

Étude de la réceptivité d'un écoulement cisailé libre au forçage dynamique par actionneur plasma

K. Chatelain^a, A. Leroy^a, S. Aubrun^a, J. Carlier^{b,c}

a. Laboratoire Prisme, Université d'Orléans, 8 rue Léonard de Vinci, 45 072 Orléans, France

b. Irstea, UR TERE, 17 avenue Cucillé, F-35044 Rennes, France

c. Université Européenne de Bretagne, Rennes, France

Résumé :

Un actionneur plasma de type décharge à barrière diélectrique (DBD) a été utilisé dans le but d'influencer le développement d'un écoulement de couche de mélange. L'actionneur plasma a été positionné à l'extrémité de la plaque séparant les deux flux parallèles incidents, de vitesses différentes. Les effets de l'excitation de l'actionneur sur le développement des tourbillons de Kelvin-Helmholtz ont été mesurés par vélocimétrie par images de particules résolue en temps (PIV). Les premiers résultats ont montré que l'actionneur plasma précipite la formation des tourbillons près du bord de fuite de la plaque séparatrice et séquence les lâchers à la fréquence d'excitation de l'actionneur, avec pour conséquence une influence considérable sur le développement de l'écoulement dans la région de transition.

Abstract :

This study aimed at estimating the influence of a Dielectric Barrier Discharge (DBD) plasma actuator on the spread of a mixing layer. The plasma actuator was located at the end of a splitter plate, separating two parallel incident streams with velocity difference. To notice the impact of the excitation by the plasma actuator on the development of the Kelvin-Helmholtz vortices, experiments were carried out with time-resolved Particle Image Velocimetry (PIV) devices. First results showed that the plasma actuator precipitates the formation of the vortices and triggers their shedding frequency downstream the trailing edge. As a consequence, the plasma actuator influences significantly the flow in the transition region.

Mots clefs : Couche de mélange, Actionneur plasma DBD, Contrôle actif

1 Introduction

Les procédés de transformation dans l'industrie agro-alimentaire utilisent des systèmes de soufflage d'air propre localisé afin de maintenir les produits dans une micro ambiance non polluée et froide, tout en préservant le personnel d'un travail au froid propice au développement de Trouble-Musculo-Squelettique (TMS). Cependant, des instabilités se développent naturellement au niveau de l'interface air propre/polluée ou air chaud/froid de ces systèmes, contribuant à une augmentation du mélange entre les deux ambiances. Dans ce contexte, la réduction des transferts au niveau de l'interface et des zones d'impacts nécessite de mieux maîtriser le développement de ces instabilités.

Ces instabilités proviennent de la rencontre de deux flux, initialement séparés par une frontière solide (une plaque par exemple), avec des caractéristiques différentes en vitesse, température ou concentration de particules. Cet écoulement de type couche de mélange se décompose en trois régions successives en aval de la plaque séparatrice. Dans la première région, le sillage de la plaque prédomine. Il s'en suit une région de développement tourbillonnaire de type Kelvin-Helmholtz. À une certaine distance du bord de fuite, dite distance de développement, commence la dernière région dans laquelle l'écoulement se comporte de façon auto-similaire, soit avec une affinité géométrique des profils de toutes les quantités statistiques et un épanouissement linéaire de l'épaisseur de la couche de mélange.

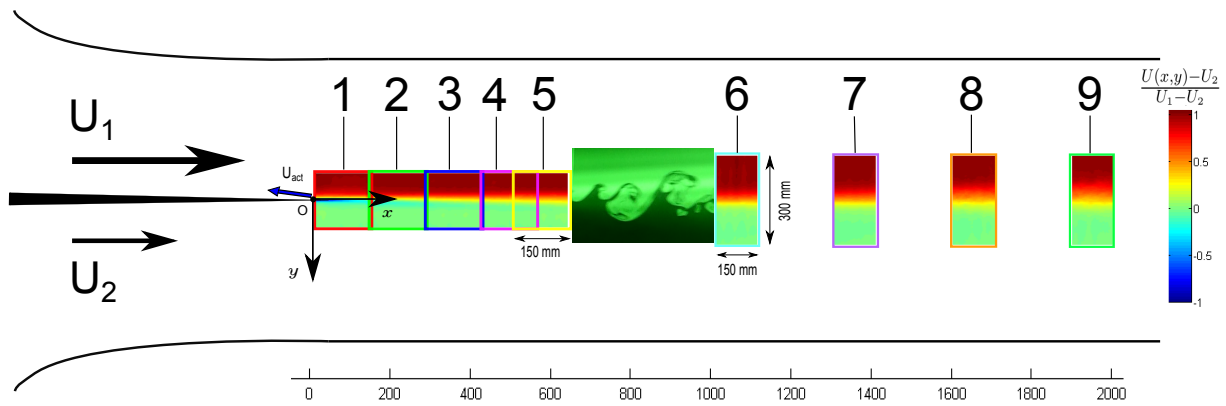


FIGURE 1 – Champs de vitesse moyenne longitudinale adimensionnée et zones couvertes de l'écoulement par la PIV rapide (1 à 5) et la PIV lente (6 à 9).

La réduction des transferts au niveau de l'interface des deux flux peut se percevoir sur la distance de développement et le taux d'expansion, et repose sur le contrôle des lâchers de tourbillons de Kelvin-Helmholtz. Ainsi, Oster et Wygnanski [1] ont utilisé un volet en bord de fuite d'une plaque séparant deux flux d'air de vitesses différentes. Le forçage des lâchers tourbillonnaires a permis de retarder, ou d'accélérer, l'appariement tourbillonnaire en augmentant, ou réduisant, la distance entre deux tourbillons successifs. Des travaux plus récents ont permis d'observer l'efficacité des actionneurs plasmas sur les écoulements cisailés libres, tel que le jet axisymétrique [2, 3], le jet à section rectangulaire et la couche de mélange plane [4]. Dans cette présente étude, nous proposons de mettre en œuvre le même type d'action en réalisant un forçage dynamique au moyen d'un actionneur plasma, disposé à l'extrémité de la plaque séparatrice. Cette approche permet de modifier les conditions génératrices de la couche de mélange. Les effets de cette action sur les lâchers tourbillonnaires sont étudiés à partir de mesures de champs de vitesse par PIV.

2 Moyens expérimentaux

L'étude a été réalisée dans une soufflerie spécifique de couche de mélange. L'actionneur plasma de type décharge à barrière diélectrique (DBD) a été utilisé pour exciter à différentes fréquences l'écoulement au niveau de ces conditions génératrices. L'effet de cet actionneur sur le développement de l'écoulement en aval est mesuré à l'aide de la vélocimétrie par image de particules (PIV).

2.1 Soufflerie de couche de mélange

La soufflerie est constituée de deux circuits aérauliques juxtaposés et indépendants. Elle est composée de deux ouïes d'aspiration, suivies d'une chambre de tranquillisation et d'un convergent séparés en deux par une plaque isolée. La couche de mélange se développe en aval du bord de fuite de cette plaque, dans une veine d'essai de 3 m de longueur et d'une section carrée de 1 m de côté. La gamme de vitesses et de températures dans chacun des flux incidents sont respectivement de $[0.5; 5] m/s$ et de $[5; 35] ^\circ C$, avec un taux de turbulence inférieur à 1%. Différentes configurations d'écoulement ont été étudiées par Ndoye [5], Ndiaye [6] et Sodjavi [7]. Dans cette présente étude, la couche de mélange est isotherme avec $U_1 = 3.6 m/s$ et $U_2 = 2.4 m/s$ (cf. schéma de la veine d'essai Fig. 1). L'épaisseur de déficit de quantité de mouvement des couches limites turbulentes de part et d'autre de la plaque est d'environ 2 mm avec un facteur de forme de 1.4.

2.2 Actionneur plasma de type DBD

L'actionneur est de type DBD. La configuration retenue pour sa réalisation a été finement caractérisée dans de précédentes études [8–10]. Il est composé de deux électrodes de cuivre de 6 mm de largeur, séparées par un diélectrique composée d'une couche de Mylar de 250 μm recouverte de chaque côté par une couche de Kapton. Les deux électrodes sont espacées de 3 mm. La longueur de l'actionneur est ajustée à la largeur de la plaque, soit 1 m. L'actionneur a été placé de manière à perturber au plus

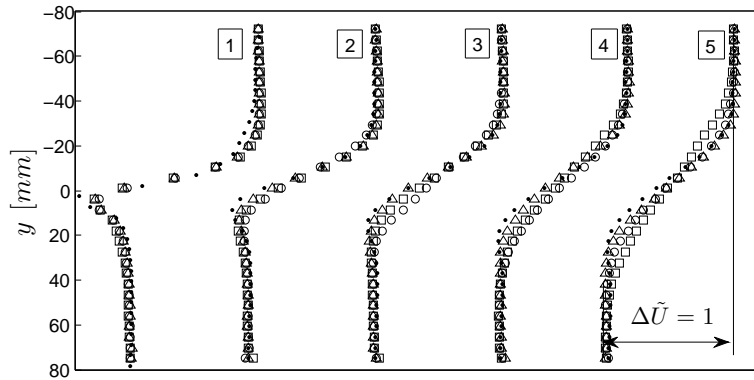


FIGURE 2 – Profils verticaux de vitesse longitudinale adimensionnée : ●, cas naturel ; □, $f_{pulse} = 10 Hz$; ○, $f_{pulse} = 20 Hz$; △, mode continu.

près les conditions génératrices de l'écoulement, c'est-à-dire au bord de fuite de la plaque séparatrice. L'amplitude et la fréquence du signal sinusoïdal de la haute tension appliquée à l'actionneur ont été respectivement de $10 kV$ et de $1 kHz$. Le signal de commande a été modulé pour utiliser l'actionneur en mode pulsé, permettant ainsi d'étudier l'influence de la fréquence de pulsation f_{pulse} . Les résultats discutés dans la section suivante ont été obtenus pour un actionneur placé du côté du flux de haute vitesse (U_1), soufflant à contre sens de l'écoulement, et pour un rapport cyclique de la période active de l'actionneur fixé à 75%.

2.3 Vélocimétrie par imagerie de particules

La mesure des champs de vitesses instantanées dans l'écoulement a été réalisé par deux systèmes PIV. Un système de PIV « rapide » a été utilisé à des fréquences d'acquisition de 100 et 1 000 Hz . Ce système était monté sur un rail permettant de le déplacer dans la direction longitudinale x pour couvrir la région de développement des tourbillons de Kelvin-Helmholtz, de $x = -25$ à $625 mm$ (champs numérotés de 1 à 5 sur la Fig. 1), l'origine étant pris au centre de l'arête du bord de fuite de la plaque séparatrice. Un système de PIV « lente », constitué de deux caméras superposées et également monté sur un rail, a permis de faire des acquisitions à une fréquence de 1 Hz en 4 stations de la région de similitude (champs numérotés de 6 à 9 sur la Fig. 1).

3 Résultats

La Fig. 2 présente l'évolution longitudinale (suivant x) des profils transversaux (suivant y) de la vitesse longitudinale moyenne adimensionnée \tilde{U} avec $\tilde{U} = \frac{U-U_2}{U_1-U_2}$. Cette évolution est donnée pour le cas naturel et pour les différents modes de fonctionnement de l'actionneur, du bord de fuite de la plaque séparatrice à la fin de la région de développement. L'influence du sillage de la plaque peut être observée par le déficit de vitesse sur les premiers profils (1 et 2). Elle tend à disparaître rapidement pour laisser place à des profils typiques de couche de mélange, en erf ou tanh, dès les profils 3 et ce jusque dans la région de similitude. Par rapport au cas naturel, le déficit de vitesse est plus rapidement amorti en mode pulsé, surtout si la fréquence d'excitation est élevée. En revanche, la couche de mélange s'épaissit plus rapidement en aval si la fréquence d'excitation est faible. En mode continu, l'actionneur ne semble avoir aucun effet significatif.

De même que pour la Fig. 2, la Fig. 3 présente l'évolution longitudinale des profils de la tension de Reynolds $\langle u'u' \rangle$. Dans le cas naturel, les profils ont une forme gaussienne centrée sur l'axe de l'écoulement. Le maximum d'intensité décroît rapidement pour atteindre le niveau de turbulence dans une couche de mélange classique et la largeur des profils suit l'épanouissement de l'écoulement moyen. Le mode continu présente un comportement en tout point similaire, avec cependant des niveaux d'intensité de turbulence deux fois plus grands à l'approche de la région de similitude. En mode pulsé, à 10 et 20 Hz , les niveaux d'intensité sont également plus grands. Cependant, on note la transformation

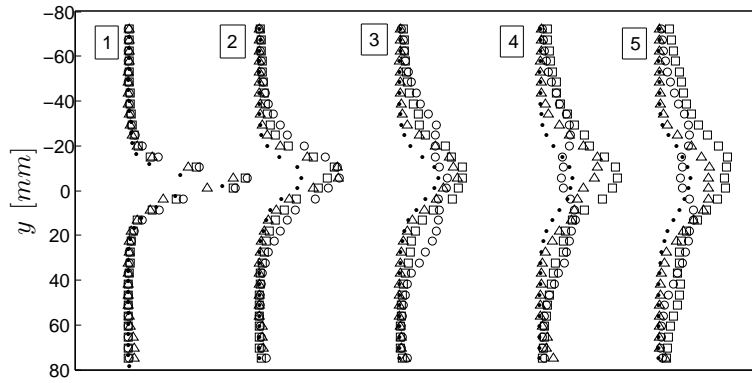


FIGURE 3 – Profils de la tension de Reynolds $\langle u'u' \rangle$: ●, cas naturel ; □, $f_{pulse} = 10 Hz$; ○, $f_{pulse} = 20 Hz$; △, mode continu.

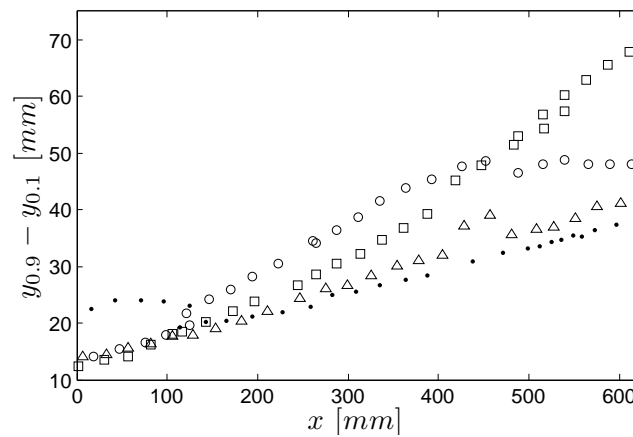


FIGURE 4 – Évolution longitudinale de l'épaisseur de la couche de mélange δ_u : ●, cas naturel ; □, $f_{pulse} = 10 Hz$; ○, $f_{pulse} = 20 Hz$; △, mode continu.

de la forme gaussienne du profil, avec l'apparition de deux maximums de part et d'autre de l'axe de la couche de mélange (très nets dès le profil 4 à $20 Hz$, discutables sur le profil 5 à $10 Hz$). Oster et Wynanski [1] ont observé un comportement similaire pour leurs tensions de Reynolds. En s'appuyant sur des visualisations par canne à fumée, ils ont pu mettre en évidence que l'existence de tourbillons de Kelvin-Helmholtz associée à leur non-appariement en était la cause.

La Fig. 4 présente l'évolution longitudinale de l'épaisseur de la couche de mélange δ_u . L'épaisseur est ici calculée avec $\delta_u = y_{0.9} - y_{0.1}$, où y_α est l'ordonnée y pour laquelle la valeur de la vitesse adimensionnée \tilde{U} est égale à α . Pour le cas naturel, on observe une légère bosse de $x = 0$ à $100 mm$, due à l'influence encore importante du sillage de la plaque. Au-delà de $x = 100 mm$, l'épaisseur de la couche de mélange suit une évolution linéaire en fonction de x , avec un taux d'expansion de 0.043. En mode continu, le comportement est similaire avec un taux d'expansion très légèrement supérieur. En mode pulsé, conformément à ce qui a été observé précédemment, la couche de mélange s'épanouit bien plus rapidement, avec un taux d'expansion de 0.087 pour $f_{pulse} = 10 Hz$ et 0.095 pour $f_{pulse} = 20 Hz$. Spécifiquement pour le mode pulsé à $20 Hz$, l'évolution de l'épaisseur semble saturer à partir de $x = 450 mm$, manifestant probablement un changement dans la structuration de l'écoulement, au niveau des tourbillons de Kelvin-Helmholtz.

Le nombre de Strouhal peut être défini par la formule $St = \frac{f_{St} \delta_u}{U_c}$ avec f_{St} , la fréquence caractéristique des lâchers de tourbillons. Un spectre de puissance a été calculé dans le plan 5 pour déterminer la fréquence caractéristique de l'écoulement, et donc le nombre de Strouhal qui lui est associé. Pour ce

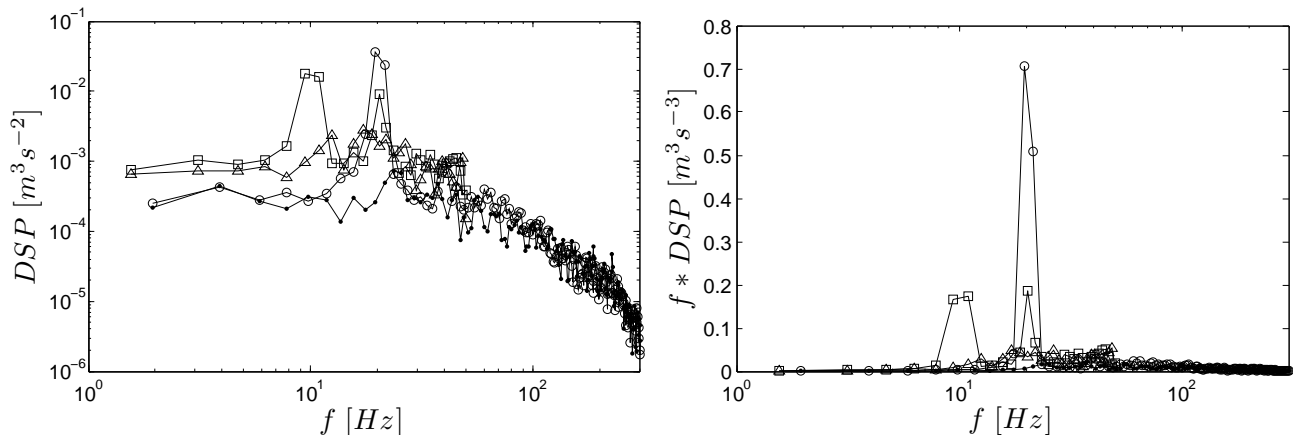


FIGURE 5 – Densité spectrale de puissance à gauche et spectre pré-multiplié à droite de la vitesse verticale dans le plan 5, au point $x = 600 \text{ mm}$ et $y = 0 \text{ mm}$: \bullet , cas naturel ; \square , $f_{pulse} = 10 \text{ Hz}$; \circ , $f_{pulse} = 20 \text{ Hz}$; \triangle , mode continu.

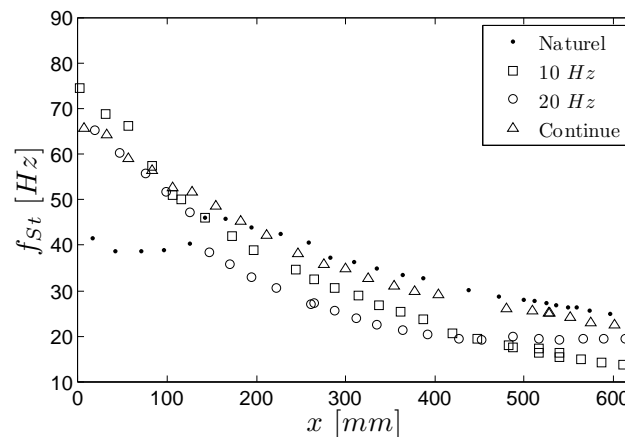


FIGURE 6 – Évolution longitudinale de la fréquence de Strouhal estimée.

faire, les champs de vitesse PIV acquis à une fréquence d'acquisition de 1 kHz ont été utilisés. La Fig. 3 présente la Densité Spectrale de Puissance (DSP) pour les fluctuations de vitesse verticale v relevées sur l'axe de la couche de mélange, à la station $x = 600 \text{ mm}$. Dans le cas naturel, la fréquence caractéristique de l'écoulement est très peu marquée, avec seulement une légère bosse peu énergétique qui s'étend de 20 à 30 Hz . À cette station, l'épaisseur de la couche de mélange est de 37 mm , ce qui donne un nombre de Strouhal compris entre 0.25 et 0.37 . Pour les modes pulsés, la fréquence caractéristique de l'écoulement correspond exactement à la fréquence d'excitation ($f_{pulse} = 10$ et 20 Hz). Elle contient beaucoup d'énergie turbulente, conformément aux niveaux de tension plus élevés constatés sur la Fig. 3, suggérant une organisation relativement simple de l'écoulement avec une succession régulière de tourbillons déjà bien développés, à la différence du cas naturel pour lequel les tourbillons de Kelvin-Helmholtz ne sont probablement pas encore bien marqués. On notera également la présence d'une harmonique à 20 Hz pour le mode pulsé avec $f_{pulse} = 10 \text{ Hz}$. Cette harmonique peut provenir de la formation naturelle d'un tourbillon supplémentaire entre deux impulsions de l'actionneur, la période entre deux impulsions consécutives à 10 Hz étant suffisamment longue par rapport à la fréquence naturelle de l'écoulement. Ces tourbillons supplémentaires sont susceptibles de générer des appariements qui peuvent expliquer les différences sur l'évolution de l'épaisseur et du profil de $\langle u'u' \rangle$ pour les deux modes pulsés.

L'évolution longitudinale de la fréquence des lâchers tourbillonnaires peut être estimée en utilisant

la définition du nombre de Strouhal $f_{St}(x) = \frac{StU_c}{\delta_x(x)}$. La Fig. 6 présente l'évolution de cette fréquence estimée, en supposant, conformément aux résultats précédents, un nombre de Strouhal constant de $St = 0.3$. Au delà de la région perturbée par le sillage de la plaque, on observe une décroissance de la fréquence de Strouhal en $1/x$ en relation avec un épanouissement linéaire de la couche de mélange pour le cas naturel et le mode continu. En mode pulsé, la fréquence de Strouhal décroît également pour atteindre un plateau correspondant à la fréquence d'excitation de l'actionneur (10 et 20 Hz). Des résultats complémentaires, non présenté ici, montre que la fréquence de l'écoulement forcé raccroche l'évolution du cas naturel plus en aval, comme le suggère le comportement du mode pulsée à 20 Hz.

4 Conclusion

Cette étude avait pour objectif de vérifier la réceptivité d'une couche de mélange de grande dimension à un actionneur plasma de type DBD, positionné au niveau des conditions génératrices de l'écoulement. Des mesures PIV acquises dans la région de développement de la couche de mélange, du bord de fuite de la plaque séparatrice au début de la région de similitude, ont permis de mettre en évidence l'effet du forçage dynamique de l'actionneur. Pour des fréquences d'excitation inférieures à la fréquence naturelle de l'écoulement, ce forçage dynamique précipite la formation des tourbillons près du bord de fuite de la plaque séparatrice et séquence les lâchers à la fréquence d'excitation de l'actionneur. Les premières conséquences observées de ce forçage sont des tourbillons plus intenses et de plus grandes tailles qui s'accompagnent d'une augmentation de la vitesse d'épanouissement et de l'énergie des fluctuations de vitesse. Par la suite, il serait intéressant de compléter l'étude avec des fréquences d'excitation supérieures à la fréquence naturelle de l'écoulement. Il serait également intéressant d'étudier l'effet du forçage sur les caractéristiques de l'écoulement dans la région de similitude, tel que la distance de développement, le taux d'expansion et les niveaux de turbulence.

Remerciements

Les Auteurs tiennent à remercier Anthony Guibert pour la réalisation des montages PIV et sa disponibilité lors de la campagne d'essais.

Références

- [1] Oster D. and Wygnanski I. 1982 The forced mixing layer between parallel streams. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 123, pp. 91-130, 1982
- [2] Benard N., Braud P., Touchard G., and Moreau E. 2008 Detachment and attachment of an axisymmetric non-reactive jet with turbulent shear layer : Control by plasma actuator. *Experimental Thermal and Fluid Science* vol. 32, no. 6, pp. 1193-1203, May 2008.
- [3] Forte M., Jolibois J., Moreau E., Touchard G., Cazalens M. 2008 Control of the Shear-Layer in the Wake of an Axisymmetrical Airfoil Using a DBD Plasma Actuator *IUTAM Symposium on Flow Control and MEMS* Volume 7, 2008, pp 209-215
- [4] Labergue A. 2008 Étude de décharges électriques dans l'air pour le développement d'actionneurs plasmas - Application au contrôle de décollements d'écoulements. *Thèse de Doctorat* Université de Poitiers, 2005.
- [5] Ndoye M. 2008 Anémométrie fil chaud à température variable : application à l'étude d'une couche de mélange anisotherme. *Thèse de Doctorat* Université de Poitiers, 2008.
- [6] Ndiaye T. 2009 Couches de mélanges entre vitesse uniforme et un gradient de vitesse. *Thèse de Doctorat* Université de Poitiers, 2009.
- [7] Sodjavi K. 2013 Étude expérimentale de la turbulence dans une couche de mélange anisotherme. *Thèse de Doctorat* Université de Rennes 1, 2013.
- [8] Jousot R., Weber R., Leroy A. and Hong D. 2013 Transition control using a single plasma actuator. *International Journal of Aerodynamics (IJAD)* 2013 Vol3, No.1/2/3 pp.26-46 doi : 10.1504/IJAD.2013.050912,
- [9] Jousot R., Leroy A., Weber R., Rabat H., Loyer S. and Hong D. 2013 Plasma morphology and induced airflow characterization of a DBD actuator with serrated electrode. *Journal of Physics D : Applied Physics* 2013 Vol.46, 12pp., doi :10.1088/0022-3727/46/12/125204
- [10] Audier P., Leroy A., Rabat H. and Hong D. 2012 Influence of the N2/O2 volumetric ratio on the behavior of a SDBD plasma actuator. *6th Flow Control Conference, AIAA-2012* New Orleans, Louisiana, June 25-28, 2012.