_0, z_0) étant les coordonnées latérales repérant le centre d'un microjet à l'entrée du domaine de calcul. Un léger écoulement d'entraînement de vitesse $4\%U_c$ est imposé tout autour de la buse pour éviter les problèmes numériques liés au traitement d'un volume de fluide en stagnation.

Deux calculs sont présentés en considérant un cas avec ($u_c = 1.3U_c$) et sans ($u_c = 0$) contrôle. En raison du faible niveau des perturbations au sein du jet principal, l'instabilité primaire observée en aval de la buse dans le jet non-contrôlé conduit à la formation d'anneaux tourbillonnaires à dominante cylindrique (voir figure 4). La présence des jets de contrôle donne naissance dès la sortie de la buse à la formation de structures 3D qui viennent déformer fortement cette structuration cylindrique. L'introduction d'une vorticité longitudinale dans la couche cisaillée du jet principal, clairement observable pour chaque fluidevron, modifie fondamentalement le déclenchement des instabilités primaires. Dans le cas contrôlé, aucun anneau tourbillonnaire n'est identifiable, la transition à la turbulence s'effectuant à travers des mécanismes directement 3D. L'absence d'identification d'une forte structuration à grande échelle via le présent critère Q pourrait être de nature à expliquer la réduction des émissions sonores à basses fréquences observées expérimentalement (voir [5] où l'atténuation des émissions sonores a été observée en deçà d'un nombre de Strouhal $St < 4$), mais une prédiction acoustique via une analogie reste nécessaire pour renforcer la validité de cette hypothèse. De plus, une poursuite du calcul sur une durée nettement supérieure est indispensable pour quantifier les modifications apportées par les fluidevrons sur le plan des statistiques turbulentes. Enfin, le rôle joué par le niveau de turbulence dans le jet principal sur les effets du contrôle mériterait d'être mieux cerné en augmentant les perturbations au sein de l'écoulement dans la buse.

5 Conclusion

Ce travail vise à démontrer la faisabilité d'une simulation numérique directe du contrôle d'un jet à l'aide de microjets en prenant en compte une géométrie réaliste constituée de la buse principale creusée de petits injecteurs. Dans ce but, une nouvelle méthode de frontières immergées a été développée en prenant en compte les contraintes liées à l'usage d'une machine massivement parallèle et les exigences des schémas numériques en terme de précision et de réduction des parasites numériques. Après une validation démontrant la bonne convergence de la méthode, deux simulations ont pu être réalisées avec et sans jets de contrôle. Même si ces deux calculs ont été réalisés avec succès, de nouvelles simulations doivent être menées pour mieux cerner l'influence du contrôle selon l'état de l'écoulement dans la buse, un état faiblement perturbé étant a priori plus facilement contrôlable qu'un état turbulent développé. Ces nouveaux calculs, ainsi qu'une analyse statistique des états turbulents obtenus avec et sans contrôle par confrontation à des résultats expérimentaux, seront discutés à l'occasion de la présentation orale.

6 Remerciements

Ce travail a bénéficié de ressources de calcul fournies par l'IDRIS (Institut du Développement et des Ressources en Informatique Scientifique) dans le cadre de l'allocation 2010-020912 du GENCI (Grand Equipement National de Calcul Intensif). Les auteurs remercient également Damien Biau pour ses

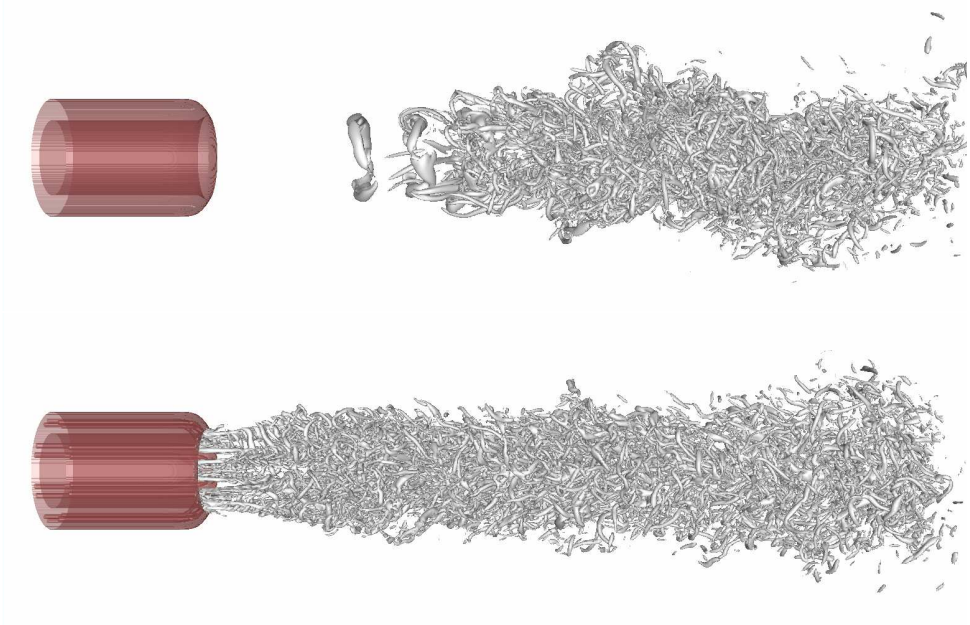

FIG. 4 – Visualisation instantanée du critère Q ($Q = 10{U_c}^2/D^2$). Haut : jet naturel. Bas : jet contrôlé.

données de simulation spectrale de l'écoulement autour d'un cylindre 2D ainsi que Rémy Maury pour avoir fourni une photo du dispositif expérimental.

Références

[1] D. Biau, 2011. Communication personnelle.

[2] S. Laizet and E. Lamballais. High-order compact schemes for incompressible flows : a simple and efficient method with quasi-spectral accuracy. *J. Comp. Phys.*, 228 :5989–6015, 2009.

[3] S. Laizet and N. Li. Incompact3d : a powerful tool to tackle turbulence problems with up to $o(10^5)$ computational cores. *Int. J. Numer. Methods Fluids*, In press, 2011.

[4] E. Lamballais, J. Silvestrini, and S. Laizet. Direct numerical simulation of flow separation behind a rounded leading edge : study of curvature effects. *Int. J. Heat and Fluid Flow*, 31(3) :295–306, 2010.

[5] E. Laurendeau, P. Jordan, J.-P. Bonnet, J. Delville, P. Parnaudeau, and E. Lamballais. Subsonic jet noise reduction by fluidic control : The interaction region and the global effect. *Phys. Fluids*, 20(101519), 2008.

[6] R. Maury, M. Koenig, L. Cattafestay, P. Jordan, J. Delville, J.P. Bonnet, and Y. Gervais. Extremum-seeking optimisation of fluidic jet-noise control. In *Proc. 15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, Miami, Florida, 2009.

[7] P. Parnaudeau, J. Carlier, D. Heitz, and E. Lamballais. Experimental and numerical studies of the flow over a circular cylinder at Reynolds number 3 900. *Phys. Fluids*, 20(085101), 2008.

[8] P. Parnaudeau, E. Lamballais, D. Heitz, and 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.