



HAL
open science

Vers la déstabilisation d'une bulle de recirculation

Olivier Marquet, Denis Sipp, Laurent Jacquin

► **To cite this version:**

Olivier Marquet, Denis Sipp, Laurent Jacquin. Vers la déstabilisation d'une bulle de recirculation. CFM 2007 - 18ème Congrès Français de Mécanique, Aug 2007, Grenoble, France. <hal-03362138>

HAL Id: hal-03362138

<https://hal.science/hal-03362138v1>

Submitted on 1 Oct 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.



HAL Authorization

Vers la déstabilisation globale d'une bulle de recirculation

Olivier Marquet, Denis Sipp & Laurent Jacquin

O.N.E.R.A.

Département d'Aérodynamique Fondamentale et Expérimentale
8 rue des Verturgadins, 92190 Meudon, France
olivier.marquet@onera.fr

Résumé :

Une étude théorique et numérique de la déstabilisation d'une bulle de recirculation dans le régime des faibles nombres de Reynolds est proposée. Elle repose sur une analyse de sensibilité formalisée dans le cadre de la théorie de stabilité linéaire globale et qui permet de mesurer l'effet de variations du champ de base sur le taux d'amplification temporel des modes globaux linéaires. Ces variations du champ de base sont induites par une modification de la vitesse appliquée aux parois. Les modes globaux stables les plus sensibles sont identifiés. La fonction de sensibilité indique que ces modes sont principalement sensibles à des modifications du champ de base survenant dans la région de recollement de la bulle de recirculation. Cette analyse de sensibilité est proposée dans la perspective de déstabiliser une bulle de recirculation par un contrôle appliqué à la paroi sous la forme de soufflage/aspiration continu.

Abstract :

We investigate the ability of a recirculation bubble to be destabilized at low Reynolds number through stationary blowing and suction at the wall. A sensitivity analysis is developed in the framework of linear global stability theory that alleviates the effect of base flow modification on the temporal growth rate of linear global modes. The base flow modifications are induced by modification of the base flow wall velocity. The most sensitive global modes are identified and their sensitivity function indicate that wall blowing and suction should be applied in the region of reattachment to be most efficiently destabilizing. It is finally suggested that such a wall control might trigger the onset of the classical vortex shedding phenomenon.

Mots-clefs :

Sensitivity ;Destabilisation ;Global stability

1 Introduction

Cet article s'intéresse à un écoulement de recirculation bidimensionnel se formant dans un canal courbé modélisant une entrée d'air de moteur d'avion, et étudie les instationnarités susceptibles d'apparaître dans le régime des faibles nombre de Reynolds. Dans le cadre d'une approche locale de la théorie de stabilité linéaire, l'étude de la nature convective ou absolue des instabilités se développant sur un profil local de vitesse permet de déterminer sous quelles conditions un écoulement de recirculation se comporte comme un amplificateur de bruit ou un résonateur. Hammond and Redekopp (1998) ont en particulier montré que l'intensité de la vitesse de retour est un paramètre crucial pour l'existence d'une région de type absolue nécessaire à l'apparition d'oscillations auto-entretenues. Guidé par de telles considérations Kaiktsis et Monkewitz (2003) ont étudié numériquement la déstabilisation globale d'un écoulement de recirculation stationnaire se formant derrière une marche descendante, en utilisant un système d'aspiration et de soufflage continu. Sur la paroi verticale une aspiration permet d'accroître l'intensité de l'écoulement de retour et ainsi d'augmenter le taux d'amplification absolu local. Cependant un soufflage, appliqué sur la paroi horizontale, s'avère nécessaire afin de réduire le

non-parallélisme de l'écoulement qui a un effet stabilisant.

L'objectif de cet article est de déstabiliser un écoulement de recirculation en étant également guidé par des concepts d'instabilité linéaire, mais en se basant sur une analyse de stabilité globale mieux adaptée à l'étude des écoulements fortement non-parallèles. Le contrôle envisagé prend la forme de soufflage/aspiration continu à la paroi et est modélisé dans l'analyse comme une modification de la vitesse pariétale du champ de base. Afin de rendre compte de l'effet ces modifications pariétales du champ de base sur la dynamique linéaire des perturbations, une analyse de sensibilité du taux d'amplification temporel des modes globaux linéaires est développée. L'article est organisé de la manière suivante : dans la section (2) on développe le formalisme théorique de l'analyse de sensibilité et dans la section (3) les résultats de cette analyse appliquée à l'écoulement de recirculation sont présentés.

2 Cadre théorique

La dynamique bidimensionnelle d'un écoulement de fluide visqueux est décrite par le champ de vitesse \mathbf{u} et le champ de pression p qui satisfont les équations de Navier-Stokes incompressibles et instationnaires. Ces variables (\mathbf{u}, p) sont décomposées en un champ de base stationnaire (\mathbf{U}, P) et un champ de perturbation instationnaire $\epsilon(\mathbf{u}', p')$, où ϵ est l'amplitude de la perturbation. Le champ de base est solution des équations de Navier-Stokes incompressibles stationnaires

$$(\nabla \mathbf{U}) \cdot \mathbf{U} + \nabla P - Re^{-1}(\nabla^2 \mathbf{U}) = 0 \quad , \quad \nabla \cdot \mathbf{U} = 0 \quad (1)$$

Dans le cadre d'une analyse de stabilité globale, les perturbations sont décomposées sous la forme $(\mathbf{u}'(x, y, t), p') = \Re((\hat{\mathbf{u}}, \hat{p})(x, y) \exp[\sigma t])$ où \Re correspond à la partie réelle d'une grandeur complexe. Un mode global $(\hat{\mathbf{u}}, \hat{p})$ est associé à une valeur propre complexe $\sigma = \lambda + i\omega$ dont la partie réelle λ représente son taux d'amplification temporel et la partie imaginaire $\omega = 2\pi f$ est reliée à la fréquence globale f de ce mode. Introduire cette décomposition dans les équations de Navier-Stokes incompressibles qui sont linéarisées autour d'un champ de base donné (\mathbf{U}, P) permet de décrire la dynamique linéaire des perturbations en résolvant le problème aux valeurs propres généralisés suivant

$$\sigma \hat{\mathbf{u}} + (\nabla \hat{\mathbf{u}}) \cdot \mathbf{U} + (\nabla \mathbf{U}) \cdot \hat{\mathbf{u}} = -\nabla \hat{p} + Re^{-1} \nabla^2 \hat{\mathbf{u}} \quad , \quad \nabla \cdot \hat{\mathbf{u}} = 0 \quad (2)$$

dont les solutions sont les modes globaux linéaires $(\hat{\mathbf{u}}, \hat{p})$. Les conditions aux limites vérifiées par le champ de base et les perturbations se déduisent des conditions aux limites imposées à l'écoulement (\mathbf{u}, p) : condition d'adhérence aux parois ($\mathbf{u} = 0$), un condition de sortie libre et un profil de vitesse de Poiseuille en entrée.

On étudie l'effet de modification du champ de base sur le problème de stabilité linéaire globale. Plus spécifiquement on considère une modification de la vitesse de l'écoulement de base $\delta \mathbf{U}_c$ imposée sur la frontière notée Γ_c , qui sera par la suite considérée comme une paroi. Cette modification de la vitesse pariétale induit une modification du champ de base $(\delta \mathbf{U}, \delta P)$ dont l'effet sur le problème de stabilité est mesuré en s'intéressant aux variations de la valeur propre complexe $\delta \sigma$. Pour étudier la sensibilité d'une valeur propre à une modification de la vitesse pariétale de l'écoulement de base, on définit une fonctionnelle

$$J_\phi = \frac{1}{2} (\sigma \exp[-i\phi] + c.c.) \quad (3)$$

où ϕ est un angle égal à $\phi = 0$ si la sensibilité du taux d'amplification ($J_\phi = \lambda$) est étudié, ou valant $\phi = \pi/2$ si la sensibilité de la fréquence globale ($J_\phi = \omega$) est recherchée. Dans la suite, on s'intéresse uniquement à la sensibilité du taux d'amplification temporel de sorte que l'angle

est fixé à $\phi = 0$. Les variations du taux d'amplification sont donc reliées aux variations de la vitesse pariétale par l'expression

$$\delta\lambda = \delta J_{\phi=0} = (\nabla_{\mathbf{U}_c} J_\phi, \delta\mathbf{U}_c)_{\Gamma_c} \quad (4)$$

où $(., .)$ définit un produit scalaire de deux vecteurs $\mathbf{u1}$, $\mathbf{u2}$ selon

$$(\mathbf{u1}, \mathbf{u2}) = \int_{\Gamma_c} (u1u2 + v1v2)d\Gamma \quad (5)$$

Une technique basée sur l'introduction d'une fonctionnelle Lagrangienne et de variables adjointes (Airiau *et al.* (2003)) a été utilisée pour déterminer l'expression analytique de cette fonction de sensibilité

$$\nabla_{\mathbf{U}_c} J_\phi = -P^+ \mathbf{n} - Re^{-1} (\nabla \mathbf{U}^+) \cdot \mathbf{n} \quad (6)$$

où \mathbf{n} est le vecteur normal à la paroi orienté vers l'extérieur du domaine. (\mathbf{U}^+, P^+) sont appelées les variables adjointes du champ de base et vérifient les équations adjointes du champ de base

$$(\nabla \mathbf{U})^t \cdot \mathbf{U}^+ - (\nabla \mathbf{U}^+) \cdot \mathbf{U} - \nabla P^+ - Re^{-1} \nabla^2 \mathbf{U}^+ = \mathbf{S}_\phi(\hat{\mathbf{u}}, \hat{\mathbf{u}}^+) , \quad \nabla \cdot \mathbf{U}^+ = 0 \quad (7)$$

Les équations de quantité de mouvement sont forcées par un terme source \mathbf{S}_ϕ qui dépend de la vitesse des modes globaux direct $\hat{\mathbf{u}}$ et adjoint $\hat{\mathbf{u}}^+$ selon

$$\mathbf{S}_\phi(\hat{\mathbf{u}}, \hat{\mathbf{u}}^+) = -\frac{Re^{-1}}{2} \left\{ \exp(i\phi) \left[(\nabla \hat{\mathbf{u}})^t \cdot \hat{\mathbf{u}}^+ - (\nabla \hat{\mathbf{u}}) \cdot \hat{\mathbf{u}}^* \right] \right\} \text{ et } \int_{\Omega} (\hat{u}^* \hat{u}^+ + \hat{v}^* \hat{v}^+) d\Omega = 1 \quad (8)$$

où t et * désignent respectivement la transconjugaison et le complexe conjugué et la seconde équation est une condition de normalisation du mode global adjoint $(\hat{\mathbf{u}}^+, \hat{p}^+)$, solution du problème de stabilité adjoint défini par

$$\sigma^* \hat{\mathbf{u}}^+ + (\nabla \mathbf{U})^t \cdot \hat{\mathbf{u}}^+ - (\nabla \hat{\mathbf{u}}^+) \cdot \mathbf{U} = -\nabla \hat{p}^+ + Re^{-1} \nabla^2 \hat{\mathbf{u}}^+, \quad \nabla \cdot \hat{\mathbf{u}}^+ = 0 \quad (9)$$

La procédure pour calculer la sensibilité du taux d'amplification λ à une modification de la vitesse pariétale du champ de base se résume donc à :

1. résoudre les équations de Navier-Stokes stationnaires (1) avec $\mathbf{U}_c = 0$,
2. résoudre le problème aux valeurs propres généralisées (2), afin de sélectionner la valeur propre σ et le mode global associée $(\hat{\mathbf{u}}, \hat{p})$,
3. résoudre le problème de stabilité adjoint (9) pour obtenir le mode global adjoint $(\hat{\mathbf{u}}^+, \hat{p}^+)$,
4. normaliser le mode propre adjoint en utilisant la seconde equation (8),
5. imposer la valeur de l'angle à $\phi = 0$ et calculer le terme source \mathbf{S}_ϕ (8),
6. résoudre les équations adjointes du champ de base (7) pour obtenir le champ de base adjoint (\mathbf{U}^+, P^+) ,
7. calculer finalement le gradient $\nabla_{\mathbf{U}_c} J_\phi$ selon (6).

Marquet *et al.* (2007) ont montré que le champ de vitesse adjoint \mathbf{U}^+ définit la sensibilité d'une valeur propre à une modification du champ de base induite par forçage volumique stationnaire, notée par la suite $\nabla_{\mathbf{F}} J_\phi$. Dans la présente analyse l'expression (6) montre le rôle de la pression adjointe P^+ dans la détermination de la sensibilité d'une valeur propre à une modification du champ de base induite par un forçage pariétal stationnaire $\nabla_{\mathbf{U}_c} J_\phi$. Lorsque le nombre de Reynolds augmente elle devient prépondérante par rapport au second terme qui résulte du tenseur de gradient de vitesse adjointe $\nabla \mathbf{U}^+$.

3 Résultats

La bulle de recirculation étudiée est représentée sur la figure (1) pour le nombre de Reynolds $Re = 800$, basé sur la hauteur de la marche et la vitesse en entrée du domaine. Elle se caractérise par une longueur de recirculation $L = 5.04$ et une couche de cisaillement épaisse, dont la taille caractéristique est de l'ordre de grandeur de la longueur de recirculation. Ces caractéristiques sont similaires à celle de la bulle de recirculation se formant derrière une marche descendante qui a été étudiée expérimentalement par Armaly *et al.* (1983) puis numériquement par Kaiktsis *et al.* (1996), et dont Kaiktsis et Monkewitz (2003) ont ensuite étudié la déstabilisation par un système de soufflage/aspiration continu. A ce nombre de Reynolds cette bulle de recirculation

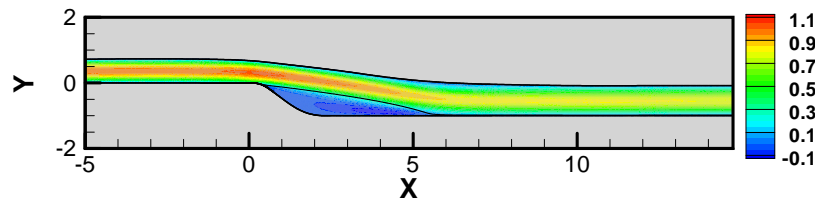


FIG. 1 – Champ de base - couleur : isocontours de la vitesse longitudinale U ; ligne noire : ligne de séparation de l'écoulement de recirculation ; $Re = 800$

est stable vis-à-vis de perturbations bidimensionnelles. Les valeurs propres les moins stables du spectre de l'opérateur bidimensionnel sont représentées dans le demi-plan complexe ($\lambda, f > 0$) sur la figure (2) par les carrés noirs. Toutes les perturbations bidimensionnelles sont atténuées

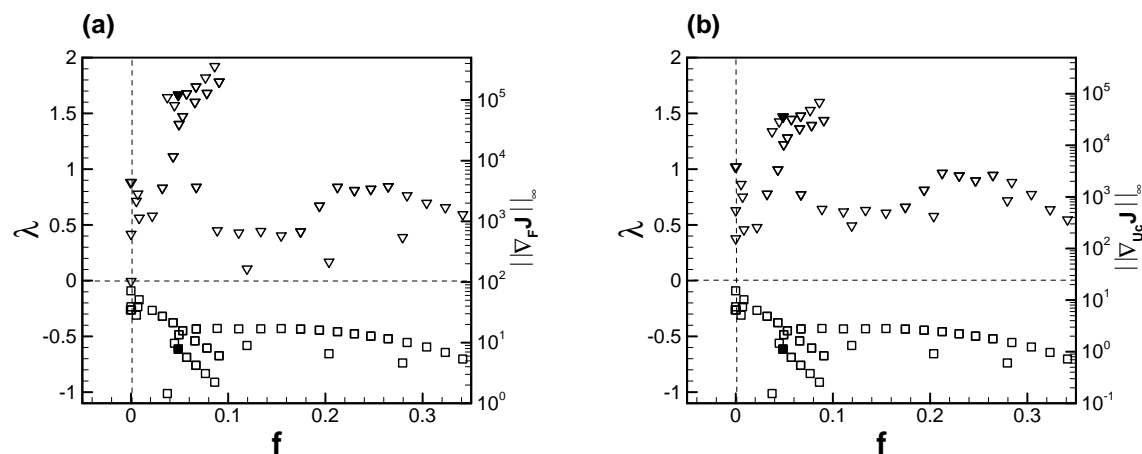


FIG. 2 – Spectre et sensibilité du taux d'amplification temporel des valeurs propres. Sensibilité à une modification du champ de base induite par (a) un forçage volumique stationnaire et (b) une vitesse pariétale. Les valeurs propres (carrés) sont tracées dans le plan complexe (λ, f) et la sensibilité de chaque valeur propre (triangles) est représenté en fonction de la fréquence f .

puisque les taux d'amplification des modes globaux les moins stables sont négatifs. On note que le mode le moins stable correspond à un mode de fréquence nulle ($f = 0$).

Les figures 2(a) et 2(b) représentent respectivement la sensibilité du taux d'amplification temporel à une modification du champ de base induite par un forçage volumique et un forçage pariétal sur la paroi inférieure. Dans les deux cas, la sensibilité a été calculée pour chaque mode propre selon la procédure présentée à la section précédente et est représentée en fonction de la fréquence. Sur les deux figures on distingue nettement un pic de sensibilité pour les modes glo-

baux dont la fréquence est proche de $f \sim 0.1$. Ce pic de sensibilité correspond à un croisement de branches de valeurs propres dans le spectre. Ceci est en accord avec de précédents travaux sur la stabilité des écoulements parallèles de Couette et de Poiseuille et en particulier sur la sensibilité des valeurs propres à des modifications du champ de base (Bottaro *et al.* (2003)). On distingue également un pic de sensibilité pour des modes globaux de plus haute fréquence (proche de $f = 0.23$) et dont l'amplitude est plus faible que le pic à basse fréquence. Il est intéressant de constater que les valeurs propres les plus sensibles ne sont pas nécessairement les valeurs propres les moins stables. Ainsi le mode de fréquence nul est le mode le moins stable mais n'est pas le mode le plus sensible. On s'intéresse plus spécifiquement au mode global associé à la valeur propre ($\lambda \sim -0.6, f \sim 0.5$) mis en valeur par les symboles pleins sur la figure (2). La distribution spatiale de la vitesse de ce mode global \hat{u} se caractérise par une amplification spatiale exponentielle de son amplitude, en aval de la bulle de recirculation. Tous les modes globaux au voisinage du croisement de branches de valeurs propres ont une distribution spatiale similaire. La pression adjointe du champ de base calculé pour ce mode est représentée sur la figure 3(a). Alors que le mode global atteint un maximum largement en aval de la bulle de recirculation, les plus fortes valeurs de la pression adjointe sont localisées dans la bulle de recirculation proche du point de recollement, et sont alternativement positives et négatives dans la direction longitudinale. La fonction de sensibilité du taux d'amplification du mode global le

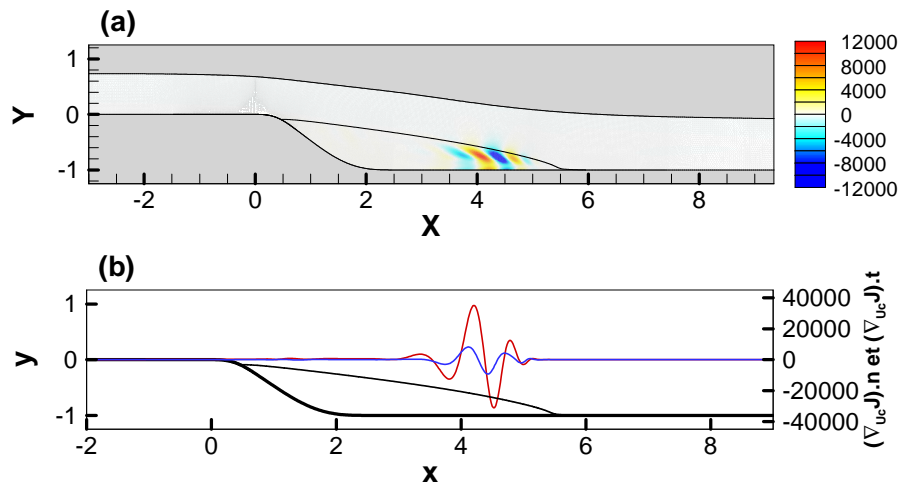


FIG. 3 – (a) Pression adjointe P^+ ; (b) Fonction de sensibilité à un forçage pariétal stationnaire $\nabla_{U_c} J_\phi$; Paramètre : $\phi = 0, \sigma = -0.6, f = 0.5$

plus sensible à un forçage pariétal du champ de base est représentée sur la figure 3(b) en fonction de la direction longitudinale. La courbe noire en trait gras représente la paroi inférieure de l'entrée d'air et la courbe noire en trait fin délimite l'étendue de la bulle de recirculation. Les composantes de la fonction de sensibilité normales et tangentielles à la paroi inférieure sont respectivement représentées par les courbes rouges et bleues. Ces deux composantes sont non nulles dans l'intervalle $3.5 \leq x \leq 5.5$ qui correspond à la région de recollement de la bulle de recirculation. Elles oscillent spatialement dans la direction longitudinale. La composante tangentielle est d'un ordre inférieur à la composante normale indiquant que ce mode global est plus sensible à une modification du champ de base induite par un soufflage/aspiration perpendiculaire à la paroi inférieure.

4 Conclusion et Perspectives

Cette analyse de sensibilité a permis de déterminer quels modes du spectre sont les plus sensibles à des modifications sur la paroi inférieure de la vitesse pariétale du champ de base. On suggère qu'il est possible de déstabiliser une bulle de recirculation par un système d'aspiration/soufflage continu, dont la distribution spatiale est celle de la fonction de sensibilité du mode global le plus sensible. L'analyse montre ainsi qu'il faut agir dans la région de recollement de la bulle de recirculation. Il est intéressant de remarquer que les modes propres sensibles à un tel forçage pariétal sont associés à des valeurs de fréquence proche de la fréquence associée au phénomène de "vortex shedding" $f = O(0.1)$ qui apparaît dans de nombreuses configurations d'écoulement de recirculation pour des nombres de Reynolds plus grands (voir Wee *et al.* (2004)). Dallman *et al.* (1995) ont observé que la naissance de ce lâcher périodique était précédé d'une déformation topologique de la bulle dans la région de recollement. En étudiant la stabilité locale d'une bulle de recirculation proche de la déstabilisation Marquillie and Ehrenstein (2003) ont relié cette déformation topologique à une transition de type convectif/absolue des instabilités locales. Les résultats de l'analyse de sensibilité suggère d'induire une telle déformation topologique du champ de base pour déstabiliser la bulle de recirculation.

Références

- Airiau C., Bottaro A., Walther S., Legendre D. 2003 A methodology for optimal laminar flow control : Application to the damping of Tollmien-Schlichting waves in a boundary layer. *Phys. Fluids* **15** 1131-1145.
- Armaly, B. F. and Durst, F. and Pereira J. C. F. and Schönung, B. 1983 Experimental and theoretical investigation of backward-facing step flow *J. Fluid Mech.* **127** 473-496.
- Bottaro, A., Corbett, P., Luchini, P. 2003 The effect of base flow variation on flow stability. *J. Fluid Mech.* **476** 293-302.
- Dallmann, U., Herberg, Th., Gebing H., Su, W.-H. and Zhang, H.-Q. 1995 Flow field diagnostics : topological flow changes and spatio-temporal flow structure. *AIAA 33rd Aerospace Sciences Meeting and Exhibit AIAA-95-0791*.
- Hammond, D. A., Redekopp, L. G. 1998 Local and global instability properties of separation bubbles *Eur. J. Mech., B/Fluids* **17** 145-164.
- Kaiktsis, L. and Karniadakis, G. E. and Orszag S. A. 1996 Unsteadiness and convective instabilities in two-dimensional flow over a backward-facing step *J. Fluid Mech.* **321** 157-187.
- Kaiktsis, L., Monkewitz, P. A. 2003 Global destabilization of flow over a backward-facing step. *Phys. Fluids* **15** 3647-3658.
- Marquet, O., Sipp, D., Jacquin L. 2007 On the prediction of passive control of vortex shedding behind a circular cylinder. *J. Fluid Mech.* **Submitted**.
- Marquillie, M., Ehrenstein, U. 2003 On the onset of nonlinear oscillations in a separating boundary-layer flow. *J. Fluid Mech.* **490** 169-188.
- Wee, D., Yi, T., Annaswamy, A., Ghoniem, A. F. 2004 Self-sustained oscillations and vortex shedding in backward-facing step flows : Simulation and linear instability analysis. *Phys. Fluids* **16** 3361-3373.