THESE

Pour l'obtention du grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE POITIERS
UFR des sciences fondamentales et appliquées
Pôle poitevin de recherche pour l'ingénieur en mécanique, matériaux et énergétique - PPRIMME
(Diplôme National - Arrêté du 7 août 2006)

École doctorale : Sciences et ingénierie en matériaux, mécanique, énergétique et aéronautique - SIMMEA
Secteur de recherche : Génie électrique et mécanique des fluides

Présentée par :
Antoine Debien

Étude électromécanique et optimisation d'actionneurs plasmas à décharge à barrière diélectrique – Application au contrôle de décollement sur un profil d'aile de type NACA 0015

Directeur(s) de Thèse :
Éric Moreau, Nicolas Benard

Soutenue le 25 février 2013 devant le jury

Jury :

Président	**Christophe Laux**	Professeur, EM2C, École Centrale de Paris
Rapporteur	**Cameron Tropea**	Professor, Technische Universität Darmstadt, Deutschland
Rapporteur	**Antoine Rousseau**	Directeur de recherche, CNRS, École Polytechnique de Palaiseau
Membre	**Éric Moreau**	Professeur des Universités, Université de Poitiers
Membre	**Nicolas Benard**	Maître de conférences, Université de Poitiers
Membre	**Jean-Paul Bonnet**	Directeur de recherche, CNRS, Université de Poitiers
Membre	**Jean-Claude Courty**	Ingénieur de recherche, Dassault-Aviation, Saint-Cloud
Membre	**Daniel Caruana**	Ingénieur de recherches, ONERA, Toulouse

Pour citer cette thèse :
Antoine Debien. *Étude électromécanique et optimisation d'actionneurs plasmas à décharge à barrière diélectrique – Application au contrôle de décollement sur un profil d'aile de type NACA 0015* [En ligne]. Thèse Génie électrique et mécanique des fluides. Poitiers : Université de Poitiers, 2013. Disponible sur Internet <http://theses.univ-poitiers.fr>

THESE

pour l'obtention du Grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE POITIERS
Faculté des Sciences Fondamentales et Appliquées
Diplôme National - Arrêté du 7 août 2006

Ecole Doctorale : Sciences et Ingénierie en Matériaux, Mécanique, Energétique et Aéronautique

Secteur de Recherche : Génie Electrique et Mécanique des Fluides

Présentée par :

Antoine DEBIEN

****

Etude électromécanique et optimisation d'actionneurs plasmas à décharge à barrière diélectrique – Application au contrôle de décollement sur un profil d'aile de type NACA 0015

****

Directeurs de Thèse : Eric MOREAU et Nicolas BENARD

****
Soutenue le 25 février 2013

devant la Commission d'Examen

****

JURY

A. ROUSSEAU	Directeur de recherche au CNRS, LPP	Rapporteur
C. TROPEA	Professeur, TU Darmstadt	Rapporteur
N. BENARD	Maître de Conférences, Pprime	Examinateur
J.P. BONNET	Directeur de recherche au CNRS, Pprime	Examinateur
D. CARUANA	Ingénieur de recherche, ONERA	Examinateur
J.C. COURTY	Chef du département Aérodynamique Avancée et Aéroacoustique, Dassault-Aviation	Examinateur
C. LAUX	Professeur, EM2C	Examinateur
E. MOREAU	Professeur, Pprime	Examinateur

« Flow Control is in some sense a space where the imagination is a key point, where new roads are open ».

Jean-Paul Bonnet

Remerciements

Il va sans dire que ces quelques années passées à découvrir la recherche resteront gravées dans ma mémoire et que je souhaite en remercier tous les protagonistes.

Je tiens tout d'abord à remercier Eric Moreau pour avoir accepté la direction de cette thèse, pour sa disponibilité et son implication durant l'ensemble de ma thèse. Pour ses qualités humaines, pour toutes les discussions et pour l'ensemble de ses connaissances qu'il a su partager. C'est un honneur et un réel plaisir d'avoir travaillé sous sa direction.

Je veux aussi remercier Nicolas Benard pour la qualité de son encadrement. Pour sa totale disponibilité, la qualité de sa démarche scientifique, le partage de ses connaissances, tous les conseils qu'il a pu me donner et les bons moments passés en déplacement. Je lui suis très reconnaissant de son implication dans ce travail.

J'exprime ma profonde gratitude envers M. Antoine Rousseau, Directeur de recherche CNRS au laboratoire LPP de l'école Polytechnique de Paris et M. Cameron Tropea, Professeur au Technische Universität Darmstadt d'avoir accepté de participer au jury de cette thèse en qualité de rapporteurs.

Je suis particulièrement reconnaissant envers M. Christophe Laux, Professeur au Laboratoire EM2C de l'école Centrale de Paris, M. Daniel Caruana, Ingénieur de Recherche à l'ONERA-DMAé de Toulouse, M. Jean-Claude Courty, Chef du Département Aérodynamique Avancée et Aéroacoustique chez Dassault-Aviation et M. Jean-Paul Bonnet, Directeur de recherche au CNRS à l'institut P', d'avoir accepté de juger ce travail et d'y avoir consacré du temps.

Je souhaite d'autre part remercier Daniel Caruana en sa qualité de coordinateur du projet Européen PLASMAERO, de sa présence lors des essais à la soufflerie F2 au Fauga-Mauzac, pour sa disponibilité et les échanges qui ont donné suite. C'est aussi l'ensemble des membres du projet avec qui j'ai travaillé ou que j'ai côtoyé que j'aimerais remercier comme par exemple Thomas Unfer, Christian Gleyzes, Annie leroy, François Rogier, Richard Whalley, Pierre Audier et Maxime Forte.

Je voudrais remercier Laurent David d'avoir partagé son expérience sur la mesure de force basée sur des méthodes de mesure optique.

Je souhaite remercier Noureddine Zouzou qui a participé à l'encadrement de mon stage de Master 2, pour sa sympathie, les discussions scientifiques et les conseils qu'il a pu me donner.

D'autre part, c'est l'ensemble des membres de l'ex LEA que je souhaite remercier pour l'accueil qui m'a été réservé, en particulier au sein de mon équipe, l'axe Electrofluidodynamique.

Je veux aussi remercier l'aide précieuse de Jean-Marc Breux, Romain Belanger, Patrik Braud et Alain Claverie présents lors des différents essais et la disponibilité d'Yvan Joli, de Francis Boissonneau, de Pierre-François Laplaceta, de Catherine Ecale et de Serge Macia.

Je souhaite remercier mes Collègues de bureau, Patricia et Zelu et l'ensemble des thésards et des personnes que j'ai pu croiser sur mon chemin : Thibault, Elyes, Jean-charles, Guillaume, Thomas, Cyril, Golpar, Pìa, Ifanil, Rémi, Jeoffrey, Ida, mes colloques Marine, Martine et Sarah, Lélia et tous ceux que j'oublie.

Enfin, c'est à ma famille que je dédie ma thèse, à mon père qui m'a toujours soutenu et à ma sœur qui sont toujours présents dans les moments difficiles. J'ai une pensée pour ma mère qui serait fière de moi et pour le Cancre de Prévert…

Table des matières

Table des matières 7

Table des figures et tableaux 12

Introduction 22

Partie 1 : Actionneur à Décharge à Barrière Diélectrique 26

Chapitre 1 Bibliographie 27

1.1 Introduction 27

1.2 Quelques notions sur le plasma 27

1.3 Décharge à Barrière Diélectrique - Décharge à Barrière Diélectrique de surface 30

1.4 Décharge à Barrière Diélectrique pour le contrôle d'écoulement 32

1.5 Courant 34

1.6 Puissance électrique 37

1.7 Force électro-hydrodynamique 37

1.8 Vent électrique 41

1.9 Conclusion 45

Chapitre 2 Dispositifs de mesure 47

2.1 Introduction 47

2.2 Grandeurs électriques 47

2.2.1. Courant de décharge 47

2.2.2. Puissance 48

2.2.3. Diagnostique optique- caméra intensifiée (iCCD) 49

2.3 Grandeurs mécaniques 51

2.3.1. Force moyenne 51

2.3.2. Vent électrique 53

2.3.3. Vélocimétrie par Image de Particules 53

Chapitre 3 Force Electrohydrodynamique. 58

3.1 Introduction 58

3.2 Mesure de force moyenne 58

3.3 Mesure de la force EHD résolue en temps 60

3.3.1. Introduction 60

3.3.2. Bilan de quantité de mouvement 62

3.3.3. Cas de l'actionneur à Décharge à Barrière Diélectrique 64

3.3.4. Acquisition des champs de vitesses 65

3.3.5. Force EHD résolue en temps : caractéristiques 67

3.4 Conclusion 71

Chapitre 4 Actionneur de Décharge à Barrière Diélectrique, optimisation 72

4.1 Introduction 72

4.1.1. Au sujet de la géométrie de l'électrode active 72

4.2 Mesure du courant de décharge 74

4.3 Visualisation de la décharge par caméra intensifiée 76

4.4 Charge – Puissance 79

4.5 Force EHD 80

4.6 Vent électrique 81

4.6.1. Mesure par sonde de pression totale 81

4.6.2. Mesure du vent électrique par PIV 82

4.7 Force EHD résolue en temps 87

4.8 Rendement 89

4.9 Conclusion 90

Chapitre 5 Configurations à électrodes multiples. 92

5.1 Introduction 92

5.2 Actionneurs tri-électrodes 92

5.2.1. Extended DBD 93

5.2.2. Sliding Discharge 96
5.3 DBD multiple à potentiels alternés 99
5.3.1. Introduction 99
5.3.2. Essai préliminaire : mesure de la poussée générée par un actionneur 3-DBD à potentiels alternés 103
5.3.3. Mesure du vent électrique généré par un actionneur 4-DBD à potentiels alternés 104
5.4 Conclusion 106
Partie 2 : Application au contrôle d'écoulement 108
Chapitre 6 Bibliographie 109
6.1 Introduction 109
6.2 Transition et décollement sur une voilure d'aéronef 110
6.2.1. Couche limite 110
6.2.2. Décollement de la couche limite 111
6.2.3. Turbulence et structures cohérentes 113
6.2.4. Conclusion 115
6.3 Le contrôle d'écoulements 115
6.3.1. Définitions 115
6.3.2. Stratégies de contrôle 116
6.3.3. Actionneurs 117
6.4 Contrôle d'un décollement de couche limite par actionneur plasmas sur un profil d'aile 120
6.4.1. Impact du nombre de Reynolds 121
6.4.2. Impact de la position de l'actionneur 124
6.4.3. Action instationnaire, impact de la fréquence 125
6.4.4. Contrôle d'écoulement par un actionneur à DBD nanoseconde. 127
6.5 Conclusion 128
Chapitre 7 Contrôle d'une séparation de bord de fuite sur un NACA 0015 129
7.1 Introduction 129

7.2 Dispositif expérimental 129
7.2.1. Soufflerie Béton 129
7.2.2. Maquette NACA 0015 - A 130
7.2.3. Actionneurs plasma 133
7.2.4. Dispositif de mesure 135
7.3 Contrôle d'un décollement à un nombre de Reynold de 6×10^5 136
7.3.1. Caractérisation de l'écoulement non-manipulé 136
7.3.2. Écoulement manipulé par un actionneur DBD standard 140
7.3.3. Ecoulement manipulé par un actionneur multi-DBD 143
7.4 Contrôle d'un décollement à un nombre de Reynolds de $1{,}3\times10^6$ 146
7.4.1. Ecoulement non manipulé 146
7.4.2. Ecoulement manipulé par un actionneur multi-DBD à potentiels alternés 148
7.5 Conclusion 151
Chapitre 8 Contrôle d'un décollement à mi-corde sur un NACA 0015 153
8.1 Introduction 153
8.2 Dispositif expérimental 154
8.2.1. Maquette NACA 0015 – B 154
8.2.2. Actionneurs plasmas 155
8.2.3. Dispositif de mesure 158
8.3 Contrôle d'une séparation par actionneur à DBD ac 161
8.3.1. Caractéristiques de l'écoulement non manipulé 161
8.3.2. Influence de la position de l'actionneur à DBD standard 166
8.3.3. Contrôle par multi-DBD (MDBD) : influence de l'amplitude de tension. 169
8.3.4. Contrôle par multi-DBD (MDBD) : influence de la fréquence d'alimentation et de la fréquence de modulation 177
8.4 Contrôle d'une séparation par actionneur à DBD nanoseconde 182
8.4.1. Ecoulement naturel non contrôlé 183

8.4.2. Manipulation de l'écoulement par un actionneur NS-DBD 185

8.5 Conclusion 191

Conclusion 193

Bibliographie 198

Annexe 214

A - Force EHD résolue en temps : volume de mesure et convergence 215

B - Actionneur plasma à DBD : influence de la forme de l'électrode active 221

C - Caractéristiques des maquettes NACA 0015 228

D - Post-traitement 231

Table des figures et tableaux

Figure 1 : Caractéristique courant tension d'une décharge à courant continu [5].....29

Figure 2 : Variation de potentiel dans une décharge luminescente normale [5].....29

Figure 3 : Tube à décharge utilisé par W. Siemens en 1857 comme ozonateur [7]. 30

Figure 4 : Configurations génériques de Décharge à Barrière Diélectrique volumique [7].....31

Figure 5 : Vue de dessus du régime de décharge filamentaire dans l'air [11] (a) et vue transversale d'une décharge Townsend générée dans de l'hélium [12] (b) et de l'azote [12] (c) généré par une DBD volumique à pression atmosphérique. 31

Figure 6 : Motif de la base d'une micro-décharge volumique lorsque le diélectrique est une anode (a) ou une cathode (b) [13].32

Figure 7 : Schéma d'une Décharge à Barrière Diélectrique de surface utilisée par Roth [16] (a) et paramètres utilisés pour décrire l'actionneur (a épaisseur du diélectrique, d espace inter-électrodes, L longueur de l'électrode de masse) dans Forte *et al.* (b) [17]. 32

Figure 8 : Motifs généré par des décharges de surface suite à un pulse de tension positive de 20 kV d'amplitude (a) ou d'un pulse de tension négative de 20 kV d'amplitude (b).....33

Figure 9 : Vue de dessus de la décharge générée durant les phases de tension croissante (a) et décroissante (b) [28].....34

Figure 10 : Densité ionique au-dessus du diélectrique durant une phase de tension croissante obtenu par simulation. t1-t2 : formation d'un nuage d'ion (charge d'espace) puis t3-t4 : amorçage et développement d'un streamer [29]. 34

Figure 11 : (a) Courant de décharge (courbe noire, courant capacitif supprimé) et amplitude de tension (courbe rouge) durant une période de fonctionnement de l'actionneur DBD [31] et (b) circuit équivalent de l'actionneur [30].....35

Figure 12 : (a) Schéma de l'actionneur encapsulé [32] et (b) courant de décharge et amplitude de tension pendant deux périodes d'alimentation d'une configuration encapsulée [17].....36

Figure 13 : Courant de décharge lié à une succession de streamer initiée par le développement d'un nuage d'ion durant une phase de tension croissante. Les instants t1-4 correspondent aux champs de densité ionique présentés Figure 10 [29].....36

Figure 14 : Evolution de la puissance électrique consommée par un actionneur DBD alimenté par un signal sinusoïdal (a) à une fréquence d'alimentation de 300 Hz en fonction de l'amplitude de tension, (b) à une amplitude de tension de 14 kV en fonction de la fréquence [30].....37

Figure 15 : Champ de la vitesse longitudinale et champ de vecteur du jet de paroi généré par l'actionneur DBD à une amplitude de 10,5 kV et une fréquence de 14 kHz [39].....38

Figure 16 : (a) Schéma de la mesure directe de la force EHD par balance électronique (b) exemple de mesures [52] et (c) mesures de la force EHD à différentes fréquences (diélectrique : quartz 6,35 mm d'épaisseur) [36].....39

Figure 17 : Champ de force moyen en surface du diélectrique en fonction de la capacité (modifiée avec l'épaisseur et la permittivité relative du diélectrique) pour une rampe de tension de 100 V/µs, obtenu par simulation numérique. 39

Figure 18 : Schéma des différents systèmes pendulaires pour déterminer le comportement instationnaire de la force EHD (a) Porter *et al.* [54] (b) Enloe *et al.* [55] (c) Enloe *et al.* [56]. 40

Figure 19 : Influence du gaz sur la force EHD produite pour un actionneur DBD alimenté par une forme de tension sinusoïdale (V = 10 kV, f = 5 kHz).....40

Figure 20 : Evolution de la force EHD (intégrée dans la direction transversale à la surface du diélectrique) en aval de l'électrode active en fonction du temps pour une amplitude de tension de 10 kV et une fréquence de 5 kHz [27].....41

Figure 21 : Champ de la vitesse longitudinale et champ de vecteur du jet de paroi généré par l'actionneur DBD (V = 5 kV, f = 625 Hz, diélectrique 30 µm) [62].....42

Figure 22 : Profil du vent électrique généré par l'actionneur DBD (V = 22 kV, f = 1,5 kHz) pour différents x en aval de l'électrode active [63].....42

Figure 23 : Evolution de la vitesse maximal du vent électrique en fonction (a) de la tension d'alimentation (fréquence 1 kHz) (b) de la fréquence d'alimentation (amplitude de tension 20 kV) [65]. 43

Figure 24 : Impact de la longueur de l'électrode active sur la vitesse maximale générée par l'actionneur DBD (V = 20 kV, f = 700 Hz) [65]. 43

Figure 25 : Influence de l'espace inter-électrodes sur un actionneur DBD (V = 20 kV, f = 700 Hz) [65]. 44

Figure 26 : Influence de la puissance électrique consommée (f =1 kHz, tension variable) et de l'épaisseur du diélectrique (PMMA) sur (a) la vitesse maximale du vent électrique généré par un actionneur à DBD et (b) le débit massique induit par un actionneur à DBD [37]. 44

Figure 27 : Evolution de la vitesse longitudinale (courbe rouge) et de la vitesse transversale (courbe bleu) durant le fonctionnement de l'actionneur DBD dans l'air (en noir forme de tension, courant de décharge en vert), mesuré en x = 2 mm et y = 1 mm [17]. 45

Figure 28 : Evolution du vent électrique instationnaire en x = 3 mm et y = 1 mm (courbe bleu) en fonction de la forme de tension d'alimentation (en noir) (a) modulé par une fonction porte, (b) modulé par un sinus [67]. 45

Figure 29 : Schéma du système de mesure du courant de décharge. 47

Figure 30 : (a) Courant capacitif et courant de décharge pour un actionneur plan-plan (22 kV, 1,5 kHz) et (b) courant de décharge sans composante capacitive. 48

Figure 31 : Système de mesure de la charge. 49

Figure 32 : Courbe de Lissajous (caractéristique charge – tension) [46]. 49

Figure 33 : (a) Spectre d'émission du plasma (200-700 nm) généré par un actionneur à DBD (V_{AC} = 7,5 kV, F_{AC} = 1 kHz, diélectrique en époxy) [71] (b) Sensibilité de la caméra intensifiée PIMAX2 de seconde génération (Gen 2). 50

Figure 34 : (a) Dispositif expérimental lors des mesures iCCD et (b), vue du champ observé par la caméra iCCD. 50

Figure 35 : Exemple d'image obtenue par mesure iCCD (dt = 166 µs, 26 x 26 mm² (25 x 25 µm²/pixel), V_{AC} = 22 kV, F_{AC} = 1 kHz). 50

Figure 36 : Schéma du dispositive de mesure de la force EHD moyenne. 51

Figure 37 : (a) Evolution de la mesure de force durant une phase d'acquisition (22 kV, 1,5 kHz) et (b) convergence de cette mesure durant une phase d'acquisition. 52

Figure 38 : Protocole implémenté sous Labview pour mesurer la poussée généré par l'actionneur à DBD. 52

Figure 39 : Influence de la longueur du support d'actionneur sur la mesure de balance. 52

Figure 40 : (a) Schéma de principe de la mesure de vent électrique. (b) protocole implémenté sous Labview pour mesurer la vitesse du vent électrique généré par l'actionneur à DBD. 53

Figure 41 : Schéma de principe de la PIV : (a) acquisition d'une image, (b) création de fenêtres et (c) inter-corrélation d'une fenêtre entre les instants t et t' [75]. 54

Figure 42 : Distribution en concentration et somme de la distribution de la population de particules d'Ondina 917 générée avec un atomiseur ATM210. 56

Tableau 1 : paramètres d'acquisition PIV 57

Figure 43 : Evolution de la force EHD en fonction de la puissance consommée pour une tension constante ou une fréquence d'alimentation fixée. 59

Figure 44 : Evolution de la force générée par un actionneur plasma en fonction de l'amplitude de tension, pour différentes fréquences d'alimentation (formes géométriques) avec son interpolation de type $F = k.V^n$. 60

Figure 45 : Evolution de la force générée par un actionneur plasma en fonction de l'amplitude de tension, pour différentes fréquences d'alimentation (formes géométriques) avec son interpolation de type $F = K.(V-V_0)^2$. 60

Figure 46 : Force EHD résolue en temps pour un actionneur alimenté par un signal sinusoïdal de 9,5 kHz à une amplitude de tension de 4 kV obtenue en 2012 par Neumann *et al.* [84]. 62

Figure 47 : Schéma de principe. Volume de contrôle et surface de contrôle utilisé pour le calcul de bilan de quantité de mouvement lié à un solide (ici un cylindre) immergé dans un fluide. 63

Figure 48 : Variation de densité à 1 mm au-dessus d'un actionneur à DBD (20 kV, 5 kHz) [93]. 65

Figure 49 : Représentation du volume de contrôle et de la surface de contrôle retenu pour le calcul de bilan de quantité de mouvement. 65

Figure 50 : Convergence de la vitesse longitudinale du vent électrique pour une phase (t = 590 µs, V_{AC} = 20 kV, F_{AC} = 1 kHz). 66

Figure 51 : Ecart-type de la vitesse longitudinale du vent électrique pour une phase (t = 590 µs, V_{AC} = 20 kV, F_{AC} = 1 kHz), l'origine correspond à l'arête aval de l'électrode active). 66

Figure 52 : Evolution des différents termes liés au calcul de force EHD par bilan de quantité de mouvement sur une période de fonctionnement, t*= t□F_{AC} (V_{AC} = 20 kV, F_{AC} = 1 kHz). 68

Figure 53 : (a) Evolution du courant de décharge, (b) de la force EHD projetée suivant x et y, et (c) de la vitesse en x = 5 mm et y = 1 mm. Le signal de tension d'alimentation est présenté à titre indicatif (courbe rouge, V_{AC} = 20 kV, F_{AC} = 1 kHz). 69

Figure 54: Comparaison de la force EHD moyenne obtenue par bilan de quantité de mouvement et de la poussée de l'actionneur mesurée avec une balance de laboratoire ($\varepsilon < 2{,}2\times10^{-1}$ mN/m), pour un actionneur plasma alimenté par un signal sinusoïdal à une fréquence de 1 kHz. 69

Figure 55 : Evolution de la force EHD projetée suivant x pour une configuration plan-plan pour trois tensions d'alimentations différentes (U = 16 – 20 – 24 kV, F_{AC} = 1 kHz). 70

Tableau 3 : Caractéristiques de la force EHD totale dans le cas de la configuration plan-plan alimenté par un signal sinusoïdal à une fréquence de 1 kHz, pour plusieurs amplitudes de tension. 71

Figure 56 : (a) Puissance électrique consommée par un actionneur à DBD avec une électrode active cylindrique de 190 ou 500 µm de rayon de courbure en fonction de l'amplitude de tension d'alimentation et (b) efficacité (g/W) de l'actionneur plasma en fonction de l'épaisseur de l'électrode active et de sa géométrie (rectangulaire et cylindrique) [18]. 72

Figure 57 : Courant de décharge mesuré pour des actionneurs DBD (7 kV, 1 kHz) avec des rayons de courbure de (a) 400 µm, (b) 50 µm et (c) 25 µm [103]. 73

Figure 58 : Visualisation du courant de décharge pour les différentes configurations d'actionneur [105]. 75

Figure 59 : Vue zoomée (entre -3.5 et +2 mA) du courant de décharge pour (a) une configuration plan-plan et (b) une configuration fil-plan. 76

Figure 60 : Position des quatre fenêtres temporelles (166 µs) utilisées pour visualiser les micros décharges créées lors du fonctionnement de l'actionneur DBD. 76

Figure 61 : Visualisation des décharges générées pour différentes configurations d'actionneurs DBD (électrode active plane, fil 100 µm, fil 13µm) durant un cycle de fonctionnement (22 kV, 1 kHz). 77

Figure 63 : Zoom des décharges glow observées lors de la fenêtre 4 (Figure 61) pour trois configurations d'actionneur (22 kV, 1 kHz). 78

Figure 64 : Lieu de Lissajous pour différentes configurations d'actionneurs (18 kV, 1,5 kHz). 79

Figure 65 : (a) Puissance consommée pour les différentes configurations d'actionneurs DBD en fonction de l'amplitude de tension (F = 1,5 kHz). (b) Puissance consommée en fonction du diamètre de l'électrode active pour différentes amplitudes de tension. 79

Figure 66 : Force EHD mesurée avec une balance de laboratoire en fonction de la puissance consommée par l'actionneur DBD pour différentes amplitudes de tension (f =1,5 kHz). 80

Figure 67 : Efficacité de l'actionneur plasma en fonction du diamètre de l'électrode active. 80

Figure 68 : Force EHD générée par l'actionneur plasma en fonction de la puissance électrique consommée (à tension fixée ou fréquence fixée) pour un actionneur avec une électrode active (a) plane ou cylindrique de diamètre (b) 100 µm et (c) 13 µm. ..81

Figure 69 : Vent électrique (22 kV, 1,5kHz) mesuré à (a) y = 0,9 mm de la paroi et à (b) x = 15 mm en aval de l'électrode active. 82

Figure 70 : Vent électrique maximal obtenu à différentes amplitudes de tension en fonction du diamètre de l'électrode active de l'actionneur DBD. 82

Figure 71 : Vitesse moyenne longitudinale (gauche) et transversale (droite) pour les configurations avec une électrode active plane et cylindrique (100 µm et 13 µm) à 22 kV et 1,5 kHz. La position des électrodes (suivant x) est schématisée sous chaque champ de vitesses. 83

Figure 72 : Evolution temporelle de la composante longitudinale du vent électrique (24 kV, 1 kHz) pour (a) une configuration plan-plan, (b) une configuration fil (100 µm) – plan et (c) une configuration fil (13 µm) – plan. 84

Figure 73 : Champs de vitesses (moyenné en phase) de l'écoulement généré par un actionneur DBD plan-plan pour différents instants (24 kV, 1 kHz) 85

Figure 74 : Champs de vitesses (moyenné en phase) de l'écoulement généré par un actionneur DBD fil-plan (13 µm) pour différents instants (24 kV, 1 kHz). 86

Figure 75 : Mesure de force EHD moyenne pour différentes configurations d'actionneur en fonction de l'amplitude de tension (F_{AC} 1 kHz) obtenue avec un bilan de quantité de mouvement, les symboles vides représentent des mesures de balance correspondantes. 87

Tableau 4 : Principales caractéristiques des mesures de force EHD effectuées par bilan de quantité de mouvement. 88

Figure 76 : Evolution de la force EHD projetée suivant x et y, du courant de décharge et de la tension d'alimentation durant une période de fonctionnement (courbe rouge, 20 kV, 1 kHz) pour une configuration (a) plan-plan, (b) fil 100 µm - plan et (c) fil 13 µm – plan. 88

Figure 77 : Rendement de l'actionneur plasma en fonction du diamètre de l'électrode active pour différentes tensions d'alimentation 89

Figure 78 : Schéma d'une configuration tri-électrode [110] 93

Figure 79 : schéma de l'actionneur 'Extended ' 93

Figure 80 : Vent électrique produit par une DBD (V_{AC} = 20 kV) et une DBD étendue (V_{AC} = 20 kV, V_{DC} = 16 kV). (a) champ de vitesses et vitesse longitudinale, (b) lignes de courant et vitesse transversale. 94

Figure 81 : Profils de la norme de vitesse du vent électrique produit par une DBD (V_{AC} = 20 kV) et une extended DBD (V_{AC} = 20 kV, V_{DC} = 16 kV) en x = 8,2 mm. 94

Figure 82 : Profils de vitesse longitudinale pour différentes abscisses (mm) du vent électrique produit par (a) une DBD (V_{AC} = 24 kV) et (b) une extended DBD (V_{AC} = 24 kV, V_{DC} = 24 kV). 95

Figure 83 : Vitesse longitudinale maximale produite par une DBD extended en fonction de V_{DC}. 95

Figure 84 : Débit massique généré par une DBD extended pour différentes abscisses (mm) (V_{AC} = 24 kV). 95

Figure 85 : Force EHD produite par une DBD étendue en fonction de l'amplitude V_{DC} pour différentes amplitudes de tension. 96

Figure 86 : Schéma de l'actionneur sliding utilisé par (a) Sosa *et al* [112] et (b) Corke *et al.* [114], le jet de paroi est généré de la gauche vers la droite lorsque l'actionneur est utilisé de façon standard. 96

Figure 87 : Champ de vitesses et vitesse longitudinale en arrière-plan (à droite), lignes de courants et vitesse transversale (à gauche) pour la configuration sliding utilisée par Thomas et al. pour (a) V_{AC} = 20 kV, V_{DC} = - 6 kV, (b) V_{AC} = 20 kV, V_{DC} = - 16 kV, (c) V_{AC} = 20 kV, V_{DC} = - 24 kV et (d) V_{AC} = 24 kV, V_{DC} = - 24 kV. 98

Figure 88 : Profils de vitesse longitudinale pour différentes abscisses (mm) du vent électrique produit par une configuration sliding utilisée par Thomas *et al.* [36], V_{AC} = 24 kV, V_{DC} = - 24 kV. 98

Figure 89 : Force EHD produite par une décharge sliding en fonction de l'amplitude V_{DC} pour différentes amplitudes de tension. 99

Figure 90 : Différentes configurations d'actionneurs proposées par Roth [15]. 99

Figure 91 : (a) Evolution de la quantité de mouvement généré par une multi-DBD en fonction du nombre d'actionneurs DBD constituant la multi-DBD. La quantité de mouvement est normalisée par la quantité de mouvement généré par un actionneur DBD [119]. (b) rapport entre la force EHD générée par 1 ou 2 et 1 ou 3 actionneurs en série en fonction de la tension rms appliquée [36]. 100

Figure 92 : (a) Influence de la phase entre les signaux de tension dans le cas d'une multi-DBD avec 3 DBD alimentées par une tension sinusoïdale triphasée. Dans le cas 123 le déphasage entre le signal de tension d'une DBD amont (ϕ_1) et d'une DBD aval (ϕ_2) est tel que $\phi_2 = \phi_1 + 2\pi/3$ et dans le cas 213 le déphasage est tel que $\phi_2 = \phi_1 - 2\pi/3$ [121]. (b) influence de la phase entre les signaux de tension dans le cas d'une multi-DBD avec 2 actionneurs DBD. Le déphasage $\Delta\phi$ entre les deux signaux de tension des actionneurs amont (ϕ_1) et aval (ϕ_2) est donné par $\phi_2 = \phi_{1+}\Delta\phi$ [86]. 101

Figure 93 : (a) Impact de l'isolation de l'arête amont de l'électrode active par un film de téflon (b) Profil de vitesse obtenu pour un actionneur multi-DBD optimisé [65]. 102

Figure 94 : Champ de vitesses du vent électrique pour une multi-DBD et une multi-DBD avec électrode écran utilisé par Benard *et al.* [122] pour supprimer le vent électrique arrière (V_{AC} = 18 kV, F_{AC} = 1 kHz). 102

Figure 95 : (a) Configuration multi-DBD et (b) mesure de vitesse maximale (PIV) obtenue par Berendt *et al.* [124]. 103

Figure 96 : Schéma d'un actionneur multi-DBD composé de trois actionneurs en série. 104

Figure 97 : Mesure par balance de laboratoire de la force générée par un actionneur 3-DBD à potentiels alternés en fonction de l'amplitude de tension pour différentes fréquences. 104

Figure 98 : Multi-DBD à potentiels alternés avec électrode active cylindrique de 25 µm de diamètre. 105

Figure 99 : Evolution du vent électrique suivant x mesuré par sonde de pression en y = 0,6 mm de la paroi, généré par une multi-DBD à potentiels alternés constitué de quatre actionneurs fil 25 µm-plan en série. 105

Figure 100 : Processus de transition d'une couche limite [131]. 111

Figure 101 : Phénomène de décollement sur une voilure d'aéronef sous l'effet d'un gradient de pression adverse [132].....112

Figure 102 : (a) Caractéristique traditionnelle d'une séparation turbulente avec la présence d'une recirculation moyenne. (b) Modèle de séparation turbulente avec prise en compte du point de séparation interminttente (ID), du point de séparation intermittante transitoire (ITD) et du point de séparation transitoire (D) 112

Figure 103 : (a) Photographie d'une couche limite turbulente prise avec un plan laser perpendiculaire à la paroi et parallèle à l'écoulement. Une structure en fer à cheval traverse une sonde à fil chaud (d'après Falco et al. [138], Re_θ = 753). (b) Visualisation du sillage en aval d'un profil NACA 0025 (α = 5 °, Re = 1×10^5) avec un décollement de couche limite en x/c = 0,25 [139]. 113

Figure 104 : Caractérisation des différentes fréquences liées à la génération de structure cohérentes sur une voilure portante dans le cas (b) d'un écoulement sans séparation (b) d'un écoulement avec un bulbe de recirculation (c)d'un écoulement décollé [140]. 114

Figure 105 : Classification des techniques de contrôle.....116

Figure 106 : Dispositifs de contrôle passif : (a) générateur de tourbillons, (b) paroi rainuré. 118

Figure 107 : (a) Schéma d'un actionneur piézoélectrique, (b) photo d'un actionneur diélectrique élastomère (diamètre 3 mm) et (c) schéma de principe d'un actionneur diélectrique élastomère. 119

Figure 108 : Evolution de la portance en fonction de l'angle d'incidence d'un Eppler E338, avec un écoulement naturel, une transition forcée (3D turbulator : épaisseur 200 µm. 2D turbulator : épaisseur 100 µm) et un contrôle par actionneur à DBD (x/c = 1 %, F^+ = 1) [170].....122

Figure 109 : (a) Configuration utilise par Poggie *et al.* [180] (b) gain de portance observé (signal d'alimentation sinusoïdal, fréquence d'alimentation 1,5 – 2,5 kHz) (c) configuration « finger » 123

Figure 110 : Modification de pression induite par le contrôle instationnaire d'une séparation sur un volet de bord de fuite à un Reynolds de 9×10^5 [181]. 123

Figure 111 : Puissance électrique nécessaire pour supprimer totalement une séparation en fonction de la position d'un actionneur à DBD [63].....125

Figure 112 : Tension d'alimentation de l'actionneur minimale nécessaire pour supprimer la séparation observée sur un NACA 0015 (Re = $15,8\times10^5$) en fonction de la fréquence de modulation burst [177] 126

Figure 113 : Impact de la fréquence d'alimentation F_{AC} d'un actionneur SDBD (U_{AC} = 16 kV) sur la valeur de portance mesurée dans le cas du contrôle d'une séparation au bord d'attaque sur un NACA 0015 (α = 16°, U_∞ = 20 m/s, Re = $2,6\times10^5$) [174]. 127

Figure 114: Soufflerie Béton de l'ENSMA.....130

Figure 115 : (a) Dispositif expérimental dans la veine d'essai et (b) maquette d'aile munie d'un actionneur à DBD standard. 130

Figure 116 : (a) Détail de la maquette. (b) Bande rugueuse (carborundum 120 µm) utilisée pour forcer la transition de la couche limite.....131

Figure 117 : Evaluation à l'aide du logiciel Xfoil de l'épaisseur de déplacement δ^*, de l'épaisseur de quantité de mouvement θ et de Re_θ dans le cas d'un profil NACA 0015 de 50 cm de corde, à une incidence de 11,5° et un Reynolds $Re_C = 1,3\times10^6$.....132

Figure 118 : Visualisations pariétales des décollements à un nombre de Reynolds de 6×10^5 (U_∞ = 20 m/s).....133

Figure 119 : (a) Amplificateurs de puissance Trek dédiées à l'alimentation d'un actionneur plasma. (b) Détail du passage des câbles d'alimentations dans des tubes en Téflon, du côté de la veine d'essai (gauche) à la maquette de profil NACA 0015 (droite, disque de garde).....134

Figure 120 : Schéma (a) de l'actionneur à DBD standard et (b) de l'actionneur multi-DBD à potentiels alternés. 134

Figure 121 : (a) Actionneur à DBD standard et (b) actionneur multi-DBD à potentiels alternés utilisé pour le contrôle d'une séparation de bord de fuite. 135

Figure 122 : Champ PIV et repères utilisés pour observer l'écoulement. 136

Figure 123 : Ecart types des vitesses longitudinales (figures de gauche) et transversales (figures de droite) pour les écoulements non contrôlés à (a) U_0 = 20 m/s et α = 12° et (b) U_0 = 40 m/s et α = 11,5°. 136

Figure 124 : Champ de vitesses longitudinales et lignes de courant observés sur la deuxième moitié de l'extrados (U_∞ = 20 m/s, Re = 6×10^5, α = 12°, les valeurs de U < 0 sont coloriés en blanc, la surface de l'extrados est représentée avec un trait noir). Le bord de fuite se situe en {x/c= 0,98 ; y/c = -0,21} 137

Figure 125 : Evolution de la composante de vitesse parallèle à la paroi au-dessus de l'extrados (U_∞ = 20 m/s, Re = 6×10^5, α = 12°). 137

Figure 126 : Profils de la composante de vitesse parallèle à l'extrados entre x_c/c = 0,92 et x_c/c = 0.99 permettant de déterminer la position de séparation moyenne en x_c/c = 0,95.....138

Figure 127 : Cartographies spatio-temporelles de la vitesse longitudinale et transversale de 500 champs de vitesses instantanées, observé en (a) x/c = 1 et (b) x/c = 1,2. 139

Figure 128 : Vitesse transversale moyenne et tourbillons de rotation horaire (noir) et antihoraire (rouge) détectés par critère Γ_1 (calculé sur une fenêtre de 6x6 nœuds et un seuil de 0,7) sur les champs instationnaires utilisés pour calculer le champ de vitesses moyennes. 139

Figure 129 : Energie cinétique turbulente et lignes de courant pour l'écoulement sans contrôle (U_0 = 20 m/s, α = 12°). 140

Figure 130 : Champ de vitesses longitudinales et lignes de courant observés sur la deuxième moitié de l'extrados (U_0 = 20 m/s, Re = 6×10^5, α = 12, la surface de l'extrados est représentée avec un trait noir) lorsque l'actionneur à DBD standard est utilisé de façon stationnaire (V_{AC} = 28 kV, F_{AC} = 1 kHz). 141

Figure 131 : (a) Profil de la composante de vitesse parallèle à l'extrados en x_c = 0,99 et (b) profil de la vitesse longitudinal dans le sillage en x/c = 1,15 pour une configuration sans contrôle, et avec contrôle par actionneur à DBD standard (V_{AC} = 28 kV, F_{AC} = 1 kHz). 141

Figure 132 : Evolution de la composante de vitesse longitudinale au-dessus de l'extrados (U_0 = 20 m/s, Re = 6×10^5, α = 12°) lorsque l'actionneur à DBD standard est utilisé de façon stationnaire(V_{AC} = 28 kV, F_{AC} = 1 kHz). 141

Figure 133 : Vitesse transversale moyenne et tourbillons de rotation horaire (noir) et antihoraire (rouge) détectés par critère Γ_1 (calculé sur une fenêtre de 6x6 nœuds et un seuil de 0,7) sur les champs instationnaires utilisés pour calculer le champ de vitesses moyennes avec une séparation manipulée par un actionneur à DBD standard (V_{AC} = 28 kV, F_{AC} = 1 kHz). 142

Figure 134 : Energie cinétique turbulente et lignes de courant pour l'écoulement (a) sans contrôle (U_0 = 20 m/s, α = 12°) et (b) contrôlé par un actionneur DBD standard (V_{AC} = 28 kV, F_{AC} = 1 kHz). 142

Figure 135 : Champ de vitesses longitudinales et lignes de courant observés sur la deuxième moitié de l'extrados (U_0 = 20 m/s, Re = 6×10^5, α = 12 °, la surface de l'extrados est représentée avec un trait noir) lorsque l'actionneur multi-DBD à potentiels alternés est utilisé de façon stationnaire (V_{AC} = 24 kV, F_{AC} = 1 kHz). 143

Figure 136 : Evolution de la composante de vitesse longitudinale au-dessus de l'extrados (U_∞ = 20 m/s, Re = 6×10^5, α = 12°) en absence de contrôle, avec un actionneur à DBD standard (V_{AC} = 28 kV, F_{AC} = 1 kHz) et un actionneur multi-DBD à potentiels alternés (V_{AC} = 24 kV, F_{AC} = 1 kHz). 144

Figure 137 : (a) Profils de la composante de vitesse parallèle à l'extrados en x_c = 0,99 et (b) profils de la vitesse longitudinal dans le sillage en x/c = 1,15 pour une configuration sans contrôle, avec contrôle par actionneur DBD standard (V_{AC} = 28 kV, F_{AC} = 1 kHz) et actionneur multi-DBD à potentiels alternés (V_{AC} = 24 kV, F_{AC} = 1 kHz). 144

Figure 138 : Vitesse transversale moyenne et tourbillons de rotation horaire (noir) et antihoraire (rouge) détectés par critère Γ_1 (calculé sur une fenêtre de 6x6 nœuds et un seuil de 0,7) sur les champs instationnaires utilisés pour calculer le champ de vitesses moyennes avec une séparation manipulée par un actionneur multi-DBD à potentiels alternés (V_{AC} = 24 kV, F_{AC} = 1 kHz). 145

Figure 139 : Energie cinétique turbulente et lignes de courant pour l'écoulement sans contrôle (figures de gauche, U_0 = 20 m/s, α = 12°) et l'écoulement contrôlé par un actionneur multi-DBD à potentiels alternés (figures de droite, V_{AC} = 24 kV, F_{AC} = 1 kHz). 145

Figure 140 : Champ de vitesses longitudinales observé sur la deuxième moitié de l'extrados ($U\infty$ = 40 m/s, Re = 1,3×106, α = 11,5°). Le bord de fuite à pour coordonnées {x/c = 0,98 ; y/c = - 0,20}. 146

Figure 141 : Evolution de la composante de vitesse parallèle à la paroi au-dessus de l'extrados (U_∞ = 40 m/s, Re = 1,3×10^6, α = 11,5°). 147

Figure 142 : Profils de la composante de vitesse parallèle à l'extrados entre x_c/c = 0,92 et x_c/c = 0.99 permettant de déterminer la position de séparation moyenne en x_c/c = 0,96. 147

Figure 143 : Vitesse transversale moyenne et tourbillons de rotation horaire (noir) et antihoraire (rouge) détectés par critère Γ_1 (calculé sur une fenêtre de 6x6 nœuds et un seuil de 0,7) sur les champs instationnaires utilisés pour calculer le champ de vitesses moyennes. 147

Figure 144 : Energie turbulente et lignes de courant pour l'écoulement sans contrôle (U_0 = 40 m/s, α = 11,5 °) 148

Figure 145 : Champ de vitesses longitudinales observé sur la deuxième moitié de l'extrados (U_0 = 40 m/s, Re = 1,3×10^6, α = 11,5°, la surface de l'extrados est représentée avec un trait noir) lorsque l'actionneur multi-DBD à potentiels alternés est utilisé de façon stationnaire (V_{AC} = 24 kV, F_{AC} = 1 kHz). 149

Figure 146 : Evolution de la composante de vitesse longitudinale au-dessus de l'extrados (U_0 = 40 m/s, Re = 1,3×10^6, α = 11,5 °) en absence de contrôle, et avec un actionneur multi-DBD à potentiels alternés (V_{AC} = 24 kV, F_{AC} = 1 kHz). 149

Figure 147 : (a) Profil de la composante de vitesse parallèle à l'extrados en x_c/c = 0,99 et (b) profil de la vitesse longitudinale dans le sillage en x/c = 1,15 pour une configuration sans contrôle et contrôlée par un actionneur multi-DBD à potentiels alternés (V_{AC} = 24 kV, F_{AC} = 1 kHz). 150

Figure 148: Vitesse transversale moyenne et tourbillons de rotation horaire (noir) et antihoraire (rouge) détectés par critère Γ_1 (calculé sur une fenêtre de 6x6 nœuds et un seuil de 0,7) sur les champs instationnaires utilisés pour calculer le champ de vitesses moyennes avec une séparation manipulée par un actionneur multi-DBD (V_{AC} = 24 kV, F_{AC} = 1 kHz). 150

Figure 149 : Energie cinétique turbulente de l'écoulement (a) non contrôlé (U_0 = 40 m/s, α = 11,5°) et (b) contrôlé par un actionneur multi - DBD à potentiels alternés (V_{AC} = 24 kV, F_{AC} = 1 kHz). 151

Figure 150 : Maquette d'aile B (profil NACA 0015) munie d'un capot en résine de 15 à 45 % de corde. 154

Figure 151 : (a) Détail du zig-zag utilisé pour forcer la transition de la couche limite durant les essais. (b) Caractéristiques du zig-zag. 155

Figure 152 : Positionnement des différends actionneurs. 155

Figure 153 : (a) Actionneurs à DBD ac et (b) actionneur nanoseconde à DBD. 156

Tableau 5 : Configurations étudiées avec un actionneur plasma à DBD ac. 157

Figure 154 : Caractéristiques électriques observées lors de la génération d'une décharge impulsionnelle avec un pulse de tension de 9 kV généré avec un temps de montée de 50 ns et une largeur d'impulsion de 250 ns. Le pulse de tension est généré à une fréquence F_{pulse} = 1633 Hz. 157

Figure 155 : Représentation des modes de fonctionnement (a) pulsés et (b) en train d'impulsion avec la description des périodes T_{pulse} et T_{burst} caractéristiques des fréquences F_{pulse} et T_{burst} (respectivement). 158

Tableau 6 : Configurations étudiées avec un actionneur plasma à DBD nanoseconde. 158

Figure 156 : (a) Courbe d'étalonnage des capteurs de pression instationnaire et (b) capteurs de pression instationnaire. 159

Figure 157 : (a) Laser Nd-YAG et (b) caméras Pulnix utilisées pour les mesures PIV. 160

Figure 158 : Dimensions du Champ de vitesses observé par le système PIV. Le plan laser observé par les caméras est colorié en vert. 160

Figure 159 : Ecarts types des vitesses longitudinales (figures de gauche) et transversales (figures de droite) pour les écoulements non contrôlés à (a) U_0 = 40 m/s et α = 11,5°, transition forcée et (b) U_0 = 40 m/s et α = 13,5°, écoulement naturel. 161

Figure 160 : (a) Lignes de courant et champ moyen de vitesses longitudinales observé pour un angle α = 11,5° avec une vitesse d'écoulement à l'infini de 40 m/s. (b) lignes de courant et champ de vitesses moyennes dans la zone de recirculation. 162

Figure 161 : (a) Profils de la composante de vitesse parallèle à l'extrados entre x_c/c = 0,47 et x_c/c = 0,53, de part et d'autre du point de séparation et (b) profil de la composante de vitesse parallèle à l'extrados au bord de fuite, en x_c/c = 0,99. 162

Figure 162 : Cartographie spatiaux-temporelle de la vitesse (a) longitudinale et (b) transversale obtenue avec 300 champs de vitesses instantanées, observé en x/c = 0,97 (x_c/c = 0,99). L'extrados est situé en y/c = -0,2. 163

Figure 163 : Evolution du Kp durant 30 secondes d'acquisition entre 0,55 < x_c/c < 0,90. 163

Figure 164 : (a) Evolution de la position du point de séparation détecté pour l'ensemble de la séquence PIV pour un angle α = 11,5° avec une vitesse d'écoulement à l'infini de 40 m/s et (b) histogramme de la position de la séparation le long de l'extrados. 164

Figure 165 : Champs de vitesses longitudinales instantanés présentant un point de séparation en (a) x_c/c = 0,26 (N = 1), (b) x_c/c = 0,41 (N = 94), (c) x_c/c = 0,51 (N = 77), (d) x_c/c = 0,83 (N = 200). 164

Figure 167 : Energie cinétique turbulente et lignes de courant de l'écoulement sans contrôle (U_0 = 40 m/s, α = 11,5°). 166

Figure 168 : Evolution de la composante de vitesse longitudinale au-dessus de l'extrados (U_0 = 40 m/s, Re = 1,3×10^6, α = 11,5 °) en absence de contrôle, avec un actionneur à DBD standard dont l'arête aval de l'électrode active est située en x_c/c = 18,1 (SDBD 1) ; 27,1 (SDBD 2) ; 36,1 % (SDBD 3). (V_{AC} = 20 kV, F_{AC} = 1 kHz) 166

Figure 169 : Histogramme de la position du point de séparation en fonction de la position de l'actionneur à DBD. 167

Figure 170 : Profil de la vitesse longitudinale dans le sillage en x/c = 1,15 pour une configuration sans contrôle et contrôlée par un actionneur à DBD standard (V_{AC} = 20 kV, F_{AC} = 1 kHz) dont l'arête aval de l'électrode active est placée entre x_c/c = 0,18 et x_c/c = 0,36. 167

Figure 171 : Vitesse longitudinale moyenne et tourbillons de rotation horaire (noir) et antihoraire (rouge) détectés par critère Γ_1 (calculé sur une fenêtre de 6x6 nœuds et un seuil de 0,8) sur les champs instationnaires utilisés pour calculer le champ de vitesses moyennes. 168

Figure 172 : Energie cinétique turbulente et lignes de courant de l'écoulement (a) sans contrôle (U_0 = 40 m/s, α = 11,5°) et (b) contrôlé par un actionneur à DBD standard (V_{AC} = 20 kV, F_{AC} = 1 kHz) dont l'arête avale de l'électrode active est positionnée en x_C = 18,1 %. 168

Figure 173 : Evolution de la composante de vitesse longitudinale au-dessus de l'extrados (U_0 = 40 m/s, Re = 1,3×10^6, α = 11,5 °) en absence de contrôle, et avec un actionneur à multi-DBD à potentiel alterné alimenté par un signal de tension sinusoïdal à une fréquence F_{AC} = 1 kHz et à une amplitude de tension V_{AC} = 12 – 14 – 16 – 18 ou 20 kV. 170

Figure 174 : Profil de la vitesse longitudinale dans le sillage en x/c = 1,15 pour une configuration sans contrôle et contrôlée par un actionneur multi-DBD à potentiels alternés à une fréquence F_{AC} = 1 kHz et différentes amplitudes de tensions V_{AC}. 170

Figure 175 : (a) Evolution de la position du point de séparation en fonction de l'amplitude de tension appliquée à l'actionneur à multi-DBD à potentiels alternés. (b) Histogramme de la position du point de séparation en fonction de l'amplitude de tension appliquée à l'actionneur multi-DBD. 171

Figure 176 : Cartographies spatio-temporelles de la vitesse (a) longitudinale et (b) transversale obtenues avec 300 champs de vitesses instantanées, observé en x/c = 0,97 (x_c/c = 0,99, l'extrados est situé en y/c = -0,2) pour un écoulement non contrôlé ou contrôlé par un actionneur multi-DBD à potentiels alternés alimenté par un signal sinusoïdal à une fréquence F_{AC} = 1 kHz et une amplitude de tension V_{AC} = 14 – 16 ou 20 kV. 172

Figure 177 : Profil de l'énergie cinétique turbulente en x/c = 1,15, pour une configuration d'écoulement sans contrôle et avec actionneur multi-DBD à potentiels alternés (F_{AC} = 1 kHz, V_{AC} = 20 kV) dont l'arête aval des électrodes actives sont placées en x_c =0,18 (DBD 1) ; x_c = 0,27 (DBD 2) ; x_c = 0,36. 173

Figure 178 : Lignes de courant et champ moyen de vitesses longitudinales observé pour un angle α = 11,5° avec une vitesse d'écoulement à l'infini de 40 m/s et un contrôle induit par un actionneur à multi-DBD à potentiels alternés (V_{AC} = 20 kV, F_{AC} = 1 kHz). 173

Figure 179 : Vitesse longitudinale moyenne et tourbillons de rotation horaire (noir) et antihoraire (rouge) détectés par critère Γ_1 (calculé sur une fenêtre de 6x6 nœuds et un seuil de 0,8) sur les champs instationnaires utilisés pour calculer le champ de vitesses moyennes. 174

Figure 180 : Energie cinétique turbulente et lignes de courant de l'écoulement (a) sans contrôle (U_0 = 40 m/s, α = 11,5°) et (b) contrôlé par un actionneur multi-DBD à potentiel alterné (V_{AC} = 20 kV, F_{AC} = 1 kHz) dont l'arête aval des électrodes actives sont placées en x_c =0,18 (DBD 1) ; x_c = 0,27 (DBD 2) ; x_c = 0,36. 174

Figure 181 : Evolution du K_p au-dessus de l'extrados pour un écoulement à l'infini U_0 = 40 m/s et une incidence de 11,5° lorsque l'actionneur est éteint (-5 < t < 0 s et t > 10 s) et lorsqu'il est allumé (0 < t < 10 s, F_{AC} = 1 kHz, V_{AC} = 20 kV). 175

Figure 182 : Estimation de la durée de la période d'attachement et de recollement enregistrée par chaque capteur de pression lors de la mise en marche et lors de l'arrêt du contrôle par un actionneur à multi-DBD à potentiels alternés (F_{AC} = 1 kHz, V_{AC} = 20 kV). Le temps est adimensionné par la longueur de séparation et la vitesse de l'écoulement à l'infini. La résolution temporelle induite par le retard manométrique est de t*=1,1. 176

Tableau 7 : Correspondance entre les fréquences adimensionnées et les fréquences (Hz) utilisées pour les essais. 177

Figure 183 : Evolution de la composante de vitesse longitudinale au-dessus de l'extrados (U_0 = 40 m/s, Re = 1,3×10^6, α = 11,5 °) en absence de contrôle, et avec un actionneur à multi-DBD à potentiel alterné alimenté par un signal de tension sinusoïdal à une amplitude de tension V_{AC} = 20 Kv et à différentes (a) fréquences d'alimentations, (b) fréquences de modulation (F_{AC} = 1kHz, rapport cyclique de modulation 50 %). La fréquence f est adimensionnée avec $F+= f \times LsepU0 = f160\ Hz$. 178

Figure 184 : (a) Position de la séparation tracée en fonction de la fréquence d'alimentation et (b) nombre de tourbillons horaires (incertitude 2 %) et antihoraires (incertitude 5 %) détectés par critère Γ_1 (calculé sur une fenêtre de 6x6 nœuds et un seuil de 0,8) en fonction de la fréquence d'alimentation. 178

Figure 185 : Profil (a) de la vitesse longitudinale et (b) de l'énergie cinétique turbulente, dans le sillage en x/c = 1,15 pour une configuration d'écoulement sans contrôle et avec actionneur multi-DBD à potentiels alternés (V_{AC} = 20 kV) pour différentes fréquences d'alimentation. 179

Figure 186 : Position de la séparation tracée en fonction de la fréquence d'alimentation ou de la fréquence de modulation. ...181

Figure 187 : Evolution de la composante de vitesse longitudinale au-dessus de l'extrados (U_0 = 40 m/s, Re = 1,3×10^6, α = 11,5 °) en absence de contrôle, et avec un actionneur à multi-DBD à potentiel alterné alimenté par un signal de tension sinusoïdal à une amplitude de tension V_{AC} = 20 Kv et à différentes (a) fréquences d'alimentations, (b) fréquences de modulation (F_{AC} = 1kHz, rapport cyclique de modulation 50 %). La fréquence f est adimensionnée avec $F+= f \times LsepU0 = f160\ Hz$. 181

Figure 188 : Profil (a) de la vitesse longitudinale et (b) de l'énergie cinétique turbulente, dans le sillage en x/c = 1,15 pour une configuration d'écoulement sans contrôle et avec actionneur multi-DBD à potentiels alternés (V_{AC} = 20 kV, F_{AC} = 1 kHz) pour différentes fréquences de modulation F_{burst}. 182

Figure 189 : Kp mesuré sur l'extrados du NACA A pour différentes incidences, U∞ = 40 m/s. 183

Figure 190 : Champ moyen de vitesses longitudinales observé pour un angle α = 13,5 ° avec une vitesse d'écoulement à l'infini de 40 m/s et une transition naturelle de la couche limite. 183

Figure 191 : (a) Profils de la composante de vitesse parallèle à l'extrados entre x_c/c = 0,45 et x_c/c = 0,51, de part et d'autre du point de séparation et (b) profil de la composante de vitesse parallèle à l'extrados au bord de fuite, en x_c/c = 0,99. 184

Figure 192 : (a) Evolution de la position du point de séparation détecté pour l'ensemble de la séquence PIV pour un angle α = 13,5° avec une vitesse d'écoulement à l'infini de 40 m/s et (b) histogramme de la position de la séparation le long de l'extrados. 184

Figure 193 : Vitesse longitudinale moyenne et tourbillons de rotation horaire (noir) et antihoraire (rouge) détectés par critère Γ_1 (calculé sur une fenêtre de 6x6 nœuds et un seuil de 0,8) sur les champs instationnaires utilisés pour calculer le champ de vitesses moyennes. 185

Figure 194 : Energie cinétique turbulente et lignes de courant de l'écoulement sans contrôle (U_0 = 40 m/s, α = 13,5°). 185

Tableau 8 : Correspondance entre les fréquences adimensionnées et les fréquences (Hz) utilisées pour les essais. 186

Figure 195 : Evolution de la composante de vitesse longitudinale au-dessus de l'extrados (U_0 = 40 m/s, Re = 1,3×10^6, α = 13,5 °) en absence de contrôle, et avec un actionneur à DBD nanoseconde générant des pulses de tension de 9 kV d'amplitude pour différentes fréquences de pulsation. La fréquence f est adimensionnée avec $F+= f \times LsepU0 = f154\ Hz$. 187

Figure 196 : (a) Position de la séparation en fonction de la fréquence de pulse de l'actionneur ns-DBD. (b) Histogrammes de la position de la séparation le long de l'extrados pour différentes fréquences. 187

Figure 197 : Nombres de tourbillons détectés par critère Γ_1 (calculé sur une fenêtre de 6x6 nœuds et un seuil de 0,8) en fonction de la fréquence $Fpulse+$. 187

Figure 198 : (a) Profil de vitesse et (b) énergie cinétique turbulente en x/c = 1,15 dans le cas d'un contrôle par actionneur nanoseconde, pour différente fréquences de répétition F_p. 188

Figure 199 : Evolution de la composante de vitesse longitudinale au-dessus de l'extrados (U_0 = 40 m/s, Re = 1,3×10^6, α = 13,5 °) en absence de contrôle, et avec un actionneur à DBD nanoseconde générant des pulses de tension de 9 kV d'amplitude à une fréquence de pulsation $Fpulse+$ = 11,4 modulée par différentes fréquences $Fburst+$ de rapport cyclique 0,5. La fréquence f est adimensionnée avec $F+= f \times LsepU0 = f154\ Hz$ 189

Figure 200 : (a) Position de la séparation en fonction de la fréquence de pulse ou de modulation de l'actionneur ns-DBD. (b) Histogrammes de la position de la séparation le long de l'extrados pour différentes fréquences. 189

Figure 201 : Profil de vitesse et énergie cinétique turbulente en x/c = 1,15 dans le cas d'un contrôle par actionneur nanoseconde, pour différente fréquences de modulation $Fburst+$ d'un signal pulsé à une fréquence $Fpulse+$= 10,6. 190

Figure 202 : Nombre de tourbillons de rotation horaire et antihoraire détectés par critère Γ_1 (calculé sur une fenêtre de 6x6 nœuds et un seuil de 0,8) sur les champs de vitesses instantanées en fonction de la fréquence de modulation $Fburst+$.....190

Figure 204 : Schémas des frontières utilisées pour déterminer la dimension du volume de contrôle.....215

Tableau 9 : Dimensions des frontières utilisées pour déterminer la taille du volume de contrôle 216

Figure 205 : Evolution de la force EHD moyenne et des termes du bilan de quantité de mouvement (projetés suivant x, (a) et (b) ; suivant y, (c) et (d)) en fonction de l'évolution des frontières délimitant le volume de contrôle (frontière supérieure (a) et (c), frontière aval (b) et (d) ; voir Figure 204) 217

Figure 206 : Convergence des valeurs de la force EHD moyenne, projetée suivant x ou y en fonction de la position de la frontière supérieure ou aval.....217

Figure 207 : Evolution de la force EHD sur un cycle d'alimentation (projetée suivant x, (a) et (b) ; suivant y, (c) et (d)) en fonction de l'évolution des frontières délimitant le volume de contrôle (frontière supérieure (a) et (c), frontière aval (b) et (d) ; voir Figure 204, Tableau 9).....218

Figure 208 : Convergence des valeurs de la force EHD instationnaire, projetée suivant x ou y en fonction de la position de la frontière supérieure ou aval.....219

Figure 209 : Vue assemblée de la maquette d'aile NACA 0015 – A.....228

Tableau 10 : Position des prises de pression et nomenclature des capteurs de pression instationnaire et des voies d'acquisition. 229

Figure 210 : Vue assemblée de la maquette NACA 0015 – B. 229

Tableau 11 : Position des prises de pression et nomenclature des capteurs de pression instationnaire et des voies d'acquisition. 230

Figure 211 : (a) Champs de vitesses longitudinales instantanées et (b) champs de vitesses parallèles à l'extrados développé avec iso-contour de vitesse nulle pour l'écoulement non-contrôlé avec transition forcée (α = 11,5°, U_0 = 40 m/s). Les séparations sont détectées en x_c/c = 0,41 (n = 5) et en x_c/c = 0,27 (n = 23).....232

Introduction

La mobilité des personnes et les flux de marchandises placent le domaine des transports au cœur de notre société actuelle. Les impacts économiques, environnementaux et sociétaux de cette thématique imposent une politique de développement durable et globale ; politique justifiée par le coût énergétique nécessaire à la mise en œuvre de cette thématique. Le transport aérien est au centre de ces préoccupations. Par exemple, 2500 millions de passagers ont utilisés le transport aérien en 2010 et d'avril 2011 à avril 2012, l'ensemble des passagers transportés par kilomètre dans le monde a augmenté de 8,1 % [1]. Diminuer la pollution engendrée par les aéronefs, préserver les ressources fossiles et réduire les coûts de transport représentent un enjeu pour l'avenir qui fait l'objet de nombreuses politiques de développements.

Au niveau Européen, le Conseil Européen pour la Recherche en Aéronautique (ACARE) a publié un programme stratégique de recherche et d'innovation pour 2020. Parmi les objectifs fixés par l'ACARE pour **l'année 2020, l'impact du transport aérien sur l'environnement doit être réduit de 50 % quant à la production de CO_2, de 80 % quant à la production de NOx et le bruit induit par les aéronefs doit diminuer de 50 %.** Le septième programme-cadre européen de recherche et de développement technologique (FP7), conçu dans le cadre des objectifs ACARE 2020 est à l'origine de projets Européens tel que **PlasmAero** (numéro d'agrément 234201). Le projet PlasmAero qui débuta le 1er octobre 2009 pour une durée de trois ans, a pour but de développer, d'étudier et de démontrer la capacité des actionneurs plasmas à contrôler des écoulements aérodynamiques. Ce projet fait intervenir 11 organismes de recherches issus de 7 pays différents, dont l'axe ElectroFluidoDynamique (EFD) de l'institut PPRIME à Poitiers, qui étudie, développe et utilise des actionneurs plasmas à décharge de surface depuis la fin des années 1990. Le contrôle d'écoulement est une technique d'optimisation innovante qui consiste à modifier les caractéristiques de l'écoulement qui baigne un solide grâce à la présence d'un actionneur qui redistribue les quantités de mouvement (générateur de tourbillon), introduit une quantité de mouvement en injectant un fluide (jets soufflants) ou apporte de l'énergie au fluide (jets synthétiques, actionneurs plasmas) à proximité de la paroi du solide immergé. Plus particulièrement, l'actionneur plasma à Décharge à Barrière Diélectrique (DBD) de surface étudié à Poitiers introduit une force électrohydrodynamique (EHD) générée par un gaz ionisé. Cette force EHD produit un vent électrique à proximité de la paroi qui peut être utilisé pour améliorer les performances des aéronefs.

Cette thèse de doctorat est effectuée au sein de l'axe EFD de l'institut PPRIME dans le cadre du projet européen PlasmAero. Elle a pour objet l'étude, le développement et l'utilisation d'actionneurs plasma à Décharge à Barrière Diélectrique de surface pour **le contrôle d'une séparation sur un profil NACA 0015 à des nombres de Reynolds supérieurs à un million.**

Une première partie du manuscrit est consacrée à l'étude électromécanique et à l'optimisation des Décharges à Barrière Diélectrique de surface. Une revue bibliographique (**Chapitre 1**) présente tout d'abord l'état actuel des connaissances sur les caractéristiques d'une DBD de surface, sur le vent électrique et la force EHD générés par un actionneur à DBD. Les moyens expérimentaux mis en œuvre pour caractériser l'actionneur sont présentés au **Chapitre 2**.

Les techniques de mesures et de calcul développées au sein de l'axe EFD de l'institut PPRIME pour évaluer la force moyenne ainsi que son évolution en fonction du temps sont présentées dans le **Chapitre 3**.

Les différents moyens expérimentaux mis en place sont ensuite utilisés pour caractériser l'influence de la géométrie de l'électrode active sur les caractéristiques électriques et mécaniques d'un actionneur plasma à DBD (**Chapitre 4**). La modification de la géométrie de l'électrode active impact directement les régimes de décharge présents durant les phases de tension transitoire. Les propriétés des décharges générées durant le fonctionnement de l'actionneur sont observées par des mesures de courant et des visualisations par caméra iCCD. En parallèle, des mesures du vent électrique, de la poussée induite par l'actionneur, du champ de vitesses moyenné en phase et le calcul de la force EHD durant une période de fonctionnement permettent d'évaluer l'efficacité des décharges dans la production de vent électrique.

Le développement des actionneurs plasmas doit aussi prendre en compte le cadre de leur application : le contrôle d'écoulement. L'efficacité du contrôle d'un écoulement par actionneur plasma à DBD dépend de quatre paramètres principaux : la vitesse du vent électrique moyen généré, l'amplitude et la fréquence des fluctuations de vitesse induites par l'actionneur et la position de l'actionneur dans l'écoulement. La position optimale du contrôle peut fluctuer dans le temps et la taille de la zone à contrôler peut être grande devant la taille du plasma généré par un actionneur à DBD standard (< 2 cm). Afin de garder une action suffisamment étendue, il est nécessaire d'augmenter la surface de contrôle. Pour augmenter la surface d'action du plasma, deux méthodes sont généralement utilisées : les actionneurs à DBD à trois électrodes et des DBD multiples (multi-DBD). Dans le **Chapitre 5** l'écoulement généré par ce type d'actionneur est observé et une multi-DBD innovante est proposée, permettant d'atteindre des **vitesses de 10,5 m/s**.

Le contrôle d'un décollement sur un NACA 0015 fait l'objet de la seconde partie de la thèse. Tout d'abord, le **Chapitre 6** aborde les principales propriétés d'un écoulement autour d'une voilure portante. Il présente les caractéristiques d'un décollement sous l'effet d'un gradient de pression adverse. Le contrôle d'écoulement, les différentes stratégies et les actionneurs utilisés pour supprimer un décollement sont ensuite exposés. Enfin, les principaux résultats du contrôle par plasma d'un décollement de couche limite sur une voilure portante sont donnés.

Le **Chapitre 7** a pour objectif de **démontrer la capacité de l'actionneur à contrôler des écoulements décollés au bord de fuite d'un profil d'aile, à des Reynolds de l'ordre de 1×10^6**. Le décollement au bord de fuite (95 % de corde) d'un NACA 0015 de 500 mm de corde à des Reynolds de 6×10^5 et $1{,}3\times10^6$ est obtenu à des incidences de 12° et 11,5° (respectivement) avec une transition de la couche limite forcée à proximité du bord d'attaque. Deux types d'actionneurs sont utilisés : un actionneur à DBD standard dans le cas d'un décollement à un nombre de Reynolds de 6×10^5 et un actionneur à multi-DBD à potentiels alternés pour un décollement à des nombre de Reynolds de 6×10^5 et $1{,}3\times10^6$. La stratégie de contrôle adoptée repose sur une redistribution des quantités de mouvement moyenne via un apport d'énergie, introduit par l'actionneur plasma.

L'étude du contrôle d'écoulements autour d'un profil NACA 0015 avec un **décollement situé à mi-corde** à un nombre de Reynolds de $1{,}3\times10^6$ fait l'objet du **Chapitre 8**. Deux types d'écoulements sont étudiés : un écoulement dont la transition de la couche limite est forcée et un écoulement naturel. Les essais où la transition de la couche limite est forcée sont menés avec un actionneur alimenté par une source de tension sinusoïdale. Trois actionneurs à DBD peuvent être allumés séparément ou utilisés comme une multi-DBD à potentiels alternés. L'impact de la position de l'actionneur à DBD standard est tout d'abord observé.

Ensuite, l'efficacité du contrôle via une multi-DBD à potentiels alternés est analysée en fonction de l'amplitude de tension délivrée à l'actionneur. Finalement, la possibilité de manipuler l'écoulement en exploitant les caractéristiques instationnaires de l'actionneur à multi-DBD à potentiels alternés est étudiée en modifiant la fréquence des fluctuations de vitesse injectées par cet actionneur de deux façons différentes : en modifiant directement la fréquence d'alimentation ou en modulant l'amplitude de ce signal par une fonction porte. Dans le cas où la transition de la couche limite est naturelle, une DBD nanoseconde placée en $x_c/c = 0,01$ est utilisée. Un pulse de tension engendre une décharge qui génère une onde de pression qui permet de recoller un écoulement décollée. L'aspect fréquentiel de l'actionneur sur sa capacité à contrôler l'écoulement est observé. Deux méthodes sont utilisées : la variation de la fréquence de pulse et la modulation par une fonction porte de l'amplitude de tension des pulses générés par l'actionneur à une fréquence fixée.

Enfin, les principaux résultats de ce travail sont présentés dans la **Conclusion**.

Partie 1 : Actionneur à Décharge à Barrière Diélectrique

Chapitre 1 Bibliographie

1.1 Introduction

Dans ce chapitre, les principales caractéristiques d'un plasma sont tout d'abord présentées, suivies de celles de la Décharge à Barrière Diélectrique volumique puis de l'actionneur plasma à Décharge de surface à Barrière Diélectrique. Des configurations faisant intervenir des actionneurs plasma tri-électrodes et des actionneurs placés en série, les multi-DBD seront présentés dans le Chapitre 5 qui leur est consacré.

L'actionneur à Décharge de surface à Barrière Diélectrique (DBD) produit un écoulement connu sous le nom de vent électrique. Durant son fonctionnement, l'actionneur DBD génère une décharge entre deux électrodes. Cette décharge correspond à un gaz ionisé traversé par un courant. L'interaction électrostatique entre les particules chargées et le champ électrique imposé par la différence de potentiel aux électrodes induit une force de Coulomb à l'origine du déplacement des particules chargées. La collision de ces particules chargées avec les particules neutres permet un transfert de quantité de mouvement qui donne naissance au vent électrique. Cet ensemble de mécanismes à l'origine du vent électrique est formulé par la force ElectroHydroDynamique (EHD). Depuis plusieurs décennies [2], le vent électrique a été observé, décrit et même envisagé dans des configurations aérodynamiques. Mais son utilisation en aérodynamique ne fait l'objet d'une étude approfondie que depuis le début des années 90 [3].

1.2 Quelques notions sur le plasma

Un plasma est un gaz ionisé globalement neutre. Ce gaz est composé de molécules neutres, d'ions positifs et négatifs, et d'électrons. Un plasma peut être caractérisé par deux grandeurs : le degré d'ionisation α qui caractérise la proportion d'électrons présents en son sein et la température électronique T_e qui caractérise la capacité d'un électron à ioniser une molécule neutre [4].

En notant N la densité de particules neutres et n_e la densité d'électrons, on définit le degré d'ionisation α par :

$$\alpha = \frac{n_e}{n_e + N} \qquad (1)$$

Suivant son degré d'ionisation, un plasma est dit faiblement ($\alpha < 10^{-4}$) ou fortement ($\alpha > 10^{-4}$) ionisé. Un plasma peut se trouver dans un état d'équilibre thermodynamique si la température électronique, ionique et la température des neutres est identique. Dans ce cas, les processus d'ionisation et de recombinaison dans le plasma sont équilibrés et on peut définir une relation liant le degré d'ionisation, la densité électronique, et la température. On peut aussi trouver des plasmas hors équilibre : l'ionisation est produite et entretenue par un agent extérieur. On aura alors une température électronique très supérieure à la température des ions et des neutres. L'avantage de ces plasmas hors équilibre thermodynamique est

que la « faible » température des neutres et des ions facilite leur utilisation dans des conditions de vie 'courante'.

La neutralité électrique du plasma est vraie d'un point de vue macroscopique mais localement, l'agitation thermique par exemple peut conduire à un déséquilibre. Cependant, la force électrostatique induite par un déséquilibre de charge va limiter le déplacement de ces charges à une distance inférieur à λ_{De}, la longueur de Debye. Ainsi, la longueur de Debye correspond à l'échelle à partir de laquelle le plasma peut être considéré comme neutre. Dans le cas d'une décharge, le plasma s'étend progressivement dans une direction. Il existe en tête de la propagation du plasma une région non-neutre appelée gaine. La longueur de Debye est donnée par :

$$\lambda_{De} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k T_e}{n_e e^2}} \qquad (2)$$

avec ε_0 la permittivité du vide ($8{,}84\times10^{-12}$ F/m), k la constante de Boltzmann ($1{,}38\times10^{-23}$ J/K) et e la charge d'un électron ($1{,}6\times10^{-19}$ C).

La décharge est définie par la présence de courant dans un gaz. Pour que le gaz devienne conducteur, deux mécanismes de ionisation se mettent en place :

- l'avalanche électronique : lorsqu'un électron germe vient percuter une molécule, il peut résulter de ce choc un ion et deux électrons (l'électron germe et un électron arraché à la molécule). Ces deux électrons peuvent à leur tour percuter deux molécules et arracher deux nouveaux électrons germes. Ce phénomène en cascade est qualifié d'avalanche électronique.
- l'extraction des électrons secondaires par bombardement ionique de la cathode : les ions générés par l'avalanche électronique sont accélérés vers la cathode via le champ électrique. Sous les impacts des ions, la cathode va émettre des électrons.

L'avalanche électronique est caractérisée par le premier coefficient de Townsend α et l'extraction des électrons secondaire par le second coefficient de Townsend γ. Ces deux coefficients permettent de déterminer un facteur de multiplication m (3). Lorsque m = 1, la décharge est alors autonome, c'est-à-dire auto-entretenue.

$$m = \gamma\left(e^{\alpha d} - 1\right) \qquad (3)$$

Un volume de gaz soumit à un champ électrique passe d'un état de gaz puis de plasma hors équilibre thermodynamique pour arriver à un régime d'arc (plasma en équilibre thermodynamique) en suivant une caractéristique courant/tension (Figure 1) liée aux mécanismes de la décharge. Un système composé de deux électrodes parallèles présentant une différence de potentiel V avec une résistance (variable) en série permet de caractériser la décharge grâce à sa caractéristique courant/tension.

On peut distinguer quatre régimes différents (Figure 1) :

La décharge non-autonome : la différence de potentiel et le courant sont trop faibles pour ioniser le gaz et la décharge n'existe qu'en présence d'un agent ionisant (rayonnement UV,..). En augmentant la différence de potentiel, l'énergie transmise aux électrons devient suffisante pour générer des avalanches

électroniques. Cependant, les électrons germes (à l'origine de l'avalanche électronique) ne sont toujours pas produits par la décharge.

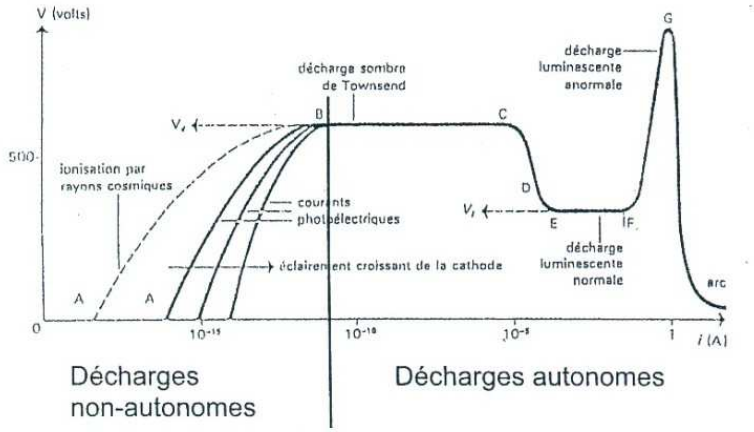

Figure 1 : Caractéristique courant tension d'une décharge à courant continu [5].

La décharge de Townsend : en plus de la multiplication électronique, le bombardement ionique de la cathode permet d'extraire des électrons. La décharge devient donc auto-entretenue. Le potentiel où l'extraction des électrons par bombardement ionique se met en place correspond au potentiel disruptif : le gaz est devenu conducteur. La valeur du potentiel disruptif est liée à beaucoup de paramètres dont le produit de la pression par la distance inter-électrode, connu sous le nom de loi de Paschen [6].

Les décharges luminescentes : les charges d'espace deviennent suffisamment nombreuses pour modifier de façon significative le champ électrique induit par la différence de potentiel entre les deux électrodes (Figure 2). A proximité de la cathode, le champ électrique reste suffisamment élevé pour maintenir un bombardement ionique capable d'arracher des électrons à la cathode (caractérisé par le second coefficient de Townsend) puis la variation de potentiel jusqu'à l'anode est faible mais suffisant pour permettre une ionisation par impact d'électron sur les molécules (caractérisé par le premier coefficient de Townsend).

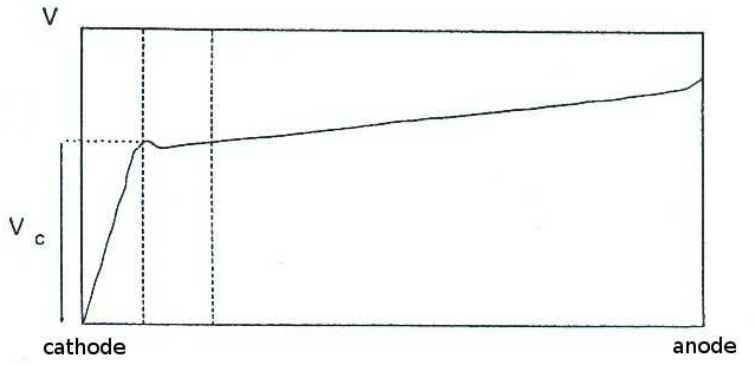

Figure 2 : Variation de potentiel dans une décharge luminescente normale [5].

L'arc : jusqu'à ce stade, le courant augmente grâce à une augmentation de la surface transversale de la décharge. Une fois la taille de la surface transversale de la décharge équivalente à celle de la surface de la cathode, le courant ne peut croître qu'avec une augmentation de la densité de courant donc de la charge électrique et du champ électrique. Des effets thermiques important apparaissent, c'est le passage à l'arc.

A pression atmosphérique, le libre parcours moyen des électrons est très faible, permettant une forte ionisation dans de petits volumes ce qui favorise le passage à l'arc. Ainsi, obtenir des plasmas hors équilibre thermique à pression atmosphérique demande de limiter la puissance dissipée dans le gaz. Pour cela, on peut par exemple modifier le champ électrique dans l'espace à l'aide d'une configuration géométrique (décharge couronne) ou limiter le transfert de charge via un diélectrique (DBD). Ces Décharges à Barrière Diélectrique sont décrites de manière exhaustive dans la partie suivante.

1.3 Décharge à Barrière Diélectrique - Décharge à Barrière Diélectrique de surface

La Décharge à Barrière Diélectrique a été étudiée à partir du milieu du XIXème siècle. Ces premières études étaient portées sur sa capacité à générer de l'ozone (Figure 3).

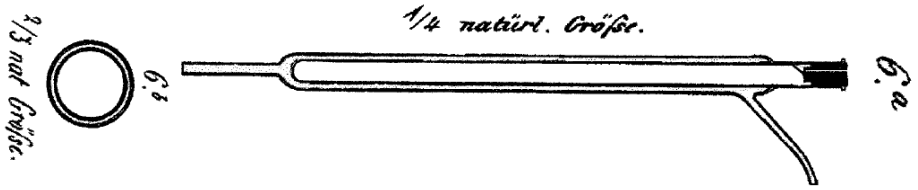

Figure 3 : Tube à décharge utilisé par W. Siemens en 1857 comme ozonateur [7].

Outre le contrôle d'écoulement, on l'utilise aujourd'hui dans les techniques de traitement de surface, de dépôt, pour exciter les gaz dans les lasers, dans les écrans plasma et pour des procédés médicaux. On peut expliquer cette diversité d'applications de par la possibilité qu'offre la DBD à développer un plasma hors équilibre thermique à pression atmosphérique. Ce plasma est maintenu hors équilibre via un diélectrique le plus souvent solide intercalé entre les deux électrodes qui limite les transferts de puissance (Figure 4). Lors de la phase de décharge, le diélectrique solide est progressivement chargé, réduisant le champ électrique dans la zone de décharge et interdisant ainsi le passage à l'arc de la décharge. La présence du diélectrique interdit l'utilisation d'une tension continue. Les DBD sont alimentées avec des tensions alternatives dont la fréquence varie entre quelques dizaines de Hertz et 10 MHz. On trouve des DBD fonctionnant à des pressions comprises entre 10kPa et 500 kPa [7].

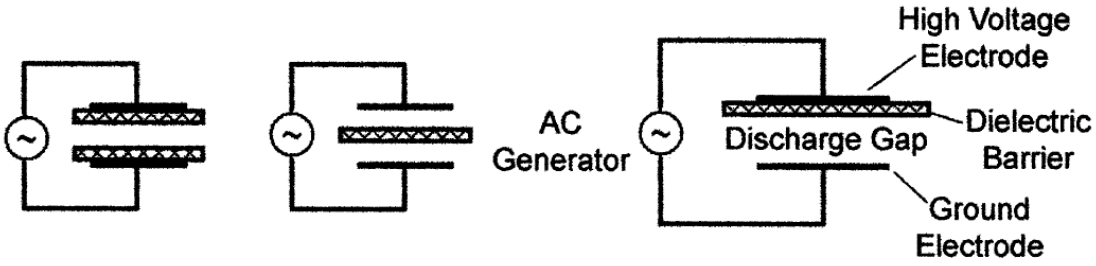

Figure 4 : Configurations génériques de Décharge à Barrière Diélectrique volumique [7].

On distingue deux modes de décharge lors du fonctionnement d'une Décharge à Barrière Diélectrique :

- un régime filamentaire (Figure 5 (a)). A pression atmosphérique, la décharge générée est caractérisée par un ensemble de filaments qui sont distribués sur la surface de l'électrode. Lorsque le champ électrique de l'espace inter-électrode dépasse le champ disruptif du gaz, des micro-décharges dont le rayon est de l'ordre de 100 µm vont localement apparaître. Le développement des avalanches génère une distorsion du champ électrique localisé en tête de l'avalanche, accélérant ainsi les phénomènes de ionisation [2]. Ces structures sont qualifiées de streamers. Lorsque la tête du streamer atteint l'anode, elle se redirige vers la cathode de par la forte distorsion du champ électrique lié à la présence d'espèces chargées dans son sillage. Le diélectrique va alors se charger et stopper la micro-décharge [7].
- un régime de décharge homogène [8] (Figure 5(b - c)). Les mécanismes mis en jeu par ce régime correspondent à une décharge de Townsend [9]. C'est l'émission d'électrons secondaires arrachés à la cathode par bombardement ionique qui inhibe la formation de micro-décharges [10].

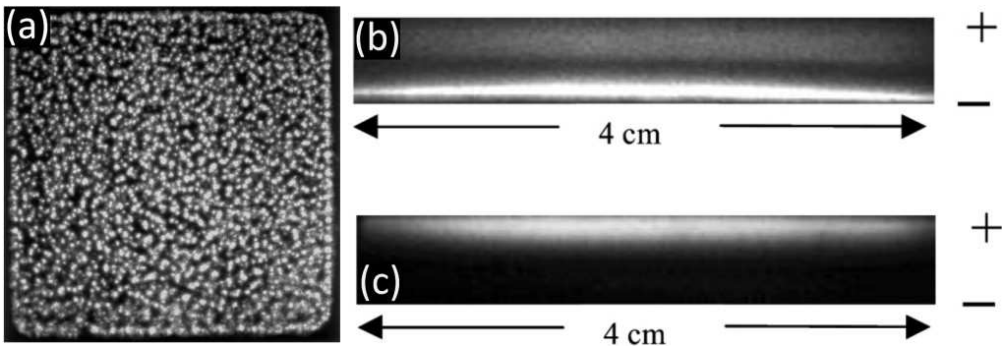

Figure 5 : Vue de dessus du régime de décharge filamentaire dans l'air [11] (a) et vue transversale d'une décharge Townsend générée dans de l'hélium [12] (b) et de l'azote [12] (c) généré par une DBD volumique à pression atmosphérique.

Les motifs semblables à ces deux régimes de décharge, diffus (glow) et filamentaire ont été observés sur la base d'une microdécharge (Figure 6). La base de la microdécharge qui est directement influencée par la présence du diélectrique apparaît diffuse lorsque le diélectrique est une anode et filamentaire lorsque le diélectrique est une cathode [13]. Finalement, dans le cas d'une Décharge à Barrière Diélectrique de surface, les deux régimes décrit ci-dessus seront retrouvés. Cette configuration, ainsi que l'origine de ces différences, est décrite dans la partie suivante.

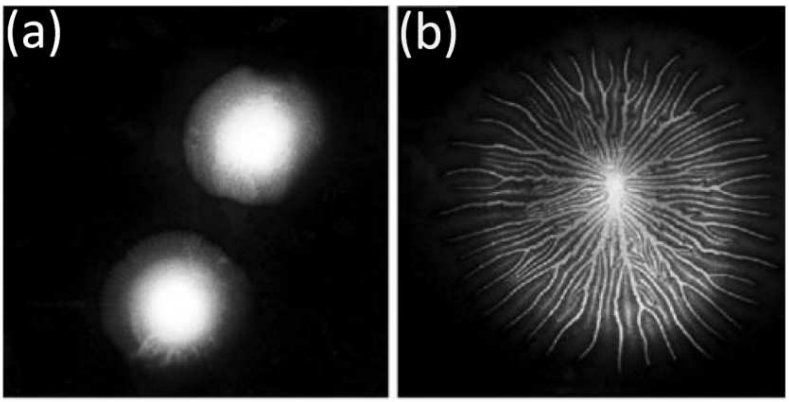

Figure 6 : Motif de la base d'une micro-décharge volumique lorsque le diélectrique est une anode (a) ou une cathode (b) [13].

1.4 Décharge à Barrière Diélectrique pour le contrôle d'écoulement

Bien que l'idée d'utiliser le vent électrique généré par une décharge dans un contexte aéronautique ait déjà été formulée depuis une cinquantaine d'années [2, 14], c'est dans les années 90 que cette thématique a émergé [3, 15]. Les décharges couronnes ont d'abord été utilisées pour générer le vent électrique. Le passage à l'arc entre les deux électrodes uniquement séparées par un diélectrique gazeux est très sensible aux conditions extérieures (pression, humidité) qui rendent difficiles leur utilisation en aéronautique. Le passage à l'arc dans la totalité de l'espace inter-électrode peut être évité en occupant une partie de cet espace par un diélectrique solide, revenant à créer une Décharge à Barrière Diélectrique de surface (SDBD). L'utilisation d'une Décharge à Barrière Diélectrique de surface pour des applications de contrôle d'écoulement a ainsi été proposée par Roth [15] dans les années 90 (Figure 7 (a)).

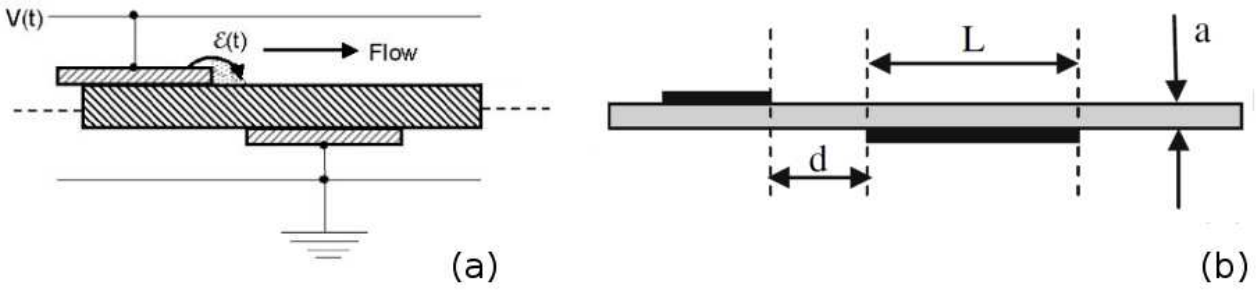

Figure 7 : Schéma d'une Décharge à Barrière Diélectrique de surface utilisée par Roth [16] (a) et paramètres utilisés pour décrire l'actionneur (a épaisseur du diélectrique, d espace inter-électrodes, L longueur de l'électrode de masse) dans Forte *et al.* (b) [17].

L'actionneur à Décharge à Barrière Diélectrique de surface (SDBD) est composé de deux électrodes placées asymétriquement de part et d'autre d'un diélectrique (Figure 7 (a)). On décrit généralement un actionneur plasma à l'aide de trois paramètres : la longueur (corde) de l'électrode de masse, l'espace inter-électrodes et l'épaisseur du diélectrique (Figure 7 (b)). L'électrode active est reliée à une source de tension alternative délivrant des formes d'ondes à des fréquences comprises entre 50 Hz et 500 kHz pour des

amplitudes de tension de l'ordre de la dizaine de kV [3]. Lors de son fonctionnement, un plasma hors équilibre thermique correspondant à une succession de micro-décharges est généré sur chaque face de l'actionneur, dans le volume de gaz inter-électrodes délimité par l'arrête d'une électrode et une face du diélectrique. Comme vu précédemment, la description des décharges générées dans le gaz est fortement dépendante de la polarité du diélectrique. De par sa géométrie, on trouve durant une phase de tension transitoire une décharge se développant sur une cathode et sur l'autre face du diélectrique une décharge se développant sur une anode.

Dans le cas d'une SDBD, la décharge qui est initiée sur l'arrête de l'électrode active va se propager le long du diélectrique, au regard de l'électrode de masse, à mesure que l'amplitude de tension augmente [18, 19, 20]. L'influence du diélectrique observé sur les décharges volumique à proximité du diélectrique (Figure 6) se retrouve dans cette configuration [13]. En 2000, Gibalov [13] observe la structure des décharges formées par une DBD surfacique à pression atmosphérique à la suite d'un unique pulse de tension (Figure 8). Il apparait que durant les phases de décharge, des canaux ionisés sont créés le long de la surface. Leur durée est d'une dizaine de nanosecondes. Suivant la polarité de l'électrode active, la décharge n'a pas la même structure (observé avec des dépôts). Avec un pulse de tension positif, des canaux sont créés (Figure 8 (a)) tandis qu'avec un pulse de décharge négatif (Figure 8 (b)), on peut voir que la zone de décharge est distribuée suivant l'envergure de façon plus uniforme.

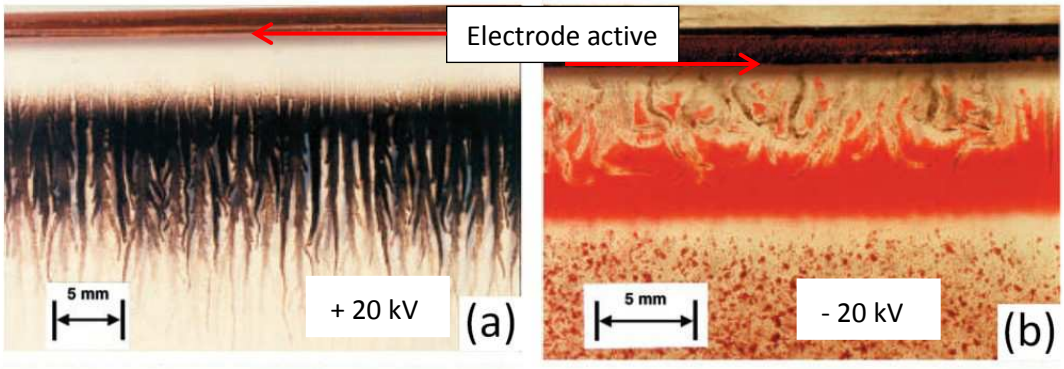

Figure 8 : Motifs généré par des décharges de surface suite à un pulse de tension positive de 20 kV d'amplitude (a) ou d'un pulse de tension négative de 20 kV d'amplitude (b).

Durant la phase de tension croissante, le diélectrique se comporte comme une cathode, des filaments vont être générés le long de l'arrête de l'électrode active. Une phase de tension croissante est composée d'une succession de « fronts » de filaments (Figure 9(a)). Ces filaments ont une durée de vie de quelques dizaines de nanosecondes. Ils vont se développer sur l'arrête aval de l'électrode active et bien que proche les uns des autres, ils ne se chevauchent pas durant une « vague ». D'autre part, l'extension des filaments présents le long de l'électrode active en un instant donné est identique [21]. Cet effet synchrone semble être lié à une photo ionisation générée par les streamers [22, 21]. Durant cette phase, les électrons sont accélérés vers l'électrode active. Avant d'être collectés, ils vont être à l'origine de multiples ionisations [23, 24]. Dans un premier temps, une région non-neutre est formée à proximité de l'arrête de l'anode (Figure 10, $t_1 - t_2$), généré par des ionisations dans le volume et une émission secondaire provoquée par les ions qui impactent la surface du diélectrique. Cette charge d'espace atteint un point de rupture de par une forte distorsion du champ électrique dans la gaine du plasma (Figure 10, t_3), permettant à celui-ci de s'étendre rapidement en une multitude de streamers (Figure 9 (a)) [25, 26, 27] qui correspondent aux filaments observés précédemment. Lors de l'amorçage d'un streamer, la région d'ionisation, qui est située

en tête du streamer, est déplacée vers l'aval. Après le développement de l'un de ces streamers, le diélectrique a un potentiel quasiment identique à celui de l'électrode active [26]. Si l'amplitude de tension continue de croître, le processus de génération de streamer va alors se répéter.

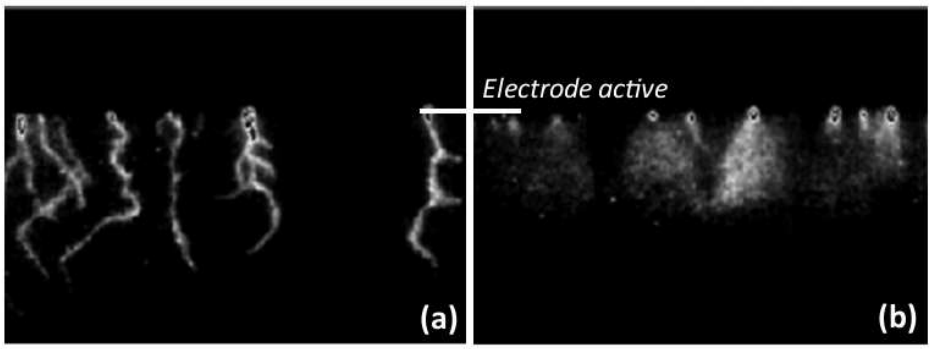

Figure 9 : Vue de dessus de la décharge générée durant les phases de tension croissante (a) et décroissante (b) [28].

Lors de la phase de tension décroissante, les décharges formées à partir de l'arrête de l'électrode active sont des spots qui diffusent vers l'aval (Figure 9 (b)). Un nuage d'ions se forme et s'étend à mesure que l'amplitude de tension augmente. Durant cette phase, les électrons émis par la cathode sont ensuite collectés par le diélectrique. Celui-ci se retrouve polarisé, contrôlant ainsi le développement de la décharge. De ce fait, la région d'ionisation reste à proximité de l'arrête de l'électrode active contrairement à la phase de tension croissante où elle était localisée dans la gaine du plasma et se retrouvait déplacée en aval de l'électrode active [23, 25, 26, 27]. De cette façon, un nuage d'ions croît progressivement depuis l'électrode active mais l'apparition des spots et leur front de diffusion qui constituent le nuage d'ions n'est pas synchronisé contrairement au cas des streamers [21].

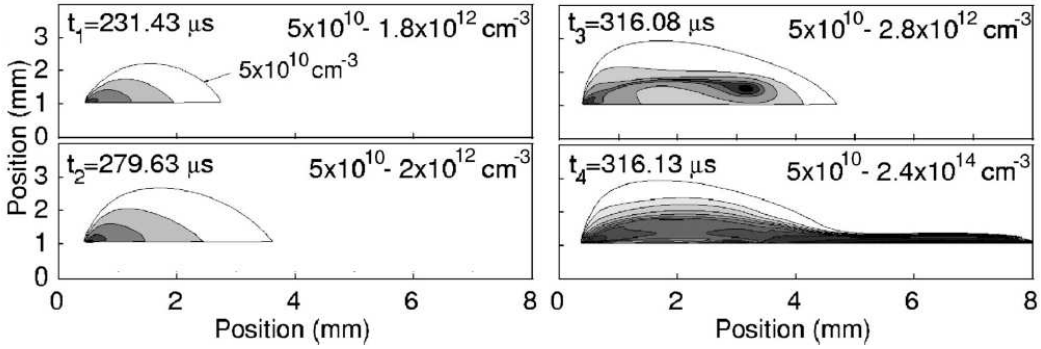

Figure 10 : Densité ionique au-dessus du diélectrique durant une phase de tension croissante obtenu par simulation. t1-t2 : formation d'un nuage d'ion (charge d'espace) puis t3-t4 : amorçage et développement d'un streamer [29].

1.5 Courant

Les migrations, dépôts d'ions et d'électrons durant les phases de décharge génèrent un courant qu'il est possible de mesurer entre l'électrode de masse et la masse. Le courant étant à la fois lié à la quantité de charges présentent et à leur vitesse de déplacement, il est possible d'obtenir un certain nombre

d'informations sur les caractéristiques des décharges présentes durant le fonctionnement de l'actionneur [19, 30].

La Figure 11(a) présente le courant généré par un actionneur DBD avec l'amplitude de tension. Une série de pics de courants superposés à une composante synchrone est clairement visible durant les phases de tension transitoire. Ces pulses sont liés à la génération des micro-décharges [19, 26]. Un circuit équivalent prenant en compte les différents aspects du fonctionnement de la décharge (Figure 11 (b)) a été proposé par Pons *et al.* [19, 30]. Tout d'abord, les deux électrodes séparées par un diélectrique forment un condensateur de capacité C_1. Lorsque le seuil de tension disruptive est dépassé, un plasma est généré sur les deux faces du diélectrique à partir de l'électrode active (R, C_2, C_3) et de l'électrode de masse (R', C_2', C_3'). Le seuil de tension nécessaire à l'initiation des décharges de chaque face est schématisé par un interrupteur ouvert. Une fois la décharge initiée, le gaz conducteur, se comporte comme une résistance R dans le cas du plasma généré sur la surface où repose l'électrode active. Les charges déposées par le plasma vont polariser le diélectrique, générant une composante capacitive C_3 et l'influence des charges accumulées sur l'autre face du diélectrique sont représentées par le condensateur C2 (respectivement R', C_3', C_2' pour la décharge générée côté électrode de masse).

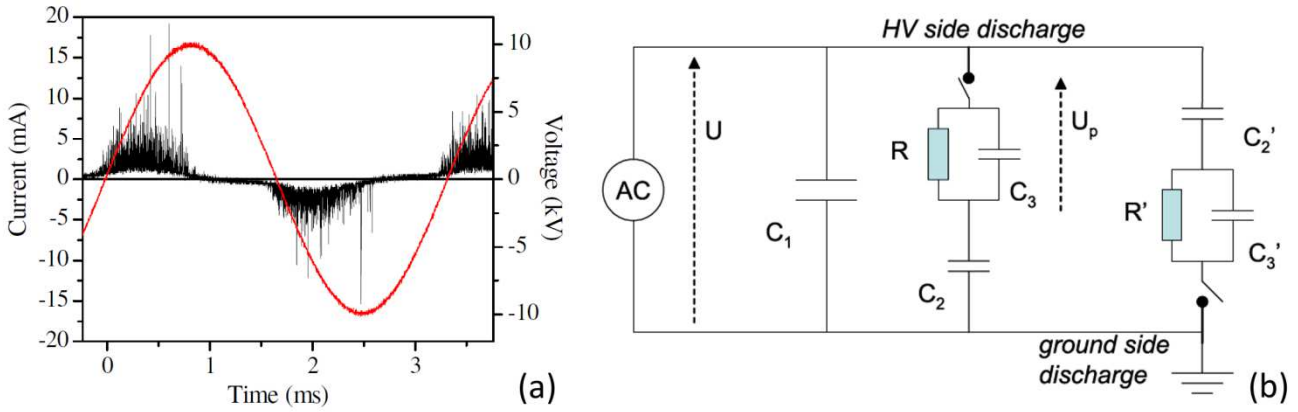

Figure 11 : (a) Courant de décharge (courbe noire, courant capacitif supprimé) et amplitude de tension (courbe rouge) durant une période de fonctionnement de l'actionneur DBD [31] et (b) circuit équivalent de l'actionneur [30].

Le courant de décharge durant les phases de tension croissante et décroissante est relativement similaire, ce qui est lié à l'occurrence de décharges sur les deux faces du diélectrique. Durant une phase de tension croissante, le diélectrique où repose l'électrode active sera une cathode alors que pour la face où repose l'électrode de masse, le diélectrique jouera le rôle d'une anode et inversement durant la phase de tension décroissante. Ainsi, le courant est la superposition des deux types de décharges décrit dans le paragraphe précédent.

Différentes solutions ont été proposées pour supprimer la décharge sur une des faces du diélectrique qui n'est pas utile lors du contrôle d'écoulement et multiplie la puissance électrique consommée par deux [30, 19]. Une solution largement utilisée consiste à inhiber le plasma induit par l'électrode de masse en l'encapsulant [19, 32, 17]. En ne considérant que le plasma formé sur une face de l'actionneur DBD (généralement la face où repose l'électrode active), on se retrouvera avec un schéma où une branche est supprimée (C_2', C_3', R', voir Figure 11(b)). Dans ce cas, deux phases de courant bien distinctes peuvent être observées (Figure 12).

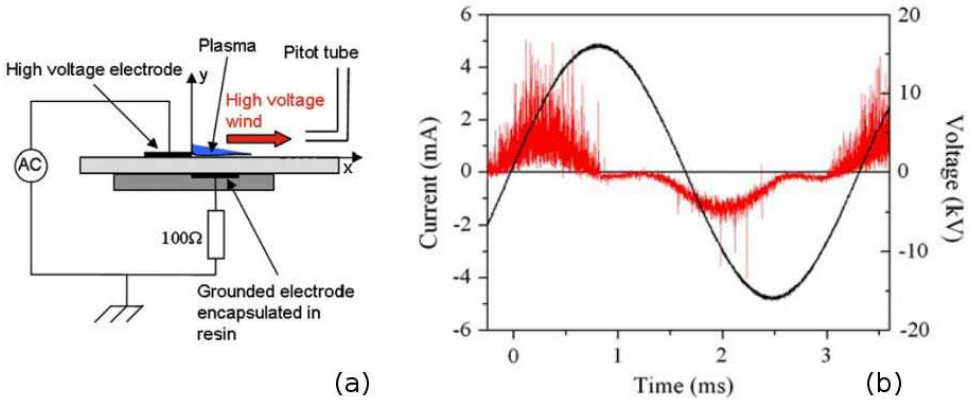

Figure 12 : (a) Schéma de l'actionneur encapsulé [32] et (b) courant de décharge et amplitude de tension pendant deux périodes d'alimentation d'une configuration encapsulée [17].

Durant la phase de tension croissante (l'électrode active est une anode), le courant de décharge (Figure 12 (b)) est caractérisé par une succession de pics de courant qui peuvent atteindre quelques centaines de mA pour des diélectriques épais (quelques mm d'épaisseur). Ils sont superposés à un courant synchrone de l'ordre de quelques mA. Des visualisations simultanées de la décharge et du courant ont montré que la formation d'un streamer était corrélée aux pics de courants observés [19]. Il a été observé que l'amplitude des pics de courants est lié au nombre de streamers générés à l'instant du pulse de courant. En effet, un pulse de courant peut être dû à la génération de plusieurs streamers [21, 32]. Le courant synchrone est quant à lui lié au développement du nuage d'ions avant claquage [29, 26, 33] (Figure 13, instants t_1 et t_2).

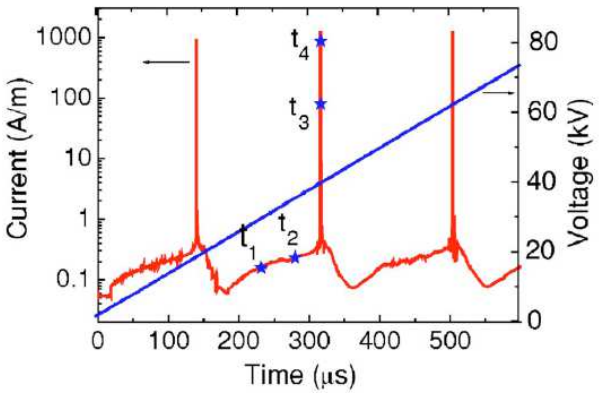

Figure 13 : Courant de décharge lié à une succession de streamer initiée par le développement d'un nuage d'ion durant une phase de tension croissante. Les instants t1-4 correspondent aux champs de densité ionique présentés Figure 10 [29].

Durant la phase de tension décroissante (l'électrode active est une cathode), un nuage d'ion croît de façon continue, ce qui se traduit par la présence d'un courant synchrone sur le courant superposé à des pics de courants de faible amplitude (quelques mA) mais qui sont générés à haute fréquence. Ces pics sont liés aux recombinaisons et ionisations qui ont lieu durant la croissance du nuage d'ions [29, 26, 33].

1.6 Puissance électrique

La puissance électrique consommée par l'actionneur plasma est un paramètre important pour potentiellement effectuer un bilan global pour le contrôle d'écoulement. Typiquement, la puissance est de l'ordre de 1 W par centimètre d'électrode pour des diélectriques de quelques mm d'épaisseur. On trouve dans la littérature des expériences destinées à déterminer l'influence de paramètres tel que l'amplitude de tension, la fréquence [19, 30, 34, 35, 36], la forme du signal de tension [37], la permittivité, l'épaisseur du diélectrique [34, 37]. Suivant les groupes de recherche, l'évolution de la puissance en fonction de l'amplitude de tension n'est pas modélisée de la même manière. Dans le cas d'un diélectrique de faible épaisseur (quelques centaines de µm), on utilise généralement une loi puissance dont l'exposant varie entre 2 et 3 suivant la configuration [19, 34, 36]. L'utilisation d'une loi puissance a été justifiée par l'évolution des capacités C_2, C_3, et de la résistance R (voir schéma Figure 11(b)) lors du fonctionnement de l'actionneur DBD [19]. Dans le cas de diélectriques épais (quelques millimètres d'épaisseur) une loi quadratique où la racine correspond à l'amplitude de tension où la décharge est initiée [30, 37, 35] est utilisée, comme le montre la Figure 14(a). Par contre, l'évolution de la puissance électrique consommée en fonction de la fréquence est admise par l'ensemble de la communauté comme linéaire (Figure 14(b)).

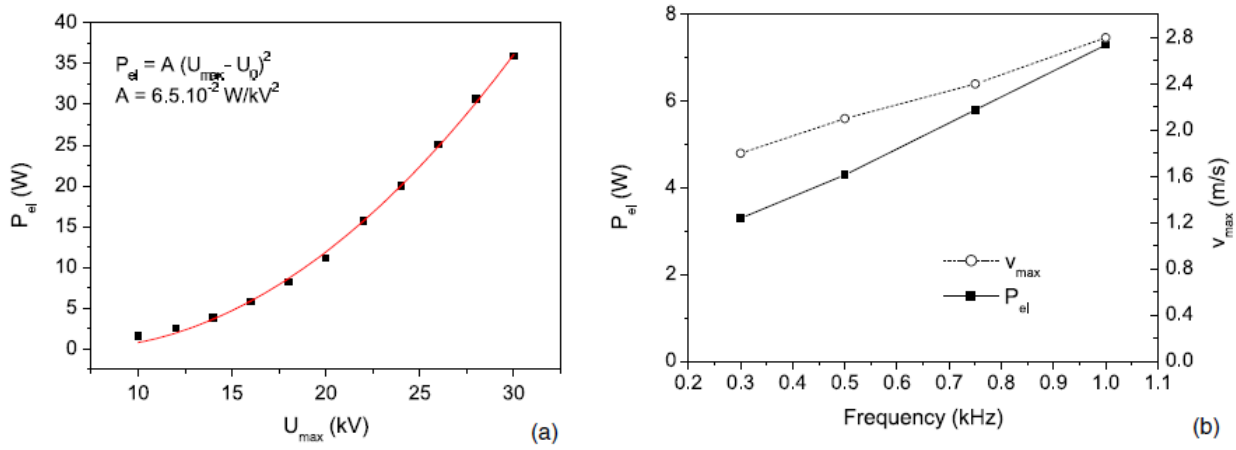

Figure 14 : Evolution de la puissance électrique consommée par un actionneur DBD alimenté par un signal sinusoïdal (a) à une fréquence d'alimentation de 300 Hz en fonction de l'amplitude de tension, (b) à une amplitude de tension de 14 kV en fonction de la fréquence [30].

1.7 Force électro-hydrodynamique

La force électro-hydrodynamique désigne la force des espèces chargées transférée aux molécules neutres. Le vent électrique qui est généré par la collision des espèces chargées issues de la décharge avec les particules neutres est la conséquence de la force EHD dans un gaz. Expérimentalement, on observe durant le fonctionnement de l'actionneur plasma un jet de paroi qui prend naissance sur une arrête de l'électrode active et qui est dirigé vers l'aval (Figure 15). La direction du vent électrique suppose une force EHD orientée, ce qui semble justifié par une direction privilégiée de la croissance du régime de décharge imposé par l'asymétrie de la configuration DBD [38].

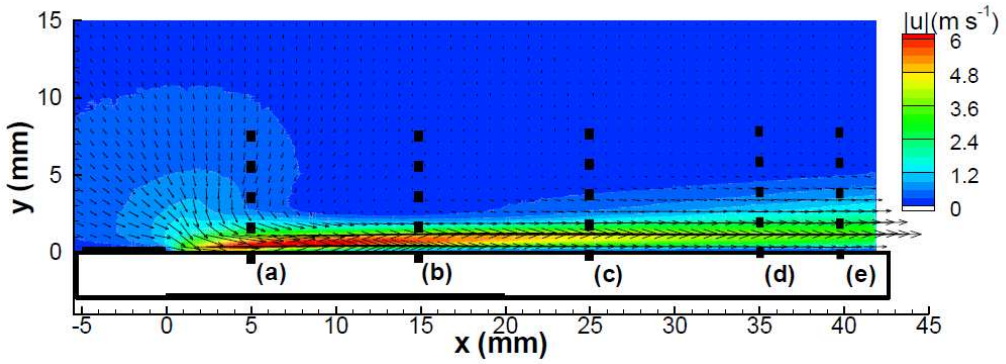

Figure 15 : Champ de la vitesse longitudinale et champ de vecteur du jet de paroi généré par l'actionneur DBD à une amplitude de 10,5 kV et une fréquence de 14 kHz [39].

Localement, la force $\overrightarrow{f_k}$ transférée par une espèce chargée (ions positifs, négatifs et électrons) peut s'écrire [25, 40]:

$$\overrightarrow{f_k} = n_k m_k \nu_{kn} \overrightarrow{u_k} \quad (4)$$

avec n_k la densité et m_k la masse d'une espèce k, ν_{kn} la fréquence de transfert de quantité de mouvement de l'espèce k vers les molécules neutres (indice n), $\overrightarrow{u_k}$ la vitesse de l'espèce.

Ce qui peut être reformulé avec la mobilité μ_k de l'espèce et la densité de courant de l'espèce $\overrightarrow{J_k}$ comme :

$$\overrightarrow{f_k} = \frac{\overrightarrow{J_k}}{\mu_k} \quad (5)$$

Localement, la somme des différentes contributions des espèces chargées sur les molécules neutres est égale à la force EHD $\overrightarrow{f_{ehd}} = \sum_k \overrightarrow{f_k}$.

En développant l'expression des densités de courant ioniques et électronique, Bœuf *et al.* ont obtenus un bilan de quantité de mouvement des espèces chargées qui permet de déterminer la force EHD [25]. Raizer a montré qu'il est possible d'adopter des simplifications qui permettent de décrire ce bilan avec une équation de type dérive-diffusion [41] qui est largement utilisée pour les études numérique [25, 42, 43]. Lorsque la décharge se développe à la surface de l'actionneur plasma, on peut distinguer deux zones : une région neutre et une région non-neutre, la gaine qui est présente aux extrémités du volume de plasma. Dans le cas d'un plasma neutre, en considérant l'équation de dérive-diffusion, les forces générées par les particules de charge opposée se compensent exactement. Pour que la résultante des forces ne soit pas nulle, il faut que le milieu ne soit pas neutre, condition qui est retrouvée dans la gaine des streamers et dans les décharges glow. Dans cette zone, la densité d'ions est beaucoup plus importante que la densité électronique et l'expression de la force peut se simplifier à $\overrightarrow{f_{ehd}} = en_i\vec{E}$, avec n_i la densité d'ions (positifs ou négatifs).

Expérimentalement, la force moyenne, tangentielle à la paroi est mesurée par la poussée que produit l'actionneur grâce à des balances de laboratoire [19, 44, 45, 36, 46, 47] (Figure 16) ou par bilan stationnaire de quantité de mouvement [48, 49, 50]. Des mesures de force moyenne montrent que typiquement, la force tangentielle à la surface du diélectrique est de l'ordre de quelques dizaines de mN par

mètre d'électrode. Les différentes mesures de force moyenne montrent que la force EHD produite est proportionnelle à la puissance électrique consommée par l'actionneur DBD [18, 44, 36, 51]. Elle évolue suivant une loi de puissance en fonction de l'amplitude de tension [18, 36] et de façon linéaire en fonction de la fréquence [36, 49] dans le cas de diélectriques fins. La capacité induite par le diélectrique séparant les deux électrodes joue elle aussi un rôle important, il a été déterminé numériquement [26] que l'extension spatiale de la force augmentait lorsque la capacité du diélectrique diminue (augmentation de l'épaisseur ou diminution de la permittivité, Figure 17). Expérimentalement, des mesures montrent que la force générée par un actionneur à DBD augmente lorsque la capacité du diélectrique diminue [36].

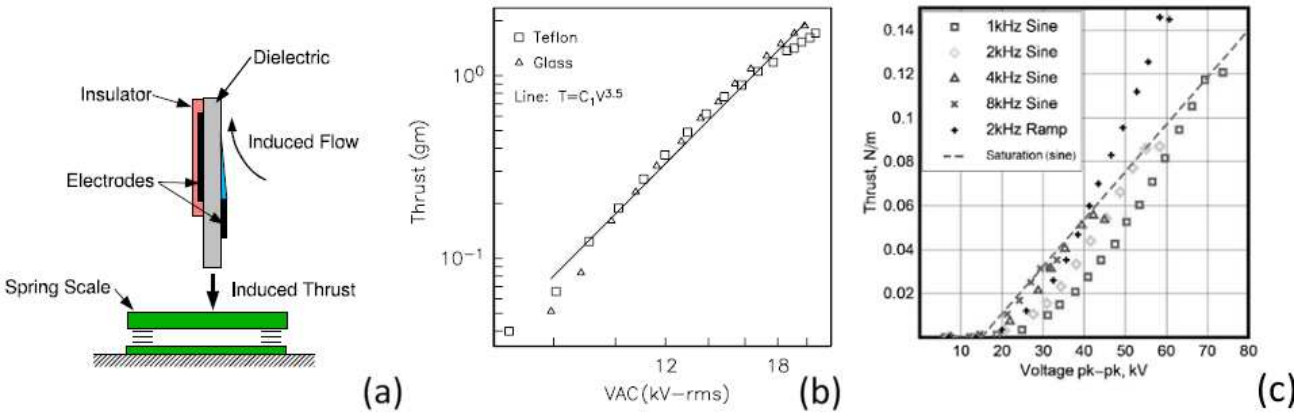

Figure 16 : (a) Schéma de la mesure directe de la force EHD par balance électronique (b) exemple de mesures [52] et (c) mesures de la force EHD à différentes fréquences (diélectrique : quartz 6,35 mm d'épaisseur) [36].

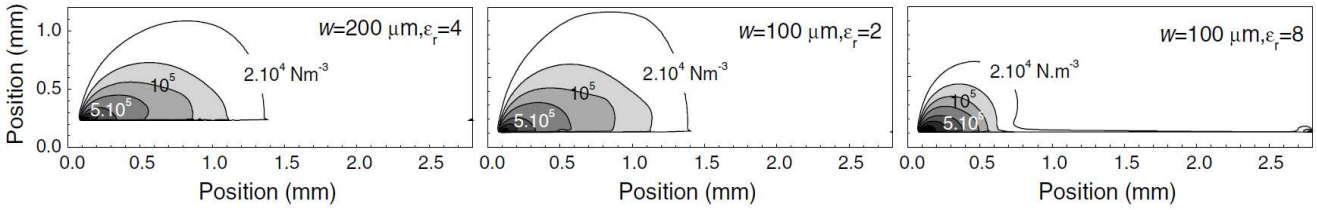

Figure 17 : Champ de force moyen en surface du diélectrique en fonction de la capacité (modifiée avec l'épaisseur et la permittivité relative du diélectrique) pour une rampe de tension de 100 V/µs, obtenu par simulation numérique.

La force étant générée durant les régimes de décharge et ceux-ci n'ayant lieu que durant des phases de tension transitoire, il est logique de supposer que la force générée par l'actionneur DBD varie durant un cycle d'alimentation. Ce phénomène a été expérimentalement observé par la mesure instationnaire du vent électrique par Forte *et al.* en 2005 [53] par une mesure LDV directe puis décrit via des mesures LDV conditionnées en phase [17]. Cependant, la mesure directe résolue en temps de la force EHD générée par un actionneur est rendue difficile par l'amplitude des fluctuations de force (sa valeur moyenne étant de l'ordre de quelques dizaines de mN) couplé à leur fréquence de fluctuation, à la fréquence d'alimentation (quelques kHz). Dans ce but, des dispositifs de type pendulaires ont été réalisés [54, 55, 56] (Figure 18). Ces systèmes n'ont pas permis de déterminer précisément l'évolution de la force au cours du temps. Seules des tendances s'en dégagent. Ainsi en 2008 une publication avec ce type de mesure montre que la majorité de la force EHD est produite durant la phase de tension décroissante. Le signe de la force générée pendant la phase de tension croissante est observé positif en moyenne mais les auteurs observent que durant certains cycles de fonctionnement, sa valeur devient négative [55].

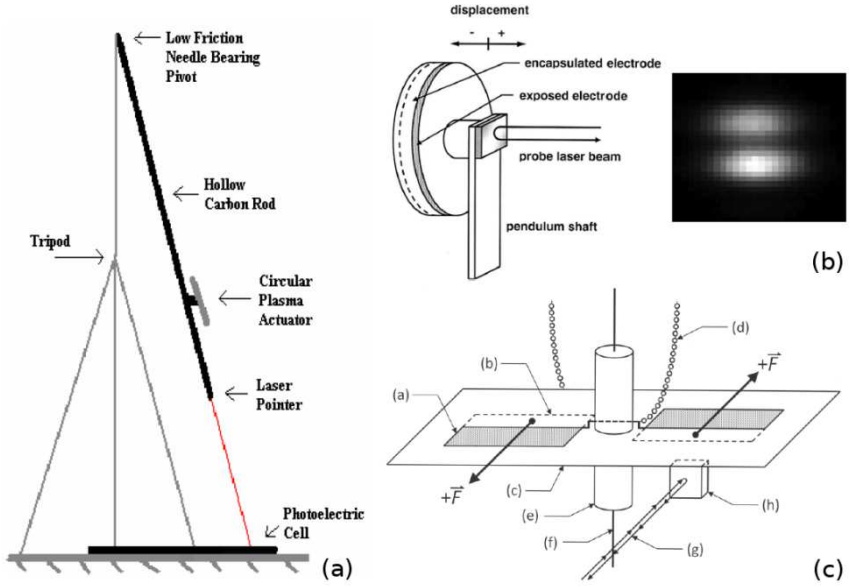

Figure 18 : Schéma des différents systèmes pendulaires pour déterminer le comportement instationnaire de la force EHD (a) Porter *et al.* [54] (b) Enloe *et al.* [55] (c) Enloe *et al.* [56].

Connaître l'évolution de la force EHD est fondamental que ce soit pour valider des simulations, ou pour utiliser cette force en tant que terme source dans un code de calcul fluide. Un 'important' débat sur l'évolution du signe de la force généré durant un cycle a eu lieu, à savoir si la force générait une force positive durant la phase de tension croissante et une force négative durant la phase de tension décroissante (push-pull) ou si la force durant la phase de tension croissante et décroissante est positive (push-push). Cette question a été en partie résolue en étudiant un autre paramètre, à savoir la nature du gaz. En effet, pour faciliter la comparaison entre simulations et expérimentations, on a considéré dans les premières études numériques un gaz de type azote (une espèce ionique positive, des électrons et des molécules neutres). L'une des conséquences était d'obtenir une force quasiment nulle voire négative durant la phase de tension décroissante [24, 25, 57]. Des expériences [44, 58] sur l'influence de la richesse en oxygène ont montré que la force était plus importante dans un gaz contenant de l'oxygène et de l'azote car l'oxygène génère des ions négatifs (Figure 19). Et c'est la présence de ces ions négatifs qui est à l'origine d'une force positive durant la phase de tension décroissante [33, 43, 59].

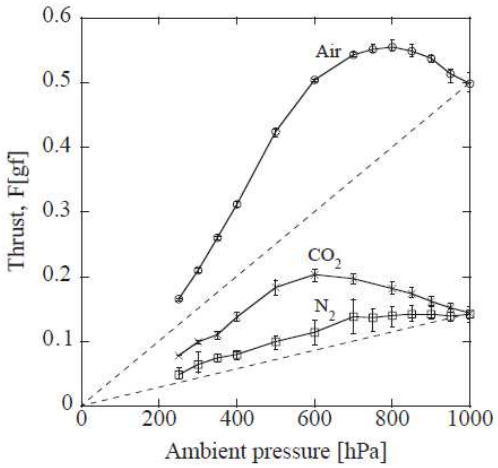

Figure 19 : Influence du gaz sur la force EHD produite pour un actionneur DBD alimenté par une forme de tension sinusoïdale (V = 10 kV, f = 5 kHz).

Les simulations numériques ont montré que durant une phase de tension croissante, une décharge couronne se développe sur l'arrête aval de l'électrode active, vers l'électrode de masse. En se développant, un nuage d'ion se forme, générant ainsi la force EHD. A mesure que la charge d'espace croît, la force EHD croît. Mais la charge d'espace modifie le champ électrique jusqu'à initier un filament qui résorbe les charges d'espace créées [29] [26] [25]. Une force importante mais de courte durée est alors générée par le streamer. Ce processus recommence si l'amplitude de tension continue d'augmenter (Figure 20). Lorsque l'électrode active joue le rôle de cathode (phase de tension décroissante), l'expansion du nuage d'ion négatif ininterrompu permettrait de générer une force EHD totale beaucoup plus importante puisque malgré sa faible valeur locale, elle est générée de façon continue durant toute la phase de tension décroissante [33, 27](Figure 20).

Depuis 2010, des méthodes de mesure de force instationnaire basées sur la mesure du champ de vitesses par image de particules ont été proposées [60, 61, 47]. Ces méthodes et les résultats sont discutés en détails dans le paragraphe 3.3.160.

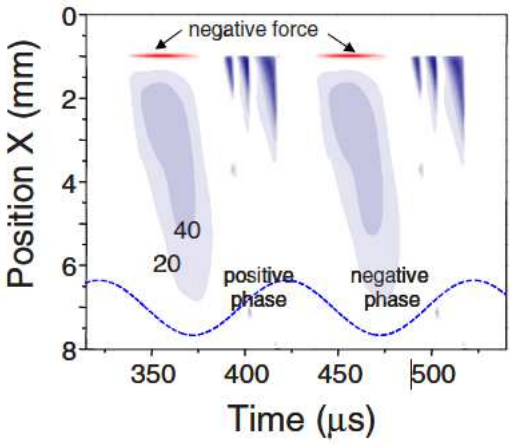

Figure 20 : Evolution de la force EHD (intégrée dans la direction transversale à la surface du diélectrique) en aval de l'électrode active en fonction du temps pour une amplitude de tension de 10 kV et une fréquence de 5 kHz [27].

1.8 Vent électrique

Un autre moyen de caractériser les performances mécaniques de l'actionneur plasma est de mesurer le vent électrique qu'il produit. L'avantage de cette mesure est qu'elle permet d'obtenir des informations spatiales et instationnaires sur les caractéristiques mécaniques de l'actionneur plasma contrairement à la force EHD qui reste le plus souvent un paramètre global. L'actionneur DBD génère un jet de paroi (Figure 21) de quelques millimètres d'épaisseur pouvant atteindre une vitesse maximale de 5 à 6 m/s en moyenne à 0.5 mm de la paroi (Figure 22), pour des fréquences d'alimentations de l'ordre de 1 kHz avec des amplitudes de l'ordre de 20 kV appliqué entre deux électrodes placées de part et d'autre d'un diélectrique en PMMA de quelques mm d'épaisseur. Le fluide étant accéléré par la décharge électrique, la vitesse maximale dans le jet est atteinte en aval de l'électrode active, à la fin de la zone de décharge (Figure 22, x = 10 mm) [30].

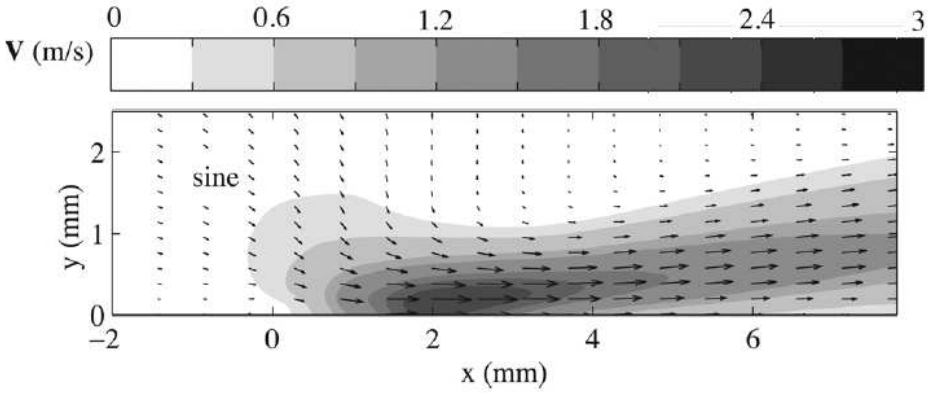

Figure 21 : Champ de la vitesse longitudinale et champ de vecteur du jet de paroi généré par l'actionneur DBD (V = 5 kV, f = 625 Hz, diélectrique 30 µm) [62].

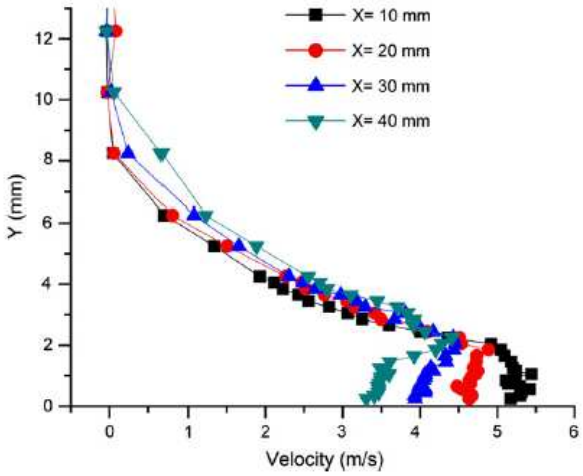

Figure 22 : Profil du vent électrique généré par l'actionneur DBD (V = 22 kV, f = 1,5 kHz) pour différents x en aval de l'électrode active [63].

L'impact de l'amplitude de tension et de la fréquence sur la vitesse maximale du vent électrique est présentée Figure 23 (a) et (b) (respectivement). Le vent électrique est induit par la force EHD, qui est proportionnelle à la densité de charges et au champ électrique. Une augmentation de la fréquence va augmenter la densité de charge tandis qu'une augmentation de l'amplitude de tension va augmenter la densité de charge et le champ électrique entre les deux électrodes métalliques. Cependant, cette augmentation de densité de charge qui se traduit par une densité de courant plus importante dans la zone de décharge va avoir un effet « saturant » d'un point de vue force EHD puisque la décharge va peut à peut se transformer en régime filamentaire qui ne semble pas efficace dans la production de force EHD, donc de vent électrique. Des études sur l'influence de la pente du signal de tension montrent que le débit massique généré par l'actionneur reste invariant. Cependant, à mesure que la pente de tension augmente, la vitesse maximale mesurée diminue et l'épaisseur du profil augmente [37, 64].

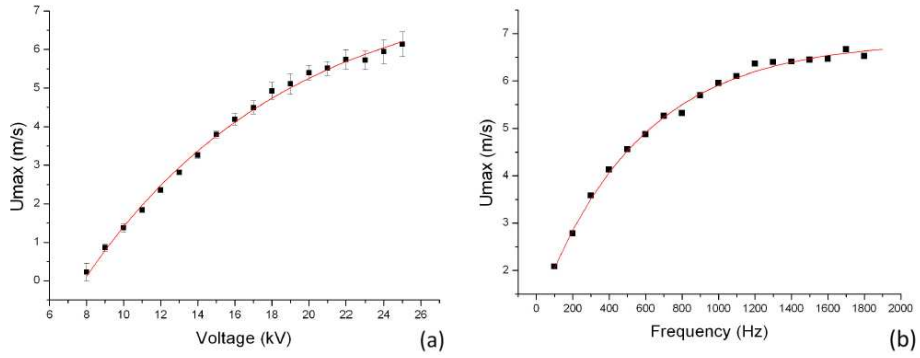

Figure 23 : Evolution de la vitesse maximal du vent électrique en fonction (a) de la tension d'alimentation (fréquence 1 kHz) (b) de la fréquence d'alimentation (amplitude de tension 20 kV) [65].

La possibilité d'augmenter le vent électrique grâce à une forte densité de charge est limitée par la transition de la décharge vers un régime filamentaire à mesure que la densité de courant augmente. C'est le principal objectif des optimisations décrites ci-dessous : augmenter la densité de charge sans atteindre un régime filamentaire pour augmenter la force EHD et le vent électrique.

La vitesse maximale du vent électrique obtenue est fortement dépendante de la configuration géométrique de l'actionneur DBD [65, 66]. Pour un type spécifique de diélectrique, la longueur de l'électrode de masse, l'espace inter-électrodes et l'épaisseur du diélectrique (Figure 7(b)) influencent directement la nature de la décharge.

La longueur de l'électrode de masse doit être suffisamment longue pour ne pas contraindre l'extension du plasma. Lors d'une phase de tension croissante, la décharge s'étend progressivement vers l'aval de l'électrode active, au regard de l'électrode de masse. Lorsque l'amplitude de tension augmente, les lignes de champs se développent et permettent à la décharge de se développer vers l'aval. Dans le cas où l'électrode de masse est trop petite, elle limite la distance parcourue par les charges qui en s'accumulant facilitent le passage d'un régime diffus à un régime filamentaire et limitent l'extension du nuage d'ion. Ces deux phénomènes limitent la vitesse maximale du vent électrique (Figure 24).

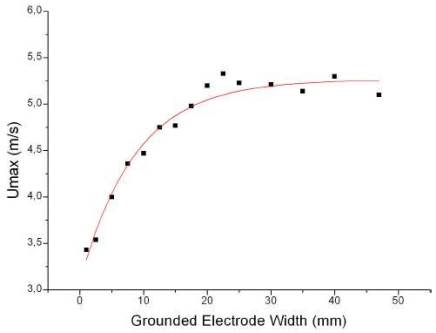

Figure 24 : Impact de la longueur de l'électrode active sur la vitesse maximale générée par l'actionneur DBD (V = 20 kV, f = 700 Hz) [65].

L'espace inter-électrodes fait quant à lui intervenir un optimum. Dans le cas où l'électrode de masse est trop éloignée de l'électrode active, le champ électrique sera trop faible pour ioniser l'espace inter-électrode. Dans le cas où cet espace est nul, voir négatif, les charges s'accumulent à proximité de l'arête aval de l'électrode active et diminuent le champ électrique à proximité de l'électrode active. Or une émission secondaire nécessite un champ électrique localement important pour que les ions arrachent des électrons à

la cathode. Ceci peut être provoqué artificiellement en éloignant légèrement l'électrode de la cathode (on reproduit la dissymétrie du champ électrique observé dans le cas des décharges luminescentes). Un espace inter-électrodes optimal semble ainsi être compris entre 2,5 mm et 7,5 mm (Figure 25) [65].

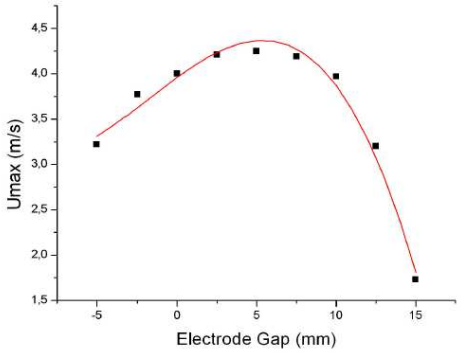

Figure 25 : Influence de l'espace inter-électrodes sur un actionneur DBD (V = 20 kV, f = 700 Hz) [65].

En diminuant l'épaisseur du diélectrique, on augmente la capacité de l'actionneur DBD. De ce fait, le champ électrique dans la zone de décharge sera plus important, permettant ainsi d'atteindre des vitesses moyennes maximales plus importantes à basse tension [65]. Mais en termes de puissance électrique consommée, la vitesse moyenne maximale atteinte est indépendante de l'épaisseur du diélectrique [37] et converge de façon asymptotique pour une puissance électrique consommée de l'ordre de 2 W par centimètre d'électrode. On peut voir Figure 26 (a) l'évolution de la vitesse maximale obtenue en fonction de la puissance consommée pour des actionneurs ayant des épaisseurs de diélectrique différentes. Quel que soit l'épaisseur du diélectrique, la vitesse obtenue en fonction de la puissance consommée est identique. Par contre, si on diminue l'épaisseur du diélectrique, la zone où la force EHD est générée diminue et le débit massique chute lui aussi (Figure 26 (b)) [37, 65]. Si on considère la permittivité du diélectrique, on se retrouve avec le raisonnement inverse : la capacité de l'actionneur est proportionnelle à la permittivité du diélectrique.

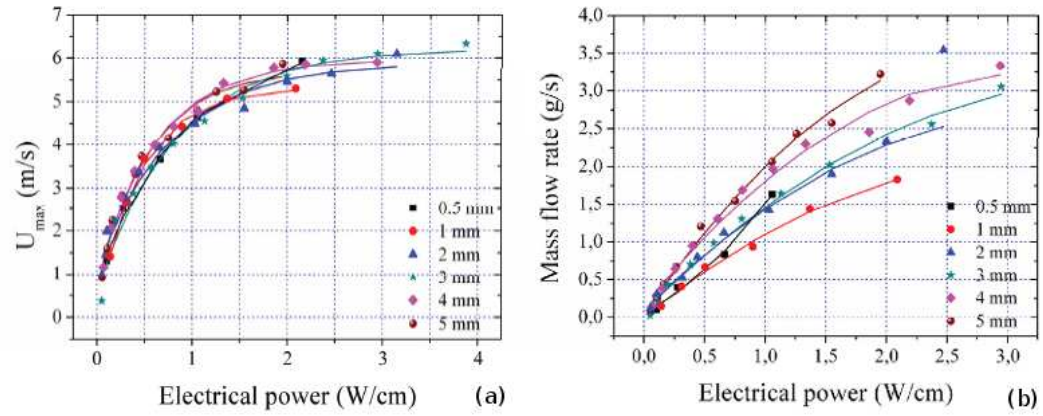

Figure 26 : Influence de la puissance électrique consommée (f =1 kHz, tension variable) et de l'épaisseur du diélectrique (PMMA) sur (a) la vitesse maximale du vent électrique généré par un actionneur à DBD et (b) le débit massique induit par un actionneur à DBD [37].

Les mesures de vitesses par LDV effectuées en 2005 par Forte *et al.* [53] révélent que le vent électrique fluctue de façon synchrone avec la forme de tension, suggérant que l'amplitude de la force EHD générée par les décharges durant une période d'alimentation n'est pas identique suivant la phase de tension transitoire. Durant une phase de tension croissante, l'amplitude de vitesse longitudinale (le vent électrique)

diminue et durant une phase de tension décroissante, la vitesse longitudinale augmente (Figure 27) [17]. La vitesse transversale quant à elle est négative durant la phase de tension croissante, montrant qu'une partie de l'écoulement est attiré vers la paroi durant cette phase transitoire de tension. En 2010 Benard *et al.* [67] a utilisé le même type de mesure mais conditionné en moyenne de phase. L'évolution locale du vent électrique montre que la décroissance de vitesse lorsque la décharge n'est pas allumée est plus faible que la décroissance de vitesse observée en présence de la décharge liée à une amplitude de tension croissante Figure 28 (a)). **Ce qui suggère la présence d'une force négative durant la phase de tension croissante même si celle-ci n'avait pas été mesurée**. Cette étude met en avant l'étendue des possibilités offertes par cet aspect instationnaire du vent électrique pour le contrôle d'écoulement (Figure 28 (a) et (b)) [67].

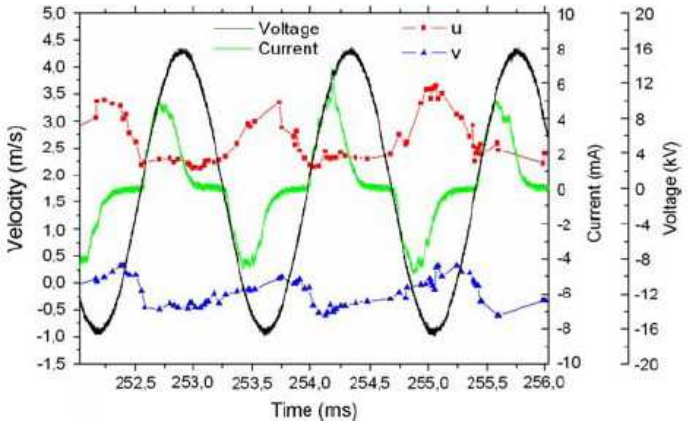

Figure 27 : Evolution de la vitesse longitudinale (courbe rouge) et de la vitesse transversale (courbe bleu) durant le fonctionnement de l'actionneur DBD dans l'air (en noir forme de tension, courant de décharge en vert), mesuré en x = 2 mm et y = 1 mm [17].

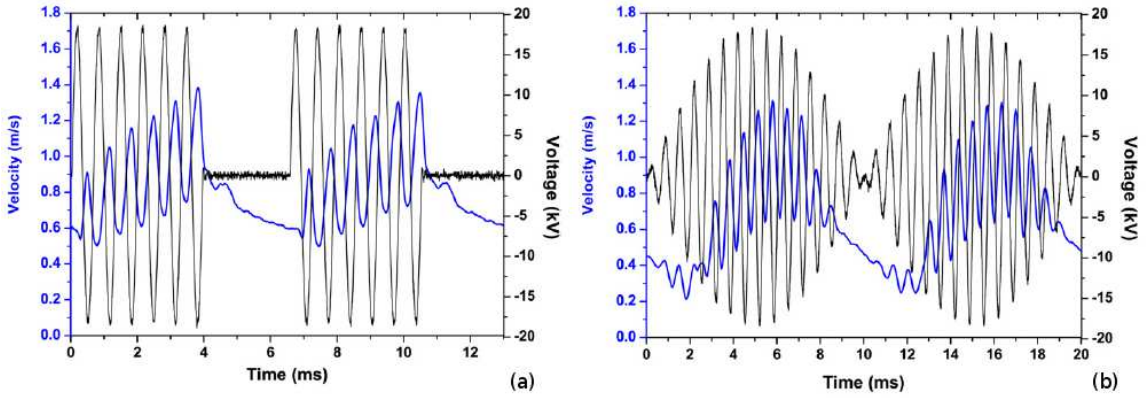

Figure 28 : Evolution du vent électrique instationnaire en x = 3 mm et y = 1 mm (courbe bleu) en fonction de la forme de tension d'alimentation (en noir) (a) modulé par une fonction porte, (b) modulé par un sinus [67].

1.9 Conclusion

Depuis sa création dans les années 90, l'actionneur à Décharge à Barrière Diélectrique de surface fait l'objet d'un grand nombre d'études expérimentales ou numériques pour caractériser les aspects électriques et mécaniques de l'actionneur. Globalement, le comportement de cet actionneur est aujourd'hui bien compris.

Durant une phase de tension croissante, l'absorption des électrons par l'anode conductrice induit la production de filaments répartis le long de l'arête de l'électrode active. Se propageant de façon synchrone, leur durée de vie d'une dizaine de nanosecondes implique la formation successive d'ondes de streamers dont l'extension croît avec l'amplitude de tension. Durant la phase de tension décroissante, l'accumulation des charges sur l'anode diélectrique permet la formation d'un nuage d'ions qui croît avec l'amplitude de tension. L'impact de ces deux décharges est visible sur le courant. En plus d'une composante capacitive induite par la présence d'un diélectrique entre les deux électrodes, la phase de tension croissante est caractérisé par une succession de pics de courant pouvant atteindre quelques centaines de milliampères tandis que la phase de tension décroissante est caractérisée par une phase de courant synchrone sur laquelle vient se superposer des pics de faibles amplitudes (de l'ordre du milliampère).

La force EHD, induite par l'action du champ électrique sur une région non-neutre du gaz ionisé, va générer une force typiquement de l'ordre de quelques dizaines de milli-newtons par mètre d'électrode. Visible par des mesures instationnaires du vent électrique, la force EHD varie durant une période d'alimentation de l'actionneur à DBD. Actuellement, un actionneur optimisé produit un vent électrique moyen de 5 à 6 m/s avec des fluctuations de vitesse de l'ordre de 1 m/s.

Dans le cadre de cette thèse, nous nous proposons d'étudier expérimentalement quelques points qui restent peu discutés dans la littérature. En termes de méthodologies, une mesure de force EHD résolue en temps est proposée. En effet, jusqu'en 2010 seuls des systèmes de mesure de force EHD instationnaires de type pendulaire furent proposés et les conclusions obtenues restent équivoques et ne permettent que d'estimer le signe de la force EHD. Pour pouvoir valider en partie ces résultats, un banc de mesure de la poussée moyenne générée par l'actionneur SDBD est mis en place au sein de l'institut. Après validation, ces méthodologies et les autres techniques existantes au sein de l'institut sont utilisées pour étudier l'influence de la géométrie d'électrode active de l'actionneur qui permet de modifier les régimes de décharges durant une phase de tension transitoire. Ce type de configuration est particulièrement intéressant pour estimer l'efficacité des différents régimes de décharge dans la production de vent électrique. Dans un dernier chapitre, les résultats sont utilisés pour mettre en place une configuration d'actionneur multi-DBD avec comme objectif une production de vent électrique maximale puisque les performances mécaniques de cet actionneur sont souvent pointées du doigt dans la thématique du contrôle d'écoulement.

Chapitre 2 Dispositifs de mesure

2.1 Introduction

Ce chapitre présente les moyens expérimentaux mis en œuvre lors du développement de l'actionneur DBD. Les chapitres suivants présentent des résultats qui caractérisent un aspect électrique ou mécanique de l'actionneur. Les mesures sont donc regroupées suivant le type de caractéristique que l'on cherche à obtenir, électrique ou mécanique. Dans la mesure du possible, les mesures ont été automatisées via une interface Labview® afin d'améliorer les procédés expérimentaux nécessaires à une bonne reproductibilité et afin d'optimiser les temps de mesure. L'erreur liée à la mesure est présentée dans ce chapitre. Lorsque la configuration étudiée va faire varier l'estimation d'erreur, celle-ci est alors présentée dans le chapitre qui lui est dédié.

2.2 Grandeurs électriques

2.2.1. *Courant de décharge*

Le courant de décharge est mesuré aux bornes d'une résistance non inductive de 100 Ω placée entre la masse et l'électrode de masse (Figure 29). Une sonde de tension (PP007-WS) reliée à un oscilloscope (Lecroy Wave surfer 424, 8 bits, ± 2 %) permet d'observer le courant de décharge (Figure 30(a)) avec une bande passante de 200 MHz.

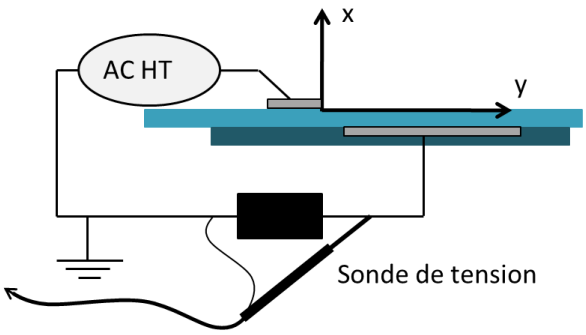

Figure 29 : Schéma du système de mesure du courant de décharge.

La valeur de la composante de courant capacitif est déterminée à partir d'une mesure de courant i_c effectuée à une tension V_c inférieure au seuil à partir duquel la décharge s'amorce. Le courant i_c qui correspond au courant capacitif induit par le condensateur électrode active/diélectrique/électrode de masse est moyenné sur 30 périodes de fonctionnement. En considérant que la capacité $C = \frac{I_c}{2\pi F_{AC} V_c}$ reste identique pour une fréquence d'alimentation F_{AC} fixée, il est possible de déterminer le courant capacitif

induit i_c^v lors du fonctionnement normal de l'actionneur plasma à une amplitude de tension V^v : $i_c^v = \frac{i_c \times V^v}{V_c}$ (Figure 30). Ainsi, la composante capacitive peut être supprimée de façon à ne conserver que le courant de décharge (Figure 30(b))

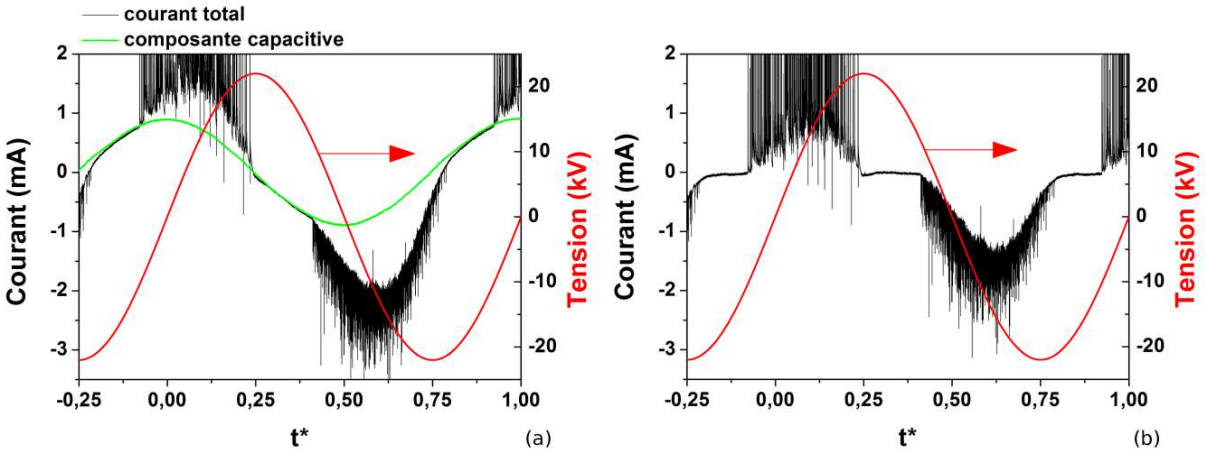

Figure 30 : (a) Courant capacitif et courant de décharge pour un actionneur plan-plan (22 kV, 1,5 kHz) et (b) courant de décharge sans composante capacitive.

2.2.2. *Puissance*

L'évaluation de la puissance électrique consommée par la décharge P_{elec} implique la prise en compte des contributions liées aux streamers et à la décharge glow. La mesure de la puissance via le courant de décharge n'est pas idéale car deux ordres de grandeurs séparent les amplitudes de courant liées aux deux régimes de décharges. Par contre, la charge transférée par les streamers et celle transférée durant le courant synchrone sont similaires. Pour cette raison, la puissance est mesurée grâce à l'évolution de la charge accumulée durant une période d'alimentation aux bornes d'un condensateur placé entre l'électrode de masse et la masse, technique développée par Manley [68] dans le cadre des DBD volumiques et largement utilisé dans le cadre des DBD surfaciques [30, 69, 70].

On a :

$$P_{elec} = F_{AC} \times \int_{cycle} v\, dq \qquad (6)$$

Le courant qui va « traverser » l'actionneur DBD durant un cycle d'alimentation va charger le condensateur placé en aval (Figure 31). La charge accumulée par le condensateur est directement déterminée via la différence de potentiel entre les bornes du condensateur et la valeur de la capacité du condensateur (47 nF). La valeur de capacité du condensateur est choisie pour obtenir un fort rapport signal sur bruit, ce qui nécessite une capacité suffisamment faible. Mais le condensateur utilisé pour mesurer la charge ne doit pas perturber le fonctionnement de l'actionneur, ce qui nécessite une capacité suffisamment élevée, qui est ici supérieure d'un ordre de grandeur à la capacité d'un actionneur (5 nF pour une configuration plan-plan). Cette méthode détermine la puissance électrique consommée dans des temps très courts. Elle peut même être estimée à partir d'une période d'alimentation, permettant ainsi de l'introduire dans des stratégies de contrôle comme paramètre à optimiser [70].

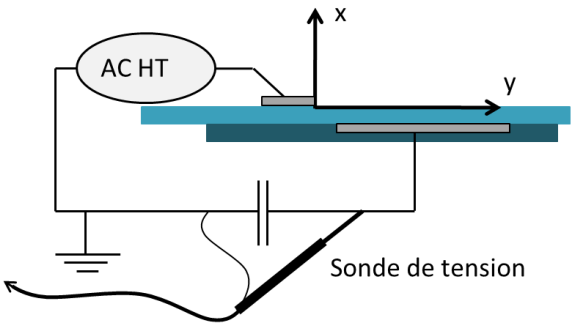

Figure 31 : Système de mesure de la charge.

L'évolution moyenne de la caractéristique charge-tension de l'actionneur plasma est présentée Figure 32. La charge évolue de façon cyclique en fonction de l'amplitude de tension appliquée aux bornes de l'actionneur plasma. L'aire de cette courbe fermée correspond à l'énergie électrique consommée par l'actionneur. L'actionneur plasma peut être interprété comme un système capacitif : la variation de charge par rapport à la variation de tension correspond à la capacité. Le cyclogramme peut être vu comme un parallélogramme où la pente de chaque segment correspond à la capacité caractéristique du système en présence ou en absence de décharge [69, 30, 68]. Figure 32, la capacité du système en absence de décharge en noté C_0 et C_{eff} lorsque la décharge est initiée. En absence de décharge, un résultat bien connu est la caractéristique charge-tension d'un condensateur qui va correspondre à une droite de pente C_0. Quand la décharge est initiée, un parallélogramme va se former avec deux segments de pente C_{eff} et deux segments de pente C_0. Dans le cas d'une Décharge à Barrière Diélectrique de surface, la transition « courbe » entre un segment de pente C_0 et un segment de pente C_{eff} traduit un changement progressif de la capacité. Cette variation peut s'expliquer par l'expansion d'une électrode virtuelle créée en aval de l'électrode active par le dépôt de charges sur la surface du diélectrique en regard de l'électrode de masse (Figure 32).

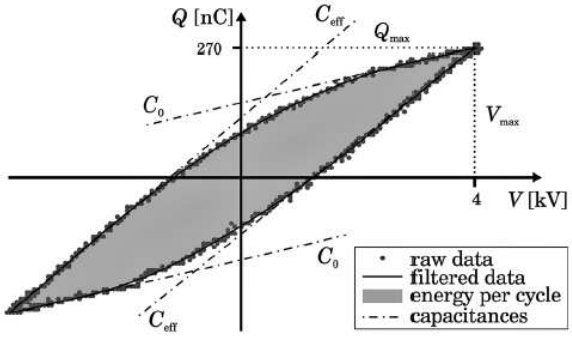

Figure 32 : Courbe de Lissajous (caractéristique charge – tension) [46].

2.2.3. *Diagnostique optique- caméra intensifiée (iCCD)*

Les microdécharges générées lors du fonctionnement de l'actionneur plasma ont été observées à l'aide d'une caméra iCCD (intensified Charge Coupled Device). La caméra utilisée (Princeton, Pi-max2 Gen2, 1024 x 1024 pixels²) permet d'observer la lumière émise par la DBD. Le spectre d'émission du plasma situé principalement dans le domaine UV (310 – 430 nm) [71, 72, 73] (Figure 33 (a)) est acquis grâce à la deuxième

génération d'intensificateur utilisé pour cette caméra (Figure 33 (a)) et à l'objectif de focale 105 mm qui capte les longueurs d'ondes visibles et UV (Nikkor, 220-900 nm).

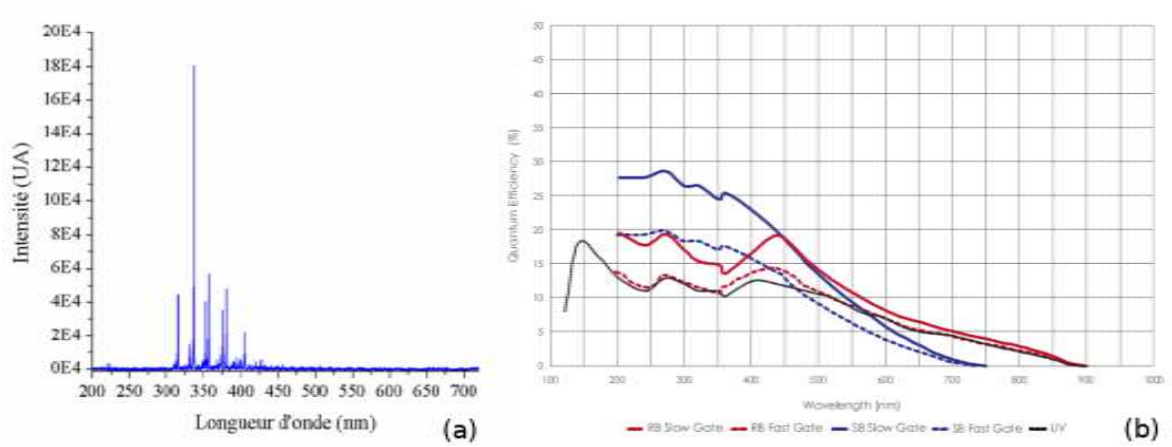

Figure 33 : (a) Spectre d'émission du plasma (200-700 nm) généré par un actionneur à DBD (V_{AC} = 7,5 kV, F_{AC} = 1 kHz, diélectrique en époxy) [71] (b) Sensibilité de la caméra intensifiée PIMAX2 de seconde génération (Gen 2).

L'appareil de mesure est placé de sorte à obtenir une vue de dessus (Figure 34 (a) et (b)) de la décharge. Un exemple est présenté Figure 35. La taille de l'image obtenue est de 26 x 26 mm² (25 x 25 µm²/pixel).

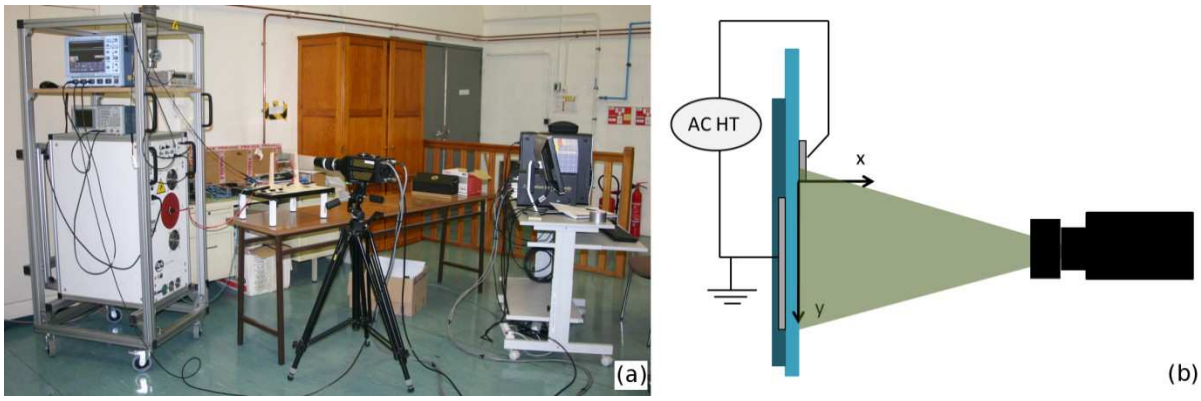

Figure 34 : (a) Dispositif expérimental lors des mesures iCCD et (b), vue du champ observé par la caméra iCCD.

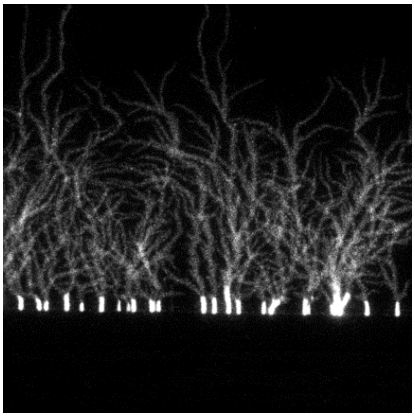

Figure 35 : Exemple d'image obtenue par mesure iCCD (dt = 166 µs, 26 x 26 mm² (25 x 25 µm²/pixel), V_{AC} = 22 kV, F_{AC} = 1 kHz).

2.3 Grandeurs mécaniques

2.3.1. *Force moyenne*

La mesure de force moyenne est largement utilisée pour caractériser l'efficacité des actionneurs plasmas [44, 48, 18, 19, 45, 36]. Cette mesure, effectuée à l'aide d'une balance de laboratoire, est rapide mais reste globale puisqu'elle ne donne aucune information sur le caractère spatial ou temporel des propriétés mécaniques mesurées. La force mesurée est en réalité la poussée générée par l'actionneur, induite par la force EHD moins les effets visqueux liés à l'interaction entre le vent électrique et la surface du diélectrique en aval de l'actionneur [74, 56]. Durant ces travaux, des mesures de force globale similaires à celles effectuées par d'autres laboratoires ont été mises en place, ce qui n'était pas encore fait au sein de notre équipe.

Lors du fonctionnement de l'actionneur plasma, deux forces orthogonales sont générées : une force normale à la surface du diélectrique et une force tangente à la surface, qui correspond à la force EHD initiant le vent électrique. La mesure a pour objectif d'obtenir à partir de la poussée la force EHD tangentielle à la surface du diélectrique. La balance de laboratoire est placée dans une cage de Faraday (écran aluminium, Figure 36) pour la protéger lors d'un éventuel claquage. L'actionneur est alimenté par le biais de deux fils d'un diamètre de 100 µm, suffisamment souples pour ne pas perturber la mesure.

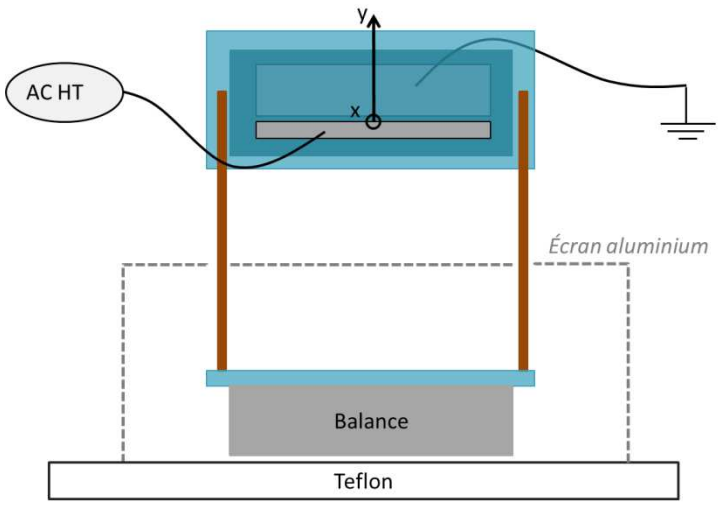

Figure 36 : Schéma du dispositive de mesure de la force EHD moyenne.

Une balance de laboratoire (SI-603, Denver Instrument) est utilisée pour mesurer la force. Son choix est lié à trois caractéristiques : sa précision (erreur de linéarité de 2 mg, soit ±0.02 mN), le poids maximal supporté (600 g) et la possibilité de piloter la balance à distance. La bande passante du système est de l'ordre de 50 Hz, ce qui ne permet pas de mesures instationnaires. On ne mesurera donc que la force moyenne. L'évolution de la mesure de force durant une période de 20 secondes est présentée Figure 37 (a). Les valeurs instantanées obtenues restent bornées à $\pm$ 1 mN de la valeur moyenne soit une fluctuation de $\pm$ 1,5 %. Mesurée pendant 20 secondes, la force présente un écart type de 0,5 mN/m, ce qui est très faible comparativement à la valeur moyenne qui est toujours de plusieurs dizaines de mN/m. Cet écart type n'est pas lié qu'à l'erreur de mesure car la force EHD fluctue légèrement dans le temps [54, 49]. L'évolution de la

convergence est présentée sur la Figure 37 (b). La valeur de convergence devient inférieure à l'erreur de mesure après l'utilisation de 700 échantillons, soit 14 s pour une fréquence d'acquisition de 50 Hz. La mesure de force est pilotée par un programme généré sous Labview (Figure 38).

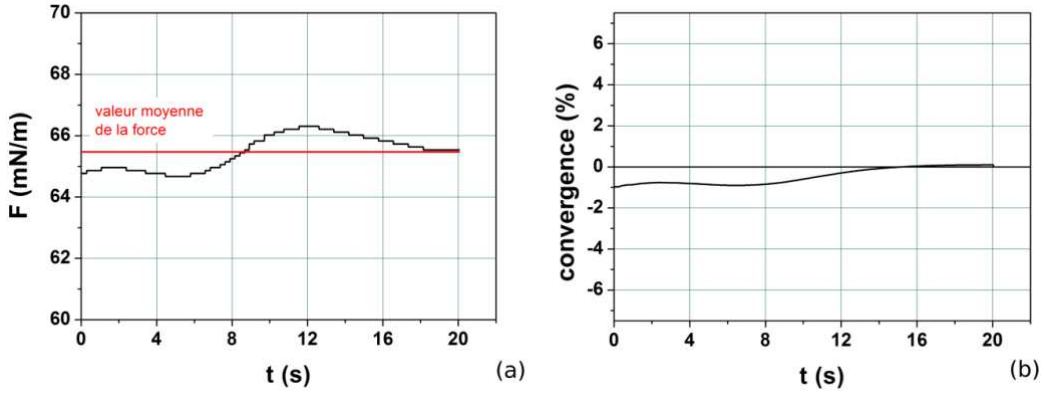

Figure 37 : (a) Evolution de la mesure de force durant une phase d'acquisition (22 kV, 1,5 kHz) et (b) convergence de cette mesure durant une phase d'acquisition.

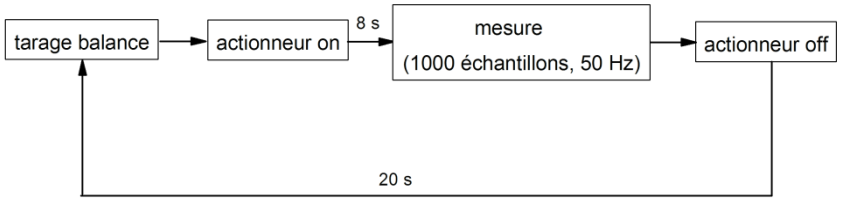

Figure 38 : Protocole implémenté sous Labview pour mesurer la poussée généré par l'actionneur à DBD.

La force normale à la surface de l'actionneur (qui n'est pas mesurée) couplée à la longueur du châssis qui maintient l'actionneur peut induire un couple. Ce couple peut être à l'origine d'un biais (déformation du capteur). L'utilisation de châssis de longueurs différentes a montré que la mesure n'était pas perturbée par ce phénomène lorsque l'amplitude de tension est inférieure à 20 kV et que la fréquence est de 1,5 kHz. Pour des amplitudes de tensions supérieures, il apparait une différence de l'ordre de 2 mN (Figure 39).

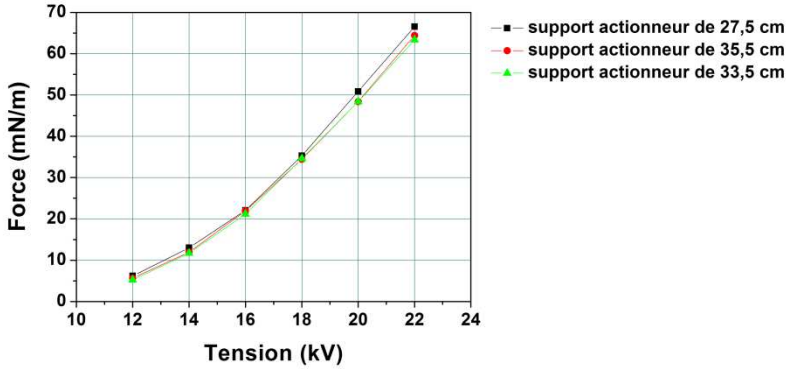

Figure 39 : Influence de la longueur du support d'actionneur sur la mesure de balance.

2.3.2. *Vent électrique*

La mesure du vent électrique au sein de l'axe EFD de l'institut Pprime est la principale mesure utilisée pour caractériser les performances de l'actionneur plasma [3]. Bien que cette mesure soit moyenne, l'évolution spatiale de la vitesse permet de déterminer l'épaisseur du jet de paroi, la vitesse maximale induite, la puissance mécanique générée (équation (7)), le débit volumique ainsi que la longueur d'expansion de la décharge, zone caractérisée par un gradient de vitesse positif induit par la présence de la force EHD.

$$P_{méca} = \int_y \frac{1}{2}\rho l v(y)^3 dy \quad (7)$$

Avec $P_{méca}$ la puissance mécanique, ρ la masse volumique, l l'envergure de l'actionneur et v la vitesse longitudinale mesurée.

Cette mesure (Figure 40) est effectuée via une interface Labview qui pilote la position d'une sonde de pression totale en verre (diamètre interne de 0,6 mm) via un robot Isel piloté par un contrôleur de moteur pas à pas Isel C142-4 et acquiert 500 échantillons à une fréquence de 100 Hz via un manomètre Furness (FC014, 0-12 m/s, précision 0,01 %, 10 Hz). L'écart type, constant, observé sur la mesure vaut 0,08 m/s. Le protocole utiliser pour les mesures de vitesse est présenté (Figure 40).

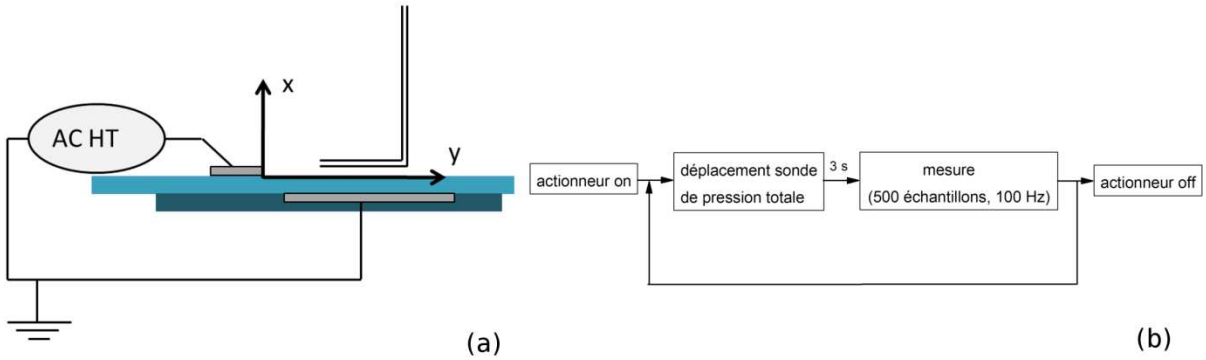

Figure 40 : (a) Schéma de principe de la mesure de vent électrique. (b) protocole implémenté sous Labview pour mesurer la vitesse du vent électrique généré par l'actionneur à DBD.

2.3.3. *Vélocimétrie par Image de Particules*

La vélocimétrie par image de particules permet de déterminer un champ de vitesses dans un plan à un instant t. L'estimation de la vitesse est basée sur l'évolution dans un plan d'un groupe de particules ensemençant l'écoulement entre deux instants successifs bien déterminés. En pratique, l'écoulement observé doit être ensemencé par des particules adéquates (masse volumique, taille, bonne réflexion de la lumière incidente) pour être qualifiées de 'traceur', c'est-à-dire avoir un mouvement représentatif des phénomènes observés. Une caméra CCD va récupérer un couple d'image dont l'instant d'acquisition est temporellement figé par un laser flashant le plan observé (Figure 41 (a)). Les deux images sont ensuite subdivisées en fenêtres (Figure 41 (b)) et une inter-corrélation spatiale d'une fenêtre entre les instants t et t' va permettre de déterminer la vitesse locale du fluide (Figure 41 (c)) [75].

L'intervalle de temps utilisé pour l'acquisition d'un couple d'images à inter-corréler doit être déterminé suivant plusieurs critères : la vitesse maximale observée et la discrétisation souhaitée (la taille d'une fenêtre) du champs de vitesses à obtenir. Le déplacement des particules entre les deux instants à corréler implique la perte d'une partie de la population présente dans une fenêtre. Afin de limiter ce phénomène, on limite généralement le déplacement maximal des particules à un quart de fenêtre. Le temps Δt qui sépare deux images d'un même couple est donc déterminé à partir de la vitesse maximale observée dans l'écoulement et de la taille n de la fenêtre de corrélation : $\Delta t = \frac{4 \times V_{max}}{n}$.

Afin d'améliorer la qualité de l'inter-corrélation, des méthodes à pas adaptatif ont été mises au point, avec un raffinement de la taille des fenêtres utilisées lors de l'inter-corrélation d'un couple d'images. Le but est d'estimer dans un premier temps la vitesse moyenne sur une fenêtre de grande taille puis d'appliquer un décalage spatial (fonction de cette vitesse) sur de plus petites fenêtres inter-corrélées dans cet espace afin de limiter la perte de particules, d'augmenter la dynamique de vitesse et la résolution spatiale.

L'erreur liée à la détermination du champ de vitesses est induite par les conditions expérimentales de la mesure (écoulement tridimensionnel, gradient de vitesse, qualité des traceurs et de l'ensemencement) et par les algorithmes d'estimation de vitesse (bruit de l'image, nombre de particules, déplacement des particules. La source d'erreur principale est induite lors de la phase de corrélation, fortement dépendante des conditions expérimentales [76]. Elle est généralement séparée en deux types d'erreurs : l'erreur de biais et l'erreur RMS. L'erreur de biais correspond à la différence moyenne entre le déplacement réel et le déplacement calculé et son écart type est l'erreur RMS. Pour des conditions d'expérimentation normale, cette erreur est généralement de l'ordre de 0,1 pixel.

Les paramètres utilisés lors de l'acquisition des données avec des mesures PIV sont listés dans le Tableau 1, présenté en fin de chapitre.

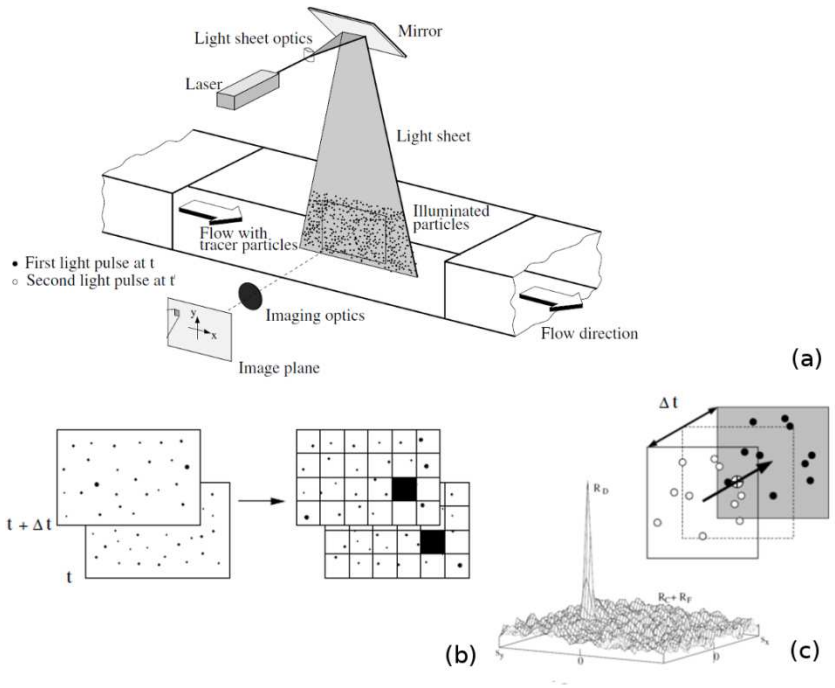

Figure 41 : Schéma de principe de la PIV : (a) acquisition d'une image, (b) création de fenêtres et (c) inter-corrélation d'une fenêtre entre les instants t et t' [75].

L'introduction de particules dans l'écoulement permet de visualiser localement les mouvements du fluide [77, 78]. Outre la capacité de la particule à réfléchir la lumière incidente, celle-ci doit présenter des qualités liées à son mouvement. La particule doit évoluer en phase avec l'écoulement afin de suivre les fluctuations de celui-ci. D'autre part, la concentration des particules doit être suffisante pour permettre une bonne inter-corrélation du couple d'images sans pour autant modifier la physique de l'écoulement.

L'évolution d'une particule au sein d'un fluide a été présentée par Basset (1888). En supposant que cette particule est sphérique, de petite taille et qu'elle n'interagit pas avec d'autres particules, son mouvement se traduit par l'équation de Basset-Boussinesq-Oseen (équation (8)), qui met en avant l'écart de vitesse entre une particule et un fluide qui la baigne [77] :

$$\frac{\pi d_p^3}{6}\rho_p\frac{dv_p}{dt} = -3\pi\mu d_p\left(v_p - v_f\right) + \frac{\pi d_p^3}{6}\rho_f\frac{dv_f}{dt} - \frac{1}{2}\frac{\pi d_p^3}{6}\rho_f\frac{d\left(v_p - v_f\right)}{dt} - \frac{3}{2}d_p^2\left(\pi\mu\rho_f\right)^{1/2}\int_{t_0}^{t}\frac{d\left(v_p - v_f\right)}{dt'}\frac{dt'}{\left(t - t'\right)^{1/2}} + F \quad (8)$$

Avec v la vitesse, ρ la masse volumique et d le diamètre de la particule (indice p) ou du fluide (indice f), μ la viscosité dynamique du fluide, t_0 le temps initiale et F des forces externes agissant sur le fluide.

L'accélération de la particule (terme de gauche, équation (8)) est égale (partie droite, équation (8)) à la somme d'un terme de traînée, d'un terme d'inertie, d'un gradient de pression lié à l'accélération locale du fluide, d'un terme d'histoire appelé force de Basset, lié à l'aspect instationnaire de l'écoulement et de forces externes agissant sur la particule (respectivement de gauche à droite). Les forces externes peuvent être de différentes natures. Par exemple, il peut s'agir d'une force de portance lié à la présence d'un écoulement cisaillé, d'une force centrifuge induite par un écoulement tourbillonnaire ou encore d'une force de Lorentz lorsqu'une décharge est générée dans l'écoulement. **En négligeant la force de Basset et les forces externes agissant sur la particule (valable si $\rho_p/\rho_f >> 1$), on peut déterminer pour un écoulement fluctuant de façon sinusoïdale** (**1D) une fréquence de coupure f_c**. Pour des fréquences supérieures, la particule ne sera pas capable de suivre les fluctuations de vitesse avec un taux d'amortissement s inférieur à un pourcentage toléré [77]:

$$1 - s = \frac{v_p}{v_f} = \frac{1}{\sqrt{1 + \omega_c^2\tau_0^2}} \quad (9)$$

avec $\boldsymbol{\tau_0 = \frac{\rho_p d_p^2}{18\mu}}$

Dans notre cas, l'ensemencement est généré par un atomiseur ATM210 (TOPAS). De l'Ondina 917 (paraffine liquide, $\rho_p \approx 0{,}890$ kg/m^3), entrainée par un effet venturi et pulvérisée par une buse permet d'obtenir un aérosol dont 99% des particules ont un diamètre inférieur à 0,9 µm et le diamètre médian de la distribution en nombre est de 0,37 µm (Figure 42). En considérant un taux d'amortissement des fluctuations inférieur à 1 % (1 - s = 0,99) et un diamètre de particule égal au maximum à 0,9 µm, les particules retranscrivent les fluctuations de vitesse jusqu'à des fréquences de 11 kHz (équation (9)), ce qui est très satisfaisant dans nos applications.

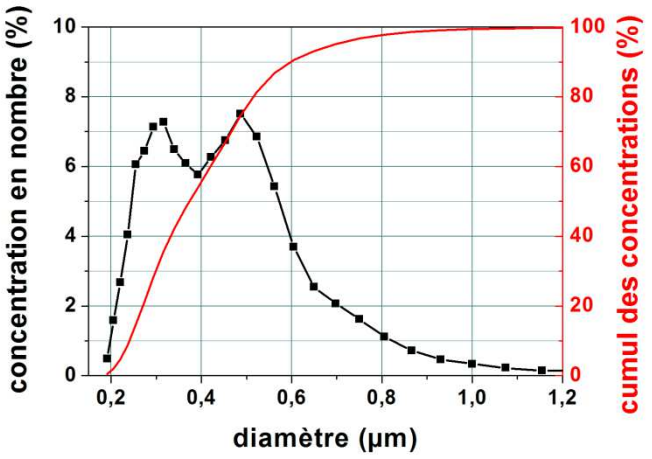

Figure 42 : Distribution en concentration et somme de la distribution de la population de particules d'Ondina 917 générée avec un atomiseur ATM210.

D'autre part, les particules utilisées pour ensemencer l'écoulement lors des mesures sont sous l'influence d'un champ électrique (typiquement de l'ordre de quelques dizaines de kV/cm) dans le volume de décharge. La particule traversant le plasma peut acquérir une charge qui peut être à l'origine d'une erreur sur la mesure de vitesse.

Deux mécanismes permettent de modéliser la charge d'une particule :

- La charge par champ, prépondérante dans le cas où les particules ont un diamètre supérieur à 1 µm
- La charge par diffusion, qui s'observe pour des particules de diamètre inférieur à 0,1 µm.

La charge par champ nécessite la présence du champ électrique qui conduit les charges sur la particule (en effet, des lignes de champs aboutissent à la surface de la particule) alors que la charge par diffusion est basée sur le mouvement aléatoire des ions (mouvement brownien causé par l'agitation thermique et décrit par la théorie cinétique des gaz) qui viennent adhérer à la surface de la particule [79].

Des modèles tels que celui de Cochet permettent de calculer la charge maximale que peut acquérir une particule. Celle-ci dépend du champ électrique ambiant, du diamètre et de la permittivité de la particule.

Pour des diamètres compris entre 0,1 et 1 µm, le phénomène de charge des particules subit une « transition » et passe par un minimum. Ainsi Chang *et al.* en 2004 [80] précisent que le phénomène de charge est minimum pour une particule dont la taille est comprise entre 0,2 et 0,4 µm. De ce fait, l'influence du champ électrique sur la trajectoire d'une particule sera minimal si son diamètre est compris entre 0,2 et 0,4 µm.

Dans notre cas, 55 % de la population de particules a une taille inférieure à 0,4 µm et 99 % de la population a une taille inférieure à 0,9 µm, ce qui est idéal pour nos expériences. L'influence de l'ensemencement sur la mesure par LDV du vent électrique instationnaire a été étudiée en 2009 [81]. Cette étude montre qu'avec des particules liquides diélectriques possédant un diamètre médian en nombre compris entre 0,3 et 0,65 µm ainsi qu'une étendue de la population comprise entre 0,2 et 1,5 µm, le comportement moyen et instationnaire de la mesure est reproductible [81].

L'utilisation de particules d'Ondina 15 générées par atomisation semble donc permettre d'effectuer des mesures de vitesses moyennes et instationnaires.

Tableau 1 : paramètres d'acquisition PIV

Expérience	Expérience	chapitre	Trigger	Laser	Caméra	Objectif	Post-traitement	Erreur (biais – RMS) = 0,4 pixel	Dimensions - discrétisation
Force EHD Fil – plan	Zoom	Chapitre 3.3 Chapitre 4	IDT MotionPro	Nd-Yag multipulse (Quantel/big Sky Laser Twins Ultra 30 mJ)	Pulnix Jai RM-4200CL 2048 x 2048 Pixels²	Nikkon AF micro Nikkor 105 mm f/1 :2.8D + Teleconverter Kenko MC7 AF 2.0 DGX	Corrélation adaptative 32 x 32 pixels 16 x 16 pixels 50 % de recouvrement Champs moyennés avec 260 échantillons	2,5 % de la vitesse maximale 0,06 – 0,15 m/s	Champ : 60 x 60 mm² Taille du pixel : 29 x 29 µm² Discrétisation : 234 µm
	Plan large	Chapitre 4				Nikkon AF micro Nikkor 105 mm f/1 :2.8D			Champ : 26 x 26 mm² Taille du pixel : 13 x 13 µm² Discrétisation : 102 µm
Sliding	-	Chapitre 5.2.1 Chapitre 5.2.2	R&D vision	Nd-Yag 2 x 200 mJ	LaVision Imager Intense 1376 x 1040 Pixels²	Sigma 105 mm f/1 :2,8 DG MACRO	Corrélation multi-passes 12 x 12 pixels 50 % de recouvrement Champs moyennés avec 300 échantillons	3 % de la vitesse maximale 0,15 m/s	Champ : 100 x 76 mm² Taille du pixel : 73 x 73 µm² Discrétisation : 440 µm

Chapitre 3 Force Electrohydrodynamique.

3.1 Introduction

L'évaluation des performances mécaniques de l'actionneur DBD est généralement faite par la mesure de deux grandeurs : la force EHD ou le vent électrique résultant. Cependant, aucune étude ne présente l'évolution de ces deux grandeurs pour une même configuration en fonction de différents paramètres électriques. Les techniques mises en place au sein de l'axe EFD de l'institut PPRIME pour évaluer la force moyenne et son évolution durant une période de fonctionnement sont appliquées dans ce chapitre pour le cas d'un actionneur DBD classique, qui sera le cas de référence.

Pour ce chapitre, l'actionneur utilisé est constitué de deux électrodes planes de 80 µm d'épaisseur et d'un diélectrique en PMMA ($\varepsilon_r \approx 3.3$) de 3 mm d'épaisseur. Les électrodes, d'une envergure de 120 mm sont séparées par un espace inter-électrodes de 2 mm. L'électrode active mesure 10 mm de corde et l'électrode de masse 20 mm. Cette dernière est encapsulée. Sauf dans les cas où cela est spécifié dans le texte et les légendes, le signal d'alimentation est toujours de type sinusoïdal.

3.2 Mesure de force moyenne

La Figure 43 présente l'évolution de la poussée générée par l'actionneur, mesurée par une balance électronique en fonction de la puissance électrique consommée. Pour une tension ou une fréquence fixée, la force évolue de façon linéaire avec la puissance électrique consommée, en accord avec la littérature [18, 49, 46, 44]. Le coefficient directeur de cette caractéristique permet d'évaluer l'efficacité de l'actionneur [18, 51, 82, 45], typiquement de l'ordre de 0,25 – 0,35 mN/W [36, 46, 83]**. L'efficacité mesurée ici est de 0,65 mN/W avec une force EHD atteignant 60 mN/m** (22 kV, 1500 Hz, Figure 43). L'importance de ces valeurs par rapport à celles présentées par les autres groupes s'explique en partie par l'utilisation d'un diélectrique épais. En augmentant la puissance électrique consommée, le caractère filamentaire des régimes de décharge devient dominant. Il en résulte une chute de l'efficacité [49]. Cependant dans notre cas, les puissances consommées ne dépassent pas 1 W/cm et il a été observé que la vitesse maximale générée par des configurations similaire saturait pour des puissances consommées de l'ordre de 2 W/cm [37]. Il semble logique que ces effets de saturations ne soient pas non plus induits sur l'évolution de la force générée par l'actionneur pour des puissances consommées d'environ 1 W/cm même si son évolution doit présenter un caractère asymptotique lorsque la puissance électrique consommée tend vers une valeur de 2 W/cm.

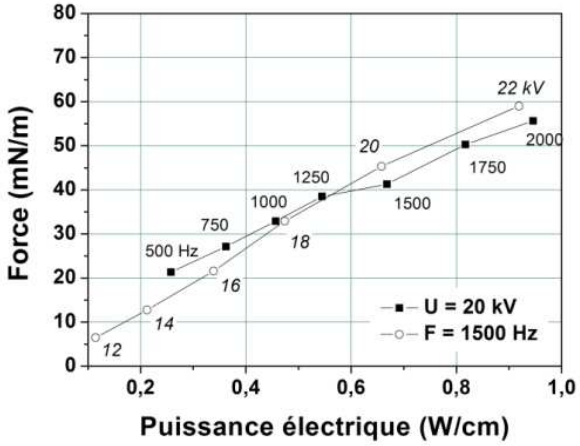

Figure 43 : Evolution de la force EHD en fonction de la puissance consommée pour une tension constante ou une fréquence d'alimentation fixée.

La force EHD étant proportionnelle à la puissance électrique, l'évolution de la force en fonction de l'amplitude de tension ou de la fréquence devrait être identique à l'évolution de la puissance en fonction de ces mêmes paramètres. Tout comme pour la puissance, l'évolution de la force peut être appréhendée de deux façons différentes, suivant une loi puissance [19, 46, 44] ou une loi quadratique [30]. Afin de déterminer lequel de ces deux modèles semble le plus approprié dans le cadre de cette thèse, les deux méthodes sont utilisées pour déterminer la loi de comportement d'un même jeu de données. Ces méthodes sont ensuite comparées en évaluant l'écart-type moyen induit entre les valeurs mesurées et calculées avec les deux lois de comportement grâce à l'équation :

$$\sigma = \left[\frac{1}{n}\sum_{i=0}^{n}\frac{(x_i - \hat{x}_i)^2}{x_i^2}\right]^{1/2} \quad (10)$$

où x_i correspond à une valeur mesurée et $\hat{x}_i$ la valeur calculée à partir de l'interpolation.

Dans le cas de diélectriques fins [18] et de diélectriques épais [36, 74], il a déjà été observé que la force variait en fonction de la tension suivant une loi puissance comprise entre 2,3 et 3,5. Pour une fréquence fixée et à faible tension, la force augmente suivant une loi puissance en 3,5 tandis qu'en augmentant l'amplitude de tension, l'exposant diminue progressivement à une valeur de 2,3. Ce cas de figure est présenté Figure 44. Les mesures de force en fonction de la tension ont été interpolées pour différentes fréquences. L'exposant qui varie de 2.5 pour une fréquence de 1500 Hz à 2,8 pour une fréquence de 500 Hz a été déterminé en interpolant ces courbes à partir d'un graphique présenté en coordonnées logarithmiques. Avec ce type d'interpolation, on trouve entre les valeurs mesurées et les valeurs calculées un écart type moyen σ = 11 %.

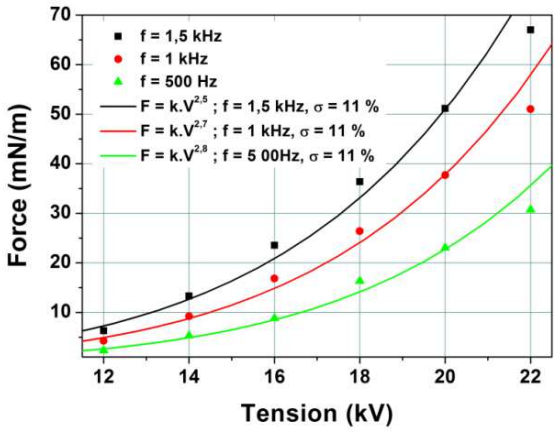

Figure 44 : Evolution de la force générée par un actionneur plasma en fonction de l'amplitude de tension, pour différentes fréquences d'alimentation (formes géométriques) avec son interpolation de type $F = k.V^n$.

Etant proportionnelle à la puissance, l'évolution de la force en fonction de l'amplitude de tension peut aussi suivre une loi quadratique du type $F_{EHD} = K(V - V_0)^2$. Ce type d'interpolation est présenté Figure 45. La valeur de V_0, déterminée par interpolation y est présentée. Celle-ci augmente à mesure que la fréquence décroit et son ordre de grandeur (6-8 kV) correspond aux tensions typiques d'initiation de la décharge. D'autre part, les valeurs de σ sont comprises entre 1,2 et 5,8%, montrant que ce type d'interpolation semble plus adapté dans ce cas.

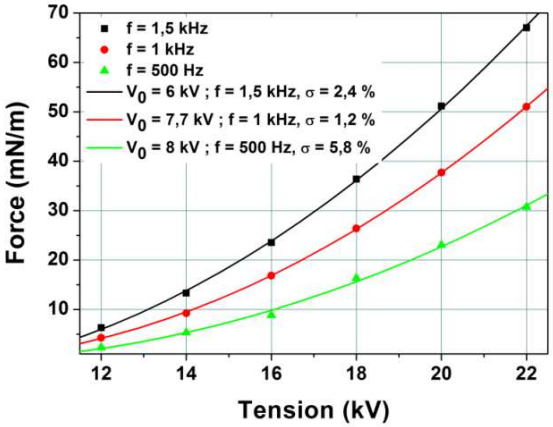

Figure 45 : Evolution de la force générée par un actionneur plasma en fonction de l'amplitude de tension, pour différentes fréquences d'alimentation (formes géométriques) avec son interpolation de type $F = K.(V-V_0)^2$.

3.3 Mesure de la force EHD résolue en temps

3.3.1. *Introduction*

La mesure expérimentale directe de la force EHD résolue en temps est difficile à obtenir du fait de la faible amplitude de la force générée qui fluctue à une fréquence identique à la fréquence d'alimentation (quelques kHz). Les principales techniques proposées pour obtenir la force résolue en temps sont présentées dans cette introduction. Le point commun à toutes ces méthodes est d'utiliser des champs de vitesses pour

remonter à la force EHD générée par l'actionneur plasma. La difficulté de mesurer des forces avec un comportement similaire à l'actionneur plasma (faible amplitude, haute fréquence) se rencontre dans d'autres domaines de l'aérodynamique, dans certains cas où des mesures de trainée ou de portance instationnaire doivent être réalisées. Une solution proposée au sein de l'institut PPRIME est basée sur le calcul de la force par l'intermédiaire du champ de vitesses entourant un solide immergé. Cette méthode qui est adaptée dans le cadre de cette thèse au cas d'un actionneur EHD sera présentée dans un second temps.

Déterminer l'évolution spatiale et temporelle de la force EHD uniquement à partir des champs de vitesses impose des simplifications. Les équations de Navier Stokes pour un écoulement bidimensionnel en présence d'un actionneur plasma (équations (11) et (12)), vont présenter trois inconnues : le gradient de pression, la force EHD projetée suivant x (*f*, équation (11)) et suivant y (*g*, équation (12)). De ce fait, ces deux équations ne sont pas suffisantes pour déterminer ces trois inconnues. Depuis 2010, différentes méthodes qui permettent de déterminer l'évolution de la force EHD à partir de champs de vitesses sont proposées [47, 60, 62, 61, 84]. Ces méthodes impliquent des hypothèses différentes :

- une évolution dans le temps quasi-stationnaire de la force EHD [47],
- un gradient de la composante transversale de la force EHD (*g*) très faible devant le gradient de la composante longitudinale de la force (*f*) [60, 85]
- un gradient de pression nul [84, 86].

Les méthodes qui résultent de ces trois hypothèses sont présentées ci-dessous.

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} + \nu\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right) + \frac{f}{\rho} \quad (11)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u\frac{\partial v}{\partial x} + v\frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y} + \nu\left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2}\right) + \frac{g}{\rho} \quad (12)$$

Hypothèse 1 : l'évolution de la force EHD est quasi-stationnaire

Pour résoudre ces équations, une solution proposée par Kotsonis *et al.* est de supposer que la force EHD est quasi-stationnaire et que le gradient de pression est nul avant la mise en route de l'actionneur [47]. Cette dernière hypothèse se justifie puisqu'aucun écoulement n'est présent avant la mise en marche de l'actionneur. Ces deux hypothèses permettent de dériver en temps les équations de Navier Stokes, supprimant ainsi la force EHD supposée ici quasi-stationnaire. Cette nouvelle équation permet de connaître l'évolution du gradient de pression entre deux instants t et t+Δt. En utilisant une séquence de champs de vitesses où le gradient de pression est connu (nul) à un instant donné, il est possible de déterminer l'évolution du gradient de pression puis d'en déduire la répartition de la force EHD pour chaque champ de vitesses. La comparaison des résultats obtenus avec des valeurs mesurées via une balance de laboratoire montre que la force EHD calculée est 40 % plus importante (1,6 mN/m) que la valeur mesurée. Contrairement à la mesure de balance, le calcul de la force EHD prend en compte les contributions EHD perdues par viscosité (0,9 mN/m). Finalement, le calcul surestime la valeur de la force EHD de 20 % par rapport à une mesure par balance de laboratoire [47]. Cependant, l'hypothèse de quasi-stationnarité de la force EHD semble inappropriée au comportement observé sur l'écoulement généré par un actionneur plasma.

Hypothèse 2 : le gradient de la composante transversale de la force EHD est négligeable devant le gradient de la composante longitudinale.

Plutôt que de supposer que le gradient de pression est négligeable, une autre méthode utilise l'équation de la vorticité $\omega = \frac{\partial v}{dx} - \frac{\partial u}{\partial y}$ obtenue à partir des équations de Navier Stokes [60] . Cette équation donne une expression des dérivées partielles des composantes de la force EHD suivant x et y qui ne dépend que des composantes de vitesse et de la vorticité. N'ayant cependant qu'une équation pour deux inconnues, il faut faire l'hypothèse suivante :

$$\frac{\partial f}{dy} \gg \frac{\partial g}{\partial x} \tag{13}$$

Ce qui permet de négliger $\frac{\partial g}{\partial x}$. Cette équation qui donne l'expression de $\frac{\partial f}{\partial y}$ est intégrée suivant y à partir d'une zone d'écoulement libre et donne finalement l'expression de la force EHD projetée suivant x. Cette méthode n'a été utilisée que pour évaluer la force EHD moyenne à partir de champs de vitesses [60, 85].

Hypothèse 3 : le gradient de pression est négligeable.

Une autre solution introduite par Wilke et récemment réutilisée par Neumann *et al.* [84, 86] est d'estimer que le gradient de pression est négligeable devant la force EHD. De cette manière, il est possible de déterminer localement la force volumique générée par l'actionneur et d'obtenir la force globale en intégrant la force volumique dans le volume fluide où la force EHD est générée. Les résultats obtenus en intégrant la force locale dans ce volume (Figure 46) confirment le caractère instationnaire de la force EHD observée.

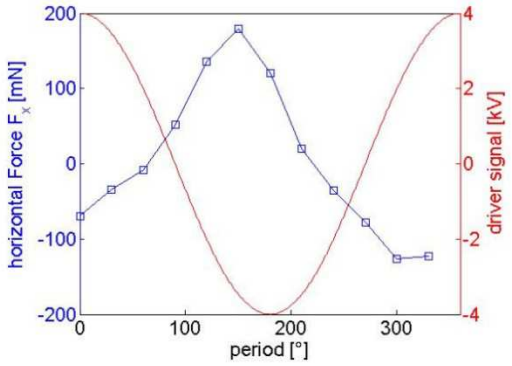

Figure 46 : Force EHD résolue en temps pour un actionneur alimenté par un signal sinusoïdal de 9,5 kHz à une amplitude de tension de 4 kV obtenue en 2012 par Neumann *et al.* [84].

3.3.2. *Bilan de quantité de mouvement*

Les méthodes proposées pour obtenir la force EHD nécessitent de négliger le gradient de pression où l'un des termes de la force EHD pour obtenir sa distribution volumique. L'un des objectifs de cette thèse

était d'obtenir l'évolution temporelle de la force EHD. En 2010, une méthode développée au sein de l'institut PPRIME [87, 88] est adaptée au cas d'un actionneur plasma à DBD dans le cadre de cette thèse [61]. La force EHD générée par l'actionneur, globale et résolue en temps, est évaluée par une méthode basée sur un bilan de quantité de mouvement, présentée ci-dessous. Cette solution qui permet d'évaluer la force EHD sans simplification s'avère utile pour connaître l'amplitude des fluctuations de la force (mise en place de systèmes de mesures, stratégies de contrôle d'écoulement) et pour participer à la validation de méthodes introduisant des hypothèses plus fortes.

En négligeant la pesanteur, le bilan de quantité de mouvement effectué dans un volume V, fermé par une surface S fixe et baignant un solide immergé (Figure 47) est définit par (équation (14)) [89]:

$$\rho \iiint_V \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} dV + \rho \iint_S \vec{V}(\vec{V} \cdot \vec{n}) dS = \iint_S -p\vec{n} dS + \iint_S \bar{\bar{\tau}}\vec{n} dS - \vec{F}(t) \qquad (14)$$

Avec $\vec{F}(t)$ la force exercée par le fluide sur le volume, $\vec{V}$ la vitesse, p la pression statique, ρ la masse volumique, $\bar{\bar{\tau}}$ le tenseur des contraintes visqueuses et $\vec{n}$ la normale extérieur à la surface S.

Différents termes caractéristiques sont présents dans l'équation (14) avec, de gauche à droite :

- un terme instationnaire, caractérisant les variations de quantité de mouvement dans le volume de contrôle (fluctuation de vitesse, structure tourbillonnaire),
- un terme convectif, qui somme le flux de quantité de mouvement entrant ou sortant par la surface de contrôle.
- un terme de forces surfaciques déterminé à partir de la pression *p*.
- un terme visqueux
- la force $\vec{F}(t)$ exercée par le fluide sur le solide.

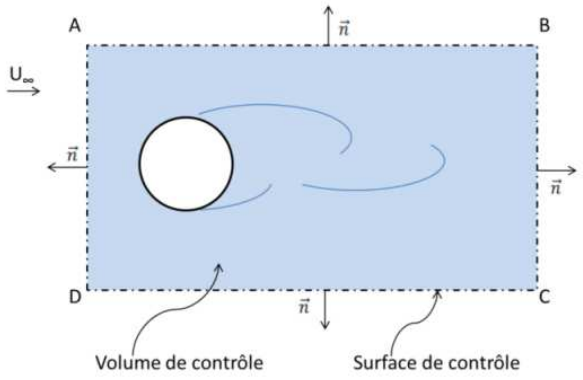

Figure 47 : Schéma de principe. Volume de contrôle et surface de contrôle utilisé pour le calcul de bilan de quantité de mouvement lié à un solide (ici un cylindre) immergé dans un fluide.

Le champ de vitesses d'un fluide baignant un solide peut être déterminé grâce à la vélocimétrie par images de particules (PIV). Il peut être moyenné, résolu en temps ou moyenné en phase. Cette métrologie permet d'estimer les efforts instationnaires en utilisant un bilan de quantité de mouvement [90, 91, 92, 87]. Ces méthodes présentent des avantages :

- l'existence d'une relation directe entre les évènements fluidiques tels que le passage, la formation d'une structure tourbillonnaire et la variation de traînée ou portance qui en découle [88],

- la résolution des efforts qui est directement liée aux performances de la métrologie PIV, ce qui la rend très polyvalente.

Dans ce bilan de quantité de mouvement, les termes convectifs et instationnaires font directement appel au champ de vitesses, ce qui n'est pas le cas du terme de forces surfaciques et du terme visqueux.

Le terme de forces surfaciques nécessite la connaissance de la pression sur la frontière externe au volume de contrôle. Pour cela, le gradient de pression obtenu à partir des champs (équation (15)) de vitesses est intégré le long de la surface de contrôle :

$$\frac{d\vec{V}}{dt} = -\frac{1}{\rho}\nabla p + \upsilon\nabla^2\vec{V} \qquad (15)$$

Le terme visqueux est déduit de l'expression suivante (équation (16)) :

$$\bar{\bar{\tau}} = \mu(\vec{\nabla} \otimes \vec{V} + \vec{\nabla} \otimes \overrightarrow{V^t}) \qquad (16)$$

3.3.3. *Cas de l'actionneur à Décharge à Barrière Diélectrique*

La détermination de la force instationnaire générée par l'actionneur DBD via un bilan de quantité de mouvement pose trois problèmes :

- l'hypothèse d'incompressibilité utilisée dans ce bilan de quantité de mouvement,
- la force générée est une force volumique,
- une partie de la frontière qui entoure le volume de contrôle est une paroi (Figure 49, segment AD).

Hypothèse d'incompressibilité

La présence de la décharge dans le volume de mesure introduit un gradient de température qui remet en question l'hypothèse d'incompressibilité. En 2006, Enloe *et al.* estiment la variation de densité à proximité de l'électrode active d'un actionneur plasma [93] grâce à une technique laser reposant sur la mesure de variation de l'indice de réfraction dans un milieu non-homogène [94]. Cette mesure montre que la variation de densité ne dépasse pas 2 % pour un actionneur alimenté par un signal sinusoïdal à une fréquence de 5 kHz et une amplitude de tension de 8 kV (Figure 48), dans le cas d'un actionneur à diélectrique fin. A la vue de ces résultats, l'hypothèse d'incompressibilité semble valide.

La force générée par l'actionneur est volumique

Sur la surface de contrôle, la pression est déterminée à partir de son gradient (équation (15)). Si le terme source (la force EHD) traverse la surface de contrôle, son expression doit être rajoutée dans l'équation (15). La présence de cette deuxième inconnue empêche de déterminer la valeur du gradient de pression sur la frontière avec comme seule donnée le champ de vitesses. Il est donc nécessaire que la force volumique générée par l'actionneur ne soit présente que dans le volume englobé par la surface de contrôle.

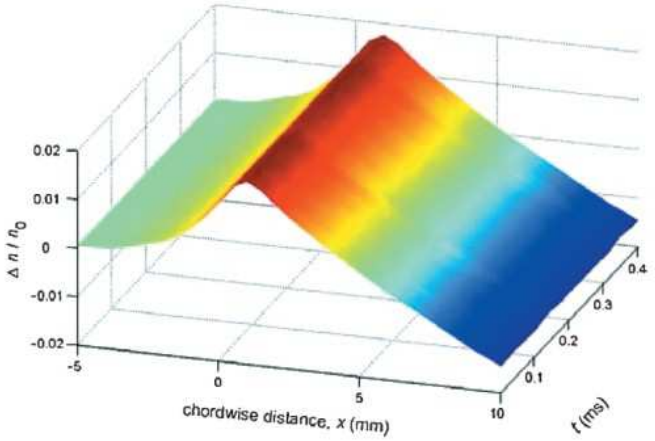

Figure 48 : Variation de densité à 1 mm au-dessus d'un actionneur à DBD (20 kV, 5 kHz) [93].

Une partie de la frontière qui entoure le volume de contrôle est une paroi

L'actionneur à DBD est placé sur une paroi qui correspond à une partie de la surface de contrôle. La présence de cette paroi rend impossible la détermination des termes surfaciques sur cette partie de la frontière. On suppose ici que les forces surfaciques induites à la paroi sont partie intégrante de la force EHD, au terme de viscosité près. L'absence d'un contour fermé ne permet pas de vérifier si la valeur de la pression obtenue à partir du gradient de pression sur le contour du volume de contrôle induit une erreur importante ou non.

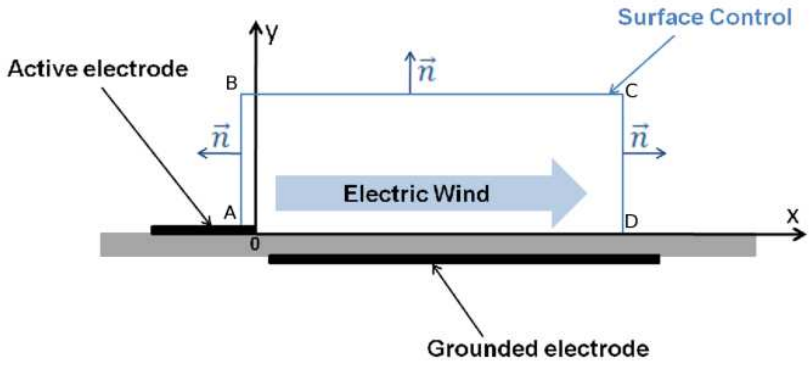

Figure 49 : Représentation du volume de contrôle et de la surface de contrôle retenu pour le calcul de bilan de quantité de mouvement.

3.3.4. *Acquisition des champs de vitesses*

Le signal que nous souhaitons obtenir est l'évolution de la force EHD en fonction du temps, sur une période d'alimentation. Nous savons que l'écoulement généré par celle-ci fluctue à la même fréquence que la fréquence d'alimentation [17, 67]. La force doit fluctuer elle aussi à cette fréquence, c'est-à-dire 1 kHz dans notre cas. La meilleure résolution temporelle possible est souhaitable pour observer l'évolution de la force EHD avec un minimum de 2 kHz. De plus, la technique PIV est basée sur une corrélation spatiale entre

deux images distantes d'un intervalle de temps dt. La résolution temporelle maximale est donc limitée par l'intervalle de temps dt utilisé pour corréler un couple d'images. Pour cette raison, une discrétisation temporelle de 50 µs (fréquence d'acquisition de 20 kHz) est fixée entre deux champs de vitesses successifs.

Une PIV moyennée en phase est utilisée pour obtenir l'évolution du vent électrique durant une période de fonctionnement, de façon similaire à ce qui a été fait dans des études précédentes avec des mesures LDV ponctuelles [67]. La période d'alimentation de l'actionneur (1 kHz) est discrétisée en 20 phases. Le champ de vitesses moyennes de chaque phase φ_i est obtenu avec une séquence de 260 champs de vitesses instantanés acquis à la phase φ_i. La convergence de la vitesse moyenne $\overline{U}$ est présentée Figure 50. La variation de la vitesse moyenne atteint une valeur $\varepsilon < 1$ % lorsque plus de 200 champs de vitesses instantanées sont utilisés pour calculer la vitesse moyenne Figure 50. L'écart-type d'une moyenne de phase prise lorsque l'accélération est maximale est présentée Figure 51. Sa valeur dans le jet de paroi varie entre 5 et 10 % de la vitesse longitudinale, en accord avec la littérature dans le cas d'un écoulement généré par un actionneur à DBD [95]. L'acquisition de 260 champs de vitesses permet d'estimer l'erreur de mesure sur la vitesse moyenne à 1,2 % en prenant un seuil de confiance de 95% [96]. A mesure que la vitesse de la zone de cisaillement libre se rapproche de la vitesse à l'infinie, bien que faible (Figure 50 (b), y = 5 mm), l'écart type augmente par rapport à la valeur de vitesse moyenne locale jusqu'à des valeurs supérieures à 40% pour chuter brusquement lorsque l'on atteint une zone où la vitesse est nulle (Figure 51). Ces valeurs importantes s'expliquent par la corrélation de chaque couple d'images adaptée via l'intervalle de temps dt aux vitesses présentes dans le jet et non à des vitesses moyennes locales inférieures à 0,1 m/s comme c'est le cas pour cette zone de l'écoulement.

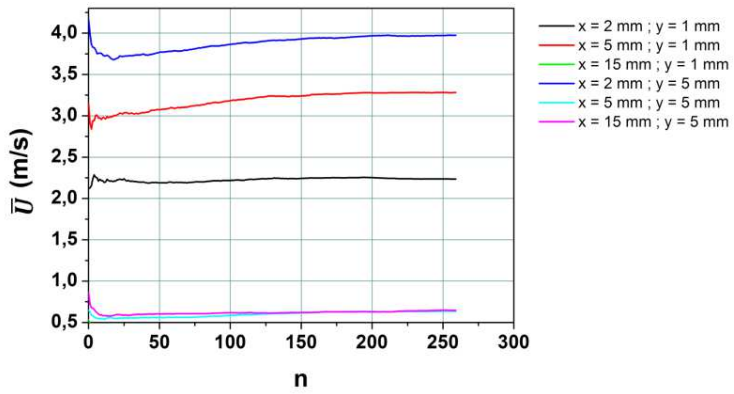

Figure 50 : Convergence de la vitesse longitudinale du vent électrique pour une phase (t = 590 µs, V_{AC} = 20 kV, F_{AC} = 1 kHz).

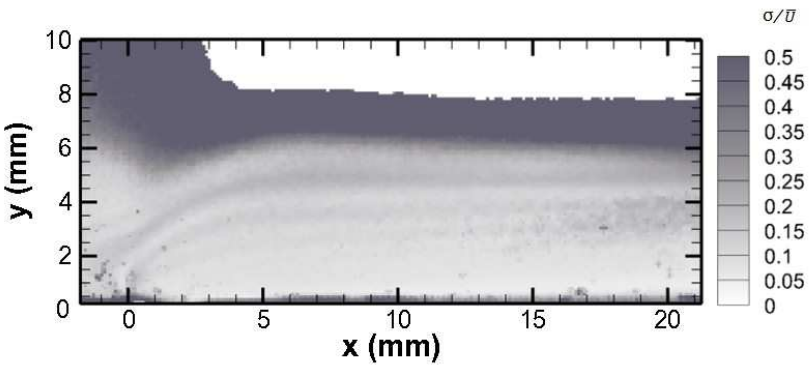

Figure 51 : Ecart-type de la vitesse longitudinale du vent électrique pour une phase (t = 590 µs, V_{AC} = 20 kV, F_{AC} = 1 kHz), l'origine correspond à l'arête aval de l'électrode active).

3.3.5. *Force EHD résolue en temps : caractéristiques*

Le calcul de la force EHD résolue en temps est obtenu par un bilan de quantité de mouvement sous forme intégrale. Ce calcul est possible si le volume de contrôle utilisé comprend la totalité de la zone où la force EHD est générée pour pouvoir déterminer la valeur de la pression sur la surface de contrôle. La méthode utilisée pour caractériser la taille du volume de mesure et son impact est présenté en annexe A. La force EHD résolue en temps est calculée avec un volume de mesure délimité par -2 mm < x < 17 mm et 0 < y < 12 mm. Ce volume de mesure permet d'observer une convergence des valeurs moyennes de la force EHD projetée suivant x de 1 % et de 10 % pour la force EHD projetée suivant y. Pour les valeurs instationnaires, les deux composantes de la force présentent un niveau de convergence de l'ordre de 10 %. Etant donné les valeurs de convergence, la force EHD suivant x va être décrite mais seul des tendances seront données quant à la force projetée suivant y.

Le Tableau 2 présente les caractéristiques de la force EHD projetée suivant x et les différents termes du bilan de quantité de mouvement dans le cas où l'actionneur est alimenté par un signal sinusoïdal de 1 kHz à une amplitude de tension de 20 kV. La force moyenne totale obtenue par bilan de quantité de mouvement est orientée dans la même direction que le vent électrique et vaut 34,2 mN contre 37,8 mN pour une mesure effectuée via une balance de laboratoire soit un écart de 9,5 %. Comme décrit dans le paragraphe précédent, la force moyenne projetée suivant x est exclusivement la contribution du terme convectif (91,6 %) et du terme de pression (8,4 %). La contribution moyenne des termes instationnaires et visqueux est nulle. Il faut cependant remarquer que le terme visqueux n'est pas calculé sur la surface de contrôle à la paroi (Figure 49, segment AD), c'est cependant dans cette zone que sa contribution est la plus importante. Un calcul de sa valeur sur le contour à la paroi, de -2 mm < x < 17 mm donne une valeur de 2 mN/m (6,8 % de la force moyenne totale) lorsque l'actionneur est alimenté par un signal sinusoïdal à une fréquence de 1 kHz et une amplitude de tension de 20 kV si on suppose que la viscosité est constante.

Tableau 2 : Caractéristiques de la force EHD et des termes du bilan de quantité de mouvement, projetée suivant x, obtenus avec un actionneur alimenté par un signal sinusoïdal de 1 kHz à une amplitude de 20 kV.

	Contribution moyenne (mN/m)	**Contribution (%)**	**Min (mN/m)**	**Max (mN/m)**	**Etendue (mN/m)**
Force totale	34	-	- 294	345	639
Terme convectif	31	91,6	28	37	9
Terme instationnaire	0	0	-288	276	564
Terme de pression	3	8,4	-76	85	161
Terme visqueux	0	0	0	0	0

Dans le bilan de quantité de mouvement, la force EHD est évaluée par l'intermédiaire de différents termes dont l'évolution est présentée Figure 52. Durant une période de fonctionnement, le terme convectif est constant (courbe rouge Figure 52, écart type 2 mN/m, Tableau 2). Le terme instationnaire, dont la valeur moyenne est nulle contribue en majeur partie à l'évolution des fluctuations de force (courbe bleu Figure 52). Ces fluctuations de force sont aussi liées à l'évolution du terme de pression (courbe verte Figure 52). Enfin, le terme visqueux est ici négligeable (courbe cyan Figure 52). Cependant, la contribution des forces à la paroi ne sont pas prises en compte, en particulier le terme visqueux qui a été déjà observé comme non négligeable dans la littérature [56, 85, 39] et qui est à l'origine d'un biais sur le bilan de force.

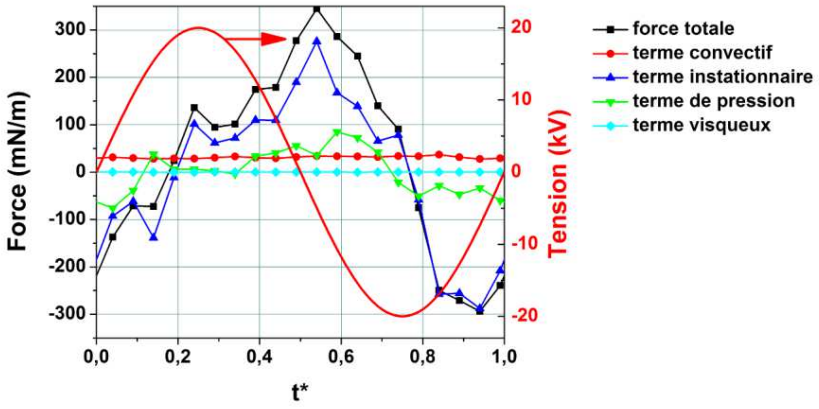

Figure 52 : Evolution des différents termes liés au calcul de force EHD par bilan de quantité de mouvement sur une période de fonctionnement, t*= t□F_{AC} (V_{AC} = 20 kV, F_{AC} = 1 kHz).

L'évolution de la force durant une période de fonctionnement est présentée Figure 53 et décrite en utilisant une unité temporelle t* adimensionnée par la fréquence d'alimentation f, t*= t□F_{AC}. Durant une période d'alimentation, la force EHD est caractérisée par une fluctuation à une fréquence identique à la fréquence d'alimentation (Figure 53 (b)) avec un changement de signe**. L'amplitude de ses fluctuations vaut dix fois sa valeur moyenne.** La force s'annule à t* = 0,2 et t* = 0,76 (Figure 53 (b)). Elle atteint une valeur maximale à t* = 0,55 et une valeur minimale à t*= 0,95**. La phase où la force est positive correspond en fait à la phase de tension décroissante où la décharge glow est produite** (Figure 53 (a)). A l'opposé**, la phase de force négative correspond à la phase de tension croissante où les streamers sont générés**, en accord avec une partie de la littérature [65, 55, 57, 97, 67]. Une évolution similaire de la force a été récemment observée par Neumann *et al*. [84] qui a supposé que le gradient de pression était nul (Figure 46).

Lorsque la décharge glow est inhibée, à t* = 0.75, la force qui est alors nulle devient négative et atteint une valeur minimale juste avant l'initiation des streamers. La valeur de la force croît de nouveau et atteint une valeur positive lorsque ces microdécharges sont inhibées (t* = 0,23 ; Figure 53). De la même manière, la force continue de croître entre le régime de décharge streamer et le régime de décharge glow. Lorsqu'il n'y a pas de décharge, on s'attend à ce que la force se rapproche d'une valeur nulle voir légèrement négative de par les effets de viscosités et l'absence de décharge dans le volume de contrôle. Ce comportement peut être lié à l'influence des charges rémanentes, présentent sur le diélectrique en fin de décharge [98].

En terme de vent électrique, ces fluctuations se traduisent globalement par une phase d'accélération de t* = 0,2 à t* = 0,76 puis d'une phase de décélération durant le reste de la période, ce qui peut s'observer localement dans le jet de paroi (Figure 53 (c)) [99, 67, 62]. D'après le principe fondamental de la dynamique, un bilan de force local est directement lié à l'accélération du fluide. Par exemple, la force étant maximale en t* = 0,55 ; le fluide connaît globalement une accélération maximale que l'on peut ici observer localement Figure 53 (c). Lorsque la force s'annule (en t* = 0,2 et 0,76), le vent électrique induit par celle-ci atteint ces valeurs minimales et maximales (respectivement).

Cette mesure de force EHD généré par l'actionneur plasma a été utilisée pour trois amplitudes de tension avec un signal sinusoïdal à une fréquence de 1 kHz. Leur valeur moyenne, comparée à une mesure par balance de laboratoire est présentée Figure 54.

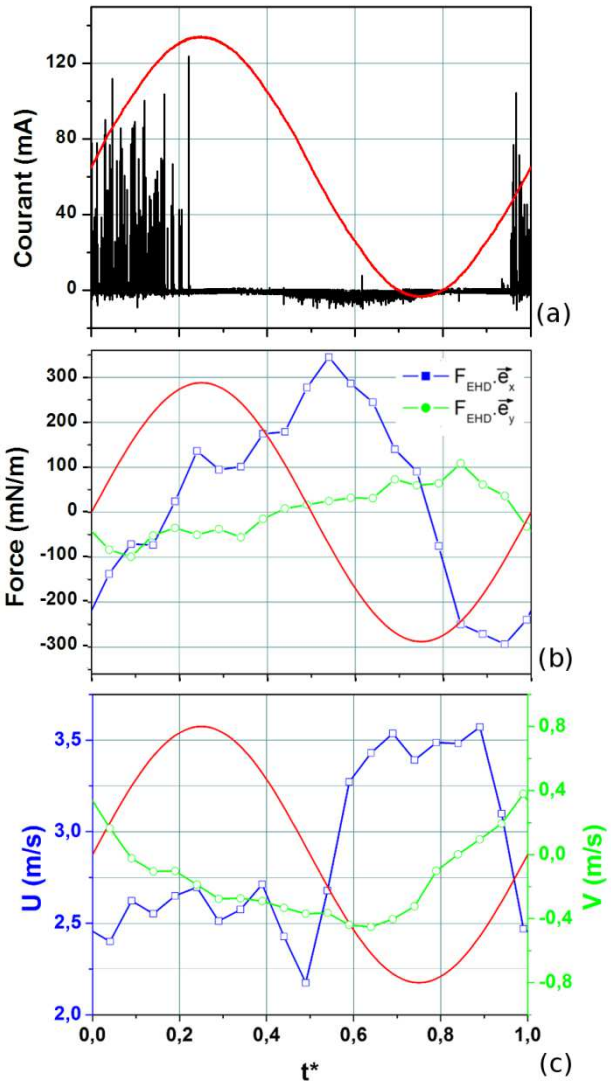

Figure 53 : (a) Evolution du courant de décharge, (b) de la force EHD projetée suivant x et y, et (c) de la vitesse en x = 5 mm et y = 1 mm. Le signal de tension d'alimentation est présenté à titre indicatif (courbe rouge, V_{AC} = 20 kV, F_{AC} = 1 kHz).

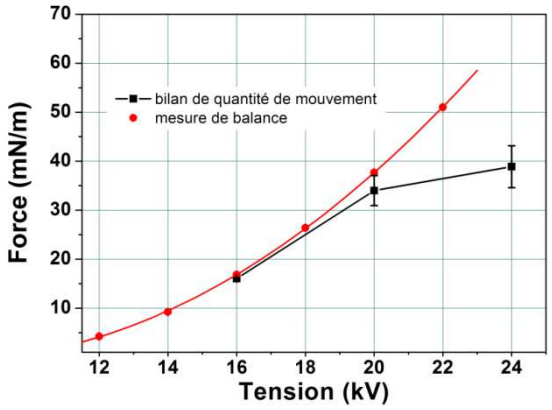

Figure 54: Comparaison de la force EHD moyenne obtenue par bilan de quantité de mouvement et de la poussée de l'actionneur mesurée avec une balance de laboratoire ($\varepsilon < 2{,}2\times10^{-1}$ mN/m), pour un actionneur plasma alimenté par un signal sinusoïdal à une fréquence de 1 kHz.

Sur les trois mesures effectuées par bilan de quantité de mouvement, on retrouve bien le caractère croissant de la force EHD à mesure que l'amplitude de tension augmente. Cependant, dans le cas où

l'actionneur est alimenté à une tension de 24 kV, la force EHD qui devrait valoir environ 65 mN est estimée à 38 mN, ce qui correspond à un biais de plus de 30 %. Plusieurs phénomènes peuvent être responsables de cette sous-estimation. Tout d'abord, l'hypothèse a été faite que l'écoulement était incompressible, ce qui peut ne plus être vrai pour de fortes amplitudes de tension et pourrait expliquer l'augmentation de l'erreur à mesure que l'amplitude de tension augmente (5 % à 16 kV, 10 % à 20 kV et de l'ordre de 30 % à 24 kV). D'autre part, le champ de vitesses mesuré pour une phase est supposé invariant dans le temps, ce qui n'est pas exact à la vue des écarts types observés (Figure 51) pour une phase donnée. Il est donc nécessaire d'introduire l'expression du tenseur de Reynolds propre à chaque phase dans le bilan de quantité de mouvement afin de prendre en compte les fluctuations de vitesse propre à chaque phase.

La Figure 55 présente l'évolution de la force EHD pour trois amplitudes de tension différentes. Les cas où l'actionneur est alimenté par une amplitude de tension de 16 et 20 kV sont très similaires. A savoir la force change de signe aux mêmes instants. Lorsqu'elle est alimentée avec une amplitude de tension de 16 kV, elle atteint alors un plateau à une valeur maximale de 200 mN puis chute à partir de t* = 0,7 pour tendre vers une valeur minimale en t* = 0,9. Pour une amplitude de tension de 20 kV, la force EHD atteint une valeur maximale en t* = 0,55. Alors que sa valeur moyenne a été multipliée par deux, l'amplitude des fluctuations n'a augmenté que de 30 % lorsque l'amplitude de tension est passée de 16 à 20 kV (Tableau 3).

Quand l'actionneur est alimenté par une amplitude de tension de 24 kV, l'évolution de la force présente des modifications qui peuvent expliquer en partie l'erreur de mesure observée entre ce calcul et une mesure de balance. En effet, la force reste globalement positive durant la phase de tension décroissante et négative durant la phase de tension croissante, avec une valeur maximale (601 mN/m) en t* = 0,6 et une valeur minimale (-264 mN/m) en t* = 0,8, ce qui est la tendance globale observée pour les deux autres cas. Cependant, entre t* = 0 et t* = 0,5, la force change successivement de signe avant de croître subitement à sa valeur maximale en t* = 0,6.

La force EHD augmente avec l'amplitude de tension. La Figure 55 et le Tableau 3 montrent que les fluctuations de force augmentent elles aussi avec l'amplitude mais que les valeurs minimales de la force EHD restent de l'ordre de -260 mN/m lorsque l'amplitude de tension augmente : l'amplitude de la force négative générée durant la phase de tension croissante semble être faiblement dépendante de l'amplitude de tension.

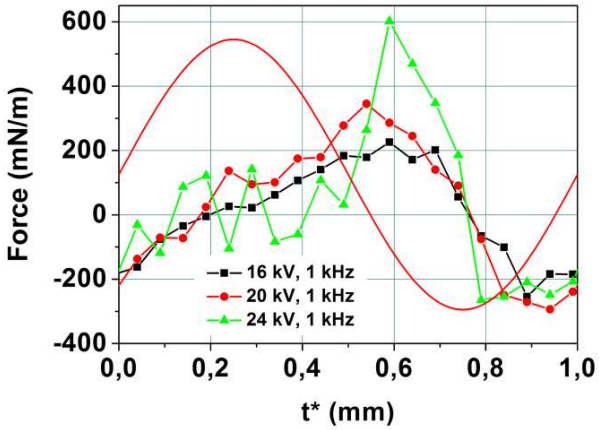

Figure 55 : Evolution de la force EHD projetée suivant x pour une configuration plan-plan pour trois tensions d'alimentations différentes (U = 16 – 20 – 24 kV, F_{AC} = 1 kHz).

Configuration	Tension (kV) (F = 1 kHz)	Contribution moyenne (mN/m)	Erreur (%) (mesure de balance)	Min (mN/m)	Max (mN/m)	Etendue (mN/m)	Ecart type (mN/m)
Plan - plan	**16**	16	5	-254	226	480	145
	20	34	10	- 294	345	639	200
	24	38	-	-264	601	865	246

Tableau 3 : Caractéristiques de la force EHD totale dans le cas de la configuration plan-plan alimenté par un signal sinusoïdal à une fréquence de 1 kHz, pour plusieurs amplitudes de tension.

3.4 Conclusion

La force EHD moyenne mesurée avec une balance de laboratoire semble évoluer de façon quadratique, comme le montre la Figure 45. Le calcul de la force par bilan de quantité de mouvement permet de retrouver ces valeurs de force moyenne mesurées jusqu'à des amplitudes de tensions égales à 20 kV, avec une différence comprise entre 5 et 10 %, par rapport à la mesure par balance de laboratoire. L'utilisation de cette méthode permet d'obtenir l'évolution temporelle de la force EHD. **Les fluctuations calculées avec cette méthode ont une amplitude dix fois plus importante que la valeur moyenne**, ce qui a été récemment confirmé par la littérature [84]. La force EHD positive obtenue dans le cas d'une configuration standard est bien positive durant la phase de tension décroissante et négative durant la phase de tension croissante, en accord avec la littérature [65, 55, 57, 97, 67, 84].

Chapitre 4 Actionneur de Décharge à Barrière Diélectrique, optimisation

4.1 Introduction

Le vent électrique généré par un actionneur plasma à DBD peut atteindre des vitesses de 6 m/s avec des puissances consommées inférieures à 100 W par mètre d'électrode [3]. Malgré la faible amplitude du vent électrique, le contrôle d'écoulement avec ces actionneurs semble prometteur du fait de son action dans une zone de faible vitesse - la couche limite - et par les caractéristiques fréquentielles des fluctuations de vitesse induites par son fonctionnement [67]. L'optimisation de cet actionneur reste cependant un enjeu, que ce soit pour augmenter sa capacité d'action sur l'écoulement à contrôler (force EHD, vent électrique) ou son rendement électromécanique qui reste proche de 0,1 % contre 1 % pour des actionneurs couronnes fil-plan [100] ou pointe-grille [101] générant un vent électrique sans la proximité d'une paroi diélectrique.

4.1.1. *Au sujet de la géométrie de l'électrode active*

Des études expérimentales ont montré que la géométrie de l'électrode active pouvait influencer l'amplitude de la force générée par un actionneur à DBD. En 2004 [18], Enloe *et al.* présentent l'impact de l'épaisseur d'électrodes actives rectangulaires (0,64 mm de corde, épaisseur de 640 à 80 µm) et cylindriques (rayons de courbure compris entre 360 et 980 µm) sur la puissance électrique consommée et sur la poussée générée par l'actionneur. La Figure 56 (a) montre que la puissance électrique consommée par l'actionneur n'est pas influencée par les différents rayons de courbure des électrodes actives testées, quel que soit l'amplitude de tension appliquée. Par contre, l'efficacité de l'actionneur augmente de façon linéaire lorsque le rayon de courbure de l'électrode active est réduit (Figure 56 (b)) indépendamment de la forme (rectangulaire/cylindrique) de l'électrode active, impliquant une augmentation de la force EHD à mesure que le rayon de courbure de l'électrode active est réduit.

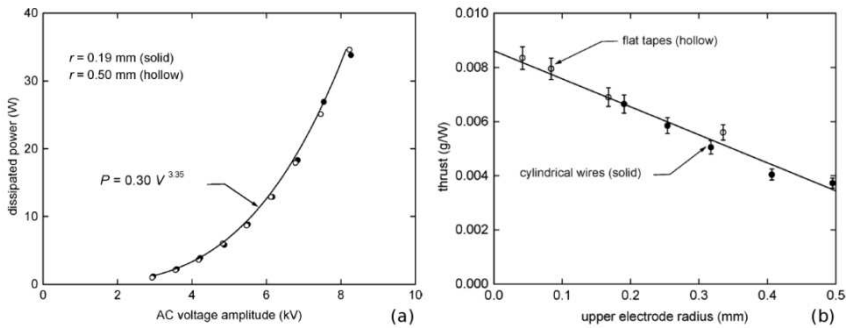

Figure 56 : (a) Puissance électrique consommée par un actionneur à DBD avec une électrode active cylindrique de 190 ou 500 µm de rayon de courbure en fonction de l'amplitude de tension d'alimentation et (b) efficacité (g/W) de l'actionneur plasma en fonction de l'épaisseur de l'électrode active et de sa géométrie (rectangulaire et cylindrique) [18].

En 2008, une étude sur l'influence du rayon d'une électrode active cylindrique et du matériau qui la compose est menée par Hoskinson *et al.* [45, 102]. Le matériau (tungstène, acier et cuivre) qui constitue l'électrode active n'influence ni la force EHD ni la puissance électrique consommée par l'actionneur DBD. Pour un rayon de courbure fixé, l'évolution de la force en fonction de la puissance électrique consommée est linéaire. Mais pour une tension fixée, la puissance consommée par l'actionneur en fonction de son rayon de courbure d'électrode active (rayons compris entre 25 à 1000 µm) diminue lorsque celle-ci est inférieure à 200 µm tandis que la force moyenne augmente de façon exponentielle. L'efficacité de l'actionneur augmente lorsque son rayon de courbure d'électrode active diminue. En complétant cette étude avec des électrodes actives rectangulaires, il est apparu qu'une largeur d'électrode active trop importante limitait le gain de force observé quand l'épaisseur de celle-ci était inférieure à 400 µm [103]. D'autre part, des mesures de courant montrent qu'à partir d'un rayon de courbure suffisamment faible, une partie du régime filamentaire de la phase de tension croissante est remplacée par un régime de décharge dépourvu de streamer (Figure 57). La conclusion des auteurs sur l'impact de cette modification de décharge est qu'elle explique la chute de puissance électrique consommée pour des actionneurs dont le rayon de courbure de l'électrode active est inférieur à 200 µm. Lorsque le diamètre de l'électrode active diminue, les auteurs observent dans un premier temps une augmentation de la force EHD sans modification du régime de décharge filamentaire. Dans leur conclusion, ils supposent donc que l'augmentation de force EHD induite par l'épaisseur de l'électrode active n'est pas directement lié à cette modification de décharge.

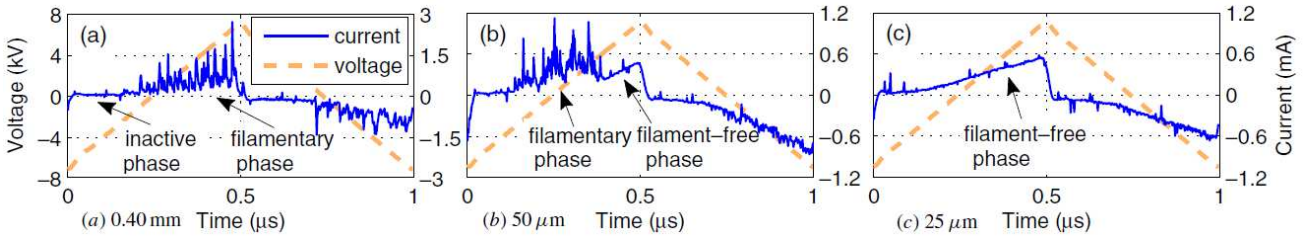

Figure 57 : Courant de décharge mesuré pour des actionneurs DBD (7 kV, 1 kHz) avec des rayons de courbure de (a) 400 µm, (b) 50 µm et (c) 25 µm [103].

L'influence de la géométrie de l'électrode active soulève une série de questions. La force moyenne augmente lorsque le rayon de courbure et la corde de l'électrode active diminuent. Qu'en est-il du vent électrique ? En effet, ce gain de force ne signifie pas forcément un gain de vitesse maximale du vent électrique mais peut-être un épaississement du jet de paroi de par la courbure des lignes de champs imposées par l'interface entre l'électrode active cylindrique et l'air. On peut aussi s'interroger sur les fluctuations générées par l'actionneur à DBD. Le vent électrique généré par l'actionneur DBD chute durant la phase de tension croissante avec une configuration standard (électrode active rectangulaire). Le changement de régime de décharge durant cette phase de tension transitoire devrait permettre d'évaluer l'impact des streamers sur la force EHD générée par l'actionneur plasma. Pour toutes ces raisons, il a été décidé de compléter cette étude.

Dans un premier temps, l'influence du rayon de courbure de l'électrode active a été observée pour trois cas différents (électrode active rectangulaire de 80 µm d'épaisseur, électrode cylindrique de 80 et 9 µm). L'objectif est d'observer l'impact des régimes de décharge sur le vent électrique produit pour valider une étude plus complète de cette configuration. L'étude confirme l'inhibition du régime filamentaire à mesure que le rayon de courbure de l'électrode active diminue et montre que la durée des régimes de décharge évolue aussi avec l'amplitude de tension. Les mesures de vent électrique montrent que l'augmentation de la force observée dans les études antérieures ne se traduisait pas forcément par une

augmentation des vitesses en proche paroi, mais pouvait être à l'origine de l'épaississement du profil des vitesses dans la zone de cisaillement libre du jet, pour des $y > y_{1/2}$. Cette étude fait l'objet d'un article publié lors de la 7ème conférence de la Société Française d'Electrostatique et présenté en annexe B [104].

L'étude précédente a donc été étendue avec plusieurs rayons de courbure d'électrode active cylindrique et avec des mesures de force, des mesures PIV et des visualisations de la décharge par caméra iCCD. L'objectif est d'observer plus précisément les modifications de décharge induites par la modification de géométrie de l'électrode. Des mesures de forces et de vent électrique sont utilisées pour évaluer l'impact des modifications de régime [105] et l'évolution de la force EHD a été obtenue à partir de mesures PIV moyennées en phase pour des configurations plan-plan et fil-plan [61]. Ces expériences font l'objet de deux articles [61] [105].

Pour cela, des actionneurs à DBD en configuration fil-plan sont comparés à un actionneur DBD de type plan-plan. Cinq diamètres de fils en tungstène ont été sélectionnés (13 – 25 – 50 – 100 – 300 µm), les actionneurs sont montés sur du PMMA de 3 mm d'épaisseur, une électrode de masse de 20 mm de corde et 120 mm d'envergure est séparée de l'électrode active par un espace inter-électrode de 2 mm. Pour la configuration plan-plan, une électrode plane en aluminium de 80 µm d'épaisseur et de 10 mm de corde par 120 mm d'envergure est utilisée. Dans toutes les configurations, l'électrode de masse est encapsulée par une résine epoxy (Araldyte®).

4.2 Mesure du courant de décharge

Le courant de décharge est présenté pour une période d'alimentation (Figure 58, courbe noire) avec son enveloppe (Figure 58, courbe bleue), obtenue grâce à la superposition de 60 périodes d'alimentation. Le temps a été adimensionné en fonction de la fréquence d'alimentation ($t^* = t \square F_{AC}$).

Dans le cas d'une DBD plan-plan (Figure 58, en haut à gauche), le courant est caractérisé par deux périodes de décharges distinctes, spécifiques à chaque phase de tension transitoire. Des streamers, caractérisés par des pulses de courant atteignant 200 mA, sont générés durant la phase de tension croissante. Durant la phase de tension décroissante, une décharge glow est générée. Elle est composée de faibles pulses de courant atteignant 10 mA.

Avec une configuration fil-plan, le régime de décharge est fortement modifié. Durant la phase de tension croissante, le nombre de pulses de courant dus à l'occurrence de streamers diminue avec le diamètre du fil. Les streamers, qui sont caractérisés par des pulses de courant de grande amplitude sont générés lors de l'initiation du régime de décharge puis cèdent la place à un régime de décharge dépourvu de filaments à mesure que le diamètre de l'électrode est réduit. La phase de tension décroissante est elle aussi caractérisée par une série de pulses de courants (typiquement vers $t^* = 0,4$) lors de l'initiation de la décharge glow. L'existence de ces pulses de courants est visible sur les enveloppes des courants de décharge (Figure 58, fil 13 µm). Leur faible occurrence et leur présence à l'initiation de chacune des décharges suggèrent qu'ils sont liés aux phénomènes d'initiation des décharges [5].

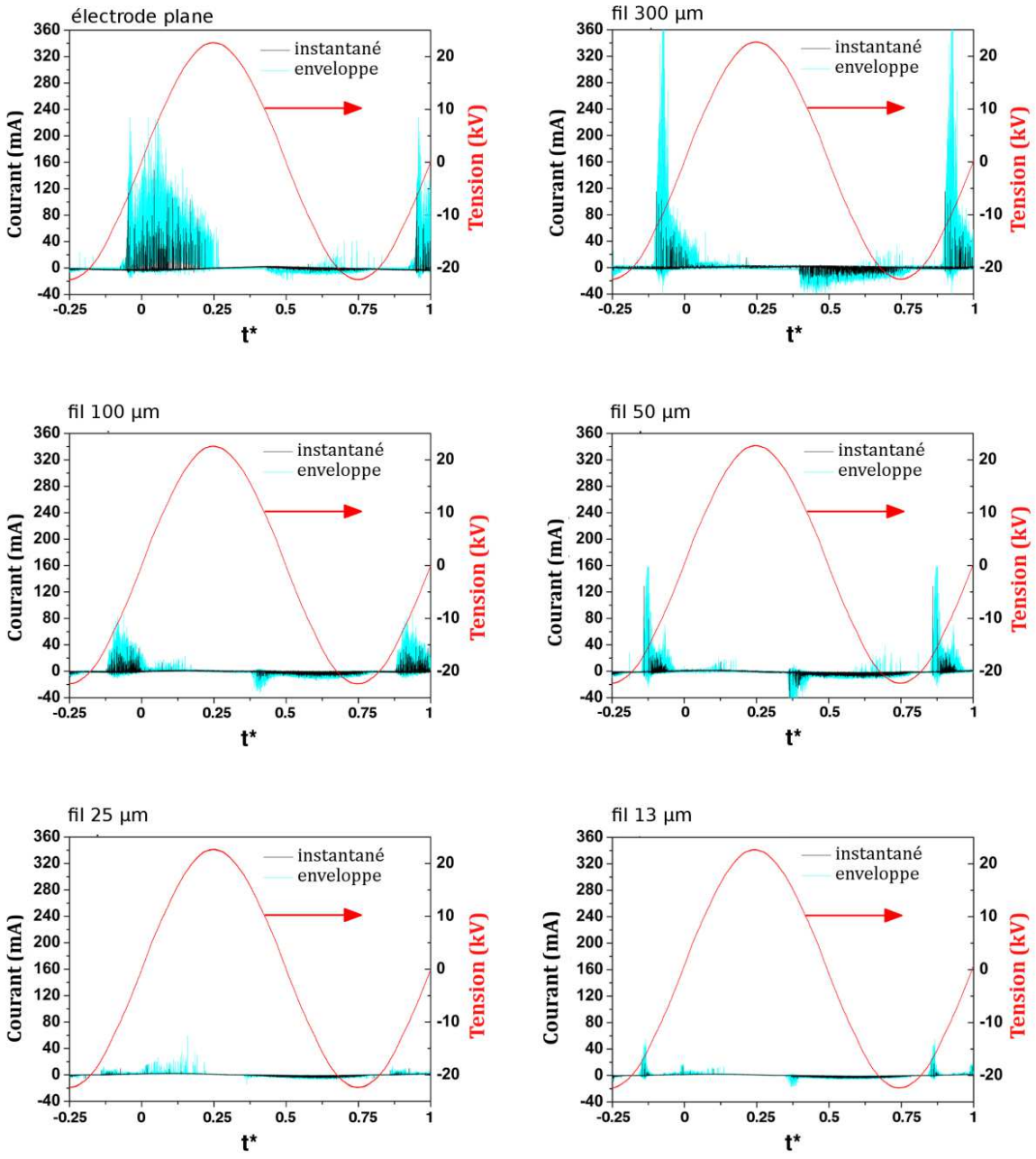

Figure 58 : Visualisation du courant de décharge pour les différentes configurations d'actionneur [105].

La Figure 59 montre un zoom (entre – 3,5 mA et 2 mA) de l'évolution du courant de décharge, pour des DBD ayant une électrode active plane ou une électrode active cylindrique de 13 µm de diamètre. Pour une configuration plan-plan il est clair que la phase de tension croissante est caractérisée par une succession de streamers superposés à une composante synchrone. Dans le cas d'une configuration fil-plan, le courant durant la phase de tension croissante présente une série de pulses (Fig. 3, t* = -0,12) suivie par une composante de courant synchrone, sans contribution de streamers, et dont l'amplitude est plus importante que dans la configuration plan-plan. Durant la phase de tension décroissante, l'amplitude des pulses de courant est plus forte pour l'électrode cylindrique, mais la composante glow est légèrement réduite. L'utilisation d'un fil de 13 µm réduit très fortement le régime de décharge streamer lors de la phase de tension croissante. **Celui-ci est remplacé par un régime similaire à une décharge couronne.**

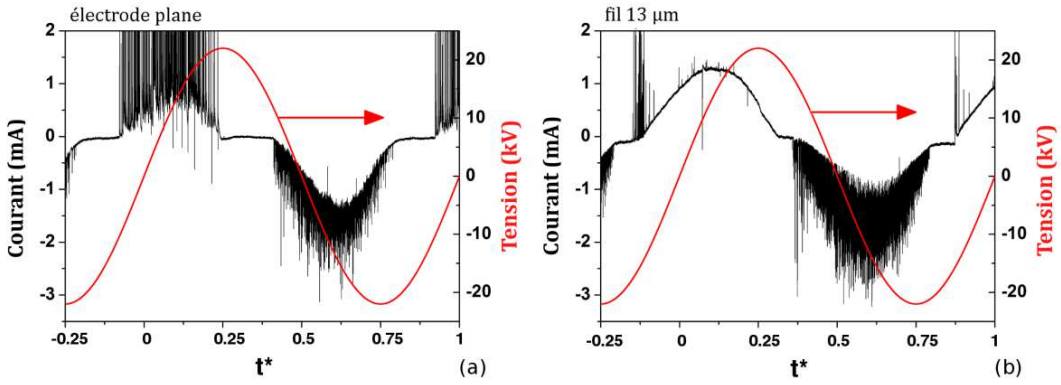

Figure 59 : Vue zoomée (entre -3.5 et +2 mA) du courant de décharge pour (a) une configuration plan-plan et (b) une configuration fil-plan.

4.3 Visualisation de la décharge par caméra intensifiée

Les modifications des régimes de décharge liées à la substitution de l'électrode active plane par une électrode active cylindrique de faible diamètre sont visualisées à l'aide d'une caméra iCCD. Pour cela, quatre fenêtres temporelles de 166 µs ont été choisies pour distinguer les différentes périodes de décharge, les deux premières correspondant à la phase de tension croissante et les deux dernières à la phase de tension décroissante (Figure 60).

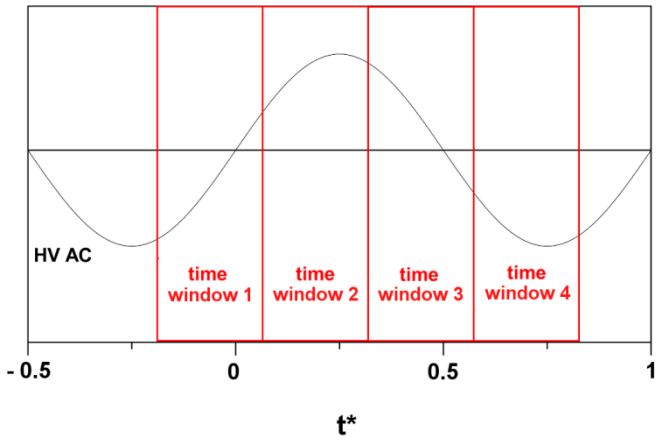

Figure 60 : Position des quatre fenêtres temporelles (166 µs) utilisées pour visualiser les micros décharges créées lors du fonctionnement de l'actionneur DBD.

Pour la configuration plan-plan, la phase de tension croissante est caractérisée par la propagation de streamers qui s'étendent à mesure que l'amplitude de tension croît, depuis l'arête de l'électrode active vers la surface du diélectrique en regard à l'électrode de masse (Figure 61, période 1 (extension # 7 mm) et 2 (extension # 12 – 20 mm)). Chaque image est la succession de vagues de streamers, ce qui explique la superposition des canaux ionisés et la non-uniformité du front de propagation. La phase de tension décroissante est caractérisée par des spots répartis de façon non-uniforme le long de l'électrode active qui

se diffusent dans la zone en regard de l'électrode de masse. Leur extension atteint jusqu'à 12 mm en aval de l'électrode active (Figure 61, période 3 et 4). Il semble qu'à mesure que l'amplitude de tension augmente, le nombre de spots présents sur l'électrode active diminue mais leur intensité augmente.

Avec un fil de 100 µm, deux régimes caractérisent la phase de tension croissante. Un premier régime où des streamers sont initiés en amont et en aval de l'électrode active sur environ 6 mm (Figure 61, – - 0,20 < t* < 0,05). Ensuite (période 2), les streamers sont inhibés et la luminescence de l'électrode active est caractéristique d'une zone d'ionisation similaire aux décharges couronne basse pression de type glow. La phase de tension décroissante montre des spots présents sur le pourtour de l'électrode active. Les caractéristiques de ces décharges sont similaires à la configuration plan-plan mais la densité (quantité) de spots est beaucoup plus importante. La diffusion des spots s'étend jusqu'à 8,5 mm en aval de l'électrode active au regard de l'électrode de masse (période 3 et 4). La direction non privilégiée des streamers générés lors de la phase croissante qui contraste avec l'expansion de la zone diffuse de la décharge glow dans la direction de l'électrode de masse est un très bel exemple des différences d'initiation des décharges durant les deux phases de tension transitoire. Dans cet exemple, la propagation des streamers n'est pas gouvernée par le champ Laplacien mais par un champ de charges d'espaces, contrairement au développement du régime glow qui correspond à un mécanisme de type Townsend [5].

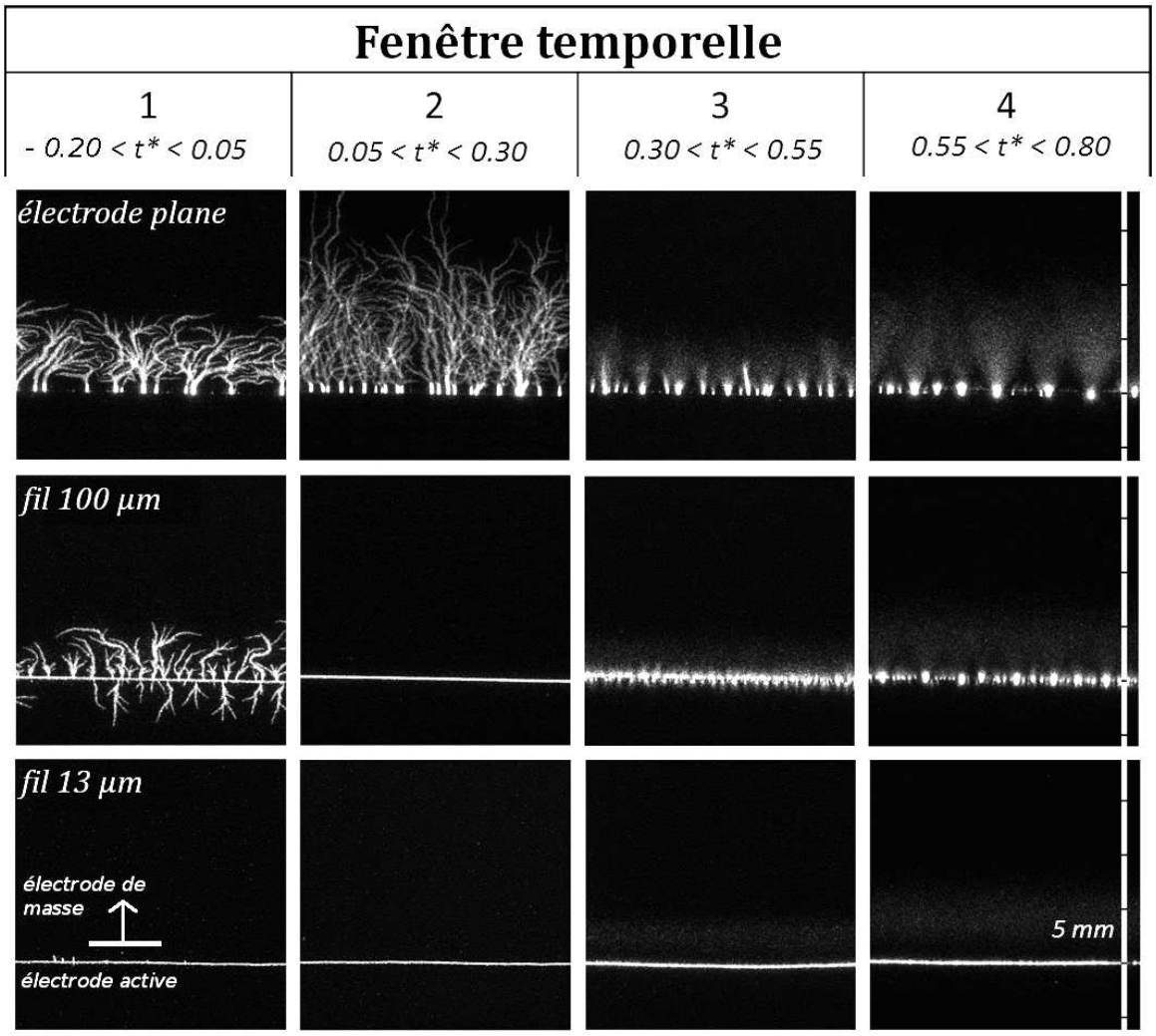

Figure 61 : Visualisation des décharges générées pour différentes configurations d'actionneurs DBD (électrode active plane, fil 100 µm, fil 13µm) durant un cycle de fonctionnement (22 kV, 1 kHz).

Les décharges générées lorsqu'un fil de 13 µm est utilisé comme électrode active sont caractéristiques d'une décharge couronne type glow durant les deux phases de tension (croissante et décroissante, Figure 61). Lors de la phase de tension croissante, l'uniformité de la décharge dans l'envergure de l'électrode et le confinement de celle-ci à proximité de l'électrode active sont caractéristiques d'une décharge couronne, de la même manière que le régime observé durant la deuxième fenêtre de la configuration fil 100 µm plan. Pour la phase de tension décroissante, on retrouve une zone luminescente confinée à la proximité de l'électrode, suivie dans la direction de l'électrode de masse d'une zone sombre puis d'une zone lumineuse diffuse.

La Figure 63 présente un zoom des décharges glows durant la fenêtre temporelle 4 visibles Figure 60 pour les trois configurations. En fin de phase transitoire, cette zone diffuse s'étendant jusqu'à 8 mm de l'électrode active cylindrique dans la direction de l'électrode de masse. La décharge glow (Figure 62) est homogénéisée lorsque la géométrie et le diamètre de l'électrode active sont modifiés. Entre la configuration d'électrode plane et la configuration d'électrode cylindrique de 100 µm de diamètre, la zone diffuse devient isotrope dans la direction de l'envergure (Figure 63). Dans le cas de la configuration d'électrode active cylindrique avec un diamètre de 13 µm, les spots ont donné naissance à une gaine lumineuse qui entoure l'électrode active. Malgré les temps d'ouverture utilisés (166 µs), un espace sombre de quelques mm apparait entre la zone diffuse et la gaine lumineuse (Figure 63). L'existence d'un espace sombre entre la gaine lumineuse (spot) et la zone de diffusion n'est pas sans rappeler la structure d'une décharge glow volumique [9, 10], à savoir une lueur négative, un espace sombre de Faraday puis une colonne positive mais demande à être vérifié. L'existence d'un espace sombre de quelques mm peut témoigner de la génération d'une décharge stable de type couronne luminescente et son absence pourrait être lié à la génération d'impulsion de Trichel, ce qui cependant n'est pas visible sur le courant de décharge (en terme d'amplitude) [5].

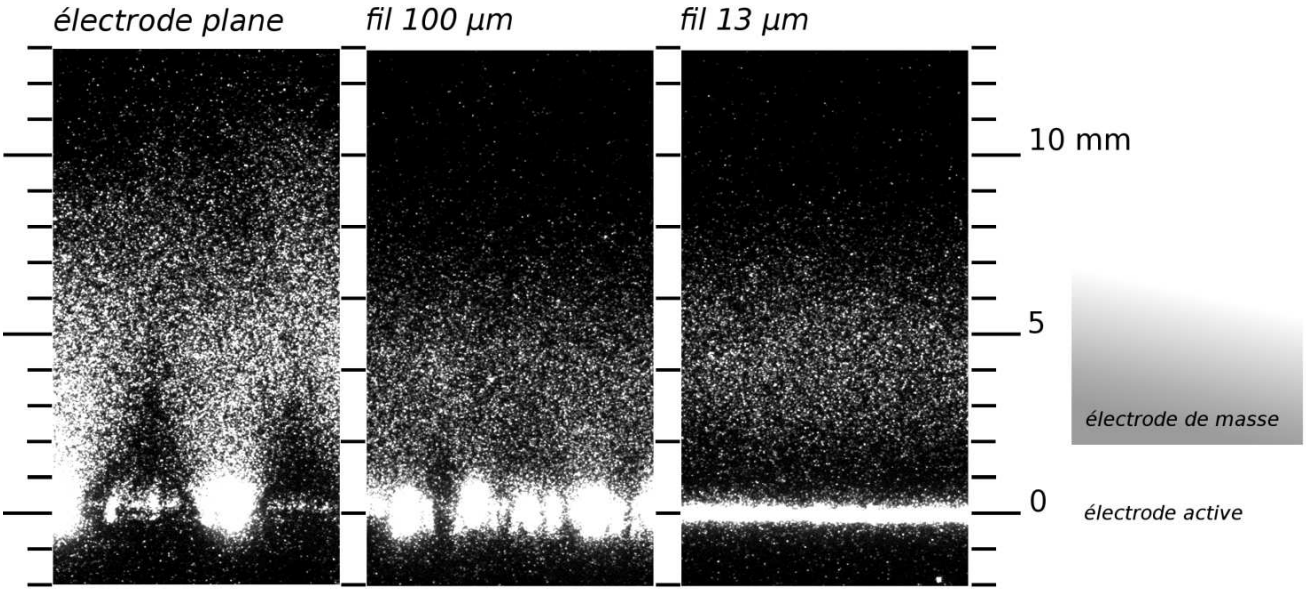

Figure 63 : Zoom des décharges glow observées lors de la fenêtre 4 (Figure 61) pour trois configurations d'actionneur (22 kV, 1 kHz).

4.4 Charge – Puissance

La puissance électrique consommée est déterminée à partir de la surface délimitée par la caractéristique charge/tension [68] spécifique à une configuration de DBD (Figure 64). Les différences d'aire observées entre les cycles caractérisant deux configurations représentent les variations de charge accumulée (et de capacité) qui caractérisent l'actionneur (i.e. pour une valeur de tension fixée). En comparant les courbes de Lissajous des configurations (Figure 64) avec une électrode plane et cylindrique de 13 µm de diamètre, l'aire du cycle caractérisant l'actionneur à électrode cylindrique de 13 µm est clairement supérieure à celle caractérisant l'actionneur avec une électrode active plane. Pour une tension fixée, un actionneur à électrode active cylindrique de 13 µm consomme donc une puissance électrique supérieure à un actionneur avec une électrode active plane.

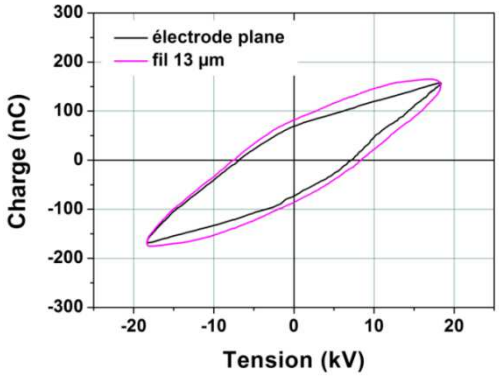

Figure 64 : Lieu de Lissajous pour différentes configurations d'actionneurs (18 kV, 1,5 kHz).

La Figure 65 (a) présente la puissance électrique consommée en fonction de l'amplitude de tension pour toutes les configurations de DBD. On peut voir que, pour une tension fixée, la puissance consommée est supérieure lorsqu'une électrode active cylindrique est utilisée à la place d'une électrode plane pour des amplitudes de tension V_{AC} < 20 kV, contrairement à ce qui a déjà été observé [45, 102]. Le remplacement du régime de streamers de la configuration plan-plan par une décharge glow avec la configuration fil-plan est à l'origine de cette augmentation de puissance électrique consommée. En effet, l'amplitude des pulses de courants générés durant le régime streamer est d'environ deux ordres de grandeur supérieure à l'amplitude du courant synchrone observé lors de la décharge glow, mais leur durée étant très faible (≈ 10 à 40 ns), ils ne contribuent pas à augmenter fortement la puissance électrique. D'autre part, la Figure 65 (b) montre que la puissance électrique consommée est maximale pour une électrode active de 50 µm de diamètre.

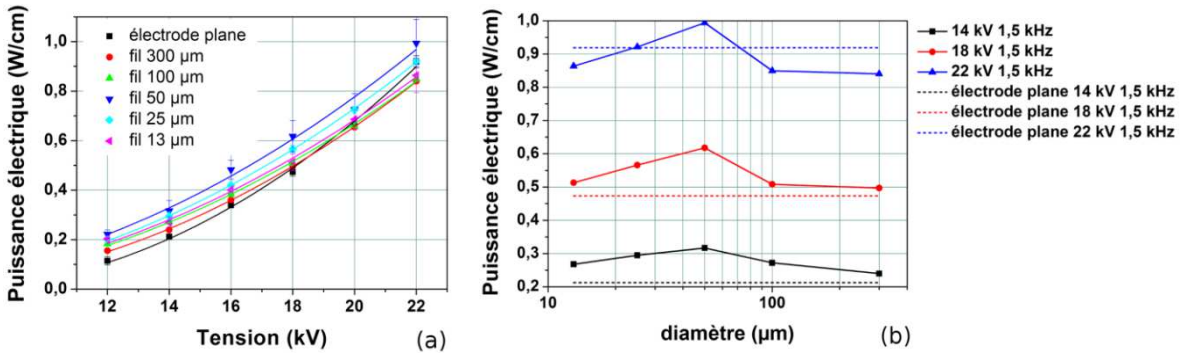

Figure 65 : (a) Puissance consommée pour les différentes configurations d'actionneurs DBD en fonction de l'amplitude de tension (F = 1,5 kHz). (b) Puissance consommée en fonction du diamètre de l'électrode active pour différentes amplitudes de tension.

4.5 Force EHD

En accord avec Enloe *et al.* [18], la force générée par les différents actionneurs DBD évolue de façon linéaire avec la puissance électrique consommée (Figure 66). Pour une puissance électrique consommée fixée, la force générée par une SDBD fil-plan augmente lorsque le diamètre de l'électrode active diminue, en accord avec Hoskinson *et al.* [103]. Le coefficient directeur des droites de la Figure 66 permet de déterminer l'efficacité de l'actionneur (mN/W) en fonction du diamètre de l'électrode active (Figure 67). Son évolution suit une loi de puissance en – 0,086. **L'efficacité d'une configuration plan-plan est de 0,65 mN/W. L'utilisation d'une électrode active cylindrique permet d'augmenter cette efficacité de 12 à 46 %, jusqu'à atteindre 0,95 mN/W.**

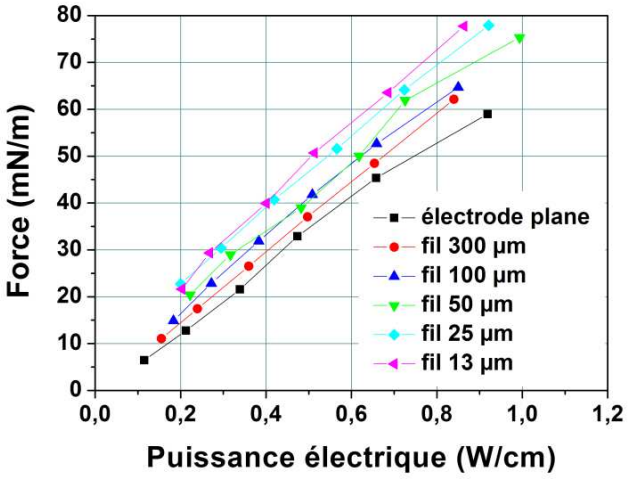

Figure 66 : Force EHD mesurée avec une balance de laboratoire en fonction de la puissance consommée par l'actionneur DBD pour différentes amplitudes de tension (f =1,5 kHz).

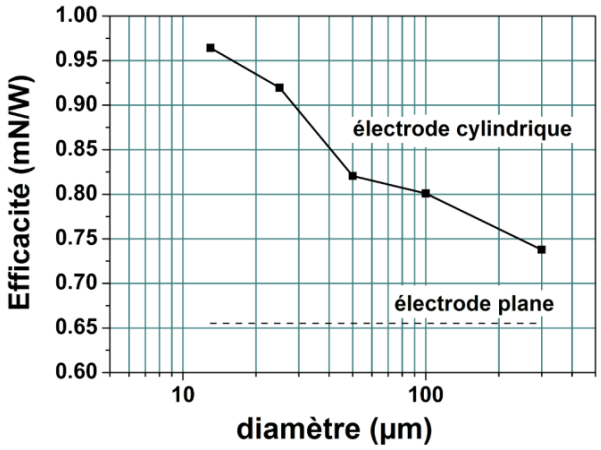

Figure 67 : Efficacité de l'actionneur plasma en fonction du diamètre de l'électrode active.

La Figure 68 montre la force produite en fonction de la puissance électrique consommée pour une fréquence fixée (1,5 kHz, amplitude de tension variant de 12 à 22 kV, symboles –○–) et pour une amplitude

de tension fixée (20 kV, fréquence variant de 500 à 2000 Hz, symboles ▪). Trois configurations sont présentées : plan-plan, fil 100 µm – plan et fil 13 µm – plan. La force EHD générée augmente avec la puissance électrique consommée, quelle que soit la configuration utilisée. De plus, pour une puissance électrique fixée, la force est d'autant plus importante si on privilégie une amplitude de tension importante. Dans le cas d'une configuration plan-plan, pour une puissance de 0,36 W/cm, la force produite à une fréquence de 1,5kHz (V = 16 kV) vaut 23,6 N/m tandis que pour une fréquence deux fois plus faible (750 Hz, V = 20 kV) la force mesurée vaut 27,2 mN/m. Ainsi, pour une même puissance consommée, la force a été augmentée de 15 %. Pour obtenir la même force avec une fréquence d'alimentation de 1500 Hz, la puissance électrique doit être augmentée de 12 %, soit 0,40 W/cm**. Ceci démontre que privilégier une augmentation de l'amplitude de tension (au détriment de la fréquence d'alimentation) optimise l'efficacité**. Dans le cas où l'électrode active est remplacée par un fil, ceci est toujours vrai, la force est augmentée de 11 % avec un fil de 100 µm de diamètre et de 7 % avec un fil de 13 µm de diamètre pour une même puissance électrique consommée (0.80 W/cm).

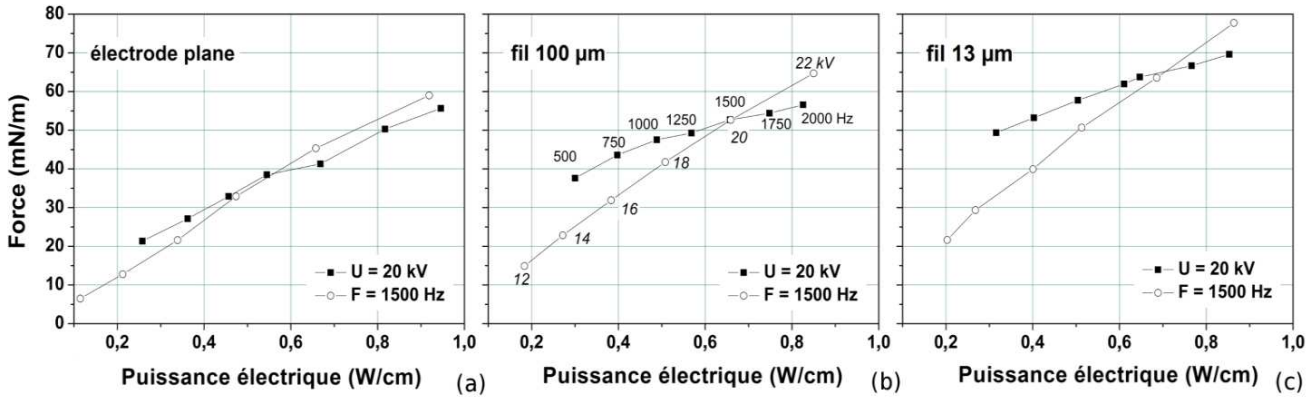

Figure 68 : Force EHD générée par l'actionneur plasma en fonction de la puissance électrique consommée (à tension fixée ou fréquence fixée) pour un actionneur avec une électrode active (a) plane ou cylindrique de diamètre (b) 100 µm et (c) 13 µm.

4.6 Vent électrique

4.6.1. *Mesure par sonde de pression totale*

La Figure 69 (a) montre un profil de vitesse horizontal, à 0,9 mm au-dessus du diélectrique lorsque l'actionneur est alimenté par un signal sinusoïdal de fréquence 1,5 kHz à une amplitude de tension de 22 kV. Pour la configuration plan-plan, le vent électrique atteint 6 m/s à 10 mm en aval de l'électrode active (x = 10 mm) puis décroit progressivement. Lorsque l'électrode active est remplacée par une électrode cylindrique, le comportement est similaire. Cependant, la vitesse maximale (localisée pour 7 < x < 9 mm) augmente lorsque le diamètre du fil décroit. Pour des diamètres d'électrode supérieurs à 100 µm, la vitesse maximale est inférieure à celle mesurée avec une électrode active plane (épaisseur 80 µm). Les profils suivant y du vent électrique sont montrés Figure 69 (b). En plus des observations faites sur les profils de vitesse suivant x, le vent électrique augmente à mesure que le diamètre diminue pour des y < 3 mm. Pour des y > 3 mm, les profils de vitesse sont plus épais que la configuration plan - plan (gain de vitesse de 37 % à y = 5 mm).

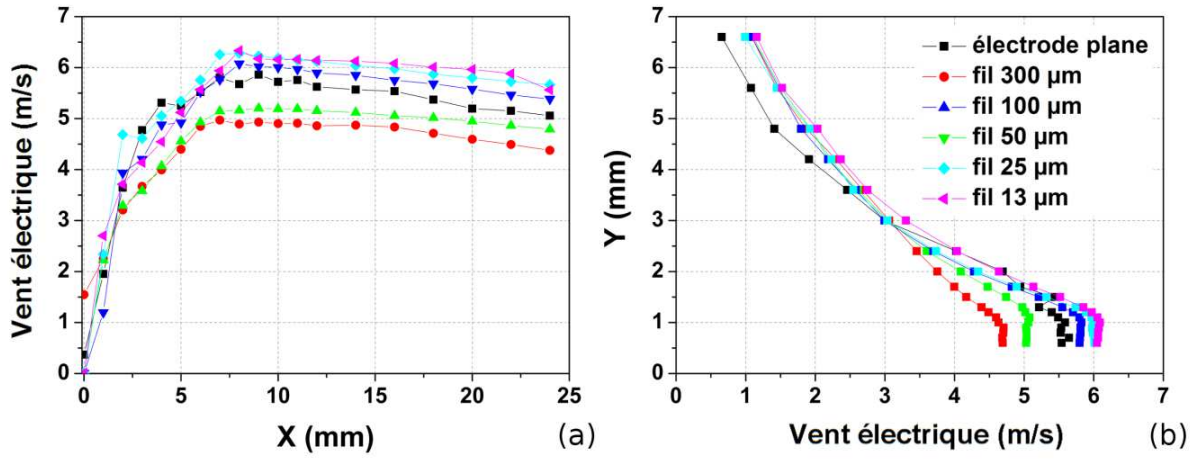

Figure 69 : Vent électrique (22 kV, 1,5kHz) mesuré à (a) y = 0,9 mm de la paroi et à (b) x = 15 mm en aval de l'électrode active.

La Figure 70 montre la vitesse maximale du vent électrique en fonction du diamètre de l'électrode active. On peut voir que le gain de vitesse observé est plus important pour des amplitudes de tension plus faibles. A 14 kV, toutes les électrodes cylindriques dont le diamètre est inférieur à 300 µm améliorent le vent électrique produit. En augmentant l'amplitude de tension, le gain de vitesse diminue et devient déficitaire pour des électrodes cylindriques dont le diamètre est supérieur à l'épaisseur de l'électrode plane. De ce fait, **l'augmentation de force** observée Figure 66 pour les fils de 100 et 300 µm **ne va pas induire une augmentation de la vitesse maximale du vent électrique mais un épaississement du jet de paroi** (voir Figure 69 (b)).

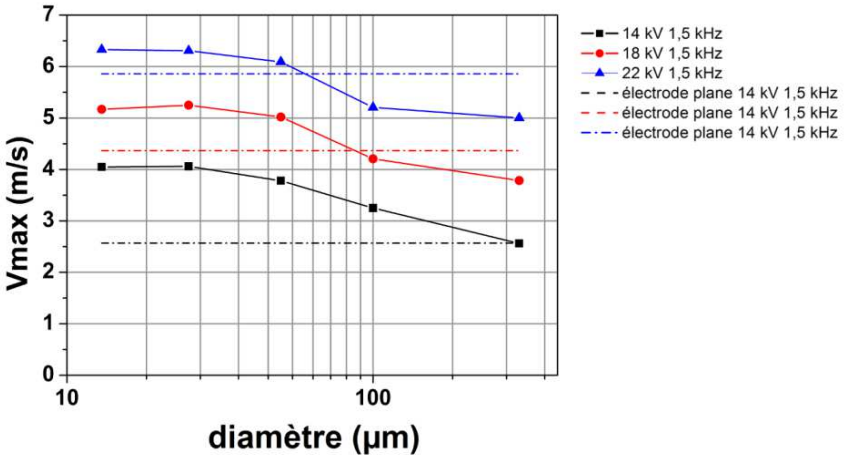

Figure 70 : Vent électrique maximal obtenu à différentes amplitudes de tension en fonction du diamètre de l'électrode active de l'actionneur DBD.

4.6.2. *Mesure du vent électrique par PIV*

Les champs de vitesses moyenne obtenus par mesures PIV sont présentés Figure 71 pour trois configurations (électrode active plane, électrode active cylindrique de 13 et 100 µm). Ces champs de vitesses permettent d'observer la topologie du vent électrique produit. Dans tous les cas, le jet de paroi est créé à partir de l'arête de l'électrode active et se développe en aval. Une zone d'aspiration est générée au-dessus

de la décharge (-10 < x < 10 mm). Pour la configuration plan-plan, une vitesse verticale, suivant y, de -0,9 m/s est atteinte et une recirculation est formée autour de x = 20 mm et y = 10 mm. Cette recirculation n'est pas observée dans les configurations fil-plan. Dans le cas de la configuration fil-plan, cette zone d'aspiration est amplifiée avec des vitesses atteignant -1,2 m/s et -1,3 m/s dans le cas d'un fil de 100 et 13 µm, respectivement.

Dans le cas des configurations fil-plan, un écoulement est généré vers l'amont de l'électrode active. La coexistence de cet écoulement et de la zone d'aspiration génère une zone de recirculation en amont de l'électrode active cylindrique, qui augmente avec la réduction du diamètre de l'électrode active.

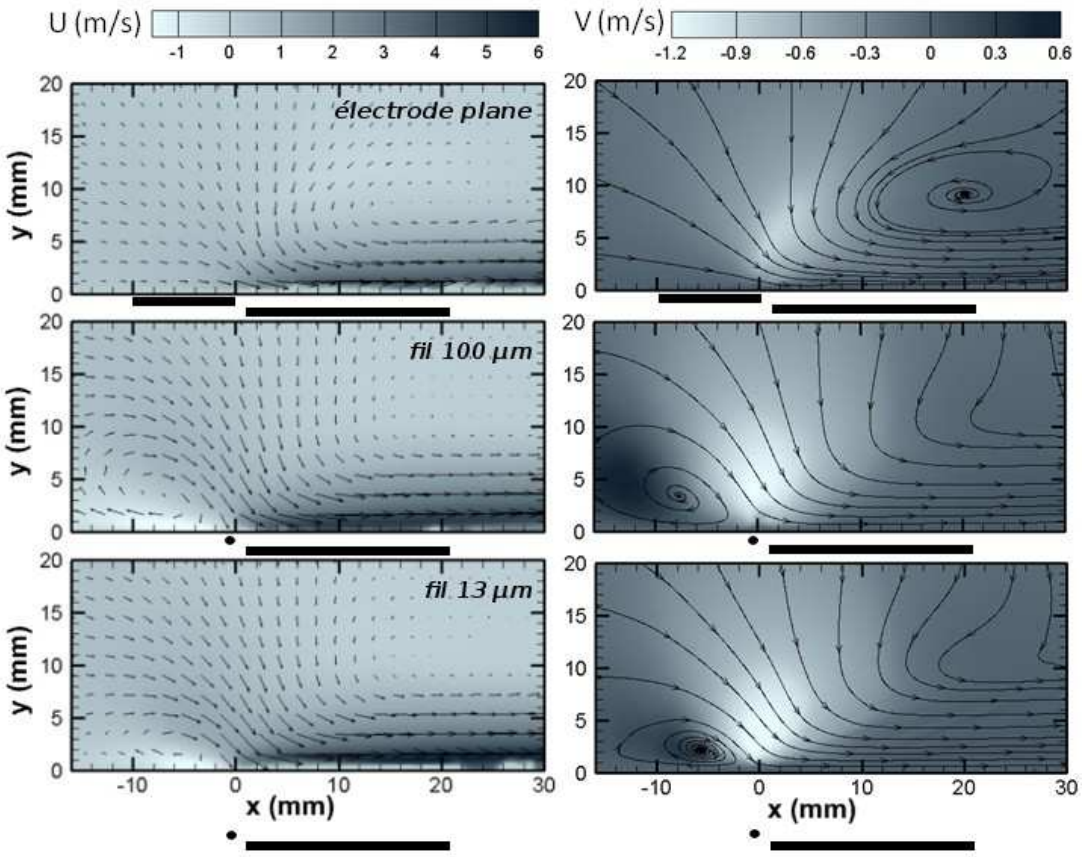

Figure 71 : Vitesse moyenne longitudinale (gauche) et transversale (droite) pour les configurations avec une électrode active plane et cylindrique (100 µm et 13 µm) à 22 kV et 1,5 kHz. La position des électrodes (suivant x) est schématisée sous chaque champ de vitesses.

L'évolution temporelle du vent électrique sur une période de fonctionnement est maintenant décrite. Ces résultats sont obtenus par des mesures PIV moyennées en phase. La composante horizontale de la vitesse (suivant l'axe x) pour quatre positions, à une hauteur y de 1 mm au-dessus de la surface du diélectrique est présentée Figure 72, pour une amplitude de tension de 24 kV à une fréquence de 1 kHz. Avec une électrode active plane, la décharge génère une fluctuation de vitesse à une fréquence identique à la fréquence d'alimentation, en accord avec la littérature [53, 65, 67]. Les fluctuations de vitesse longitudinale à x = 5 et 10 mm sont caractérisées par une hausse de vitesse après l'apparition de la décharge glow (t* ≈ 0,4 ; Figure 58) et une diminution de la vitesse à son extinction (t* ≈ 0,8). A x = 5 mm, la vitesse fluctue entre 2,5 (t* ≈ 0,3-0,4) et 3,8 m/s (t* ≈ 0,7-0,9), soit une amplitude de 1,3 m/s. Pour x = 15 et 20 mm,

les oscillations de vitesses chutent rapidement à environ 0,4 m/s à cause des effets visqueux liés à la proximité de la paroi. La vitesse moyenne croit entre x = 5 et 15 mm (de 3,1 m/s à 4,2 m/s), ce qui est dû à la force EHD générée dans le volume de décharge en aval de l'électrode active (Figure 72(a)).

Pour la DBD fil-plan (Figure 72(b-c)), **l'évolution du vent électrique durant une période d'alimentation change radicalement.** Contrairement à la configuration fil-plan où la vitesse n'est accélérée que durant la phase de tension décroissante, les deux phases de tension transitoire génèrent une accélération du vent électrique. Ces phases d'accélération qui débutent à t* ≈ 0,5 et à t* ≈ 1 ont lieu après l'initiation des deux décharges, avec une vitesse maximale obtenue durant la phase de tension croissante. **Ceci montre que la phase de tension croissante est plus efficace que la phase de tension décroissante** avec ce type de configuration fil-plan et confirme que la décharge glow est plus efficace que la décharge streamer en termes de production de vent électrique. La diminution de l'extension de la zone de décharge implique une décroissance plus rapide des fluctuations de vitesse. À x = 5 mm ; y =1 mm, l'amplitude des fluctuations est de 2,2 m/s. Elle chute en dessous de 0,6 m/s à x = 10 mm. Un phénomène remarquable est l'évolution des maximums et minimums des fluctuations en aval de l'électrode active. La Figure 72 montre qu'en s'éloignant de l'électrode active, la diminution de l'amplitude de fluctuation est induite par une augmentation des valeurs minimales des fluctuations de vitesse, de x = 5 à x = 15 mm.

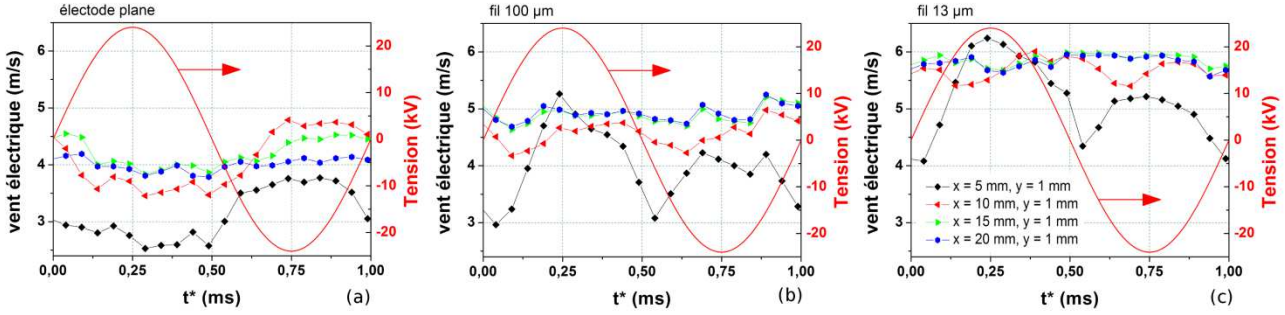

Figure 72 : Evolution temporelle de la composante longitudinale du vent électrique (24 kV, 1 kHz) pour (a) une configuration plan-plan, (b) une configuration fil (100 µm) – plan et (c) une configuration fil (13 µm) – plan

Les champs de vitesses produit par une configuration plan-plan pour différents instants sont présentés Figure 73. Comme pour la Figure 72, ces champs de vitesses confirment que pour des t*<0,5 ; le vent électrique est faible et orienté parallèlement à la paroi dans la zone de décharge. De t* ≈ 0,49 à 0,64 ; les vitesses augmentent jusqu'à atteindre une valeur maximale à t*≈ 0,74 (5,5 m/s). A cet instant, le jet de paroi est plus épais et les vecteurs vitesses sont orientés vers la paroi, signe d'une intensification de l'effet d'aspiration induit au-dessus de la décharge. De t*≈ 0,84 à 1,09 (0,09) ; la vitesse décroit, ce qui est particulièrement visible dans la région comprise entre 0 < x < 5 mm.

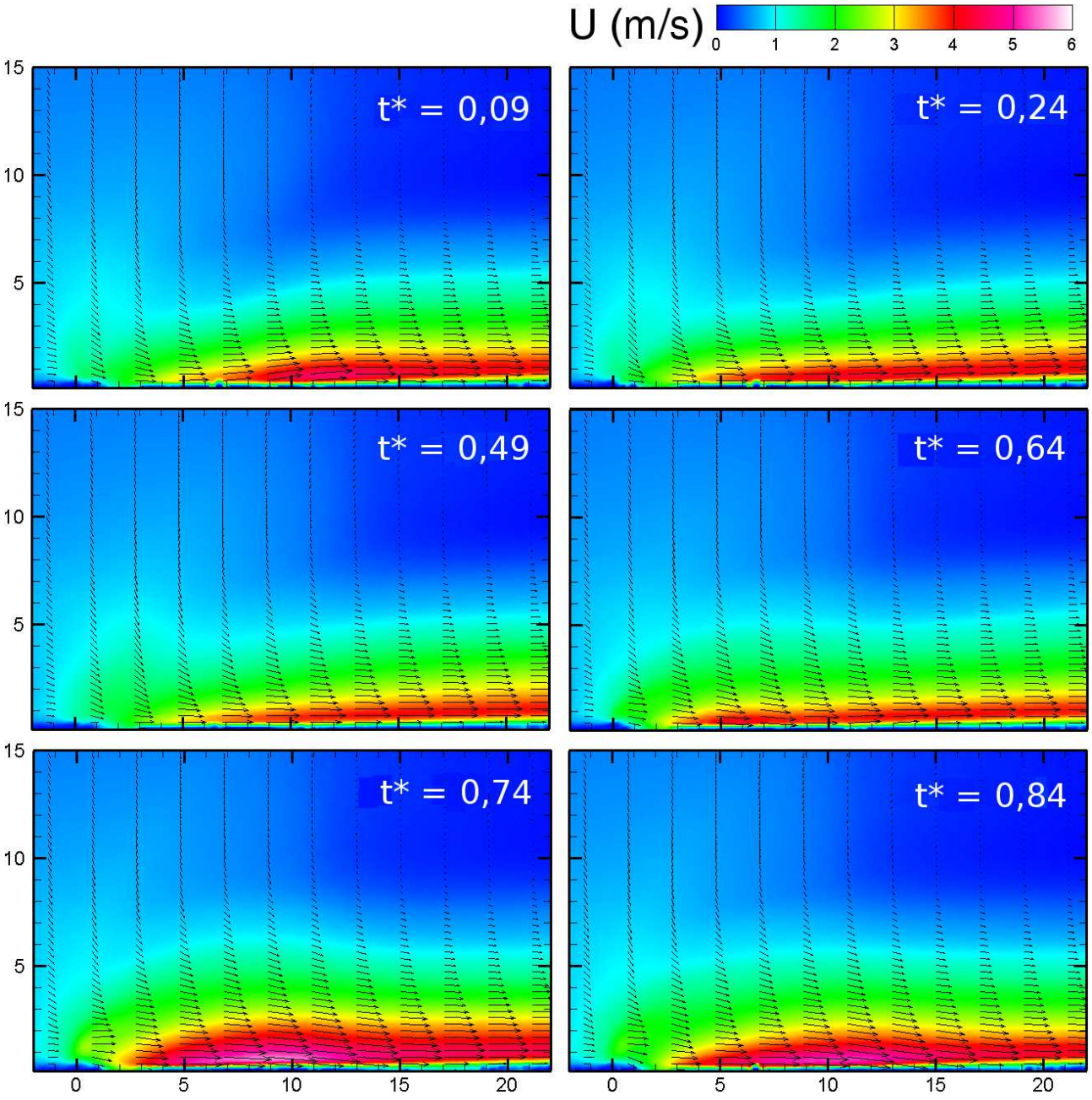

Figure 73 : Champs de vitesses (moyenné en phase) de l'écoulement généré par un actionneur DBD plan-plan pour différents instants (24 kV, 1 kHz)

Le cas d'un actionneur fil 13 µm – plan est présenté Figure 74. À t*≈ 0,24 ; durant la phase de tension croissante, le vent électrique produit et l'effet d'aspiration sont maximums. **Une vitesse instantanée de 7,5 m/s est obtenue, soit un gain de 37 % par rapport à une configuration plan-plan.** À t*≈ 0,49 le vent électrique est tangent à la paroi dans la zone de décharge diffuse, résultant en un profil de vitesse plus fin (0 < x < 5 mm). Les vitesses y sont également faibles. À x ≈ 5 mm et y < 2 mm, le jet de paroi s'épaissit, ce qui est lié à la convection de la quantité de mouvement généré durant la phase de tension croissante. La vitesse croît ensuite jusqu'à t*≈ 0,74 puis chute à t* ≈ 0,04. De t* ≈ 0,04 à 0,19 ; le jet de paroi subit une forte accélération lié à la décharge générée durant la phase de tension croissante.

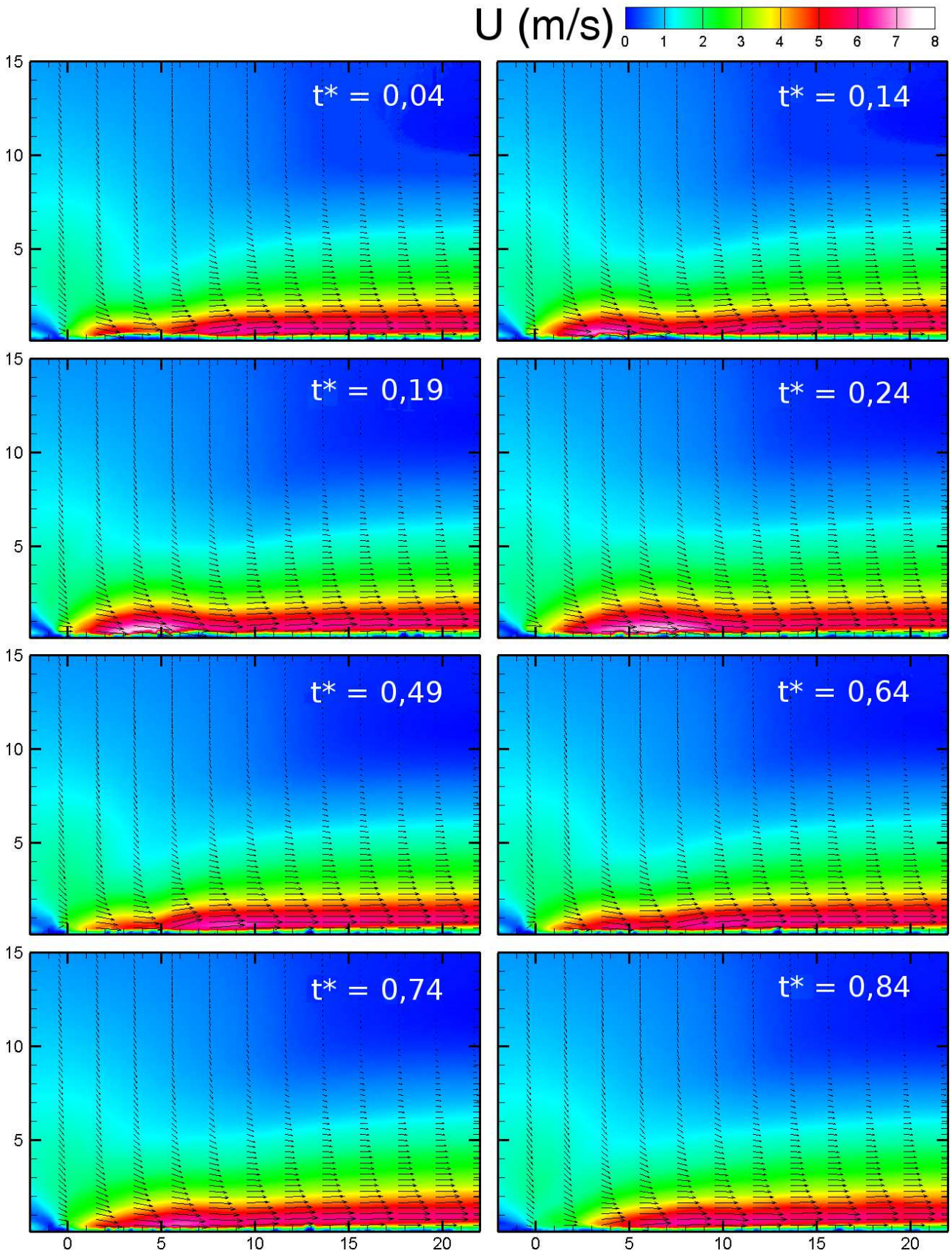

Figure 74 : Champs de vitesses (moyenné en phase) de l'écoulement généré par un actionneur DBD fil-plan (13 µm) pour différents instants (24 kV, 1 kHz).

4.7 Force EHD résolue en temps

L'algorithme présenté au paragraphe 3.3 est utilisé pour obtenir l'évolution de la force EHD durant une période de fonctionnement, à partir de champs de vitesses moyennés en phase (les détails de l'acquisition sont décrits aux points 2.3.3 et 3.3.4). La Figure 75 présente les valeurs moyennes des forces EHD projetées suivant x obtenue à une fréquence de 1 kHz, à des tensions de 16 – 20 – 24 kV pour les configurations plan-plan et fil – plan (100 µm et 13 µm). La force EHD obtenue est bien croissante avec l'amplitude de tension et à mesure que le diamètre du fil diminue. Des mesures similaires effectuées avec une balance de laboratoire pour des tensions de 16 et 20 kV à 1 kHz (symboles creux Figure 75) montrent que pour ces paramètres, l'écart avec les mesures par bilan de quantité de mouvement est compris entre 2 et 8,4 % (Tableau 4)).

La modification de géométrie d'électrode active augmente la force EHD mesurée par bilan de quantité de mouvement pour une tension fixée, lorsque l'électrode active plane est remplacée par une électrode active cylindrique et lorsque le rayon de l'électrode cylindrique est réduit (Figure 75,Tableau 4). En passant d'une configuration avec une électrode active plane à une configuration avec une électrode active cylindrique, l'efficacité de l'actionneur est augmentée (mN/W) et la puissance électrique consommée pour une tension fixée est augmentée. Ces deux phénomènes sont responsables de l'augmentation de la force EHD mesurée pour une tension fixée et pour les différentes configurations. D'autre part, l'étendue des fluctuations et l'écart type sont beaucoup plus faibles dans le cas d'une configuration fil-plan que dans le cas d'une configuration plan-plan (Tableau 4)).

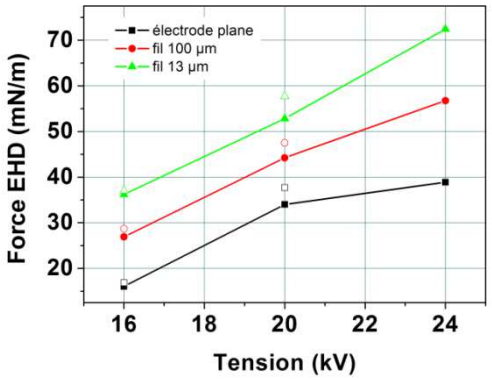

Figure 75 : Mesure de force EHD moyenne pour différentes configurations d'actionneur en fonction de l'amplitude de tension (F_{AC} 1 kHz) obtenue avec un bilan de quantité de mouvement, les symboles vides représentent des mesures de balance correspondantes.

La force EHD pour une configuration plan-plan va conserver le même signe durant une phase de tension transitoire (Figure 76 (a)). Dans le cas d'une configuration fil-plan, la force EHD présente durant chaque phase de tension transitoire une période où la force est négative puis positive (Figure 76 (b) et (c)). Pour la configuration fil 100 µm plan (Figure 76 (b)), la force projetée suivant x change de signe et devient négative en début de phase de tension décroissante (t* = 0,28). Elle atteint durant cette phase une valeur minimale lorsque la décharge est initiée à t* = 0,40 (-79 mN/m) puis redevient positive à t* = 0,50 ; atteint une valeur maximale à t* = 0,60 (146 mN/m) puis redevient négative lorsque la décharge est inhibée, à t* = 0,77. La phase de tension est alors croissante et la force reste négative jusqu'à la fin du régime streamer (t* = 0,99), où elle atteint sa valeur minimale (-100 mN/m). Lorsque la décharge positive est initiée, la force

change de signe, croît alors jusqu'à une valeur maximale à t* = 1,1 (222 mN/m) avant de redevenir nulle lorsque la décharge s'éteint, à t* = 0,25.

Tableau 4 : Principales caractéristiques des mesures de force EHD effectuées par bilan de quantité de mouvement.

configuration	Tension (kV) (F = 1 kHz)	Contribution moyenne (mN/m)	Erreur (%) (mesure de balance)	Min (mN/m)	Max (mN/m)	Etendue (mN/m)
Plan - plan	**16**	16	5	-254	226	480
	20	34	10	- 294	345	639
	24	38	-	-264	601	865
Fil 100 µm - plan	**16**	27	6,2	-72	160	232
	20	44	6,9	-101	227	328
	24	57	-	-156	345	501
Fil 13 µm - plan	**16**	36	2	-55	174	229
	20	53	8	-103	274	377
	24	72	-	-130	318	448

L'évolution de la force EHD pour une configuration fil (13 µm) – cylindre est très similaire (Figure 76 (c)). Durant la phase décroissante, elle passe d'une valeur minimale (-104 mN/m, t* = 0,44) lors de l'initiation (t* = 0,36) de la décharge glow à une valeur de 104 mN/m à t* = 0,64 pour redevenir négative à l'extinction de la décharge, à t* = 0,79. Lors de la phase de tension croissante, elle passe par un minimum de -72 mN/m à t* = 0,89 alors que des impulsions de courant sont initiées puis atteint durant la phase de décharge couronne une valeur maximale (272 mN/m) avant de redevenir négative lorsque la décharge est inhibée.

Ces deux courbes présentent beaucoup de similarités : en absence de décharge, la force EHD est négative. La force EHD reste négative lorsque la décharge s'initie, phase qui est caractérisée par des impulsions de courant (phase filamentaire). **C'est en présence d'une décharge glow, caractérisée par une composante synchrone importante que la force EHD est positive.** Et c'est durant la phase de tension croissante qu'elle atteint sa valeur maximale.

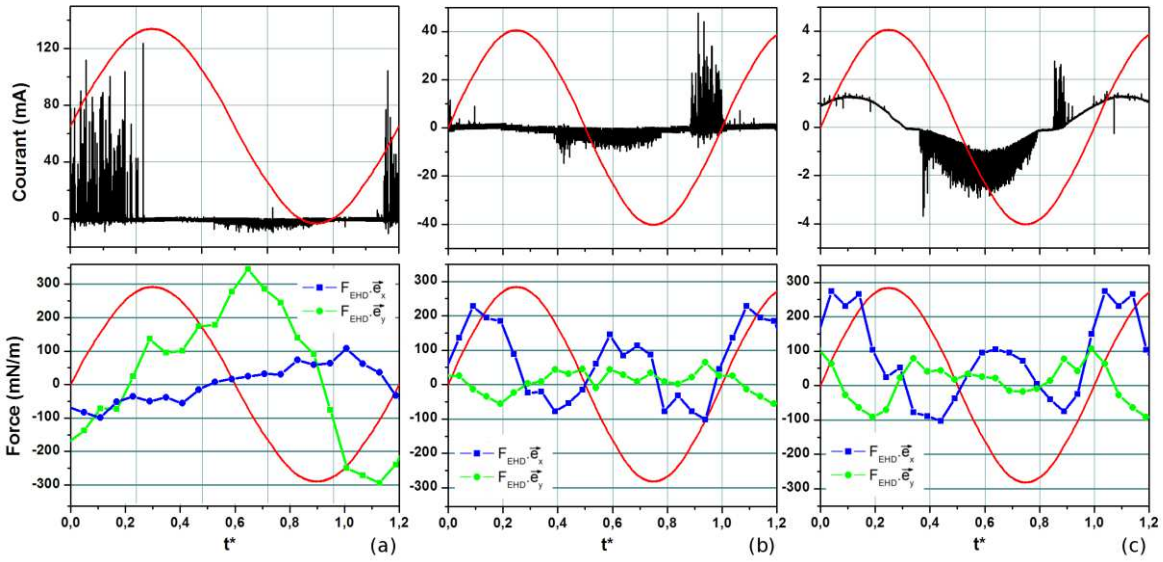

Figure 76 : Evolution de la force EHD projetée suivant x et y, du courant de décharge et de la tension d'alimentation durant une période de fonctionnement (courbe rouge, 20 kV, 1 kHz) pour une configuration (a) plan-plan, (b) fil 100 µm - plan et (c) fil 13 µm – plan.

D'après ces résultats, les phases filamentaires ne contribuent pas à augmenter la force EHD générée par l'actionneur DBD. C'est sans doute l'aspect tridimensionnel de cette décharge qui est à l'origine de ce comportement comme souligné dans Unfer *et al.* [106], expliquant aussi les différences observées entre expérience et simulation traitée dans un domaine 2D.

4.8 Rendement

Les profils de vitesse transversale mesurés par sonde de pression totale sont utilisés pour estimer la puissance mécanique générée par les différentes configurations d'actionneurs [31, 101]. La Figure 77 présente le rendement de l'actionneur, calculé comme le rapport de la puissance mécanique générée sur la puissance électrique consommée, en fonction du diamètre. Le rendement de l'actionneur plan-plan augmente avec l'amplitude de tension et est compris entre 0,05 et 0,2 %. En utilisant une électrode cylindrique, le rendement augmente lorsque le diamètre de l'électrode active diminue et cette tendance est accrue à mesure que le diamètre de l'électrode active diminue. Finalement, une configuration avec électrode active cylindrique de 13 µm de diamètre présente un rendement de 0,26 % pour une fréquence d'alimentation F_{AC} = 1,5 kHz et une amplitude de tension V_{AC} = 22 kV (soit une amélioration de 43 %). Cette augmentation est liée aux modifications de puissance électrique consommée et à l'accroissement de la puissance mécanique générée lorsque le diamètre de l'électrode active diminue. Pour des diamètres supérieurs à 50 µm, la puissance électrique consommée augmente lorsque le diamètre de l'électrode active diminue (Figure 65). Mais lorsque le diamètre de l'électrode active est inférieur à 50 µm, la puissance électrique consommée diminue avec la réduction du diamètre de l'électrode active. L'augmentation de la puissance générée par l'actionneur DBD cumulé à la diminution de puissance électrique consommée pour une tension fixée explique l'accroissement du rendement à mesure que le diamètre diminue.

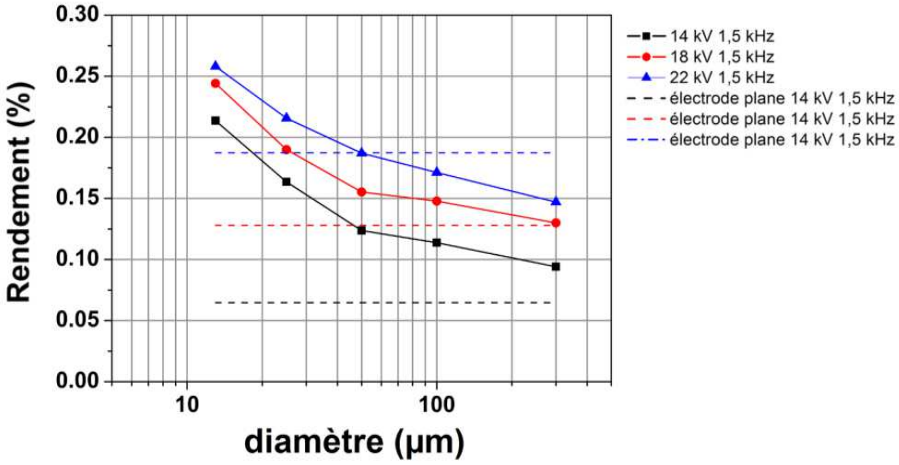

Figure 77 : Rendement de l'actionneur plasma en fonction du diamètre de l'électrode active pour différentes tensions d'alimentation

4.9 Conclusion

La modification de la géométrie de l'électrode active est à l'origine d'une modification des régimes de décharge. Ces modifications de régime semblent liées au diamètre de l'électrode et à l'aspect de surface de l'arête de l'électrode active. A mesure que le diamètre de l'électrode active diminue, la décharge filamentaire de la phase de tension croissante est remplacée par une décharge similaire à une glow positive. La décharge générée durant la phase de tension décroissante qui devient homogène dans la direction de l'envergure de l'électrode active est moins affectée par la modification de la forme de l'électrode active.

Le courant de décharge traduit les modifications de régime observé lorsque le diamètre de l'électrode active diminue. Un courant synchrone se substitue aux pulses de courant liés au régime filamentaire de la phase de tension croissante précédé par quelques impulsions de courant lors de l'initiation de la décharge. Ces modifications ne diminuent pas forcément la puissance électrique consommée. Celle-ci va dépendre des caractéristiques électriques (amplitude de tension, fréquence). D'une façon générale, la puissance électrique consommée est maximale pour un diamètre d'électrode active égal à 50 µm. pour des diamètres inférieurs à 50 µm, la puissance électrique consommée va rester plus importante que les puissances électriques consommées dans le cas d'un actionneur plan-plan.

La force EHD générée est fortement modifiée et augmentée par la configuration fil-plan. **Pour une puissance électrique consommée de 1 W, la configuration fil-plan génère 0,95 mN contre 0,65 mN dans le cas d'une configuration plan-plan.** Il apparait clairement que chaque phase de tension transitoire génère une force projetée suivant x positive et négative. L'existence d'une force positive est corrélée à une phase de courant synchrone. En absence de décharge et durant l'initiation des régimes de décharge caractérisés par la présence de filaments, une force projetée suivant x négative est observée. C'est durant la phase de tension croissante que la force maximale est générée.

Le vent électrique qui en résulte fluctue à une fréquence double de la fréquence d'alimentation de l'actionneur, contrairement à toutes les observations faites à ce jour dans le cas d'une DBD plan-plan. La vitesse maximale est produite durant la phase de tension croissante. Malgré l'augmentation de la force lorsque l'électrode plane est remplacée par une électrode cylindrique, le vent électrique maximal produit n'est pas forcément plus important. Ceci dépend de l'amplitude de tension ainsi que du diamètre de l'électrode active. Dans le cas où le diamètre de l'électrode active est proche de celui de l'électrode plane, on trouve par exemple des cas où la configuration fil-plan va produire un vent électrique plus important que la configuration plan-plan (faible amplitude de tension), et l'inverse (grande amplitude de tension). Cependant, pour des électrodes cylindriques de diamètre inférieures à 50 µm, les vitesses générées par l'actionneur sont plus importantes qu'avec une électrode active plane d'épaisseur 80 µm. Il en résulte une amélioration du rendement de 43 %, qui atteint 0,26 % contre 0,18 % dans le cas d'une configuration plan-plan.

Il reste encore de nombreux points à approfondir sur les modifications induites par cette géométrie d'actionneur. Au niveau de la décharge, l'homogénéisation du régime glow pour de faibles rayons de courbure d'électrode active semble intéressant puisqu'il pourrait s'agir de la transition d'un régime similaire au Trichel dans une décharge volumique vers un régime de décharge similaire aux décharges luminescentes présentent pour les décharges volumiques. En terme de force EHD, une discrétisation temporelle plus importante permettrait d'obtenir une évolution plus précise de la force EHD. La méthode utilisée dans ce

chapitre peut servir à valider des méthodes dont les hypothèses simplificatrices qui permettent d'obtenir la distribution spatio-temporelle sont plus fortes.

Chapitre 5 Configurations à électrodes multiples.

5.1 Introduction

Le développement des actionneurs plasmas doit prendre en compte le cadre de leur application : le contrôle d'écoulement. L'efficacité du contrôle d'un écoulement par actionneur plasma à DBD dépend de quatre paramètres principaux : la vitesse du vent électrique moyen généré, l'amplitude et la fréquence des fluctuations de vitesse induites par l'actionneur ainsi que la position de l'actionneur dans l'écoulement. L'actionneur doit être placé dans une zone de l'écoulement dont la modification des propriétés moyennes ou instationnaires engendre une action globale sur l'écoulement [63]. La zone à contrôler peut fluctuer dans le temps et sa taille peut être grande devant la taille du plasma généré par un actionneur à DBD standard (< 2 cm). Afin de garder une action suffisamment étendue, il est nécessaire d'augmenter la surface de contrôle. Pour augmenter la surface d'action du plasma, deux méthodes sont généralement utilisées : les actionneurs à DBD à trois électrodes et des DBD multiples (multi-DBD).

Ce chapitre a pour objectif de présenter l'écoulement obtenu avec des actionneurs tri-électrodes par l'intermédiaire de mesure PIV. Un autre paragraphe fait l'objet de l'étude d'une nouvelle configuration de multi-DBD qui permet d'obtenir des surfaces d'actions étendues et un vent électrique dont la vitesse longitudinale est maximale.

5.2 Actionneurs tri-électrodes

Les actionneurs à décharge de surface tri-électrodes ont été développés au sein de l'axe EFD de l'institut PPRIME [107]. Ils sont inspirés des décharges utilisées pour le processus de pompage dans les lasers à gaz. Ces décharges présentent l'avantage de se développer sur des surfaces importantes et de posséder des régimes de décharge stable. On peut voir Figure 78 une configuration tri-électrode. L'électrode 1 est alimentée par une haute tension alternative et les électrodes 2 et 3 sont au même potentiel. En fonctionnement, une décharge à barrière diélectrique est formée entre les électrodes 1 et 2 et interagit avec le champ électrique produit entre les électrodes 1 et 3. Si le champ électrique est dirigé de l'électrode 1 vers l'électrode 3, la décharge porte le nom de « **sliding discharge** » car cette configuration va générer des streamers dans l'espace qui sépare les électrodes (1) et (3) [108]. Dans le cas contraire, le champ électrique est dirigé de l'électrode 3 vers l'électrode 1, on parle d'**« extended » DBD** [109].

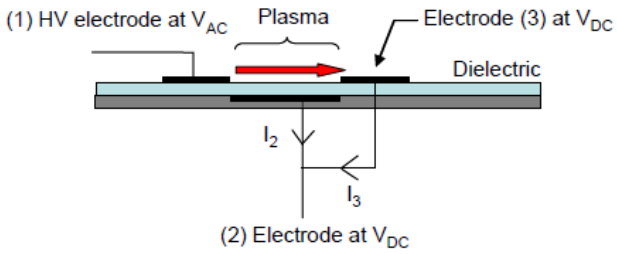

Figure 78 : Schéma d'une configuration tri-électrode [110].

5.2.1. *Extended DBD*

Un actionneur 'extended DBD' est caractérisé par l'existence d'un champ électrique dirigé de l'électrode 3 vers l'électrode 1 (Figure 79). En 2008, Moreau *et al.* [109] présentent des visualisations de l'écoulement par schlieren et des mesures par sonde de pression totale qui révèlent que le jet généré par une DBD est amplifié par l'ajout d'une électrode DC. En particulier, la vitesse de 3 m/s obtenue avec une DBD standard atteint 4 m/s lorsqu'une tension V_{DC} de +20 kV est appliquée. Plus récemment, Takashi *et al.* [111] utilisent des mesures de poussée obtenues par balance de laboratoire pour étudier l'influence d'une troisième électrode DC sur un actionneur à DBD. Leurs mesures montrent qu'il est possible d'accroître la poussée générée par un actionneur à DBD (20 mN/m) de 3 mN/m en utilisant une troisième électrode en aval d'un actionneur DBD. Mais comme le soulignait Moreau *et al.* en 2008, l'amélioration des propriétés mécaniques par l'ajout d'une troisième électrode restent faibles par rapport aux résultats obtenus en optimisant un actionneur à DBD. Observe-t-on le même type de résultats avec une DBD optimisée à laquelle on ajoute une troisième électrode DC en aval ? Pour apporter une réponse à cette question, une série d'expérience a été effectuée avec des DBD étendues. Elles sont basées sur l'observation de l'écoulement moyen obtenu par mesure PIV.

Pour ces essais, l'actionneur est fabriqué avec un diélectrique en PMMA de 3 mm d'épaisseur. L'électrode active mesure 10 mm de corde et l'électrode de masse, de 20 mm de corde, est encapsulée (Figure 79). Une tension continue positive est appliquée sur l'électrode (3), ce qui modifie la topologie du vent électrique (Figure 80). Ces champs de vitesses moyennes sont calculés à partir de 300 champs instantanés avec des écarts type atteignant 0,7 m/s. Ceci implique une erreur de 4 % (soit 0,16 m/s), estimée avec un seuil de confiance de 95 %. Le principal effet de la troisième électrode (Figure 80, extended DBD) est une augmentation de l'aspiration autour de la décharge ($0 < x < 40$ mm). Le module de la vitesse est plus important qu'une DBD standard dans une zone comprise entre $-20 < x < 10$ mm et $0 < y < 20$ mm, il atteint une valeur maximale de 3,9 m/s contre 3,3 m/s en absence du potentiel DC (Figure 81).

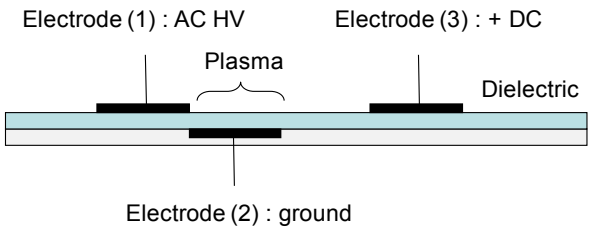

Figure 79 : schéma de l'actionneur 'Extended '

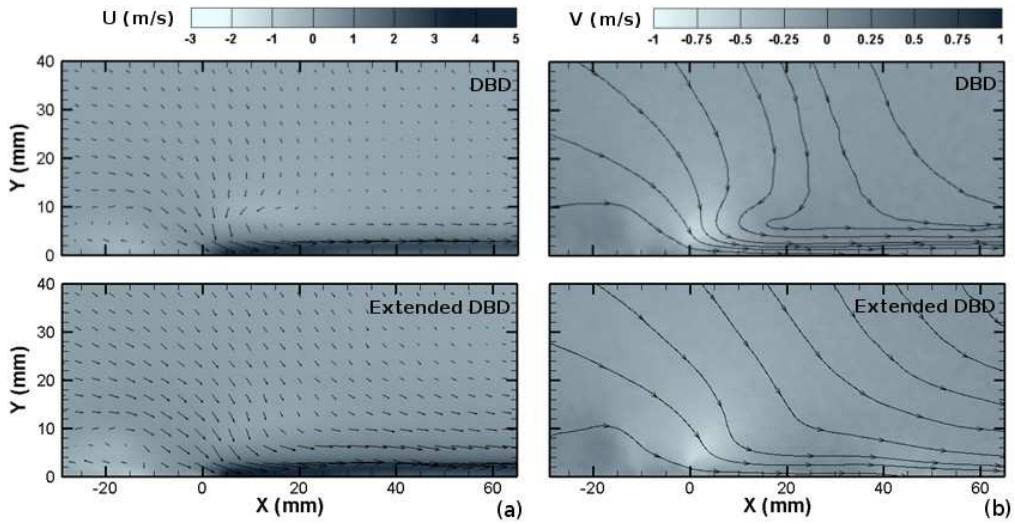

Figure 80 : Vent électrique produit par une DBD (V_{AC} = 20 kV) et une DBD étendue (V_{AC} = 20 kV, V_{DC} = 16 kV). (a) champ de vitesses et vitesse longitudinale, (b) lignes de courant et vitesse transversale.

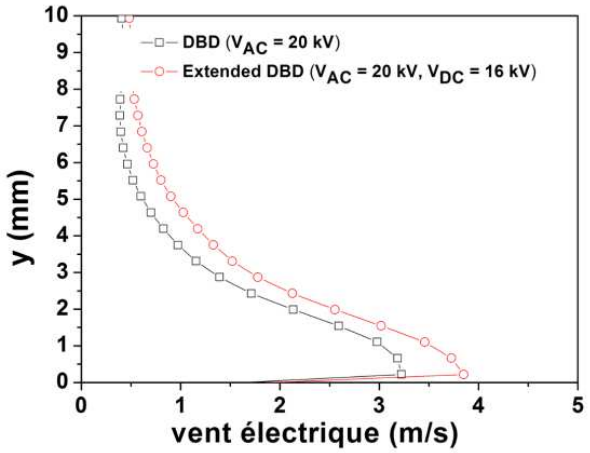

Figure 81 : Profils de la norme de vitesse du vent électrique produit par une DBD (V_{AC} = 20 kV) et une extended DBD (V_{AC} = 20 kV, V_{DC} = 16 kV) en x = 8,2 mm.

La Figure 82 présente des profils de vitesse longitudinale issus des mesures PIV pour un actionneur à DBD (V_{AC} = 24 kV) et pour une extended DBD (V_{AC} = 24 kV, V_{DC} = 24 kV). Les profils de vitesse sont légèrement plus épais dans le cas d'une décharge tri-électrode. Par exemple, la vitesse à (x = 30 mm ; y = 10 mm) est quasiment nulle pour une DBD standard alors qu'avec une extended DBD, elle est encore égale à 0,5 m/s. De plus, la vitesse maximale est légèrement plus importante (4,45 m/s pour une extended DBD contre 4,25 m/s avec une DBD standard), confirmé Figure 83 qui montre la vitesse maximale du vent électrique produit dans le cas d'une extended en fonction du potentiel de tension appliqué sur l'électrode (3) (V_{DC} = 0 correspond au cas d'une DBD classique). En augmentant le potentiel V_{DC}, la vitesse du vent électrique produit augmente légèrement, de 2 à 3 m/s lorsque l'amplitude de tension V_{AC} = 16 kV et que V_{DC} augmente de 0 à 16 kV, respectivement. L'augmentation de la vitesse lorsque V_{DC} = 16 kV est aussi observée avec des amplitudes de tension V_{AC} plus importantes (de 4,25 à 4,6 m/s avec V_{AC} = 24 kV, Figure 83). Mais lorsque le potentiel V_{DC} de l'électrode (3) est augmenté à 18 kV, la vitesse maximale décroit, ce qui est dû à l'ionisation du gaz sur l'arête amont de l'électrode (3). L'ionisation sur l'arête amont de l'électrode (3) est responsable d'un vent électrique opposé au jet de paroi, de l'électrode (3) vers l'électrode (2).

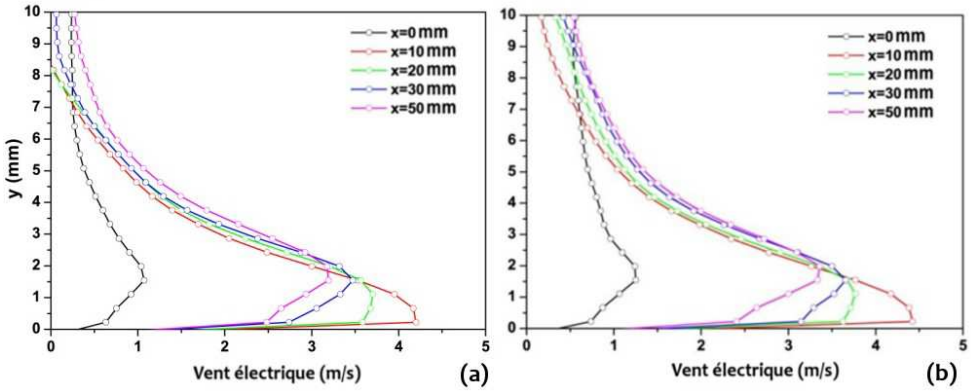

Figure 82 : Profils de vitesse longitudinale pour différentes abscisses (mm) du vent électrique produit par (a) une DBD (V_{AC} = 24 kV) et (b) une extended DBD (V_{AC} = 24 kV, V_{DC} = 24 kV).

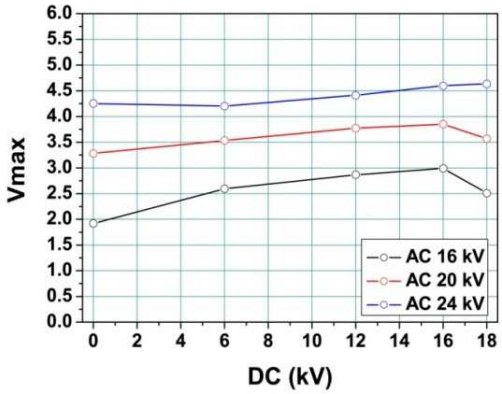

Figure 83 : Vitesse longitudinale maximale produite par une DBD extended en fonction de V_{DC}.

Comme le vent électrique augmente et que le jet de paroi est épaissi en appliquant un potentiel V_{DC}, le débit massique calculé en intégrant les profils de vitesse augmente (Figure 84). Par exemple, à x = 30 mm et pour V_{AC} = 24 kV, le débit massique d'une DBD classique est égal à 13 g/s. Dans le cas d'une extended DBD avec un potentiel V_{DC} = 16 kV, le débit massique augmente jusqu'à 18 g/s (gain de 50 %).

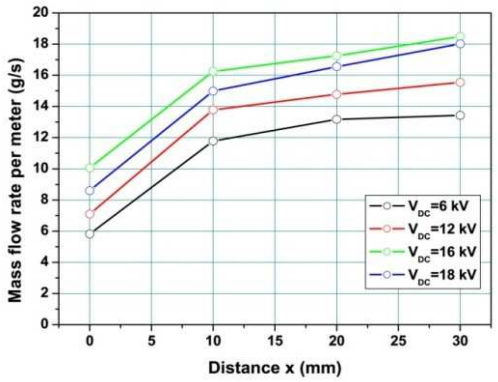

Figure 84 : Débit massique généré par une DBD extended pour différentes abscisses (mm) (V_{AC} = 24 kV).

Enfin, la force générée par la décharge pour trois amplitudes de tension V_{AC} différentes, en fonction de l'amplitude de tension V_{DC} (Figure 85) montre que la force est augmentée de façon significative avec une

extended DBD par rapport à une DBD standard. Lorsque l'amplitude de tension V_{AC} = 16 kV, celle-ci est augmentée de 45 % et lorsque V_{AC} = 24 kV, une augmentation de 10 % est observée.

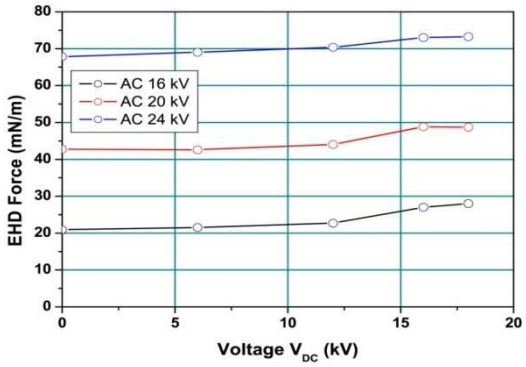

Figure 85 : Force EHD produite par une DBD étendue en fonction de l'amplitude V_{DC} pour différentes amplitudes de tension.

5.2.2. *Sliding Discharge*

Lorsque le champ électrique généré par l'alimentation continue de l'actionneur tri-électrode est dirigé de l'électrode amont (1) vers l'électrode aval (3) (Figure 86 (a)), l'actionneur est qualifié de sliding discharge, car il permet la propagation de streamers entre les électrodes (1) et (3). Les différentes études montrent que cette configuration donne lieu à un jet normal à la paroi induit par deux écoulements, l'un de l'électrode (1) vers l'électrode (2), l'autre de l'électrode (3) vers l'électrode (2) [112, 113, 111, 109]. D'autre part, la vitesse longitudinale maximale du vent électrique produit est inférieure à celle générée par une DBD standard. En modifiant le rapport des amplitudes AC et DC, Sosa *et al.* observent qu'il est possible de modifier de -90 à 90° l'angle compris entre la normale au diélectrique et l'axe du jet produit par la décharge [112]. Avec une balance de laboratoire, Corke *et al.* [114] mesurent la poussée générée par ce type d'actionneur en modifiant le câblage de l'actionneur et la taille de l'électrode encapsulée, comme le montre la Figure 86 (b). Cette configuration d'électrodes permet d'améliorer la poussée générée par l'actionneur de façon significative : en appliquant une tension V_{DC} = -48 kV sur l'électrode (1) et une amplitude de tension V_{AC} = 35 kV, ils mesurent une force de 350 mN/m. Cependant, l'étude ne présente pas la topologie de l'écoulement induit par l'actionneur.

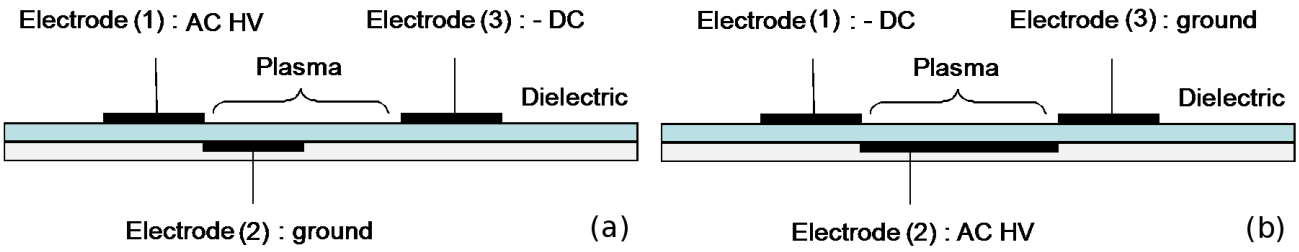

Figure 86 : Schéma de l'actionneur sliding utilisé par (a) Sosa *et al* [112] et (b) Corke *et al.* [114], le jet de paroi est généré de la gauche vers la droite lorsque l'actionneur est utilisé de façon standard.

L'objectif de ce paragraphe est d'observer la topologie de l'écoulement induit par la décharge sliding utilisée par Corke *et al.* [114]. L'actionneur est fabriqué avec un diélectrique en PMMA de 3 mm d'épaisseur.

L'électrode (1) et l'électrode (3) mesurent 10 mm de corde et l'électrode (2), de 40 mm de corde, est encapsulée. La sliding discharge est normalement caractérisée par la présence d'un champ électrique dirigé de l'électrode (1) vers l'électrode (3). Dans la configuration utilisée par Corke, le champ électrique est inversé par rapport à la direction du jet de paroi généré (Figure 86 (b)). Le terme de sliding est utilisé par abus de langage car on peut supposer ici aussi l'existence de streamers traversant l'espace séparant l'électrode (1) et (3) et que dans le cas d'une configuration sliding classique, l'angle entre l'axe du jet et la normale à la paroi peut varier de - 90 à 90°.

La topologie de l'écoulement généré par l'actionneur utilisé par Corke et al. [114] (Figure 86 (b)) est observée avec des champs de vitesses moyennes issus de mesures PIV. Ils sont calculés à partir de 300 champs instantanés et présentent des écarts type atteignant 0,7 m/s. Ceci implique une erreur de 4 %, estimée avec un seuil de confiance de 95 %.

La Figure 87 présente les champs de vitesses longitudinales et transversales pour une décharge sliding dans quatre cas différents. En absence de composante DC, un jet perpendiculaire à la paroi est produit. Ceci est dû à la génération de deux écoulements opposés. Le premier écoulement est généré de l'électrode (1) vers l'électrode (2) ; le second de l'électrode (3) vers l'électrode (2). Les deux jets de parois ont la même intensité avec des directions opposées. Leur rencontre génère un jet vertical. Lorsqu'une composante DC de faible amplitude (V_{DC} = - 6 kV, Figure 87(a)) est appliquée à l'électrode (1), l'angle entre l'axe du jet et la normale à la paroi augmente légèrement. Pour une tension V_{DC} = - 16 kV, le jet est quasiment parallèle à la paroi. Le vent électrique produit par les électrodes (1) et (2) est plus important que celui produit entre les électrodes (3) et (2). Le jet résultant est donc dirigé de la gauche (électrode (1)) vers la droite (électrode (3)). La présence du vent électrique généré par l'électrode (3) induit une zone de recirculation, localisée à x = 40 mm, sur l'arête de l'électrode (3). Si l'amplitude de tension V_{AC} augmente, il n'y a pas d'effet (Figure 87(c), V_{AC} = 24 kV). En augmentant l'amplitude de tension et la tension DC (V_{AC} = 24 kV, V_{DC} = -24 kV, Figure 87(d)), le vent électrique généré par l'électrode (3) est plus important et l'écoulement produit est alors dirigé de l'électrode (1) vers l'électrode (3).

L'écoulement de la Figure 87(d) présente une zone d'aspiration beaucoup plus grande et plus intense en amont et dans l'espace séparant les électrodes (1) et (3). L'épaisseur du jet de paroi ainsi que la vitesse maximale du vent électrique sont augmentées. Ces deux dernières observations sont confirmées par les profils de vitesse de cette configuration (V_{AC} = 24 kV, V_{DC} = - 24 kV) présentés Figure 88. L'écoulement généré par cette configuration d'électrode est très différent de celui mesuré avec une DBD standard ou une extended DBD. Le jet de paroi est plus épais, avec une vitesse maximale observée (Figure 88) égale à 5,5 m/s et située 2 mm au-dessus de la surface du diélectrique alors qu'elle est généralement située à des épaisseurs comprises entre 0,5 et 1 mm de la paroi [3, 30, 17, 37, 115].

La poussée générée par cette configuration est présenté Figure 89. Comprise entre 22 et 50 mN/m pour une DBD alimentée par des amplitudes de tensions comprises entre 16 et 20 kV, la force est augmentée à 75 et à 85 mN/m dans le cas d'une sliding avec une composante V_{DC} = - 24 kV et une composante V_{AC} de 16 et 24 kV en amplitude de tension, respectivement. Bien que les caractéristiques géométriques de la configuration présentée par Corke *et al.* [114] ne soient pas connues, la force mesurée dans notre cas est bien plus faible, ce qui s'explique aussi par les différences de tensions appliquées aux électrodes dans leur étude (V_{DC} = -48 kV, V_{AC} = 35 kV). D'autre part leurs résultats montrent qu'une force de 65 mN/m est mesurée lorsque l'amplitude de tension V_{AC} = 0 kV et V_{DC} = -48 kV, ce qui implique l'existence d'une décharge couronne entre l'électrode (1) et (3) lorsque V_{AC} = 0 kV.

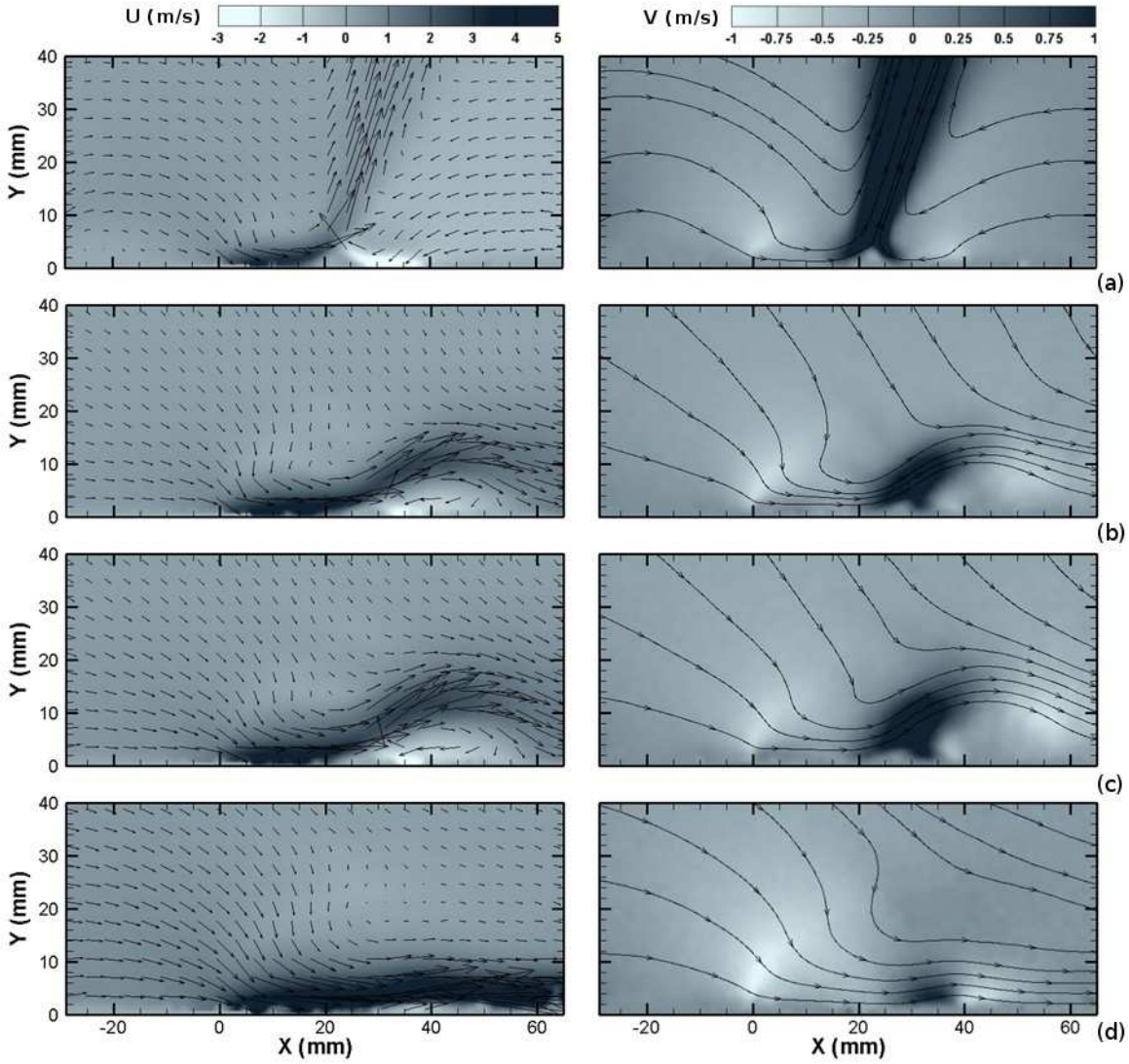

Figure 87 : Champ de vitesses et vitesse longitudinale en arrière-plan (à droite), lignes de courants et vitesse transversale (à gauche) pour la configuration sliding utilisée par Thomas et al. pour (a) V_{AC} = 20 kV, V_{DC} = - 6 kV, (b) V_{AC} = 20 kV, V_{DC} = - 16 kV, (c) V_{AC} = 20 kV, V_{DC} = - 24 kV et (d) V_{AC} = 24 kV, V_{DC} = - 24 kV.

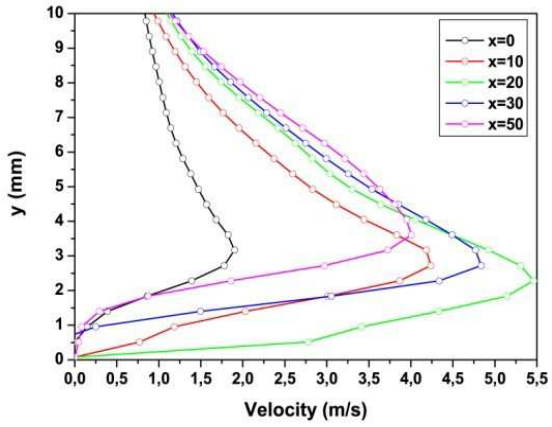

Figure 88 : Profils de vitesse longitudinale pour différentes abscisses (mm) du vent électrique produit par une configuration sliding utilisée par Thomas *et al.* [36], V_{AC} = 24 kV, V_{DC} = - 24 kV.

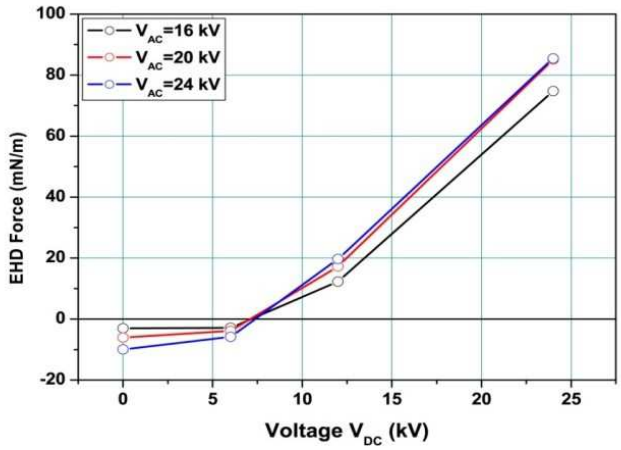

Figure 89 : Force EHD produite par une décharge sliding en fonction de l'amplitude V_{DC} pour différentes amplitudes de tension.

5.3 DBD multiple à potentiels alternés

5.3.1. *Introduction*

Deux raisons motivent l'utilisation d'actionneurs constitués de DBD en série (multi-DBD). La première raison est d'augmenter la vitesse maximale générée par l'actionneur plasma en cumulant la vitesse généré par les DBD successives. La deuxième raison est de développer un actionneur qui fournit un jet tangent à la paroi sur une zone étendue. Les premières multi-DBD utilisées avaient pour objectif d'étendre la zone de contrôle sans forcément augmenter les performances de l'actionneur de façon drastique. Ces configurations, proposées par Roth *et al.* [16, 15] étaient généralement constituées d'une vingtaine d'actionneurs (Figure 90). A titre d'exemple, la vitesse mesurée par Borghi *et al.* [116] en aval d'un actionneur constitué de 20 DBD placées sur un diélectrique en téflon de 800 µm d'épaisseur était de 4,5 m/s. Cet actionneur était utilisé pour générer des 'trains d'onde', c'est-à-dire de 'déplacer' la décharge dans une direction privilégiée en allumant et éteignant une succession d'actionneurs afin de suivre la convection d'un volume de fluide [117, 118, 52].

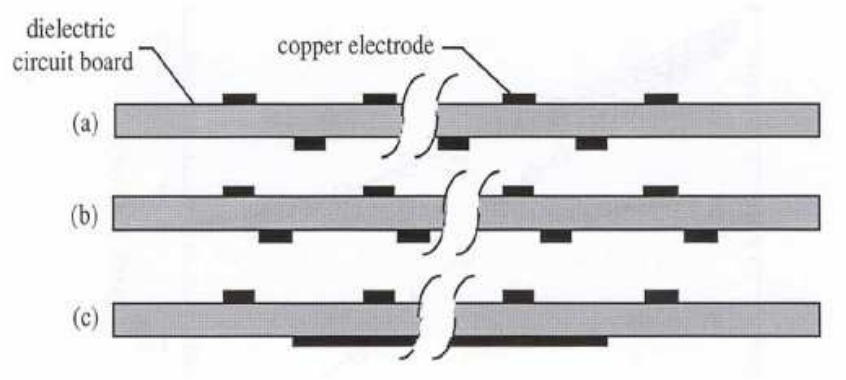

Figure 90 : Différentes configurations d'actionneurs proposées par Roth [15].

Cependant un intérêt très vite souligné par la communauté a été d'utiliser des configurations multi-DBD pour améliorer les performances d'une DBD standard. Dans ce cas, le fluide qui va traverser la série d'actionneurs DBD va cumuler une quantité de mouvement. En 2004, Morris et *al.* se sont intéressés à cet aspect des multi-DBD. Pour cela, ils mesurent des profils de vitesse moyenne en aval de multi-DBD comportant un nombre d'actionneurs different [119]. Il a montré que la quantité de mouvement obtenue à partir des profils de vitesses mesurés à une distance fixe en aval de chaque configuration augmentait avec le nombre d'actionneurs (Figure 91(a)), impliquant un effet cumulatif de la force EHD. Ceci justifie donc l'utilisation de ces configurations pour améliorer les performances des actionneurs DBD. Une expérience similaire est effectuée par Thomas et al. [36] en 2009 avec des mesure de force EHD généré par 1 à 3 actionneurs placés en série (Figure 91 (b)). Ces mesures révèlent que le gain varie avec l'amplitude de tension utilisée pour alimenter l'actionneur et que la force ou la quantité de mouvement obtenue n'est pas une somme linéaire lié à la mise en série d'une multitude d'actionneurs. Les possibilités d'optimisation d'une DBD standard offertes par l'utilisation d'une multi-DBD ont été étudiées par Likhanskii [120] via une simulation numérique. **Il a estimé que la vitesse maximum atteignable avec 2 ou 3 DBD en série était respectivement de 10,83 et 11,6 m/s.**

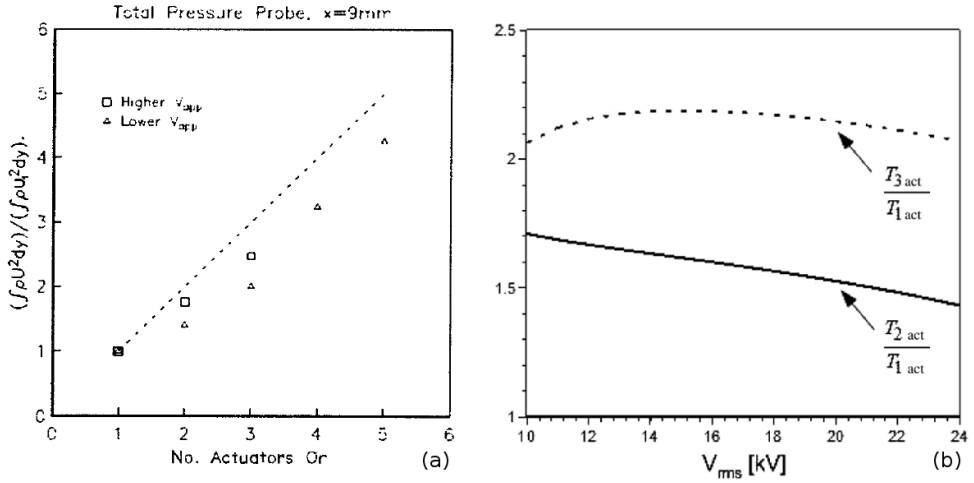

Figure 91 : (a) Evolution de la quantité de mouvement généré par une multi-DBD en fonction du nombre d'actionneurs DBD constituant la multi-DBD. La quantité de mouvement est normalisée par la quantité de mouvement généré par un actionneur DBD [119]. (b) rapport entre la force EHD générée par 1 ou 2 et 1 ou 3 actionneurs en série en fonction de la tension rms appliquée [36].

L'amélioration des performances d'une DBD standard par le cumul de vitesse généré par deux actionneurs successifs nécessite de les rapprocher le plus possible afin de limiter les pertes de vitesses liées aux effets visqueux. Mais la proximité de deux actionneurs va générer des interactions mutuelles. Borghi *et al.* [121] et Wilke [86] montrent que ces interactions peuvent être profitables si les signaux d'alimentation des électrodes actives sont déphasés et que ce déphasage est favorable au champ électrique déjà présent au moment de la décharge (Figure 92). Dans le cas de Borghi *et al.* (Figure 92 (a)), une multi-DBD constituée de trois actionneurs en série alimenté chacun par une phase d'un signal triphasé est utilisé. Cette expérience montre que le vent électrique produit en présence d'un écoulement est plus important si le signal d'alimentation de l'actionneur aval est en avance de 240° par rapport au signal d'alimentation de l'actionneur amont. Wilke [86] confirme cette mesure en montrant que l'influence de ce déphasage est maximale lorsque l'avance du signal d'alimentation de l'actionneur aval par rapport à l'actionneur amont est comprise entre 180 et 270° (Figure 92(b)).

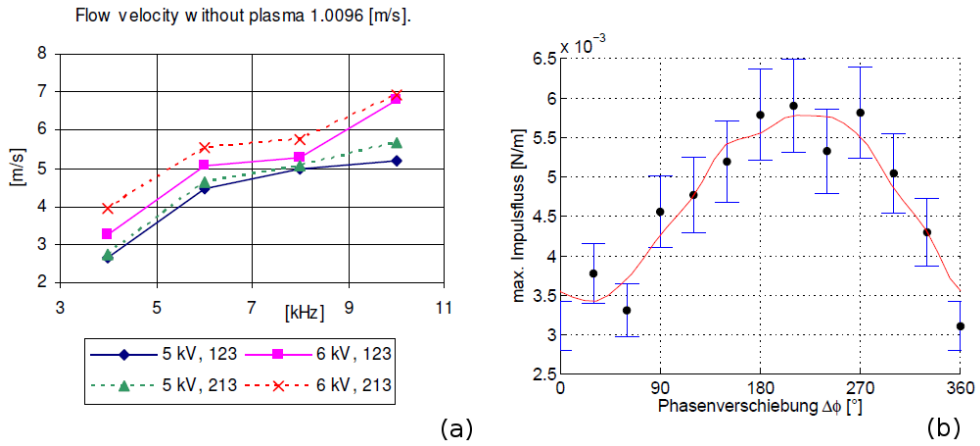

Figure 92 : (a) Influence de la phase entre les signaux de tension dans le cas d'une multi-DBD avec 3 DBD alimentées par une tension sinusoïdale triphasée. Dans le cas 123 le déphasage entre le signal de tension d'une DBD amont (ϕ_1) et d'une DBD aval (ϕ_2) est tel que $\phi_2 = \phi_1 + 2\pi/3$ et dans le cas 213 le déphasage est tel que $\phi_2 = \phi_1 - 2\pi/3$ [121]. (b) influence de la phase entre les signaux de tension dans le cas d'une multi-DBD avec 2 actionneurs DBD. Le déphasage $\Delta\phi$ entre les deux signaux de tension des actionneurs amont (ϕ_1) et aval (ϕ_2) est donné par $\phi_2 = \phi_1 + \Delta\phi$ [86].

Cependant, les interactions mutuelles peuvent aussi limiter l'accumulation du vent électrique. En rapprochant deux actionneurs, le champ électrique induit par la différence de potentiel entre l'électrode de masse de l'actionneur amont et l'électrode active de l'actionneur aval peut être suffisant pour générer une ionisation et induire un vent électrique opposé à l'écoulement de base [17, 122, 123]. En 2006, Forte *et al.* [65] se sont intéressés à limiter l'interaction entre deux DBD successives. Pour cela, l'ionisation de l'arête amont de chaque électrode active est limitée en la recouvrant d'un diélectrique (film de téflon) dont la capacité permet de diminuer le champ électrique et dont le caractère isolant permet de limiter l'ionisation. On peut voir Figure 93 (a) l'impact du téflon lorsque les deux actionneurs sont séparés par une distance de 1 cm et alimentés par une tension sinusoïdale de 20 kV à une fréquence de 1 kHz. Lorsque le téflon n'est pas présent en amont de la seconde électrode active, le vent électrique généré par le premier actionneur chute dans l'espace qui sépare deux DBD standards. La vitesse des deux actionneurs n'a pas été cumulée. Lorsque le téflon est présent, on peut voir que le vent électrique au niveau de l'arête aval de la deuxième électrode active est de 2,25 m/s, venant s'ajouter au vent électrique produit par la deuxième électrode active. Finalement, une vitesse de l'ordre de 6 m/s est atteinte en aval de la deuxième électrode active. Dans un second temps, la distance entre les deux actionneurs DBD est optimisée pour éviter la perte de vitesse, permettant d'atteindre au mieux une vitesse de plus de 7 m/s avec 4 DBD standards en série (Figure 93 (b)) [65].

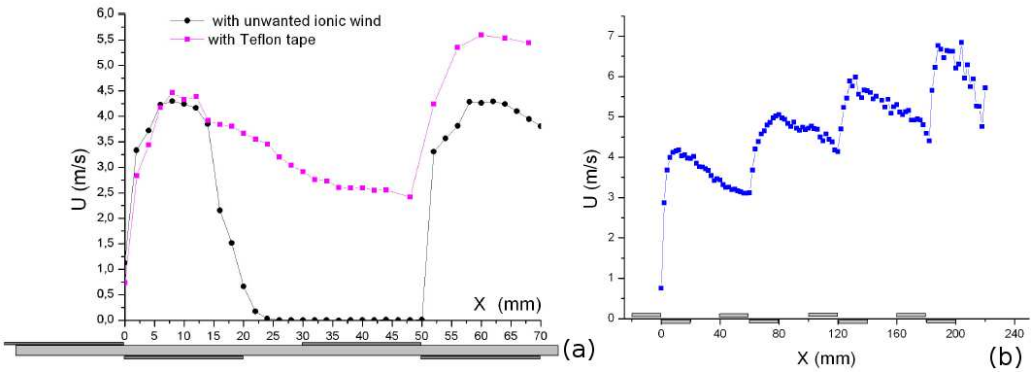

Figure 93 : (a) Impact de l'isolation de l'arête amont de l'électrode active par un film de téflon (b) Profil de vitesse obtenu pour un actionneur multi-DBD optimisé [65].

Afin d'obtenir un effet similaire à la stratégie présentée par Forte et al. en 2006, Benard *et al.* [122] proposent en 2009 d'utiliser une électrode écran placée entre l'électrode de masse et l'électrode active de deux actionneurs successifs. Son but est d'éviter l'ionisation de l'arrête amont de l'électrode active, pour supprimer le vent électrique arrière et permettre de rapprocher deux actionneurs successifs. Le potentiel de l'électrode écran est identique à celui de l'électrode active mais celle-ci est encapsulée. L'encapsulation de l'électrode écran permet de diminuer son interaction en limitant les phénomènes d'ionisation, ce qui permet de supprimer le vent électrique arrière (Figure 94).

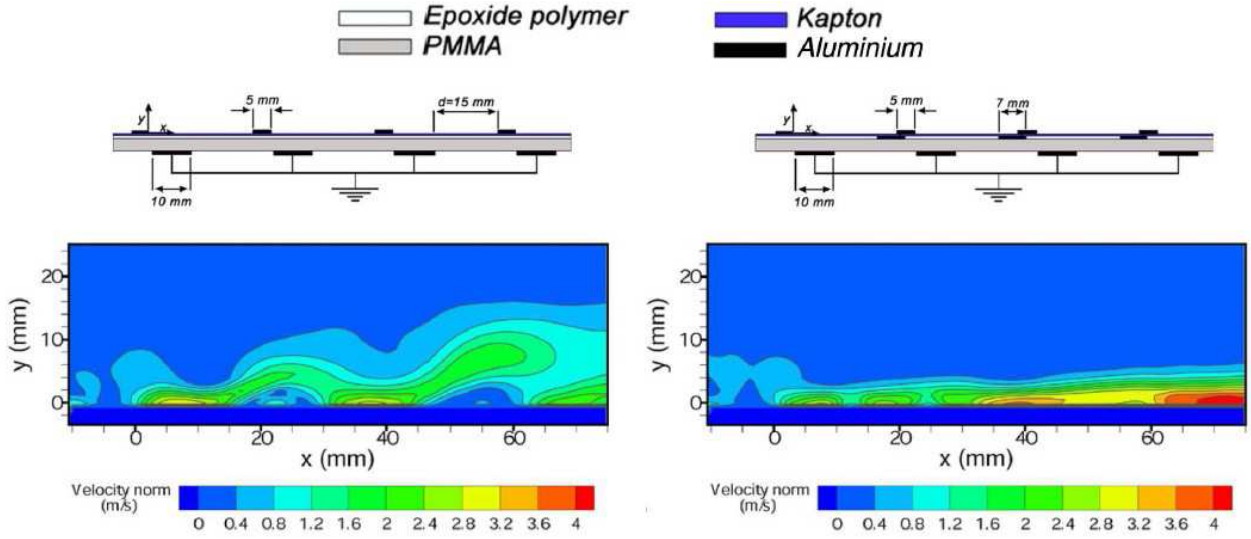

Figure 94 : Champ de vitesses du vent électrique pour une multi-DBD et une multi-DBD avec électrode écran utilisé par Benard *et al.* [122] pour supprimer le vent électrique arrière (V_{AC} = 18 kV, F_{AC} = 1 kHz).

Parallèlement aux travaux présentés dans cette thèse, Berendt *et al.* [124] utilisent une configuration avec des électrodes actives encapsulées et où les électrodes 'exposées' qui initient la décharge sont alternativement des électrodes de masse et des électrodes flottantes (Figure 95 (a)). Avec cette configuration, un vent électrique de 10 m/s a été obtenu avec une alimentation sinusoïdale de 2,35 kHz à une amplitude de tension de 16 kV pour un diélectrique en verre de 2 mm d'épaisseur (Figure 95(b)).

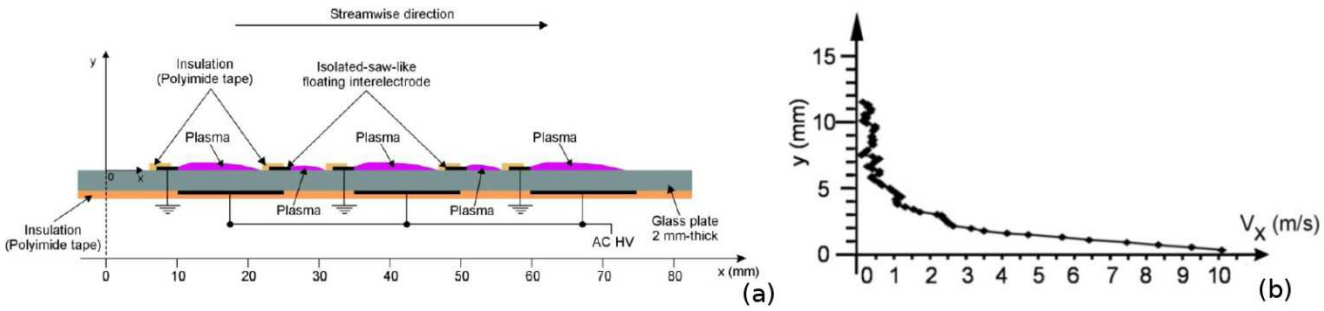

Figure 95 : (a) Configuration multi-DBD et (b) mesure de vitesse maximale (PIV) obtenue par Berendt *et al.* [124].

L'étude de ce paragraphe a pour but d'inhiber le vent électrique arrière, dirigé vers l'amont de l'actionneur, et d'utiliser les optimisations présentées dans le Chapitre 3. Un nouveau câblage de l'actionneur multi-DBD est proposé, ce qui a permis, en remplaçant les électrodes 'actives' par des électrodes cylindriques de 25 µm de diamètre, d'atteindre **10,4 m/s avec 4 DBD successives**.

La différence de potentiel entre l'électrode de masse et l'électrode active de deux DBD successives est responsable du vent électrique arrière. Une configuration « idéale » pour supprimer ce vent électrique arrière est d'avoir un champ électrique « nul » entre deux DBD successives, c'est-à-dire que le potentiel de l'électrode de masse et de l'électrode active de deux DBD successives soient identiques. Lorsqu'elle n'est pas encapsulée, l'électrode de masse va produire un vent électrique qui présente des caractéristiques similaires à l'écoulement généré par l'électrode active d'une DBD [32]. L'idée utilisée pour supprimer le vent électrique arrière a donc été de modifier le câblage d'une DBD classique en plaçant de façon alternée sur une même face du diélectrique des électrodes haute tension et des électrodes de masse. Dans le Chapitre 4, nous avons vu que l'utilisation d'une électrode active cylindrique permettait d'améliorer les performances d'un actionneur à DBD standard. Cette optimisation a été utilisée dans ce chapitre.

5.3.2. *Essai préliminaire : mesure de la poussée générée par un actionneur 3-DBD à potentiels alternés*

Dans un premier temps, une étude préliminaire est effectuée avec un actionneur composé de trois DBD successives. En utilisant des potentiels alternés, deux électrodes actives successives présentent des potentiels opposés qui correspondent à une configuration de décharge couronne, étudiée précédemment au sein de l'axe EFD de l'institut PPRIME dans le cadre du contrôle d'écoulement [3]. Les études réalisées montrent que l'utilisation de deux électrodes cylindriques de diamètre différent permet d'améliorer l'efficacité d'un actionneur à décharge couronne en tirant parti de l'influence du diamètre. Pour cette raison, l'actionneur multi-DBD présenté dans cette partie possède des électrodes exposées avec différentes géométries (Figure 96).

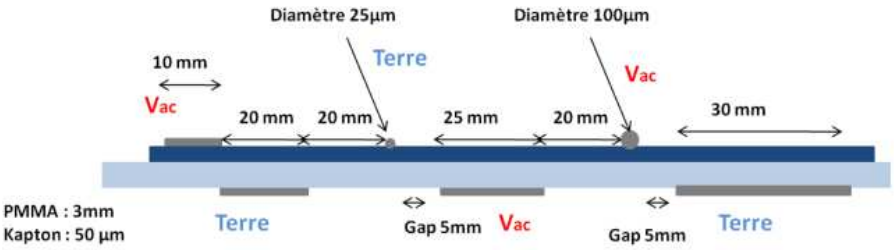

Figure 96 : Schéma d'un actionneur multi-DBD composé de trois actionneurs en série.

L'effet mécanique obtenu avec cette configuration est observé avec une balance de laboratoire, en mesurant la poussée qu'elle génère pour différentes amplitudes de tensions et différentes fréquences (Figure 97). Tout comme pour un actionneur DBD standard, la poussée générée par cet actionneur augmente de façon quadratique avec l'amplitude de tension. Pour une fréquence d'alimentation de 500 Hz, la poussée générée atteint 42 mN/m à une amplitude de tension de 14 kV et pour une amplitude de tension de 24 kV, elle atteint 160 mN/m. De façon similaire à une DBD standard, l'augmentation de la fréquence d'alimentation va augmenter la poussée générée par l'actionneur. **A V_{AC} = 22 kV et F_{AC} = 1500 Hz, la poussée générée par l'actionneur 3-DBD à potentiels alternés vaut 220 mN/m**. En plus de l'évolution de la poussée générée par un actionneur 3-DBD à potentiels alternés, la Figure 97 présente l'évolution de la force générée par une DBD avec une électrode active cylindrique de 25 µm de diamètre pour une fréquence de 1500 Hz et des amplitudes de tension comprises entre 14 et 22 kV. Cette courbe montre que pour des amplitudes de tension inférieures à 16 kV, l'utilisation d'une configuration 3-DBD à potentiels alternés permet d'augmenter de 200 % la poussée générée par un actionneur DBD fil 25 µm – plan. En augmentant l'amplitude de tension, ce rapport augmente et tend vers une valeur de 230 % pour des amplitudes de tension de 20 et 22 kV.

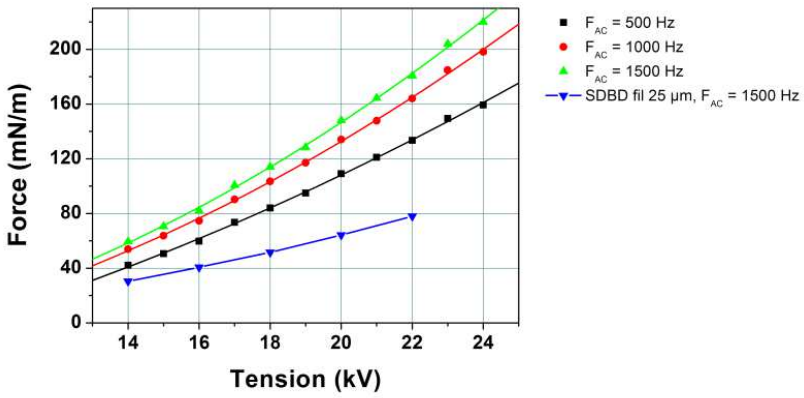

Figure 97 : Mesure par balance de laboratoire de la force générée par un actionneur 3-DBD à potentiels alternés en fonction de l'amplitude de tension pour différentes fréquences.

5.3.3. *Mesure du vent électrique généré par un actionneur 4-DBD à potentiels alternés*

Dans le paragraphe précédent, l'utilisation d'un actionneur 3-DBD à potentiels alternés a montré qu'il était possible de multiplier la poussée générée par un actionneur à DBD avec une électrode active

cylindrique de 25 µm de diamètre par 2,3. Afin d'observer l'évolution de la vitesse du vent électrique généré par ce type d'actionneurs, des mesures par sonde de pression totale sont présentées dans ce paragraphe. Le choix a été fait d'utiliser une configuration basée sur quatre actionneurs à DBD en série (Figure 98) pour obtenir des résultats comparables aux études antérieures entreprises au sein de ce laboratoire et pour augmenter la vitesse maximale atteinte par cette configuration, par rapport à une configuration 3-DBD. L'actionneur est composé d'un fil de 25 µm et d'une électrode plane de 20 mm séparé par une distance inter-électrode de 5 mm et par une plaque en PMMA de 3 mm d'épaisseur recouverte d'un film de 75 µm de kapton. La distance qui sépare l'électrode plane encapsulée de l'électrode cylindrique exposée de deux actionneurs successifs est de 15 mm (Figure 98).

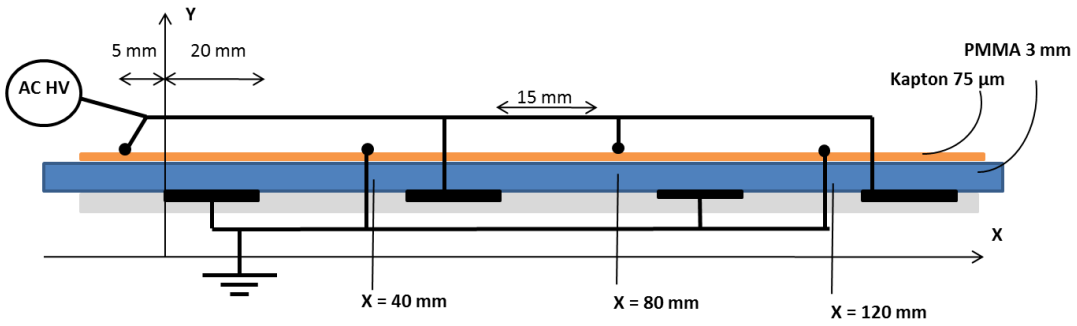

Figure 98 : Multi-DBD à potentiels alternés avec électrode active cylindrique de 25 µm de diamètre.

La Figure 99 présente le profil de vitesse longitudinale mesuré suivant x, à 0,6 mm de la paroi pour une multi-DBD à potentiels alternés, pour trois amplitudes de tension comprises entre 16 et 24 kV. Quel que soit l'amplitude de tension utilisée, l'écoulement est accéléré sur 5 à 15 mm en aval de chaque électrode active. Ensuite, n'ayant pas de vent électrique arrière, la vitesse de l'écoulement est légèrement diminuée à cause des forces visqueuses avant d'être de nouveau accélérée par un nouvel actionneur à DBD. Ainsi, chaque électrode successive vient augmenter le vent électrique générer en aval et atteint finalement à des tensions de 16 - 20 et 24 kV des vitesses maximales de 6 – 8,2 et **10,5 m/s en aval de la dernière électrode active**.

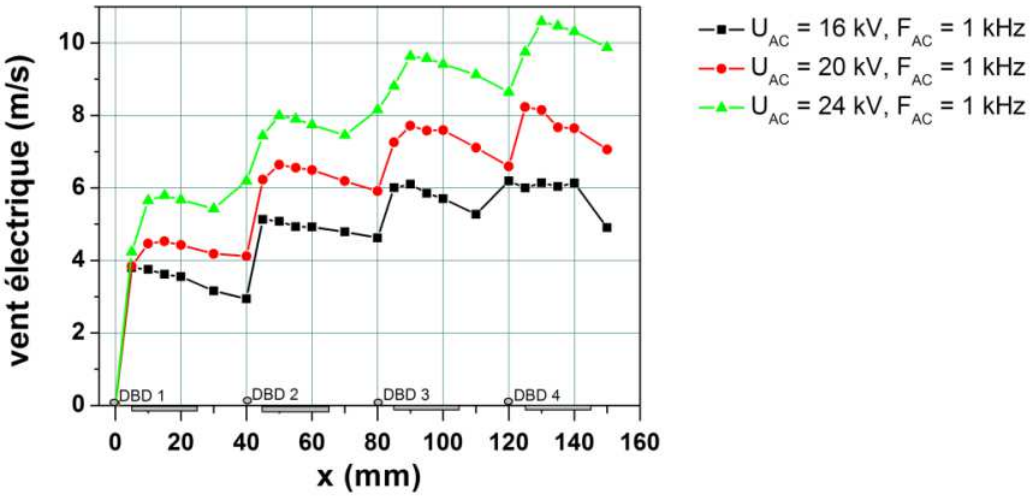

Figure 99 : Evolution du vent électrique suivant x mesuré par sonde de pression en y = 0,6 mm de la paroi, généré par une multi-DBD à potentiels alternés constitué de quatre actionneurs fil 25 µm-plan en série.

5.4 Conclusion

Afin d'augmenter le vent électrique généré par un actionneur DBD standard ou d'étendre sa surface d'action, il est possible d'ajouter en aval de cet actionneur une électrode alimentée par une tension continue, formant ainsi un actionneur tri-électrode nommé sliding discharge ou extended DBD suivant le signe du champ électrique généré entre les deux électrodes exposées à la décharge électrique. Tandis qu'une **extended DBD permet d'augmenter efficacement la poussée pour de faibles tensions d'alimentations** (V_{AC} = 16 kV et V_{DC} = - 16 kV, augmentation de 45 %), c'est **pour de fortes amplitudes de tension V_{AC} et V_{DC} que la configuration de décharge sliding va permettre d'amplifier le jet de paroi**. En particulier, un jet dont les **vitesses maximales de 5,5 m/s** sont obtenues à y = 2 mm de la paroi pour des forces mesurée par balance de laboratoire de l'ordre de 85 mN/m (V_{AC} = 24 kV et V_{DC} = - 24 kV).

Une autre solution pour augmenter la surface d'action de l'actionneur ou la vitesse maximale du vent électrique généré par un actionneur à DBD est de placer une succession d'actionneurs à DBD. Cependant, l'interaction entre deux électrodes successives doit être maîtrisée sans quoi la différence de potentiel entre l'électrode de masse et l'électrode active de deux actionneurs à DBD successifs peut générer un vent électrique arrière qui va décélérer l'écoulement généré par d'autres actionneurs en amont. Une solution proposée dans ce chapitre est d'utiliser une configuration avec des potentiels alternés. Le principe est de supprimer la différence de potentiel entre une électrode de masse et une électrode active de deux actionneurs à DBD qui se succèdent, évitant ainsi la génération de vent électrique arrière. Utilisée avec une succession de quatre DBD fil 25 µm – plan, elle s'est avérée particulièrement efficace en générant un **vent électrique de 10,5 m/s**. En termes de force, des essais préliminaires effectués sur des configurations « tests » basées sur trois DBD successives ont permis de mesurer par balance de laboratoire une force EHD générant une poussée de **220 mN/m**.

Partie 2 : Application au contrôle d'écoulement

Chapitre 6 Bibliographie

6.1 Introduction

En 2004, Collis *et al.* [125] définissent le contrôle d'écoulement comme « la volonté de modifier la configuration naturelle d'un écoulement ou son évolution pour tendre vers un état désiré ». Cette définition peut paraître large mais elle reflète la diversité qu'offre cette discipline aussi bien en termes de configurations d'écoulement à contrôler que de techniques utilisées pour modifier l'écoulement. C'est Prandtl en 1904 [126] qui, avec la découverte de la couche limite, va faire naître l'idée de modifier un écoulement. Les méthodes de contrôle se sont tout d'abord appliquées à modifier un écoulement en lui ajoutant une quantité de mouvement constante. L'une des premières applications du contrôle d'écoulement, décrite par Prandtl et Tietjens [127], est la suppression de la séparation présente dans un diffuseur par aspiration de couche limite pour améliorer son efficacité. Les premiers essais de contrôle sur un avion sont effectués en 1940 à Göttingen, où l'aspiration de la couche limite permettait de supprimer le décollement sur les volets de sa voilure. Dans le milieu des années 50, des 'volets soufflants' sont utilisés pour diminuer la vitesse de décrochage de certains aéronefs (Grumman F9F-4, Blackburn B-103, Lockheed F-104, BAC TSR-2). Le contrôle d'écoulement subit un changement radical avec la découverte de la réceptivité de certaines zones à des perturbations périodiques et avec la découverte de la présence de structures cohérentes dans l'écoulement. La réceptivité d'une couche limite à des perturbations périodiques est expérimenté sur une couche limite laminaire dans les années 1940 [128], mais c'est dans les années 70, avec la mise en évidence de la présence de structures cohérentes dans les écoulements turbulents que ce changement va avoir lieu [129, 130]. Afin d'améliorer le rendement du contrôle, on cherche aujourd'hui à introduire des perturbations de faible amplitude dans des zones réceptives de l'écoulement pour obtenir une modification radicale de ses caractéristiques moyennes et turbulentes.

Dans un premier point, ce chapitre aborde les principales propriétés d'un écoulement autour d'une voilure portante. Il présente tout d'abord les caractéristiques d'une couche limite puis de son décollement sous l'effet d'un gradient de pression adverse. Le contrôle d'écoulement, les différentes stratégies et les actionneurs utilisés pour y parvenir sont ensuite exposés. Enfin, les principaux résultats du contrôle par plasmas d'un décollement de couche limite sur une voilure portante sont présentés.

6.2 Transition et décollement sur une voilure d'aéronef

6.2.1. *Couche limite*

Définitions générales

La description mathématique d'un écoulement fluide est connue depuis la première moitié du XIXème siècle sous le nom des équations de Navier-Stokes. Ces équations nécessitent des simplifications pour pouvoir être résolues analytiquement dans certains cas particuliers. En considérant un écoulement dont les effets d'inertie sont plus importants que les forces visqueuses, il semble à première vue logique de décrire le fluide comme un fluide parfait, où les forces visqueuses n'existent pas (le rapport entre ces deux 'forces' est formalisé dans l'expression adimensionnée du nombre de Reynolds). Au tout début du XXème, la mise au point des premiers aéronefs, en particulier les parties sustentatrices, montrait des écarts importants entre calculs et expérimentations sur l'estimation des résultantes de portance et de traînée, induites par les simplifications apportées aux équations de Navier-Stokes. L'explication de ces différences entre calculs et mesures vient de Ludwich Prandtl qui travaille alors sur l'étude des contraintes pariétales et des phénomènes de séparation. Il montre que malgré l'importance des forces d'inertie face aux forces de viscosité, il existe une zone en proche paroi où cette dernière ne peut être négligée. En effet, la continuité de la vitesse entre deux milieux impose une vitesse identique à l'interface. Dans le cas d'un fluide, cette contrainte cisaille l'écoulement. A mesure que le fluide se déplace le long d'une paroi, il est ralenti et sa perte de vitesse se diffuse dans l'épaisseur de l'écoulement. Cette zone où la vitesse passe d'une valeur nulle à la paroi, à la valeur de la vitesse de l'écoulement libre est connue sous le nom de couche limite.

La couche limite peut être caractérisée à l'aide de plusieurs paramètres qui mettent en évidence certaines propriétés de celle-ci :

L'**épaisseur de couche limite à une abscisse x est notée δ** et caractérise la zone d'écoulement en proche paroi où la vitesse passe d'une valeur nulle à la paroi à la vitesse de l'écoulement libre, à 0,5 % près.

La perte de débit induite dans la couche limite est précisée à l'aide de l'**épaisseur de déplacement δ*** (équation (17)) qui indique la déviation des lignes de courant du fluide libre par rapport aux lignes de courant d'un fluide parfait :

$$\delta^* = \int_0^{\delta} \left(1 - \frac{u}{U_\infty}\right) dy \qquad (17)$$

De la même manière, on définit l'**épaisseur de quantité de mouvement θ** (équation (18)) qui caractérise la perte de quantité de mouvement nécessaire pour surmonter les forces de frottement à l'intérieur de la couche limite :

$$\theta = \int_0^{\delta} \frac{u}{U_\infty}\left(1 - \frac{u}{U_\infty}\right) dy \qquad (18)$$

Le rapport entre ces deux épaisseurs permet de caractériser l'allure du profil de vitesse dans la couche limite. Il est définit comme le **facteur de forme H** :

$$H = \frac{\delta^*}{\theta} \tag{19}$$

La valeur du facteur de forme est modifiée lorsque la couche limite passe d'un état laminaire à un état turbulent, transition dont la position peut être évaluée avec le **nombre de Reynolds Re_x** avec x la distance qu'a « parcouru » le fluide dans la couche limite (équation (20)):

$$Re_x = \frac{V \times x}{\nu} \tag{20}$$

Transition d'un régime laminaire à un régime turbulent

En prenant le cas d'un écoulement évoluant le long d'une paroi plane, la couche limite peut être discrétisée en trois zones : une couche limite laminaire, une couche limite transitoire et une couche limite turbulente (Figure 100). En progressant vers l'aval, **la couche limite laminaire s'épaissit ($\delta \propto \sqrt{x}$)** et amplifie des perturbations (générées de façon naturelle ou introduites volontairement). Lorsque ces perturbations atteignent des amplitudes de l'ordre de 1 à 2 % de la vitesse de l'écoulement libre, la couche limite entre dans un régime transitoire où ses caractéristiques évoluent vers celle d'une couche limite turbulente [131]. Dans le cas d'une plaque plane, **la transition de la couche limite laminaire vers un régime turbulent est obtenue à des Reynolds $Re_x \approx 3\times10^5$**. La transition d'une couche limite laminaire vers une couche limite turbulente peut être détectée par une chute de la valeur du facteur de forme H (équation (19)). **La couche limite turbulente est caractérisée par un épaississement plus rapide ($\delta \propto x^{4/5}$) et des coefficients de frottements plus importants que ceux d'une couche limite laminaire.**

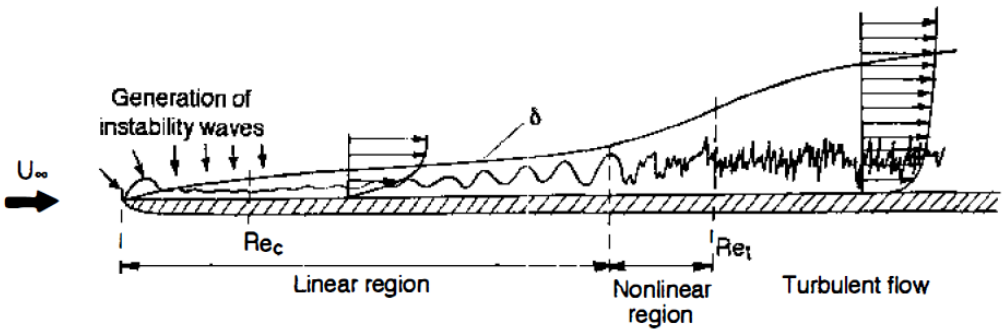

Figure 100 : Processus de transition d'une couche limite [131].

6.2.2. *Décollement de la couche limite*

Le décollement de la couche limite à la paroi se rencontre généralement dans deux types de situations qui correspondent au décollement inertiel induit par une discontinuité géométrique et au décollement sous l'effet d'un gradient de pression adverse. Le décollement inertiel ne sera pas traité dans cette partie car il ne fait pas l'objet de cette étude. Sous l'effet d'un gradient de pression adverse, le mouvement du fluide se fait avec une accélération négative qui peut être interprétée comme un transfert d'énergie cinétique vers une énergie potentielle. Si la zone de gradient de pression adverse est trop longue ou si le gradient de pression est trop important, le fluide atteint une vitesse nulle puis négative en proche

paroi, provoquant le décollement de la couche limite amont et l'initiation d'une zone de recirculation en aval (Figure 101). Une couche limite turbulente supporte mieux un gradient de pression adverse qu'une couche limite laminaire. La transition d'une couche limite laminaire vers une couche limite turbulente permet donc de retarder son décollement.

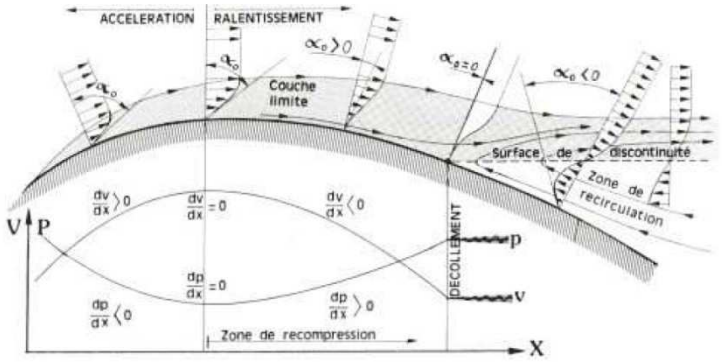

Figure 101 : Phénomène de décollement sur une voilure d'aéronef sous l'effet d'un gradient de pression adverse [132].

Sur un champ de vitesses moyennes, le décollement est caractérisé par un point de séparation qui correspond au point de la paroi où la contrainte pariétale τ_p s'annule. Une ligne de courant singulière se détache de la paroi au point de séparation. Cependant, le phénomène de séparation est fortement instationnaire. Le point de séparation fluctue le long de la paroi et pour cette raison, Simpson a proposé en 1981 [133] de différencier trois positions caractéristiques (Figure 102) dans la zone de décollement :

- un point de séparation intermittente où un écoulement vers l'amont est présent durant 1 % du temps d'acquisition,
- un point de séparation intermittente transitoire où l'écoulement vers l'amont est présent pendant 20 % du temps d'acquisition,
- Un point de séparation transitoire où l'écoulement vers l'amont est présent durant 50 % du temps. Cette position correspond au point de séparation observé sur un champ de vitesses moyennes.

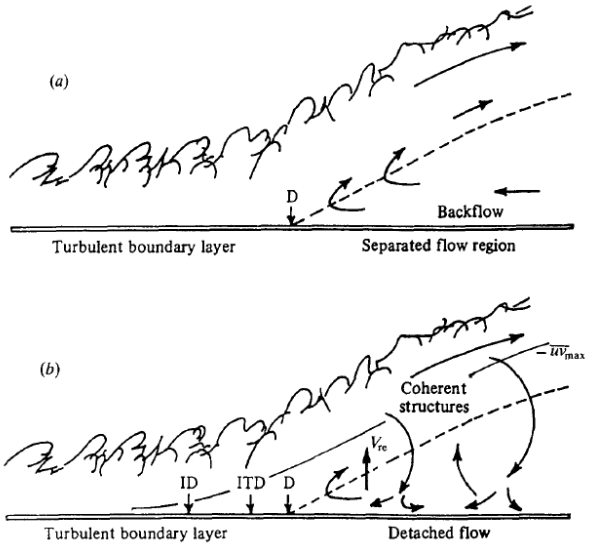

Figure 102 : (a) Caractéristique traditionnelle d'une séparation turbulente avec la présence d'une recirculation moyenne. (b) Modèle de séparation turbulente avec prise en compte du point de séparation interminttente (ID), du point de séparation intermittante transitoire (ITD) et du point de séparation transitoire (D)

Dans le cas d'une voilure d'aéronef, le décollement de la couche limite va entraîner une chute brutale de ses performances (perte de portance, augmentation de traînée). Suivant l'angle d'incidence et les caractéristiques du profil d'aile utilisé, différentes catégories de décollement sont rencontrées [134] :

- Un décollement de bord de fuite. Dans ce cas, le point de séparation est situé sur l'extrados et un écoulement de retour parcours l'extrados depuis le bord de fuite.
- Un décollement de bord d'attaque. C'est un décollement massif où le point de séparation est situé sur le bord d'attaque.
- Un décollement de type 'profil mince' où la couche limite séparée est ensuite recollée. Un bulbe de recirculation est alors présent dans la zone séparée. Ce type de décollement se retrouve aussi lors d'une transition de la couche limite laminaire.

Dans un contexte aéronautique, la présence d'une séparation est très souvent défavorable. Le retardement de ce phénomène permet d'améliorer les performances des voilures de façon non négligeable.

6.2.3. *Turbulence et structures cohérentes*

Les écoulements turbulents sont souvent qualifiés d'écoulement désordonnés, chaotiques ou encore stochastiques. Contrairement à un écoulement laminaire, un écoulement turbulent est le siège d'une forte activité tourbillonnaire répartie sur une large gamme d'échelles. Les études réalisées durant les années 60 montrent que les écoulements turbulents présentent une organisation structurée de la turbulence, avec des structures dominantes dont l'échelle et la périodicité peut être prédite, que ce soit dans une couche limite [135](Figure 103 (a)) ou dans des configurations 'macroscopiques' telles que le sillage d'une aile d'avion (Figure 103 (b)).

La définition d'une structure cohérente reste problématique. Par exemple, une définition adoptée par Hussain en 1986 [136] est qu'« une structure cohérente est un volume fluide turbulent avec un fort niveau de corrélation de son rotationnel instantané sur l'ensemble de son domaine ». De manière plus générale, Robinson [137] adopte la notion de « mouvement cohérent » et le définit comme « une région tridimensionnelle de l'écoulement qui présente au moins une variable d'état (composante de vitesse, pression masse volumique, température) corrélée avec elle-même ou une autre variable d'état sur une échelle de temps ou d'espace significative par rapport aux plus petites échelles locales de l'écoulement ».

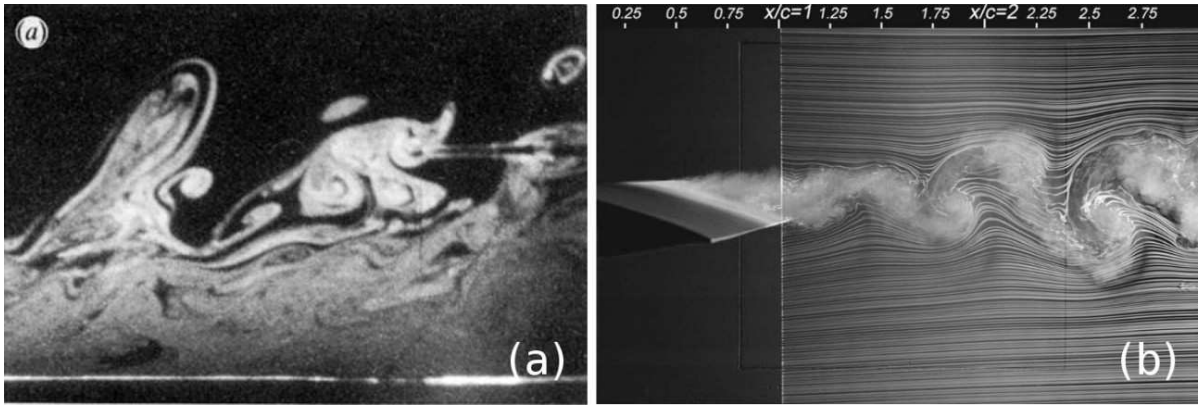

Figure 103 : (a) Photographie d'une couche limite turbulente prise avec un plan laser perpendiculaire à la paroi et parallèle à l'écoulement. Une structure en fer à cheval traverse une sonde à fil chaud (d'après Falco et al. [138], $Re_\theta = 753$). (b) Visualisation du sillage en aval d'un profil NACA 0025 ($\alpha = 5$ °, $Re = 1\times10^5$) avec un décollement de couche limite en x/c = 0,25 [139].

Dans le cas d'un écoulement autour d'un profil d'aile dont la couche limite est décollée, les structures cohérentes qu'il est possible de retrouver en aval de la séparation sont issues de différents mécanismes liés à l'enroulement de la couche de cisaillement induit par le décollement de la couche limite, à la taille de la séparation ou à l'épaisseur du sillage induit par le diamètre hydraulique du profil W_{wake}. Mittal *et al.* [140] proposent de différencier trois catégories d'écoulement qui vont être le lieu de différentes interactions (Figure 104) qui peuvent chacune dominer l'écoulement ou interagir :

- Dans le premier cas (Figure 104 (a)), l'écoulement ne présente pas de séparation. Le sillage est alors dominé par des structures dont la périodicité est définie par une fréquence de lâché tourbillonnaire $f_{wake} \sim {U_\infty}/{W_{wake}}$ [141] qui peut aussi être caractérisée à partir d'un Strouhal $St = \frac{f_{wake} \times \sin(\alpha) \times c}{U_\infty} \approx 0{,}18$ [142].
- Dans le second cas (Figure 104 (b)), la couche limite présente un décollement puis vient se recoller sur l'extrados. En plus des structures dont la fréquence caractéristique va dépendre du diamètre hydraulique, l'enroulement de couche de cisaillement va générer des structures dont la fréquence est caractérisée par $f_{SL} = {\overline{U}}/{\theta}$ avec θ l'épaisseur de déplacement [143]. De plus, la présence d'un bulbe de recirculation va générer des structures dont la fréquence est caractérisée par $f_{sep} \sim U_\infty / L_{sep}$, avec L_{sep} la distance entre le point de séparation et le centre du bulbe de recirculation qui est alors caractérisé par une valeur $\frac{f_{sep} \times L_{sep}}{U_\infty}$ = 0,27. Dans le cas où le bulbe est ouvert et que le décollement n'est pas un décollement de bord d'attaque, L_{sep} est dimensionnée par la distance entre le point de séparation et le bord de fuite.
- Dans le troisième cas (Figure 104 (c)), un décollement de bord d'attaque, deux fréquences peuvent dominer l'écoulement : la fréquence du lâché tourbillonnaire f_{wake} et la fréquence caractéristique de l'enroulement de la couche cisaillée f_{SL}.

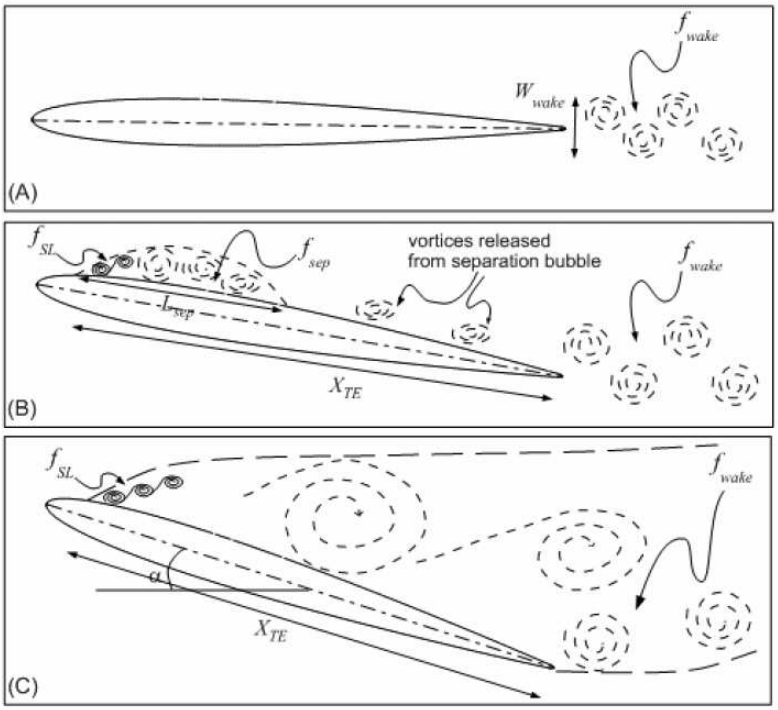

Figure 104 : Caractérisation des différentes fréquences liées à la génération de structure cohérentes sur une voilure portante dans le cas (b) d'un écoulement sans séparation (b) d'un écoulement avec un bulbe de recirculation (c)d'un écoulement décollé [140].

6.2.4. *Conclusion*

Les mécanismes induits par l'écoulement en proche paroi d'une voilure portante sont fortement instationnaires. L'organisation de ces mécanismes, avec des échelles de structure discernables pour chaque type de phénomène (transition, séparation) est un avantage indéniable puisqu'elle permet de sélectionner (dans la mesure du possible) des mécanismes à manipuler lors d'un contrôle d'écoulement. Une séparation de bord de fuite ou à mi-corde comporte cependant un désavantage dans une perspective de contrôle : l'absence d'une discontinuité dans la géométrie facilite la mobilité de la séparation, augmentant ainsi la complexité de l'écoulement. La mise en place d'une stratégie de contrôle doit prendre en compte les différentes caractéristiques de l'écoulement : la présence d'un gradient de pression défavorable, la fluctuation du point de séparation, l'existence de structures cohérentes créées en aval de la position où la couche limite se décolle de la paroi.

6.3 Le contrôle d'écoulements

L'action menée pour contrôler l'écoulement peut agir avec des caractéristiques moyennes ou instationnaires, agir en temps 'réel' ou de façon aveugle. Elle doit s'appuyer sur les caractéristiques du système qui modifie l'écoulement et sur les propriétés du fluide à manipuler pour être optimale. L'objectif de ce paragraphe est de présenter les différentes techniques de contrôle et les différentes stratégies envisageables pour générer un contrôle d'écoulement ainsi que les principales technologies d'actionneurs utilisés ou développés actuellement.

6.3.1. *Définitions*

Le contrôle d'écoulement peut être appréhendé de différentes manières. Ce paragraphe présente les définitions relatives aux grandes catégories de contrôle (Figure 105). Il s'agit ici de différencier un contrôle passif d'un contrôle actif, en boucle ouverte ou fermée, statique ou dynamique. En contrôlant un écoulement, on s'intéresse à l'évolution d'un système composé de l'écoulement (à) manipulé(er), de (des) l'actionneur(s) qui intervient pour manipuler l'écoulement et éventuellement des capteurs qui permettent de connaître l'état du système.

Un contrôle actif se différencie d'un contrôle passif par l'énergie qu'il introduit dans l'écoulement qu'il manipule. Un contrôle passif n'apportant pas d'énergie, il s'agit d'une pièce mécanique, le plus souvent fixe (on trouve cependant sur les aéronefs des becs de bord d'attaque et des volets de bords de fuite, mécanismes passifs mais qui peuvent être adaptés à la phase de vol). A l'opposé, le contrôle actif va induire un apport d'énergie dans l'écoulement ; il nécessite donc une source d'énergie.

Le contrôle actif est lui-même subdivisé en deux branches : le contrôle prédéterminé (en boucle ouverte) ou le contrôle réactif (en boucle fermée). L'actionneur qui agit sur le système peut garder un fonctionnement identique quel que soit l'état de l'écoulement, ou changer de comportement en fonction de l'état de l'écoulement. La boucle fermée implique de connaître l'état du système lors des phases de

contrôle. Elle nécessite donc un capteur. Dans le cas où le capteur est situé en amont de la zone manipulée, on parle de commande prédictive. L'impact de l'actionneur sur l'écoulement peut être connu grâce à un capteur, généralement situé en aval ; on parle alors de contrôle à rétroaction ou d'asservissement. Enfin, la réaction d'une boucle fermée sur l'évolution du fluide peut être qualifiée de quasi-statique ou dynamique. Lorsque le temps de réponse de la boucle est supérieur aux temps caractéristiques de l'écoulement, on parle de contrôle en boucle fermé quasi-statique, lorsque l'évolution du contrôle permet une action 'en temps réel', on parle alors de contrôle dynamique.

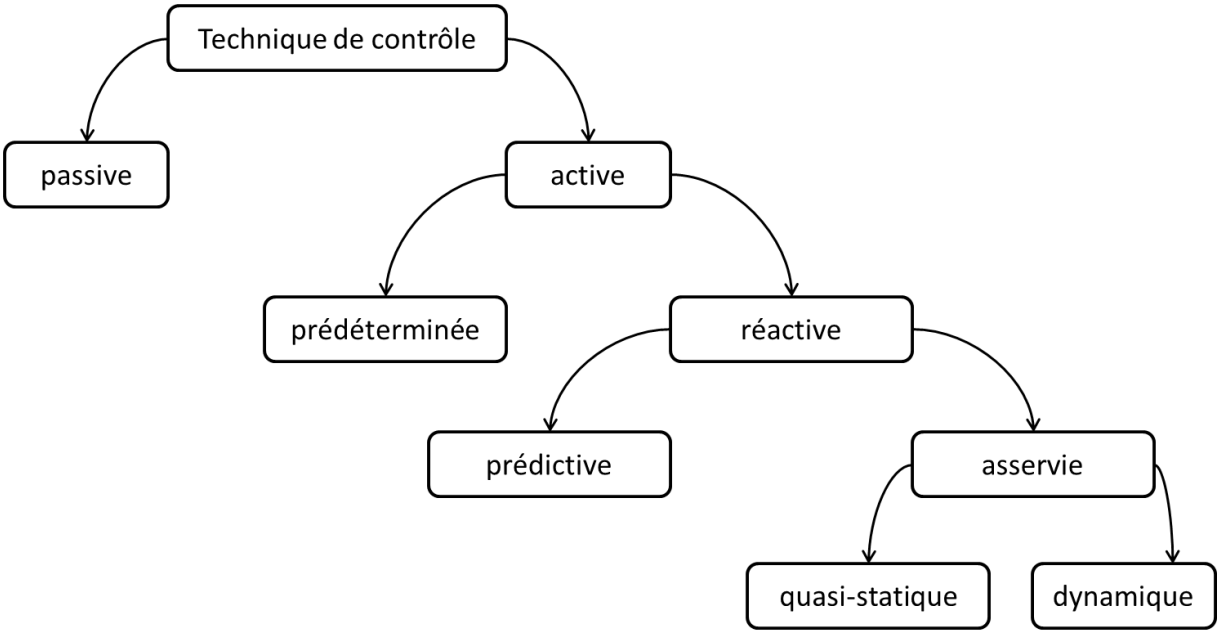

Figure 105 : Classification des techniques de contrôle.

6.3.2. *Stratégies de contrôle*

Les techniques de contrôle s'appuient sur différentes stratégies envisagées pour modifier l'état de l'écoulement initial. L'actionneur qui va modifier l'écoulement peut agir de façon moyenne ou instationnaire en s'appuyant ou non sur la présence d'instabilités. Il est possible de différentier trois grandes méthodes de contrôle qui vont s'appuyer sur différents aspects de l'écoulement. La première méthode consiste à apporter une modification de l'écoulement par l'ajout d'une quantité stationnaire, par exemple injecter une quantité de mouvement moyenne dans l'écoulement. Cette technique est la première méthode à avoir été utilisée. Elle possède un défaut majeur : son bilan énergétique est généralement négatif. La seconde méthode va chercher à modifier l'écoulement moyen en générant des structures dans l'écoulement. Les structures générées au sein de l'écoulement vont modifier la répartition de la quantité de mouvement dans le fluide. En principe, la source d'énergie nécessaire au contrôle est moins importante que le cas précédent. Enfin, la troisième méthode va quant à elle utiliser les instabilités présentent de façon naturelle dans l'écoulement afin de le modifier. Dans ce cas, de faibles perturbations sont amplifiées (contrôle lock-on) ou à l'inverse, sont supprimées (retardement de la transition laminaire-turbulent), permettant d'obtenir des modifications radicales avec une consommation d'énergie minimale.

6.3.3. *Actionneurs*

La variété des configurations propices au contrôle d'écoulement, induites par l'omniprésence de la mécanique des fluides dans l'industrie d'aujourd'hui, implique une grande diversité d'actionneurs utilisés pour le contrôle d'écoulement. Un certain nombre d'actionneurs, ou du moins leur principe de fonctionnement, ont servi dans un premier temps comme moyen de diagnostic. C'est par exemple le cas de l'aspiration utilisée par Prandtl en 1904 ou du 'ruban oscillant' utilisé par Schubauer et Skramstad en 1943 pour manipuler les ondes de Tollmien-schlichting. On distingue deux grands types d'actionneurs : les actionneurs passifs (générateurs de tourbillons, parois rainurées), qui n'apportent pas d'énergie dans le fluide et les actionneurs actifs (jet fluidiques, surfaces mobiles, actionneurs plasmas), qui modifient la quantité d'énergie présente au sein du fluide. Un actionneur doit être facilement adaptable à différentes configurations, être robuste. Lorsqu'il est actif, l'actionneur fonctionne sous l'influence d'une commande. Plusieurs aspects sont à prendre en compte suivant sa façon de fonctionner : la quantité de mouvement qu'il introduit, sa bande passante et son temps de réponse. La quantité de mouvement à introduire dans le fluide est par exemple importante si c'est la seule caractéristique utilisée pour modifier un écoulement. A l'inverse, l'introduction d'une composante fluctuante permet d'obtenir le contrôle souhaité avec de faibles quantités de mouvements en influençant des fréquences caractéristiques de l'écoulement naturel. De ce fait, l'efficacité du contrôle peut être évaluée en fonction des quantités de mouvements introduites.

Les paragraphes suivants se proposent de présenter les principaux types d'actionneurs. Tout d'abord, nous présenterons les actionneurs passifs qui sont encore largement utilisés dans des applications industrielles. Puis trois principaux types d'actionneurs actifs seront abordés : les actionneurs fluidiques, les actionneurs avec une partie mécanique mobile, et enfin les actionneurs plasmas.

Actionneurs passifs

Les actionneurs passifs ne nécessitent pas de source d'énergie pour générer une action sur l'écoulement. Ce sont des parties mécaniques fixes (exception faite des systèmes hypersustentateurs) qui sont facilement mises en place et généralement robustes. Leur inconvénient est que l'amélioration est générée pour un régime d'écoulement donné et durant les différentes configurations d'écoulement observées, l'actionneur fixe peut être un élément qui va détériorer la qualité de l'écoulement.

Les systèmes hypersustentateurs tels que les becs de bord d'attaque et les volets de bord de fuite sont largement utilisés. Il s'agit de surfaces qui sont déplacées lors des phases de décollage et d'atterrissage pour modifier la forme de la voilure portante, afin d'augmenter la portance et l'incidence de l'aéronef.

La nature turbulente d'une couche limite augmente sa robustesse face au décollement. Il est possible de forcer la transition d'une couche limite laminaire en utilisant une bande rugueuse ou un fil, dont l'épaisseur est de l'ordre de l'épaisseur de déplacement de la couche limite là où il est positionné.

Pour retarder le décrochage, des générateurs de vortex (VG, Figure 106 (a)) sont utilisés. Ils sont constitués de protubérances placées à la surface de la voilure qui génèrent des tourbillons longitudinaux. Ces tourbillons vont redistribuer les quantités de mouvement dans l'épaisseur de la couche limite. Un inconvénient majeur de ces VG est une augmentation de la trainée induite par les protubérances dans des phases de vol où leur présence n'est pas nécessaire [144].

Des rainures longitudinales (riblets, Figure 106 (b)) permettent de diminuer la traînée générée par le frottement turbulent. Ces rainures vont limiter le phénomène d'éjection (bursting) et les mouvements transverses des tourbillons longitudinaux [145]. La traînée peut être aussi diminuée en réduisant la taille des grosses structures convectées dans la couche limite grâces à des surfaces profilées parallèles à la voilure, les LEBU, ou des plaques séparatrices (splitter-tape) placées au niveau des entrées d'air [146].

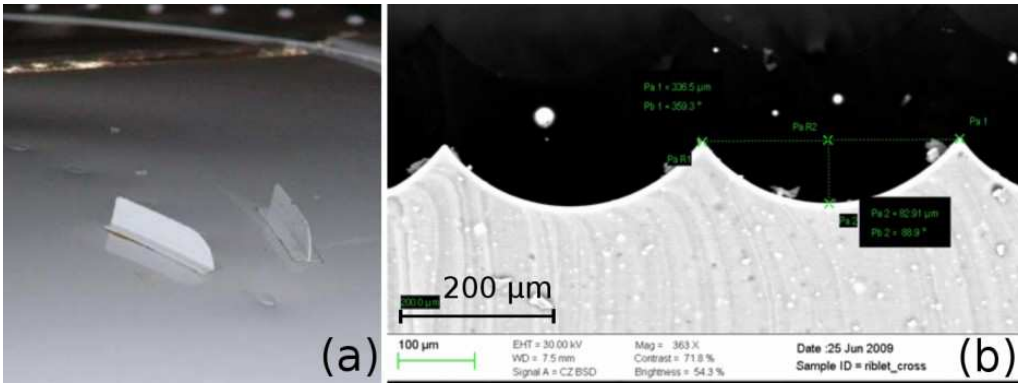

Figure 106 : Dispositifs de contrôle passif : (a) générateur de tourbillons, (b) paroi rainuré.

Actionneurs fluidiques

Ce type d'actionneur va souffler ou aspirer le fluide de façon continue ou instationnaire. On distingue généralement trois types d'actionneurs fluidiques : les actionneurs continus, les actionneurs pulsés et les jets synthétiques (ZNMF). Les deux derniers types sont des actionneurs instationnaires.

Les actionneurs fluidiques sont caractérisés par un **débit massique non-nul**. On trouve des actionneurs aspirant ou soufflant du fluide par une fente placée sur la paroi. Les actionneurs fluidiques continus aspirant permettent de supprimer un décollement. L'aspiration du fluide implique un risque d'obturation. On trouve aussi des actionneurs fluidiques continus soufflants. Ils permettent d'augmenter la portance via une augmentation de la circulation et de supprimer un décollement en augmentant l'énergie cinétique du fluide. Ils sont aussi utilisés comme générateurs de tourbillons (VGF). Ils peuvent acquérir un caractère instationnaire par différents moyens :

- Des jets oscillants qui utilisent l'effet Coanda généré entre le jet et un orifice profilé en mince paroi. Couplé à une cavité, le jet oscille en aval de l'orifice. Les jets oscillants génèrent de larges fluctuations avec des fréquences d'oscillations maîtrisées, et ne nécessitent pas de partie mobile, ce qui les rend robustes. Un défaut majeur de ces jets est la relation directe entre la fréquence des fluctuations et le débit du fluide, paramètres difficiles à découpler.
- Les jets pulsés qui sont des jets soufflants dont l'arrivée de fluide est ouverte et coupée à l'aide d'une partie mécanique. Pour pulser le jet on utilise des électrovannes, des orifices ou des fentes rotatives contrôlées par un moteur. Ces jets pulsés existent aussi sous la forme de microsystèmes électromécaniques (MEMS) qui délivrent des vitesses importantes avec des temps de réponse très courts. Ces jets présentent un désavantage majeur : ils nécessitent une source de fluide.
- Les jets pulsés qui sont des cavités où a lieu une explosion. L'expansion des gaz chauds va générer un jet qui peut atteindre des vitesses soniques. Un vide partiel se forme dans la cavité, permettant l'aspiration du fluide externe dans la cavité nécessaire à un nouveau cycle. Cet actionneur nécessite

l'apport d'un combustible. La mise en place de microsystèmes alimentés en hydrogène et oxygène a permis d'obtenir des fluctuations de pression de 10 kPa à une fréquence de 1,6 kHz [147].

Les jets synthétiques qui sont caractérisés par un **débit massique moyen nul** (ZNMF) n'ont pas besoin d'une source de fluide. Ils sont généralement créés par une partie oscillante présente dans une cavité ouverte par un orifice de faible dimension. La partie oscillante peut être un élément piézoélectrique ou une membrane acoustique déplacée sous l'influence d'un champ magnétique ou électrique. Ce type d'actionneur s'adapte très facilement à des variations de fréquence. Cependant, la vitesse du fluide générée reste de l'ordre de 100 m/s et ils présentent une évolution de leur caractéristiques fluidiques non-linéaire, en particulier lorsqu'ils fonctionnent à des fréquences de résonnance du système qui sont généralement de l'ordre des fréquences utilisées dans le contrôle d'écoulement.

Actionneurs à surface mobile

Les actionneurs à surface mobile sont constitués d'un dispositif piézoélectrique (Figure 107 (a)) qui permet de déplacer une lame métallique de quelques 0,1 mm d'épaisseur sur une surface de quelques dizaines de mm^2 [148, 149]. L'amplitude d'oscillation de la surface de ces actionneurs va dépendre de leur fréquence d'excitation, de l'ordre de 10 à 100 µm pour des fréquences de 1 à 2 KHz ; de l'ordre du mm à des fréquences de quelques centaines de Hz [150].

Récemment, des actionneurs « diélectriques élastomères » ont été mis au point pour le contrôle d'écoulement. Ce type d'actionneur est constitué d'un polymère électro-actif (Figure 107 (b) et (c)). Il s'agit d'une couche d'élastomère recouverte de deux électrodes. En appliquant une différence de potentiel entre les deux électrodes, l'élastomère qui est soumis à une pression électrostatique est compressé, agrandissant ainsi la membrane (Figure 107 (c)). Cet actionneur prend la forme d'une alvéole active (dimple actuator) [151]. Actuellement en développement, des alvéoles de 5 mm de rayons peuvent créer un creux ou une bosse de l'ordre de 300 µm d'épaisseur, à des fréquences de l'ordre de 20 Hz [152].

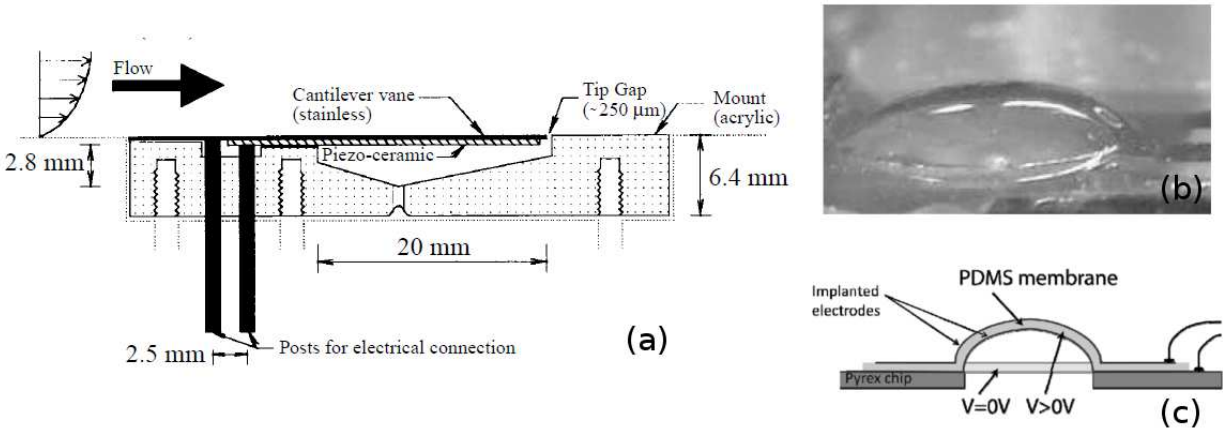

Figure 107 : (a) Schéma d'un actionneur piézoélectrique, (b) photo d'un actionneur diélectrique élastomère (diamètre 3 mm) et (c) schéma de principe d'un actionneur diélectrique élastomère.

Actionneurs plasmas

Les actionneurs plasmas utilisent deux propriétés des décharges électriques pour contrôler un écoulement : le vent électrique ou les effets thermiques induits par la décharge. Ils présentent l'avantage

d'être facilement adaptables aux configurations, l'absence de parties mécaniques mobiles et possèdent des temps de réponses très courts.

Le lecteur pourra se référer à la partie 1 de ce mémoire quant aux systèmes développés pour générer un vent électrique. La diversité des configurations d'actionneur DBD et leur capacité à manipuler aussi bien des instabilités de Tollmien-Schlichting [153] que de larges structures cohérentes [154, 155, 156] en fait un actionneur prometteur malgré les faibles quantités de mouvement induites et les hautes tensions nécessaires à son fonctionnement.

Les effets thermiques des décharges créées avec des pulses de tension de l'ordre de la dizaine de kV durant 5 à 50 ns sur des actionneurs à décharge à barrière diélectriques permettent de générer une onde pression qui est capable de manipuler une séparation. Dans ce cas, on parle de nanoseconde DBD (nsDBD). Ce type de fonctionnement est utilisé dans des stratégies de contrôle d'écoulement dès 2005 par Opaits *et al.* [157, 158].

Enfin, des jets synthétiques plasmas (JSP) sont générés grâce à l'initiation d'un arc dans une cavité [159, 160]. Encore une fois, ce sont les effets thermiques induits par la décharge qui vont permettre une expansion du gaz. Ces actionneurs peuvent produire des jets atteignant des vitesses de 300 m/s et des fréquences de 4 kHz. Cependant leur utilisation prolongée va diminuer ces performances par le réchauffement de la cavité.

6.4 Contrôle d'un décollement de couche limite par actionneur plasmas sur un profil d'aile.

Le contrôle d'écoulement actif sur les voilures d'aéronefs est largement étudié avec des actionneurs fluidiques pour des Reynolds compris entre $O(10^4)$ et $O(10^6)$ [161, 162]. Le choix a été fait de ne présenter que le contrôle actif par actionneur plasma à DBD qui débute à la fin des années 90. La principale différence dans cette technique de contrôle est la valeur des coefficients de quantité de mouvement mise en jeu, généralement inférieure d'un à deux ordres de grandeurs par rapport aux valeurs obtenues avec un actionneur fluidique. Beaucoup de conclusions observées dans le cadre du contrôle par plasmas à DBD sont similaires à ce qui est observé dans le cas d'actionneurs fluidiques. Les résultats présentés ici concernent la génération d'un vent électrique longitudinal à l'écoulement. D'autres études montrent qu'il est possible de rattacher une séparation en générant un vent électrique transversal à la direction de l'écoulement qui agit comme un générateur de tourbillons [163, 164] ou encore de manipuler les tourbillons marginaux présents aux saumons [165]. Dans ce chapitre, la fréquence f introduite par l'actionneur dans l'écoulement est adimensionnée avec la longueur de la séparation L_{sep} et la valeur de la vitesse à l'infini U_∞ :

$$F^+ = {fL_{sep}}/{U_\infty} \qquad (21)$$

6.4.1. *Impact du nombre de Reynolds*

L'influence du nombre de Reynolds et de la transition de la couche limite sont des paramètres importants dans l'étude du contrôle du décollement d'une couche limite. La majorité des expériences réalisées sont effectuées à des nombres de Reynolds $1\times10^4 < Re < 5\times10^5$ où la transition de la couche limite est fortement influençable. **Le problème majeur est de dissocier le contrôle de la transition et le contrôle de la séparation qui peuvent être manipulés de façon simultanée**. De plus, la transition d'une couche limite laminaire vers une couche limite turbulente permet d'augmenter sa robustesse face à un gradient de pression adverse, retardant ainsi le décollement sans pour autant influencer directement les propriétés de la séparation. Les premiers essais réalisés avec un actionneur à DBD sur une séparation au bord d'attaque remontent à 2002. Corke *et al.* et Post *et al.* publient une série d'articles sur le contrôle d'un décollement sur une voilure d'aéronef dont l'ensemble est résumé dans deux articles de synthèse [166, 167]. Ils montrent qu'il est possible d'augmenter la portance avec des actionneurs placés à proximité du bord de fuite (x/c = 72 %) [168]. Avec un NACA 66_3-018, à un Reynolds de $1{,}58\times10^5$, l'angle de décrochage de l'écoulement naturel peut être retardé jusqu'à 8° en utilisant deux actionneurs placés au bord d'attaque (x/c = 0 %) et à mi-corde (x/c = 50 %) [169]. D'autre part, à un Reynolds de $7{,}9\times10^4$, le rapport portance/traînée est augmenté de 400 %. En 2003, Roth *et al.* placent une série de 8 actionneurs DBD sur un NACA 0015 à un Reynolds de 6×10^4, où ils montrent par le biais de visualisations que la série d'actionneurs à DBD permet de retarder un décollement jusqu'à un angle d'attaque de 12°. Ces premières études sont réalisées à des nombre de Reynolds relativement faibles. Dans le contrôle d'écoulement par plasmas, les vitesses induites par l'actionneur sont aussi la source d'interrogations majeures quant à la robustesse d'un contrôle face à des situations industrielles présentant des nombres de Reynolds de l'ordre de $o(10^6)$. En effet, cet actionneur présente des coefficients de quantité de mouvement de deux ordres de grandeurs inférieurs aux autres actionneurs communément employés dans les laboratoires. Par suite, les possibilités d'actions de l'actionneur (action continue ou instationnaire) sont limitées lorsque la vitesse de l'écoulement à l'infini devient importante et lorsque la capacité d'action de l'actionneur, définit par le coefficient de quantité de mouvement (c_μ), devient faible.

Le contrôle d'une séparation sur un profil d'aile à des nombres de **Reynolds $Re < 10^4$** est liée à l'utilisation de systèmes volants miniaturisés (MAV). Dans cette optique en 2006, Göksel *et al.* [170] présentent une étude sur un profil Eppler E338. Leurs expériences montrent que l'actionneur peut servir dans différentes stratégies, suivant la quantité de mouvement qu'il ajoute à l'écoulement (Figure 108). Avec un $C_\mu > 4$ %, l'actionneur va augmenter la portance en augmentant la circulation. Lorsque 0,5 % $< c_\mu <$ 4 %, l'actionneur peut, avec l'écoulement moyen qu'il génère, retarder une séparation. Enfin, lorsque $c_\mu <$ 0,5 %, un fonctionnement continu de l'actionneur peut faire chuter la portance ce qui a été confirmé par Mabe *et al.* [171]. Mais l'utilisation instationnaire de l'actionneur peut provoquer l'effet inverse : en pulsant l'actionneur avec une fréquence réduite $F^+ = 1$ et un rapport cyclique de 3 %, le comportement de la portance après décrochage est amélioré en supprimant la chute de portance observée lors d'un décrochage laminaire (Figure 108).

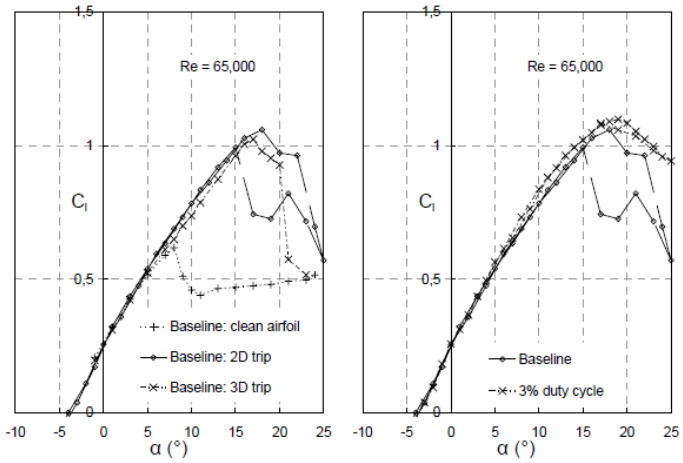

Figure 108 : Evolution de la portance en fonction de l'angle d'incidence d'un Eppler E338, avec un écoulement naturel, une transition forcée (3D turbulator : épaisseur 200 µm. 2D turbulator : épaisseur 100 µm) et un contrôle par actionneur à DBD (x/c = 1 %, $F^+ = 1$) [170].

Pour des nombres de Reynolds plus important (**1×10^4 < Re < 5×10^5**), la majeure partie des expériences présentent un contrôle d'une séparation au bord d'attaque avec une couche limite naturelle. L'utilisation d'un contrôle continu est généralement moins efficace qu'un contrôle instationnaire [172, 173, 174, 155]. De ce fait, l'augmentation de la circulation autour du profil apparait limitée par l'augmentation du nombre de Reynolds (dimension des maquettes ou vitesse à l'infini). En 2008, Benard *et al.* mettent en avant le fait que si l'actionneur ne peut pas apporter l'énergie nécessaire pour recoller une couche limite, son action instationnaire peut être à l'origine de mécanismes de transfert de quantités de mouvement de l'écoulement libre vers les régions décollées qui permettent de supprimer une séparation [175]. Cette observation semble confirmée par l'étude d'Asada *et al.* [176] en 2009 qui se sont intéressés à l'influence des paramètres de contrôle sur l'écoulement décroché d'un NACA 0015. Ils remarquent que l'amplitude de tension et la fréquence d'alimentation augmentent la portance jusqu'à un seuil à partir duquel elle n'évolue plus. L'écoulement est alors rattaché. L'étude du contrôle par plasma instationnaire montre qu'il est possible de retarder l'angle de décrochage [177, 178, 174], de retarder un décollement [63] et d'améliorer la portance [166, 52, 174, 156] et le rapport portance/traînée [169].

La littérature ne présente pas encore beaucoup d'études du contrôle par plasma à des **Reynolds de l'ordre de 1×10^6**. En 2008, une étude présentée par Mazlov et al. démontre que le retardement d'un décollement massif naturel à un Reynolds de 1×10^6 (U_∞ = 43 m/s) sur une aile en flèche est induite par la production acoustique de l'actionneur à DBD [179]. L'utilisation d'un actionneur avec une configuration d'électrode 'finger' (Figure 109) par Poggie *et al.* [180] en 2010 leur permet d'observer une augmentation de la portance de 10 %, à un Reynolds de 9×10^5 et un Mach de 0,05, avec un profil ayant une corde de 0,762 m. Cependant, l'observation de l'effet à un nombre de Mach de 0,1 semble montrer que l'efficacité chute rapidement, soulignant l'importance d'étudier des cas de contrôle à des nombres de Mach plus importants. En 2010, Barckman et al. [181] présentent une étude d'une séparation sur un volet incliné de δ = 15° (25 % de la corde du profil NACA 0012) à un nombre de Reynolds de 9×10^5, pour un nombre de Mach de 0,5. Cette étude montre qu'un contrôle instationnaire par actionneur à DBD est toujours capable de manipuler un écoulement (Figure 110). L'efficacité du contrôle induit par un actionneur à DBD à un Reynolds de $2{,}26\times10^6$ et un nombre de Mach de 0,4 est confirmée par Kelley et al. [182] en 2012 qui observent un gain de portance de 0,2 pour des incidences post-décrochage. Le gain de portance induit par un contrôle

instationnaire à un Reynolds de $1{,}4\times10^6$ est maximal à $F^+ = 1$ mais une augmentation de la traînée sous l'effet du contrôle montre que le gain sur le rapport portance/traînée est maximal pour des $F^+ > 1$.

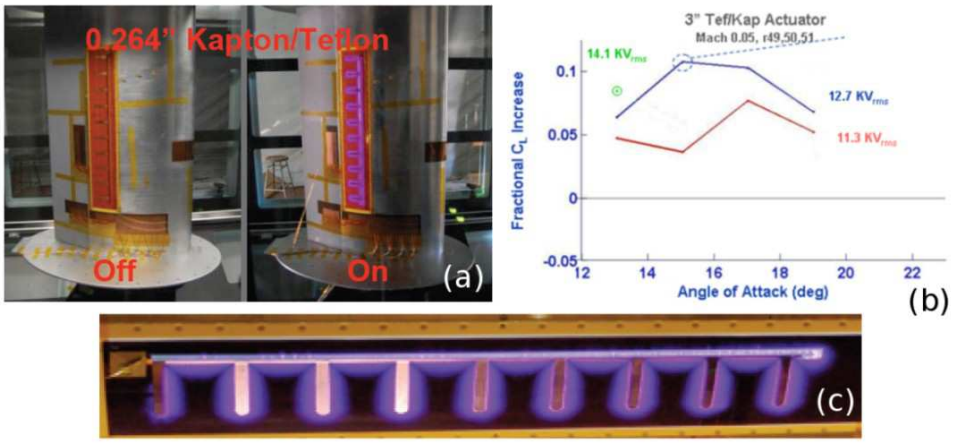

Figure 109 : (a) Configuration utilise par Poggie *et al.* [180] (b) gain de portance observé (signal d'alimentation sinusoïdal, fréquence d'alimentation 1,5 – 2,5 kHz) (c) configuration « finger »

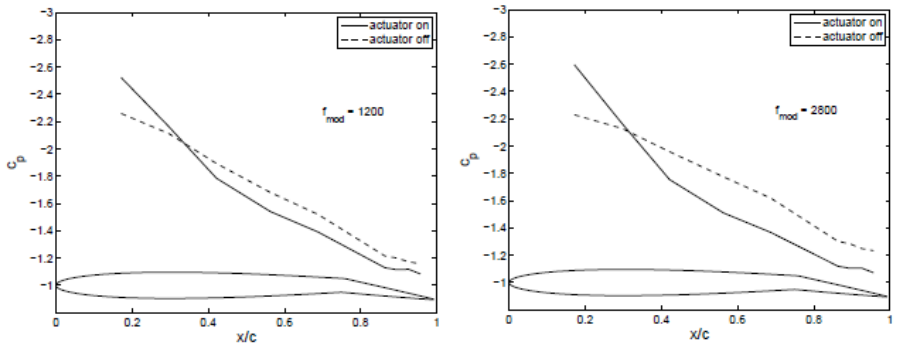

Figure 110 : Modification de pression induite par le contrôle instationnaire d'une séparation sur un volet de bord de fuite à un Reynolds de 9×10^5 [181].

L'ensemble de ces expériences montrent que l'actionneur peut agir à des Reynolds relativement élevés et sur des configurations dont les dimensions sont de l'ordre du mètre. Le retard ou la suppression du décollement induit par le contrôle peut être liée à un **contrôle de la transition en absence d'une transition forcée de la couche limite.** Cependant, **peu d'expériences présentent une couche limite dont la transition est forcée.** En 2008, Jolibois et al. [63] publient une série d'expérience sur l'aptitude d'un actionneur à recoller un écoulement décollé à mi-corde, à un nombre de Reynolds de 4×10^5. La transition forcée de la couche limite montre que la suppression du décollement est possible malgré la présence d'une couche limite turbulente, en utilisant une action continue ou instationnaire avec une fréquence de modulation présentant un Strouhal $0{,}083 < St < 3{,}3$ et un rapport cyclique 25 % > d.c. > 50 %. Plus récemment, Audier et al. publient une expérience où l'amplification des structures présentes au-dessus de l'extrados dans le cas d'une couche limite dont la transition est forcée avec une séparation de bord d'attaque, à des Reynolds de 4×10^5, leur permet d'augmenter la portance moyenne de 20 % [156].

L'actionneur à DBD, malgré les faibles quantités de mouvement qu'il génère, peut manipuler un écoulement à des Reynolds supérieurs à 1×10^6. Bien que moins efficace qu'une action instationnaire, une

action continue de l'actionneur peut toujours manipuler une séparation à de tels nombres de Reynolds. Cependant, **l'étude du contrôle d'une séparation présentant une couche limite dont la transition est forcée à des nombre de Reynolds supérieurs à 1×10^6 reste à réaliser afin de démontrer l'efficacité de l'actionneur à DBD à contrôler une séparation.**

6.4.2. *Impact de la position de l'actionneur*

La majorité des expériences réalisées avec un contrôle par plasma sont effectuées avec une séparation au bord d'attaque, de ce fait, l'actionneur est souvent placé au bord d'attaque, ce qui est identifié comme une position favorable pour ce type de contrôle [183]. En 2006, Sosa *et al.* publient une série d'expériences effectuées en présence d'une séparation avec bulbe laminaire et d'une couche limite turbulente recollée en aval d'un bulbe de recirculation à des Reynolds de 1,3 à $3{,}3\times10^5$ [178, 184]. Lorsque la séparation se rapproche du bord de fuite, la force injectée dans l'écoulement par l'actionneur pour obtenir un rattachement de l'écoulement doit être plus importante car la distance entre l'actionneur et la séparation augmente [185]. Ces expériences montrent la nécessité d'étudier plus précisément l'influence de la position entre l'actionneur et le décollement sur le contrôle ainsi que les niveaux de puissance nécessaire à injecter pour obtenir un contrôle satisfaisant. En 2008, Jolibois *et al.* [63] effectuent une étude sur l'impact de la position de l'actionneur pour une séparation sur un NACA 0015, à mi-corde avec une transition forcée. La Figure 111 qui est tirée de cette étude montre pour deux incidences l'évolution de la puissance électrique à fournir à l'actionneur pour supprimer une séparation en fonction de la position de l'actionneur. Pour les deux incidences, la puissance minimale à fournir à l'actionneur pour supprimer la séparation est obtenue lorsque l'actionneur est positionné au niveau du point de séparation. Il est donc clair que l'efficacité du contrôle dépend de la distance qui sépare l'actionneur de la position du point de séparation. Ensuite, les sept actionneurs utilisés pour cette étude sont équidistants. Prenant un actionneur en amont et d'un actionneur en aval de la séparation, équidistant au point de séparation (par exemple α = 15°, actionneurs positionnés en x_c/c = 0,30 et en x_c/c =0,62). L'actionneur situé en amont de la séparation nécessite moins de puissance électrique pour supprimer le décollement qu'un actionneur situé en aval de la séparation. Cette étude montre qu'**un contrôle efficace nécessite de positionner l'actionneur en amont de la séparation et le plus proche possible de celle-ci**. Un contrôle en aval de la séparation reste peu efficace.

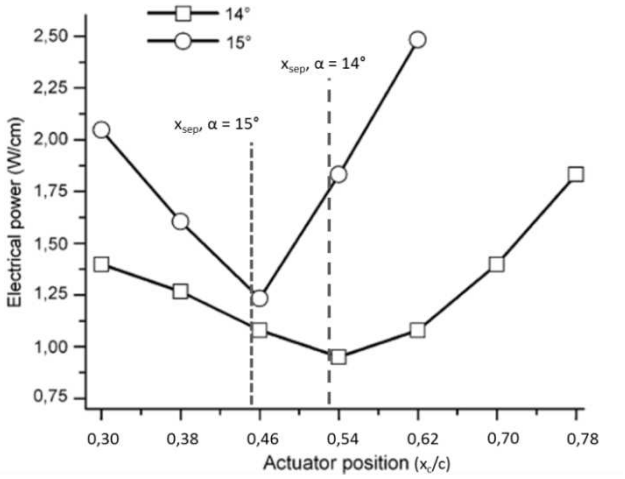

Figure 111 : Puissance électrique nécessaire pour supprimer totalement une séparation en fonction de la position d'un actionneur à DBD [63].

6.4.3. *Action instationnaire, impact de la fréquence*

Un contrôle instationnaire est recherché pour diminuer les énergies induites lors du fonctionnement de l'actionneur. L'objectif de ce contrôle est d'amplifier des structures, ou de les inhiber, permettant ainsi de modifier les caractéristiques de l'écoulement. Il existe une littérature importante sur l'efficacité du contrôle instationnaire et sur les gammes de fréquences utiles au contrôle par système fluidique. Par exemple, pour supprimer un décollement de couche limite, Seifert et Pack (1999) observent qu'une fréquence d'excitation (équation (21)) $0,5 < F^+ < 1,5$ reste optimale sur une large gamme de Reynolds. Greenblatt et Wygnanski (2000) observent que les fréquences optimales se situent entre $2 < F^+ < 4$ tandis qu'une autre partie de la communauté opte pour des fréquences $F^+ > 10$ qui semblent, en plus de permettre un recollement partiel de la couche limite, augmenter le ratio portance/trainée (Amitay et al. 2001, Tian 2007).

Les premières études d'une action instationnaire générée par l'actionneur plasma furent publiées à partir de 2004 par Corke *et al.* [177] (Figure 112) et Sosa *et al.* [173] avec la modulation par une fonction porte du signal d'alimentation d'un actionneur à DBD ou d'un actionneur couronne. Les différentes études semblent montrer qu'une action efficace peut être induite en introduisant des fréquences $F^+ \leq 1$ [185, 155, 186] ou $F^+ = 1$ [177, 174, 187] (Figure 112). Outre une réduction de puissance électrique consommée, l'utilisation d'une action instationnaire est observée dans certains cas comme étant plus efficace qu'une action « continue/permanente » de l'actionneur [177, 155] en accord avec la littérature [188, 189].

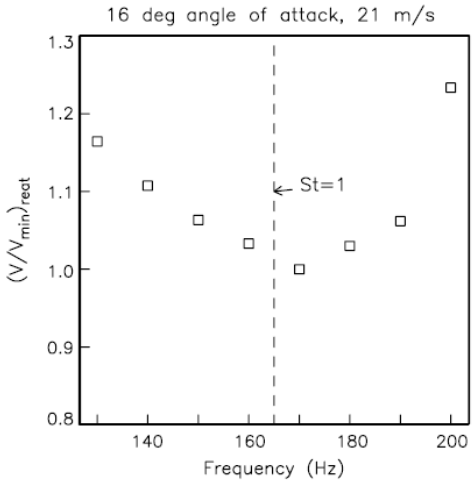

Figure 112 : Tension d'alimentation de l'actionneur minimale nécessaire pour supprimer la séparation observée sur un NACA 0015 ($Re = 15{,}8\times10^5$) en fonction de la fréquence de modulation burst [177]

L'amplification des structures présentes de façon naturelle dans l'écoulement par l'actionneur à DBD est observée dans les différentes études sur les mécanismes induits par le contrôle d'une séparation par un actionneur à DBD. L'analyse par Benard et al. [175, 154] de la phase transitoire du recollement d'une séparation sur un NACA 0015, à un Reynolds de 4×10^5 lors de la mise en route d'un actionneur à DBD montre que la couche limite est recollée grâce à l'amplification de tourbillons qui permettent la redistribution de quantités de mouvement, de l'écoulement libre vers la couche limite. De la même manière, une série d'études du contrôle de décollement sur un volet défléchi par Little et *al.* en 2008 et 2009 [155, 186] montrent que la diminution de la taille du bulbe moyen et l'augmentation de portance observée est induit par une amplification des structures du lâché tourbillonnaire, permettant d'apporter des quantités de mouvement des zones externes de la couche limite vers les zones internes [155, 186]. En 2010, Little et al. [187, 190] étendent ces mesures. Ils confirment les résultats précédents, en soulignant que si la taille du bulbe de recirculation moyen est diminuée, les structures du sillage sont amplifiées et la fréquence du lâché stabilisée, permettant une augmentation de la circulation au-dessus du volet. Une amplification des structures présentes au-dessus de l'extrados, dans le cas d'une séparation de bord d'attaque sur un NACA 0012 à un Reynolds de 4×10^5 est réalisée par Audier *et al.* en 2012 [156], avec une transition de couche limite forcée. Les structures d'un décollement massif sont manipulées avec un actionneur DBD qui génère un vent électrique pulsé à un Strouhal de 0,2 ($F^+ = 0{,}5$) avec un rapport cyclique de 0,5. Le champ de vitesses moyennes révèle une recirculation plus intense que le cas non contrôlé. Leur analyse révèle que les structures du sillage sont forcées en mode lock-on. Amplifiées, elles vont générer un gain de portance de 20 % [191] et une augmentation de 10 % de la traînée.

Les fréquences de modulations observées sont généralement limitées à $F^+ < 10$ à cause des fréquences d'alimentations de l'actionneur à DBD, de l'ordre de 1 kHz. L'alimentation de l'actionneur à DBD par une source de tension ac génère des fluctuations de vitesse induites par les mécanismes physique de production du vent électrique qui peuvent être utilisées dans le contrôle d'écoulement, permettant d'augmenter la gamme de fréquences étudiées. Une étude de l'influence des paramètres d'alimentation effectuée par Benard et al. en 2009 [174] montre que l'actionneur peut induire un effet important à de faibles fréquences d'alimentations et que la fréquence d'utilisation semble optimale pour des $F^+ \approx 1$ et des $F^+ > 10$ (Figure 113). Dans cette étude, une fréquence réduite $F^+= 1$ correspond à F_{AC} = 100 Hz, ce qui est très intéressant car pour de telles fréquences, le vent électrique généré par l'actionneur est quasi-nul. Les

modifications induites par le contrôle sont donc liées à une modification des propriétés instationnaires, permettant une redistribution des quantités de mouvement dans l'écoulement.

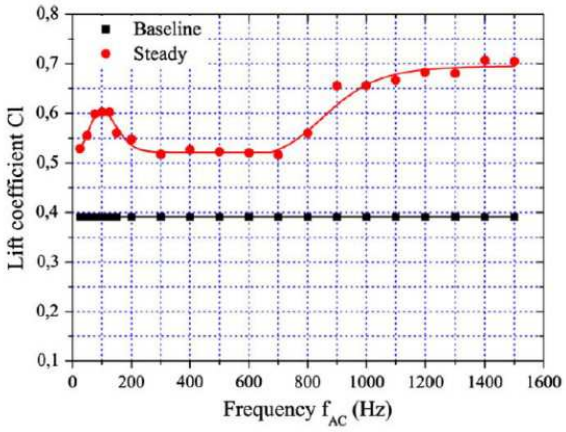

Figure 113 : Impact de la fréquence d'alimentation F_{AC} d'un actionneur SDBD (U_{AC} = 16 kV) sur la valeur de portance mesurée dans le cas du contrôle d'une séparation au bord d'attaque sur un NACA 0015 (α = 16°, U_∞ = 20 m/s, Re = 2,6×10^5) [174].

Les résultats présentés ci-dessus montrent qu'une action instationnaire peut être plus efficace qu'une action continue. C'est l'amplification par l'actionneur de tourbillons induits par la séparation qui va permettre une redistribution des quantités de mouvement de l'écoulement libre vers la couche limite, permettant ainsi de retarder la séparation ou d'augmenter la portance en amplifiant la circulation autour du profil. Généralement, l'utilisation d'une fréquence F^+ de l'ordre de 1 permet de diminuer la taille de la séparation ou d'améliorer la circulation à proximité de l'aile en amplifiant les structures. **La majeure partie de ces résultats sont obtenus avec des écoulements à des nombres de Reynolds < 5×10^5 et sur des couches limites dont la transition n'est pas forcée.**

6.4.4. *Contrôle d'écoulement par un actionneur à DBD nanoseconde.*

L'utilisation d'une décharge nanoseconde permet de générer une onde de pression [192] utilisée pour le contrôle d'écoulement depuis 2005. Opaits et al. en 2005 [157] et Roupassov et al. en 2006 [158] ont observé qu'il était possible d'influencer l'écoulement autour d'un NACA 0015 à des vitesses de 75 m/s [157] et 110 m/s [158] (respectivement Re = 4,3×10^5 et 6,3×10^5). Pour des incidences comprises entre 12 et 20°, la répartition de pression à la paroi a montré que le contrôle pouvait encore manipuler la structure de l'écoulement. Ces résultats ont été obtenus avec un actionneur à DBD qui génère des pulses de tension (22 kV) durant des périodes très courtes de l'ordre de 5 ns, à des fréquences de répétition comprises entre 0,1 et 5 kHz. Les mesures observées à l'époque peuvent être critiquées étant donné le taux de blocage imposé par le profil (20 % pour une incidence de 20°) mais justifient la nécessité d'étudier le contrôle par plasmas à des Reynolds plus importants qui correspondent à des situations de vol réelles. Depuis, quelques expériences présentent des résultats similaires et montrent la capacité de l'actionneur à contrôler une séparation de bord d'attaque à des nombres de Reynolds supérieurs à 10^6 [193, 194]. Il semblerait que l'onde de pression générée par une décharge à DBD nanoseconde soit à même d'exciter les instabilités

présentes dans la couche de cisaillement. En juin 2012, une revue sur le contrôle d'écoulement avec des actionneurs DBD à nanoseconde a été présentée par Adamovich *et al.* [195].

6.5 Conclusion

Actuellement, le contrôle actif instationnaire est largement étudié avec l'objectif de remplacer le contrôle d'écoulement actif continu qui a vu le jour au début du XXème siècle. En effet, les configurations d'écoulement qui nécessitent un contrôle sont le plus souvent à l'origine de mécanismes instationnaires qu'il est possible d'identifier car ils induisent des structures cohérentes à des échelles spatiales et temporelles caractéristiques. Malgré les faibles coefficients de quantité de mouvement induits par l'actionneur plasma à DBD (c_μ de l'ordre de 10^{-4}), la littérature récente montre que ce dernier reste apte à manipuler un écoulement autour d'une voilure portante à des Reynolds qui correspondent à des applications industrielles réelles. L'actionneur peut générer des vortex ou exciter des instabilités pour effectuer un contrôle robuste jusqu'à des Reynolds de 2×10^6, bien que la majeur partie des études se situent à des Reynolds inférieurs à 5×10^5. Il est généralement placé au niveau du bord d'attaque. Un tel positionnement présente l'avantage d'être constamment en amont de la séparation [63] et de profiter des mécanismes d'amplification des fluctuations présentes lorsque la séparation se rapproche du bord d'attaque comme l'a remarqué Patel et al. en 2007 [196]**. La littérature actuelle souffre d'un manque d'études présentant un contrôle en bord de fuite ou à mi-corde sans volets braqués. Ce type de décollement reste difficile à contrôler car la séparation fluctue sur une distance importante** [142] en absence d'arête vive (comme c'est le cas pour un décollement avec des volets braqués) ou en absence d'un fort gradient de pression adverse (présent lors d'un décollement de bord d'attaque). Dans le cadre du projet Européen PLASMAERO, l'étude d'un contrôle sur une voilure d'aéronef présentant un décollement de couche limite turbulente à mi-corde ou au bord de fuite est étudiée, afin d'évaluer les possibilités qu'offre l'actionneur plasma pour de telles configurations. C'est l'objectif des chapitres suivants.

Chapitre 7 Contrôle d'une séparation de bord de fuite sur un NACA 0015

7.1 Introduction

L'objectif de cette étude est de démontrer la capacité de l'actionneur à contrôler des écoulements décollés au bord de fuite d'un profil d'aile, à des Reynolds de l'ordre de 1×10^6. Le décollement au bord de fuite (95 % de corde) d'un NACA 0015 de 500 mm de corde à des Reynolds de 0,6 et $1,3\times10^6$ est obtenu à des incidences de 12° et 11,5° (respectivement) avec une transition de la couche limite forcée à proximité du bord d'attaque.

L'utilisation d'actionneurs à DBD a pour but de supprimer la séparation présente au bord de fuite. Deux types d'actionneurs sont utilisés : un actionneur à DBD standard dans le cas d'un décollement à un Reynolds de $0,6\times10^6$ et un actionneur à multi-DBD à potentiels alternés pour un décollement à des Reynolds de 0,6 et $1,3\times10^6$. La stratégie de contrôle adoptée repose sur une redistribution des quantités de mouvement moyenne via un apport d'énergie, introduit par l'actionneur plasma.

L'impact du contrôle sur l'écoulement est observé avec un système PIV qui permet de visualiser la couche limite au-dessus de l'extrados jusque dans le sillage à proximité du bord de fuite.

7.2 Dispositif expérimental

7.2.1. *Soufflerie Béton*

L'étude est réalisée dans la soufflerie subsonique « BETON » de l'ENSMA (Figure 114). Cette soufflerie présente une veine d'essais de 2,6 x 2,4 x 6 m^3 (h x l x L) avec un élargissement de la veine vers l'aval qui prend en compte l'épaississement de la couche limite aux parois. Avant de traverser la veine d'essai, le fluide passe dans une chambre de tranquillisation (7 x 6,3 x 5 m^3) équipée d'un nid d'abeille (50 x 50 mm²) et de deux grilles (6 x 6 mm² et 4 x 4 mm²). Le convergent qui sépare la veine d'essai de la chambre de contraction possède un rapport de 7. En aval de la veine d'essai, deux parois poreuses permettent de stabiliser la pression dans la veine d'essai à la pression atmosphérique. La vitesse de l'écoulement dans la veine peut atteindre **60 m/s** avec un **taux de turbulence inférieur à 0,5 %**. La différence d'homogénéité de la vitesse en entrée de la veine est inférieure à 1 %. Un moteur électrique de **250 kW** entraine par l'intermédiaire d'un réducteur (1500 -> 517 t/mn) une hélice à calage variable constituée de 6 pales, permettant d'ajuster la vitesse dans la veine d'essai. Une sonde de pression totale en entrée de veine d'essai permet de connaitre la vitesse de l'écoulement. La présence du moteur fait varier la température de la veine

d'environ 5°, ce qui nécessite d'attendre 5 minutes avant de démarrer les essais, condition garantie par la phase d'ensemencement qui précèdera chaque mesure.

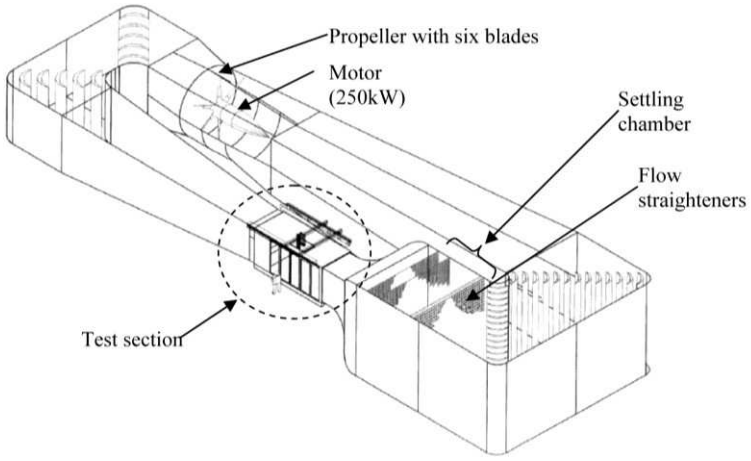

Figure 114: Soufflerie Béton de l'ENSMA.

7.2.2. *Maquette NACA 0015 - A*

Le contrôle de séparation est étudié sur une aile de 1200 mm d'envergure avec un profil NACA 0015 de **500 mm** de corde dimensionnée et conçue pour cette série d'expérience. Ses caractéristiques sont présentées en annexe C. La maquette d'aile utilisée est placée au centre de la veine d'essai (Figure 115). L'aile est solidaire de deux disques parallèles qui s'insèrent dans deux plaques de garde profilées (bord d'attaque elliptique) de 500 cm de long qui traversent la soufflerie sur toute sa hauteur (240 cm, Figure 115). De cette manière, les disques permettent la mise en incidence de l'aile tout en garantissant le caractère bidimensionnel du montage. La mise en incidence de l'aile est effectuée par l'intermédiaire d'un mât solidaire de la maquette relié à un plateau diviseur.

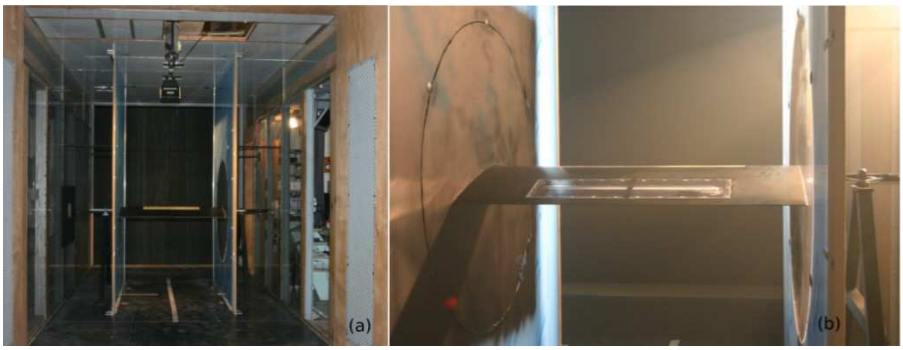

Figure 115 : (a) Dispositif expérimental dans la veine d'essai et (b) maquette d'aile munie d'un actionneur à DBD standard.

Afin de pouvoir y installer des actionneurs plasmas, l'aile doit être constituée de matériaux isolants. Pour cette raison, elle est fabriquée en fibre de verre. La maquette utilisée dans cette configuration est munie de deux capots d'extrados amovibles positionnés de 5 à 20 % (capot 1) et de 55 à 90 % (capot 2) de la corde (Figure 116 (a)). Le capot 1 couvre 66 % de l'envergure de l'aile (800 mm de long) et le capot 2 couvre 58 % de l'envergure de l'aile (700 mm de long).

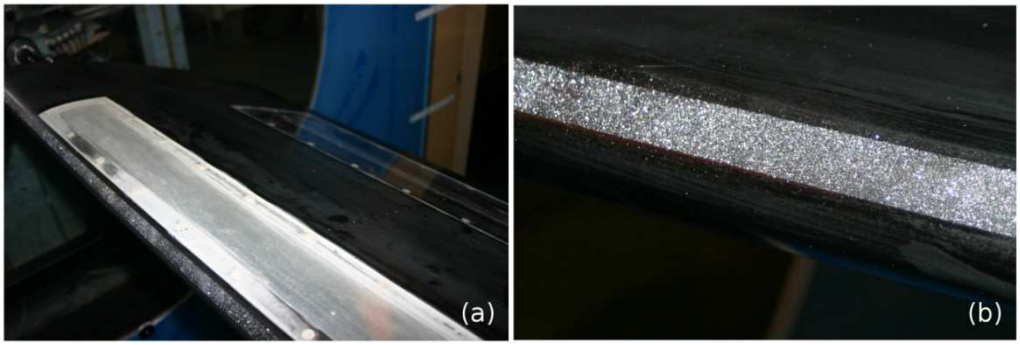

Figure 116 : (a) Détail de la maquette. (b) Bande rugueuse (carborundum 120 µm) utilisée pour forcer la transition de la couche limite.

Afin de pouvoir déplacer la position du point de séparation moyenne, la transition de la couche limite est forcée. En effet, le décollement d'une couche limite turbulente sur l'extrados d'une aile présente l'avantage d'évoluer progressivement en fonction de son incidence. D'autre part, la transition de la couche limite en amont de l'actionneur plasma permet l'étude d'un contrôle de séparation découplé d'un potentiel contrôle de la transition de la couche limite. En s'appuyant sur les travaux de Bourgois [197] et Siauw [198] effectué au sein de L'ex Laboratoire d'Etude Aérodynamique de Poitiers, la transition doit être forcée avec une paroi rugueuse dont l'épaisseur correspond à l'épaisseur de déplacement δ* locale. De plus, le Reynolds Re_θ basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement doit être supérieur à 200. La Figure 117 (a) présente l'évaluation de δ* et de Re_θ à l'aide du logiciel Xfoil dans l'une de nos configuration d'étude (NACA 0015, $Re_C = 1{,}3\times10^6$, α = 11,5°). D'après la Figure 117 (b), $Re_\theta > 200$ pour $x_c > 0{,}6$ % et δ* ~ 100 µm. La transition est effectuée avec du carborundum de 120 µm d'épaisseur placé de x_c = 0,1 % et 1,1% (soit 1 cm de large, Figure 116(a)).

La position du décollement et le caractère bidimensionnel de la couche limite sont observés dans un premier temps grâce à des visualisations pariétales. Une visualisation pariétale est basée sur l'entraînement par frottement d'un liquide qui recouvre la surface d'un objet soumis à un écoulement. Une solution à base de talc, d'acide oléique et d'essence est utilisée pour enduire l'extrados. L'écoulement va entrainer les particules de talc jusqu'à l'évaporation totale de l'essence. Il est alors possible d'observer différentes propriétés de l'écoulement qui génèrent l'accumulation où la suppression du marqueur dans certaines zones de la surface du solide. La Figure 118 présente des visualisations pariétales obtenues pour trois angles d'incidence avec une vitesse à l'infini de 20 m/s. Le décollement de la couche limite est visible pour une incidence α ≥ 10°. En augmentant l'incidence, la position du décollement va progresser vers le bord d'attaque. A une incidence α = 12°, le décollement de la couche limite à 95 % de corde est visible par l'accumulation de talc le long de l'envergure. Les lignes de frottement, visibles du bord d'attaque jusqu'à la séparation, dessinent des « courbes » parallèles à la direction longitudinale de l'écoulement, validant le caractère bidimensionnel de l'écoulement. Pour une incidence α = 13° (Figure 118), la ligne de séparation n'est pas constante. Elle est présente dès 50 % de corde dans deux zones à proximité de chaque plaque de garde. Dans la zone centrale de l'aile, la position de la séparation est située à 98 % de la corde. Les deux zones où le décollement de la couche limite remonte à 50 % de corde présentent une forme de cloche qui finit de chaque côté en spirale. Il s'agit de poches de recirculation qui sont alimentées par l'écoulement qui « s'enroulent » en tourbillons trombes, dont la présence est signée par l'existence des spirales. Ces tourbillons et les lignes de frottements qui ne sont pas parallèles à la direction longitudinale montrent que l'écoulement présente alors un caractère tridimensionnel. Pour une incidence de 15° (Figure 118), l'écoulement présente une séparation positionnée à 30 % de la corde sur un tiers de l'envergure, en son centre. Il s'agit d'une poche de recirculation unique qui est alimentée par les zones d'écoulements à

proximité des plaques de garde. Deux tourbillons trombe sont présents aux extrémités de cette poche. Dans ce cas, les tourbillons trombes montrent que l'écoulement est tridimensionnel mais il présente une symétrie dans le plan de symétrie de la maquette avec des lignes de frottement parallèles à la direction longitudinale, ce qui permet d'envisager des mesures dans ce plan.

Suite à cette étude préliminaire, une incidence de 12° à 20 m/s est utilisée pour observer l'influence du contrôle par actionneur plasma sur un décollement de couche limite bidimensionnel. Dans le chapitre suivant, un zig-zag de 205 µm d'épaisseur est utilisé pour forcer la transition de la couche limite afin d'obtenir un décollement à mi-corde tout en limitant les effets tridimensionnels.

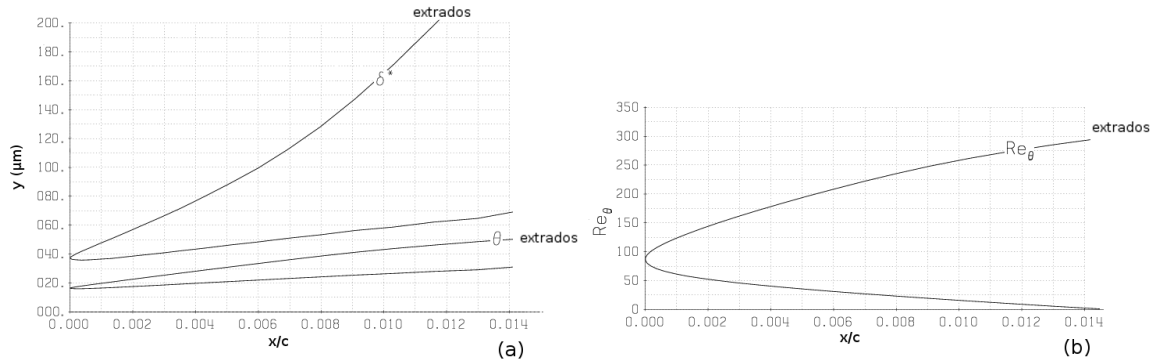

Figure 117 : Evaluation à l'aide du logiciel Xfoil de l'épaisseur de déplacement δ*, de l'épaisseur de quantité de mouvement θ et de Re_θ dans le cas d'un profil NACA 0015 de 50 cm de corde, à une incidence de 11,5° et un Reynolds $Re_C = 1{,}3\times10^6$.

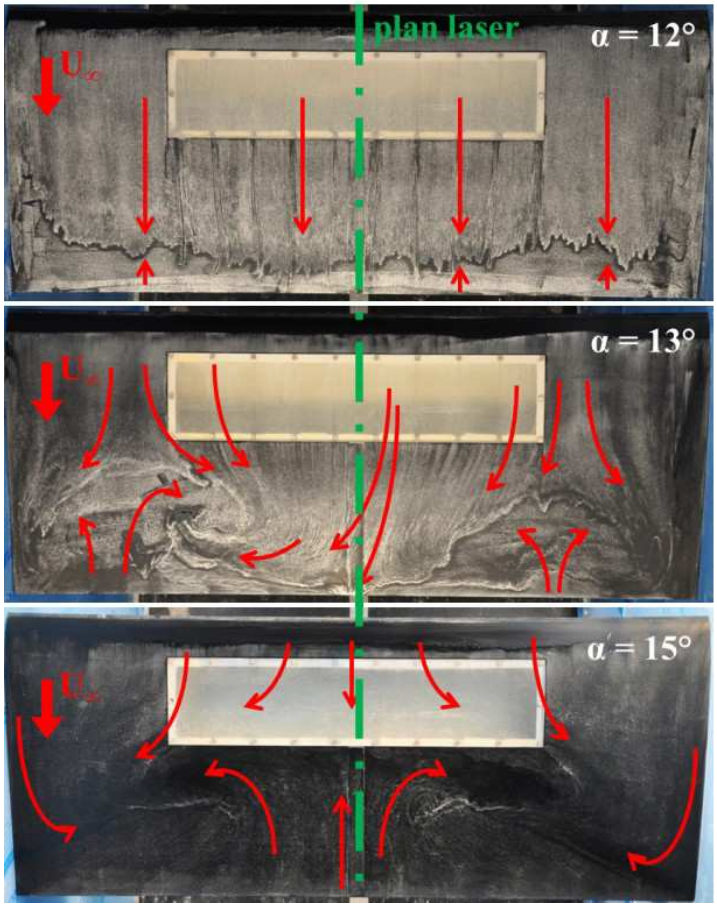

Figure 118 : Visualisations pariétales des décollements à un nombre de Reynolds de 6×10^5 (U_∞ = 20 m/s).

7.2.3. *Actionneurs plasma*

Le contrôle d'écoulement est effectué à l'aide d'actionneurs plasma placés sur l'extrados, de façon à générer un vent électrique dans la direction de l'écoulement à l'infini. Chaque actionneur génère un plasma sur 58 cm d'envergure, soit 48 % de l'envergure de la maquette. Du fait de la longueur des électrodes, un amplificateur de tension (Trek, 30 kV, ± 40 mA) ne peut être dédié qu'à l'alimentation d'une paire électrode. Les câbles d'alimentation des différents actionneurs traversent la veine d'essai par l'intermédiaire de deux tubes en Téflon placés derrière le mât de mise en incidence du profil, de manière à limiter leur caractère intrusif (Figure 119 (a) et (b)). Les câbles sont ensuite introduits dans la maquette pour être connectés à leur électrode respective.

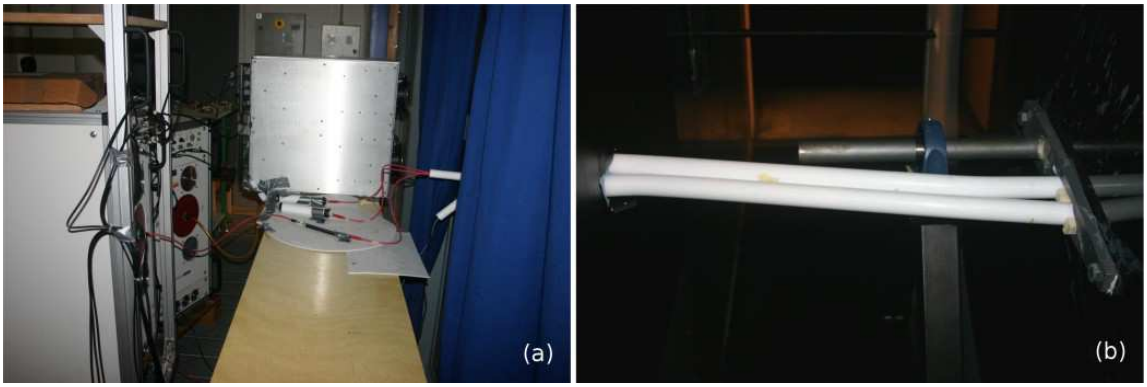

Figure 119 : (a) Amplificateurs de puissance Trek dédiées à l'alimentation d'un actionneur plasma. (b) Détail du passage des câbles d'alimentations dans des tubes en Téflon, du côté de la veine d'essai (gauche) à la maquette de profil NACA 0015 (droite, disque de garde).

Actionneur DBD standard

Une partie des expériences est réalisée avec un actionneur à DBD standard. Il est constitué d'une électrode active de 10 mm de largeur et d'une électrode de masse de 20 mm de large sans distance inter-électrode (Figure 120(a)). Les électrodes sont placées de part et d'autre d'un diélectrique en PMMA de 4 mm d'épaisseur, qui correspond au capot 2 de la maquette. L'actionneur est monté de sorte que l'arête aval de son électrode active se situe en x_c/c = 0,70. L'actionneur est alimenté de façon continue par un signal de tension sinusoïdal de fréquence F_{AC} = 1 kHz à une amplitude de tension V_{AC} = 28 kV.

Actionneur multi-DBD à potentiels alternés

Dans une seconde partie, un actionneur multi-DBD à potentiels alternés est placé sur le capot 2 de la maquette. Cet actionneur est constitué de trois DBD à potentiel alternés. Contrairement à l'étude présentée dans le paragraphe 5.3 de la partie 1, les électrodes exposées ne sont pas des fils, du fait de la complexité de conception induite par la surface à contrôler et par la présence de l'écoulement à manipuler. Chaque actionneur possède une électrode exposée de 5 mm de large et une électrode encapsulée de 20 mm de corde séparées par une distance inter-électrode de 5 mm. Deux actionneurs successifs sont séparés par une distance de 15 mm (Figure 120(b)). L'arête aval des électrodes exposées de chaque actionneur DBD est située en x_c = 0,615 ; 0,704 et 0,793. Dans ce cas, l'actionneur est alimenté de façon continue par un signal de tension sinusoïdal de fréquence F_{AC} = 1 kHz à une amplitude de tension V_{AC} = 24 kV.

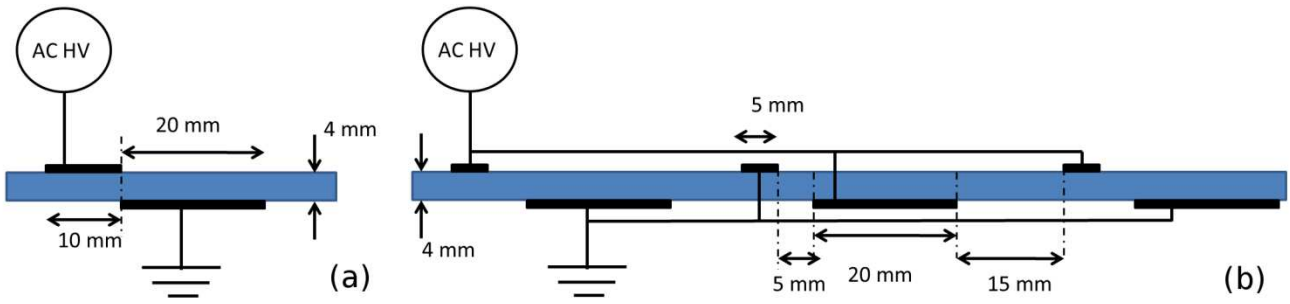

Figure 120 : Schéma (a) de l'actionneur à DBD standard et (b) de l'actionneur multi-DBD à potentiels alternés.

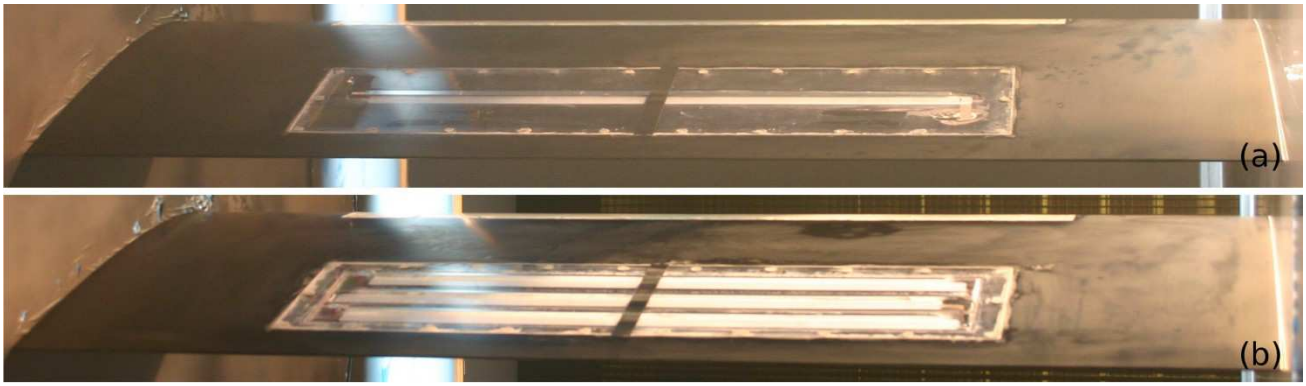

Figure 121 : (a) Actionneur à DBD standard et (b) actionneur multi-DBD à potentiels alternés utilisé pour le contrôle d'une séparation de bord de fuite.

7.2.4. *Dispositif de mesure*

L'influence de l'actionneur sur la séparation de bord de fuite est observée à l'aide d'un système PIV qui permet de visualiser l'écoulement au-dessus de l'extrados pour x_C > 0,56 et le sillage jusqu'à 0,24 c en aval du bord de fuite (Figure 122). Un laser (Quantel Twins, 2x120 mJ) placé au-dessus de la veine d'essai permet d'éclairer le plan de symétrie $\{O ; \vec{x} ; \vec{y}\}$ de la maquette situé à mi-envergure. Une caméra CCD (Pulnix, PM-4200CL, 2048x2048 pixels²) est synchronisée au laser avec un trigger (IDT, MotionPro) piloté par un système Dantec qui permet de recueillir des couples d'images à une fréquence de 7 Hz. La caméra, munie d'un objectif (Nikon Nikkor 50 mm, f/ 1 : 1,2) et d'un filtre passe-bande (532 nm, ± 10 nm) qui permet de filtrer le rayonnement de la décharge. Ce système permet de recueillir des images avec une résolution de 176 µm² par pixel. Chaque couple d'image est post-traité via une corrélation adaptative multi-passes (64x64 => 32x32 => 16x16 pixels²) avec un recouvrement de 50 %, permettant d'obtenir un vecteur tous les 1,4 mm. Le champ de vitesses moyennes est obtenu à partir de 550 champs de vitesses instantanées. La vitesse moyenne présente une valeur dont la convergence est minimale dans le sillage. Avec 300 champs de vitesses, la convergence de la vitesse moyenne dans le sillage est inférieure à 1 % de la vitesse locale. Les écarts types calculés dans le champ de vitesses présentent des valeurs inférieures à 13 % de la vitesse à l'infini, excepté dans une zone de la couche limite, pour x/c < 0,6 et dans le sillage, pour 0,18 < y/c < 0,22, que ce soit à 20 ou à 40 m/s (Figure 123). En utilisant un seuil de confiance de 95 % [96], on peut estimer l'erreur sur les champs de vitesses moyennes à 1% de U_0. **Enfin, les caractéristiques de la couche limite (épaisseur de couche limite, épaisseur de déplacement et de quantité de mouvement) ne sont pas présentées car l'existence d'un gradient de vitesse longitudinale au-dessus de l'extrados et la résolution des vitesses à la paroi (premier vecteur à 1,4 mm de l'extrados) rendent l'évaluation de ces caractéristiques difficile.** En effet, la vitesse de l'écoulement libre qui sert généralement à estimer l'épaisseur de la couche limite varie dans l'épaisseur d'un profil de vitesse normal à la paroi ce qui rend difficile la détermination de l'épaisseur de couche limite. De plus, des problèmes de réflexion à la paroi détériorent la résolution de la vitesse à la paroi. Ces problèmes de réflexion seront résolus dans la deuxième campagne de mesure présentée dans le Chapitre 8. Une autre possibilité pour estimer l'épaisseur de la couche limite est de déterminer l'exposant de la zone logarithmique du profil de vitesse longitudinale. Mais la résolution spatiale ne permet pas d'estimer cette pente puisque les données de vitesse sont trop

éloignées de la paroi. Les différents post-traitements appliqués aux champs de vitesses sont présentés en annexe D.

Deux repères orthonormés sont utilisés pour décrire les caractéristiques de l'écoulement (Figure 122) :

- un repère {O ; x /c ; y/c} normalisé dont l'origine est située au bord d'attaque, l'axe x/c est dans la direction longitudinale de l'écoulement et l'axe y /c dans la direction transversale.
- un repère local {O ; x_c/c ; y_c/c} normalisé, système de coordonnées curvilignes qui suit le périmètre de la section droite de la maquette. L'axe x_c/c est alors tangent à l'élément de surface de l'extrados qui lui correspond et l'axe y_c/c normal à cet élément. les valeurs de x_c/c correspondent à la corde du profil, de sorte que $x_c/c = 0$ au bord d'attaque et $x_c/c = 1$ au bord de fuite.

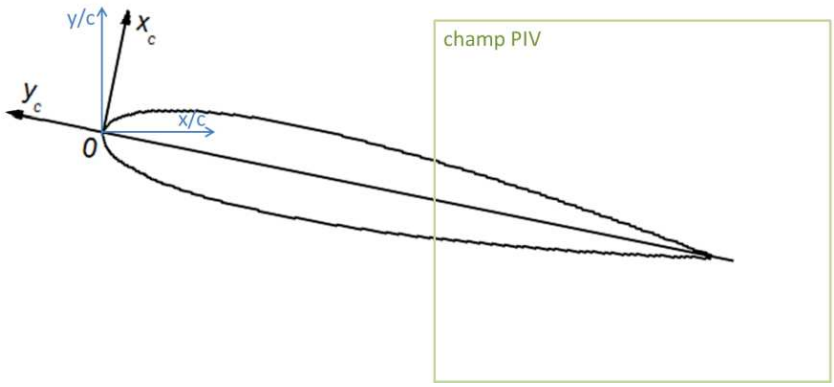

Figure 122 : Champ PIV et repères utilisés pour observer l'écoulement.

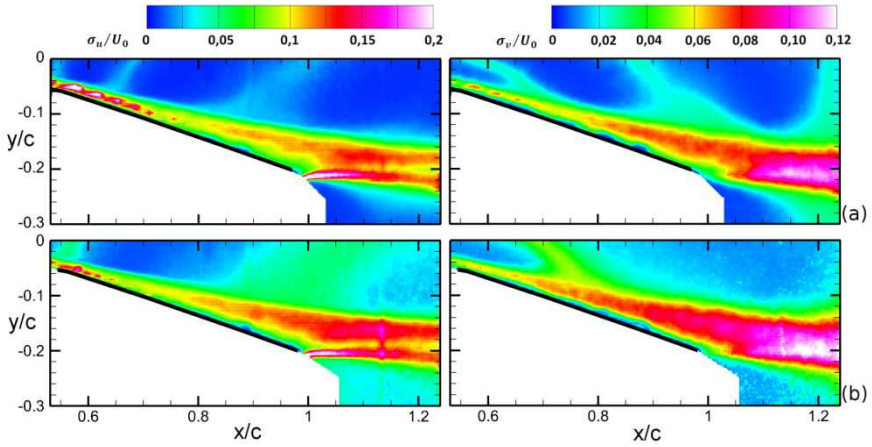

Figure 123 : Ecart types des vitesses longitudinales (figures de gauche) et transversales (figures de droite) pour les écoulements non contrôlés à (a) $U_0 = 20$ m/s et $\alpha = 12°$ et (b) $U_0 = 40$ m/s et $\alpha = 11{,}5°$.

7.3 Contrôle d'un décollement à un nombre de Reynold de 6×10^5

7.3.1. *Caractérisation de l'écoulement non-manipulé*

Dans un premier temps, l'influence de l'actionneur plasma à DBD est étudiée à un Reynolds de 6×10^5 sur une séparation de bord de fuite (vitesse de l'écoulement à l'infini U_0 = 20 m/s, α = 12°). La Figure 124 présente le champ de vitesses longitudinales obtenu par mesure PIV sur la deuxième moitié de l'extrados. L'écoulement libre présente une zone de survitesse au-dessus de l'extrados pour des x/c < 0,6, de l'ordre de 10 % de U_0, qui décroit progressivement jusqu'à x/c = 0,8. Cette survitesse est liée au contournement du profil par le fluide. L'évolution de la vitesse longitudinale suivant le système de coordonnées curviligne est présenté Figure 125. On peut y voir la progression du déficit de vitesse qui épaissit la couche limite à mesure que l'écoulement se déplace vers l'aval et la présence de la survitesse dans l'écoulement libre sur les profils en x_c/c = 0,60 et 0,70. Un écoulement de retour, présent sur l'extrados pour x/c > 0,93 est lié à la présence d'une recirculation induite par le décollement (Figure 124).

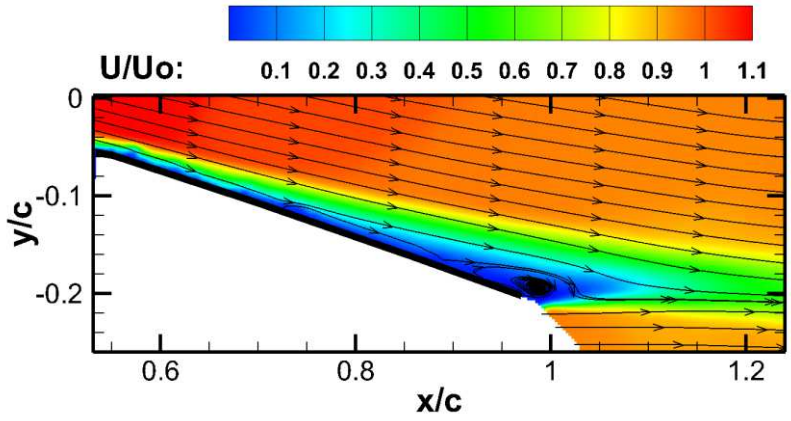

Figure 124 : Champ de vitesses longitudinales et lignes de courant observés sur la deuxième moitié de l'extrados (U_∞ = 20 m/s, Re = 6×10^5, α = 12°, les valeurs de U < 0 sont coloriés en blanc, la surface de l'extrados est représentée avec un trait noir). Le bord de fuite se situe en {x/c= 0,98 ; y/c = -0,21}

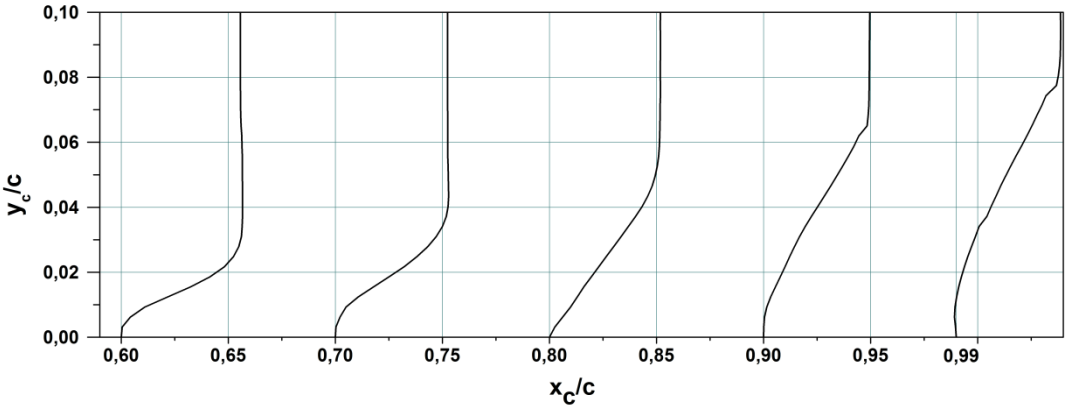

Figure 125 : Evolution de la composante de vitesse parallèle à la paroi au-dessus de l'extrados (U_∞ = 20 m/s, Re = 6×10^5, α = 12°).

La position du point de séparation moyen est déterminée grâce à des profils de la vitesse parallèle à l'extrados (Figure 126) tracés en proche paroi entre x_c/c = 0,92 et 0,99, pour des épaisseurs supérieures à $y_c/c = 3\times10^{-3}$. A mesure que x_c/c tend vers 1 pour un y_c/c fixé, la vitesse diminue sous l'effet du gradient de pression adverse et de la viscosité. Lorsque x_c/c > 0,95, les profils révèlent un écoulement de retour avec une vitesse minimale située à y_c/c = 0,006 (3 mm) de la paroi. En x_c/c = 0,99, l'écoulement de retour atteint une vitesse minimale de -0,016 U/U_0 (-0,3 m/s) à y_c/c = 0,006 et une épaisseur adimensionnée par la corde du

profil de 0,012 (6 mm). Le point de séparation moyenne peut être déterminé par la position où la contrainte de cisaillement s'annule. Il semble ici que cette condition soit satisfaite entre 0,95 < x_c/c < 0,96 car la condition d'adhérence à la paroi impose un gradient de vitesse transversal nul à cette position (Figure 126).

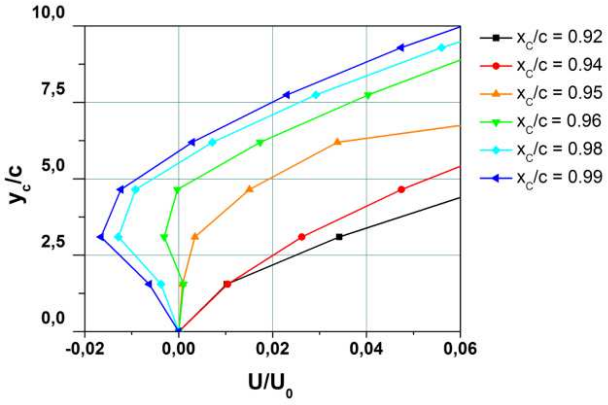

Figure 126 : Profils de la composante de vitesse parallèle à l'extrados entre x_c/c = 0,92 et x_c/c = 0.99 permettant de déterminer la position de séparation moyenne en x_c/c = 0,95.

Des cartographies spatio-temporelles tracées en x/c = 0,9 et en x/c = 1,2 sont présentées Figure 127. Bien que non résolues en temps, l'évolution de la vitesse longitudinale (Figure 127, figures de gauche) permet de déduire des tendances sur des régimes transitoires de l'écoulement observé. Les variations transversales de l'écoulement de retour restent confinées à de faibles amplitudes de y/c, de l'ordre de 0,04 c. Cela montre que la position de la séparation ne présente pas de larges fluctuations, comme ce sera le cas ultérieurement pour une séparation à mi-corde. Les cartographies spatio-temporelles de la vitesse transversale sont présentées Figure 127 (figures de droite). Généralement, une alternance dans le temps du signe de cette composante est liée au passage de structures tourbillonnaires et, en aval du bord de fuite, vient s'ajouter la fluctuation du sillage induit par la rencontre des couches cisaillées d'extrados et d'intrados. Dans le temps, cette composante ne présente pas d'alternance de son signe en x/c = 1 ce qui dénote une faible activité tourbillonnaire au-dessus de l'extrados. En x/c = 1,2 l'alternance de signe qui reste localisée dans une zone -0,16 < y/c < -0,24 est liée à la fluctuation du sillage.

L'utilisation d'un critère Γ_1 [199] (annexe D) permet de déterminer la positions des vortex présents dans les 550 champs de vitesses instationnaires obtenus par mesure PIV. L'ensemble des tourbillons détectés à l'aide de ce critère est présenté Figure 128, qui différencie les tourbillons à rotation horaire (croix noires) ou à rotation antihoraire (étoiles rouges). On peut voir que les tourbillons sont confinés dans une zone où la vitesse est inférieure à 0,2 U_0 qui correspond à la zone de recirculation moyenne. Les tourbillons de rotation horaire sont présents au dessus de l'extrados, dès x/c = 0,84 (soit x_c/c = 0,86) mais ils se trouvent majoritairement à partir de x/c = 0,89 (x_c/c = 0,91). La présence de ces tourbillons montre que le point de séparation fluctue et se retrouve parfois en amont de x_c/c = 0,86. Leur présence est détectée dans le sillage pour x/c < 1,06. La présence des tourbillons horaire est induite par la zone cisaillée située au-dessus de l'extrados. Les tourbillons de rotation antihoraire sont répartis juste en aval du bord de fuite pour x/c < 1,06 (on peut cependant voir 3 tourbillons entre 1,06<x/c<1,08). Cette zone est liée à la rencontre du fluide s'écoulant le long de l'intrados et de la zone de faible vitesse induite par le décollement de la couche limite sur l'extrados. En s'écoulant le long de l'intrados, le fluide subit une dépression et est accéléré. En pénétrant dans le sillage, la couche limite qu'il transporte est de faible épaisseur, induisant un fort cisaillement entre le

sillage et l'écoulement libre, propice à la génération de structures. Enfin, aucune structure n'est détectée à des x/c > 1,8.

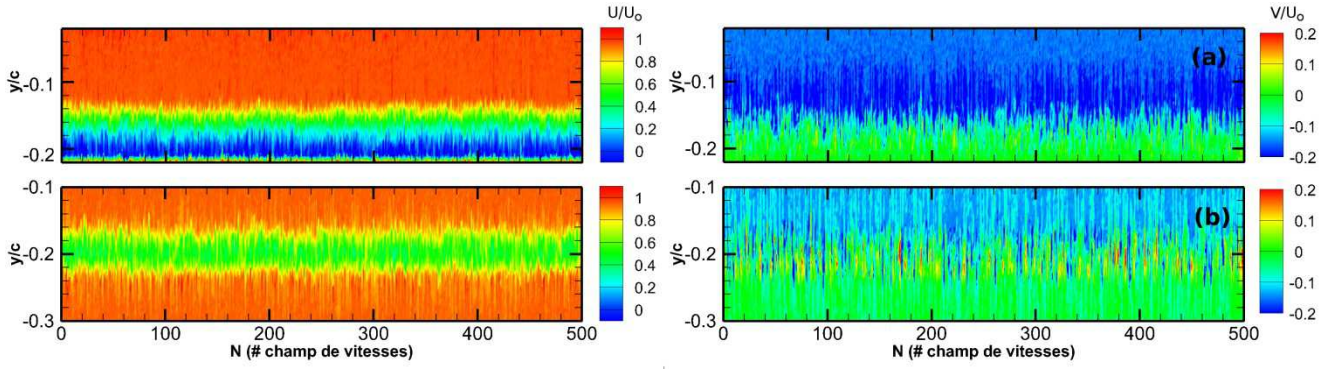

Figure 127 : Cartographies spatio-temporelles de la vitesse longitudinale et transversale de 500 champs de vitesses instantanées, observé en (a) x/c = 1 et (b) x/c = 1,2.

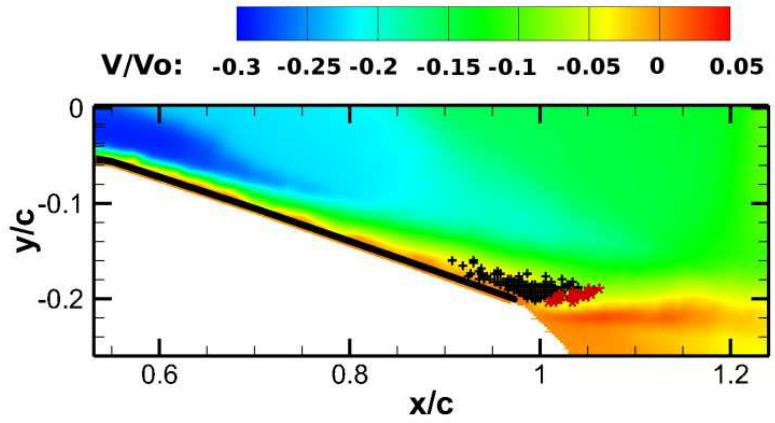

Figure 128 : Vitesse transversale moyenne et tourbillons de rotation horaire (noir) et antihoraire (rouge) détectés par critère Γ_1 (calculé sur une fenêtre de 6x6 nœuds et un seuil de 0,7) sur les champs instationnaires utilisés pour calculer le champ de vitesses moyennes.

La Figure 129 présente l'énergie cinétique turbulente pour l'écoulement non contrôlé qui n'est pas nulle dans les zones de l'écoulement influencées par la maquette d'aile : sa couche limite et son sillage. Dans la couche limite, l'énergie cinétique turbulente présente des valeurs $\frac{k}{U_0^2}$ = 0,02 avec des maximums locaux atteignant 0,03 U_0^2 pour des x/c < 0,65. En se déplaçant vers le point de séparation, l'énergie cinétique turbulente chute progressivement à des valeurs $\frac{k}{U_0^2}$ < 0,01. Puis, de x/c > 0,93 (x_c/c = 0,95) au bord de fuite, l'écoulement de retour présente des valeurs d'énergie cinétique turbulente quasi-nulles tandis que la couche cisaillée garde une valeur $\frac{k}{U_0^2}$ ≈ 0,01. L'absence de la détection de tourbillons de rotation horaire dans des zones caractérisées par une amplitude élevée d'énergie cinétique turbulente semble montrer que leur participation reste limitée dans la redistribution des quantités de mouvement turbulentes (Figure 128). Dans le sillage, l'énergie cinétique turbulente de la couche cisaillée issu de l'extrados augmente légèrement pour des x/c > 1,07, ce qui est lié à la redistribution de quantité de mouvement vers les zones de vitesse déficitaire. Une nappe où l'énergie cinétique turbulente présente un maximum local caractérise la couche

cisaillée issue de l'intrados (1 < x/c < 1,07 ; y/c = -0,21) où les tourbillons de rotation antihoraires sont présents.

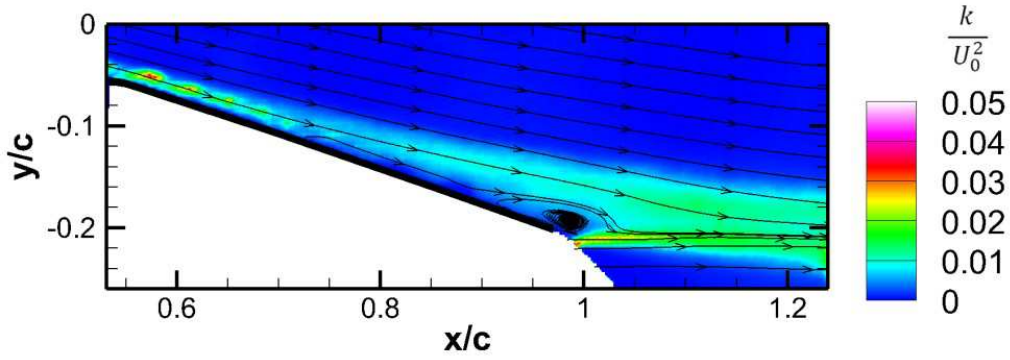

Figure 129 : Energie cinétique turbulente et lignes de courant pour l'écoulement sans contrôle (U_0 = 20 m/s, α = 12°).

7.3.2. *Écoulement manipulé par un actionneur DBD standard*

L'écoulement présenté ci-dessus a tout d'abord été manipulé avec un actionneur à DBD standard dont l'arête aval de son électrode active est située en x_c/c = 70 %. L'actionneur est alimenté par un signal sinusoïdal de 28 kV d'amplitude et de fréquence 1 kHz afin d'obtenir un vent électrique moyen de l'ordre de 6 m/s avec une puissance électrique consommée d'environ 2 W/cm d'électrode.

La Figure 130 présente le champ de vitesses longitudinales moyennes obtenues avec un contrôle stationnaire. Dans ce cas, la zone de vitesse longitudinale négative est supprimée, ce qui montre que l'action du contrôle est suffisante pour supprimer la séparation moyenne de la couche limite, confirmé par la visualisation de la composante de vitesse parallèle à la paroi en x_c/c = 0,99 (Figure 131(a)). Afin d'observer de façon plus précise l'impact du fonctionnement stationnaire de l'actionneur, des profils normaux à l'extrados de la vitesse longitudinale sont présentés Figure 132, de x_c/c = 0,6 à 0,99. Il est possible d'observer un gain de vitesse longitudinale dès x_c/c = 0,6 pour des épaisseurs y_c < 0,02. Ce gain est progressivement diffusé dans l'ensemble de la zone de vitesse déficitaire. L'actionneur situé en x_c/c = 0,7 influence une zone d'écoulement amont. L'actionneur qui va accélérer le fluide augmente la quantité de mouvement moyenne de l'écoulement. Son action va directement influencer le gradient de pression adverse à l'origine de la séparation. Une diminution du gradient de pression en aval de l'actionneur influence le gradient de pression adverse en amont de l'actionneur ce qui explique le gain de vitesse moyenne observé en amont de l'actionneur. En supprimant la séparation, l'actionneur permet de diminuer le déficit de vitesse observé dans le sillage de la maquette (5 % de U_0, Figure 131 (b)).

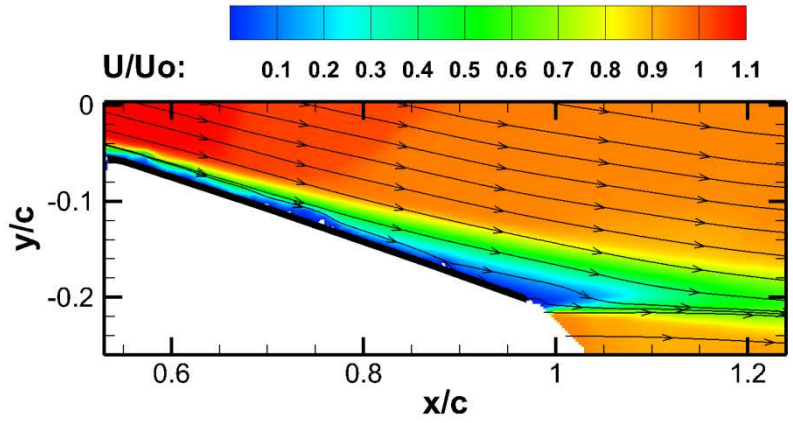

Figure 130 : Champ de vitesses longitudinales et lignes de courant observés sur la deuxième moitié de l'extrados (U_0 = 20 m/s, Re = 6×10^5, α = 12, la surface de l'extrados est représentée avec un trait noir) lorsque l'actionneur à DBD standard est utilisé de façon stationnaire (V_{AC} = 28 kV, F_{AC} = 1 kHz).

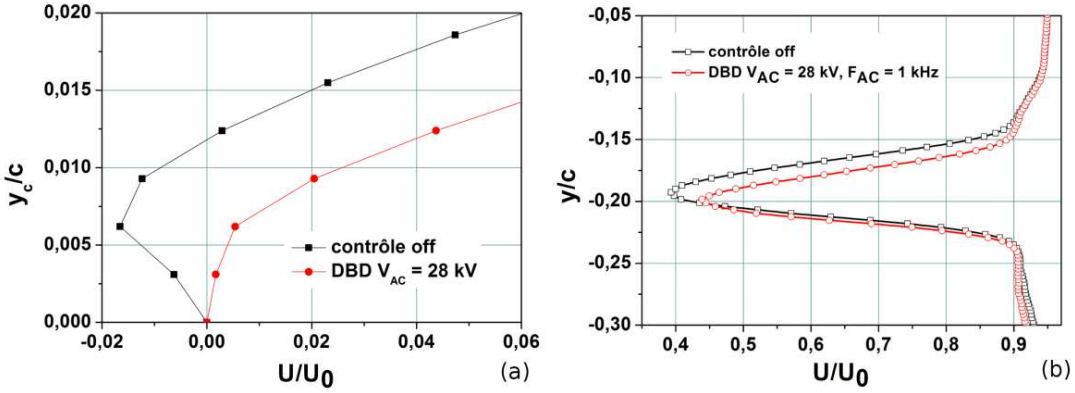

Figure 131 : (a) Profil de la composante de vitesse parallèle à l'extrados en x_c = 0,99 et (b) profil de la vitesse longitudinal dans le sillage en x/c = 1,15 pour une configuration sans contrôle, et avec contrôle par actionneur à DBD standard (V_{AC} = 28 kV, F_{AC} = 1 kHz).

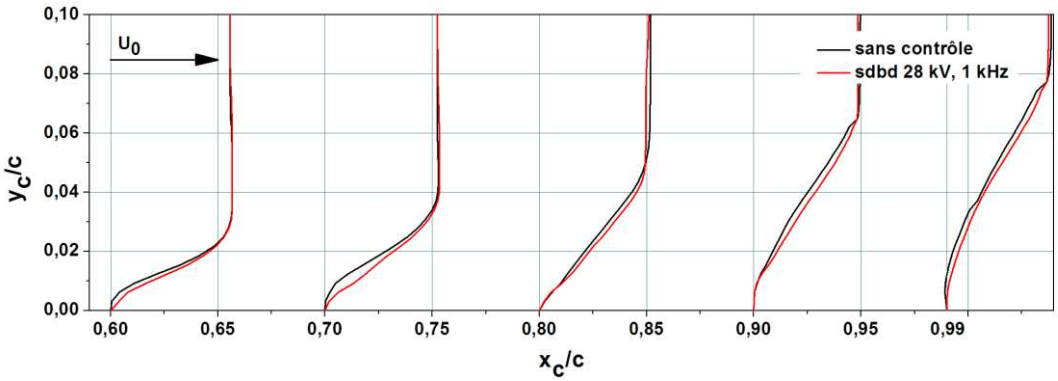

Figure 132 : Evolution de la composante de vitesse longitudinale au-dessus de l'extrados (U_0 = 20 m/s, Re = 6×10^5, α = 12°) lorsque l'actionneur à DBD standard est utilisé de façon stationnaire(V_{AC} = 28 kV, F_{AC} = 1 kHz).

L'utilisation du critère Γ_1 sur l'ensemble des champs de vitesses instantanées montre que malgré la suppression de la zone de recirculation, des tourbillons sont toujours situés à proximité de l'extrados, pour 0,91 < x/c < 1,06 (Figure 133). Par l'action du contrôle, la position des premiers tourbillons de rotation horaire est retardée à x_c/c = 0,94 alors qu'ils débutaient dès x_c/c = 0,84 en l'absence d'action (Figure 128). Leur présence s'étend toujours jusqu'à des x/c < 1,06. De la même manière, bien que moins nombreux, des

tourbillons de rotation antihoraire sont toujours situés en 1 < x/c <1,6, dans la zone d'interaction entre la zone de faible vitesse et la couche limite de l'extrados convectée. L'action du contrôle sur l'écoulement semble liée à l'ajout d'une quantité de mouvement moyenne en proche paroi, qui va diminuer le gradient de pression adverse.

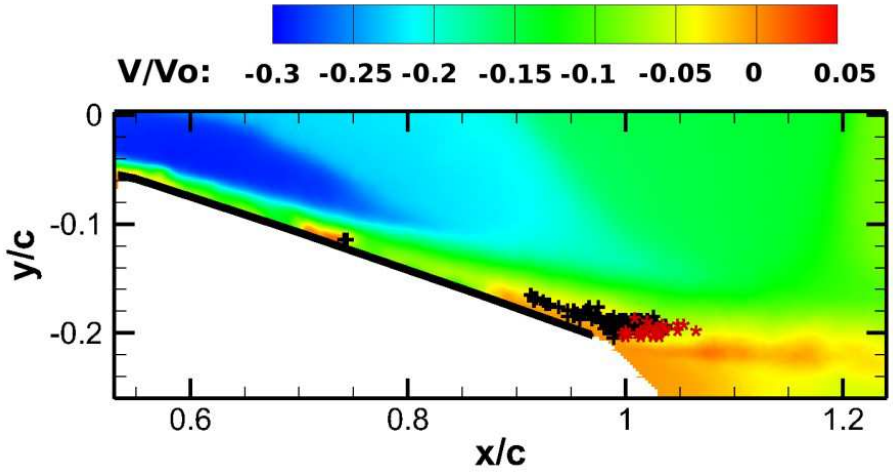

Figure 133 : Vitesse transversale moyenne et tourbillons de rotation horaire (noir) et antihoraire (rouge) détectés par critère Γ_1 (calculé sur une fenêtre de 6x6 nœuds et un seuil de 0,7) sur les champs instationnaires utilisés pour calculer le champ de vitesses moyennes avec une séparation manipulée par un actionneur à DBD standard (V_{AC} = 28 kV, F_{AC} = 1 kHz).

L'énergie cinétique turbulente de l'écoulement manipulé et de l'écoulement non manipulé (Figure 134) montre que le contrôle fait chuter l'énergie cinétique turbulente d'environ 20 % dans la couche limite d'extrados (pour x/c > 0,7) et dans la couche cisaillée issue de l'extrados, mais il ne modifie pas leur distribution dans le champ de vitesses. **La manipulation de l'écoulement par l'actionneur ne semble donc liée qu'à l'apport d'une quantité de mouvement moyenne qui contre le gradient de pression adverse.**

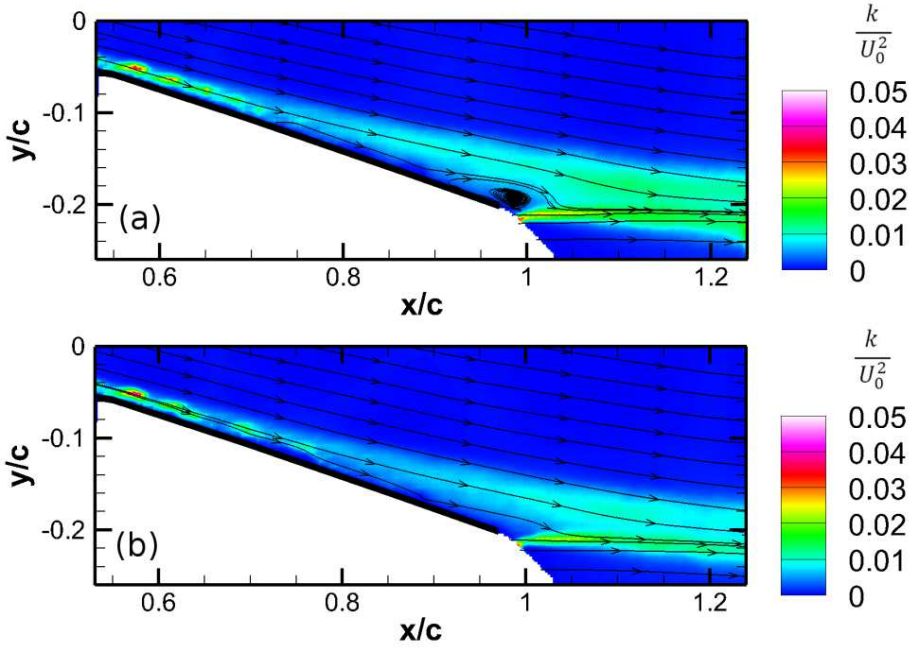

Figure 134 : Energie cinétique turbulente et lignes de courant pour l'écoulement (a) sans contrôle (U_0 = 20 m/s, α = 12°) et (b) contrôlé par un actionneur DBD standard (V_{AC} = 28 kV, F_{AC} = 1 kHz).

7.3.3. *Ecoulement manipulé par un actionneur multi-DBD*

Dans un second temps, un actionneur multi-DBD à potentiels alternés est utilisé pour contrôler l'écoulement. Celui-ci est composé de trois actionneurs les uns derrière les autres (Figure 120 (b)) dont les arêtes des électrodes actives sont placées entre $0{,}615 < x_c/c < 0{,}793$. L'actionneur n'a été utilisé que de façon stationnaire. Un signal de tension sinusoïdal de 24 kV d'amplitude et de fréquence 1 kHz est appliqué en phase sur les trois actionneurs. On peut estimer à 7 m/s la vitesse moyenne générée par l'actionneur et à 2,8 W/cm la puissance électrique qu'il consomme. Son utilisation pour manipuler l'écoulement autour du NACA 0015 montre que la séparation est supprimée et que l'épaisseur de la couche limite diminue (Figure 135).

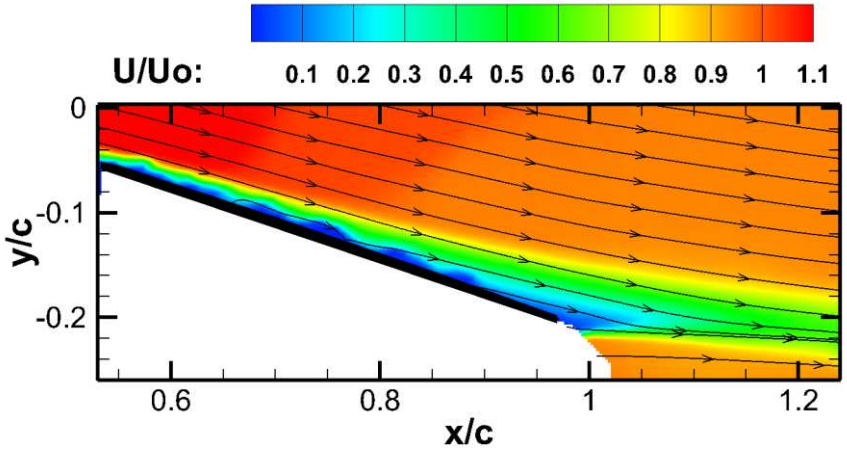

Figure 135 : Champ de vitesses longitudinales et lignes de courant observés sur la deuxième moitié de l'extrados (U_0 = 20 m/s, Re = 6×10^5, α = 12 °, la surface de l'extrados est représentée avec un trait noir) lorsque l'actionneur multi-DBD à potentiels alternés est utilisé de façon stationnaire (V_{AC} = 24 kV, F_{AC} = 1 kHz).

L'évolution des profils de la couche limite présentée Figure 136 montre que l'influence du contrôle est tout d'abord perceptible sur l'épaisseur de la couche limite qui diminue en $x_c/c = 0{,}6$, avec un gain de vitesse pour $0{,}015 < y_c/c < 0{,}025$. Ce gain de vitesse se propage vers la zone de proche paroi en aval. En $x_c/c = 0{,}99$, on peut estimer une réduction de l'épaisseur de la couche limite de l'ordre de 0,02 c (Figure 136) lorsque l'actionneur multi-DBD à potentiels alternés est actionné. L'impact de l'actionneur, visible tout d'abord sur les zones externes de la couche limite puis en proche paroi vers l'aval est lié à un phénomène « d'aspiration » induit par une chute du gradient de pression adverse à proximité de la paroi.

Une comparaison des profils de la composante de vitesse parallèle à la paroi en $x_c = 0{,}99$ au-dessus de l'extrados pour les trois cas (écoulement non contrôlé, contrôle via une DBD standard, contrôle via une multi-DBD) est présentée Figure 137 (a). Lorsqu'il est manipulé par l'actionneur multi-DBD à potentiels alternés, l'écoulement à proximité du bord de fuite ne présente pas de zone avec un cisaillement quasi-nul en proche paroi. De plus, avec un contrôle par multi-DBD à potentiels alternés, le point d'inflexion dans la forme du profil, caractéristique de l'influence d'un gradient de pression adverse sur la couche limite n'est pas présent. Il en résulte une augmentation de la vitesse minimale dans le sillage de la maquette de 10 % de U_0 en x/c = 1,15 (Figure 137 (b)).

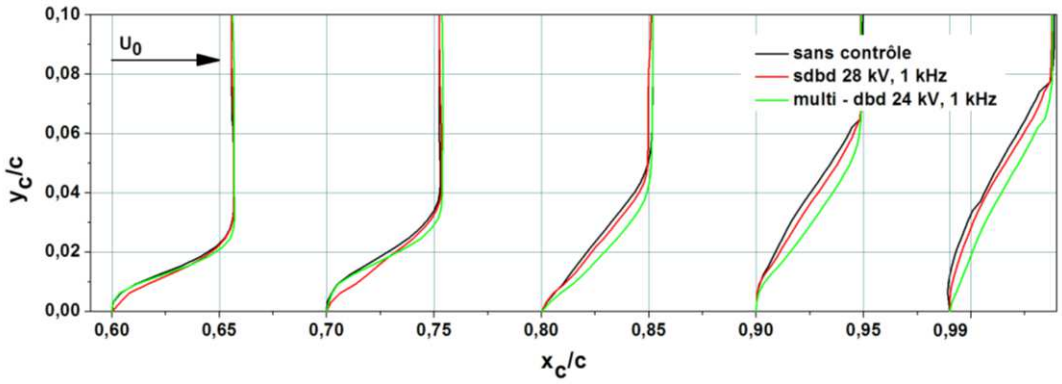

Figure 136 : Evolution de la composante de vitesse longitudinale au-dessus de l'extrados (U_∞ = 20 m/s, Re = 6×10^5, α = 12°) en absence de contrôle, avec un actionneur à DBD standard (V_{AC} = 28 kV, F_{AC} = 1 kHz) et un actionneur multi-DBD à potentiels alternés (V_{AC} = 24 kV, F_{AC} = 1 kHz).

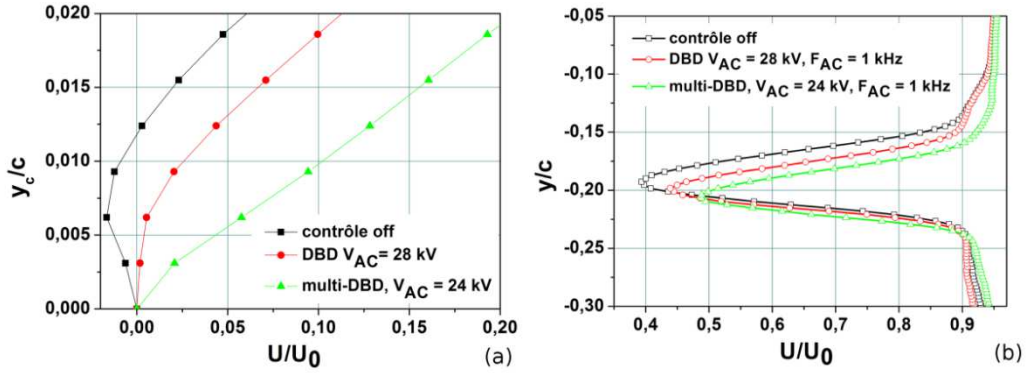

Figure 137 : (a) Profils de la composante de vitesse parallèle à l'extrados en x_c = 0,99 et (b) profils de la vitesse longitudinal dans le sillage en x/c = 1,15 pour une configuration sans contrôle, avec contrôle par actionneur DBD standard (V_{AC} = 28 kV, F_{AC} = 1 kHz) et actionneur multi-DBD à potentiels alternés (V_{AC} = 24 kV, F_{AC} = 1 kHz).

La Figure 138 présente les tourbillons détectés sur les 550 champs de vitesses instantanées. Il est possible d'observer quelques tourbillons de rotation horaire générés dans la zone où l'actionneur est positionné (0,6 < x/c < 0,8) mais la majorité de ces structures (7 sur un total de 11) est située en aval du bord de fuite, pour 0,98 < x/c < 1,01 (le bord de fuite a pour coordonnées (x/c = 0,97 ; y/c = -0,21)) dans une zone où la norme de vitesse est inférieure à 0,2 U_0. L'utilisation de ce critère révèle 5 tourbillons de rotation antihoraire en aval du bord de fuite, en 1 < x/c < 1,05. La recherche de tourbillons par un critère Γ_1 montre que leur occurrence reste anecdotique, confirmant la robustesse du contrôle effectué puisque leur présence au-dessus de l'extrados est liée à l'existence d'une zone de recirculation comme nous l'avons vu précédemment. L'écoulement est donc maintenu attaché de façon continue.

L'impact du contrôle sur l'énergie cinétique turbulente est présenté Figure 139. Dans la zone de contrôle, l'amplitude de l'énergie cinétique turbulente est augmentée de 30 % (pour 0,60 < x/c < 0,78). Elle chute ensuite à une valeur $\frac{k}{U_0^2} \approx 0{,}006$ et conserve cette valeur dans la couche limite jusqu'au bord de fuite. La suppression du décollement permet de diminuer l'énergie cinétique turbulente de la couche cisaillée issue de l'extrados (chute d'environ 20 %) et de l'intrados (chute d'environ 30 %) qui est liée à une redistribution des quantités de mouvement vers les zones de vitesse déficitaires. **Cependant, la distribution dans l'écoulement de l'énergie cinétique turbulente n'est pas modifiée dans la couche limite et dans le**

sillage. Ceci démontre **que le contrôle influence principalement le comportement moyen de l'écoulement manipulé.**

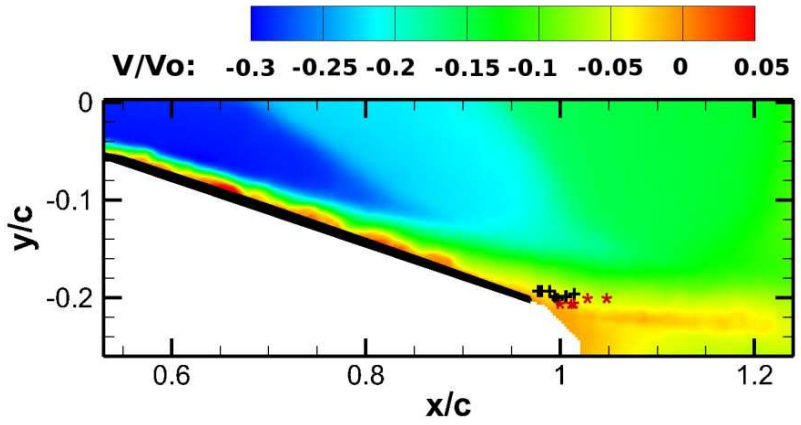

Figure 138 : Vitesse transversale moyenne et tourbillons de rotation horaire (noir) et antihoraire (rouge) détectés par critère Γ_1 (calculé sur une fenêtre de 6x6 nœuds et un seuil de 0,7) sur les champs instationnaires utilisés pour calculer le champ de vitesses moyennes avec une séparation manipulée par un actionneur multi-DBD à potentiels alternés (V_{AC} = 24 kV, F_{AC} = 1 kHz).

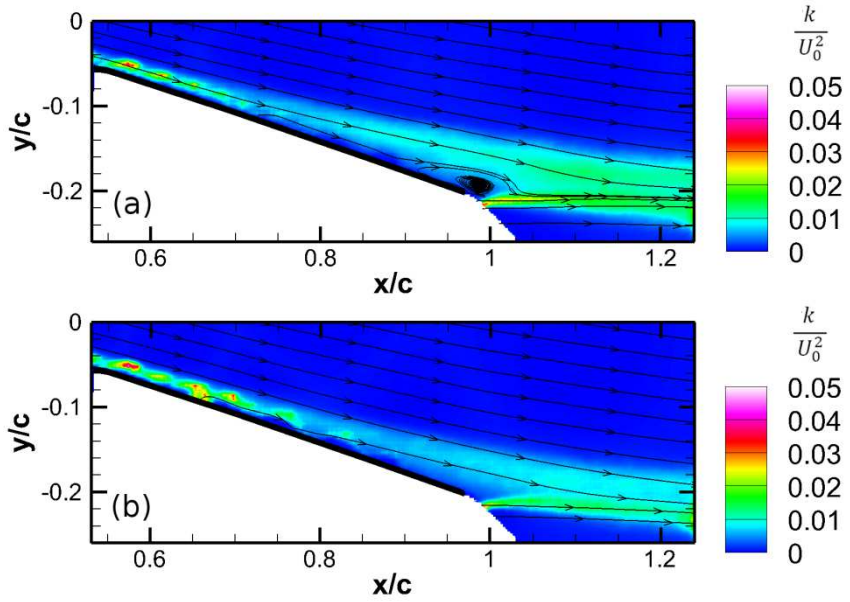

Figure 139 : Energie cinétique turbulente et lignes de courant pour l'écoulement sans contrôle (figures de gauche, U_0 = 20 m/s, α = 12°) et l'écoulement contrôlé par un actionneur multi-DBD à potentiels alternés (figures de droite, V_{AC} = 24 kV, F_{AC} = 1 kHz).

7.4 Contrôle d'un décollement à un nombre de Reynolds de $1,3\times10^6$

7.4.1. *Ecoulement non manipulé*

L'écoulement observé avec une vitesse infinie U_0 = 40 m/s (Re = $1,3\times10^6$) est très similaire à celui présenté précédemment. L'écoulement subit un gradient de pression longitudinal qui génère une zone de survitesse de l'ordre de 10 % de U_0 en x/c = 0,56 qui décroit progressivement jusqu'en x/c = 0,8 (Figure 140). Cette zone de survitesse est visible Figure 141 sur les profils en x_c/c = 0,60 et 0,70. A mesure que l'écoulement se déplace vers l'aval, la couche limite s'épaissit sous l'influence du gradient de pression puis décolle. L'écoulement de retour caractéristique d'une séparation est visible en blanc à proximité du bord de fuite, pour x/c > 0,94. Des profils de la vitesse parallèle à l'extrados (Figure 142) tracés en proche paroi montrent que l'écoulement de retour présente des vitesses très faibles qui atteignent une valeur minimale de -0,003×U_0 (0,12 m/s) en (x_c/c = 0,99 ; y_c/c = 0,009). **La position de la séparation moyenne semble être située en x_c/c = 0,96.**

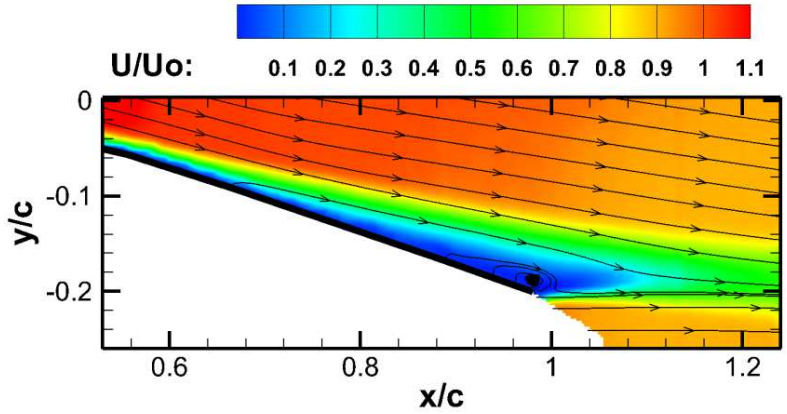

Figure 140 : Champ de vitesses longitudinales observé sur la deuxième moitié de l'extrados (U∞ = 40 m/s, Re = 1,3×106, α = 11,5°). Le bord de fuite à pour coordonnées {x/c = 0,98 ; y/c = - 0,20}.

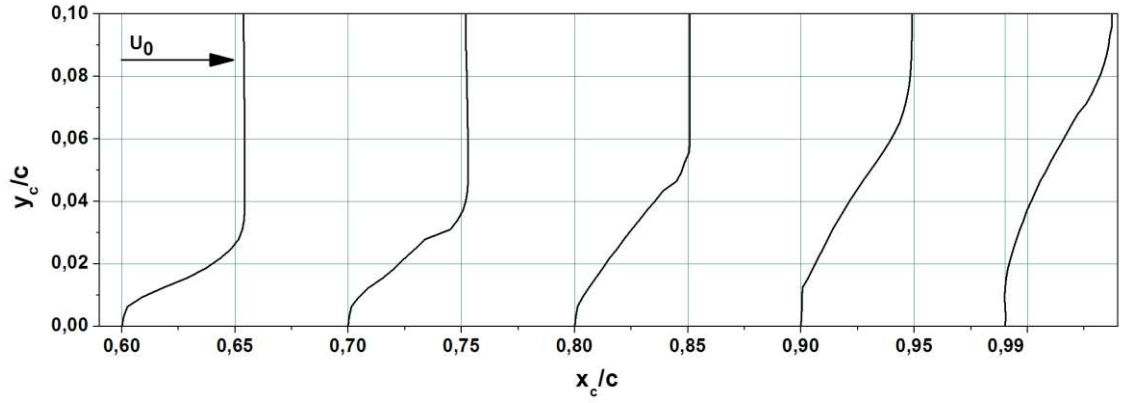

Figure 141 : Evolution de la composante de vitesse parallèle à la paroi au-dessus de l'extrados (U_∞ = 40 m/s, Re = 1,3×10^6, α = 11,5°).

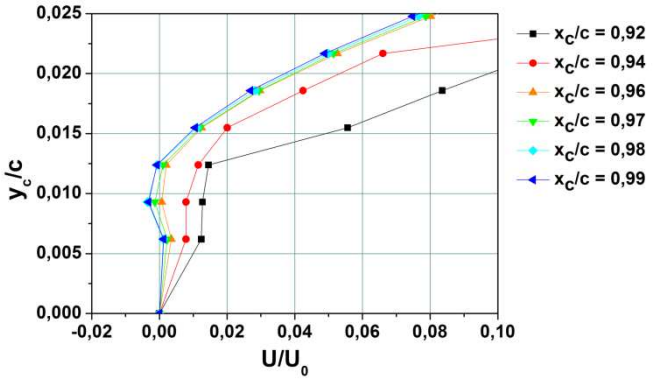

Figure 142 : Profils de la composante de vitesse parallèle à l'extrados entre x_c/c = 0,92 et x_c/c = 0.99 permettant de déterminer la position de séparation moyenne en x_c/c = 0,96.

Les structures tourbillonnaires sont détectées à l'aide d'un critère Γ_1 (Figure 143). La zone de faible vitesse présente une forte activité tourbillonnaire avec des tourbillons de rotation horaire (197 tourbillons détectés) au-dessus de l'extrados, dès x/c = 0,83 dont la majorité est située en 0,9 < x/c < 1,07. L'interaction de la zone de faible vitesse et du sillage issu de la couche limite de l'intrados génère des tourbillons de rotation antihoraire, situés entre 0,99 < x/c < 1,09 (28 tourbillons détectés).

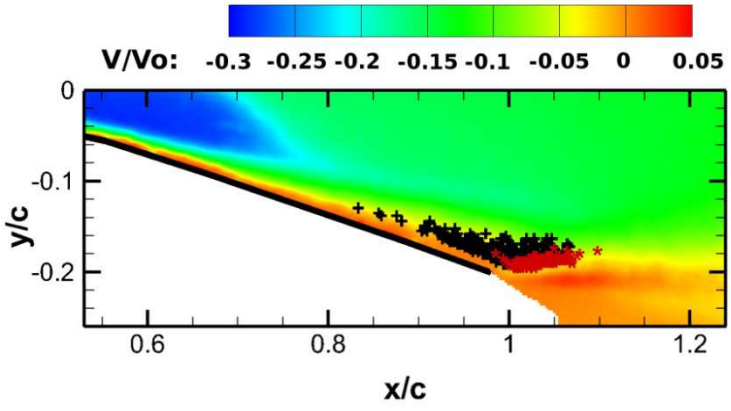

Figure 143 : Vitesse transversale moyenne et tourbillons de rotation horaire (noir) et antihoraire (rouge) détectés par critère Γ_1 (calculé sur une fenêtre de 6x6 nœuds et un seuil de 0,7) sur les champs instationnaires utilisés pour calculer le champ de vitesses moyennes.

L'énergie cinétique turbulente de l'écoulement non contrôlé est présenté Figure 144. L'énergie cinétique turbulente dans la couche limite présente en x/c = 0,6 une valeur $\frac{k}{U_0^2} \approx$ 0,006 qui croit progressivement jusqu'à la séparation. En aval de la séparation l'énergie cinétique turbulente continue de croître dans la couche cisaillée jusque dans le sillage où elle atteint un maximum local de $\frac{k}{U_0^2} \approx$ 0,018 en (x/c = 1,12 ; y/c = -0,16). L'augmentation de cette quantité dans la zone où sont générés les tourbillons de rotation horaire tend à montrer que les tourbillons générés permettent de convecter des quantités de mouvement à proximité de la paroi. La couche cisaillée d'intrados présente des valeurs maximales ($\frac{k}{U_0^2} \approx$ 0,022) dans la zone où sont détectés les tourbillons de rotation antihoraire (0,99 < x/c < 1,09 ; y/c = - 0,20). L'énergie cinétique turbulente présente dans l'écoulement de retour reste très faible ($\frac{k}{U_0^2} \approx$ 0,002).

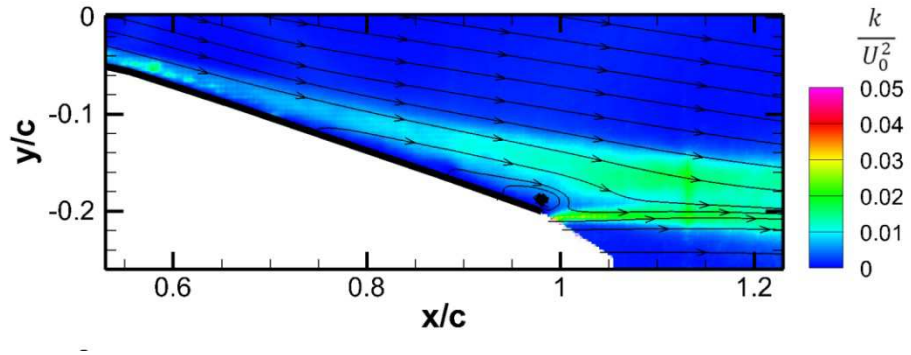

Figure 144 : Energie turbulente et lignes de courant pour l'écoulement sans contrôle (U_0 = 40 m/s, α = 11,5 °)

7.4.2. *Ecoulement manipulé par un actionneur multi-DBD à potentiels alternés*

L'actionneur multi-DBD à potentiels alternés présenté dans la partie précédente est utilisé pour contrôler l'écoulement. Celui-ci est composé de trois actionneurs en série dont les arêtes des électrodes exposées sont placées entre 0,615 < x_c/c < 0,793. On peut estimer à 7 m/s la vitesse moyenne générée par l'actionneur et à 2,8 W/cm la puissance électrique qu'il consomme. Chaque électrode active est alimentée par un signal de tension sinusoïdal de 24 kV d'amplitude et de fréquence 1 kHz. Le fonctionnement de l'actionneur permet de supprimer totalement l'écoulement de retour (Figure 145) et de diminuer légèrement l'épaisseur de la couche limite (Figure 146). L'impact du contrôle apparaît progressivement de 0,6 < x_C/c < 0,8 (Figure 146), dans la zone d'influence directe de l'actionneur. En aval de la zone de contrôle (x_c/c = 0,8), la vitesse en proche paroi (y_c/c = 0,003) est augmentée de 0,15 U_0. Cette différence de vitesse tend à diminuer pour atteindre en y_c/c = 0,012 une valeur de 0,06 U_0 qui est conservée jusqu'en y_c/c = 0,05. De plus, elle diminue lorsque la vitesse dans l'épaisseur de la couche limite tend vers la valeur de la vitesse de l'écoulement libre. En étant convectée vers l'aval, la zone de la couche limite influencée par le contrôle s'écarte progressivement de l'extrados. En x_c/c = 0,9, la vitesse en proche paroi pour des y_c/c < 0,01 ne présente pas de différence avec le cas non contrôlé (Figure 146).

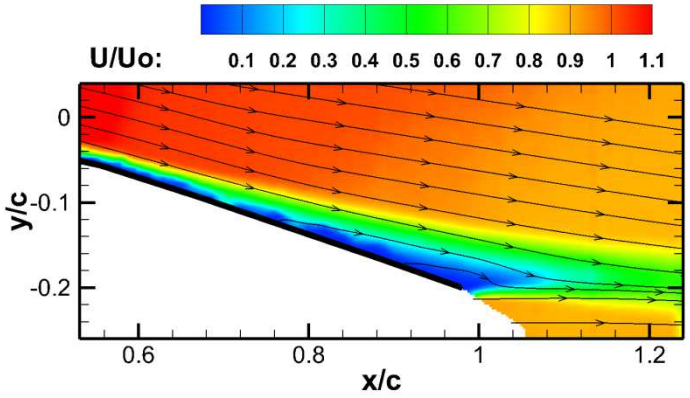

Figure 145 : Champ de vitesses longitudinales observé sur la deuxième moitié de l'extrados (U_0 = 40 m/s, Re = 1,3×10^6, α = 11,5°, la surface de l'extrados est représentée avec un trait noir) lorsque l'actionneur multi-DBD à potentiels alternés est utilisé de façon stationnaire (V_{AC} = 24 kV, F_{AC} = 1 kHz).

Pour des $y_c/c > 0,01$, la vitesse de l'écoulement est augmentée de l'ordre de 10 % de U_0. De la même manière en x_c = 0,99 (Figure 147(a)), le gain de vitesse dans l'épaisseur de la couche limite augmente en s'éloignant de la paroi, il devient supérieur à 8 % de U_0 pour $y_c/c > 0,03$ et atteint une valeur maximale à y_c/c = 0,06 (11 % de U_0). L'impact du contrôle dans le sillage permet d'augmenter la vitesse longitudinale de 8 % de U_0 {x/c = 1,15 ; y/c = -0,15} et la vitesse minimale est augmentée de de 5 % de U_0 en {x/c = 1,15 ; y/c = -0,18} (Figure 147(b)).

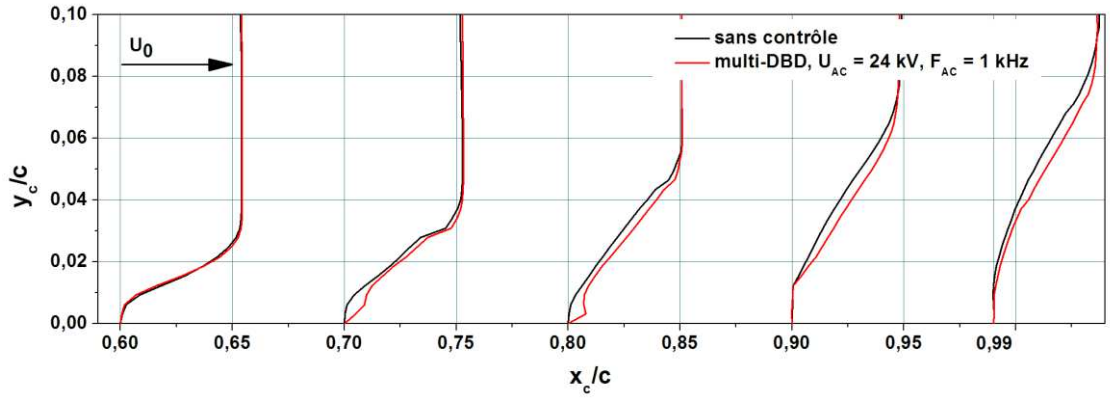

Figure 146 : Evolution de la composante de vitesse longitudinale au-dessus de l'extrados (U_0 = 40 m/s, Re = 1,3×10^6, α = 11,5 °) en absence de contrôle, et avec un actionneur multi-DBD à potentiels alternés (V_{AC} = 24 kV, F_{AC} = 1 kHz).

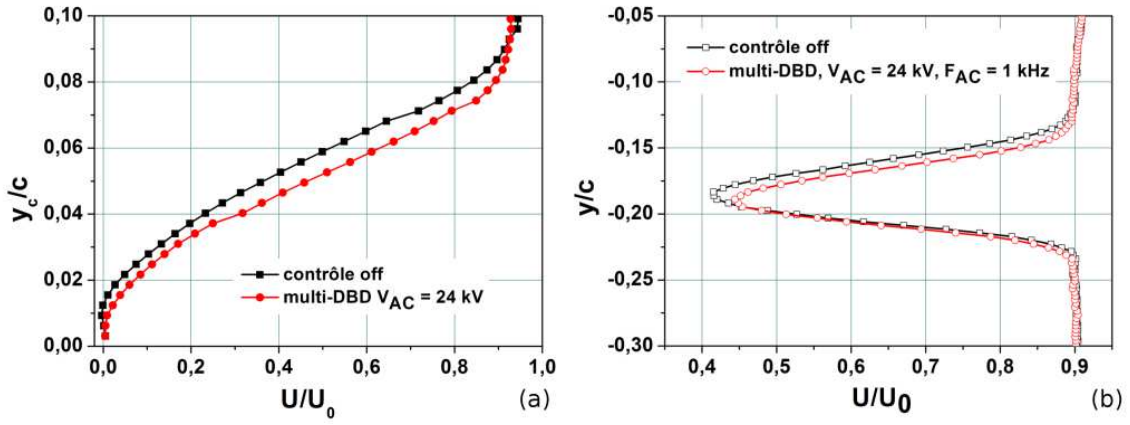

Figure 147 : (a) Profil de la composante de vitesse parallèle à l'extrados en $x_c/c = 0,99$ et (b) profil de la vitesse longitudinale dans le sillage en x/c = 1,15 pour une configuration sans contrôle et contrôlée par un actionneur multi-DBD à potentiels alternés (V_{AC} = 24 kV, F_{AC} = 1 kHz).

L'activité tourbillonnaire (Figure 148) dans la zone de faible vitesse a fortement diminuée. La quantité de tourbillons de rotation horaire détectée est divisée par 2,7. Ces tourbillons apparaissent toujours, pour la majeure partie, à des x/c > 0,9. Mais leur présence est limitée à des x/c < 1,03. De la même manière, la quantité de tourbillons de rotation antihoraire détectée est divisée par 4. Leur présence est limitée à 0,99 < x/c < 1,05. Les trois tourbillons détectés pour x/c < 0,8, au niveau des actionneurs, sont très certainement des erreurs dues à la mauvaise qualité des images en proches paroi, qui sont perturbées par la réflexion induite par la présence des trois électrodes active.

Par rapport à l'écoulement non contrôlé, l'observation de l'énergie cinétique turbulente (Figure 149) montre une augmentation de leur valeur dans la zone proche paroi sous l'influence directe de l'actionneur multi-DBD (0,6 < x/c < 0,8, $\frac{k}{U_0^2} \approx 0,05$ localement) et une diminution de leur amplitude dans la couche limite en aval de l'actionneur ainsi que dans le sillage de la maquette. La chute de l'énergie cinétique turbulente au-dessus de l'extrados est liée à la diminution du nombre de structures générées dans la zone de faible vitesse lorsque l'actionneur manipule l'écoulement**. Le contrôle par multi-DBD à potentiels alternés ajoute une quantité de mouvement moyenne qui s'oppose au gradient de pression adverse présent au-dessus de l'extrados.** En augmentant la quantité de mouvement moyenne présente dans la couche limite, l'actionneur fait chuter l'énergie cinétique turbulente sans en modifier la topologie.

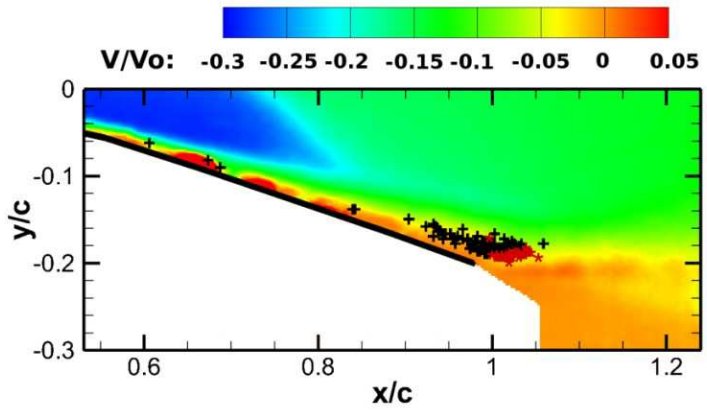

Figure 148: Vitesse transversale moyenne et tourbillons de rotation horaire (noir) et antihoraire (rouge) détectés par critère Γ_1 (calculé sur une fenêtre de 6x6 nœuds et un seuil de 0,7) sur les champs instationnaires utilisés pour calculer le champ de vitesses moyennes avec une séparation manipulée par un actionneur multi-DBD (V_{AC} = 24 kV, F_{AC} = 1 kHz).

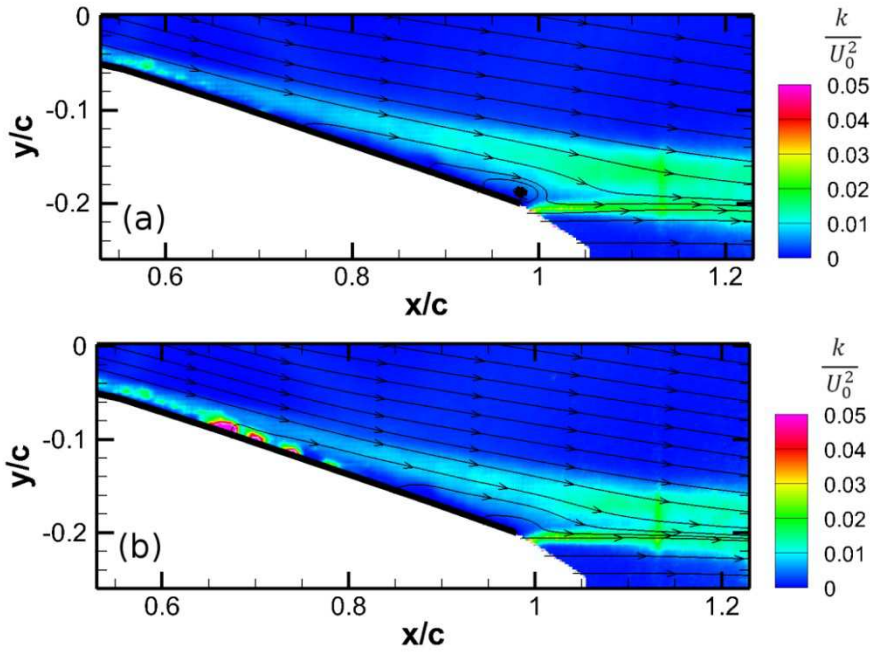

Figure 149 : Energie cinétique turbulente de l'écoulement (a) non contrôlé (U_0 = 40 m/s, α = 11,5°) et (b) contrôlé par un actionneur multi - DBD à potentiels alternés (V_{AC} = 24 kV, F_{AC} = 1 kHz).

7.5 Conclusion

Le contrôle d'une séparation de bord de fuite (x_c/c = 0,95) à des Reynolds de 0,6 et 1,3×10^6 est présenté dans le cas d'un NACA 0015 dont la transition de la couche limite est forcée au niveau du bord d'attaque. Pour ce type de séparation, le décollement de la couche limite est généralement trop faible pour générer une recirculation massive. L'écoulement présente au bord de fuite un écoulement de retour qui présente une vitesse minimale de -0,02 U_0. Une région d'écoulement cisaillé propice à la formation de tourbillons s'étend à partir de 85 % de corde. Ces structures ne sont pas transportées dans le sillage de la maquette et ne sont plus détectées lorsque les couches limites d'extrados et d'intrados, séparées par la maquette et la zone de recirculation, se rejoignent sous la forme de deux couches cisaillées.

Les résultats obtenus sont fortement dépendant de la position de la séparation naturelle. **Pour de telles conditions, l'écoulement naturel est difficilement manipulable lorsque la maquette ne présente pas de volet en incidence, comme le montre le très faible nombre d'articles présents dans la littérature pour ce type de configuration**. Les objectifs initiaux de ces expériences étaient de supprimer ou de retarder une séparation présente sur le bord de fuite. Pour ce faire, des actionneurs standards et à multi-DBD à potentiels alternés sont utilisés avec un fonctionnement stationnaire. Ils sont positionnés à 70 % de la corde ou de 60 à 80 % de corde (respectivement). Les résultats montrent que la stratégie adoptée permet de diminuer le gradient de pression adverse. L'épaisseur de la couche limite est diminuée. Dans tous les cas, l'écoulement de retour a été supprimé. Une bonne estimation de l'impact du contrôle sur l'aspect instationnaire de la séparation consiste à rechercher des tourbillons au-dessus de l'extrados. Ce critère montre que la quantité

de structures générées a fortement diminué mais leur suppression au-dessus de l'extrados n'est observée que lors du contrôle par un actionneur multi-DBD à un Reynolds de $0{,}6\times10^6$. Les résultats tendent à montrer que l'efficacité du contrôle est fortement dépendante de la vitesse de l'écoulement libre et de la quantité de mouvement introduite par l'actionneur. Dans le sillage, le déficit de vitesse induit par la maquette est réduit de 16 % à un Reynolds de $0{,}6\times10^6$ et de 5 % à un Reynolds de $1{,}3\times10^6$. Enfin, l'amplitude de l'énergie cinétique turbulente diminue dans le sillage de la maquette sous l'effet du contrôle. Ceci semble lié à la réduction du déficit de vitesse, impliquant de plus faibles redistributions de quantités de mouvement dans le sillage proche de la maquette.

Chapitre 8 Contrôle d'un décollement à mi-corde sur un NACA 0015

8.1 Introduction

Ce chapitre a pour objectif d'étudier la capacité d'un actionneur plasma à manipuler des écoulements autour d'un profil NACA 0015 dont la couche limite est décollée à mi-corde.

Les expériences sont réalisées dans la soufflerie béton de l'institut Pprime, décrite dans le paragraphe 7.2.1 de la partie 2. Une maquette avec un profil NACA 0015 (50 cm de corde, 120 cm d'envergure) est utilisée. La vitesse à l'infini est fixée à **40 m/s**, soit un nombre de Reynolds de $\mathbf{1{,}3\times10^6}$. Deux types d'écoulements sont étudiés : un écoulement dont la transition de la couche limite est forcée et un écoulement naturel.

Les essais où la transition de la couche limite est forcée sont menés avec un actionneur alimenté par une source de tension sinusoïdale. Trois actionneurs à DBD peuvent être allumés séparément ou utilisés comme une multi-DBD à potentiels alternés. L'arête aval de l'électrode active de ces actionneurs est placée de $x_c/c = 0{,}18$ à $x_c/c = 0{,}36$. L'impact de la position des actionneurs à DBD est tout d'abord observé. Ensuite, l'efficacité du contrôle via une multi-DBD à potentiels alternés est analysée en fonction de l'amplitude de tension délivrée à l'actionneur. Finalement, la possibilité de manipuler l'écoulement en exploitant les caractéristiques instationnaires de l'actionneur à multi-DBD à potentiels alternés est étudiée en modifiant la fréquence des fluctuations de vitesse injectées par cet actionneur de deux façons différentes : en variant directement la fréquence d'alimentation ou en modulant l'amplitude de ce signal par une fonction porte.

Dans le cas où la transition de la couche limite est naturelle, une DBD nanoseconde placée en $x_c/c = 0{,}01$ est utilisée. Un pulse de tension engendre une décharge qui génère une onde de pression qui permet de supprimer le décollement. Des expériences similaires ont déjà été réalisées [157, 158] mais de nouveaux essais nous sont apparus nécessaires car durant les expériences précédentes, la dimension de la maquette (corde de 9 cm) et le taux de blocage induit par sa présence dans la veine d'essai nécessitaient une nouvelle campagne d'essai (de 15 à 20 % suivant l'incidence de l'aile). L'aspect fréquentiel de l'actionneur sur sa capacité à contrôler l'écoulement est observé. Deux méthodes sont utilisées : la variation de la fréquence de pulse et la modulation par une fonction porte de l'amplitude de tension des pulses générés par l'actionneur à une fréquence fixée. A ce jour, aucune étude ne présente l'impact d'un contrôle par une décharge nanoseconde modulée en fréquence.

Pour observer l'impact du contrôle, un système PIV permet de visualiser l'écoulement au-dessus de l'extrados sur l'ensemble du profil, ainsi que le sillage jusqu'à 24 % de corde en aval du bord de fuite. De plus, des capteurs de pression instationnaire sont placés sur l'extrados. Pour minimiser les risques de perturbations des capteurs, ceux-ci sont déportés. Le capillaire qui relie la sonde de pression statique aux capteurs agit comme un filtre passe-bas dont la fréquence de coupure diminue lorsque la longueur du capillaire augmente. Pour cette raison, les données ne permettent pas d'observer les caractéristiques

turbulentes de l'écoulement mais néanmoins, il est possible d'évaluer les temps de recollement induit par la mise en marche de l'actionneur.

8.2 Dispositif expérimental

8.2.1. *Maquette NACA 0015 – B*

La maquette d'aile utilisée pour mener la campagne d'essai est une aile de 1200 mm d'envergure avec un profil NACA 0015 de 500 mm de corde. Comme pour les essais précédents, la maquette est placée entre deux disques parallèles qui s'insèrent dans deux plaques de garde profilées de 500 cm de long et traversant la soufflerie sur toute sa hauteur. Ceci permet de garantir le caractère bidimensionnel du montage tout en permettant la mise en incidence de l'aile. La maquette fabriquée en fibre de verre la rend isolante, permettant d'y installer des actionneurs plasmas. Ce second profil possède un capot amovible positionné de 15 à 45 % de corde (NACA 0015 - B) qui couvre 54 % de l'envergure de l'aile (650 mm) et dont l'épaisseur est de 4 mm (Figure 150). D'autre part, dix sondes de pression statiques sont placées entre 50 et 90 % de la corde (leur position exacte est donnée en Annexe C).



Figure 150 : Maquette d'aile B (profil NACA 0015) munie d'un capot en résine de 15 à 45 % de corde.

Dans l'expérience précédente (Chapitre 8), l'observation de l'écoulement sans contrôle à des incidences comprises entre 13 et 14° révèle que la séparation est fortement tridimensionnelle et que sa position évolue assez rapidement. Pour que la position de la séparation présente un caractère plus stable lors de l'étude du contrôle d'une séparation située à mi-corde, l'épaisseur du tripper est augmentée afin d'augmenter les transferts de quantité de mouvement de l'écoulement libre vers la zone de recirculation. Un tripper **zig-zag de 205 µm d'épaisseur** est utilisé lorsque l'écoulement est contrôlé par un actionneur à DBD (Figure 151). Une première bande est placée sur l'extrados de x_c/c = 0,2 à 0,7 % et une deuxième bande est disposée sur l'intrados, en x_c/c = 4 %.

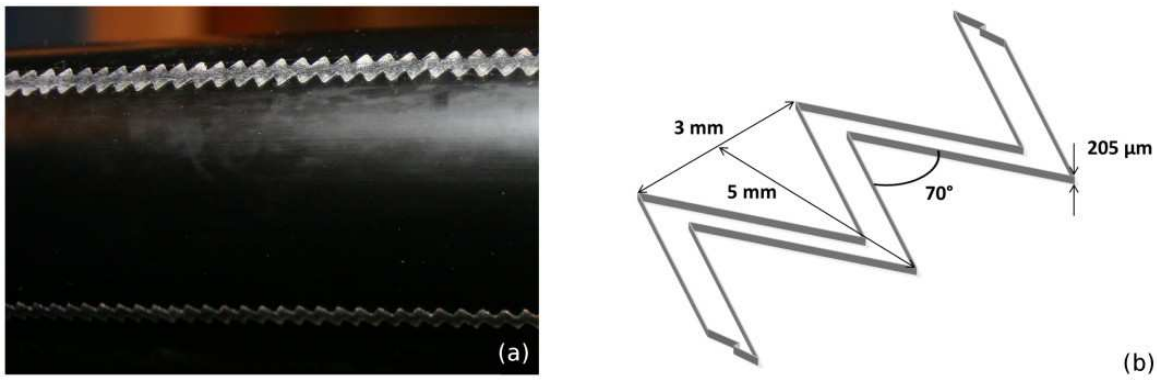

Figure 151 : (a) Détail du zig-zag utilisé pour forcer la transition de la couche limite durant les essais. (b) Caractéristiques du zig-zag.

Une autre partie des expériences fait intervenir un actionneur de type nanoseconde. Pour ce cas, la transition de la couche limite naturelle n'est pas forcée. La maquette nommée NACA 0015 – A (voir paragraphe 7.2.2 de la partie 2) est utilisée pour permettre l'acheminement des connectiques à proximité du bord d'attaque, là où l'actionneur est placé.

8.2.2. *Actionneurs plasmas*

Les actionneurs plasmas utilisés pour le contrôle d'écoulement sont placés de façon à générer un vent électrique dans la direction longitudinale de l'écoulement. Dans le cas d'un actionneur à DBD, le contrôle est effectué à proximité du point de séparation, de préférence en amont (Figure 152, les essais sont résumés Tableau 5). Dans le cas d'un actionneur nanoseconde à DBD, l'actionneur est situé à proximité du bord d'attaque tandis que la séparation naturelle à lieu en $x_c/c = 0,48$ (les essais sont résumés Tableau 6).

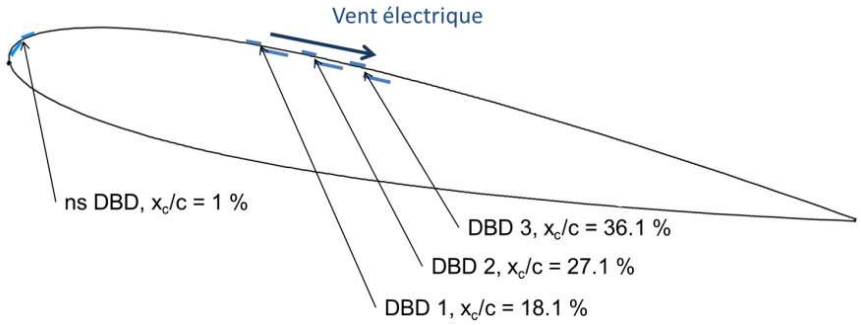

Figure 152 : Positionnement des différends actionneurs.

Actionneur DBD standard

Trois actionneurs à DBD standard (Figure 152) sont placés sur le capot avec l'arête avale de l'électrode active positionnée en $x_c/c = 0,18 - 0,27 - 0,36$ (Figure 153(a)). Chaque actionneur possède une électrode active de 5 mm de large et une électrode encapsulée de 20 mm de corde séparées par une distance inter-électrode de 5 mm. Le capot de 4 mm d'épaisseur est réalisé dans une résine époxy. Des mesures préliminaires de vent électrique ont montrées que les caractéristiques de l'écoulement générées avec ce diélectriques étaient similaires à celles observées avec du PMMA. L'actionneur à DBD utilisé est

alimenté de façon continue par un signal de tension sinusoïdal de fréquence F_{AC} = 1 kHz à une amplitude de tension V_{AC} = 20 kV. **La tension est limitée à une valeur relativement faible, de façon à ne pas endommager le capot en résine, ce qui aurait mis en péril les expériences. Il est à noter que des résultats encore plus probants auraient pu être obtenus en augmentant cette valeur jusqu'à 30 kV.**

Actionneur multi-DBD à potentiels alternés

Dans un second temps, les trois actionneurs indépendants permettent de constituer un actionneur multi-DBD à potentiels alternés. Deux actionneurs successifs sont séparés par une distance de 15 mm (Figure 152). Dans la configuration étudiée, la zone de contrôle est située à proximité de la séparation. En plus d'utiliser l'écoulement moyen induit par l'actionneur, les fluctuations de vitesse qu'il génère peuvent modifier les propriétés de l'écoulement.

Ces fluctuations de vitesse sont introduites en faisant fonctionner l'actionneur de deux manières différentes (Tableau 5):

- un fonctionnement stationnaire, l'actionneur étant alors alimenté par un signal sinusoïdal de fréquence 50 Hz < F_{AC} < 1 kHz et des amplitudes de tension 12 < V_{AC} < 20 kV. Dans ce cas, des fluctuations de vitesse sont directement induites par les fluctuations de force générées à une fréquence F_{AC} lors du fonctionnement de l'actionneur. Cette méthode présente un défaut majeur : la vitesse induite par l'actionneur diminue à des vitesses inférieures à 2,5 m/s lorsque la fréquence d'alimentation F_{AC} < 200 Hz [17].
- Un fonctionnement modulé de type 'burst', l'amplitude du signal d'alimentation étant alors modulé par une fonction porte de fréquence F_{burst} de rapport cyclique 0,5 afin d'introduire des fluctuations de vitesse du vent électrique à la fréquence de modulation F_{burst}. La possibilité d'introduire des fluctuations de vitesse de grande amplitude à de faibles fréquences est un avantage non négligeable de cette méthode. Par contre, **la vitesse générée par l'actionneur atteint des valeurs maximales au bout d'une dizaine de cycles d'alimentation**. Une valeur de la fréquence de modulation proche de la valeur de la fréquence d'alimentation **diminue l'amplitude de vitesse** des fluctuations générées.

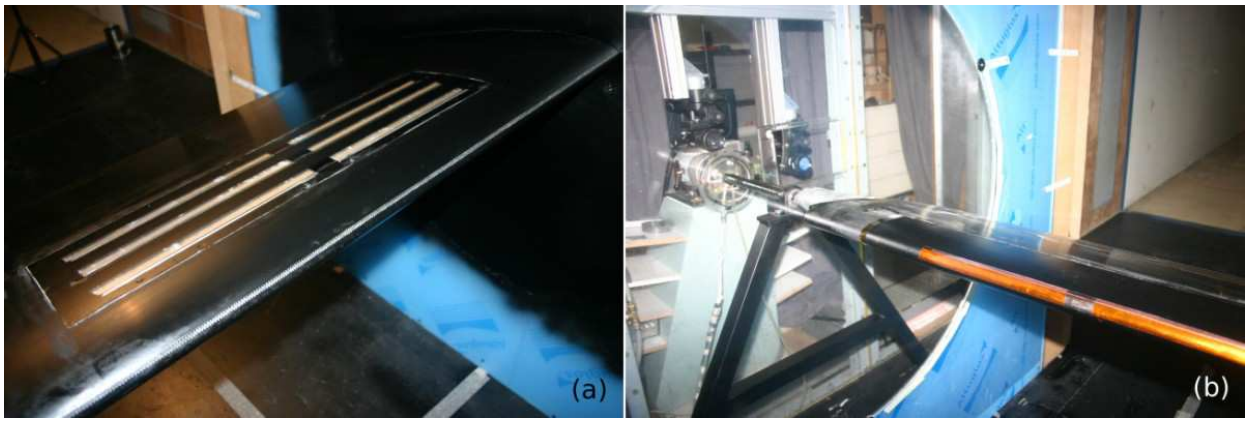

Figure 153 : (a) Actionneurs à DBD ac et (b) actionneur nanoseconde à DBD.

Tableau 5 : Configurations étudiées avec un actionneur plasma à DBD ac.

		U_0 = 40 m/s, Re = 1,3×10⁶			
MDBD	α	11.5°		12°	
	V (kV)	12-20	20	12-20	20
	F_{ac} (Hz)	1 k	50 -1 k	1 k	50 -1 k
	F_{burst} (Hz)	10 – 1 k	x	10 – 1 k	x
DBD Standard		F_{ac} = 1 kHz, U = 20 kV, α = 11.5°			

Actionneur à DBD nanoseconde

Un actionneur à DBD nanoseconde (Figure 153(b)) est utilisé pour manipuler l'écoulement naturel de la maquette. L'actionneur est constitué d'une électrode active de 10 mm de corde et d'une électrode de masse de 20mm de corde sans espace inter-électrode. Ces électrodes sont placées de part et d'autre d'un diélectrique de 150 µm d'épaisseur, obtenu avec trois couches d'un film Kapton de 50 µm d'épaisseur. L'arête amont de l'électrode active est positionnée à 1 % de corde et l'électrode de masse est placée en amont de l'électrode active (Figure 152). Des impulsions de tension de 9 kV d'amplitude caractérisées par un temps de montée de 50 ns et une durée de 250 ns permettent de générer une décharge nanoseconde qui dépose une énergie finale de 0,16 mJ/cm lors d'une impulsion de tension (Figure 154). Le contrôle est effectué de deux façons différentes (Tableau 6):

- Les impulsions de tension sont générées à une fréquence 40 Hz < f_{pulse} < 1,6 kHz (Figure 155 (a)).
- Des trains d'impulsions sont générés à une fréquence 16 Hz < f_{burst} < 408 Hz. Dans ce cas, durant la moitié de la période f_{burst} utilisée, l'alimentation génère une série d'impulsion à une fréquence f_{pulse} = 1,6 kHz (Figure 155 (b)).

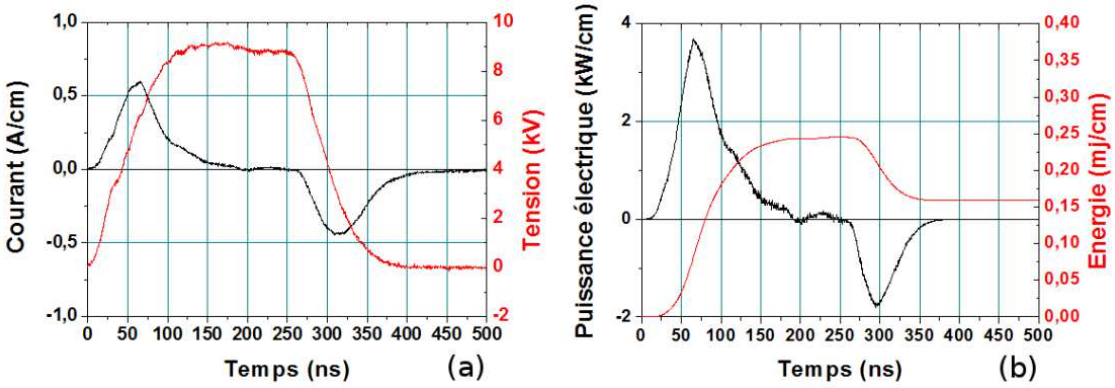

Figure 154 : Caractéristiques électriques observées lors de la génération d'une décharge impulsionnelle avec un pulse de tension de 9 kV généré avec un temps de montée de 50 ns et une largeur d'impulsion de 250 ns. Le pulse de tension est généré à une fréquence F_{pulse} = 1633 Hz.

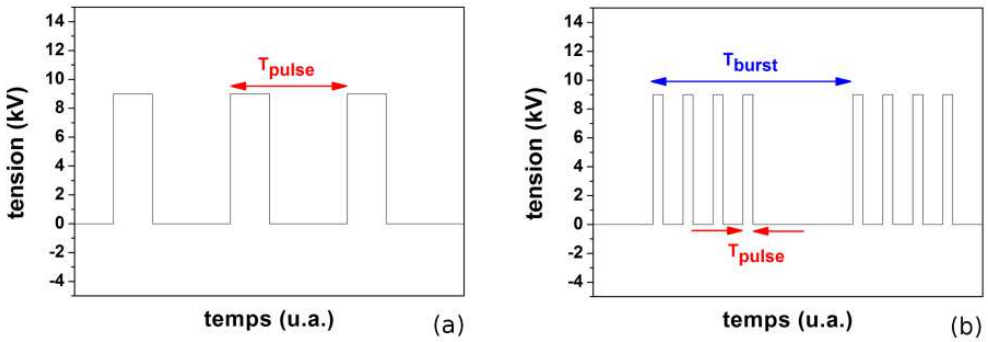

Figure 155 : Représentation des modes de fonctionnement (a) pulsés et (b) en train d'impulsion avec la description des périodes T_{pulse} et T_{burst} caractéristiques des fréquences F_{pulse} et T_{burst} (respectivement).

Tableau 6 : Configurations étudiées avec un actionneur plasma à DBD nanoseconde.

		U_0 = 40 m/s, Re = 1,3×10^6				
		Transition forcée		Transition naturelle		
DBD nanoseconde	α	11.5°		12°	13,5°	
	V (kV)	9				
	F_{pulse} (Hz)	67 - 2,7 k	2,1 k	1,6 k	40 – 1,6 k	1,6 k
	F_{burst} (Hz)	x	26 - 798	x	x	16 - 408

8.2.3. *Dispositif de mesure*

L'impact du contrôle est observé par l'intermédiaire de 6 capteurs de pression instationnaire reliés aux sondes de pression pariétale positionnées en aval de la zone de contrôle et d'un système PIV équipé de deux caméras qui permettent l'acquisition du champ de vitesses sur l'ensemble de l'extrados du profil.

Capteurs de pression instationnaire

Des capteurs de pression instationnaire (Kulite, XCQ-080-2PSID, 13000 Pa ± 1,4 Pa) sont reliés aux sondes de pression pariétale présentes sur l'extrados du profil. Pour des problèmes pratiques et pour éviter la proximité des actionneurs plasmas, **les capteurs sont déportés** aux extrémités de la maquette. Un capillaire de 80 cm relie les sondes de pression statique aux capteurs de pression. Le signal de mesure est filtré (SCS-804 Controller, fréquence de coupure de 50 kHz) avant d'être converti en signal numérique (DT 9840 Series 24 bit, ± 1µV, 100 kHz) puis post-traité par un programme Labview. Chaque capteur est étalonné entre - 0,13 et 0,13 hPa (Figure 156) et l'estimation de l'erreur faite lors de la régression linéaire est inférieure à 0,2 %. Les capteurs de pression ont une bande passante supérieure à 100 kHz mais la présence d'un capillaire entre la sonde de pression statique et le capteur agit sur les fluctuations de pression à la manière d'un filtre passe bas. Sans post-traitement, la fréquence de coupure peut être estimée par l'équation (22). Pour un capillaire de 80 cm de long et de 0,5 mm de diamètre, on peut estimer le retard

manométrique à 7 ms soit une fréquence de coupure de l'ordre de 70 Hz pour le calcul de spectres de puissance. Etant donné la valeur de la fréquence de coupure, le caractère instationnaire des capteurs n'a été utilisé que pour mesurer les temps de recollement induit par l'activation du contrôle.

$$\varepsilon = \frac{16\mu}{p}\frac{l^2}{D^2} \tag{22}$$

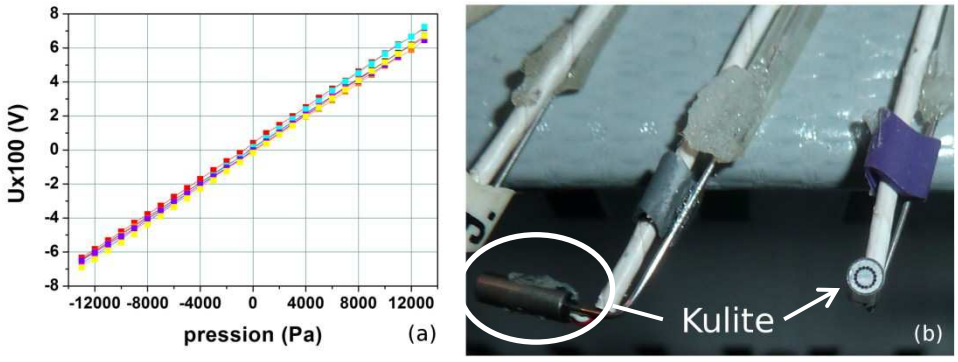

Figure 156 : (a) Courbe d'étalonnage des capteurs de pression instationnaire et (b) capteurs de pression instationnaire.

Système PIV

Un système PIV (Figure 157) est utilisé pour observer l'écoulement au-dessus de l'extrados pour -0,14 < x/c < 1,24 soit de 50 mm en amont du bord d'attaque à 100 mm en aval du bord de fuite à l'aide de deux plans de caméra (Figure 158). Un laser Nd-YAG (Quantel Big Sky Laser, 2x191 mJ) placé au-dessus de la veine d'essai permet d'éclairer le plan de symétrie {O ; $\vec{x}$; $\vec{y}$} de la maquette situé à mi-envergure. Un trigger (IDT, MotionPro) piloté par un système Dantec permet de recueillir des couples d'images à une fréquence de 7 Hz issues de deux caméras CCD (Pulnix, PM-4200CL, 2048x2048 pixels², taille du pixel 172 µm) munie d'un objectif de focale 50 mm (Nikon Nikkor 50 mm, f/ 1 : 1,2). Un filtre passe-bande (532 nm, ± 10 nm) placé sur chaque caméra permet de filtrer le rayonnement produit par la décharge. Après avoir supprimé le minimum sur l'ensemble de l'acquisition, chaque couple d'image est post-traité via une corrélation adaptative multi-passes (64x64 => 32x32 => 16x16 pixels²) avec un recouvrement de 50 %, permettant d'obtenir un vecteur tous les 1,4 mm. Les champs de vitesses des deux caméras sont ensuite regroupés pour obtenir le champ de vitesses instantanées sur l'ensemble de l'extrados. 300 champs de vitesses instantanées sont utilisés pour obtenir un champ de vitesses moyennes. Le nombre de champs a été limité à cette valeur car un très grand nombre d'essais différents étaient planifiés. Les écarts types calculés dans le champ de vitesses pour un écoulement autour de la maquette d'aile à une incidence de 11,5° et avec une transition de la couche limite forcée présentent des valeurs inférieures à 45 % de la vitesse à l'infini (Figure 159 (a)). En utilisant un seuil de confiance de 95 %, on peut estimer l'erreur sur les champs de vitesses moyennes à 5 % de U_0 [96]. Dans le cas d'un écoulement naturel autour de la maquette à une incidence de 13,5°, les écarts types présentent des valeurs inférieures à 35 % (Figure 159 (b)), ce qui correspond à une erreur de 4 % sur les valeurs moyennes calculées avec un seuil d'incertitudes de 5 %. Enfin, les caractéristiques de la couche limite ne sont pas présentées car la résolution spatiale des vitesses à la paroi (premier vecteur à 1,4 mm de l'extrados) et la présence d'un gradient de vitesse longitudinal au-dessus de l'extrados rendent l'évaluation de ces caractéristiques difficile. Les différents post-traitements appliqués aux champs de vitesses sont présentés en annexe B.

Deux repères orthonormés sont utilisés pour décrire les caractéristiques de l'écoulement (Figure 122) :

- un repère {O ; x /c ; y/c} normalisé dont l'origine est située au bord d'attaque, l'axe x/c est dans la direction longitudinale de l'écoulement et l'axe y /c dans la direction transversale.
- un repère local {O ; x_c/c ; y_c/c} normalisé, système de coordonnées curvilignes qui suit le périmètre de la section droite de la maquette. L'axe x_c/c est alors tangent à l'élément de surface de l'extrados qui lui correspond et l'axe y_c normal à cet élément. Les valeurs de x_c/c correspondent à la corde du profil, de sorte que $x_c/c = 0$ au bord d'attaque et $x_c/c = 1$ au bord de fuite.

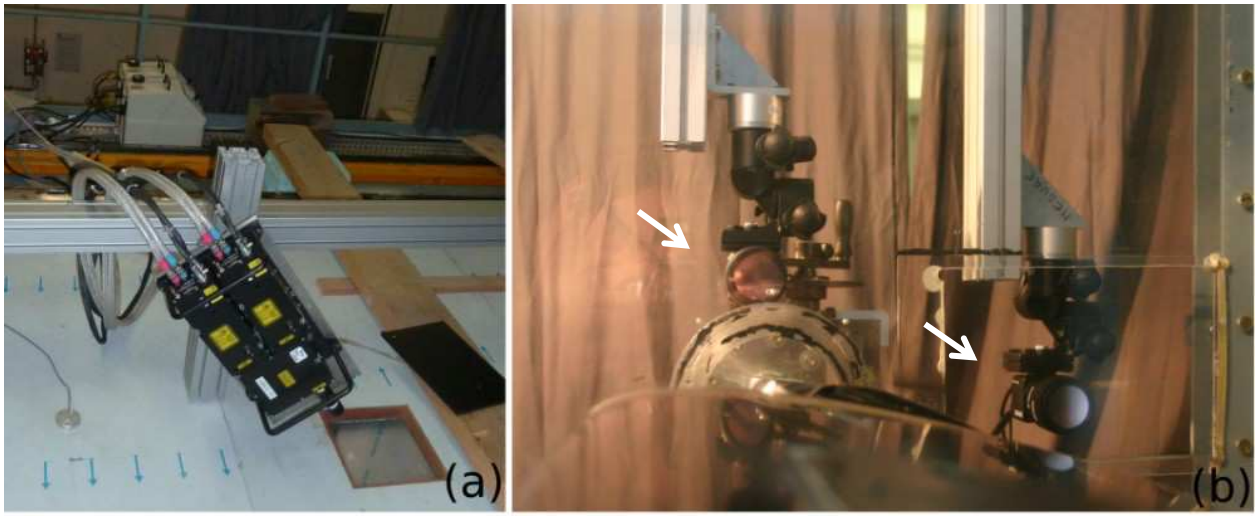

Figure 157 : (a) Laser Nd-YAG et (b) caméras Pulnix utilisées pour les mesures PIV.

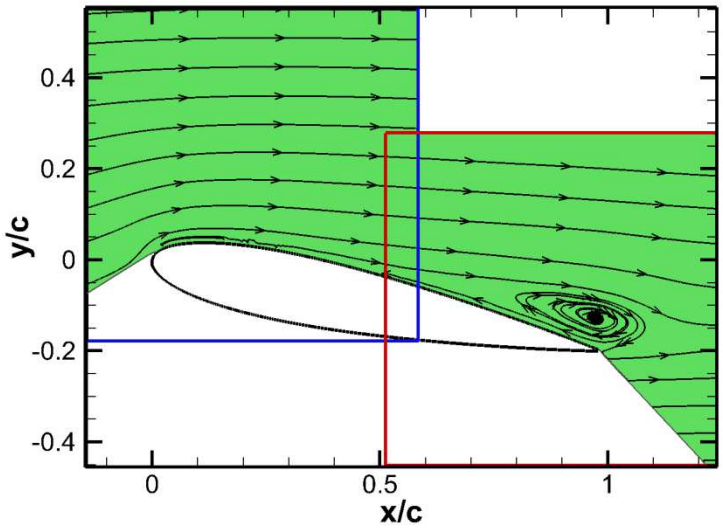

Figure 158 : Dimensions du Champ de vitesses observé par le système PIV. Le plan laser observé par les caméras est colorié en vert.

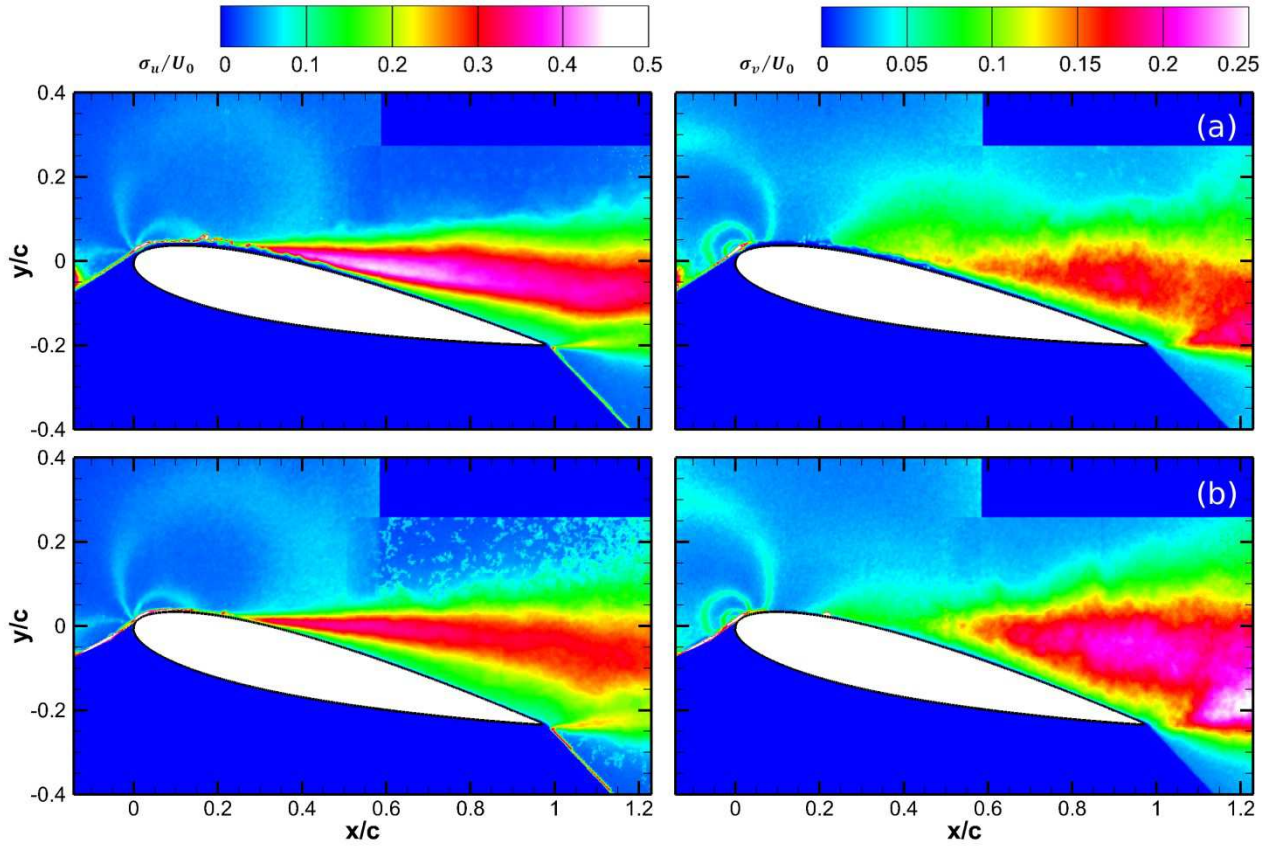

Figure 159 : Ecarts types des vitesses longitudinales (figures de gauche) et transversales (figures de droite) pour les écoulements non contrôlés à (a) U_0 = 40 m/s et α = 11,5°, transition forcée et (b) U_0 = 40 m/s et α = 13,5°, écoulement naturel.

8.3 Contrôle d'une séparation par actionneur à DBD ac

8.3.1. *Caractéristiques de l'écoulement non manipulé*

La vitesse de l'écoulement à l'infini est fixée à 40 m/s, ce qui correspond à un nombre de Reynolds de $1{,}3\times10^6$. **Avec une incidence de 11,5°, l'écoulement moyen qui se développe sur l'extrados du profil NACA 0015 (Figure 160) présente un décollement en x/c = 0,49.** L'écoulement convecté au-dessus de l'extrados est accéléré en proche paroi jusqu'en x/c = 0,054 où il atteint une vitesse maximale de 1,5 U_0. En aval de cette position, la vitesse longitudinale de l'écoulement libre chute progressivement sous l'effet d'un gradient de pression. Dans la zone d'écoulement libre, au-dessus du bord de fuite {x/c =0,98 ; y/c = 0,1}, la vitesse longitudinale atteint 0,9 U_0. La position du point de séparation située en x_c/c = 0,50 est évaluée par l'intermédiaire de profils de vitesses tracés dans le repère local {O ; x_c/c ; y_c/c} (Figure 161(a)). Un écoulement de retour se développe en aval de cette position (Figure 160). A proximité de la paroi,

l'écoulement de retour qui progresse du bord de fuite jusqu'en x/c = 0,49. Il atteint une vitesse longitudinale négative de -0,17 U_0 en {x/c =0,84 ; y/c = -0,13}, à une épaisseur de 0,1 c (5 mm) de l'extrados. Au bord de fuite {x/c =0,98 ; y/c = -0,2}, l'écoulement de retour présente une épaisseur de y_c/c = 0,07 avec une vitesse minimale de -0,13 U_0 en y_c/c = 0,019 (Figure 161 (b)).

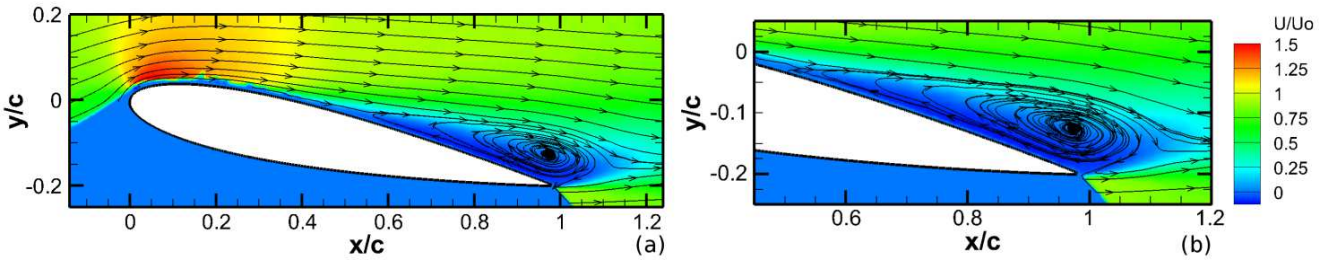

Figure 160 : (a) Lignes de courant et champ moyen de vitesses longitudinales observé pour un angle α = 11,5° avec une vitesse d'écoulement à l'infini de 40 m/s. (b) lignes de courant et champ de vitesses moyennes dans la zone de recirculation.

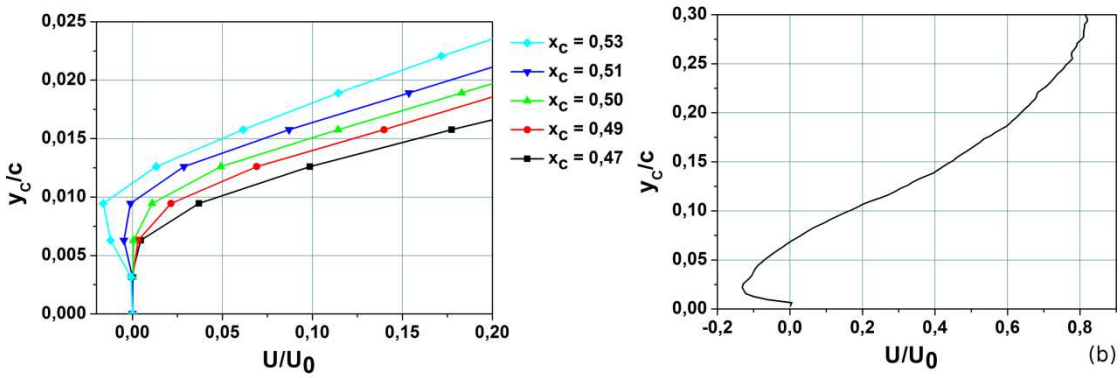

Figure 161 : (a) Profils de la composante de vitesse parallèle à l'extrados entre x_c/c = 0,47 et x_c/c = 0,53, de part et d'autre du point de séparation et (b) profil de la composante de vitesse parallèle à l'extrados au bord de fuite, en x_c/c = 0,99.

Une cartographie spatio-temporelle tracée en x/c = 0,97 est présentée Figure 162. Bien que non résolue en temps, l'évolution de la vitesse longitudinale (Figure 162 (a)) durant l'acquisition permet de déduire des informations sur les régimes transitoires de l'écoulement observé. Les fluctuations transversales de l'épaisseur de la zone de vitesse négative durant l'acquisition présentent des fluctuations atteignant 0,2 c. Ces fluctuations révèlent un aspect fortement instationnaire du décollement induit par une fluctuation de la position de la séparation dans cette configuration d'écoulement. La cartographie spatio-temporelle de la vitesse transversale ((Figure 162 (b)) présente quant à elle une alternance de signe avec des fluctuations pouvant atteindre jusqu'à 0,6 U_0. Ces alternances de signe de la vitesse transversales sont rarement présentes en proche paroi (-0,14 < y/c < -0,2) dans la zone qui caractérise l'écoulement de retour. Il s'agit de la trace des structures convectées au-dessus du bord de fuite.

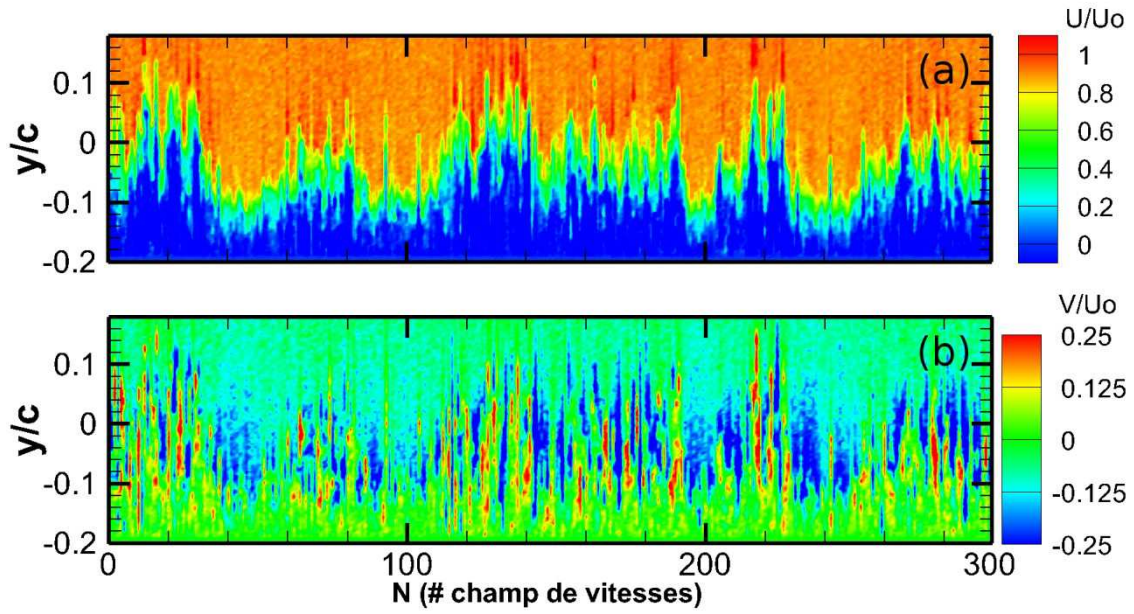

Figure 162 : Cartographie spatiaux-temporelle de la vitesse (a) longitudinale et (b) transversale obtenue avec 300 champs de vitesses instantanées, observé en x/c = 0,97 (x_c/c = 0,99). L'extrados est situé en y/c = -0,2.

De la même manière, l'observation de l'évolution du Kp (équation (23)) durant 30 s d'acquisition pour 0,55 < x_c/c < 0,90 révèle de larges fluctuations (Figure 163). En absence de décollement de couche limite, l'évolution du Kp le long de l'extrados est caractérisée par une valeur négative qui tend vers une valeur nulle lorsque la position où il est observé se rapproche du bord de fuite. On peut par exemple observer en t = 10 s (t* = 1633) une augmentation du Kp jusqu'en x_c/c = 0,80, ce qui signifie que l'écoulement ne présente pas de séparation jusqu'à cette position. De x_c/c =0,80 à 0,84, le Kp présente un plateau qui est lié à la présence de la séparation entre ces deux abscisses. En t = 15 s, un plateau est présent dès x_c/c = 0,55, ce qui caractérise une séparation placée en amont de cette position. Il est donc clair que la séparation fluctue sur une grande partie de l'extrados.

$$K_p = \frac{p_s - p_0}{\frac{1}{2}\rho U_0^2} \qquad (23)$$

Avec p_s la pression statique mesurée avec une sonde de pression, p_0 et U_0 la pression et la vitesse à l'infini.

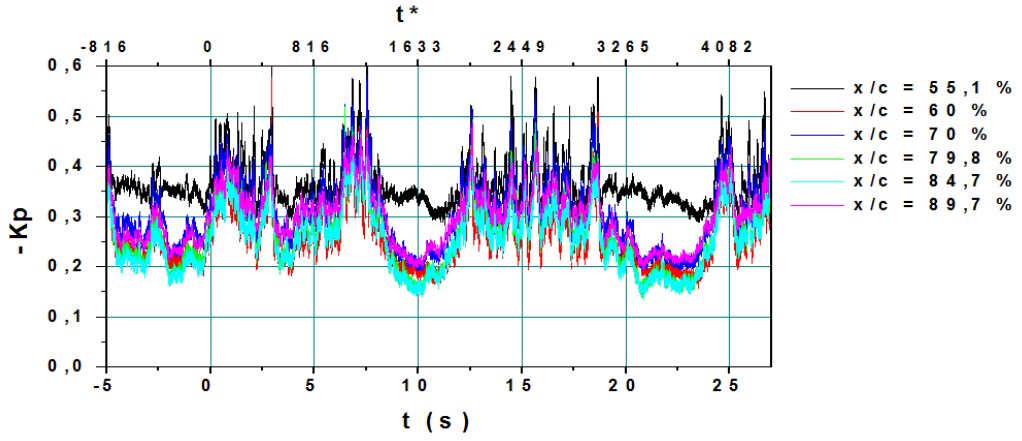

Figure 163 : Evolution du Kp durant 30 secondes d'acquisition entre 0,55 < x_c/c < 0,90.

Partant de ces observations, la position du point de séparation est estimée pour l'ensemble des champs de vitesses instantanés (Figure 164 (a)) à partir d'un critère basé sur la valeur du gradient transversale de la vitesse en proche paroi et sur la valeur de la vitesse tangente à la paroi (voir annexe D). Sur l'ensemble des 300 champs, la position de la séparation moyenne est estimée à x_c/c = 0,50 avec une erreur de ± 0,01 calculée avec un intervalle de confiance de 95 %, ce qui est en très bon accord avec l'estimation faite via les profils normaux à l'extrados de la vitesse moyenne (x_c/c = 0,5). **La position du point de séparation à la surface de l'extrados présente un écart type de 0,13 c avec des fluctuations bornées par x_c/c = 0,25 et x_c/c = 0,91 (Figure 164 (a) et (b)). Celui-ci présente bien de larges fluctuations le long de l'extrados** comme en témoignent les champs de vitesses longitudinales instantanées (Figure 165).

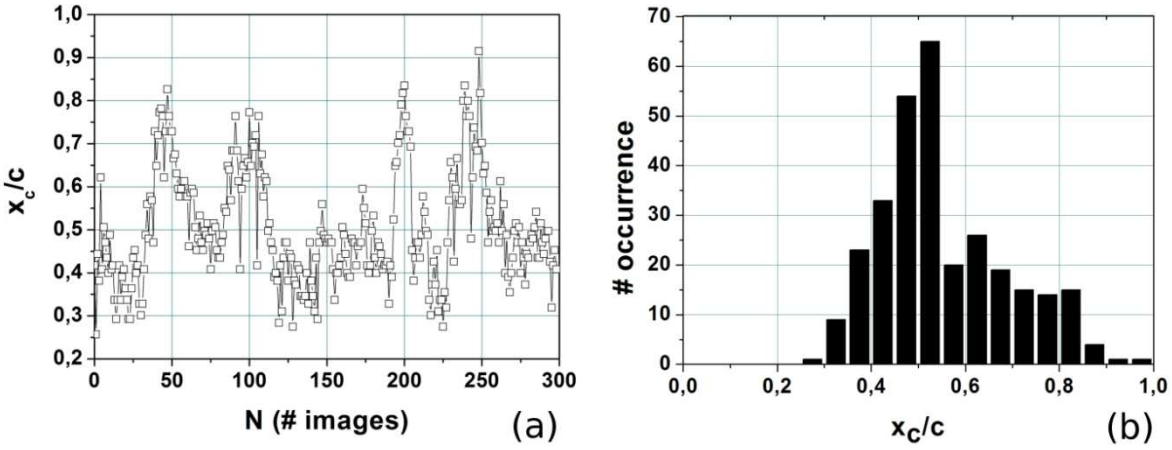

Figure 164 : (a) Evolution de la position du point de séparation détecté pour l'ensemble de la séquence PIV pour un angle α = 11,5° avec une vitesse d'écoulement à l'infini de 40 m/s et (b) histogramme de la position de la séparation le long de l'extrados.

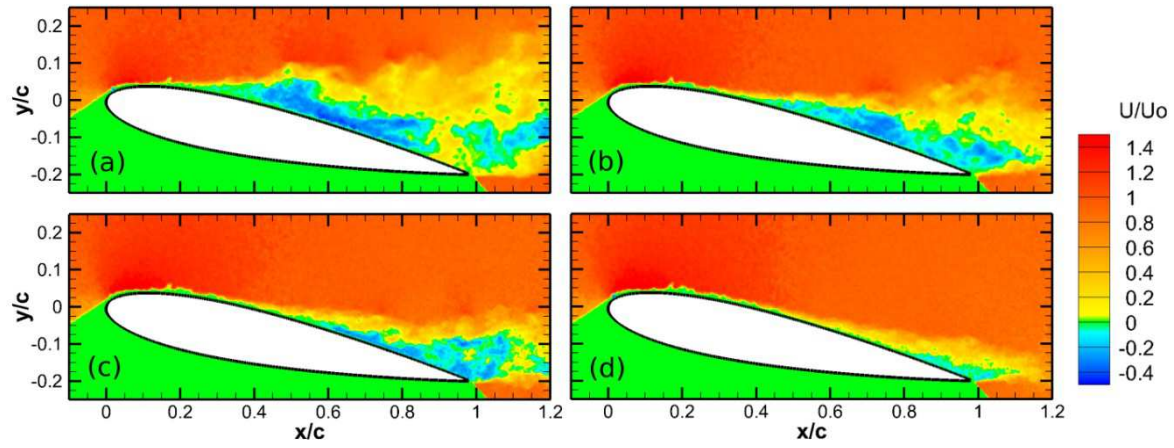

Figure 165 : Champs de vitesses longitudinales instantanés présentant un point de séparation en (a) x_c/c = 0,26 (N = 1), (b) x_c/c = 0,41 (N = 94), (c) x_c/c = 0,51 (N = 77), (d) x_c/c = 0,83 (N = 200).

Les tourbillons détectés dans l'ensemble des champs de vitesses instationnaires à l'aide du critère Γ_1 sont présentés

Figure 166. Sur l'ensemble de l'acquisition (300 champs de vitesses), 1269 tourbillons de rotation horaire et 414 tourbillons de rotation anti-horaire sont détectés. La majorité des tourbillons de rotation horaire présents au-dessus de l'extrados sont détectés en x/c > 0,33. L'existence des tourbillons au-dessus de la position moyenne du point de séparation est liée à la fluctuation de la séparation jusqu'à des x_c/c = 0,25. En

aval de cette position, leur présence s'étend au-dessus de l'extrados à mesure que la couche limite s'épaissit. Ces tourbillons sont convectés dans le sillage et restent présents dans la zone de sillage où la vitesse transversale est négative, zone qui correspond au fluide transporté au-dessus de l'extrados puis convectée dans le sillage de l'écoulement. Même si la majorité des tourbillons de sens de rotation antihoraire est située en aval du bord de fuite, cette configuration d'écoulement présente des tourbillons de rotation antihoraire au-dessus de l'extrados dès x/c > 0,5, aussi bien dans des zones de faible vitesse que dans des zones où la vitesse moyenne longitudinale est proche de celle de l'écoulement libre. En aval du bord de fuite, ces tourbillons sont présents dans la zone de sillage caractérisée par une vitesse transversale négative et dans la zone d'interaction entre la couche limite d'intrados convectée et la zone de recirculation de l'extrados. Le décollement est donc à l'origine d'une production intense de tourbillons transportés dans le sillage de l'écoulement.

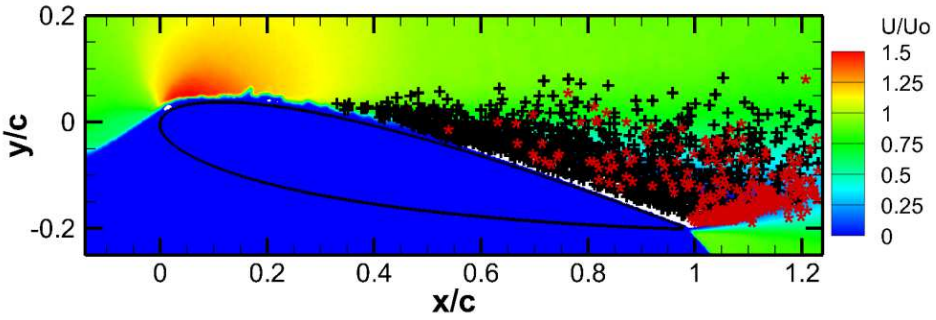

Figure 166 : Vitesse longitudinale moyenne et tourbillons de rotation horaire (noir) et antihoraire (rouge) détectés par critère Γ_1 (calculé sur une fenêtre de 6x6 nœuds et un seuil de 0,8) sur les champs instationnaires utilisés pour calculer le champ de vitesses moyennes.

La Figure 167 présente l'énergie cinétique turbulente de l'écoulement non contrôlé, calculée à partir des 300 champs de vitesses instantanés. Les valeurs maximales de l'énergie cinétique turbulente ($\frac{k}{U_0^2}$ > 0,08) sont localisées dans une nappe qui débute dans la couche limite, en x/c = 0,37 et suit la couche cisaillée présente au-dessus de l'écoulement de retour jusqu'en x/c = 1. Les valeurs maximales sont localisées au-dessus du point de séparation et atteignent des valeurs $\frac{k}{U_0^2}$ = 0,10 tandis que la zone caractérisant l'écoulement de retour présente de faibles amplitudes ($\frac{k}{U_0^2}$ < 0,04). Lorsque la position de la séparation se déplace le long de l'extrados, l'épaisseur de la couche limite à proximité de son décollement évolue fortement. Ceci engendre une fluctuation de la vitesse longitudinale qui se traduit par une augmentation locale de l'énergie cinétique turbulente. Cette augmentation de l'énergie cinétique turbulente permet la génération de structures capables d'être convectées dans le sillage.

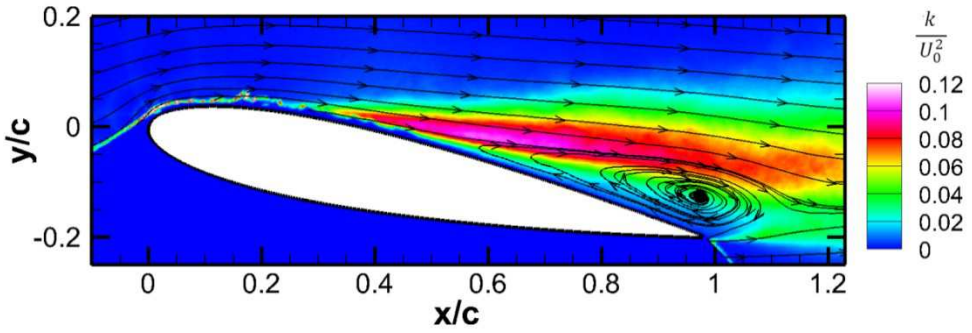

Figure 167 : Energie cinétique turbulente et lignes de courant de l'écoulement sans contrôle (U_0 = 40 m/s, α = 11,5°).

8.3.2. *Influence de la position de l'actionneur à DBD standard.*

Chaque actionneur DBD qui constitue la multi-DBD à potentiels alternés est tout d'abord utilisé séparément (V_{AC} = 20 kV, F_{AC} = 1 kHz) pour observer l'influence de sa position sur l'efficacité du contrôle de la séparation. Les actionneurs, placés de x_c/c = 27 à 36 % sont situés en amont du point de séparation moyenne identifié en x_c/c = 50 %. Les études antérieures [63] montrent que retarder le décollement d'une couche limite avec un actionneur à DBD est beaucoup plus efficace lorsque celui-ci est placé au point de séparation moyenne ou en amont de celui-ci, ce qui est notre cas. L'impact des différents actionneurs est présenté Figure 168 avec l'évolution des profils de vitesse longitudinale dans l'épaisseur de la couche limite. Lorsque l'actionneur à DBD standard est situé en x_c/c = 27,1 ou 36 % (SDBD 2 ou 3), le décollement moyen de la couche limite présente un point de séparation en x_c/c = 56 %. L'écoulement de retour qui se développe en aval est caractérisé au bord de fuite par une épaisseur y_c/c = 0,057 et une vitesse minimale de -0,1 U_0 en y_c/c = 0,019. En plaçant l'actionneur plus en amont (x_c/c = 18,1 %, SDBD 1), le contrôle est plus efficace pour retarder le décollement, dont la position du point de séparation est alors situé en x_c/c = 64 %. L'écoulement de retour est alors caractérisé au bord de fuite par une épaisseur de y_c/c = 0,47 et une vitesse minimale de -0,09 U_0 en y_c/c = 0,019.

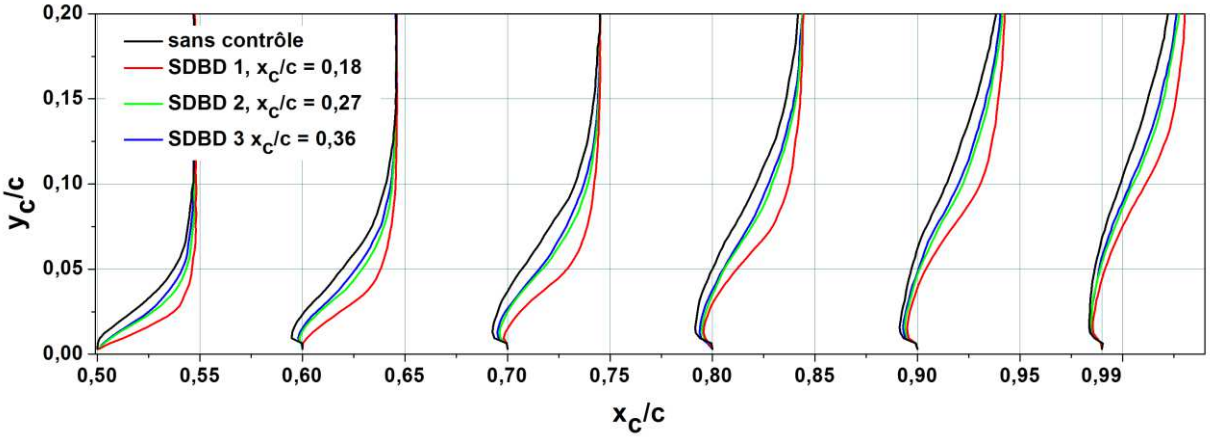

Figure 168 : Evolution de la composante de vitesse longitudinale au-dessus de l'extrados (U_0 = 40 m/s, Re = 1,3×10^6, α = 11,5 °) en absence de contrôle, avec un actionneur à DBD standard dont l'arête aval de l'électrode active est située en x_c/c = 18,1 (SDBD 1) ; 27,1 (SDBD 2) ; 36,1 % (SDBD 3). (V_{AC} = 20 kV, F_{AC} = 1 kHz)

La Figure 169 présente les histogrammes de la position du point de séparation obtenu suivant la position de l'actionneur à DBD utilisé. Dans le cas non contrôlé, la séparation fluctue entre $x_c/c = 0,25$ et $x_c/c = 0,91$ et le point de séparation instantané se situe majoritairement autour de $x_c/c = 0,50$. Bien que les trois actionneurs soient situés en amont du point de séparation moyenne, seul l'actionneur SDBD 1 est positionné en amont de la zone où le point de séparation fluctue. Pour les actionneurs SDBD 2 et 3, le point de séparation instantané reste majoritairement présent entre $x_c/c = 0,50$ et $x_c/c = 0,55$ tandis que pour l'actionneur SDBD 1, le point de séparation instantané est majoritairement présent en $0,70 < x_c/c < 0,82$. Ces histogrammes montrent que **pour que l'action soit la plus efficace possible, l'actionneur doit effectuer un contrôle en amont de la zone de fluctuation de la séparation.**

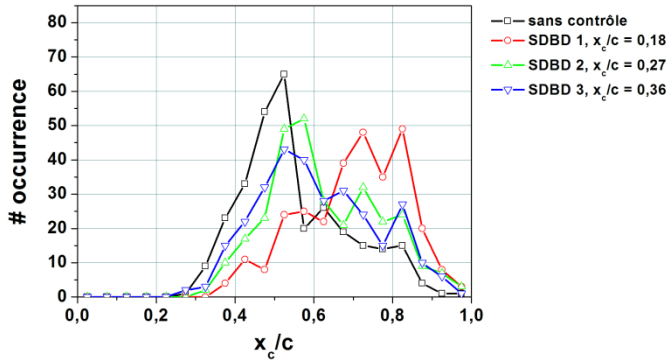

Figure 169 : Histogramme de la position du point de séparation en fonction de la position de l'actionneur à DBD.

L'impact du contrôle sur le sillage montre que la vitesse minimale en x/c = 1,15 est augmentée de 40 à 66 % suivant l'actionneur utilisé (Figure 170). En absence de contrôle, une vitesse minimale de 0,13 U_0 en {x/c = 1,15 ; y/c = -0,15} est observée. Avec un actionneur à DBD standard placé en $x_c/c = 0,18$, la vitesse minimale est augmentée et atteint 0,2 U_0. Lorsque la position de l'actionneur est rapprochée de la position du point de séparation, le gain de vitesse est plus faible (il atteint 0,17 U_0 lorsque l'actionneur est placé en $x_c/c = 0,36$). L'épaisseur varie par contre suivant la position de l'actionneur, ce qui est lié à son aptitude à retarder le décollement.

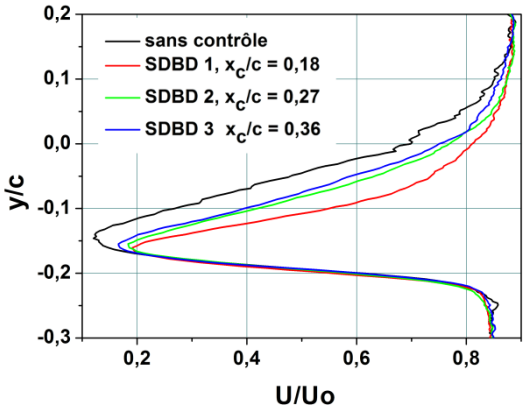

Figure 170 : Profil de la vitesse longitudinale dans le sillage en x/c = 1,15 pour une configuration sans contrôle et contrôlée par un actionneur à DBD standard (V_{AC} = 20 kV, F_{AC} = 1 kHz) dont l'arête aval de l'électrode active est placée entre $x_c/c = 0,18$ et $x_c/c = 0,36$.

L'impact du contrôle sur les caractéristiques instationnaires est présenté dans le cas d'un contrôle effectué avec l'actionneur SDBD 1 ($x_c/c = 0,18$) qui correspond au contrôle ayant le plus d'effet sur

l'écoulement. Les tourbillons de rotation horaire observés lors de la phase de contrôle sont présent dès x/c = 0,34 (Figure 171). Une partie de ces tourbillons est située dans une zone proche de l'écoulement libre. Elle reste limitée à des y/c < 0,1 contrairement à l'écoulement non manipulé où la position des tourbillons atteignait des valeurs de y/c = 0,2. De plus, une zone fortement tourbillonnaire caractérise la zone de recirculation. Les tourbillons de rotation antihoraire sont toujours présents dans la zone d'interaction entre la couche limite d'intrados convectée et la zone de recirculation. Il est toujours possible d'observer des tourbillons de sens de rotation antihoraire au-dessus de l'extrados. Par rapport au cas non contrôlé, la quantité de tourbillons de rotation horaire convectés dans le sillage est diminuée de 36 % (817 structures tourbillonnaires) et le nombre de tourbillons de rotation antihoraire diminue quant à lui de 28 % (299 structures tourbillonnaires).

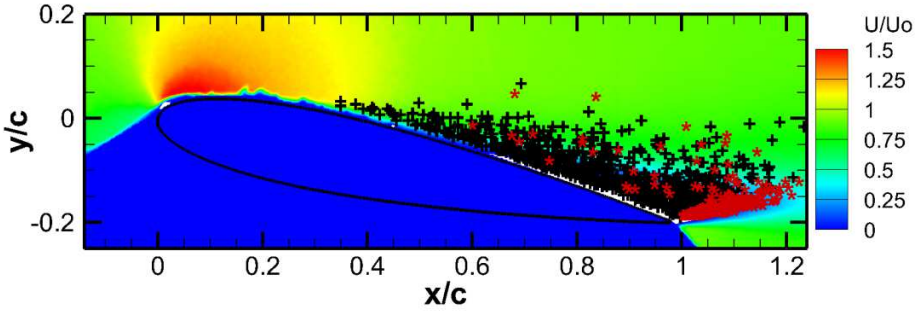

Figure 171 : Vitesse longitudinale moyenne et tourbillons de rotation horaire (noir) et antihoraire (rouge) détectés par critère Γ_1 (calculé sur une fenêtre de 6x6 nœuds et un seuil de 0,8) sur les champs instationnaires utilisés pour calculer le champ de vitesses moyennes.

D'une façon générale, l'actionneur **SDBD 1 va faire chuter l'amplitude de l'énergie cinétique turbulente de 25 %** (Figure 172). L'énergie cinétique turbulente présente toujours une nappe avec des amplitudes $\frac{k}{U_0^2}$ = 0,06 qui débute un peu plus en aval que la configuration non contrôlée, dans la couche limite en x/c = 0,45 et s'étend dans la couche cisaillée au-dessus de l'écoulement de retour jusqu'en x/c = 1.

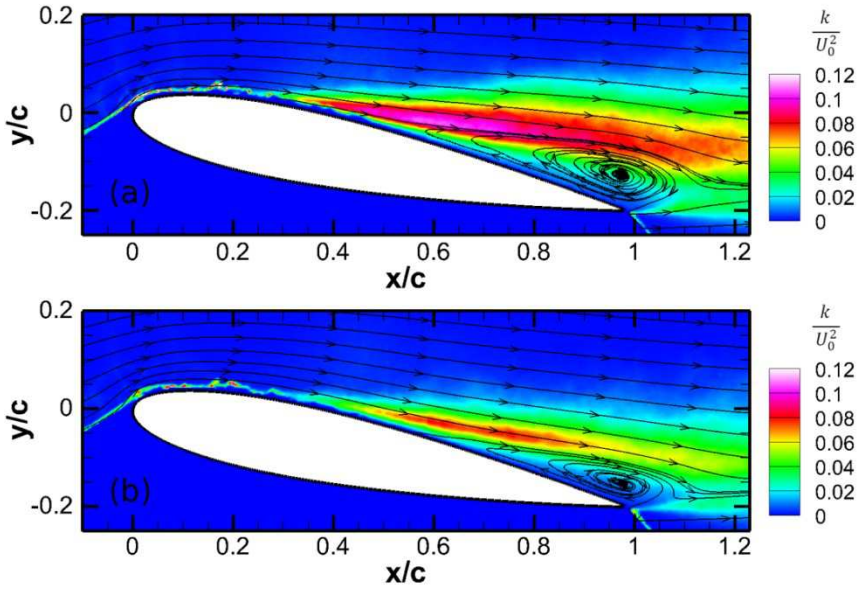

Figure 172 : Energie cinétique turbulente et lignes de courant de l'écoulement (a) sans contrôle (U_0 = 40 m/s, α = 11,5°) et (b) contrôlé par un actionneur à DBD standard (V_{AC} = 20 kV, F_{AC} = 1 kHz) dont l'arête avale de l'électrode active est positionnée en x_C = 18,1 %.

Le contrôle d'écoulement effectué par l'actionneur permet de retarder le décollement moyen de la couche limite, ce qui se traduit par une augmentation des vitesses longitudinales moyennes dans le sillage, par une diminution de son épaisseur et par une diminution de l'épaisseur de la couche limite en aval de la séparation. La diminution de 25 % de l'amplitude de l'énergie cinétique turbulente observée dans le cas du contrôle effectué par l'actionneur placé en x_c/c = 0,18, par rapport au cas où l'écoulement n'est pas manipulé, suggère que le contrôle permet de limiter les fluctuations de la position du point de séparation vers l'amont de sa position moyenne. Ceci explique les modifications d'énergie cinétique turbulente observées et l'inexistence de structures de rotation horaires pour des y/c > 0,1 lorsque l'actionneur situé en x_c/c = 0,18 fonctionne. Lorsque l'actionneur est en amont du point de séparation moyen mais reste dans la zone de fluctuation du point de séparation, l'efficacité de celui-ci est diminuée : **l'actionneur devient inefficace lorsqu'un décollement transitoire de la couche limite débute en amont de sa position.**

8.3.3. *Contrôle par multi-DBD (MDBD) : influence de l'amplitude de tension.*

Le paragraphe précédent montre que l'actionneur à DBD standard (SDBD) peut manipuler un décollement à mi-corde sur un profil NACA 0015, à un nombre de Reynolds de $1{,}3\times10^6$. La position du point de séparation fluctue le long de l'extrados, ce qui est à l'origine d'une perte d'efficacité de l'actionneur à DBD standard durant les phases de contrôle. Une façon de remédier à ce défaut lié au rapport entre la taille de la zone où la séparation fluctue et la taille de l'actionneur est d'utiliser une multi-DBD à potentiels alternés, qui augmente la surface d'action de l'actionneur. Les trois actionneurs utilisés précédemment sont câblés pour former une multi-DBD à potentiels alternés. Dans ce paragraphe, l'influence de l'amplitude de tension appliquée à l'actionneur est observée. Les actionneurs dont l'arête aval de l'électrode active est placée entre x_c/c = 0,18 à 0,36 sont alimentés par un signal sinusoïdal de fréquence F_{AC} = 1 kHz et d'amplitude de tension V_{AC} = 12 à 20 kV.

L'impact du contrôle sur la couche limite d'extrados est présenté Figure 173 pour 0,5 > x/c > 1. Pour la configuration non contrôlée, l'écoulement de retour au bord de fuite possède une épaisseur y_c/c = 0,07 et présente une vitesse minimale de -0,13 U_0 à une épaisseur y_c/c = 0,019. Avec un actionneur multi-DBD à potentiels alternés, pour V_{AC} = 12 et 14 kV, la norme et la position de la vitesse longitudinale est inchangée mais l'épaisseur de cet écoulement de retour est augmentée de 10 % (y_c/c = 0,77). C'est pour des **$V_{AC} \geq 16$ kV** que **l'épaisseur du profil est brusquement diminuée**, en particulier l'écoulement de retour au bord de fuite présente alors une épaisseur de y_c/c = 0,4 (diminution de 42 %) et une vitesse minimale en y_c/c = 0,016 de -0,09 U_0 (augmentation de 30 %). En augmentant l'amplitude de tension, les caractéristiques de l'écoulement de retour en x_c/c = 0,99 semblent tendre de façon asymptotique vers une épaisseur de y_c/c = 0,034 et une vitesse minimale de -0,7 U_0 en y/c = 0,016. Une évolution similaire de la vitesse dans le sillage en x/c = 1,15 est observée Figure 174. La vitesse minimale qui vaut 0,13 U_0 pour une configuration sans contrôle diminue tout d'abord lorsque V_{AC} = 12 kV à une valeur de 0,1 U_0. Pour V_{AC} = 14 kV, le profil est quasiment identique au cas non contrôlé avec une vitesse minimale de 0,14 U_0. Lorsque V_{AC} = 16 kV, l'épaisseur du sillage chute brusquement et la valeur de vitesse minimale augmente de 76 % (0,23 U_0). En augmentant l'amplitude de tension, l'épaisseur du sillage diminue encore et la vitesse minimale atteint une valeur de 0,25 U_0 pour V_{AC} = 20 kV.

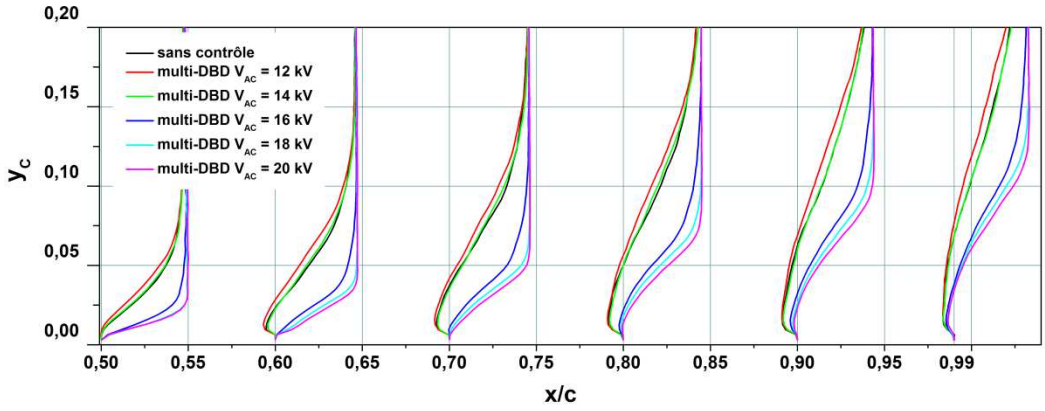

Figure 173 : Evolution de la composante de vitesse longitudinale au-dessus de l'extrados (U_0 = 40 m/s, Re = 1,3×10^6, α = 11,5 °) en absence de contrôle, et avec un actionneur à multi-DBD à potentiel alterné alimenté par un signal de tension sinusoïdal à une fréquence F_{AC} = 1 kHz et à une amplitude de tension V_{AC} = 12 – 14 – 16 – 18 ou 20 kV.

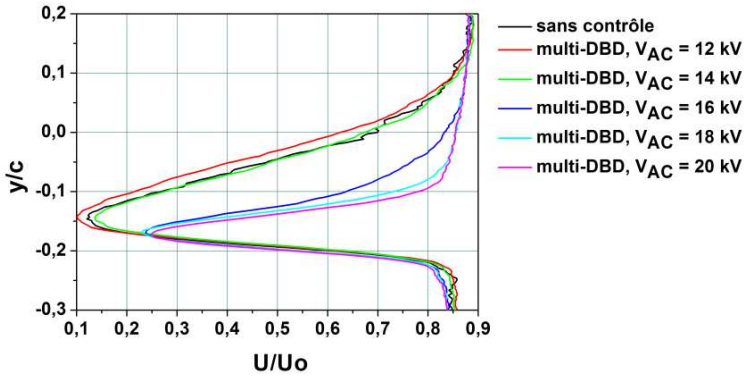

Figure 174 : Profil de la vitesse longitudinale dans le sillage en x/c = 1,15 pour une configuration sans contrôle et contrôlée par un actionneur multi-DBD à potentiels alternés à une fréquence F_{AC} = 1 kHz et différentes amplitudes de tensions V_{AC}.

La Figure 175 (a) présente la position du point de séparation moyenne en fonction de l'amplitude de tension appliquée. Elle montre que le décollement moyen est retardé à mesure que l'amplitude de tension croît. L'histogramme de la position du point de séparation le long de l'extrados en fonction de l'amplitude de tension appliquée à l'actionneur multi-DBD est présenté Figure 175 (b). Lorsque l'actionneur ne fonctionne pas ou lorsque l'amplitude de tension V_{AC} < 16 kV, le point de séparation fluctue préférentiellement autour de x_c/c = 0,5. Pour V_{AC} ≥ 16 kV, la distribution semble montrer que la position « préférentielle » du point de séparation évolue brusquement pour fluctuer autour d'une valeur x_c/c = 0,75.

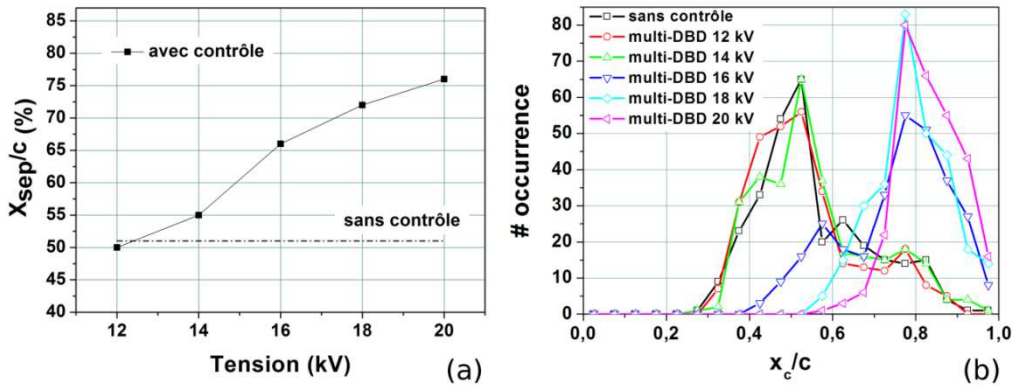

Figure 175 : (a) Evolution de la position du point de séparation en fonction de l'amplitude de tension appliquée à l'actionneur à multi-DBD à potentiels alternés. (b) Histogramme de la position du point de séparation en fonction de l'amplitude de tension appliquée à l'actionneur multi-DBD.

Des cartographies spatio-temporelles présentent l'évolution de l'écoulement en x/c = 0,97 pour différentes tensions d'alimentations et dans le cas où l'écoulement n'est pas contrôlé (Figure 176). En absence de contrôle, il est possible de voir que l'épaisseur de la zone de vitesse longitudinale négative (Figure 176 (a)) est soumise à de larges fluctuations de l'ordre de 0,2 c. Lorsque l'actionneur est alimenté à une amplitude de tension de 16 kV, le contrôle permet de supprimer l'existence de ces larges fluctuations durant de larges périodes. L'épaisseur de la couche limite qui présente une zone de vitesse de 0,8 U_0, stabilisée à environ y/c = -0,1, présente de temps à autre des fluctuations dont l'amplitude est de l'ordre de 0,16 c. Avec un actionneur alimenté par une amplitude de tension V_{AC} = 20 kV, les 'bouffées' ont complètement disparu et l'épaisseur de la couche limite présente une zone de vitesse de 0,8 U_0, stabilisée à environ y/c = -0,1. L'impact du contrôle supprime progressivement les fluctuations d'épaisseur de la couche limite, induites par la fluctuation du point de séparation. Les cartographies spatio-temporelles de la vitesse transversale (Figure 176 (b)) montrent que l'alternance de signe de cette composante est progressivement supprimée et reste négative pour une amplitude de tension V_{AC} > 16 kV. Pour une amplitude de tension V_{AC} = 20 kV, la vitesse transversale possède pour des -0,12 < y/c <-0,2 un signe positif qui peut atteindre une amplitude de -0,1 U_0 tandis que pour des y/c > -0,12, le signe de la vitesse transversale reste négatif avec des amplitudes pouvant atteindre jusqu'à -0,28 U_0. Lorsque l'écoulement est contrôlé, la chute des alternances de signe de la vitesse transversale semble liée à la disparition des structures présentes au-dessus de l'extrados.

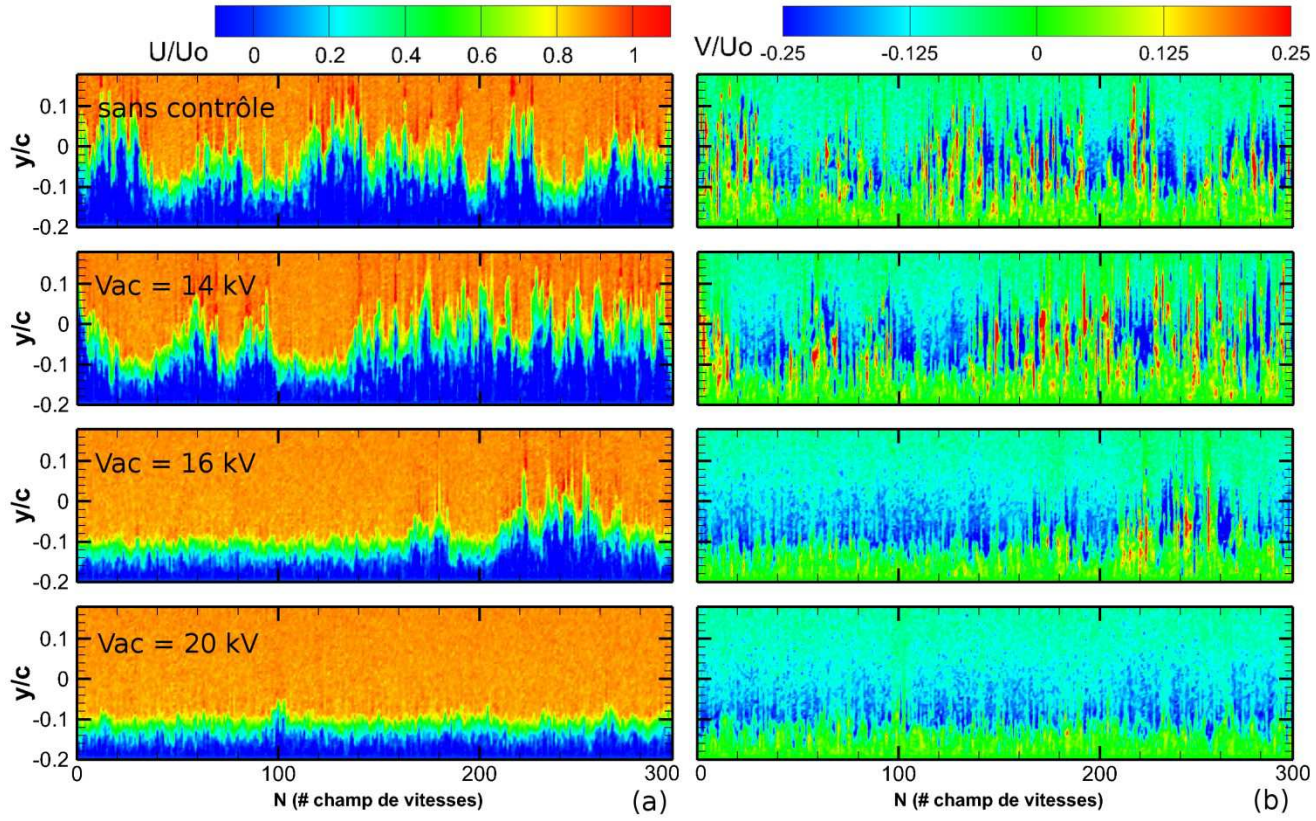

Figure 176 : Cartographies spatio-temporelles de la vitesse (a) longitudinale et (b) transversale obtenues avec 300 champs de vitesses instantanées, observé en x/c = 0,97 (x_c/c = 0,99, l'extrados est situé en y/c = -0,2) pour un écoulement non contrôlé ou contrôlé par un actionneur multi-DBD à potentiels alternés alimenté par un signal sinusoïdal à une fréquence F_{AC} = 1 kHz et une amplitude de tension V_{AC} = 14 – 16 ou 20 kV.

L'impact du contrôle sur l'énergie cinétique turbulente, effectué par un actionneur multi-DBD alimenté à des tensions comprises entre 12 et 20 kV (F_{AC} = 1 kHz) est présenté Figure 177. Tout comme les profils de vitesse longitudinale, ces courbes montrent que l'effet du contrôle sur l'écoulement est efficace pour un actionneur alimenté par des amplitudes de tension V_{AC} ≥ 16 kV. Dans le sillage, en x/c = 1,15 (Figure 177), lorsque l'actionneur n'est pas allumé, $\frac{k}{U_0^2}$ = 0,077 en y/c = -0,06 et l'épaisseur du sillage peut être estimée à 0,40 c (cette composante n'est pas nulle pour -0,24 < y/c < 0,1, ± 0,2 %). Avec un actionneur alimenté par un signal sinusoïdal à une amplitude de tension de 16 kV (F_{AC} = 1 kHz), la valeur maximale de $\frac{k}{U_0^2}$ chute de 40 % et l'épaisseur du sillage chute de 20 % (-0,24 < y/c < 0,08 ± 0,2 %). En augmentant l'amplitude de tension à 20 kV, le contrôle permet de diminuer l'amplitude de la composante $\frac{k}{U_0^2}$ de 75 % et l'épaisseur de la nappe de 57 %.

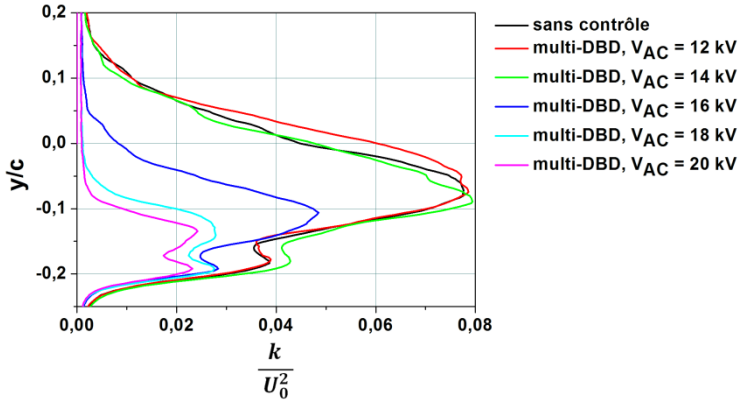

Figure 177 : Profil de l'énergie cinétique turbulente en x/c = 1,15, pour une configuration d'écoulement sans contrôle et avec actionneur multi-DBD à potentiels alternés (F_{AC} = 1 kHz, V_{AC} = 20 kV) dont l'arête aval des électrodes actives sont placées en x_c =0,18 (DBD 1) ; x_c = 0,27 (DBD 2) ; x_c = 0,36.

A partir d'un seuil de tension, les valeurs de l'énergie cinétique turbulente sont progressivement réduites (Figure 177). En accord avec l'évolution des histogrammes (Figure 175 (b)), le contrôle limite la fluctuation du point de séparation instationnaire vers l'amont de sa position moyenne pour des amplitudes de tensions $V_{AC} \geq 16$ kV. Ce comportement est similaire à des observations effectuées sur des expériences où l'actionneur permet d'augmenter le coefficient de portance à mesure que la séparation est retardée. Une fois la séparation supprimée, une augmentation du vent électrique induit par l'actionneur ne va pas permettre d'améliorer cette caractéristique.

Les résultats ci-après traitent **la configuration contrôlée par une multi-DBD à potentiels alternés alimentée par un signal sinusoïdal de fréquence F_{AC} = 1 kHz et d'amplitude V_{AC} = 20 kV car le contrôle induit par cette configuration est le plus efficace de la série. Pour cette configuration le décollement est retardé jusqu'en x_c/c = 0,74** (Figure 178).

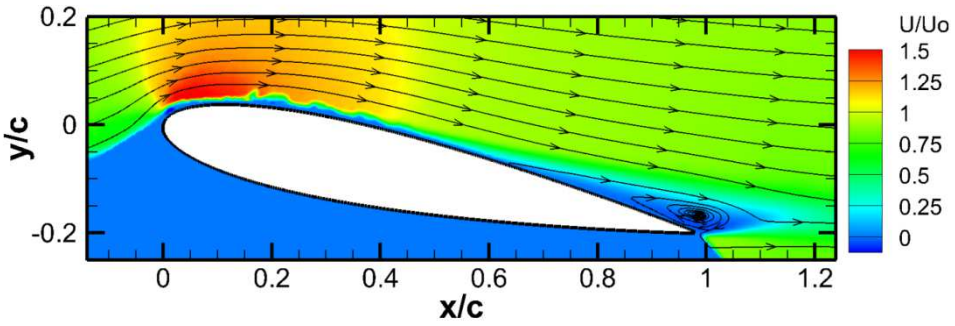

Figure 178 : Lignes de courant et champ moyen de vitesses longitudinales observé pour un angle α = 11,5° avec une vitesse d'écoulement à l'infini de 40 m/s et un contrôle induit par un actionneur à multi-DBD à potentiels alternés (V_{AC} = 20 kV, F_{AC} = 1 kHz).

La répartition des structures tourbillonnaires détectées dans l'écoulement est modifiée lorsque le contrôle est actif (Figure 179, F_{AC} = 1 kHz, V_{AC} = 20 kV). Les tourbillons de rotation horaire ne sont présents que dans une zone de faible vitesse où la vitesse longitudinale n'excède pas 0,5 U_0. Ils sont observés au-dessus de l'extrados et dans le sillage proche, de 0,7 < x/c < 1,1. Contrairement aux cas précédents, aucune structure n'est détectée en aval de la recirculation. Les structures de rotation antihoraires sont réparties en aval du bord de fuite (hormis deux structures détectées au-dessus de l'extrados), de 1,01 < x/c < 1,15, dans la zone d'interaction de la recirculation et de la couche limite d'intrados convectée.

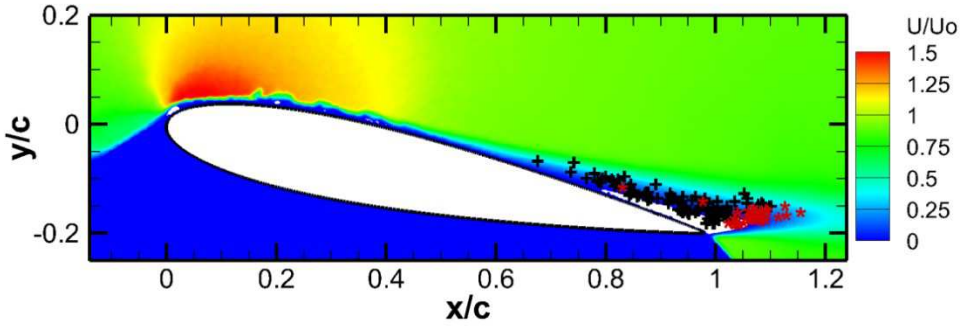

Figure 179 : Vitesse longitudinale moyenne et tourbillons de rotation horaire (noir) et antihoraire (rouge) détectés par critère Γ_1 (calculé sur une fenêtre de 6x6 nœuds et un seuil de 0,8) sur les champs instationnaires utilisés pour calculer le champ de vitesses moyennes.

Le retardement du décollement par le contrôle (Figure 180, F_{AC} = 1 kHz, V_{AC} = 20 kV) induit une chute de 85 % de l'amplitude de l'énergie cinétique turbulente dans la couche limite pour x/c > 0,4 et dans la couche cisaillée au-dessus de l'écoulement de retour où la valeur de l'énergie cinétique turbulente ne dépasse pas 0,02 U_0^2. Par contre, l'effet instationnaire de l'actionneur est perceptible en aval de chaque électrodes actives où l'énergie cinétique turbulente augmente jusqu'à une valeur de 0,12 U_0^2. **Ceci semble signifier que l'efficacité du contrôle est liée à l'action instationnaire de l'actionneur à DBD.**

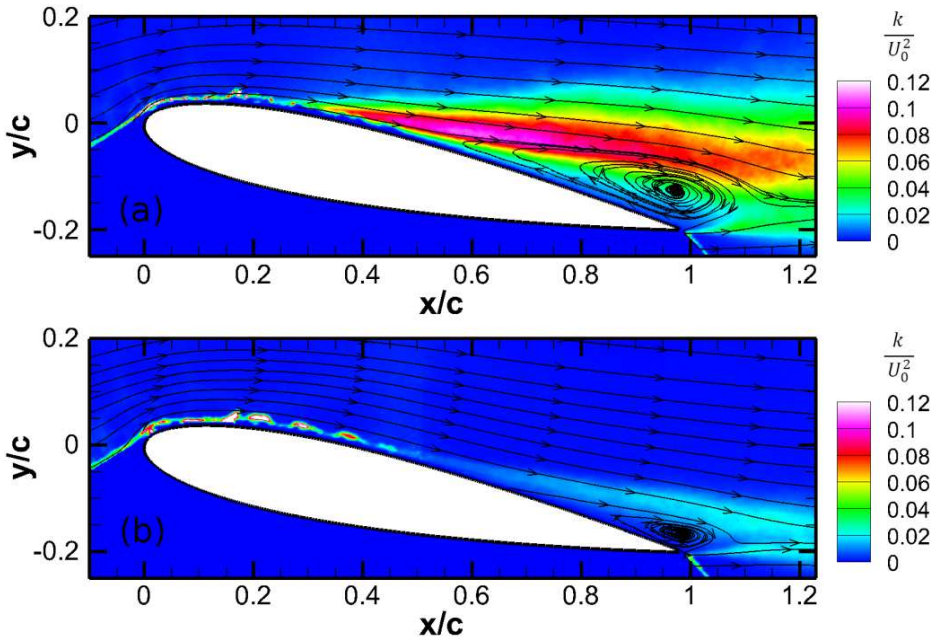

Figure 180 : Energie cinétique turbulente et lignes de courant de l'écoulement (a) sans contrôle (U_0 = 40 m/s, α = 11,5°) et (b) contrôlé par un actionneur multi-DBD à potentiel alterné (V_{AC} = 20 kV, F_{AC} = 1 kHz) dont l'arête aval des électrodes actives sont placées en x_c =0,18 (DBD 1) ; x_c = 0,27 (DBD 2) ; x_c = 0,36.

Mesures de pression instationnaire.

L'évolution du K_p entre 0,55 < x_c/c < 0,9 est présentée Figure 181 durant une période de 32 s. L'actionneur multi-DBD à potentiels alternés est allumé (F_{AC} = 1 kHz, V_{AC} = 20 kV) pour 0 < t < 10 s. Les larges fluctuations caractéristiques de l'état non contrôlé sont supprimées lors du fonctionnement de l'actionneur. Les valeurs du K_p ne présentent plus de larges fluctuations dans le temps. De x_c/c = 0,55 à x_c/c = 0,8, l'amplitude du K_p tend vers 0 puis présente un plateau pour 0,8 < x_c/c < 0,84. Enfin, l'amplitude du K_p croît

légèrement en x_c/c = 90 %. Le plateau présent entre 0,8 < x_c/c < 0,84 semble lié à la présence du décollement de la couche limite en aval de x_c/c = 0,8, en accord avec la mesure PIV. En aval du décollement, la norme de la vitesse à proximité de la paroi augmente de par la présence de l'écoulement de retour, ce qui explique la chute de pression observée de x_c/c = 0,84 à x_c/c = 0,9. L'absence de fluctuations de pression lors du fonctionnement de l'actionneur montre que la séparation n'est plus soumise à de larges fluctuations.

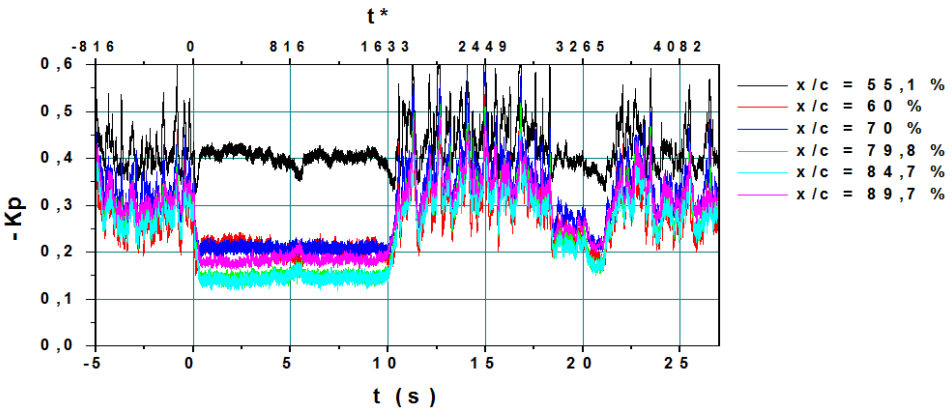

Figure 181 : Evolution du K_p au-dessus de l'extrados pour un écoulement à l'infini U_0 = 40 m/s et une incidence de 11,5° lorsque l'actionneur est éteint (-5 < t < 0 s et t > 10 s) et lorsqu'il est allumé (0 < t < 10 s, F_{AC} = 1 kHz, V_{AC} = 20 kV).

L'estimation des temps d'attachement et de décollement lors de la mise en marche ou de l'arrêt de l'actionneur permet d'évaluer les temps de réponse nécessaires à une modification de l'écoulement. Ce paramètre doit être pris en compte dans l'élaboration des stratégies de contrôle et il est adimensionné par la vitesse de l'écoulement à l'infini et par la longueur de séparation. **Dans la littérature, on trouve des temps d'attachement adimensionnés de l'ordre de t* ≈ 10 et des temps de décollement de l'ordre de t* ≈ 20 à 70** [142, 200, 201, 202, 203]. En 2008, les processus d'attachements et de décollements sur un NACA 0015 (séparation en x_c/c = 0,3, corde de 35 cm) contrôlé avec des générateurs de tourbillons fluidiques sont étudiés par Siauw [198]. L'estimation des temps d'attachement et de recollement induits à un nombre de Reynolds d'environ 10^6 sont effectués à partir de mesures PIV du sillage [203]. L'observation de l'évolution des coefficients temporels des modes issus d'une décomposition POD montre que dans leur cas, le temps d'attachement est égal à t* = 10 tandis que le temps de décollement présente une valeur de t*=20. Généralement, lors de la période d'attachement, une structure capable de redistribuer les quantités de mouvement est formée [204], ce qui n'est pas forcément le cas d'un rattachement induit par un actionneur à DBD [154].

$$t^* = \frac{t \times U_0}{L_{sep}} \tag{24}$$

Dans le cas du contrôle d'un décollement sur un profil NACA 0015 par actionneur plasma, Benard *et al.* en 2011 montrent par des mesures PIV au-dessus de l'extrados que l'attachement de l'écoulement sur l'extrados est induit par l'amplification de tourbillons qui transfèrent des quantités de mouvement de l'écoulement libre vers l'extrados [154]. Toujours pour un décollement sur un NACA 0015 contrôlé par actionneur à DBD, Benard et al. observent un temps d'attachement de t* = 9 et un temps de décollement de t* = 64 sur un NACA 0015 à un Reynolds de $1{,}9\times10^5$ [70] (corde 20 cm, décollement de bord d'attaque). La visualisation de l'écoulement résolue en temps montre que dans cette expérience, le phénomène de séparation se propage du bord d'attaque vers le bord de fuite. Ce type de phénomène est expliqué par l'initiation de la séparation dans une portion laminaire de la couche limite.

L'évolution du K_p lors de la mise en route de l'actionneur multi-DBD à potentiels alternés permet d'estimer la durée des périodes d'attachement et de séparation. Dans cette optique, 50 cycles similaires à celui présenté Figure 181 sont utilisés pour estimer la durée de ces périodes pour chaque capteur de pression instationnaire. La durée des phases transitoire est déterminée pour chaque capteur de pression à partir de l'évolution du K_p. Lorsque l'écoulement n'est pas contrôlé, le K_p présente de larges phases transitoires (Figure 181, t* = 20 s), qui sont liées à la fluctuation de la position de la séparation. La Figure 182 présente les temps de d'attachement et de décollement ainsi que leurs écart-types, en fonction de la corde. Les écart-types, du même ordre de grandeur que la mesure, montrent que pour cette expérience, la durée des phases transitoires fluctue énormément. La période d'attachement de l'écoulement est sensiblement plus courte (t* = 100) que la période de séparation (t* = 125). Durant une période d'attachement, la séparation progresse de façon quasi-linéaire le long de l'extrados et atteint sa position moyenne en t*= 100, qui est beaucoup plus important que le temps de convection.

L'estimation de la durée de la phase de séparation est déterminée par l'observation de l'évolution de la valeur du K_p entre l'instant où le contrôle est arrêté et l'instant où le K_p atteint une valeur caractéristique de l'état non-contrôlé. En x_c/c = 0,55, l'état contrôlé et non-contrôlé présentent des valeurs similaires et la méthode utilisée pour déterminer le temps de séparation n'apparaît pas adéquate. En t* = 125, la position de la séparation semble évoluer brutalement de x_c/c = 0,76 à x_c/c = 0,6. **Dans notre cas, la durée de la période d'attachement est 10 fois plus longue que dans la littérature.**

Lors de la période d'attachement, une structure capable de redistribuer les quantités de mouvement est amplifiée [154] au début du processus**. Cette structure ne peut pas être générée directement par le vent électrique induit par l'actionneur.** Il est possible que les mécanismes d'amplification soient à l'origine de la différence de durée par rapport à celle observée dans la littérature. D'autre part les temps d'attachement et de décollement, adimensionnés par la vitesse de l'écoulement à l'infini et la longueur de séparation, supposent que la durée du phénomène est liée à la convection de l'écoulement. Il est possible que les faibles quantités de mouvement introduites dans l'écoulement impliquent des phénomènes transitoires plus lents qui sont dépendants de la position de la séparation lors de la mise en route du contrôle. De plus, La position de la séparation influence directement les processus d'attachement et vraisemblablement influe également sur la durée des régimes transitoires.

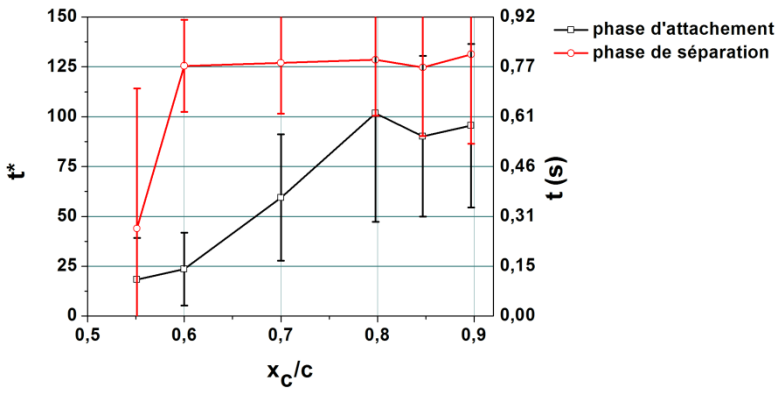

Figure 182 : Estimation de la durée de la période d'attachement et de recollement enregistrée par chaque capteur de pression lors de la mise en marche et lors de l'arrêt du contrôle par un actionneur à multi-DBD à potentiels alternés (F_{AC} = 1 kHz, V_{AC} = 20 kV). Le temps est adimensionné par la longueur de séparation et la vitesse de l'écoulement à l'infini. La résolution temporelle induite par le retard manométrique est de t*=1,1.

8.3.4. *Contrôle par multi-DBD (MDBD) : influence de la fréquence d'alimentation et de la fréquence de modulation*

L'écoulement turbulent qui est produit dans le sillage d'un corps immergé est caractérisé par la présence de structures cohérentes organisées dans le temps et dans l'espace. Leur caractéristiques (taille, vitesse de rotation, vitesse de convection, longueur de formation) peut être directement influencée par le contrôle. Pour cela, l'action générée à la surface du corps immergé doit présenter des caractéristiques instationnaires. Dans cette partie, deux méthodes permettent de modifier les caractéristiques instationnaires du contrôle : une modification de la fréquence d'alimentation et une modulation du signal d'alimentation. Les deux méthodes présentées ci-dessus sont utilisées pour contrôler un décollement sur un profil NACA 0015 à une incidence de 11,5° à une vitesse moyenne à l'infini de 40 m/s. Dans ce paragraphe, les fréquences sont adimensionnées par la longueur de la séparation moyenne observée lorsque l'écoulement n'est pas contrôlé et par la vitesse longitudinale à l'infini (Tableau 7).

Tableau 7 : Correspondance entre les fréquences adimensionnées et les fréquences (Hz) utilisées pour les essais.

$\mathbf{F^+ = f \times L_{sep}/U_0}$	0,31	0,62	0,93	1	1,6	3,1	6,2
F (Hz)	50	100	150	160	260	500	1000

Influence de la fréquence d'alimentation F_{AC}

La Figure 183 présente l'évolution de la couche limite au-dessus de l'extrados lorsque les fréquences injectées sont introduites en faisant varier la fréquence d'alimentation. Contrairement à l'impact de l'amplitude de tension, l'influence de la fréquence d'alimentation sur l'épaisseur de la couche limite n'est pas monotone. L'utilisation de l'actionneur à une fréquence F_{AC}^+= 0,31 permet de diminuer de façon notable l'épaisseur de la couche limite. L'écoulement de retour, d'une épaisseur y_c/c = 0,045 au bord de fuite (x_c/c =0,99) est diminué de 34 % par rapport au cas non contrôlé. En augmentant la fréquence d'alimentation, l'impact de la fréquence sur l'épaisseur de la couche limite diminue : pour F_{AC}^+= 0,62, la réduction d'épaisseur de l'écoulement de retour au bord de fuite est de 13 % (y_c/c = 0,061). Puis, pour une fréquence F_{AC}^+= 0,93, la couche limite semble légèrement plus épaisse. Lorsque F_{AC}^+> 1, le contrôle diminue de nouveau l'épaisseur de couche limite. Le gain devient équivalent à celui observé pour F_{AC}^+= 0,31 lorsque F_{AC}^+= 1,6. Finalement, pour F_{AC}^+= 3,1 (500 Hz), l'épaisseur de la couche limite est minimale avec un écoulement de retour dont l'épaisseur en x_c/c = 0,99 a chuté de 50 % (y_c/c = 0,035) et qui atteint une vitesse minimale de -0,061 U_0 à une épaisseur y_c/c = 0,019.

L'évolution de la position moyenne du point de séparation présente des caractéristiques similaires (Figure 184 (a)). C'est pour une fréquence F_{AC}^+= 3,1 que le contrôle retarde le plus la séparation (x_{sep} = 0,80) et entraine une forte diminution du nombre de structures (56% de tourbillons horaires en moins et 51 % de tourbillons antihoraires en moins). En diminuant la fréquence, le contrôle retarde de moins en moins le

point de séparation. Pour une fréquence F_{AC}^{+}= 0,93 le contrôle avance la position du point de séparation (x_{sep} = 0,47). Par rapport au cas non contrôlé, le nombre de tourbillons horaire est augmenté de 7 % et le nombre de tourbillons antihoraires de 13 %. Puis, en diminuant encore la fréquence d'alimentation, le décollement est retardé jusqu'à x_{sep} = 0,65 (F_{AC}^{+}= 0,31) et la quantité de tourbillons est diminuée de 34 % alors que la vitesse du vent électrique diminue.

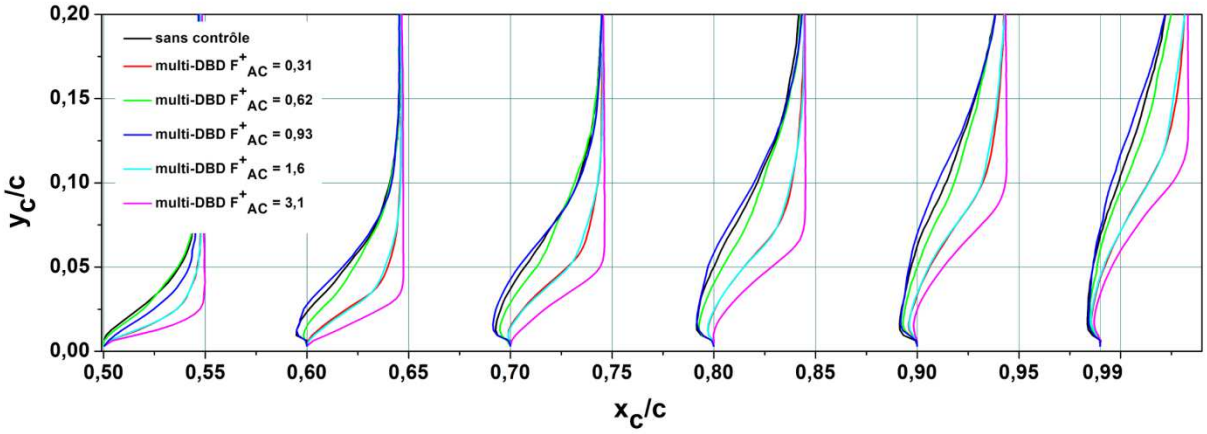

Figure 183 : Evolution de la composante de vitesse longitudinale au-dessus de l'extrados (U_0 = 40 m/s, Re = 1,3×10^6, α = 11,5 °) en absence de contrôle, et avec un actionneur à multi-DBD à potentiel alterné alimenté par un signal de tension sinusoïdal à une amplitude de tension V_{AC} = 20 Kv et à différentes (a) fréquences d'alimentations, (b) fréquences de modulation (F_{AC} = 1kHz, rapport cyclique de modulation 50 %). La fréquence f est adimensionnée avec $F^{+} = \frac{f \times L_{sep}}{U_0} = {}^{f}/_{160\ Hz}$.

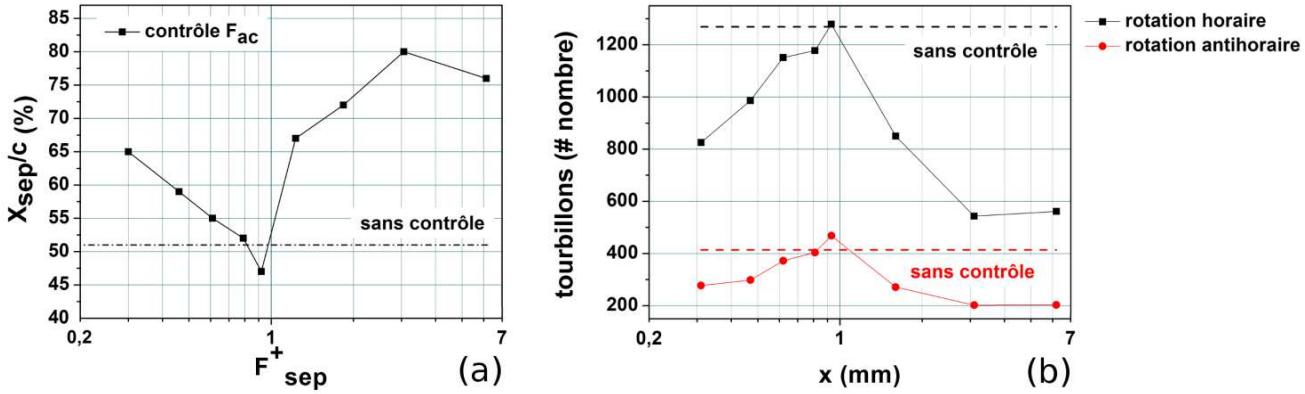

Figure 184 : (a) Position de la séparation tracée en fonction de la fréquence d'alimentation et (b) nombre de tourbillons horaires (incertitude 2 %) et antihoraires (incertitude 5 %) détectés par critère Γ_1 (calculé sur une fenêtre de 6x6 nœuds et un seuil de 0,8) en fonction de la fréquence d'alimentation.

L'impact de la fréquence d'alimentation de l'actionneur sur la vitesse moyenne longitudinale dans le sillage (Figure 185 (a)) présente un comportement similaire à l'évolution de la position du point de séparation. En x/c = 1,15, l'épaisseur du sillage en absence de contrôle peut être estimée à 0,37 c et la vitesse longitudinale atteint une valeur minimale de 0,13 U/U_0 en y/c = -0,15. La vitesse longitudinale minimale dans le sillage pour F_{AC}^{+}= 0,31 est de 0,24 U/U_0, soit une augmentation de vitesse de 84 %. La réduction du déficit chute progressivement lorsque la fréquence d'alimentation est augmentée à des $F_{AC}^{+} \leq$ 0,93. La valeur de la vitesse minimale est augmentée de 28 % (0,093 U/U_0) pour F_{AC}^{+}= 0,93. Pour des fréquences F_{AC}^{+}> 0,93, la vitesse minimale est de nouveau réduite. Un effet équivalent à F_{AC}^{+}= 0,31 est

retrouvé avec F_{AC}^{+}= 1,6 et la vitesse longitudinale minimale subit une augmentation maximum de 100 % avec une fréquence F_{AC}^{+}= 3,1, augmentation qui correspond à une valeur de 0,26 U/U_0 en y/c = -0,17.

L'évolution de l'énergie cinétique turbulente en x/c = 1,15 présente elle aussi le même type de comportement avec cependant quelques différences. Dans le cas non contrôlé, ce profil comporte deux maximums locaux et un minimum local. Le minimum local correspond à la zone où la vitesse longitudinale moyenne est minimale et les deux maximums locaux dans les zones de vitesse moyenne (U_0 + U_{min}) /2. C'est dans la zone du sillage induite par la convection de la couche cisaillée d'extrados que la valeur maximale de cette contrainte s'observe ($\frac{k}{U_0^2}$ = 0,077). Lorsque le contrôle est effectué à F_{AC}^{+}= 0,31, la valeur de $\frac{k}{U_0^2}$ chute de 35 % ($\frac{k}{U_0^2}$ = 0,052). En augmentant la fréquence d'alimentation, $\frac{k}{U_0^2}$ augmente jusqu'à devenir plus important que dans le cas non contrôlé. Pour F_{AC}^{+}= 0,62, $\frac{k}{U_0^2}$ est augmentée de 12 %. Puis $\frac{k}{U_0^2}$ chute de nouveau pour atteindre des valeurs minimales en F_{AC}^{+}= 3,1. Dans la couche cisaillée issue de l'extrados, la valeur maximale de $\frac{k}{U_0^2}$ chute de 76 % ($\frac{k}{U_0^2}$ = 0,018). Le deuxième maximum local qui vaut $\frac{k}{U_0^2}$ = 0,022 (diminution de 42 %) et le minimum local atteint une valeur $\frac{k}{U_0^2}$ =0,014 (diminution de 60 %).

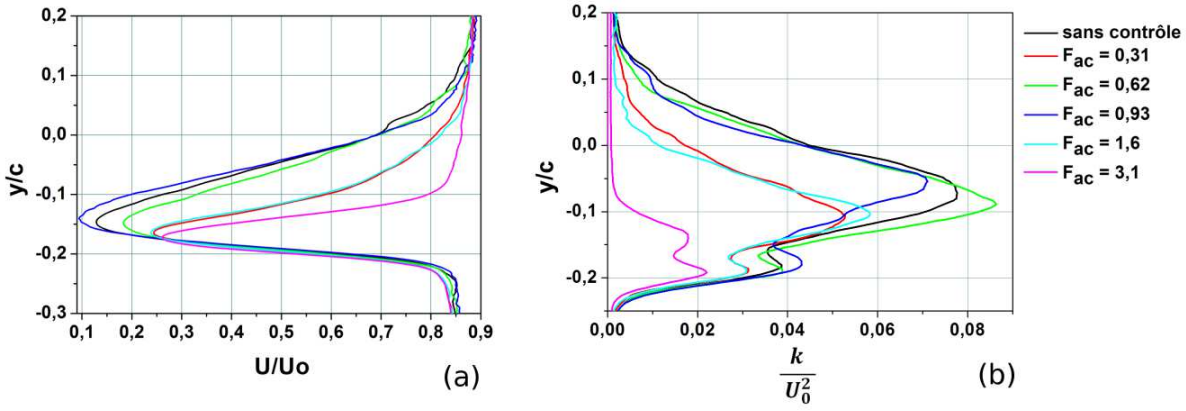

Figure 185 : Profil (a) de la vitesse longitudinale et (b) de l'énergie cinétique turbulente, dans le sillage en x/c = 1,15 pour une configuration d'écoulement sans contrôle et avec actionneur multi-DBD à potentiels alternés (V_{AC} = 20 kV) pour différentes fréquences d'alimentation.

Dans le cas où l'actionneur est alimenté avec un signal de fréquence F_{AC}^{+}< 0,62 (F = 100 Hz), le vent électrique moyen produit est de l'ordre de 2 m/s [205] soit 5 % de U_0. Dans le cas d'une modulation à une fréquence F_{AC}^{+} = 0,31, les modifications induites dans l'écoulement sont donc liées à une action instationnaire, comme cela a déjà été observé dans le cas d'une séparation de bord d'attaque [174]. L'augmentation de la fréquence à une valeur de F_{AC}^{+}= 0,62 n'induit pas de fortes modifications sur le champ de vitesses moyennes et sur le nombre de tourbillons détectés mais la composante $\frac{k}{U_0^2}$ est augmentée. Il semble que l'intensité des tourbillons dans le sillage soit accrue, peut être lié à une excitation de type 'lock-on', ce qui peut provoquer un gain du ratio portance/traînée [156]. En continuant d'augmenter la fréquence (F_{AC}^{+}= 0,93), le déficit de vitesse dans le sillage est accrue et la valeur de la composante $\frac{k}{U_0^2}$ diminue par rapport à la configuration non contrôlée. Enfin, l'augmentation de la fréquence fait chuter de façon drastique l'épaisseur du sillage et l'énergie cinétique turbulente. De cette façon, le point de séparation situé en x_c/c = 0,50 lorsque l'actionneur ne fonctionne pas est retardé à x_c/c = 0,80 lorsque l'actionneur est

alimenté par un signal sinusoïdal d'amplitude 20 kV et de fréquence F_{AC}^{+}= 3,1 (500 Hz). Cette étude montre que **l'écoulement est très sensible à la fréquence d'alimentation de l'actionneur puisqu'en la faisant varier sur une gamme assez faible, il est possible d'observer des effets radicalement différents aussi bien sur les quantités moyennes que sur les quantités instationnaires**. Malheureusement nous ne pouvons pas relier la fréquence d'excitation aux fréquences naturelles de l'écoulement puisque nous n'avons pas d'information instationnaire de l'écoulement libre. Il est évident qu'il y a là une étude beaucoup plus poussée à mener, les conditions expérimentales n'ayant par exemple pas permis de placer un fil chaud.

Influence de la fréquence de modulation F_{burst}

L'utilisation d'une modulation d'amplitude pour manipuler l'écoulement induit un mécanisme différent puisque pour de faibles fréquences, des fluctuations de vitesse importantes sont introduites. L'évolution de la position du point de séparation (Figure 186) et de l'épaisseur de la couche limite (Figure 187) en fonction de la fréquence de modulation n'est pas monotone. Le contrôle présente une fréquence optimale en F_{burst}^{+}= 0,31. Pour cette fréquence, l'écoulement de retour au bord de fuite est caractérisé par une épaisseur de y_c = 0,036 et une vitesse minimale de -0,08 U_0. En augmentant la fréquence de modulation, l'efficacité du contrôle diminue jusqu'à F_{burst}^{+}= 1,6. L'épaisseur de l'écoulement de retour est diminué de 20 % (y_c/c = 0.56) par rapport au cas non contrôlé. Pour F_{burst}^{+}> 1,6, l'épaisseur de la couche limite diminue de nouveau sans pour autant atteindre l'efficacité obtenue avec une fréquence de modulation F_{burst}^{+}= 0,31. Pour F_{burst}^{+}= 0,31, l'épaisseur de l'écoulement de retour diminue de 40 % (y_c/c = 0,042). Des conclusions similaires peuvent être faites à la vue de l'évolution de la position du point de séparation en fonction de la fréquence de modulation utilisée pour contrôler l'écoulement. Avec une fréquence de modulation F_{burst}^{+}= 0,31, le contrôle est retardé jusqu'en x_c/c = 0,76. En augmentant la fréquence de modulation jusqu'à F_{burst}^{+}= 1,2, la position de la séparation est retardée jusqu'en x_c/c = 0,6 puis l'utilisation d'une fréquence plus importante permet de retarder la séparation jusqu'en x_c/c = 0,72.

Le profil de vitesses longitudinales lorsque l'écoulement n'est pas contrôlé, en x/c = 1,15 (Figure 188 (a)), présente une épaisseur de sillage qui peut être estimée à y/c = 0,37 et une vitesse longitudinale minimale de 0,13 U/U_0. Lorsque l'actionneur fonctionne avec une fréquence F_{burst}^{+}, l'épaisseur du sillage est réduite et la vitesse minimale est augmentée. La vitesse minimale dans le sillage pour F_{burst}^{+}= 0,31 est de 0,27 U/U_0, soit une augmentation de 105 % par rapport au cas non contrôlé. L'impact de l'actionneur sur la vitesse minimale chute progressivement lorsque la fréquence de modulation augmente. A une fréquence F_{burst}^{+}= 1,6 la vitesse minimale n'est augmentée que de 38 % (0,18 U/U_0). Puis pour des fréquences F_{burst}^{+}> 1,6, la vitesse longitudinale déficitaire minimale augmente de nouveau pour atteindre en F_{burst}^{+}= 3,1 une valeur de 0,25 U_0 qui correspond à un gain de 92 % par rapport au cas non contrôlé.

L'évolution de la composante $\frac{k}{U_0^2}$ en x/c = 1,15 présente elle aussi le même type de comportement avec une diminution de son amplitude par rapport au cas non contrôlé, quelle que soit la fréquence de modulation utilisé (Figure 188 (b)). Les valeurs minimales sont atteintes avec une modulation à une fréquence F_{burst}^{+}= 0,31. Dans la couche cisaillée d'extrados, la valeur maximale de $\frac{k}{U_0^2}$ chute de 71 % ($\frac{k}{U_0^2}$ =

0,022). Dans la couche cisaillée d'intrados, le maximum local (y/c = - 0,2) qui vaut $\frac{k}{U_0^2}$ = 0,023 (diminution de 39 %) et le minimum local (y/c = -0,18) atteint une valeur $\frac{k}{U_0^2}$ = 0,018 (diminution de 50 %).

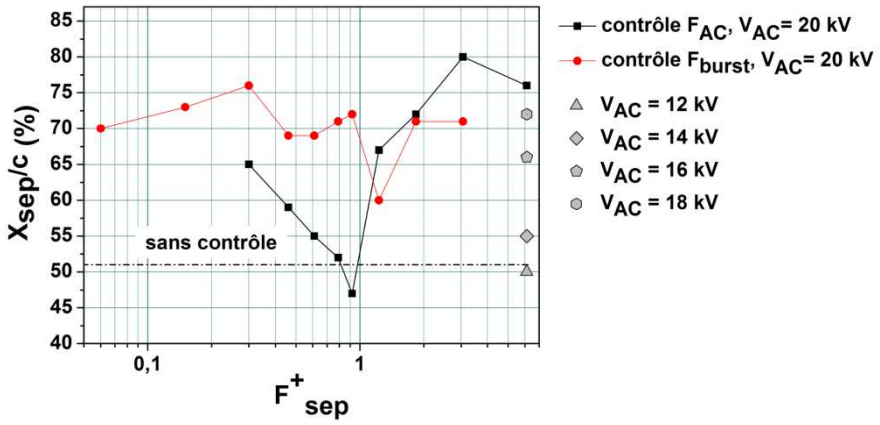

Figure 186 : Position de la séparation tracée en fonction de la fréquence d'alimentation ou de la fréquence de modulation.

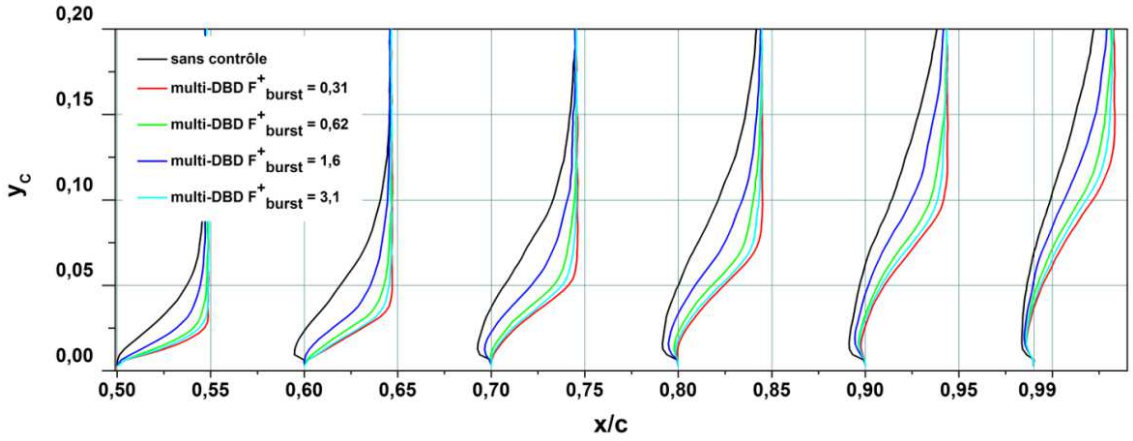

Figure 187 : Evolution de la composante de vitesse longitudinale au-dessus de l'extrados (U_0 = 40 m/s, Re = 1,3×10^6, α = 11,5 °) en absence de contrôle, et avec un actionneur à multi-DBD à potentiel alterné alimenté par un signal de tension sinusoïdal à une amplitude de tension V_{AC} = 20 Kv et à différentes (a) fréquences d'alimentations, (b) fréquences de modulation (F_{AC} = 1kHz, rapport cyclique de modulation 50 %). La fréquence f est adimensionnée avec $F^+ = \frac{f \times L_{sep}}{U_0} = {}^{f}/_{160\ Hz}$.

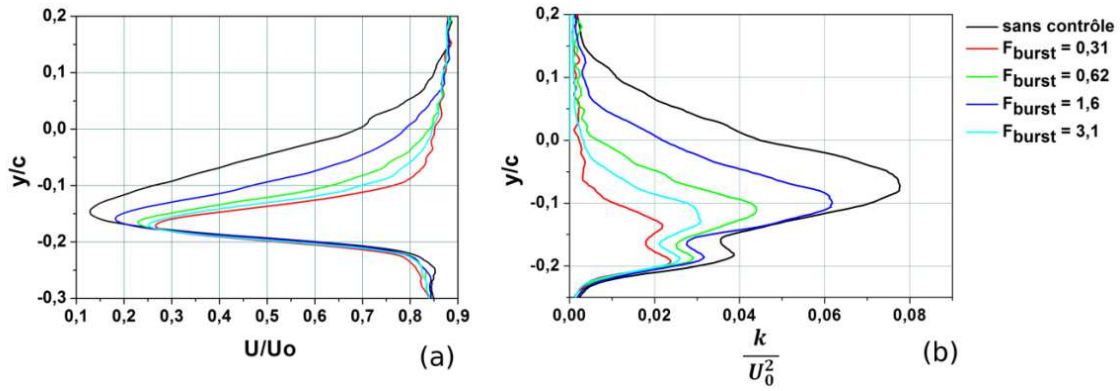

Figure 188 : Profil (a) de la vitesse longitudinale et (b) de l'énergie cinétique turbulente, dans le sillage en x/c = 1,15 pour une configuration d'écoulement sans contrôle et avec actionneur multi-DBD à potentiels alternés (V_{AC} = 20 kV, F_{AC} = 1 kHz) pour différentes fréquences de modulation F_{burst}.

Le contrôle d'écoulement via une modulation d'amplitude du signal d'alimentation de l'actionneur DBD permet de retarder le décollement de la couche limite dans toute la gamme de fréquences introduites lors de l'étude (0,06 < F^+_{burst}< 3,1). L'efficacité du contrôle en fonction de la fréquence n'est pas monotone. Une valeur optimale de F^+_{burst}= 0,3 permet de retarder la séparation, initialement en x_c/c = 0,50, en x_c/c = 0,76. L'efficacité minimale de l'actionneur est observée lorsque F^+_{burst}= 1,2. Pour des fréquences plus importantes, l'efficacité augmente de nouveau.

L'impact moyen de ce type de contrôle montre bien que deux effets peuvent être distingués dans le contrôle d'écoulement. **L'aspect fréquentiel semble jouer un rôle important dans l'efficacité du contrôle puisque les deux méthodes utilisées indiquent assez clairement une fréquence 'préférentielle' $F^+ \approx 0,3$ (50 Hz) et 3 (500 Hz). C'est en utilisant un actionneur alimenté de façon stationnaire à une fréquence F^+_{ac} = 3,1 que le contrôle le plus efficace est obtenu.** De plus, l'énergie cinétique turbulente dans le sillage chute plus fortement dans le cas d'un contrôle basé sur l'ajustement d'une fréquence d'alimentation plutôt que de la fréquence de modulation de ce signal, ce qui est sûrement lié à l'amplitude plus importante des fluctuations induites par une modulation d'amplitude.

8.4 Contrôle d'une séparation par actionneur à DBD nanoseconde

Le contrôle d'écoulement par décharge nanoseconde a vu le jour ces dernières années. Les études effectuées présentaient généralement des configurations pour lesquelles la transition de la couche limite n'était pas forcée et plus gênant, des expériences où le taux de blocage important de la veine d'essai pouvait aider au recollement de l'écoulement [157, 158]. Cette phase d'expérience a pour but de confirmer l'aptitude de ces décharges à contrôler des écoulements décollés. Dans cette étude, le contrôle a été envisagé dans deux configurations différentes : une séparation mi-corde avec une transition de la couche limite forcée au bord d'attaque et une séparation mi-corde avec un écoulement naturel.

Seule la deuxième configuration est présentée. Les essais de contrôle de séparation sur une couche limite avec une transition forcée n'ont pas donné de résultats satisfaisants, ce qui est sans doute lié à la nouveauté de ce type de contrôle dont les effets restent encore très mal compris.

8.4.1. *Ecoulement naturel non contrôlé*

L'impact d'une décharge nanoseconde sur un décollement est observé à un nombre de Reynolds de $1{,}3\times10^6$ (U_0 = 40 m/s). Afin de retrouver des conditions identiques aux précédentes expériences, le profil NACA 0015 est placé à incidence avec une transition de couche limite naturelle. La Figure 189 présente l'évolution du Kp sur l'extrados, entre $0{,}26 < x_c/c < 0{,}53$ pour des incidences comprises entre 13 et 19°. Ces courbes montrent qu'à partir de 13,5°, le coefficient de pression sur l'extrados présente un plateau, caractéristique du décrochage. Pour cette raison, le profil d'aile est placé à une incidence de 13,5°. L'écoulement moyen autour du NACA 0015 (Figure 190) présente une séparation positionnée en x_c/c = 0,48 (Figure 191(a)). L'écoulement de retour qui se développe en aval au bord de fuite est caractérisé par une épaisseur de y_c = 0,064 et une vitesse minimale de -0,08 m/s en y_c = 0,019 (Figure 191(b)).

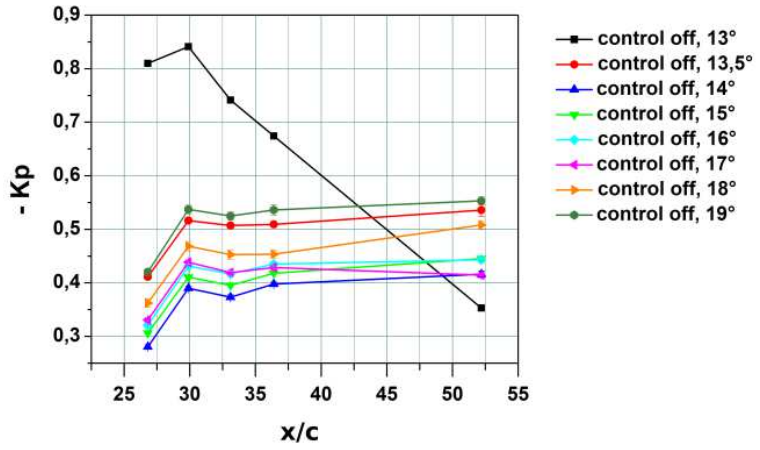

Figure 189 : Kp mesuré sur l'extrados du NACA A pour différentes incidences, U∞ = 40 m/s.

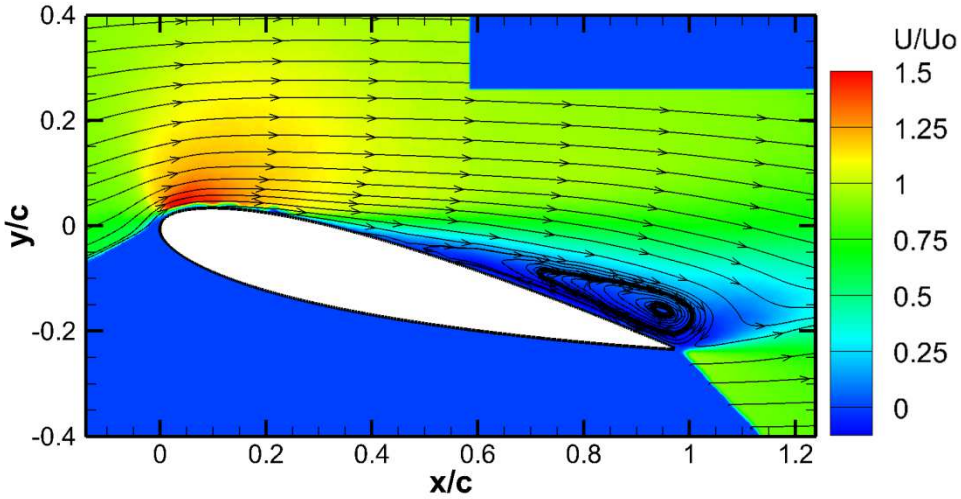

Figure 190 : Champ moyen de vitesses longitudinales observé pour un angle α = 13,5 ° avec une vitesse d'écoulement à l'infini de 40 m/s et une transition naturelle de la couche limite.

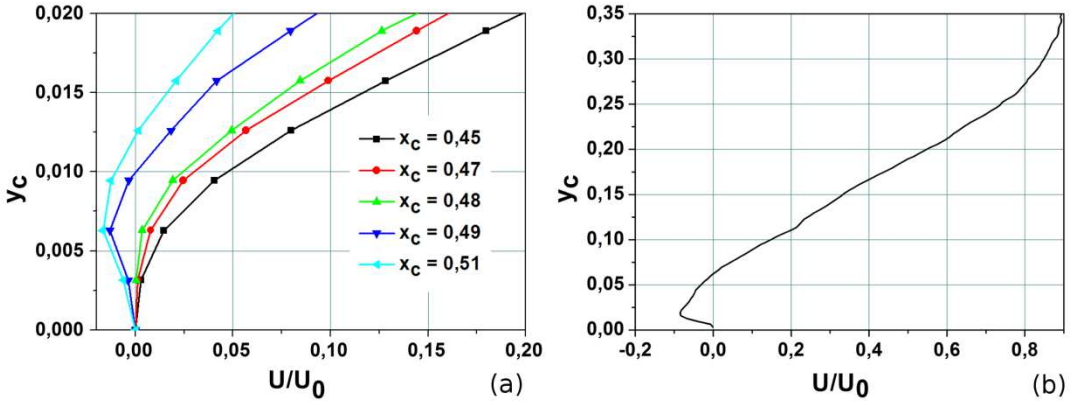

Figure 191 : (a) Profils de la composante de vitesse parallèle à l'extrados entre $x_c/c = 0,45$ et $x_c/c = 0,51$, de part et d'autre du point de séparation et (b) profil de la composante de vitesse parallèle à l'extrados au bord de fuite, en $x_c/c = 0,99$.

La position du point de séparation est estimée sur l'ensemble des champs de vitesses instantanés (Figure 192 (a)) grâce à un critère basé sur la valeur du gradient transversal de la vitesse en proche paroi et sur la valeur de la vitesse tangente à la paroi (voir annexe D). **A partir de ces résultats, la position moyenne de la séparation est estimée à $x_c/c = 0,46$** avec une erreur de ± 0,01 calculée avec un intervalle de confiance de 95 % tandis que l'utilisation des profils de vitesse moyenne normale à la paroi pour estimer la position de la séparation donne une valeur de $x_c/c = 0,48$. La fluctuation du point de séparation à la surface de l'extrados présente un écart-type de 0,13 c et les fluctuations sont bornées entre $0,22 < x_c/c < 0,84$ (Figure 192 (b)).

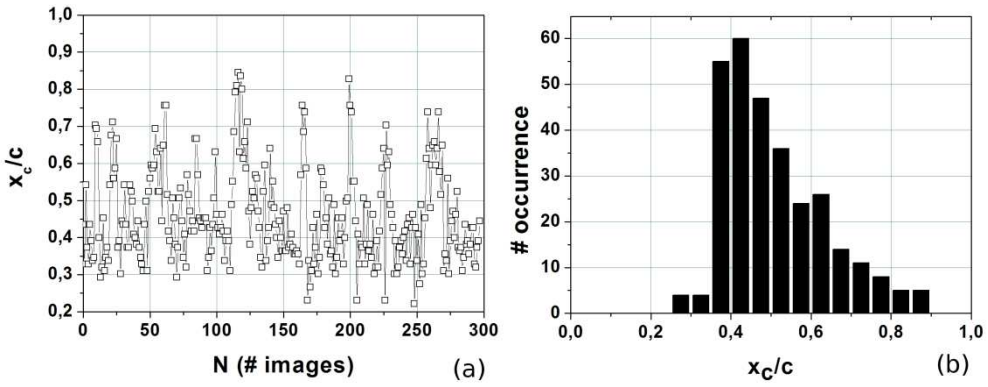

Figure 192 : (a) Evolution de la position du point de séparation détecté pour l'ensemble de la séquence PIV pour un angle $\alpha = 13,5°$ avec une vitesse d'écoulement à l'infini de 40 m/s et (b) histogramme de la position de la séparation le long de l'extrados.

Les tourbillons détectés par critère Γ_1 sont présentés Figure 193. L'activité tourbillonnaire est très intense. Des tourbillons horaire (1398 tourbillons) sont détectés dès $x/c > 0,35$ au dessus de l'extrados et en aval du bord de fuite, dans l'épaisseur qui correspond au diamètre mouillé de l'extrados. Ces tourbillons sont convectés dans le sillage. Les tourbillons antihoraires (603 tourbillons) sont quant à eux observés dans la zone d'interaction entre la couche limite d'intrados convectée et dans la zone de recirculation, en aval du bord de fuite. De plus, une grande quantité de tourbillons anti-horaires se trouve au dessus de l'extrados.

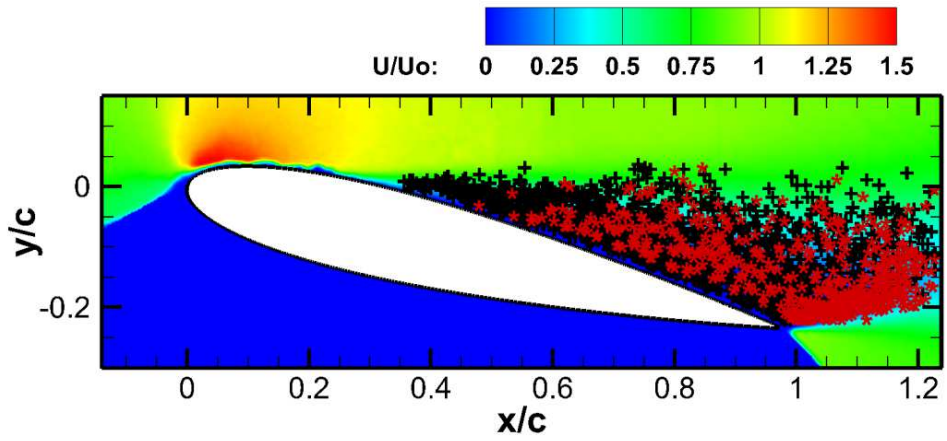

Figure 193 : Vitesse longitudinale moyenne et tourbillons de rotation horaire (noir) et antihoraire (rouge) détectés par critère Γ_1 (calculé sur une fenêtre de 6x6 nœuds et un seuil de 0,8) sur les champs instationnaires utilisés pour calculer le champ de vitesses moyennes.

L'énergie cinétique turbulente de l'écoulement non contrôlé, obtenue à partir des 300 champs de vitesses instantanées est présentée Figure 194. Les valeurs maximales de l'énergie cinétique turbulente ($\frac{k}{U_0^2}$ > 0,06) sont localisées dans une nappe qui débute dans la couche limite, en x/c = 0,33 et suit la couche cisaillée présente au-dessus de l'écoulement de retour jusque dans le sillage. Les valeurs maximales sont localisées au-dessus de l'écoulement de retour (0,6 < x_c/c < 0,95) et atteignent des valeurs $\frac{k}{U_0^2}$ = 0,07 tandis la zone qui caractérise l'écoulement de retour présente de faibles amplitudes ($\frac{k}{U_0^2}$ < 0,03). Etant donné la position des valeurs maximales d'énergie cinétique turbulente, il semble que la production instationnaire ne soit pas liée majoritairement à la fluctuation de la séparation mais au passage de structures dans la couche cisaillée.

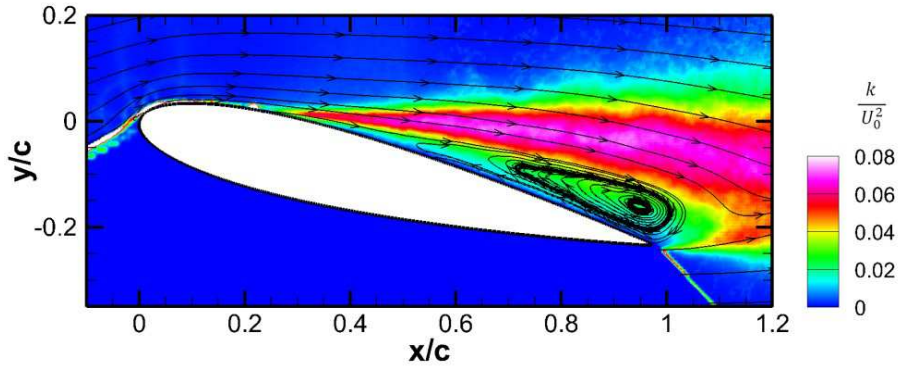

Figure 194 : Energie cinétique turbulente et lignes de courant de l'écoulement sans contrôle (U_0 = 40 m/s, α = 13,5°).

8.4.2. *Manipulation de l'écoulement par un actionneur NS-DBD*

Pour manipuler l'écoulement, un actionneur à DBD nanoseconde est placé au bord d'attaque. Deux types de contrôle sont envisagés : un contrôle pulsé et un contrôle modulé. Dans ce paragraphe, les fréquences sont adimensionnées par la longueur de la séparation moyenne observée lorsque l'écoulement n'est pas contrôlé et par la vitesse longitudinale à l'infini (Tableau 8).

Tableau 8 : Correspondance entre les fréquences adimensionnées et les fréquences (Hz) utilisées pour les essais.

$\mathbf{F^+ = f \times L_{sep}/U_0}$	0,10	0,21	0,26	0,32	0,42	0,53	0,64	0,74	0,84	1,06	1,60
F (Hz)	16	32	40	49	65	81	98	114	130	163	245

$\mathbf{F^+ = f \times L_{sep}/U_0}$	2,12	2,65	3,20	4,24	5,30	6,36	7,42	8,50	9,55	10,6
F (Hz)	326	408	490	653	816	979	1142	1306	1469	1632

Contrôle pulsé

Dans le cas d'un contrôle pulsé, la puissance injectée dans l'écoulement augmente avec la fréquence de pulse. L'évolution de l'épaisseur de la couche limite en aval de la séparation (Figure 195) montre que, pour des fréquences de pulsation F^+_{pulse}< 2,12, l'impact du contrôle sur l'épaisseur de couche limite augmente le déficit de vitesse et l'épaisseur de l'écoulement de retour (épaississement de 32 % en x_c/c = 0,99 pour F^+_{pulse} = 1,06). Pour F^+_{pulse} ≥ 2,12, l'augmentation de la fréquence de pulsation réduit progressivement l'épaisseur de la zone de recirculation et retarde le décollement de la couche limite, comme le montre la Figure 196. A une fréquence F^+ = 8,5, la position du point de séparation est retardée en x_c/c = 84 % et l'épaisseur de l'écoulement de retour est réduite de 55 % (y_c/c = 0,28). L'histogramme de la position de la séparation pour différentes fréquences F^+_{pulse}est présenté Figure 196 (b). Sur cette figure, il est possible de voir deux effets distincts induits par le contrôle de l'actionneur nanoseconde. Tout d'abord pour des fréquences F^+_{pulse} proches de F^+_{pulse}= 1,06, les fluctuations de la position du point de séparation sont majoritairement présentes entre 0,35 < x_c/c < 0,5. Par exemple, dans le non contrôlé, la séparation est présente sur la moitié de la population dans cet intervalle tandis qu'avec un contrôle à une fréquence F^+_{pulse}= 1,06, 2/3 de la population est présente dans cette intervalle. En augmentant la fréquence F^+_{pulse}> 7, la position de la séparation va se trouver préférentiellement à des x_c/c > 0,80. La Figure 197 qui présente le nombre de tourbillons détectés en fonction de la fréquence montre que lorsque le contrôle de la séparation limite les fluctuations à 0,35 < x_c/c < 0,5, la quantité de tourbillons est augmentée de 27 % (F^+_{pulse} = 1,06). Ceci peut être lié à une intensification des fréquences naturelles du lâché tourbillonnaire (F^+_{pulse} = 1,06).

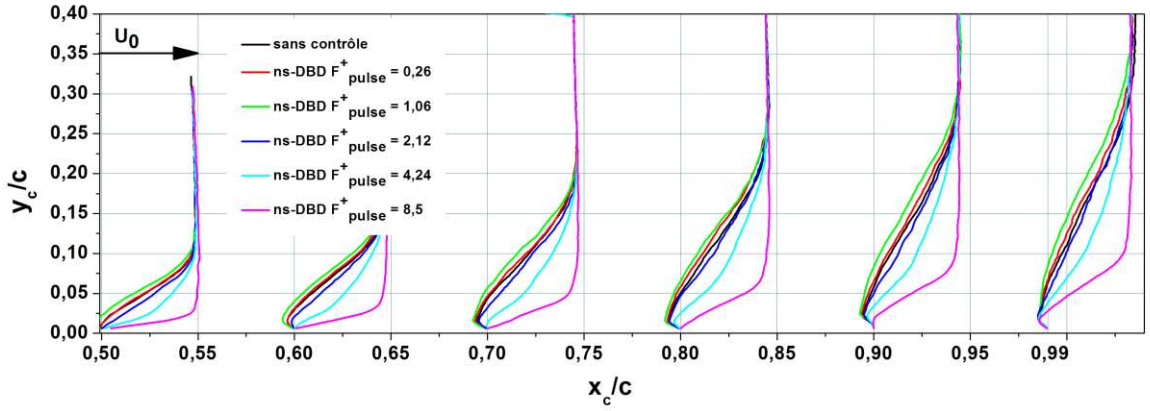

Figure 195 : Evolution de la composante de vitesse longitudinale au-dessus de l'extrados (U_0 = 40 m/s, Re = 1,3×10^6, α = 13,5 °) en absence de contrôle, et avec un actionneur à DBD nanoseconde générant des pulses de tension de 9 kV d'amplitude pour différentes fréquences de pulsation. La fréquence f est adimensionnée avec $F^+ = \frac{f \times L_{sep}}{U_0} = {}^{f}/_{154\ Hz}$.

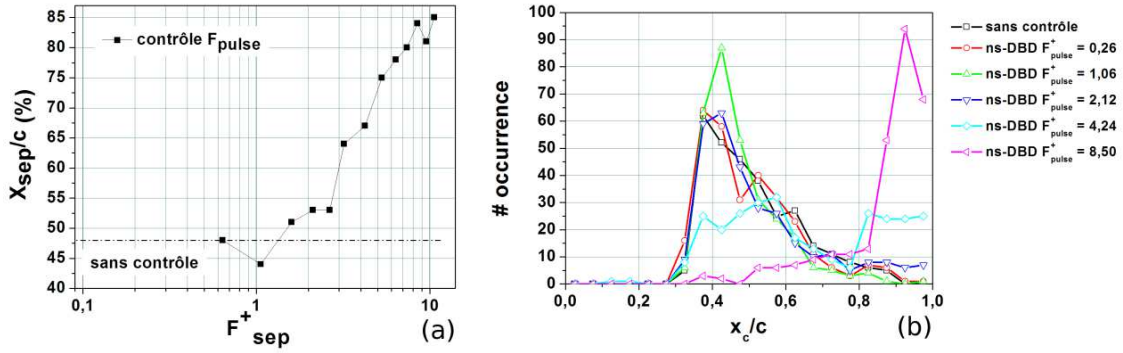

Figure 196 : (a) Position de la séparation en fonction de la fréquence de pulse de l'actionneur ns-DBD. (b) Histogrammes de la position de la séparation le long de l'extrados pour différentes fréquences.

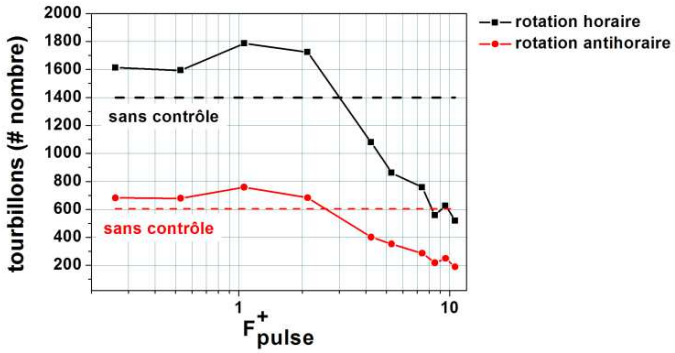

Figure 197 : Nombres de tourbillons détectés par critère Γ_1 (calculé sur une fenêtre de 6x6 nœuds et un seuil de 0,8) en fonction de la fréquence F^+_{pulse}.

La Figure 198 présente l'évolution de la vitesse longitudinale moyenne et de la composante $\frac{k}{U_0^2}$ en x/c = 1,15, pour différentes valeurs de fréquence F^+_{pulse}. Le comportement de la vitesse longitudinale dans le sillage est similaire aux résultats précédents. Pour des F^+_{pulse} ≤ 1,06, l'action de la décharge nanoseconde augmente le déficit de vitesse. A F^+_{pulse}= 1,06, la vitesse minimale dans le sillage est réduite de 40 % (0,09 U/U$_0$). Pour des F^+_{pulse} > 1,06 la vitesse minimale dans le sillage augmente progressivement jusqu'à atteindre

une valeur de 0,38 U/U_0 pour F^+_{pulse}= 8,5, soit une augmentation de 146 % par rapport à l'écoulement naturel. L'évolution de l'énergie cinétique turbulente à cette position montre que pour des F^+_{pulse} ≤ 4,24, les quantités turbulentes augmentent avec la fréquence de pulsation dans le sillage jusqu'à une valeur de $\frac{k}{U_0^2}$ = 0,09 (accroissement de 18 %), atteintes pour F^+_{pulse}= 2,12 et 4,24. Un contrôle à une fréquence F^+_{pulse} = 8,5 fait chuter les valeurs de $\frac{k}{U_0^2}$ de 59 % ($\frac{k}{U_0^2}$= 0,031).

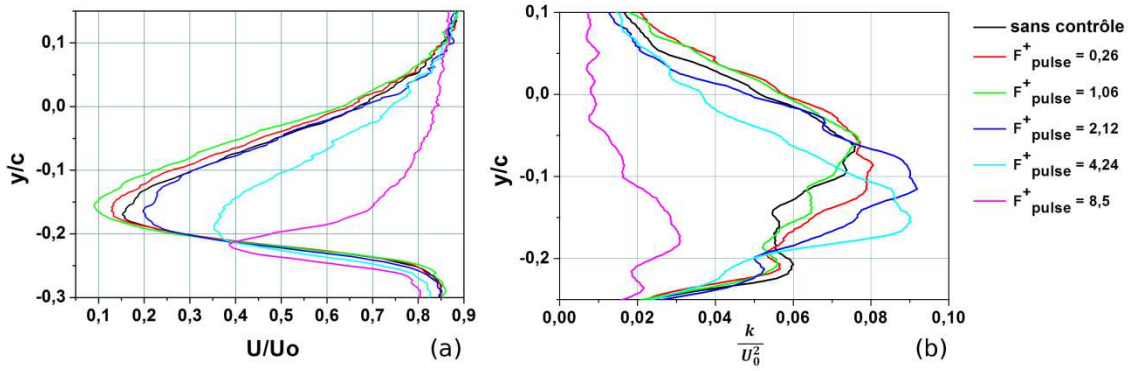

Figure 198 : (a) Profil de vitesse et (b) énergie cinétique turbulente en x/c = 1,15 dans le cas d'un contrôle par actionneur nanoseconde, pour différente fréquences de répétition F_p.

Dans le paragraphe 8.3.1 de la partie 2, la séparation est positionnée en x_c/c = 0,5 dans le cas où la transition de la couche limite est forcée avec un zig-zag et où le NACA 0015 est placé à une incidence de 12°, à un Reynolds de $1{,}3\times10^6$. Une transition forcée de la couche limite, à une incidence de 13,5° doit donc faire intervenir un point de séparation en $x_c/c < 0{,}5$. Or, l'actionneur NS-DBD, positionné au même endroit que le zig-zag, permet de déplacer la position du point de séparation en x_c/c = 0,84. Il semble donc que dans ce cas, l'efficacité du contrôle ne soit pas uniquement liée à une transition de la couche limite laminaire. D'autre part, la variation de la fréquence de pulsation induit une variation de la puissance injectée dans l'écoulement durant une période de temps donné : elle augmente avec la fréquence. Afin de savoir si c'est la puissance injectée dans l'écoulement ou la fréquence de pulsation qui est à l'origine des modifications de l'écoulement, il est nécessaire de découpler ces deux paramètres, ce qui est fait dans la partie suivante avec une modulation d'amplitude du signal pulsé via une fonction porte.

Contrôle modulé

L'utilisation d'un contrôle avec une modulation de type porte présente l'avantage de pouvoir introduire des perturbations basses fréquences dans l'écoulement. D'autre part, la puissance moyenne introduite sur une période de modulation est toujours la même, ce qui permet de décorréler l'action de la fréquence sur l'écoulement de la puissance injectée. Dans cette partie, les pulses de tension (V_{AC} = 9 kV), générés à une fréquence F^+_{pulse} = 10,6 (f = 1632 Hz), sont modulés avec une fonction porte de rapport cyclique 0,5 générée à une fréquence F^+_{burst}. L'évolution de la couche limite en aval de la séparation est présentée Figure 199. L'action de la DBD nanoseconde diminue l'épaisseur de la couche limite et de l'écoulement de retour dans tous les cas. L'influence de la fréquence n'est pas monotone ; elle présente un optimum pour F^+_{burst}= 0,84. A cette fréquence, l'épaisseur de l'écoulement de retour est diminuée de 57 %.

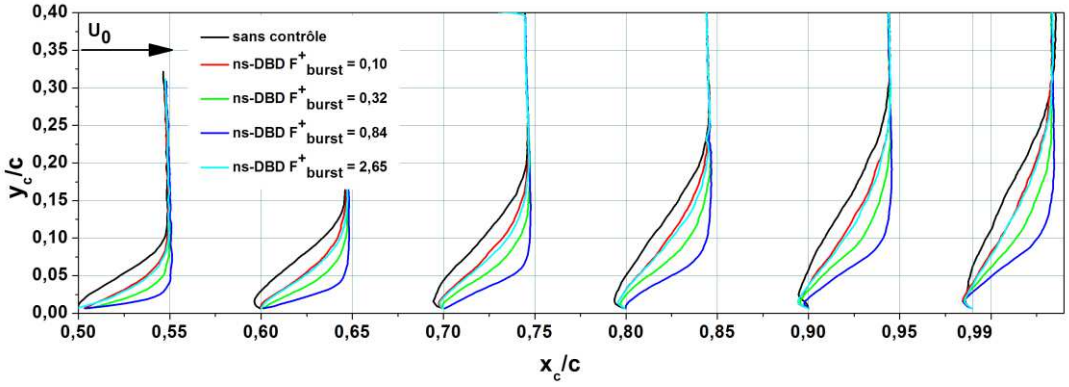

Figure 199 : Evolution de la composante de vitesse longitudinale au-dessus de l'extrados (U_0 = 40 m/s, Re = 1,3×10^6, α = 13,5 °) en absence de contrôle, et avec un actionneur à DBD nanoseconde générant des pulses de tension de 9 kV d'amplitude à une fréquence de pulsation F^+_{pulse} = 11,4 modulée par différentes fréquences F^+_{burst} de rapport cyclique 0,5. La fréquence f est adimensionnée avec $F^+ = \frac{f \times L_{sep}}{U_0} = {}^{f}/_{154\ Hz}$.

L'impact d'un contrôle modulé permet de retarder la séparation quel que soit la fréquence modulante utilisée. Pour une fréquence F^+_{burst}=0,10, la position de la séparation est retardée en x_c/c = 0,57. En augmentant la fréquence jusqu'à F^+_{burst} = 0,53 la séparation est progressivement retardée jusqu'en x_c/c = 83 % (Figure 200 (a)). L'efficacité du contrôle à retarder la séparation est maximal pour des fréquences de modulation 0,5 < F^+_{burst}< 1. Enfin, lorsque la fréquence de modulation croît, l'efficacité du contrôle diminue de nouveau : pour F^+_{burst}= 2,65, la séparation est retardée jusqu'en x_c/c = 0,62. Les histogrammes de la position de la séparation pour différentes fréquences de modulation (Figure 200 (b)) montrent des distributions très différentes du cas où l'actionneur n'est contrôlé que par la fréquence de pulse F^+_{pulse}. Dans le cas où le contrôle était effectué avec la fréquence de pulse F^+_{pulse} la position de la séparation était préférentiellement en 0,30 < x_c/c < 0,65 ou à des positions x_c > 0,80 (voir Figure 196 (b)). Dans le cas où la fréquence de modulation se trouve en dehors de la gamme de fréquence la plus efficace (c'est-à-dire F^+_{burst}<0,5 ou F^+_{burst}> 1), la position du point de séparation est répartie de façon non préférentielle entre 0,35 < x_c/c < 1. Lorsque la fréquence est située dans la gamme la plus efficace (F^+_{burst}= 0,84), l'occurrence de la présence du point de séparation augmente progressivement à mesure que x_c/c tend vers x_c/c = 0,9.

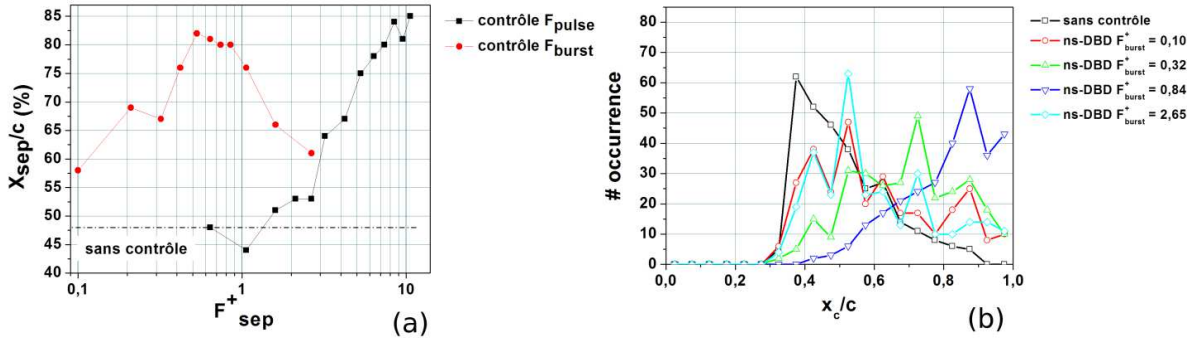

Figure 200 : (a) Position de la séparation en fonction de la fréquence de pulse ou de modulation de l'actionneur ns-DBD. (b) Histogrammes de la position de la séparation le long de l'extrados pour différentes fréquences.

La présence d'une gamme de fréquence de contrôle F^+_{burst} optimale est visible sur la vitesse longitudinale moyenne de l'écoulement dans le sillage. La Figure 201 présente le déficit de vitesse dans le sillage en x/c = 1,15. Présentant une valeur de vitesse longitudinale minimale de 0,15 U_0 (y/c= - 0,17) lorsque l'écoulement n'est pas contrôlé, le déficit de vitesse est progressivement réduit à mesure que

F^+_{burst} augmente. Lorsque la fréquence de modulation F^+_{burst}= 0,84, la vitesse minimale dans le sillage est augmentée de 160 % (0,40 U_0 en y/c = -0,21). En dépassant des valeurs F^+_{burst}> 1, l'augmentation de vitesse induite par l'efficacité du contrôle diminue.

L'impact du contrôle sur l'énergie cinétique turbulente est quelque peu différent. La composante $\frac{k}{U_0^2}$ présente une amplitude minimale avec des valeurs maximales réduites de 55 % lorsque l'effet du contrôle sur l'écoulement moyen est le plus important (F^+_{burst}= 0,84). Pour des fréquences où l'effet sur l'écoulement moyen est moins important, l'amplitude de $\frac{k}{U_0^2}$ est amplifiée dans le sillage, par exemple de 17 % pour F^+_{burst}= 0,10 ou de 13 % pour F^+_{burst}= 2,65. Cette augmentation de l'énergie cinétique turbulente peut être liée à une intensification de l'activité tourbillonnaire dans le sillage ou à une augmentation des fluctuations dans le sillage suite à une transition de la couche limite sur l'extrados. L'impact du contrôle sur la quantité de tourbillons produits (Figure 202) montre que dans tous les cas, la quantité de tourbillons détectés diminue. Si les structures tourbillonnaires ne sont pas intensifiées, l'augmentation de l'énergie cinétique turbulente semble liée à la transition de la couche limite d'extrados, induit par le contrôle.

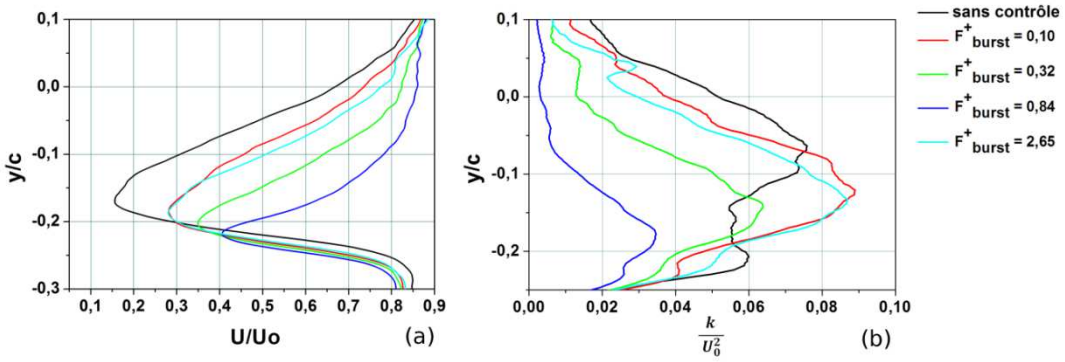

Figure 201 : Profil de vitesse et énergie cinétique turbulente en x/c = 1,15 dans le cas d'un contrôle par actionneur nanoseconde, pour différente fréquences de modulation F^+_{burst} d'un signal pulsé à une fréquence F^+_{pulse}= 10,6.

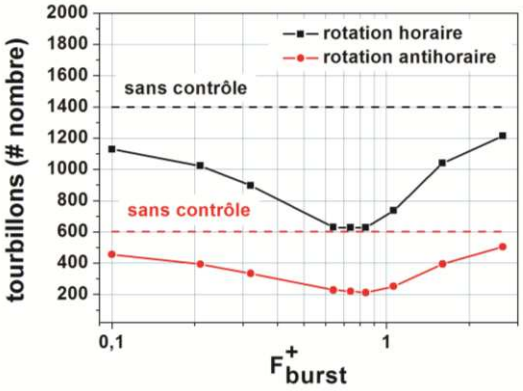

Figure 202 : Nombre de tourbillons de rotation horaire et antihoraire détectés par critère Γ_1 (calculé sur une fenêtre de 6x6 nœuds et un seuil de 0,8) sur les champs de vitesses instantanées en fonction de la fréquence de modulation F^+_{burst}.

Dans le cas où une fréquence de modulation F^+_{burst} = 0,84 est utilisée avec une fréquence de pulsation F^+_{pulse} = 10,6, le contrôle est particulièrement efficace. Lorsque l'actionneur est utilisé sans modulation à une fréquence F^+_{pulse} = 1,06, la position de la séparation moyenne est avancée, l'énergie

cinétique turbulente $\frac{k}{U_0^2}$ augmente ainsi que le nombre de structures. L'efficacité du contrôle à une fréquence de modulation F^+_{burst}= 0,84 semble liée à l'utilisation d'une fréquence F^+_{pulse} ≥ 8,5. Avec un contrôle modulé, l'efficacité de l'action sur le retardement de la séparation présente un optimum qui peut être lié à deux phénomènes :

- une action à une fréquence F^+_{pulse}≥ 8,5 suffisamment longue pour retarder la séparation à une abscisse $x_c/c \geq 0,80$
- une durée où l'actionneur ne fonctionne pas suffisamment courte pour pouvoir conserver ces propriétés avant la remise en marche de l'actionneur (lié à un phénomène d'hystérésis).

La Figure 200 montre qu'une fréquence de modulation optimale est comprise entre 0,5 < F^+_{burst} < 1. Cet optimal suggère qu'une action générée durant une période $T^+ = \frac{0,5 \times L_{sep}}{U_0}$ (soit une fréquence F^+_{burst} = 1, avec un rapport cyclique de 0,5) est suffisante pour faire chuter l'énergie cinétique turbulente tandis que pour une durée d'inaction $T^+ > \frac{0,25 \times L_{sep}}{U_0}$, l'écoulement ne conserve pas les propriétés induites par l'actionneur.

L'effet du contrôle par décharge nanoseconde montre un impact différent de l'action menée par une DBD ac. Dans ce cas, la couche limite ne présente pas de transition forcée de la couche limite. L'action des décharges nanosecondes ne semble pas être qu'à l'origine de la transition de l'écoulement. Lorsque la fréquence de pulsation est augmentée, la séparation est retardée plus en aval que dans le cas d'une transition forcée au bord d'attaque.

8.5 Conclusion

Dans ce chapitre, l'étude du contrôle d'un décollement avec un actionneur à DBD ac (transition forcée) et avec un actionneur à DBD nanoseconde (transition naturelle) est effectuée à un nombre de Reynolds de $1,3 \times 10^6$, avec une vitesse à l'infini de 40 m/s. Dans les deux cas, le contrôle permet de supprimer en quasi-totalité la séparation, montrant l'efficacité du contrôle par plasma à de grands nombres de Reynolds.

Dans le cas d'un contrôle par DBD ac, la position de l'actionneur qui doit être proche de la séparation, et systématiquement en amont, est confirmée. En particulier, la fluctuation de ce point de séparation doit être prise en compte dans le positionnement de l'actionneur, pour que le décollement se produise bien en aval de la zone de contrôle. L'utilisation d'un actionneur multi-DBD à potentiels alternés, qui agit sur une zone dont la taille est de l'ordre de l'amplitude des fluctuations du point de séparation, permet d'effectuer en permanence un contrôle à proximité d'une zone potentiellement soumise au décollement, et par là même d'améliorer l'efficacité du contrôle. L'impact de l'amplitude de tension sur l'efficacité du contrôle montre clairement un effet de seuil, qui semble lié à la vitesse du vent électrique induit par l'actionneur, qui va faire chuter progressivement les fluctuations du point de séparation le long de l'extrados. **L'effet du contrôle sur le décollement est très sensible à la fréquence d'alimentation ou à la**

fréquence de modulation du signal d'alimentation. Par exemple, dans le cas d'une modulation du signal d'alimentation, le contrôle permet de retarder le décollement plus ou moins efficacement, avec une efficacité maximale observée en F^+_{burst} = 0,31. La fréquence d'alimentation présente quant à elle différents effets sur la couche limite et le sillage : le retard du décollement (F^+_{AC}= 0,31 et 3,1), une augmentation de l'énergie cinétique turbulente dans le sillage proche (F^+_{AC}= 0,62), ou le déclenchement du point de décollement plus en amont induisant l'augmentation du déficit de vitesse dans le sillage (F^+_{AC}= 0,93).

Dans le cadre du contrôle d'un décollement par un actionneur à DBD nanoseconde, seules la fréquence de pulsation et la modulation de ce signal par une fonction porte sont étudiées. Pour une fréquence F^+_{pulse}= 1,06, la position de la séparation moyenne est avancée, l'énergie cinétique turbulente augmente ainsi que le nombre de structures. La position de la séparation est retardée en augmentant la fréquence de pulsation de l'actionneur. L'augmentation de cette fréquence à des F^+_{pulses} ≈ o(10) permet de retarder la séparation à des $x_c/c > 0,80$. En comparant ce résultat à des configurations où la transition est induite par une rugosité à la paroi, **il semble que l'action induite par une décharge nanoseconde ne soit pas uniquement liée à une transition de la couche limite.** Dans le cas où la fréquence F^+_{pulses} ≈ o(10) est modulée par une fonction porte à une fréquence F^+_{burst} et avec un rapport cyclique 0,5, le contrôle présente un optimum pour des fréquences $0,5 < F^+_{burst} < 1$. Si l'action est générée durant une période suffisante pour induire le retard de la séparation à des $x_c/c > 0,80$ et que la durée d'inaction est suffisamment petite pour que ces propriétés soient conservées dans l'écoulement, l'efficacité du contrôle est conservée. En s'éloignant de cette gamme de fréquence, le retardement du point de séparation est moins efficace et il est possible d'observer une augmentation de l'énergie cinétique turbulente.

Ces expériences peuvent être améliorées. Tout d'abord la compréhension des phénomènes physiques induits par le contrôle grâce à la caractérisation de la couche limite et l'observation des champs de vitesse lors des phases d'attachement et de décollement. L'évaluation de l'efficacité du contrôle peut elle aussi être améliorée en utilisant des mesures de balance pour caractériser l'impact du contrôle sur les coefficients de portance et de traînée. Enfin, un certain nombre de paramètre de contrôles n'ont pas été étudiés dans cette étude, par exemple dans le cas d'un contrôle modulé en amplitude, le rapport cyclique ou la fréquence d'alimentation des actionneurs n'a pas été observée. Pour l'actionneur à DBD, l'amplitude de tension aurait pu être augmentée et dans le cas d'une décharge nanoseconde, la position de l'actionneur reste à étudier.

Conclusion

Depuis sa création dans les années 90, l'actionneur à Décharge à Barrière Diélectrique de surface fait l'objet d'un grand nombre d'études expérimentales ou numériques pour caractériser ses aspects électriques et mécaniques. Le comportement électromécanique de cet actionneur est aujourd'hui relativement bien compris.

Dans le cadre de cette thèse, quelques points qui restent peu discutés dans la littérature sont présentés. Jusqu'en 2010 seuls des systèmes de mesure de force EHD instationnaires de type pendulaire furent proposés et les conclusions obtenues restent équivoques. Dans le cadre de cette thèse, un banc de mesure de la poussée moyenne générée par l'actionneur SDBD est mis en place au sein de l'institut. En termes de méthodologies, une mesure de force EHD résolue en temps est proposée au Chapitre 3. Finalement, l'utilisation d'un bilan de quantité de mouvement permet d'obtenir l'évolution temporelle de la force EHD. **Les fluctuations ont une amplitude dix fois plus importante que la valeur moyenne**. La force EHD obtenue dans le cas d'une configuration standard est bien positive durant la phase de tension décroissante et négative durant la phase de tension croissante.

La modification de la géométrie de l'électrode active d'un actionneur à décharge de surface à barrière diélectrique permet de faire évoluer les régimes de décharge et d'augmenter la poussée moyenne induite par l'actionneur. L'observation de l'évolution des régimes de décharge par caméra iCCD et par des mesures de courant montre que ces modifications de régime semblent liées au diamètre de l'électrode. A mesure que le diamètre de l'électrode active diminue, la décharge filamentaire de la phase de tension croissante est remplacée par une décharge similaire à une glow positive. La décharge générée durant la phase de tension décroissante qui devient homogène dans la direction de l'envergure de l'électrode active est moins affectée par la modification de la forme de l'électrode active. Le courant de décharge traduit les modifications de régimes observées lorsque le diamètre de l'électrode active diminue. Un courant synchrone se substitue aux pulses de courant liés au régime filamentaire de la phase de tension croissante précédé par quelques impulsions de courant lors de l'initiation de la décharge. Ces modifications ne diminuent pas forcément la puissance électrique consommée. Celle-ci va dépendre des caractéristiques électriques (amplitude de tension, fréquence). D'une façon générale, la puissance électrique consommée est maximale pour un diamètre d'électrode active égal à 50 µm. Pour des diamètres inférieurs à 50 µm, la puissance électrique consommée est plus importante que les puissances électriques consommées dans le cas d'un actionneur plan-plan.

L'influence de l'électrode active sur les régimes de décharge est particulièrement intéressante pour estimer leur efficacité en termes de production de force EHD et de vent électrique.

La force EHD générée est fortement modifiée et augmentée par la configuration fil-plan. **Pour une puissance électrique consommée de 1 W, la configuration fil-plan génère 0,95 mN contre 0,65 mN dans le cas d'une configuration plan-plan.** Il apparait clairement que chaque phase de tension transitoire génère une force projetée suivant x positive et négative. L'existence d'une force positive est corrélée à une phase de

courant synchrone. En absence de décharge et durant l'initiation des régimes de décharge caractérisés par la présence de filaments, une force projetée suivant x négative est observée. En absence de régime de décharge filamentaire, c'est durant la phase de tension croissante que la force maximale est générée.

En remplaçant l'électrode active plane par une électrode active cylindrique, le vent électrique qui en résulte fluctue à une fréquence double de la fréquence d'alimentation de l'actionneur, contrairement à toutes les observations faites à ce jour dans le cas d'une DBD plan-plan. La vitesse maximale est produite durant la phase de tension croissante. Malgré l'augmentation de la force lorsque l'électrode plane est remplacée par une électrode cylindrique, le vent électrique maximal produit n'est pas forcément plus important. Ceci dépend de l'amplitude de tension ainsi que du diamètre de l'électrode active. Dans le cas où le diamètre de l'électrode active est proche de celui de l'électrode plane, on trouve par exemple des cas où la configuration fil-plan va produire un vent électrique plus important que la configuration plan-plan (faible amplitude de tension), et l'inverse (grande amplitude de tension). Cependant, pour des électrodes cylindriques de diamètre inférieures à 50 µm, les vitesses générées par l'actionneur sont plus importantes qu'avec une électrode active plane d'épaisseur 80 µm. Il en résulte une amélioration du rendement de 43 %, qui atteint 0,26 % contre 0,18 % dans le cas d'une configuration plan-plan.

Il reste encore de nombreux points à approfondir sur les modifications induites par cette géométrie d'actionneur. En terme de force EHD, une discrétisation temporelle plus importante permettrait d'obtenir une évolution plus précise de la force EHD. La méthode utilisée dans ce chapitre peut servir à valider des méthodes dont les hypothèses simplificatrices qui permettent d'obtenir la distribution spatio-temporelle sont plus fortes.

Finalement, ces résultats sont utilisés pour mettre en place une configuration d'actionneur multi-DBD avec comme objectif une production de vent électrique maximale puisque les performances mécaniques de l'actionneur à DBD sont souvent pointées du doigt dans la thématique du contrôle d'écoulement.

Afin d'augmenter le vent électrique généré par un actionneur DBD standard ou d'étendre sa surface d'action, il est possible d'ajouter en aval de cet actionneur une électrode alimentée par une tension continue, formant ainsi un actionneur tri-électrode nommé sliding discharge ou extended DBD suivant le signe du champ électrique généré entre les deux électrodes exposées à la décharge électrique. Tandis qu'une **extended DBD permet d'augmenter efficacement la poussée pour de faibles tensions d'alimentations** (V_{AC} = 16 kV et V_{DC} = - 16 kV, augmentation de 45 %), c'est **pour de fortes amplitudes de tension V_{AC} et V_{DC} que la configuration de décharge sliding va permettre d'amplifier le jet de paroi**. En particulier, un jet dont les **vitesses maximales de 5,5 m/s** sont obtenues à y = 2 mm de la paroi pour des forces mesurée par balance de laboratoire de l'ordre de 85 mN/m (V_{AC} = 24 kV et V_{DC} = - 24 kV).

Une autre solution pour augmenter la surface d'action de l'actionneur ou la vitesse maximale du vent électrique générée par un actionneur à DBD est de placer des actionneurs à DBD en série. Cependant, l'interaction entre deux électrodes successives doit être maîtrisée sans quoi la différence de potentiel entre l'électrode de masse et l'électrode active de deux actionneurs à DBD successifs peut générer un vent électrique arrière qui va décélérer l'écoulement généré par d'autres actionneurs en amont. Une solution proposée dans ce chapitre est d'utiliser une configuration avec des potentiels alternés. Le principe est de supprimer la différence de potentiel entre une électrode de masse et une électrode active de deux actionneurs à DBD qui se succèdent, évitant ainsi la génération de vent électrique arrière. Utilisée avec une succession de quatre DBD fil 25 µm – plan, elle s'est avérée particulièrement efficace en générant un **vent**

électrique de 10,5 m/s. En terme de force, des essais préliminaires effectués sur des configurations 'tests' basées sur trois DBD successives ont permis de mesurer par balance de laboratoire une force EHD générant une poussée de **220 mN/m**.

Actuellement, le contrôle actif instationnaire est largement étudié avec l'objectif de remplacer le contrôle d'écoulement actif continu qui a vu le jour au début du XXème siècle. En effet, les configurations d'écoulement qui nécessitent un contrôle sont le plus souvent à l'origine de mécanismes instationnaires qu'il est possible d'identifier car ils induisent des structures cohérentes à des échelles spatiales et temporelles caractéristiques. Malgré les faibles coefficients de quantité de mouvement induits par l'actionneur plasma à DBD (c_μ de l'ordre de 10^{-4}), L'actionneur peut générer des tourbillons ou exciter des instabilités pour effectuer un contrôle robuste jusqu'à des Reynolds de 2×10^6, bien que la majeur partie des études se situent à des Reynolds inférieurs à 5×10^5. **La littérature actuelle souffre d'un manque d'études présentant un contrôle en bord de fuite ou à mi-corde sans volets braqués. Ce type de décollement reste difficile à contrôler car la séparation fluctue sur une distance importante** en absence d'arête vive (comme c'est le cas pour un décollement avec des volets braqués) ou en absence d'un fort gradient de pression adverse (présent lors d'un décollement de bord d'attaque). Dans le cadre du projet Européen PLASMAERO, l'étude d'un contrôle sur une voilure d'aéronef présentant un décollement de couche limite turbulente à mi-corde ou au bord de fuite est étudiée, afin d'évaluer les possibilités qu'offre l'actionneur plasma pour de telles configurations.

Le contrôle d'une séparation de bord de fuite (x_c/c = 0,95) à des Reynolds de 6×10^5 et $1{,}3\times10^6$ est présenté dans le cas d'un NACA 0015 dont la transition de la couche limite est forcée au niveau du bord d'attaque. Pour ce type de séparation, le décollement de la couche limite est généralement trop faible pour générer une recirculation massive. L'écoulement présente au bord de fuite un écoulement de retour qui ne dépasse pas 2 % de la vitesse de l'écoulement à l'infini. Une région d'écoulement cisaillé propice à la formation de tourbillons s'étend à partir de 85 % de corde.

Les résultats obtenus sont fortement dépendant de la position de la séparation naturelle. Pour de telles conditions, l'écoulement naturel est difficilement manipulable lorsque la maquette ne présente pas de volet en incidence, comme le montre le très faible nombre d'articles présents dans la littérature pour ce type de configuration. Les objectifs initiaux de ces expériences étaient de supprimer ou de retarder une séparation présente sur le bord de fuite. Pour ce faire, des actionneurs standards et à multi-DBD à potentiels alternés sont utilisés avec un fonctionnement stationnaire. Ils sont positionnés à 70 % de la corde ou de 60 à 80 % de corde (respectivement). Les résultats montrent que la stratégie adoptée permet de diminuer le gradient de pression adverse. **Dans tous les cas, l'écoulement de retour a été supprimé**. Une bonne estimation de l'impact du contrôle sur l'aspect instationnaire de la séparation consiste à rechercher des tourbillons au-dessus de l'extrados. Ce critère montre que la quantité de structures générées a fortement diminué mais leur suppression au-dessus de l'extrados n'est observée que lors du contrôle par un actionneur multi-DBD à un Reynolds de 6×10^5. Les résultats tendent à montrer que l'efficacité du contrôle est fortement dépendante de la vitesse de l'écoulement libre et de la quantité de mouvement introduite par l'actionneur. Dans le sillage, le déficit de vitesse induit par la maquette est réduit de 16 % à un Reynolds de 6×10^5 et de 5 % à un Reynolds de $1{,}3\times10^6$. Enfin, l'amplitude de l'énergie cinétique turbulente est diminuée dans le sillage de la maquette sous l'effet du contrôle. Ceci semble lié à la réduction du déficit de vitesse, impliquant de plus faibles redistributions de quantités de mouvement dans le sillage proche de la maquette.

L'étude du contrôle d'un décollement à mi-corde avec un actionneur à DBD ac (transition forcée) et avec un actionneur à DBD nanoseconde (transition naturelle) est effectuée à un nombre de Reynolds de $1{,}3\times10^6$, avec une vitesse à l'infini de 40 m/s. Dans les deux cas, le contrôle permet de supprimer en quasi-totalité la séparation.

Dans le cas d'un contrôle par DBD ac, la position de l'actionneur qui doit être proche de la séparation et systématiquement en amont est confirmée. En particulier, la fluctuation de ce point de séparation doit être prise en compte dans le positionnement de l'actionneur, pour le décollement de couche limite se produise bien en aval de la zone de contrôle. L'utilisation d'un actionneur multi-DBD à potentiels alternés, qui agit sur une zone dont la taille est de l'ordre de l'amplitude des fluctuations du point de séparation, permet d'effectuer en permanence un contrôle à proximité d'une zone potentiellement soumise au décollement, et par là même d'améliorer l'efficacité du contrôle. L'impact de l'amplitude de tension sur l'efficacité du contrôle montre clairement un effet de seuil, qui semble lié à la vitesse du vent électrique induit par l'actionneur, qui va faire chuter progressivement les fluctuations du point de séparation le long de l'extrados. L'effet du contrôle sur le décollement est très sensible à la fréquence d'alimentation ou à la fréquence de modulation du signal d'alimentation. Par exemple, dans le cas d'une modulation du signal d'alimentation, le contrôle permet de retarder le décollement d'une couche limite plus ou moins efficacement, avec une efficacité maximale observée en F^+_{burst} = 0,31. La fréquence d'alimentation présente quant à elle différents effets sur la couche limite et le sillage : le retard du décollement de la couche limite (F^+_{AC}= 0,31 et 3,1), une augmentation des quantités turbulentes au-dessus de l'extrados et dans le sillage proche (F^+_{AC}= 0,62), ou l'avancement du point de décollement plus en amont induisant l'augmentation du déficit de vitesse dans le sillage (F^+_{AC}= 0,93).

Dans le cadre du contrôle d'un décollement par un actionneur à DBD nanoseconde, seules la fréquence de pulsation et la modulation de ce signal par une fonction porte sont étudiées. Pour une fréquence F^+_{pulse}= 1,06, la position de la séparation moyenne est avancée, l'énergie cinétique turbulente augmente ainsi que le nombre de structures. La position de la séparation est retardée en augmentant la fréquence de pulsation de l'actionneur. L'augmentation de cette fréquence à des F^+_{pulses} ≈ o(10) permet de retarder la séparation à des $x_c/c > 0{,}80$. En comparant ce résultat à des configurations où la transition est induite par une rugosité à la paroi, **il semble que l'action induite par une décharge nanoseconde ne soit pas uniquement liée à une transition de la couche limite.** Dans le cas où la fréquence F^+_{pulses} ≈ o(10) est modulée par une fonction porte à une fréquence F^+_{burst} et avec un rapport cyclique 0,5, le contrôle présente un optimum pour des fréquences $0{,}5 < F^+_{burst} < 1$. Si l'action est générée durant une période suffisante pour induire le retard de la séparation à des $x_c/c > 0{,}80$ et que la durée d'inaction est suffisamment petite pour que ces propriétés soient conservées dans l'écoulement, l'efficacité du contrôle est conservée. En s'éloignant de cette gamme de fréquence, le retardement du point de séparation est moins efficace et il est possible d'observer une augmentation de l'énergie cinétique turbulente.

Perspectives

L'ensemble des expériences dans la thématique du contrôle par plasma tend à montrer l'efficacité de l'actionneur plasma malgré les faibles quantités de mouvement induites par les phases de décharges. Le vent électrique induit par l'actionneur est faible mais dans l'idéal, un contrôle d'écoulement doit viser à introduire un minimum d'énergie dans le fluide. L'actionneur plasma à DBD regroupe des qualités que peu d'actionneurs présentent : sa large bande passante, ses temps de réponse et sa facilité de mise en place.

Le développement de l'actionneur plasma à DBD pour le contrôle d'écoulement cherche à améliorer ses caractéristiques mécaniques de qui sont dépendantes de ses caractéristiques électriques. Les régimes de décharge génèrent plus ou moins de force EHD. Dans un futur proche, l'amélioration des actionneurs plasmas va se trouver confronté à un choix : augmenter la force EHD moyenne induite par l'actionneur ou bien augmenter les fluctuations de forces qu'il génère durant son fonctionnement. Finalement toutes les configurations de contrôle ne nécessitent pas un actionneur capable de générer un coefficient de quantité de mouvement important mais un actionneur capable d'interagir en temps réel avec l'écoulement qu'il contrôle.

Aujourd'hui il est possible de déterminer expérimentalement l'évolution spatio-temporelle de la force EHD générée par l'actionneur. La connaissance du transfert électro-mécanique induit par le fonctionnement de l'actionneur à DBD devrait permettre des avancées significatives, aussi bien dans le domaine expérimental que numérique.

L'actionneur peut modifier une séparation à des nombres de Reynolds supérieurs au million. L'expérience qui a été menée présente un certain nombre de questions en suspens et de points qui peuvent être améliorés. Les grandes variations observées sur les temps de recollement semblent révélatrices d'un défaut majeur des expériences actuelles : aujourd'hui les études qui concernent le contrôle par actionneurs plasmas doivent tendre à l'utilisation d'un contrôle en boucle fermée afin de profiter de toutes les possibilités qu'offre cet actionneur.

Bibliographie

[1] Direction générale de l'Aviation civile - Direction du Transport aérien, «Observatoire de l'aviation civile. Tendances et derniers résultats du transport aérien international,» 29 juin 2012.

[2] L. B. Loeb, Electrical coronas, Their basic physical mechanisms, Berkeley and Los Angeles: University of california press, 1965.

[3] E. Moreau, «Airflow control for non-thermal plasma actuators,» *J. Phys. D: Appl. Phys.,* n° 40, p. 605, 2007.

[4] A. M. Pointu, J. Perrin et J. Jolly, «Plasmas froids de décharge. Propriétés électriques,» *Technique de l'Ingénieur,* n° D2 830, 1997.

[5] K. Hassouni, F. Massines et P. J.M., Plasmas Froids, T1 génération, caractérisation et technologies., Saint - Etienne: Publications de l'Université de Saint - Etienne, 2004.

[6] F. Paschen, Sur la différence de potentiel nécessaire à la formation d'arc électrique dans de l'air, de l'hydrogène et du gaz carbonique sous différentes pressions, Wied: Annales de physique, Vol. 37, pp. 69 - 96, 1889.

[7] U. Kogelschatz, «Dielectric-barrier discharges: their history, discharge physics, and industrial applications,» *Plasma Chemistry and Plasma Processing,* vol. 23, n° 1, 2003.

[8] S. Okasaki, M. Kogoma, M. Uehara et Y. Kimura, «Appearance of stable glow discharge in air, argon, oxygen and nitrogen at atmospheric pressure using a 50 Hz source,» *J. Phys. D: Appl. Phys.,* vol. 26, n° 5, pp. 889-92, 1993.

[9] F. Massines et G. Gouda, «A comparison of polypromylene-surface treatment by filamentary, homogenous and glow discharges in helium at atmospheric pressure,» *J. Phys. D: Appl. Phys.,* vol. 31, n° 24, pp. 3411-20, 1998.

[10] F. Massines, A. Rabehi, P. Decomps, R. Ben Gadir, P. Segur et C. Mayoux, «Experimental and theoretical study of a glow discharge at atmospheric pressure controlled by dielectric barrier,» *Journal of Applied Physics,* vol. 83, n° 6, pp. 2950 - 2957, 1998.

[11] U. Kogelschatz, B. Eliasson et W. Egli, «Dielectric Barrier Discharges. Principe and Applications,» *Journal*

Physics IV, pp. 47-66, 1997.

[12] F. Massines, P. Segur, N. Gherardi, C. Khamphan et A. Ricard, «Physics and chemistry in a glow dielectric barrier discharge at atmospheric pressure: diagnostic and modelling,» *Surface and Coatings Technology,* Vols. 174-175, pp. 8-14, 2003.

[13] V. I. Gibalov et G. J. Pietsch, «The development of dielectric barrier discharges in gas gaps and on surfaces,» *J. Phys. D: Appl. Phys.,* vol. 33, pp. 2618-2636, 2000.

[14] H. Velkoff et J. Ketchman, «Effect of an electrostatic field on boundary layer transition,» *AIAA Journal,* vol. 16, pp. 1381 - 1383, 1968.

[15] J. R. Roth, D. M. Sherman et S. P. Wilkinson, «Boundary layer flow control with a one atmosphere uniform glow discharge surface plasma,» *AIAA 36th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV,* 12-15 janv., 328, 1998.

[16] J. R. Roth, «Aerodynamic flow acceleration using paraelectric and peristaltic electrohydrodynamic effects of a One Atmosphere Uniform Glow Discharge Plasma,» *Physics of Plasmas,* vol. 10, n° 5, pp. 2117 - 2126, 2003.

[17] M. Forte, J. Jolibois, J. Pons, E. Moreau, G. Touchard et M. Cazalens, «Optimization of a dielectric barrier discharge actuator by stationary and non-stationary measurements of the induced flow velocity: application to airflow control,» *Experiments in Fluids,* vol. 43, pp. 917 - 928, 2007.

[18] C. L. Enloe, T. E. McLaughlin, R. VanDyken, K. D. Kachner, E. J. Jumper, T. C. Corke, M. Post et O. Haddad, «Mechanisms and responses of a single dielectric barrier plasma actuator: geometric effects,» *AIAA Journal,* vol. 42, pp. 595 - 604, 2004.

[19] C. Enloe, T. McLaughlin, R. VanDyken, K. Kachner, E. Jumper et T. C. Corke, «Mechanisms and responses of a single dielectric barrier plasma actuator: plasma morphology,» *AIAA Journal,* vol. 42, pp. 589 - 94, 2004.

[20] A. R. Hoskinson, L. Oksuz et N. Hershkowitz, «Microdischarge propagation and expansion in a surface dielectric barrier discharge,» *Applied Physics Letters,* n° 93, 221501, 2008.

[21] K. Allegraud, O. Guaitella et A. Rousseau, «Spatio-temporal breakdown in surface DBDs: evidence of collective effect,» *J. Phys. D: Appl. Phys.,* n° 40, pp. 7698 - 7706, 2007.

[22] Y. Kashiwagi et H. Itoh, «Synchronisation of positive surface streamers triggered by vacuum ultraviolet in atmosphere,» *J. Phys. D: Appl. Phys.,* n° 39, pp. 113 - 118, 2006.

[23] D. Orlov, G. Font et D. Edelstein, «Characterization of discharge modes of plasma actuators,» *46th AIAA Aerospace Sciences Meeting (Reno, NV, January 2008),* 1409 , 2008.

[24] G. I. Font, «Boundary layer control with atmospheric plasma discharges,» *AIAA journal,* 3574, 2004.

[25] J. P. Boeuf et L. C. Pitchford, «Electrohydrodynamic force and aerodynamic flow acceleration in surface dielectric barrier discharge,» *Journal of Applied Physics,* vol. 97, 103307, 2005.

[26] J. P. Boeuf, Y. Lagmich, T. Unfer, T. Callegari et L. C. Pitchford, «Electrohydrodynamic force and dielectric barrier discharge plasma actuators,» *J. Phys. D: Appl. Phys.,* vol. 40, pp. 652-662, 2007.

[27] J. P. Boeuf, Y. Lagmich et L. C. Pitchford, «Contribution of positive and negative ions to the electrohydrodynamic force in a dielectric barrier discharges plasma actuator operating,» *Journal of Apllied Physics,* vol. 106, 023115 - 9, 2009.

[28] C. L. Enloe, G. I. Font, T. E. McLaughlin et D. M. Orlov, «Surface potential and longitudinal electric field measurements in the aerodynamic plasma actuator,» *AIAA Journal,* vol. 46, n° 11, pp. 2730 - 2740, 2008.

[29] Y. Lagmich, T. Callegari, T. Unfer, L. Pitchford et J. Boeuf, «Electrohydrodynamic force and scaling laws in surface dielectric barrier discharges,» *Applied Physics Letters,* vol. 90, 051502, 2007.

[30] J. Pons, E. Moreau et G. Touchard, «Asymmetric surface dielectric barrier discharge in air at atmospheric pressure: Electrical properties and induced airflow characteristics,» *J. Phys. D: Appl. Phys.,* vol. 38, pp. 3635 - 3642, 2005.

[31] E. Moreau, A. Labergue et G. Touchard, «About the kinetic power induced by AC and DC discharges,» *CEIDP*, 2005.

[32] J. C. Laurentie, J. Jolibois et E. Moreau, «Surface dielectric barrier discharge: effect of encapsulation of the grounded electrode on the electromechanical characteristics of the plasma actuator,» *Journal of Electrostatics,* vol. 67, pp. 93 - 98, 2009.

[33] Y. Lagmich, T. Callegar, L. C. Pitchford et J. P. Boeuf, «Model description of surface dielectric barrier discharges for flow control,» *J. Phys. D: Appl. Phys.,* vol. 41, 095205, 2008.

[34] J. R. Roth et Dai X., «Optimization of the aerodynamic plasma actuator as an electrohydrodynamic (EHD) electrical device,» *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, Nevada, 2006.

[35] B. Dong, J. M. Bauchire, J. M. Pouvesle, P. Magnier et D. Hong, «Experimental study of a DBD surface discharge for the active control of subsonic airflow,» *J. Phys. D: Appl. Phys.,* vol. 41, 2008.

[36] F. O. Thomas, T. C. Corke, M. Iqbal, A. Kozlov et D. Schatzman, «Optimization of dielectric barrier discharge plasma actuators for active aerodynamic flow control,» *AIAA Journal,* vol. 47, n° 9, pp. 2169-2178, 2009.

[37] J. Jolibois et E. Moreau, «Enhancement of the electromechanical performances of a single dielectric barrier discharge actuator,» *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation,* vol. 16, n° 3, pp. 758-768, 2009.

[38] W. Shyy, B. Jararaman et A. Anderson, «Modelling of glow discharge-induced fluid dynamics,» *Journal*

of Applied Physics, vol. 92, n° 11, pp. 6434-43, 2002.

[39] R. Durscher et S. Roy, «Force measurement techniques and preliminary results using aerogels and ferroelectrics for dielectric barrier discharge actuators,» *42nd AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference*, Honolulu, Hawaii, 27 - 30 June, 3735, 2011.

[40] T. Unfer et J. Boeuf, «Modelling of a nanosecond surface discharge actuator,» *J. Phys. D: Appl. Phys.,* vol. 42, p. 12pp, 2009.

[41] Y. P. Raizer, Gas Discharge Physics, New York: Springer-Verlag, 1977.

[42] J. Shang et P. G. Huang, «Modeling of ac dielectric barrier discharge,» *Journal of Applied Physics,* vol. 107, 113302, 2010.

[43] A. V. Likhanskii, M. N. Shneider, S. O. Macheret et R. B. Miles, «Modelling of dielectric barrier discharge plasma actuator in air,» *Journal of Applied Physics,* vol. 103, 053305, 2008.

[44] T. Abe, Y. Takizawa et S. Syunichi, «A parametric experimental study for momentum transfer by plasma actuator,» *45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 8 - 11 January*, Reno, Nevada, 187-544, 2007.

[45] A. R. Hoskinson, N. Hershkowitz et D. E. Ashpis, «Force measurements of single and double barrier DBD plasma actuators in qiescent air,» *J. Phys. D: Appl. Phys.,* vol. 41, 2008.

[46] J. Kriegseis, S. Grundmann et C. Tropea, «Power consumption, discharge capacitance ans light emission as measures for thrust production of dielectric barrier discharge plasma actuators,» *Journal of Applied Physics,* vol. 110, 013305, 2011.

[47] M. Kotsonis, S. Ghaemi, R. Giepman et L. Veldhuis, «Experimental study on the body force field of dielectric barrier discharge actuators,» *41st AIAA Plasmadynamics and lasers conference 28 June - 1 July*, Chicago, Illinois, 4630-118, 2010.

[48] J. W. Baughn, C. O. Porter, B. L. Peterson, T. E. McLaughlin, C. L. Enloe, G. I. Font et C. Baird, «Momentum transfer for an aerodynamic plasma actuator with an imposed boundary layer,» *46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, Nevada, january, 0168, 2006.

[49] C. O. Porter, J. W. Baughn, T. E. McLaughlin, C. L. Enloe et G. I. Font, «Plasma actuator force measurements,» *AIAA Journal,* vol. 45, pp. 1562-70, 2007.

[50] P. Versailles, V. Gingras-Gosselin et H. D. Vo, «Impact of pressure and temperature on the performance of plasma actuator,» *AIAA Journal,* vol. 48, n° 4, pp. 859-863, 2010.

[51] J. W. Gregory, C. L. Enloe, G. I. Font et T. E. McLaughlin, «Force production mechanisms of a dielectric barrier discharge plasma actuator,» *45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, Nevada, 8 - 11 January, 185, 2007.

[52] T. C. Corke, M. L. Post et D. M. Orlov, «SDBD plasma enhanced aerodynamics: concepts, optimization and applications,» *Progress in Aerospace Sciences,* vol. 43, pp. 193 - 217, 2007.

[53] M. Forte, L. Leger, J. Pons, E. Moreau et G. Touchard, «Plasma actuators for airflow control: measurement of the non-stationary induced flow velocity,» *Journal of Electrostatics,* n° 63, pp. 929 - 936, 2005.

[54] C. O. Porter, J. W. Baughn, T. E. McLaughlin, C. L. Enloe et G. I. Font, «Temporal force measurements on an aerodynamic plasma actuator,» *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exihibit* , Reno, Nevada, 8-12 January, 104, 2006.

[55] C. L. Enloe, M. G. Hang et T. E. McLaughlin, «Time-correlated force production measurements of the dielectric barrier discharge plasma aerodynamic actuator,» *Journal of Applied Physics,* Vols. 103, 073302, 2008.

[56] C. L. Enloe, M. G. McHarg, G. I. Font et T. E. McLaughlin, «Plasma-induced force and self-induced drag in the dielectric barrier discharge aerodynamic plasma actuator,» *47th AIAA Aerospace Sciences Meeting* , Orlando, Florida, 1622, 2009.

[57] B. Jayaraman, Y. C. Cho et W. Shyy, «Modeling of dielectric barrier discharge actuator,» *38th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference*, Miami, Florida, 25-28 june, 4531, 2007.

[58] W. Kim, H. Do, M. G. Mungal et M. A. Cappelli, «On the role of oxygen in dielectric barrier discharge actuation of aerodynamic flows,» *Applied Physics Letters,* vol. 91, 181501, 2007.

[59] G. I. Font et W. L. Morgan, «Plasma discharges in atmospheric pressure oxygen for boundary layer separation control,» *AIAA Journal,* n° 4632, 2005.

[60] T. Albrecht, T. Weier, G. Gerberth, H. Metzkes et J. Stiller, «A Method to Estimate the Planar, Instantaneous Body Force Distribution from Velocity Field Measurements,» *Physics of Fluids,* vol. 23, 021702, 2011.

[61] A. Debien, N. Benard, L. David et E. Moreau, «Unsteady aspect of the electrohydrodynamic force produced by surface dielectric barrier discharge actuators,» *Applied Physics Letters,* vol. 100, 013901, 2011.

[62] M. Kotsonis et S. Ghaemi, «Forcing mechanisms of dielectric barrier discharge lasma actuators at carrier frequency of 625 Hz,» *Journal of Applied Physics,* n° 110, 113301, 2011.

[63] J. Jolibois, M. Forte et E. Moreau, «Application of an AC barrier discharge actuator to control airflow separation above a NACA 0015 airfoil: Optimization of the actuation location along the chord,» *Journal of Electrostatics,* n° 66, pp. 496-503, 2008.

[64] N. Balcon, N. Benard, Y. Lagmich, J. P. T. G. Boeuf et E. Moreau, «Positive and negative sawtooth signals applied to a DBD plasma actuator - influence on the electric wind,» *Journal of Electrostatics,* vol. 67, pp. 140-145, 2009.

[65] M. Forte, J. Jolibois, E. Moreau, G. Touchard et M. Cazalens, «Optimization of adielectric barrier discharge actuator by stationnary and non-stationnary measurements of the induced flow velocity - application to airflow control,» *3rd AIAA Flow Control Conference*, San Francisco, Claifornia, 5 - 8 juin, 2863, 2006.

[66] J. R. Roth et X. Dai, «Optimization of the aerodynamic plasma actuator as an electrohydrodynamic (EHD) electrical device,» 44th *AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, 9 - 12 janv,* 2006.

[67] N. Benard et E. Moreau, «Capabilities of the dielectric barrier discharge plasma actuator for multi-frequency excitation,» *J. Phys. D: Appl. Phys.,* vol. 40, pp. 652-662, 2010.

[68] T. C. Manley, «The electric characteristic of the ozonator discharge,» *Trans. Electrochem. Soc.,* n° 84, pp. 83-96, 1943.

[69] J. Kriegseis, B. Möller, S. Grundmann et C. Tropea, «Capacitance and power consumption quantification of dielectric barrier discharge (DBD) plasma actuators,» *Journal of Electrostatics,* n° 69, pp. 302 - 312, 2011.

[70] N. Benard, L. N. Cattafesta III, E. Moreau, J. Griffin et J. P. Bonnet, «On the benefits of hysteresis effects for closed-loop separation control using plasma actuation,» *Physics of Fluids,* vol. 23, 2011.

[71] B. Dong, «Etude et caractérisation de plasmas destinés au contrôle actif d'écoulements gazeux subsoniques,» Orléans, thèse de doctaorat, GREMI, 2008.

[72] R. B. Tyata, D. P. Subedi, D. M. Joshi et D. K. Madhup, «Electrical and optical characterization of dielectric barrier discharge produced in atmospheric air,» *Kathmandu University Journal of Science, Engeneering and Technology,* vol. 5, n° 1, pp. 56-61, 2009.

[73] X. Li, P. Jia, Z. Liu et L. Dong, «Optical characteristics of dielectric barrier uniform discharge at atmospheric pressure,» *Internal Symposium on Photoelectronic Detection and Imaging 2007 : Laser, Ultraviolet and Teraherts Technology*, Beijing, China, 2007.

[74] R. Durscher et S. Roy, «Force measurement techniques and preliminary results using aerogels and ferroelectrics for dielectric barrier discharge actuators,» *42nd AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference,* p. 3735, 27-30 june june, 3735, 2011.

[75] M. Raffel, C. Willert, S. Wereley et J. Kompenhans, Particle image velocimetry - A practical guide, Berlin Heidelberg: Springer, 2008.

[76] H. Huang, D. Dabiri et M. Gharib, «On errors of digital particle image velocimetry,» *Measurements Sciences Technologies,* n° 8, pp. 1427-1440, 1997.

[77] H. E. Albrecht, M. Borys, N. Damaschke et C. Tropea, Laser doppler and phase doppler measurement techniques, Springer, 2003.

[78] A. Melling, «Tracer particles and seeding particle image velocimetry,» *Measurement Sciences Technologies,* vol. 8, pp. 1406-1416, 1997.

[79] K. Parker, applied electrostatic precipitation, London: Kluwer Academic Publishers, 1997.

[80] J. Chang, D. Brocilo, K. Urashima, J. Mizeraczyk, J. Dekowski, L. Podlinski, M. Dors, M. Kocik, T. Ohkubo, S. Kanazawa et Y. Nomoto, «Optimization of seed-particle size and density used in the particle image velocimetry under corona discharges and non-thermal plasmas,» *7th International Congress On Optical Particle Characterization*, Kyoto, 2004.

[81] A. Debien, «Effets des traceurs utilisés sur des mesures LDV en présence d'un actionneur plasma,» stage de Master 2, Université de Poitiers, 2009.

[82] J. Ferry et J. L. Rovet, «Thrust measurement of dielectric barrier discharge plasma actuators and power requirements for aerodynamic control,» *5th AIAA Flow Control Conference,* 28 june - 1 July, 4982, 2010.

[83] R. Durscher et S. Roy, «Novel multi-barrier plasma actuators for increased thrust,» *48th AIAA Aerospace Sciences Meeting,* 4-7 January, 965, 2010.

[84] M. Neumann, C. Friedrich, J. Czarke, J. Kriegseis et S. Grundmann, «Spatio-temporal velocity, acceleration and force measurements of a dielectric barrier discharge plasma actuator,» *16th Int Symp on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lisbon, Portugal, 09 - 12 july 2012.

[85] J. Kriegseis, C. Schwarz, A. Duchmann, S. Grundmann et C. Tropea, «PIV-based estimation of DBD plasma-actuator force terms,» *50th AIAA Aerospace Sciences Meeting,* 09-12 January, 0411, 2012.

[86] B. Wilke, «Aerodynamische Strömungssteuerung mittels dielecktrischen BarriereentladungsPlasmaaktuatoren,» *Ph D. Thesis*, Darmstadt, DLR Göttingen, 2009.

[87] L. David, T. Jardin et A. Farcy, «On the non-intrusive evaluation of fluid forces with the momentum equation approach,» *Measurment Science and Technology,* vol. 20, 2009.

[88] T. Jardin, L. Chatellier, A. Farcy et L. David, «Correlation between vortex structures and unsteady loads for flapping motion in hover,» *Experiments in Fluids,* vol. 47, pp. 655-664, 2009.

[89] J. D. Anderson, Fundamentals of Aerodynamics - 3rd edtion, New York: Mc Graw Hill, 2001.

[90] F. Noca, D. Shiels et D. Jeon, «Measuring instantaneous fluid dynamic forces on bodies, using only velocity fields and their derivatives,» *Journal of Fluids and Structures,* vol. 11, pp. 345-350, 1997.

[91] F. Noca, D. Shiels et D. Jeon, «A comparison methods for evaluating time-dependent fluid dynamic forces on bodies, using only velocity fields and their derivatives,» *Journal of Fluid and Structures,* vol. 13, pp. 551-578, 1999.

[92] D. F. Kurtulus, F. Scarano et L. David, «Unsteady aerodynamic forces estimation on a square cylinder by

TR-PIV,» *Experiments in Fluids,* vol. 42, pp. 185-196, 2007.

[93] C. L. Enloe, T. E. McLaughlin, G. I. Font et J. W. Baughn, «Parametrization of temporal structure in the single-dielectric-barrier aerodynamic plasma actuator,» *AIAA Journal,* vol. 44, n° 6, pp. 1127-1136, 2006.

[94] C. L. Enloe, R. M. Gilgenbach et J. S. Meachum, «Fast, sensitive laser deflection system suitable for transient plasma analysis,» *Review of Scientific Instruments,* vol. 58, n° 9, pp. 1597-1600, 1987.

[95] J. Kriegseis, «Performance characterization and quantification of dielectrique barrier discharge plasma actuator,» PHD Thesis, Darmstadt, 2011.

[96] L. H. Benedict et R. D. Gould, «Towards better uncertainty estimates for turbulence statistics,» *Experiments in Fluids,* n° 22, pp. 129-136, 1996.

[97] P. A. Polivanov, 0. I. Vishnyakov, A. A. Sidorenko et A. A. Maslov, «Nonstationary Flow Field Generated by Dielectric Barrier Discharge,» *Technical Physics Letters,* vol. 37, n° 5, pp. 461-464, 2011.

[98] N. Takeuchi, T. Hamasaki et K. ,. S. T. Yasuoka, «Surface charge measurment in surface dielectric barrier discharge by laser polarimetry,» *Journal of Electrostatics,* n° 69, pp. 87-91, 2011.

[99] N. Benard et E. Moreau, «Role of the electric waveform supplying a dielectric barrier discharge,» *Applied Physics Letters,* n° 100, 193503, 2012.

[100] D. Colas, A. Ferret, D. Pai, D. A. Lacoste et C. O. Laux, «Ionic wind generation by a wire-cylinder-plate corona discharge in air at atmospheric pressure,» *J. Appl. Phys.,* vol. 108, 2010.

[101] E. Moreau et G. Touchard, «Enhancing the mechanical efficiency of electric wind in corona discharges,» *Journal of Electrostatics,* vol. 66, pp. 39-44, 2008.

[102] A. R. Hoskinson et N. Hershkowitz, «Comparisons of force measurement methods for DBD plasma actuators in quiescent air,» *47th AIAA Aerospace Sciences Meeting (Orlando, FL, January 2009),* 485, 2009.

[103] A. R. Hoskinson N. Hershkowitz, «Differences between dielectric barrier discharge plasma actuators with cylindrical and rectangular exposed electrodes,» *J. Phy. D: Appl. Phys.,* vol. 43, 062505, 2010.

[104] A. Debien, N. Benard et E. Moreau, «Actionneurs plasma a DBD: influence de la forme de l'électrode active,» *7th Conference of the French Society of Electrostatics*, Montpellier, France, 2010.

[105] A. Debien, N. Benard et E. Moreau, «Streamer inhibition for improving force and electric wind produced by DBD actuators,» *J. Phys. D: Appl. Phys.,* vol. 45, 215201, 2012.

[106] T. Unfer et J. P. Boeuf, «Modelling and comparison of sinusoidal and nanosecond pulsed surface dielectric barrier discharges for flow control,» *Plasma Phys. control. Fusion,* vol. 52, 124019, 2010.

[107] C. Louste, G. Artana, E. Moreau et G. Touchard, «Sliding discharge in air at atmospheric pressure: electrical properties,» *Journal of Electrostatics,* vol. 63, pp. 615-620, 2005.

[108] R. Sosa, H. Kelly, D. Grondona, A. Marquez, V. Lago et G. Artana, «Electrical and plasma characteristics of a quasi-steady sliding discharge,» *J. Phys. D: Appl. Phys.,* vol. 41, 035202, 2008.

[109] E. Moreau, R. Sosa et A. Guillermo, «Electric wind produced by surface plasma actuators: a new dielectric barrier discharge based on a three-electrode geometry,» *J. Phys. D: Appl. Phys.,* vol. 41, 115204, 2008.

[110] E. Moreau, C. Louste et G. Touchard, «Electric wind induced by sliding discharge in air at atmospheric pressure,» *Journal of Electrostatics,* vol. 66, pp. 107-114, 2008.

[111] M. Takashi, M. Kaxaguchi, N. Fujita, Y. G. et H. Kawasoe, «Jet vectoring and enhancement of flow control performance of trielectrode plasma actuator utilizing sliding discharge,» *6th AIAA Flow Control Conference*, New Orleans, Louisiana, 25-26 June, 3238, 2012.

[112] R. Sosa, E. Arnaud, E. Memlin et G. Artana, «Study of the flow induced by a sliding discharge,» *IEEE transactions on Dielectrics and Electrical Insulation,* vol. 16, n° 2, pp. 305-311, 2009.

[113] T. Matsuno, M. Kawagughi, G. Yamada et H. Kawazoe, «Flow control characteristics of trielectrode plasma actuators,» *28th ISTS*, 2011.

[114] T. C. Corke, C. L. Enloe et S. P. Wilkinson, «Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuators for Flow Control,» *Ann. Rev. Fluid Mech.,* n° 42, pp. 505-529, 2010.

[115] A. Debien, N. Benard et E. Moreau, «Single and multi-DBD plasma actuators based on wire HV electrode,» *30th ICPIG, August 28th -September 2nd 2011*, Belfast, Northern Ireland, UK, 2011.

[116] C. A. Borghi, M. R. Carraro et A. Cristofolini, «Plasma and flow characterisation in a flat panel One Atmosphere Uniform Barrier Discharge,» *36th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference*, Toronto, Ontario Canada, 6-9 June, 5307, 2005.

[117] M. L. Post, «Plasma actuators for separation control on stationnary and oscillating wings," Ph. D dissertation, University of Notre Dame, 2004.

[118] T. C. Corke et E. Matlis, «Phased plasma arrays for unsteady flow control,» *AIAA Fluids Conference and Exhibit,Denver, Colorado, 19-22 June,* 2323, 2000.

[119] S. Morris et T. C. Corke, «Tip-clearance control using blade mounted plasma actuators,» Ph. D dissertation, University of Notre Dame, 2007.

[120] Likhanskii, «Limitations of the DBD effects on the external flow,» *48th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Forum and Aerospace Exposition*, Orlando, Florida, 4-7 January, 470, 2010.

[121] C. Borghi, A. Cristofolini, M. R. Carraro et G. Neretti, «An analysis of a three phase flat panel uniform barrier discharge at atmospheric pressure,» *37th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference*, San

Francisco, California, 5-8 june, 3380, 2006.

[122] N. Benard, A. Mizuno et E. Moreau, «A large-scale multiple dielectric barrier discharge actuator based on an innovative three-electrode design,» *J. Phys. D: Appl. Phys.,* vol. 42, 235204, 2009.

[123] H. Do, W. Kim, M. A. Cappelli et M. G. Mungal, «Cross-talk in multiple dielectric barrier discharge actuators,» *Applied Physics Letters,* vol. 92, 071504, 2008.

[124] A. Berendt, J. Podlinski et J. Mizeraczyk, «Elongated DBD with floating interelectrodes for actuators,» *Europ. Phys. J. Appl. Phys.,* vol. 55, 2011.

[125] S. S. Collis, R. D. Joslin, A. Seifert et V. Theofilis, «Issues in active flow control: theory, control, simulation and experiment,» *Progress in Aerospace Sciences,* vol. 40, pp. 237-289, 2004.

[126] L. Prandtl, «Uber Flussigkeitsbewegung bei sehr kleiner reibung,» *Proceeding of the third international mathematics congress,* pp. 489-491, 1904.

[127] L. Prandtl et O. Tietjens, Fundamentals of Hydro and Aeromechanics, New York: McGraw-Hill, 1934.

[128] G. Schubauer et H. Skramstad, «Laminar-boundary-layer oscillations and transition on a flat plate,» NACA Report No. 909, 1948.

[129] H. Kim, S. Kline et W. Reynolds, «The production of turbulence near a smooth wall in a turbulent boundary layer,» *Journal of Fluid Mechanics,* vol. 50, n° 01, pp. 133-160, 1971.

[130] G. Brown et A. Roshko, «On density effects and large structure in turbulent mixing layers,» *Journal of Fluid Mechanics,* vol. 64, n° 4, pp. 775-816, 1974.

[131] Y. S. Kachanov, «Physical Mechanisms of Laminar-Boundary-Layer Transition,» *Annual Review of Fluid Mechanics,* vol. 26, pp. 411-482, 1994.

[132] P. Chassaing, Turbulence en Mécanique des Fluides, Cépaduès-Editions, 2000.

[133] R. Simpson, «A review of some phenomena in turbulent flow separation,» *Journal of fluid engeneering,* vol. 102, pp. 520-533, 1981.

[134] G. B. McCullough et D. E. Gault, «Examples of three representative types of airfoil-section stall at low speed,» NACA Technical note 2502, 1951.

[135] S. Kline, W. Reynolds, F. Schraub et R. P.W., «The structure of turbulent boundary layers,» *Journal of Fluid Mechanics,* vol. 30, n° 4, pp. 741-773, 1967.

[136] A. K. M. F. Hussain, «Coherent sutructures and turbulence,» *Journal of Fluid Mechanics,* vol. 173, pp. 303-356, 1986.

[137] S. Robinson, «Coherent motions in the turbulent boundary layer,» *Annual Review of Fluid Mechanics,*

vol. 23, pp. 601-639, 1991.

[138] R. E. Falco, «A Coherent structure model of the turbulent boundary layer and its ability to predict Reynolds number dependence,» *Philosophical Transactions of the Royal Society London A,* vol. 336, pp. 103-129, 1991.

[139] S. Yarusevych, P. E. Sullivan et J.G. Kawall «Coherent structures in an airfoil boundary layer and wake at low Reynolds numbers,» *Physics of Fluids,* vol. 18, n° 4, 044101, 2006.

[140] R. Mittal et R. Kotapati, «Numerical study of resonant interactions and flow control in a canonical separated flow,» *43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit,* 10-13 January, 1261, 2005.

[141] A. Roshko, «On the development of turbulent wakes from vortex street,» NACA Report 1191, 1954.

[142] A. Daraby et I. Wygnansky, «Active management of naturally separated flow over a solid surface. Part 1. The forced reattachment process,» *Journal of Fluid Mechanics,* vol. 510, pp. 105-129, 2004.

[143] C. Ho et P. Huerre, «Perturbed free shear layers,» *Annual review of Fluid Mechanics,* vol. 16, pp. 365-424, 1984.

[144] G.O. Wheeler, «Low Drag Vortex Generators,» United States Patent 5058837, 1991.

[145] K. S. Choi, «Near-wall structure of a turbulent boundary layer with riblets,» *Journal of Fluid Mechanics,* vol. 208, pp. 417-458, 1989.

[146] E. J. Saltzman et J. Hintz, «Flight evaluation of splitter-plate effectiveness in reducing base drag at mach numbers from 0.65 to 0.90,» National Aeronautics and Space Administration, Washington, D. C., 1967.

[147] F. Herault, «Microgénérateurs à aimants permanents entraînés par des microturbines à air ou des micromachines à gaz chaud,» Thèse de doctorat, INSA de Toulouse, toulouse, 2009.

[148] J. M. Wiltze et A. Glezer, «Manipulation of free shear flows using piezoelectric actuators,» *Journal of Fluid Mechanics,* vol. 249, pp. 261-285, 1993.

[149] S. A. Jacobson et W. C. Reynolds, «Active control of streamwise vortices and streaks in bounday layers,» *Journal of Fluid Mechanics,* vol. 360, pp. 179-211, 1998.

[150] L. N. Cattafesta III et M. Shelpak, «Actuators for active flow control,» *Annual review of Fluid Mechanics,* vol. 43, pp. 247-272, 2011.

[151] G.G. Arthur, B.J. McKeon, S.S. Dearing, J.F. Morrison et Z. Cui, «Manufacture of micro-sensors and actuators for flow control,» *Microelectronic Engineering,* vol. 83, pp. 1205-1208, 2006.

[152] S.S. Dearing, J. F. Morrison et L. Iannucci, «Electro-active polymer (EAP) "dimple" actuators for flow control: Design and characterisation,» *Sensors and Actuators A,* vol. 157, pp. 210-218, 2010.

[153] A. Widmann, A. Duchmann, A. Kurz, S. Grundmann et C. Tropea, «Measuring Tollmien-Schlichting waves using phase-averaged particle image velocimetry,» *Experiments in Fluid,* vol. 53, n° 3, pp. 707-715, 2012.

[154] N. Benard et E. Moreau, «On the vortex dynamic of airflow reattachment forced by a single non-thermal plasma discharge actuator,» *Flow Turbulence Combustion,* vol. 87, pp. 1-31, 2011.

[155] J. Little, M. Nishihara, I. Adamovich et M. Samimy, «Separation control form the flap of a high-lift airfoil using DBD plasma actuation,» *4th Flow Control Conference,* 2008-4200, 23-26 June 2008.

[156] P. Audier, D. Hong et A. Leroy, «Unsteady forcing of a post-stall flow over a NACA 0012 airfoil by a surface DBD actuator,» *6th AIAA Flow Control Conference,* 2012-3052, 25-28 June 2012.

[157] D.F. Opaits, D.V. Roupassov, S.M. Starikovskaia, A.Y. Starikovski, I.N. Zavialov et S.G. Saddoughi, «Plasma control of boundary layer using low-temperature non-equilibrium plasma of gas discharge,» *43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit,* 2005-1180, 10 - 13 January 2005.

[158] D.V. Roupassov, I.N. Zavialov et A.Y. Starikovskii, «Boundary layer separation plasma control using low-temperature non-equilibrium plasma of gas discharge,» *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit,* 2006-373, 9-12 January 2006.

[159] K. Grossman, B. Cybyk, M. Rigling et D. Van Wie, «Characterization of sparkjet actuators for flow control,» *AIAA,* 2004-89, 5-8 January 2004.

[160] P. Hardy, D. Caruana, P. Barricau, J. Campbronne, A. Belinger et C. Gleyzes, «Plasma synthetic jet for flow control,» *AIAA,* 28 June - 3 July 2010.

[161] A. Seifert, D. Greenblatt et I. Wygnanski, «Active separation control: an overview of Reynolds and Mach effects,» *Aerospace Science and Technology,* vol. 8, pp. 569-582, 2004.

[162] J. Mclean, J. Crouch, R. Stoner, S. Sakurai et G. Seidel, «Study of the application of separation control by unsteady excitation to civil transport aircraft,» NASA/CR-1999-209338, 1999.

[163] Y. Okita, T. N. Jukes, K. S. Choi et K. Nakamura, «Flow reattachment over airfoil using surface plasma actuator,» *4th AIAA Flow Control Conference,* 2008-4203, 23-26 June 2008.

[164] T. N. Jukes et K. S. Choi, «Dielectric barrier discharge vortex generators: characterisation and optimisation for flow separation,» *Experiments in fluids,* vol. 52, pp. 329-345, 2012.

[165] A. Leroy, P. Molton, Y. Carpels et J. Pons, «Experimental studies of DBD actuator effects on wing tip vortex topology,» *6th AIAA Flow control Conference,* 2012-2951, 25-28 June 2012.

[166] T.C. Corke et M.L. Post, «Overview of plasma flow control: Concepts, optimization and applications,» *43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit,* 2005-563, 10-13 January 2005.

[167] T.C. Corke, M.L. Post et D.M. Orlov, «SDBD plasma enhanced aerodynamics: concepts, optimization

and applications,» *Progress in Aerospace Sciences,* vol. 43, n° 7-8, pp. 193-217, 2007.

[168] T.C. Corke, E.J. Jumper, M.L. Post, D.M. Orlov et T.E. Mclaughlin, «Application of weakly ionised plasmas as wing flow control devices,» *Proc. of the 40th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, NV, 2002.

[169] M.L. Post et T.C. Corke, «Separation control on high angle of attack airfoil using plasma actuators,» *Proc. of the 41th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, NV, 2003.

[170] B. Göksel, D. Greenblatt, I. Rechenberg, C.N. Nayeri et C.O. Paschereit, «Steady and unsteady plasma wall jets for separation and circulation control,» *3rd AIAA Flow Control Conference,* 2006-3686, 5-8 June 2006.

[171] J.H. Mabe, F.T. Calkins, B. Wesley, R. Woszidlo, L. Taubert et I. Wygnanski, «On the use of single dielectric barrier discharge plasma actuators for improving the performance of airfoils,» *37th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit,* 2007-3972, 25-28 June 2007.

[172] M.L. Post et T.C. Corke, «Separation control using plasma actuators - stationnary and oscillating airfoil,» *Proc. of the 42th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, NV, 2004.

[173] R. Sosa, E. Moreau, G. Touchard et G. Artana, «Stall control at high angle of attack with periodically excited EHD actuators,» *Proc. of the 2nd AIAA Flow Control Conference*, Portland, OR, 2004.

[174] N. Benard, J. Jolibois et E. Moreau, «Lift and drag performances of an axisymmetric airfoil controlled by plasma actuator,» *Journal of Electrostatics,* vol. 67, pp. 133-139, 2009.

[175] N. Benard, P. Braud, J. Jolibois et E. Moreau, «Airflow reattachment along a NACA 0015 airfoil by surface dielectric barrier discharge actuator - time resolved particle image velocimetry investigation,» *4th AIAA Flow Control Conference,* 2008-4202, 23-26 june 2008.

[176] K. Asada, Y. Ninomiya, A. Oyama et K. Fujii, «Airfoil flow experiment on the duty cycle of DBD plasma actuator,» *47th AIAA Aerospace Sciences Meeting,* 2009-531, 5-8 January 2009.

[177] T.C. Corke, C. He et M.P. Patel, «Plasma flaps and slats : an application of weakly-ionized plasma actuators,» *Proc. of the 2nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, NV, 2004.

[178] R. Sosa, G. Artana, E. Moreau et E. Touchard, «Flow control with EHD actuators in middle post stall regime,» *J. of the Braz. Soc. of Mech. Sci. & Eng.,* vol. 28, n° 2, pp. 200-207, 2006.

[179] A. Maslov, A. Sidorenko, B. Zanin, B. Postnikov, A. Budovsky et N. Malmuth, «Plasma control of flow separation on swept wing at high angles of attack,» *46th AIAA Aerospace sciences Meeting and Exhibit,* 2008-540, 7-10 January 2008.

[180] J. Poggie, C. Tilmann, P. Flick, J. Silkey, B. Osborne, G. Ervin, D. Maric, S. Mangalam et A. Mangalam, «Closed-loop stall control on a morphing airfoil using hot-film sensors and DBD actuators,» *48th AIAA Aerospace Sciences Meeting,* 2010-547, 4 - 7 January 2010.

[181] K. Barckmann, S. Grundmann et S. Tropea, «Dielectric-Barrier Discharge Plasmas for flow control at higher mach numbers,» *5th Flow Control Conference,* 2010-4258, 28 June - 01 July 2010.

[182] C.L. Kelley, P. Bowles, J. Cooney, C. He et T.C. Corke, «High mach number leading-edge flow separation control using AC DBD plasma actuators,» *50th AIAA Aerospace Sciences Meeting,* 2012 - 0906, 9 - 12 January 2012.

[183] D. Tsubakino et Y. Tanaka, «Effective layout of plasma actuators for a flow separation control on a wing,» *45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit,* pp. 2007-474, 8 - 11 January 2007.

[184] R. Sosa et G. Artana, «Steady control of laminar separation over airfoils with plasma sheet actuators,» *Journal of Electrostatics,* vol. 64, pp. 604-610, 2006.

[185] R. Sosa, G. Artana, E. Moreau et G. Touchard, «Stall control at high angle of attack with plasma sheet actuators,» *Experiments in Fluids,* vol. 42, pp. 143-147, 2007.

[186] J. Little, M. Nishihara, I. Adamovich et M. Samimy, «Separation control from the flap of a high-lift airfoil using DBD plasma actuators,» *47th AIAA Aerospace Sciences Meeting,* 2009-145, 5 - 8 January 2009.

[187] J. Little et M. Samimy, «Control of separation from the flap of a high-lift airfoil with DBD plasma actuation,» *48th AIAA Aerospace Sciences Meeting,* 2010-1088, 4 - 7 January 2010.

[188] D. Greenblatt et I. Wygnanski, «Effect of leading edge curvature on airfoil separation control,» *AIAA Journal of Aircraft,* vol. 40, n° 3, pp. 471-473, 2003.

[189] D. Greenblatt et I. Wygnanski, «Use of periodic excitation to enhance airfoil performance at low Reynolds numbers,» *Journal of Aircraft,* vol. 38, n° 1, pp. 190-192, 2001.

[190] J. Little et M. Samimy, «High-lift airfoil separation with dielectric barrier discharge plasma actuation,» *AIAA Journal,* vol. 48, n° 12, pp. 2884-2898, 2010.

[191] J.Z. Wu, X.Y. Lu, A.G. Denny, M. Fan et J.M. Wu, «Post-stall flow control on an airfoil by local unsteady forcing,» *Journal of Fluids Mechanics,* vol. 31, pp. 21-58, 1998.

[192] N. Benard, N. Zouzou, A. Claverie, J. Sotton et E. Moreau, «Optical visualization and electrical characterization of fast-rising pulsed dielectric barrier discharge for ariflow control applications,» *Journal of Applied Physics,* vol. 111, n° 3, p. 13 pp., 2012.

[193] J. Little, K. Takashima, M. Nishihara, I. Adamovich et M. Samimy, «High lift airfoil leading edge separation control with nanosecond pulse driven DBD plasma actuators,» *5th AIAA Flow Control Conference,* 28 June - 1 July, 4256, 2010.

[194] C. Rethmel, J. Little, A. S. Takashima, I. Adamovich et M. Samimy, «Flow separation control over an airfoil with nanosecond pulse driven DBD plasma actuators,» *49th AIAA Aerospace Sciences Meeting,* 2011-487, 4-7 January 2011.

[195] I. Adamovich, J. Little, M. Nishihara, K. Takashima et M. Samimy, «Nanosecond pulse surface discharge for high-speed flow control,» *6th AIAA Flow Control Conference,* 2012-3137, 25-28 June 2012.

[196] M.P. Patel, Z. H. Sowle, T.C. Corke et C. He, «Autonomous Sensing and control of wing stall using smart plasma slat,» *Journal of Aircraft,* vol. 44, n° 2, pp. 516-527, 2007.

[197] S. Bourgois, «Etude expérimentale du décollement sur profils d'aile : analyse et contrôle,» Faculté Des Sciences Fondamentales et Appliquées - Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique, Poitiers, 2006.

[198] W.L. Siauw, «Transient process of separation and attachment over a NACA 0015 airfoil controlled by fluidic vortex generators,» Faculté des Sciences Fondamentales et Appliquées - Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique, Poitiers, 2008.

[199] L. Graftieaux, M. Michard et N. Grosjean, «Combining PIV, POD and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows,» *Measurements Sciences Technologies,* vol. 12, pp. 1422-1429, 2001.

[200] A. Darabi et I. Wygnanski, «Active management of naturally separated flow ober a solid surface. Part 2. The separation process,» *Journal of Fluid Mechanics,* vol. 510, pp. 131-144, 2004.

[201] N. Benard, L.N. Cattafesta, E. Moreau, J. Griffin et J.P. Bonnet, «On the benefits of hysteresis effects for closed-loop separation control using plasma actuation,» *Physics of Fluids,* vol. 23, n° 8, 2011.

[202] M. Amitay et A. Glezer, «Role of Actuation frequency in controlled flow reattachment over a stalled airfoil,» *AIAA Journal,* vol. 40, n° 2, pp. 209-216, 2002.

[203] W.L. Siauw, J.P. Bonnet, J. Tensi, L. Cordier, B. Noack et L.N. Cattafesta, «Transient dynamics of the flow around a NACA 0015 airfoil using fluidic vortex generators,» *International Journal of Heat and Fluid Flow,* vol. 31, pp. 450-459, 2010.

[204] M. Amitay et A. Glezer, «Controlled transients of flow reattachment over stalled airfoils,» *International Journal of Heat and Fluid Flow,* vol. 23, pp. 690-699, 2002.

[205] M. Forte, «Contrôle d'écoulement par actionneur plasma de type Décharge à Barrière Diélectrique - Application à l'amélioration de la pulvérisation dans les injecteurs de turboréacteurs",» Thèse Université de Poitiers, 2007.

[206] N. Zouzou, K. Takashima, E. Moreau, A. Mizuno et G. Touchard, «Sliding discharge study in axisymmetric configuration,» *28th ICPIG*, Prague, Czech Republic, July 15-20, 2007.

[207] J. Jolibois, M. Forte et E. Moreau, «Application of an AC barrier discharge actuator to control airflow separation above a NACA 0015 airfoil: Optimisation of the actuation location along the chord,» *Journal of Electrostatics,* vol. 66, pp. 496 - 503, 2008.

Annexe

A - Force EHD résolue en temps : volume de mesure et convergence

Pour pouvoir déterminer la force EHD résolue en temps, l'utilisation du bilan de quantité de mouvement sous forme intégrale impose une contrainte majeure. Le volume de contrôle doit comprendre la totalité de la zone où la force EHD est englobée pour pouvoir déterminer la valeur de la pression sur la surface de contrôle (Figure 203). Pour déterminer la taille du volume de contrôle, la position des segments BC et CD qui constituent la frontière du volume de mesure sont déplacés (Tableau 9, Figure 204) et l'évolution de la force moyenne EHD et de ses composantes (relativement au bilan de quantité de mouvement) sont évaluées pour chaque volume de mesure (Figure 205). A mesure que ses frontières augmentent, Le volume de contrôle va recouvrir l'ensemble de la zone où la force EHD est générée. Une fois que l'ensemble de la zone où la force EHD est générée se retrouve dans le volume de contrôle, sa valeur ne devrait plus évoluer (aux pertes de viscosités générées à la paroi près qui ne sont pas prises en compte dans le bilan de quantité de mouvement).

Cette annexe présente le protocole utilisé pour déterminer le volume de mesure nécessaire pour calculer la force EHD dans le cas d'un actionneur plan-plan alimenté par un signal sinusoïdal de fréquence 1 kHz et d'amplitude 20 kV.

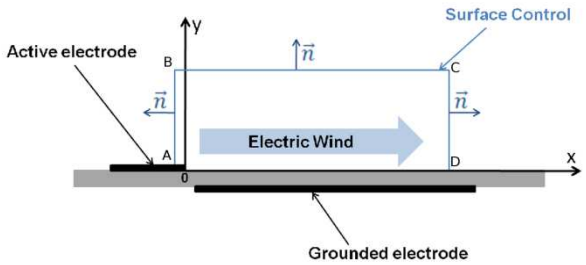

Figure 203 : Représentation du volume de contrôle et de la surface de contrôle retenu pour le calcul de bilan de quantité de mouvement.

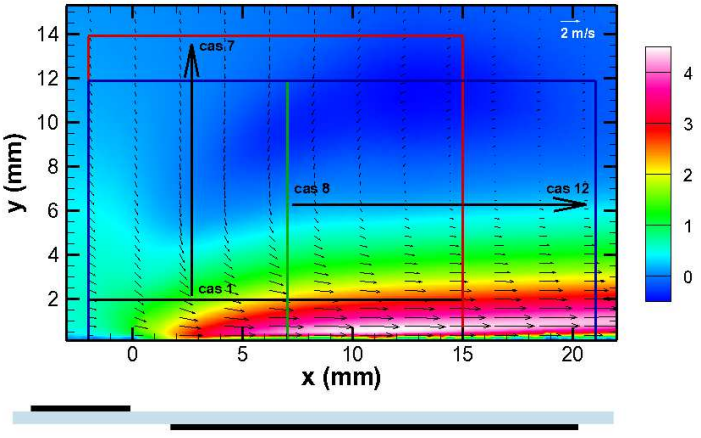

Figure 204 : Schémas des frontières utilisées pour déterminer la dimension du volume de contrôle

Tableau 9 : Dimensions des frontières utilisées pour déterminer la taille du volume de contrôle

Cas n°	Volume de contrôle	
	Abscisse (aval – amont)	Ordonnée (segment BC)
1	-2 < x < 15	2
2	-2 < x < 15	4
3	-2 < x < 15	6
4	-2 < x < 15	8
5	-2 < x < 15	10
6	-2 < x < 15	12
7	-2 < x < 15	14
8	-2 < x < 15	12
9	-2 < x < 7	12
10	-2 < x < 9	12
11	-2 < x < 11	12
12	-2 < x < 13	12
13	-2 < x < 15	12
14	-2 < x < 17	12
15	-2 < x < 19	12
16	-2 < x < 21	12

Dans un premier temps, la taille du volume de contrôle reste constante suivant la direction x (2 mm en amont de l'arête aval de l'électrode active et 15 mm en aval de celle-ci) et son épaisseur varie suivant y (entre y = 2 et 14 mm), comme indiqué dans le Tableau 9 et la Figure 204 (cas 1 à 7). La Figure 205 (a) et (c) présente l'évolution de la force EHD moyenne et des différents termes du bilan de quantité de mouvement suivant l'évolution de l'épaisseur du volume, projeté suivant x (Figure 205 (a)) et y (Figure 205 (c)). Dans un second temps, l'épaisseur du volume de contrôle est fixé à 12 mm et la frontière aval du volume de contrôle est déplacée vers l'aval, entre x = 7 et 21 mm (Tableau 9, Figure 204, cas 8 à 12, Figure 205 (b) et (d)). La force EHD (force totale) correspond à la somme des quatre termes du bilan de quantité de mouvement (convectif, instationnaire, pression et visqueux) moyennés sur une période de fonctionnement (Figure 205). Seuls le terme convectif et le terme de pression contribuent à la valeur moyenne de la force EHD.

La force EHD projetée suivant x augmente avec la taille du volume de contrôle. En augmentant l'épaisseur du volume de contrôle (Figure 205 (a)), elle se stabilise quand la frontière supérieure est située au-delà de 12 mm. En modifiant la taille du volume de contrôle suivant x, la croissance de la force projetée suivant x chute brusquement à une valeur de l'ordre de 0,2 mN/mm lorsque la position de la frontière aval est située à des x ≥ 11 mm (Figure 205 (b)). Ceci semble en accord avec la littérature car la zone d'accélération du vent électrique, qui est admise comme la zone où est présente la force EHD, s'étend généralement sur 10 mm en aval de l'électrode active.

Pour la force projetée suivant y (Figure 205 (c) et (d)), l'épaississement du volume de mesure va faire chuter sa valeur (Figure 205 (c)). La surestimation de cette valeur pour de faibles épaisseurs est liée à l'évaluation du terme de pression dans une zone où la force EHD est présente (frontière BC). Sa valeur se limite à quelques mN lorsque la position de la frontière supérieure dépasse y = 8 mm. En déplaçant la frontière aval du volume de contrôle, la force projetée suivant y augmente de façon quasi-proportionnelle, ce qui est dû à une augmentation du bilan du terme convectif, de l'ordre de 0,2 mN/mm.

La convergence de la force totale projetée suivant l'axe x ou y est présentée Figure 206. Soit x_i la valeur de la force du cas i, la convergence ε_c en i est calculée comme $\varepsilon_c = \left|\frac{x_i - x_{i-1}}{x_i}\right|$. L'évolution de la force projetée suivant x devient inférieure à 1% lorsque la frontière supérieure est située en y = 12 mm et lorsque la frontière aval est située à des x ≥ 11 mm. Pour ce qui est de la force projeté suivant y, on peut voir que la convergence est de l'ordre de 10 %, ce qui n'apparait pas satisfaisant. La faible valeur de cette composante (dix fois plus petite que la force projetée suivant x) explique en partie cette tendance. En conclusion, la valeur de force moyenne projetée suivant x semble valable mais la composante suivant y ne permet pas de donner une valeur précise de celle-ci.

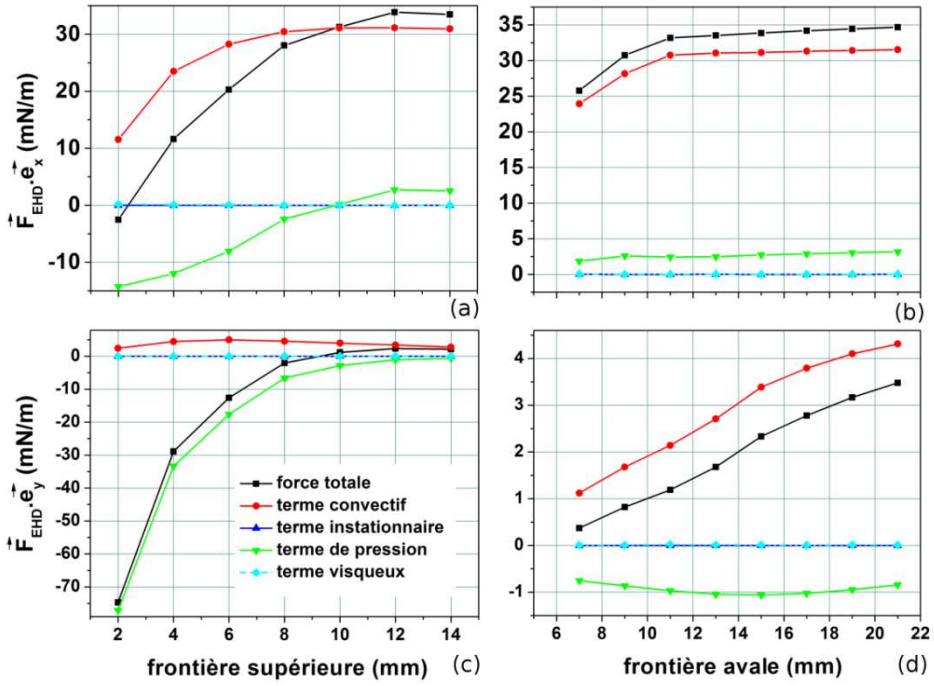

Figure 205 : Evolution de la force EHD moyenne et des termes du bilan de quantité de mouvement (projetés suivant x, (a) et (b) ; suivant y, (c) et (d)) en fonction de l'évolution des frontières délimitant le volume de contrôle (frontière supérieure (a) et (c), frontière aval (b) et (d) ; voir Figure 204)

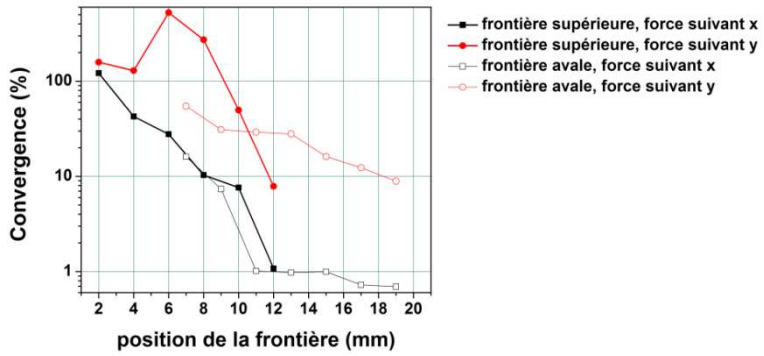

Figure 206 : Convergence des valeurs de la force EHD moyenne, projetée suivant x ou y en fonction de la position de la frontière supérieure ou aval.

De la même manière, on peut s'intéresser à l'évolution des composantes de la force EHD totale durant une période d'alimentation de l'actionneur plasma. La Figure 207 présente l'évolution des deux composantes de la force EHD en fonction de la position des frontières supérieure et aval du volume de contrôle utilisé dans le bilan de quantité de mouvement. La force EHD projetée suivant x (Figure 207 (a) et (b)) va changer de signe (son comportement est décrit dans le Chapitre 3) durant une période d'alimentation. Il est intéressant de voir que les instants où la force atteint des valeur maximales ou nulles n'évoluent pas lorsque le volume de contrôle est modifié. En fixant la frontière aval en x = 15 mm (voir Tableau 9 et Figure 204) et en faisant évoluer l'épaisseur du volume de contrôle en modifiant la position de la frontière supérieure, la force projetée suivant x, qui apparait quasiment constante va fluctuer avec une amplitude croissante à mesure que le volume de contrôle augmente. L'amplitude des fluctuations semble se stabiliser lorsque la frontière supérieur est située au-dessus de y = 12 mm. De la même manière, la variation de la position de la frontière aval va augmenter la valeur des fluctuations de la force projetée suivant x lorsque le volume de contrôle augmente. Les fluctuations semblent se stabiliser lorsque la frontière est située à des x supérieurs à 11 mm. La force projetée suivant y fluctue en opposition de phase par rapport à la force projetée suivant x. Son amplitude va diminuer à mesure que l'épaisseur du volume de contrôle augmente (Figure 207 (c)) et semble se stabiliser lorsque la frontière supérieure est positionnée à des ordonnées supérieures à 8 mm. En déplaçant la frontière aval, l'amplitude de ses fluctuations augmente avec la taille du volume de contrôle.

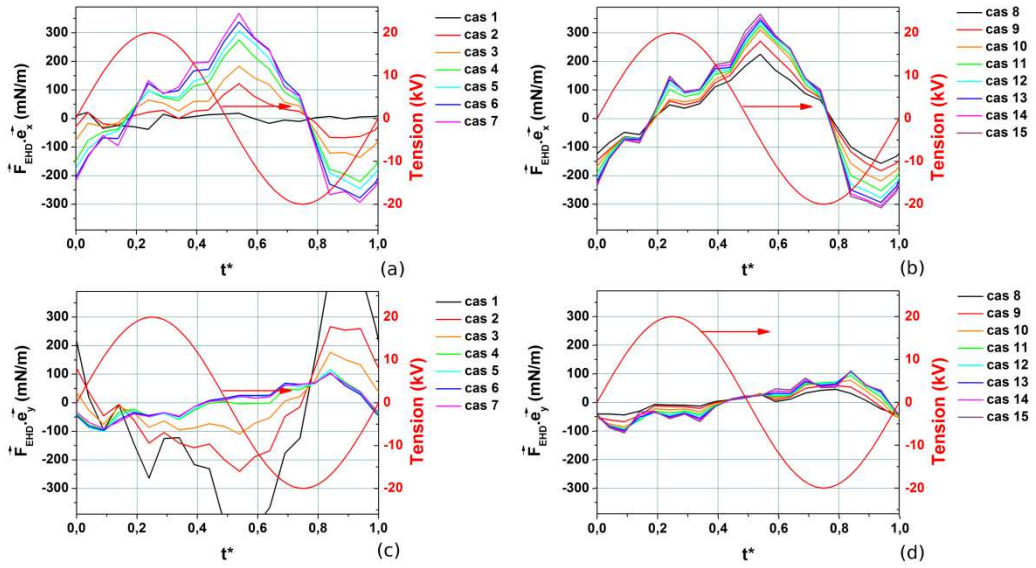

Figure 207 : Evolution de la force EHD sur un cycle d'alimentation (projetée suivant x, (a) et (b) ; suivant y, (c) et (d)) en fonction de l'évolution des frontières délimitant le volume de contrôle (frontière supérieure (a) et (c), frontière aval (b) et (d) ; voir Figure 204, Tableau 9)

Il est possible d'utiliser un critère de convergence équivalent au précédent pour observer l'évolution de la force résolue en temps : soit n évènements constituants un cycle d'alimentation, on peut estimer la convergence entre deux tailles de volume de contrôle correspondant aux cas i et i+1 par : $\varepsilon_c = \frac{1}{n}\sum_n \left|\frac{x_i^n - x_{i-1}^n}{x_i^n}\right|$ (Figure 208). Dans le cas de la force projetée suivant x, la convergence atteint un seuil de 10 % lorsque la position de la frontière supérieure varie de 12 à 14 mm et un seuil de 3 % lorsque la frontière aval est positionnée à des x supérieurs à 13 mm. L'évolution de la force projetée suivant x reste cohérente quel que soit la taille du volume de contrôle utilisée mais les valeurs de convergences montrent qu'il n'est possible de

déduire que des ordres de grandeurs quant à la valeur de ses fluctuations. De la même manière, la force projetée suivant y n'atteint pas des niveaux de convergence inférieurs à 8 %. La tendance de son évolution semble cohérente pour tous les volumes de mesure utilisés mais les valeurs obtenues ne semblent cependant pas fiables.

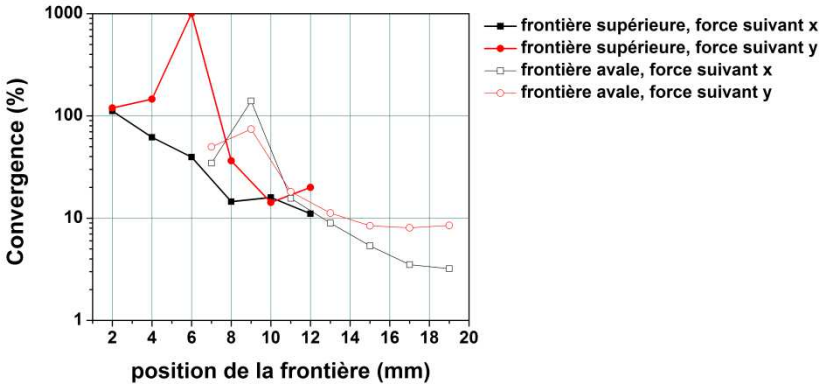

Figure 208 : Convergence des valeurs de la force EHD instationnaire, projetée suivant x ou y en fonction de la position de la frontière supérieure ou aval.

Fort de ces résultats, la force EHD résolue en temps est calculée avec un volume de mesure délimité par -2 mm < x < 17 mm et 0 < y < 12 mm. Ce volume de mesure permet d'observer une convergence pour les valeurs moyennes de 1 % pour la force EHD projetée suivant x et de 10 % pour la force projetée suivant y. Pour les valeurs instationnaires, les deux composantes de la force présentent un niveau de convergence de l'ordre de 10 %.

Cas n°	Volume de contrôle	
	Abscisse (aval – amont)	Ordonnée (segment BC)
1	-2 < x < 15	2
2	-2 < x < 15	4
3	-2 < x < 15	6
4	-2 < x < 15	8
5	-2 < x < 15	10
6	-2 < x < 15	12
7	-2 < x < 15	14
8	-2 < x < 15	12
9	-2 < x < 7	12
10	-2 < x < 9	12
11	-2 < x < 11	12
12	-2 < x < 13	12
13	-2 < x < 15	12
14	-2 < x < 17	12
15	-2 < x < 19	12
16	-2 < x < 21	12

B - Actionneur plasma à DBD : influence de la forme de l'électrode active

Article présenté dans le cadre de la 7ème conférence de la Société Française d'Electrostatique :

A. Debien, N. Benard, E. Moreau, *Actionneur plasma à DBD : influence de la forme de l'électrode active*, 7th Conference of the French Society of Electrostatics, SFE 2010, Montpellier

Actionneur Plasma à DBD : Influence de la forme de l'Electrode Active

A. Debien*, N. Benard, E. Moreau.
Institut Pprime CNRS, Université de Poitiers, ENSMA.
Axe ElectroFluidoDynamique.
SP2MI, Téléport 2, Boulevard Marie et Pierre Curie,
BP 30179, 86962 Futuroscope Chasseneuil Cedex, France
* E-mail : antoine.debien@univ-poitiers.fr

Abstract: L'actionneur à décharge à barrière diélectrique est utilisé pour le contrôle des écoulements. L'influence de la géométrie de l'électrode active d'une configuration fil/plan a été comparée à une configuration plan/plan standard. Des visualisations de la forme du courant montrent que la durée des régimes caractéristiques de décharge de l'actionneur est modifiée. Une caractérisation mécanique basée sur des mesures de vitesse par sonde de pression totale montre que suivant le diamètre d'électrode utilisé, le gain de puissance mécanique observé par rapport à une configuration standard n'est pas distribué de la même manière dans l'épaisseur de l'écoulement généré par l'actionneur.

INTRODUCTION

Depuis quelques années, les actionneurs plasma à Décharge à Barrière Diélectrique (DBD) (Fig. 1) sont utilisés dans des stratégies de contrôle d'écoulement. Un actionneur agissant sur la transition d'un état laminaire à un état turbulent, sur la séparation ou la turbulence permet d'amener un écoulement dans un état souhaité. L'actionneur DBD à l'avantage d'offrir des temps de réponse très courts et une large bande passante tout en consommant une faible puissance électrique. Cependant, le contrôle effectué avec ce type d'actionneur est actuellement limité à des Reynolds de 10^6 [1].

Une partie des études effectuées sur l'actionneur DBD a pour but d'améliorer ses performances, que ce soit en optimisant ses paramètres géométriques et électriques [2] ou en modifiant sa configuration générale (utilisation d'une décharge étendue [3] [4] ou d'actionneurs multiples [5]).
Ces optimisations demandent une compréhension des phénomènes de décharge intrinsèques au fonctionnement de l'actionneur. En 2007, Forte et *al.* [2] ont observé le caractère fortement instationnaire du vent électrique produit par l'actionneur. En particulier, l'actionneur induit plus de quantité de mouvement durant une phase de tension décroissante. Durant cette phase, une décharge de type glow est créée alors que durant une phase de tension croissante, une décharge de type streamer est générée [7]. Réussir à favoriser le régime de décharge glow au détriment du régime de type streamer apparaît de ce fait comme une possibilité d'amélioration de l'actionneur.

L'influence de la géométrie de l'électrode active sur la force générée par un actionneur DBD a été récemment étudiée. Enloe et al. [8] ont remarqué qu'en diminuant l'épaisseur de l'électrode active (rectangulaire), la force produite par l'actionneur augmentait. Plus récemment, il a été observé [9] que la force produite augmente de façon exponentielle lorsque le diamètre de l'électrode active diminue (pour des diamètres inférieurs à 0,3mm). En 2010, Hoskinson et *al*. [10] ont confirmé l'influence de la géométrie de l'électrode active pour des actionneurs alimentés par un signal triangulaire. Des électrodes actives cylindriques (de 0,025 à 1 mm de diamètre) ainsi que des électrodes rectangulaires (15 mm de largeur et une épaisseur allant de 0,036 à 1,1 mm) usinées dans des matériaux différent (cuivre, tungstène et acier) ont fait l'objet de cette étude. La force globale générée par l'actionneur a été déterminée à l'aide d'une balance. Il a été observé que réduire la largeur de l'électrode active à 3mm augmente la force mesurée par la balance. A partir de cette largeur d'électrode, réduire l'épaisseur de celle-ci permet d'améliorer la force exercée par l'actionneur. Par contre, la force ne semble pas être influencée par le matériau utilisé pour l'électrode active. Des mesures de courant ont montré que les régimes de décharges étaient modifiés lorsque le diamètre de l'électrode active était inférieur à quelques dizaines de micromètres.

La présente étude a pour objectif de définir l'influence du diamètre de l'électrode active sur les caractéristiques électriques et mécaniques de l'actionneur plasma et d'étendre les conclusions des travaux antérieurs. Pour ce faire, deux configurations avec électrode active cylindrique ont été retenues et seront comparées à une configuration de référence possédant une électrode active plane. Des visualisations de courant et des mesures de puissance électriques ont été effectuées. Des mesures de vent électrique ont permis d'observer les caractéristiques mécaniques de l'actionneur, permettant d'observer partiellement l'influence de la modification de géométrie d'électrode sur l'écoulement produit.

DISPOSITIF EXPERIMENTAL

L'actionneur est constitué de deux électrodes placées de part et d'autre d'une plaque de PMMA (2 mm

d'épaisseur) suivant une configuration asymétrique. L'électrode de masse est encapsulée et placée à 2 mm en aval de l'électrode active (Fig. 1 et 2). Sa taille est identique pour toutes les configurations utilisées (20 mm de corde et 120 mm d'envergure). Un actionneur possédant une électrode active de 10 mm de corde et 120 mm d'envergure (40 µm d'épaisseur, Fig. 1) est utilisé comme configuration de référence. Dans cette étude, l'électrode active des configurations fil/plan (Fig. 2) est constituée d'un fil de 9 et de 80 µm de diamètre.

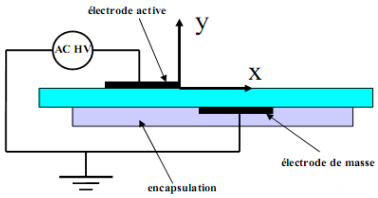

Figure 1 : schéma de l'actionneur plasma DBD, configuration plan/plan.

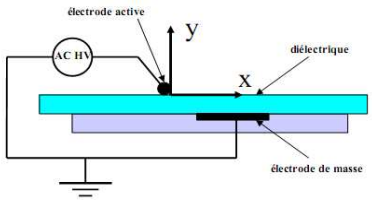

Figure 2 : schéma de l'actionneur plasma DBD, configuration Fil/plan .

L'actionneur est alimenté par un amplificateur haute tension (Trek, ± 30 kV, 20 mA) piloté par un générateur de fonction (Hameg HM8310). Le signal utilisé est de type sinusoïdal. Dans le cadre des mesures de vent électrique, les amplitudes de tensions utilisées sont de 14 et 18 kV et les fréquences sont de 500 Hz et 1 kHz. Une résistance non inductive de 100 Ω est placée entre l'électrode de masse et la terre pour visualiser le courant de décharge. Une sonde de tension (200 Mhz) connectée aux bornes de la résistance est reliée à un oscilloscope (Lecroy Wave Surfer 424). La puissance électrique consommée par l'actionneur est calculée à partir de l'intégrale de la caractéristique charge-courant (condensateur de 47 nF) *via* une interface Labview. Le vent électrique est mesuré à l'aide d'une sonde de pression de diamètre interne de 0.8 mm reliée à un manomètre (Furness FC014, 0-10 mm H_2O, 0-12 m/s). Celui-ci est relié à une carte d'acquisition Keithley (16 bit, 50 kS/s). Une valeur de vitesse moyenne est obtenue à partir de 3000 échantillons mesurés à une fréquence de 1 kHz.

RESULTATS

Visualisation du Courant.

Durant une période de fonctionnement, le courant de décharge de l'actionneur plasma est caractérisé par un courant capacitif dû à la présence du diélectrique entre les deux électrodes, et deux séries d'impulsions visibles durant les fortes variations de tension. Lors de la phase croissante de tension, le courant présente de fortes impulsions atteignant typiquement 40 mA (décharge de type streamer). A l'inverse, les pics de courant sont beaucoup plus nombreux, mais avec une amplitude réduite lorsque la tension décroît (décharge de type glow).

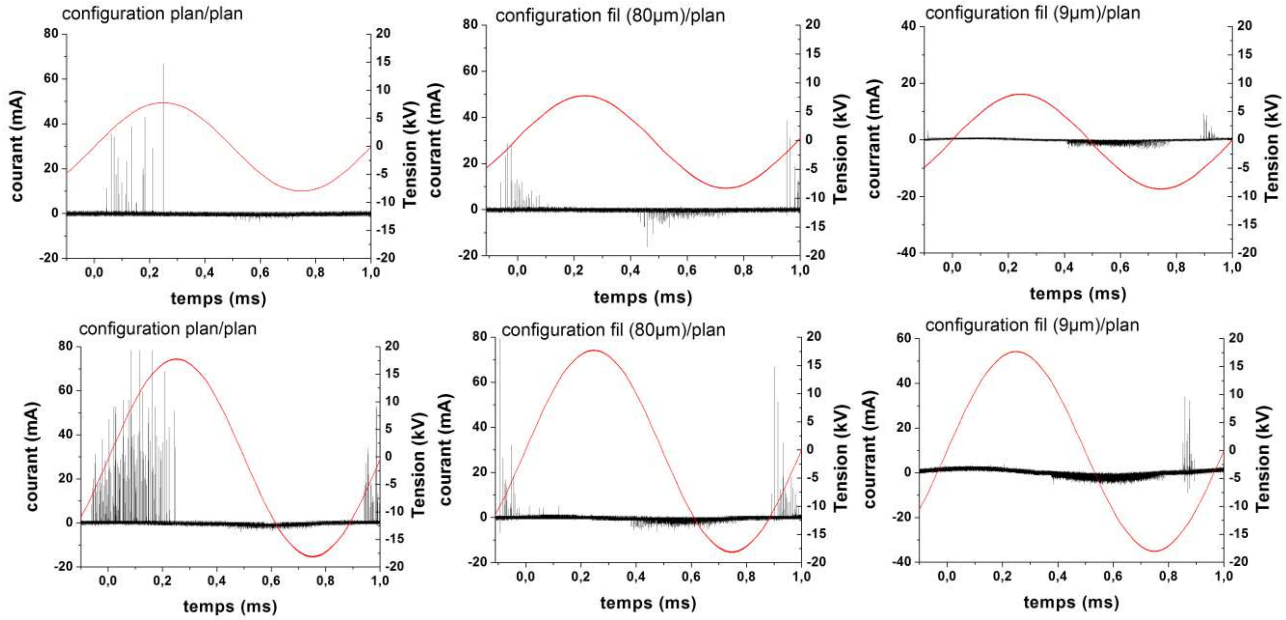

Figure 3 : Visualisation du courant de décharge pour les trois configurations testée à une fréquence de 1 kHz et pour des tensions de 8 et 18 kV.

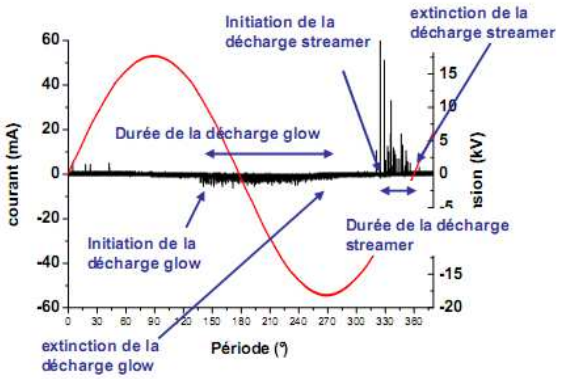

Figure 4 : mesures effectuées sur les visualisations de courant.

Des visualisations de la forme du courant sur une période de fonctionnement pour des fréquences allant de 100 Hz à 1 kHz et des tensions allant de 4 à 18 kV ont été effectuées afin d'observer le comportement général du courant de décharge. La Figure 3 présente le courant de décharge mesuré pour les trois configurations (1kHz, 8 et 18kV). Il apparaît que les régimes de décharges évoluent suivant l'amplitude de tension pour les différentes configurations. Les instants d'initiation, d'extinction et la durée des décharges streamer et glow ont été mesurées (Fig. 4) et sont présentées ici à 1 kHz (Fig. 5 -7).

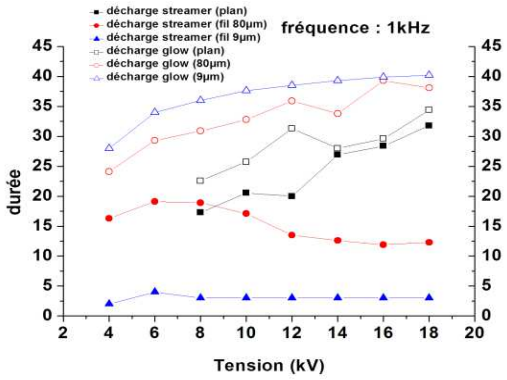

Figure 5 : Durée des décharges streamer et glow en fonction de l'amplitude de tension à une fréquence de 1kHz.

La durée des décharges streamer et glow par rapport à un cycle d'alimentation est présentée pour chaque configuration (Fig. 5). Pour la configuration plan/plan, la durée des deux régimes de décharge augmente de façon quasi-linéaire avec l'amplitude de tension. Dans le cas des configurations fil/plan, les deux régimes de décharge n'ont pas le même comportement. Pour toutes les configurations fil/plan, le régime de décharge glow croît de façon asymptotique vers une durée maximale (40% de la période d'alimentation). L'évolution du régime de décharge streamer est différente pour les deux configurations fil/plan. Pour la configuration fil(80µm)/plan, la durée du régime streamer atteint tout d'abord une valeur maximale à des amplitudes de tension comprises entre 6 et 8 kV pour ensuite tendre vers une durée minimale (12% de la période d'alimentation) lorsque l'amplitude de tension est augmentée. Pour la configuration fil(09µm)/plan, la durée du régime streamer apparaît comme constante et très faible (3% de la période d'alimentation).

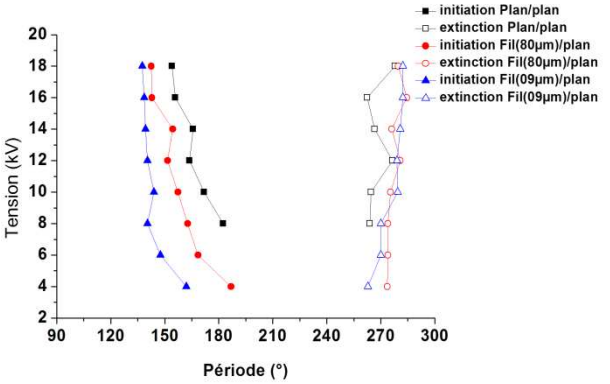

Figure 6 : Instants d'initiation et d'extinction de la décharge glow pour des amplitudes de tension allant de 4 à 18 kV à une fréquence de 1 kHz.

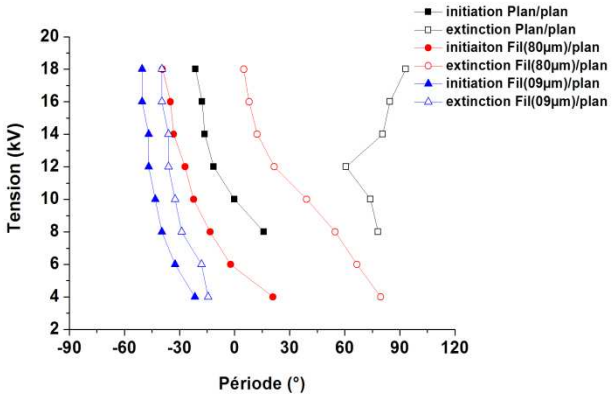

Figure 7 : Instants d'initiation et d'extinction de la décharge streamer pour des amplitudes de tension allant de 4 à 18 kV à une fréquence de 1 kHz.

Afin de comprendre l'origine de la variation de durée des régimes de décharges, les moments d'initiation et d'extinction des décharges glow (Fig. 6) et streamer (Fig. 7) durant un cycle d'alimentation ont été représentés. Il apparaît qu'en augmentant l'amplitude de tension (Fig. 6), l'initiation du régime glow est plus précoce dans tous les cas (mais le phénomène est plus important dans les configurations fil/plan), ce qui semble être à l'origine de sa variation de durée. Le comportement général du régime streamer est différent suivant le type de configuration utilisée. En augmentant l'amplitude de tension, l'initiation de la décharge filamentaire dans une configuration plan/plan est avancée et son extinction est légèrement retardée. En revanche, pour les configurations fil/plan, l'extinction du régime de décharge apparaît très rapidement lorsque l'amplitude de tension augmente.

L'analyse de données similaires pour des fréquences allant de 500 Hz à 1 kHz à une amplitude de tension de

18 kV n'a pas montré d'influence de la fréquence sur la durée des régimes de décharge. La configuration fil/plan permet donc de modifier le comportement d'une décharge à barrière diélectrique. Dans le cas d'un fil de diamètre de 80µm, il est possible de modifier la durée du régime streamer en fonction de l'amplitude de tension appliquée alors que dans le cas du fil de diamètre de 9µm, la durée du régime streamer est constante et minimale, tandis que le régime glow est favorisé.

Un début d'explication du phénomène pourrait être donné en se référant aux travaux de Gibalov *et al.* publié en 2000 [11]. Lorsqu'une nouvelle demi-période débute, les charges déposées par la décharge durant la demi-période précédente augmentent le champ électrique suivant une direction parallèle à la surface, permettant une initiation précoce de la décharge suivante. A l'inverse, les charges collectées par le diélectrique durant le développement de la décharge peuvent inhiber la décharge en diminuant le champ électrique dans la zone de décharge. Dans notre cas, le rayon de courbure de l'électrode et l'état de surface aux extrémités de l'électrode (un fil aura un état de surface plus lisse qu'une électrode découpée) sont modifiés suivant les configurations utilisées. Cela peut influencer la répartition des lignes de champs et l'intensité du champ électrique dans la zone de décharge et modifier le dépôt de charge qui influence l'initiation et l'extinction des décharges.

L'utilisation d'un fil comme électrode active permet de réduire la durée de la décharge streamer tout en favorisant le régime glow. Outre la géométrie de l'électrode, l'état de surface peut expliquer ce phénomène.

Mesure de Puissance Electrique.

Les mesures de puissances ont été effectuées pour des amplitudes de tension allant de 3 à 18 kV et de 0,1 à 1 kHz. La Figure 8 présente la puissance consommée par centimètre d'électrode en fonction de la tension pour une fréquence fixée à 1 kHz. Les courbes de puissance observées évoluent toutes selon une loi quadratique en tension, comme démontrée par Pons *et al.* [12]. On note toutefois une surconsommation moyenne de 36 % lorsque l'électrode active plane est remplacée par un fil de 9µm.

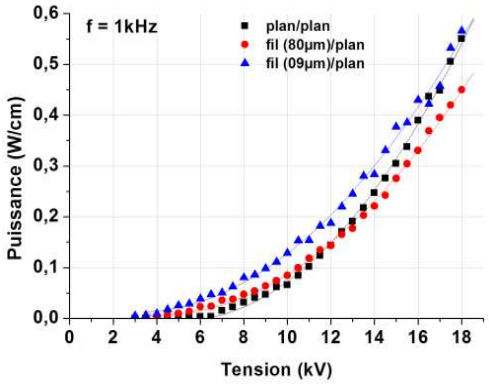

Figure 8 : puissance consommée par l'actionneur en fonction de l'amplitude de tension (fréquence 1kHz).

Vent Electrique.

Les visualisations de courant montrent que les durées des décharges glow et streamer sont influencées par la géométrie de l'électrode active. Hoskinson *et al.* [10] ont

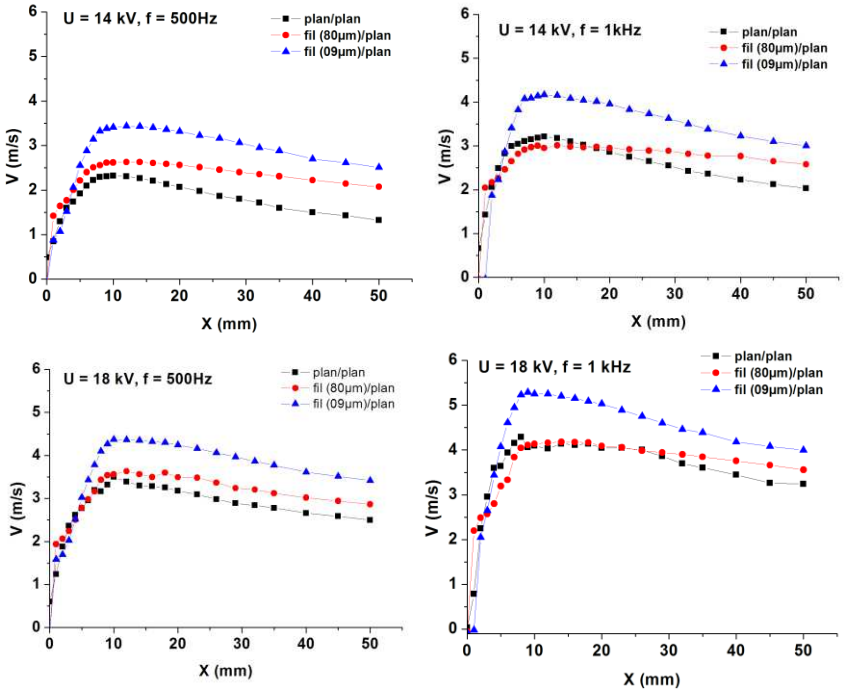

Figure 9 : profils de vitesse suivant x en y = 0,7mm.

observé une augmentation de la force produite par des mesures de balance. On peut donc s'attendre à des modifications de l'écoulement induit par l'actionneur. Pour observer ces modifications, des profils de vitesse suivant x (Fig. 9) et dans la zone de vitesse maximale suivant y (Fig. 10) ont été effectués afin de compléter les mesures globales disponibles dans la littérature.

Des mesures de vitesse suivant x (Fig. 9) ont été effectuées à une distance y = 0,7 mm de la paroi, zone où le vent électrique est maximal. D'une manière générale (Fig. 9), les vitesses maximales enregistrées sont supérieures dans les configurations fil/plan par rapport à la configuration plan/plan, en particulier lorsque l'électrode active est constituée d'un fil de 9µm de diamètre. A une fréquence de 1 kHz, les vitesses maximales des configuration plan/plan et Fil (80µm)/plan sont quasiment identiques (fig. 9).

Les mesures de vitesse suivant y (Fig. 10) confirment le comportement général sur l'apport de vitesse en proche paroi observé pour la configuration fil (9µm)/plan. A une fréquence de 1 kHz et une amplitude de tension de 18 kV, la vitesse maximale est de 5,4 m/s, correspondant à un gain de 20 % par rapport à la configuration plan/plan. L'épaisseur des profils pour les configurations Fil/plan est supérieure à la configuration plan/plan (Fig. 9) et les vitesses mesurées pour les deux configurations fil/plan pour des y supérieur à 3,2 mm sont similaires. Par rapport à la configuration plan/plan, le gain de force dans le cas fil(80µm)/plan, est vraisemblablement dû à l'épaississement du profil de vitesse. En diminuant encore le diamètre du fil (9µm), la vitesse en proche paroi est augmentée, et est le principal facteur d'un gain supplémentaire de force.

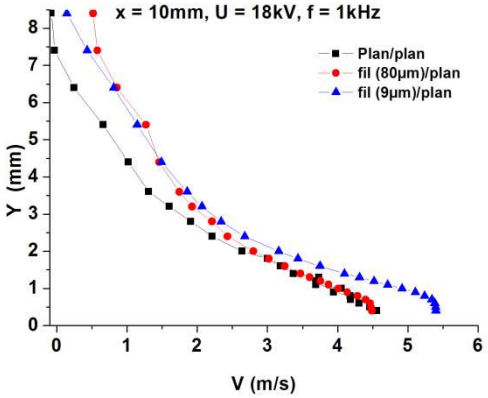

Figure 10 : profils de vitesse suivant y en x=10mm (position où un vent électrique maximal est observé).

Puissance Mécanique et Rendement

L'efficacité de la conversion électromécanique de l'actionneur peut être estimée par le rapport de la puissance mécanique P_{mec} et de la puissance électrique consommée P_{elec} [13].

La puissance mécanique, le rendement et la puissance électrique consommée sont donnés dans le tableau 1. Pour un même cas amplitude de tension – fréquence, le rendement électromécanique pour la configuration Fil (09µm)/plan est supérieur à celui de la configuration Fil (80µm)/plan qui est lui-même supérieur à celui de la configuration plan/plan.

Tableau 1 : Puissance électrique consommée (P_{elec}), Puissance mécanique fournie (P_{mec}) et rendement (η).

U (kV)	F (Hz)	P_{elec} (W/cm)	P_{mec} (W/cm)	η (%)
Configuration plan/plan				
14	500	0,135	0,650E-4	0,0481
14	1000	0,247	1,52E-4	0,0614
18	500	0,298	2,60E-4	0,0874
18	1000	0,550	5,95E-4	0,108
Configuration fil(80µm)/plan				
14	500	0,140	1,77E-4	0,137
14	1000	0,283	2,82E-4	0,0997
18	500	0,221	4,33E-4	0,196
18	1000	0,450	6,93E-4	0,155
Configuration fil(09µm)/plan				
14	500	0,173	3,16E-4	0,183
14	1000	0,284	4,97E-4	0,175
18	500	0,326	6,42E-4	0,197
18	1000	0,566	11,2E-4	0,197

Afin d'effectuer une analyse plus détaillée de la puissance mécanique obtenue, la Figure 11 présente l'apport de puissance adimensionné par rapport à la configuration plan/plan en proche paroi (y < 2,8 mm) et en zone d'écoulement « lointain ». Optimiser l'efficacité de l'actionneur DBD pour des stratégies de contrôle nécessite d'améliorer ses propriétés dans la zone de l'écoulement la plus réceptive, soit la plupart du temps au plus près de la paroi, dans la couche limite.

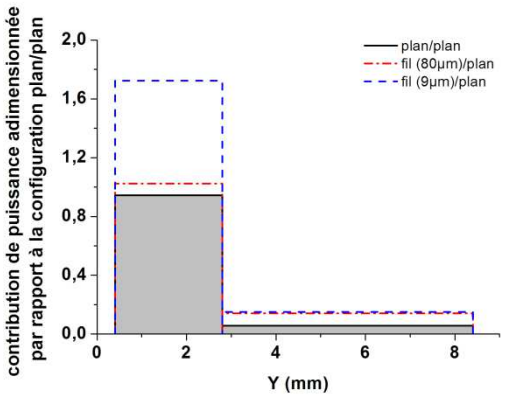

Figure 11 : contribution de puissance adimensionné (18 kV, 1 kHz) par rapport à la puissance mécanique totale fournie par la configuration plan/plan en proche paroi et en zone d'écoulement « libre ».

On peut voir que pour toutes les configurations, l'apport de puissance mécanique s'effectue majoritairement dans la couche limite. Un gain systématique est observé pour les configurations fil/plan sur toute l'épaisseur de

l'écoulement (par rapport à une configuration plan/plan). Dans le cas de la configuration plan/plan, la majeure partie de la puissance fournie (97 %) est située à moins de 3mm de la paroi. L'épaississement du profil de vitesse dans le cas des configurations fil/plan modifie la distribution de puissance en faveur de la zone d'écoulement « lointain » (fil de 80 µm : 9 %, fil de 9µm : 6 %).

CONCLUSION

L'observation de la forme du courant montre que pour des électrodes actives cylindriques de faible diamètre (≤ 80 µm) la durée de la décharge streamer est inversement proportionnelle à l'amplitude de tension appliquée aux bornes de l'actionneur. De plus pour des diamètres très faibles (9 µm), la durée de la décharge streamer par rapport à un cycle d'alimentation est alors constante et minimale. Dans le cas de la décharge de type glow, il apparaît que sa durée sur une période d'alimentation augmente de façon asymptotique avec l'amplitude de tension appliquée aux bornes de l'actionneur. Ces configurations présentent l'avantage de pouvoir ajuster la durée des régimes de décharge. Des mesures couplées courant - vitesse pourraient permettre de conclure de façon précise sur la contribution électromécanique des différents régimes de décharge.

Pour une stratégie de contrôle d'écoulement, l'optimisation de l'action de la décharge sur l'écoulement à influencer se situe dans la couche limite. Dans ce cadre, l'épaississement du profil de vitesse n'est pas nécessaire contrairement au gain de vitesse maximale en proche paroi. Deux paramètres ont influencé la distribution du profil de vitesse durant cette étude : la largeur et l'épaisseur de l'électrode active. Une étude plus approfondie devrait permettre de mieux comprendre leur influence (épaississement du profil et gain de vitesse en proche paroi).

REMERCIEMENTS

L'étude menant à ces résultats a été financée par la communauté Européenne dans le cadre du programme FP7/2007-2013 sous le numéro d'agrément 234201.

REFERENCES

[1] E. Moreau, "Airflow control by non-thermal plasma actuators," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 40, pp. 605-636, 2007.

[2] M. Forte, J. Jolibois, J. Pons, E. Moreau, G. Touchard, and M. Cazalens, " Optimization of a dielectric barrier discharge actuator by stationary and non-stationary measurements of the induced flow velocity : application to airflow control" , *Experiments in fluids*, Vol. 43, pp. 917-928, 2007.

[3] R. Sosa, E. Arnaud, E. Memin, and G. Artana, "Study of the flow induced by a sliding discharge", *IEEE Trans. Electr. Insul.*, Vol. 16, No. 2, pp 305-311, 2009.

[4] E. Moreau, C. Louste, and G. Touchard, "electric wind induced by sliding discharge in air at atmospheric pressure", *J. of Electrostatic*, Vol. 63, pp. 107-114, 2008.

[5] N. Benard, A. Mizuno, and E. Moreau, "A large-scale multiple dielectric barrier discharge actuator based on an innovative three-electrode design", *J. Phys. D: Appl. Phys.,* Vol. 42, (12pp), 2009.

[6] M. Forte, J. Jolibois, E. Moreau, and G. Touchard, "Optimization of a dielectric barrier discharge actuator by stationary and non-stationary measurements of the induced flow velocity – application to airflow control", *application to airflow control AIAA Meeting*, paper 2863, 2006

[7] D.M. Orlov, G.I. Font, D. Edelstein, "Characterization of Discharge Modes of Plasma Actuators", *Aerospace Sciences AIAA Meeting*, paper 1409, 2008.

[8] C. L. Enloe, T. E. McLaughlin, R. D. VanDyken, K. D. Kachner, E. J. Jumper, Corke T C, M. Post, and O. Haddad "Mechanisms and responses of a single dielectric barrier plasma actuator: geometric effects", *AIAA J.*, Vol. 42, 595–604, 2004.

[9] A.R. Hoskinson, and N. Hershkowitz, "Comparisons of force measurement methods for DBD plasma actuators in quiescent air", *AIAA Meeting*, paper 485, 2009.

[10] A.R. Hoskinson, and N. Hershkowitz, "differences between dielectric barrier discharge plasma actuators with cylindrical and rectangular exposed electrodes", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 43, 8pp, 2010.

[11] V. I. Gibalov, and G. J. Pietsch, "The development of dielectric barrier discharges in gas gaps and on surfaces*", J. Phys. D: Appl. Phys*., Vol. 33, 2618-2636, 2000.

[12] J. Pons, E. Moreau, and G. Touchard, "Asymmetric surface dielectric barrier discharge in air at atmospheric pressure : electrical properties and induced airflow characteristics", *J. Phys. D: Appl. Phys*., Vol. 38, 3635-3642, 2005.

[13] E. Moreau, and G. Touchard, "Enhancing the mechanical efficiency of electric wind in corona discharges", *Journal of Electrostatics*, Vol. 66, 39-44, 2008.

C - Caractéristiques des maquettes NACA 0015

Les études du contrôle d'un décollement sur un profil NACA 0015 dans la soufflerie Béton de l'ENSMA a nécessité la conception de deux profils d'ailes. Durant les différentes campagnes d'expériences à réaliser avec un profil NACA 0015 dans la soufflerie Béton, la possibilité de placer un actionneur sur l'ensemble de l'extrados devait être envisageable. Pour cette raison, deux maquettes furent réalisées avec chacune différents capot. De plus, chaque maquette est équipée de 10 sondes de pression statique.

Ces profils d'aile présentent une corde de 500 mm et une envergure de 1200 mm. Ils sont dimensionnés pour supporter des contraintes induites par un écoulement atteignant des vitesses à l'infini de 60 m/s. D'autre part, l'utilisation d'actionneurs plasmas à imposer une construction à base de fibres de verre et résine qui apporte des propriétés isolantes à l'ensemble de la structure.

Maquette NACA 0015 – A

La première maquette (NACA 0015 – A) présente deux capots d'extrados amovibles positionnés de 5 à 20 % (capot 1) et de 55 à 90 % (capot 2) de la corde (Figure 209). Le capot 1 couvre 66 % de l'envergure de l'aile (800 mm de long) et le capot 2 couvre 58 % de l'envergure de l'aile (700 mm de long). Les dix prises de pression statique sont réparties entre 23 et 52 % de corde (Tableau 10).

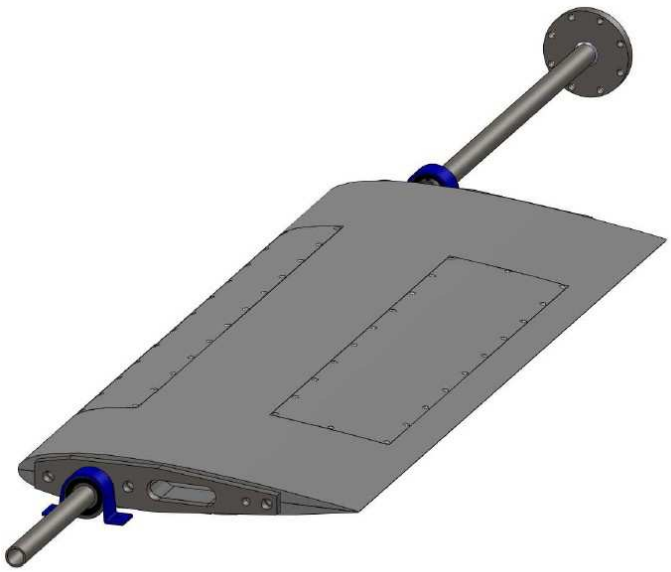

Figure 209 : Vue assemblée de la maquette d'aile NACA 0015 – A.

Tableau 10 : Position des prises de pression et nomenclature des capteurs de pression instationnaire et des voies d'acquisition.

Prise de pression	Position (% de corde)	Kulite	Voie (carte acquisition)
1	23.5	2	0
2	26.8	3	1
3	29.9	5	2
4	33.1	7	3
5	36.4	8	4
6	39.5		
7	42.6	9	5
8	45.9		
9	49.1		
10	52.2	10	6
P_{totale} (vitesse à l'infini)			7

Maquette NACA 0015 – B

La seconde maquette (NACA 0015 – A) présente un capot d'extrados amovible positionné de 15 à 45 % de la corde (Figure 210) et couvre 54 % de l'envergure de l'aile (650 mm). Les dix prises de pression statique sont réparties entre 50 et 95 % de corde (Tableau 11).

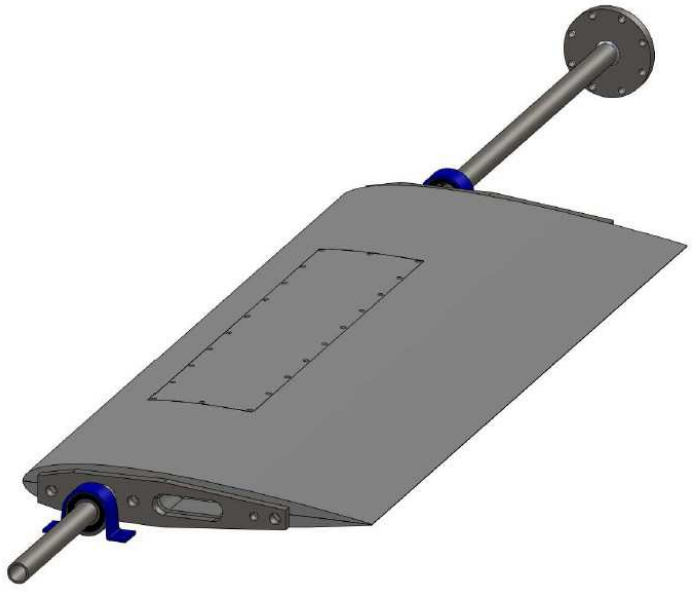

Figure 210 : Vue assemblée de la maquette NACA 0015 – B.

Tableau 11 : Position des prises de pression et nomenclature des capteurs de pression instationnaire et des voies d'acquisition.

Prise de pression	Position (% de corde)	Kulite	Voie (carte acquisition)
1	50.1	1	0
2	55.1	2	1
3	60	3	2
4	64.9		
5	70	5	3
6	74.9		
7	79.8	7	4
8	84.7	8	5
9	89.7	9	6
10	94.6		
P_{totale} (vitesse à l'infini)			7

D - Post-traitement

Cette annexe est dédiée à la description des outils d'analyse utilisés sur les champs de vitesses obtenus par PIV pour décrire l'écoulement. La décomposition de Reynolds, l'énergie cinétique turbulente, le critère Γ_1 et la détection de la position de la séparation sur les champs de vitesses instantanées sont décrite dans cette partie.

Décomposition de Reynolds

La décomposition de Reynolds est traditionnellement utilisée pour étudier un écoulement turbulent. Les grandeurs mesurées u_i sont décomposées en la somme d'une grandeur moyenne $\overline{U_i}$ et d'une partie fluctuante u_i'.

On a :

$$u_i(x,t) = \overline{U_i(x)} + u_i'(x,t) \tag{25}$$

Pour une acquisition de N champs de vitesses, on a :

$$\overline{U_i(x)} = \frac{1}{N}\sum_{j=1}^{N} u_i(x,t_j) \tag{26}$$

$$u_i'(x,t_j) = u_i(x,t_j) - \overline{U_i(x)} \tag{27}$$

Energie cinétique turbulente

L'énergie cinétique turbulente k permet de caractérisée l'énergie cinétique moyenne du champ fluctuant. Ses variations sont liées à des transferts d'énergie entre le champ moyen et le champ fluctuant et à la dissipation visqueuse.

$$k = \frac{1}{2}\overline{u_i'^2 u_i'^2} \tag{28}$$

Détection du centre des tourbillons – critère Γ_1

Le dénombrement des structures tourbillonnaires est effectué à l'aide du critère Γ_1 [198]. Ce critère est utilisé sur des champs de vitesses instantanées. Afin de déterminer si le cœur d'une structure est présent en un point P d'un domaine S, le critère Γ_1 consiste à calculer sur l'ensemble des points M du domaine, le

sinus de l'angle θ_M entre le vecteur $\overrightarrow{PM}$ et le vecteur vitesse au point M, $\overrightarrow{U_M}$ (29). Ce critère est borné dans l'intervalle [-1 ; 1]. Dans le cas où le point P se trouve au centre d'un tourbillon axisymétrique, sa valeur $|\Gamma_1|$ = 1. La détection d'un tourbillon est validée par un seuil, fixé dans notre cas à $|\Gamma_1|$ = 0,7 ou 0,8 suivant le cas étudié. Le critère prend un signe positif lorsqu'il détecte une structure de sens de rotation horaire tandis qu'un signe négatif correspond à une structure de sens de rotation antihoraire.

$$\Gamma_1(P) = \int_{M \in S} \frac{(\overrightarrow{PM} \times \overrightarrow{U_M}) \cdot z}{\|\overrightarrow{PM}\| \cdot \|\overrightarrow{U_M}\|} dS = \frac{1}{s} \int_s \sin(\theta_M)\, dS \qquad (29)$$

Détection de la position de la séparation sur un champ de vitesses instantanées

Le décollement de la couche limite est caractérisé par un point de séparation qui correspond à la position où la contrainte pariétale τ_p s'annule. Dans le cas d'un décollement lié à un gradient de pression, la position du point de séparation peut fluctuer (Figure 211 (a)). Dans le cadre du chapitre 8, la position du point de séparation est évaluée sur les champs de vitesses instantanés sur la base de considérations physiques et métrologiques. D'un point de vue physique, la séparation est caractérisée par une contrainte pariétale nulle. En aval de la séparation, la vitesse à la paroi est globalement négative mais la présence de structures tourbillonnaires peut engendrer des zones de vitesse positive en proche paroi (Figure 211 (b), n = 5, 0,45 < x_c/c < 0,5). D'un point de vue métrologie, la résolution en proche paroi des champs de vitesses instantanées obtenus par PIV est difficile de par l'existence de zones de réflexions du plan laser. Ces réflexions détériorent localement la qualité de la corrélation, pouvant engendrer des zones de vitesse nulle ou de gradient de vitesse nulle (Figure 211 (b), n = 23, x_c/c = 0,17). Afin de pallier à ce problème, la position de la séparation est déterminée en supposant que pour les quantités moyennées sur une surface de 4x3 nœuds en aval de celle-ci :

- le gradient transversal de vitesse parallèle à la paroi qui caractérise la contrainte pariétale est nul ou négatif
- la vitesse parallèle à la paroi en aval du point de séparation est nulle ou négative.

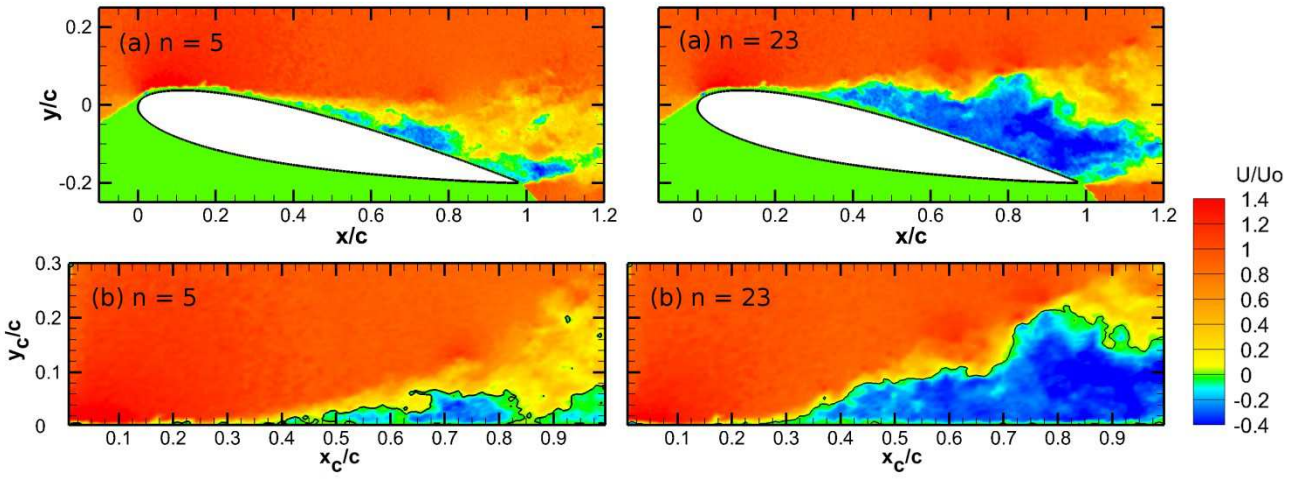

Figure 211 : (a) Champs de vitesses longitudinales instantanées et (b) champs de vitesses parallèles à l'extrados développé avec iso-contour de vitesse nulle pour l'écoulement non-contrôlé avec transition forcée (α = 11,5°, U_0 = 40 m/s). Les séparations sont détectées en x_c/c = 0,41 (n = 5) et en x_c/c = 0,27 (n = 23).