



HAL
open science

Etude d'une décharge à barrière diélectrique surfacique. Application au contrôle d'écoulement autour d'un profil d'aile de type NACA 0012

Pierre Audier

► **To cite this version:**

Pierre Audier. Etude d'une décharge à barrière diélectrique surfacique. Application au contrôle d'écoulement autour d'un profil d'aile de type NACA 0012. Autre. Université d'Orléans, 2012. Français. NNT: 2012ORLE2062 . tel-00843633

HAL Id: tel-00843633

<https://theses.hal.science/tel-00843633>

Submitted on 11 Jul 2013

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



UNIVERSITÉ D'ORLÉANS



ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES ET TECHNOLOGIES

Groupe de Recherches sur l'Énergétique des Milieux Ionisés

THÈSE présentée par :

Pierre AUDIER

soutenue le : **6 décembre 2012**

pour obtenir le grade de : **Docteur de l'Université d'Orléans**

Discipline : Physique des Gaz et des Plasmas, Mécanique des Fluides

**Étude d'une décharge à barrière diélectrique surfacique.
Application au contrôle d'écoulement autour d'un profil
d'aile de type NACA0012.**

THÈSE dirigée par :

Dunpin HONG

Annie LEROY

Professeur, Université d'Orléans, GREMI, Directeur de thèse

Maître de Conférences, Univ. d'Orléans, PRISME, Co-encadrante

RAPPORTEURS :

Antoine ROUSSEAU

François LUSSEYRAN

Directeur de Recherche au CNRS, LPP, Palaiseau

Chargé de recherche CNRS, LIMSI, Orsay

JURY :

Antoine ROUSSEAU

François LUSSEYRAN

Jean-Pierre BŒUF

Nicolas BÉNARD

Azeddine KOURTA

Chantal LEBORGNE

Annie LEROY

Dunpin HONG

Directeur de Recherche au CNRS, LPP, Palaiseau

Chargé de recherche CNRS, LIMSI, Orsay

Directeur de Recherche au CNRS, LAPLACE, Toulouse

Maître de Conférence, Université de Poitiers, PPRIME

Professeur, Université d'Orléans, PRISME

Professeur, Université d'Orléans, GREMI

Maître de Conférences, Université d'Orléans, PRISME

Professeur, Université d'Orléans, GREMI

Remerciements

Je tiens tout d'abord à exprimer ma plus grande reconnaissance aux deux personnes qui ont dirigé et encadré mon travail durant ces trois années de doctorat : Dunpin Hong, mon directeur de thèse et Annie Leroy-Chesneau, ma co-encadrante de thèse. Je les remercie chaleureusement pour leur disponibilité, leurs qualités d'écoute ainsi que leurs conseils avisés. Les moments très plaisants que j'ai pu partager avec eux m'ont permis de vivre ce doctorat non seulement comme une aventure scientifique mais aussi comme une belle aventure humaine.

Je remercie Jean-Michel Pouvesle, Chantal Leborgne (directeurs successifs du laboratoire GREMI) et Azeddine Kourta (directeur du laboratoire PRISME) pour m'avoir permis de réaliser mes travaux de recherche en étroite collaboration avec leur deux laboratoire. Merci à tout le personnel, permanent et non permanent, du laboratoire GREMI pour sa sympathie et pour l'ambiance très agréable au travail. J'exprime mes remerciements à l'équipe de recherche Arc électrique/Plasma pour la modification d'écoulement du laboratoire GREMI, notamment à Hervé Rabat pour ses conseils, son aide, sa créativité et sa convivialité qui m'ont permis de travailler dans d'excellentes conditions. J'exprime également mes remerciements à l'équipe Écoulement et Système Aérodynamiques du laboratoire PRISME, Sandrine Aubrun-Sanches, Philippe Devinant, Nicolas Mazellier et Régine Weber-Rozenbaum. Je remercie tout particulièrement M. Stéphane Loyer pour son aide précieuse lors des essais en soufflerie ainsi que pour sa bonne humeur quotidienne.

Je remercie Antoine Rousseau et François Lusseyran pour avoir accepté de rapporter mon travail de thèse ainsi que pour leurs critiques constructives, avant et pendant la soutenance. Merci également à Jean-Pierre Bœuf, Nicolas Bénard, Chantal Leborgne et Azeddine Kourta pour leur participation à mon jury de thèse.

Je remercie tous les collaborateurs du projet européen Plasmaero, en particulier Éric Moreau, Nicolas Bénard, Antoine Debien, Janusz Podlinski, Artur Berendt et Richard Whalley pour les discussions scientifiques que nous avons pu échanger lors des différents meetings. Je remercie aussi Jérôme Pons et James Detric, avec qui j'ai eu le plaisir de travailler et de collaborer.

Un très grand merci aux « chevaliers de la tour rose », Pierre Magnier, Binjie Dong, Vincent Boucinha et plus particulièrement à Romain Jousot qui m'a beaucoup apporté durant cette quête et envers qui je suis très reconnaissant (Don't we have to go back??). Bon courage à Kévin Châtelain qui continue de monter les marches, et pour qui le haut de la tour est proche.

Merci à mes collègues de bureau, Hagop Tawidian (Mich-Mich Klé) et Lu Xie (Woo Ayni) pour avoir fait semblant de rire à mes blagues nulles. Merci à Lahib Balika (Geekausaurus Afganicus), Julien Ladroue (JuLaJou), Mathieu Mougnot (Bruce Willis), Ismael Gesmi (Jean-Lou) pour tous les bons moments que nous avons pu passer ensemble. Merci aux doctorants des deux laboratoires pour les échanges scientifiques (ou pas) que nous avons pu avoir. Je remercie particulièrement Adrien Thacker pour sa sympathie et pour m'avoir communiqué son goût pour la recherche expérimentale.

Merci à mes amis Pierre-Antoine Cormier, Rémi Thieblemont, Hugo Breuillard et Pierre Dufournier pour ces très belles années universitaires : Ethylosex, l'Asso Sciences, les soirées théâtre, les virées rue de Bourgogne, les parties de caps endiablées...

Je remercie ma famille et mes amis les plus proches pour m'avoir soutenu et pour m'avoir permis de garder une vie saine et heureuse en dehors de mon travail. Merci à toi, Floriane, qui a su m'accompagner durant cette aventure et qui m'a permis de m'y consacrer pleinement.

Je dédie cette thèse à mes parents, qui m'ont tant apporté et à qui je dois tout.

Détendez-vous, ça va bien se passer.

Table des matières

Introduction	9
Chapitre 1 : Les actionneurs plasma et le contrôle d'écoulement : état de l'art	11
1. Introduction, cadre de l'étude	11
1.1 Introduction	11
1.2 Expertise acquise à l'université d'Orléans	12
1.3 Le projet européen PLASMAERO	13
1.3.1 Introduction	13
1.3.2 Objectifs du projet	13
1.3.3 Place de cette étude au sein du projet et collaborations ..	14
2. De la décharge à barrière diélectrique surfacique à l'actionneur plasma	15
2.1 Le plasma : définitions et généralités	15
2.1.1 Introduction et définitions	15
2.1.2 Processus physico-chimiques internes	16
2.1.3 Paramètres caractéristiques et classification	17
2.2 Les décharges électriques à pression atmosphérique	18
2.2.1 Les mécanismes de formation d'une décharge électrique ..	18
2.2.2 La décharge à barrière diélectrique volumique	20
2.2.3 La décharge à barrière diélectrique surfacique	21
2.3 L'actionneur plasma de type DBD surfacique	22
2.3.1 Le vent ionique	23
2.3.2 Topologie de l'écoulement induit	24
2.3.3 Paramètres électriques et régimes de fonctionnement	26
2.3.4 Force électrohydrodynamique et rendement	32
2.3.5 Influence de la configuration et du design de l'actionneur plasma	34
2.3.6 Influence de l'alimentation haute tension	37
2.4 Les autres types d'actionneurs plasma	41

TABLE DES MATIÈRES

2.4.1	La décharge glissante	41
2.4.2	La décharge à arc glissant	42
2.4.3	La DBD nano-seconde	42
2.4.4	La DBD radio-fréquence	43
2.4.5	Les jets synthétiques par plasma ou sparkjets	44
3.	Le contrôle d'écoulement par actionneur plasma	45
3.1	Le contrôle d'écoulement : définitions et généralités	45
3.1.1	Contexte et enjeux	45
3.1.2	Efforts aérodynamiques	45
3.1.3	Régimes d'écoulements	46
3.1.4	Couche limite et transition	47
3.1.5	Écoulements décollés	47
3.1.6	Cas particulier du décollement à l'arrière d'une aile	48
3.1.7	Les différents types de contrôle d'écoulement	50
3.2	Le contrôle actif par actionneur DBD	52
3.2.1	Le contrôle de la transition laminaire-turbulent	52
3.2.2	La diminution du bruit acoustique	53
3.2.3	Le contrôle d'écoulement autour d'un profil d'aile	54
4.	Positionnement de l'étude	58
Chapitre 2 : Caractérisation d'un actionneur de type DBD surfacique		61
1.	Introduction	61
2.	Dispositif expérimental	62
2.1	L'actionneur DBD	62
2.2	Alimentation et mesures électriques	63
2.3	Mesures en atmosphère contrôlée	63
3.	Mesure de la quantité d'ozone produite par un actionneur DBD	65
3.1	Protocole expérimental	65
3.2	Mesure continue de la quantité d'ozone produite	66
3.3	Mesure de la concentration d'ozone en fonction du temps	67
4.	Influence de l'azote et de l'oxygène sur les propriétés de la décharge	70
4.1	Protocole expérimental	70
4.2	Morphologie de la décharge	71
4.2.1	Visualisation globale de la décharge	71
4.2.2	Imagerie ICCD	73
4.3	Paramètres électriques	79

4.3.1	Courant de décharge	79
4.3.2	Puissance active consommée	82
4.4	Vitesse du vent ionique	83
4.4.1	Mesures de vitesse dans différents mélanges gazeux	83
4.4.2	Influence du taux d'humidité de l'air sur la vitesse du vent ionique	90
5.	Synthèse et perspectives	92
5.1	Synthèse	92
5.2	Perspectives	93
Chapitre 3 : Contrôle du décollement de type bord d'attaque par actionneur DBD surfacique		95
1.	Introduction	95
2.	Dispositif expérimental, moyens de mesure et intégration de l'actionneur	97
2.1	La soufflerie	97
2.2	Présentation de la maquette et montage expérimental	97
2.3	Moyens de mesure	99
2.3.1	Anémométrie fil chaud	99
2.3.2	Vélocimétrie par imagerie de particules	100
2.3.3	Mesures d'efforts aérodynamiques	101
2.4	L'actionneur DBD	102
2.4.1	Réalisation et intégration de l'actionneur DBD sur le profil	102
2.4.2	Paramètres électriques de l'actionneur DBD	103
2.4.3	Étude de l'intrusivité de l'actionneur DBD	103
3.	Étude préliminaire de l'écoulement non contrôlé	105
4.	Contrôle du décollement pour une incidence suivant le décrochage ($\alpha = 15^\circ$)	107
4.1	Caractérisation de l'écoulement naturel	107
4.1.1	Caractérisation de la dynamique de l'écoulement naturel	107
4.1.2	Caractérisation fréquentielle des instabilités naturelles	108
4.2	Caractérisation de l'écoulement contrôlé	110
4.2.1	Influence de la fréquence de pulsation sur les efforts moyens	110
4.2.2	Influence de la fréquence de pulsation sur le décollement	113
4.2.3	Influence de la fréquence de pulsation sur la DSP des fluctuations de vitesse dans le sillage	115
4.2.4	Synthèse	116
5.	Contrôle du décollement à forte incidence ($\alpha = 20^\circ$)	117
5.1	Caractérisation de l'écoulement non contrôlé	117

TABLE DES MATIÈRES

5.1.1	Caractérisation de la topologie de l'écoulement	117
5.1.2	Caractérisation fréquentielle des instabilités naturelles . . .	118
5.2	Caractérisation de l'écoulement contrôlé	120
5.2.1	Influence de la fréquence de pulsation sur les efforts moyens	120
5.2.2	Influence de la fréquence de pulsation sur le décollement .	122
5.2.3	Influence de la fréquence de pulsation sur les profils de vitesse dans le sillage	126
5.2.4	Influence de la fréquence de pulsation sur la DSP des fluc- tuations de vitesse	129
5.2.5	Synthèse	131
6.	Synthèse et perspectives	132
6.1	Synthèse	132
6.2	Perspectives	133
	Conclusion et perspectives	137
	Annexe A : Compléments sur l'imagerie ICCD	143
	Annexe B : Compléments sur la vélocimétrie à imagerie de particules (PIV)	147
	Annexe C : Compléments sur les mesures de concentration d'ozone	151
	Annexe D : Compléments sur les mesures d'efforts aérodynamiques	153
	Table des figures	155
	Liste des tableaux	161
	Notations et symboles	163

Introduction

Dans un contexte de croissance du trafic aérien et dans le but de réduire la consommation de carburant ainsi que les émissions de polluants dans l'atmosphère, l'avion de demain se doit d'être plus respectueux de l'environnement. Aujourd'hui, le design d'un avion de ligne est optimisé pour assurer les meilleures performances aérodynamiques pendant la phase de croisière, qui constitue la majeure partie du vol. Durant cette phase, le rapport portance/trainée doit être maximal afin de réduire la consommation en carburant, qui représente approximativement 22% du coût direct d'un vol. Sur un vol long courrier, une réduction de 1% de la traînée permettrait de réduire ce coût de 0,2%, soit une économie de 1,6 tonnes de carburant, ce qui représente approximativement 10 passagers supplémentaires (données statistiques de la commission européenne en 2010). L'amélioration des performances aérodynamiques de l'avion se présente donc comme une obligation.

D'un point de vue aérodynamique, la diminution de la consommation s'obtient en diminuant la force qui s'oppose à l'avancement du véhicule : la traînée. Pour diminuer cette traînée et augmenter la force de portance, il est nécessaire de contrôler l'écoulement d'air autour du véhicule, c'est-à-dire de modifier ses propriétés afin de l'amener à un état souhaité. Aujourd'hui, sur un avion de ligne, des dispositifs mécaniques mobiles comme les becs et les volets sont utilisés pour accroître les performances d'une aile lors des phases de décollage et d'atterrissage. Cependant, ces dispositifs demeurent lourds, coûteux et nécessitent un entretien régulier. Pour pallier ces contraintes, une importante activité de recherche est menée dans le monde afin de remplacer les dispositifs de contrôle actuels par des dispositifs moins contraignants, capables d'assurer un contrôle continu et en temps réel de l'écoulement autour de l'aile.

Parmi les différentes solutions innovantes en cours de développement, la décharge à barrière diélectrique surfacique (DBD) est étudiée depuis une dizaine d'années pour la modification d'écoulement. Ce dispositif, nommé actionneur plasma, consiste à appliquer une différence de potentiel entre au moins deux électrodes placées à la surface d'un objet. Sous l'effet du champ électrique, un transfert de quantité de mouvement s'opère entre les espèces chargées et les neutres du gaz environnant, permettant ainsi de créer un écoulement : le vent ionique. Ce type de décharge électrique est alors utilisé comme un dispositif de contrôle capable de modifier un écoulement par l'intermédiaire du vent ionique. Des travaux de recherche sur le contrôle d'écoulement par actionneurs DBD ont débuté, l'Université d'Orléans en 2004, par la mise en place d'une collaboration entre le laboratoire GREMI et le laboratoire PRISME.

INTRODUCTION

L'étude présentée dans ce manuscrit a plusieurs objectifs, que l'on peut séparer en deux thèmes. D'une part, la caractérisation de l'actionneur plasma nécessite d'être approfondie sur plusieurs points. Dans une optique d'application au contrôle d'écoulement sur des véhicules terrestres, la quantification de l'ozone produit par ce type d'actionneur doit être réalisée car cette molécule a un impact sur l'environnement. De plus, le rôle des différents constituants de l'air sur le comportement de la décharge nécessite d'être poursuivi pour mieux cerner les mécanismes physiques à l'origine du vent ionique. D'autre part, la possibilité d'établir plusieurs stratégies de contrôle d'écoulement avec un même actionneur doit être étudiée. En effet, malgré les nombreuses avancées dans ce domaine, la vitesse du vent ionique généré par ce dispositif ne dépasse pas la dizaine de $m.s^{-1}$, ce qui limite, à ce jour, les applications de contrôle d'écoulement à des vitesses plus faibles que celles obtenues dans des conditions réelles.

Le **chapitre 1** est consacré à la revue bibliographique qui permettra de situer le contexte de cette étude. Les différentes sortes d'actionneurs plasma seront présentées et une attention toute particulière sera portée sur la décharge à barrière diélectrique surfacique, point central de ces travaux. Plusieurs notions sur le contrôle d'écoulement seront aussi abordées. Les différentes stratégies de contrôle actif et passif seront exposées et illustrées d'une brève revue bibliographique des applications de contrôle par décharge à barrière diélectrique surfacique. Enfin, les objectifs fixés dans le cadre de cette étude seront présentés.

Le **chapitre 2** est consacré à l'étude d'un actionneur plasma de type DBD surfacique, dédié au contrôle d'écoulement. Dans une première partie, des mesures de quantité d'ozone ont été réalisées dans le but d'évaluer le taux de production de ce type d'actionneur car il est nécessaire d'estimer son impact sur l'environnement. Dans une seconde partie, le rôle de l'azote et de l'oxygène sur le comportement de la décharge a été étudié dans le but de mieux cerner les mécanismes physiques à l'origine du transfert de quantité de mouvement.

Le **chapitre 3** est consacré au contrôle du décollement sur un profil d'aile. L'objectif est de démontrer qu'avec un seul actionneur DBD positionné au bord d'attaque, il est possible d'établir différentes stratégies de contrôle, basées sur l'excitation périodique des instabilités naturelles de l'écoulement, afin de modifier les performances aérodynamiques d'une aile pour les adapter à un objectif particulier, comme par exemple le recul de l'incidence de décrochage ou l'augmentation de la portance en régime de décrochage.

Une synthèse des principaux résultats obtenus est présentée à la fin de ce manuscrit, accompagnée des perspectives envisagées pour les études à venir. Les informations complémentaires sur les différents moyens de mesure expérimentaux sont données en annexe après la conclusion générale.

Chapitre 1

Les actionneurs plasma et le contrôle d'écoulement : état de l'art

1 Introduction, cadre de l'étude

1.1 Introduction

L'étude présentée au travers de ce manuscrit est articulée autour de deux disciplines : la physique des plasmas et la mécanique des fluides. Dans ce premier chapitre, les différents éléments utiles pour cette étude seront présentés. Une brève revue bibliographique portant sur la décharge à barrière diélectrique surfacique ainsi que sur ses applications dans le cadre du contrôle d'écoulement sera présentée.

Afin de situer le contexte de cette étude, une synthèse des travaux précédemment réalisés à l'Université d'Orléans sera tout d'abord présentée, ainsi que le projet européen PLASMAERO (qui a financé une partie de ces travaux de recherche). Ensuite, quelques définitions sur les plasmas seront abordées pour poser les bases nécessaires à la présentation de la décharge à barrière diélectrique (DBD) de surface. Les différentes sortes d'actionneurs plasma seront présentées et une attention toute particulière sera portée sur la décharge à barrière diélectrique surfacique, point central de ces travaux. Quelques définitions sur le contrôle d'écoulement seront aussi abordées. Les différentes stratégies de contrôle actif et passif seront exposées et illustrées d'une brève revue bibliographique des applications de contrôle par décharge à barrière diélectrique surfacique. Enfin, les objectifs fixés dans le cadre de cette étude seront présentés.

CHAPITRE 1. REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

1.2 Expertise acquise à l'université d'Orléans

Les premiers travaux menés à l'Université d'Orléans ont porté sur l'utilisation d'une décharge couronne surfacique pour la modification d'écoulement en bord d'attaque d'une plaque plane et le recollement d'un bulbe de séparation d'un profil d'aile de type NACA 0015 (Magnier *et al.* [1, 2]). Ce type de décharge a été ensuite abandonné au profit de la décharge à barrière diélectrique surfacique, alimentée par un signal à haute tension alternative, plus adaptée à la modification d'écoulement. La décharge électrique a été caractérisée par des mesures de courant, de spectroscopie, d'imagerie rapide et d'intensité lumineuse : une loi de puissance électrique similaire à celle proposée par Pons *et al.* [3] a été trouvée, à laquelle a été ajoutée une dépendance linéaire avec la fréquence (Dong *et al.* [4]). Il a été montré que l'émission de la décharge était essentiellement dominée par la bande du second système positif de N_2 en proche UV (Dong [5]) et une différence dans la structure de la décharge a été observée entre les alternances positives et négatives par imagerie ICCD.

Le vent ionique, cet écoulement produit sous la forme d'un jet de paroi par l'actionneur plasma, a été caractérisé par Boucinha [6], mettant en évidence une vitesse d'écoulement induit plus importante durant l'alternance négative. Différents régimes de décharges ont été observés et des lois empiriques reliant la vitesse du vent ionique, sa hauteur de diffusion et la longueur du plasma ont été établies. Du point de vue applicatif, des résultats intéressants ont été obtenus, tel que la réduction de la séparation au bord de fuite d'un profil éolien ou la modification de la topologie de l'écoulement à l'arrière d'une géométrie simplifiée de véhicule automobile (corps de Ahmed). Le design de l'actionneur plasma a par ailleurs été optimisé pour favoriser la génération de vent ionique.

Enfin, Jousot [7] a poursuivi la caractérisation de l'actionneur en réalisant des mesures de puissances résolues en temps, mettant ainsi en évidence le dépôt progressif de charges positives à la surface du diélectrique. Des mesures de vitesse de vent ionique par vélocimétrie à imagerie de particules (PIV) en moyenne de phase ont permis d'observer que le transfert de quantité de mouvement variait suivant l'alternance de l'alimentation. Des mesures de température ont montré que la température maximale atteinte était inférieure à 100°C à la surface du diélectrique, montrant ainsi que la convection thermique étaient négligeable par rapport à la force électrohydrodynamique (EHD). Une nouvelle géométrie en dent de scie a été étudiée pour l'électrode active, permettant de générer des structures tridimensionnelles et des vitesses d'écoulement supérieures à $7\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Par ailleurs, des travaux portant sur le contrôle de la transition laminaire-turbulent d'une couche limite se développant sur une plaque plane ont montré la possibilité de déclencher ou de retarder la transition avec le même actionneur alimenté avec différents paramètres électriques.

Les travaux présentés dans le chapitre 2 s'inscrivent dans la continuité de ces précédentes études. L'actionneur plasma est de même géométrie que ceux utilisés par Boucinha [6] et Jousot [7] durant leurs travaux de thèse.

1. INTRODUCTION, CADRE DE L'ÉTUDE

1.3 Le projet européen PLASMAERO

1.3.1 Introduction

Dans un contexte de croissance du trafic aérien et dans le but de réduire la consommation de carburant ainsi que les émissions de polluants dans l'atmosphère, l'avion de demain se doit d'être plus respectueux de l'environnement. Afin d'atteindre les objectifs fixés par l'ACARE d'ici à 2020 [8], plusieurs possibilités sont envisageables : la réduction du poids des structures, l'optimisation de la combustion dans les moteurs et l'amélioration des performances aérodynamiques.

Aujourd'hui, le design d'un avion de ligne est optimisé pour lui assurer les meilleures performances aérodynamiques pendant la phase de croisière, qui constitue la majeure partie du vol. Durant cette phase, le rapport portance/trainée doit être maximal afin de réduire la consommation en carburant. Actuellement, la consommation de carburant représente approximativement 22% du coût direct d'un vol. Une réduction de 1% de la traînée permettrait de réduire ce coût de 0,2%, soit une économie de 1,6 tonnes de carburant sur un vol long courrier [9], ce qui représente 10 passagers supplémentaires. L'amélioration des performances aérodynamiques de l'avion se présente donc comme une obligation.

Pour palier les limitations dues au design, des technologies de rupture doivent être étudiées pour pouvoir assurer une optimisation continue et en temps réel de l'écoulement autour de l'aile. Parmi les différentes solutions innovantes qui sont en cours de développement, l'utilisation d'actionneurs plasma s'avère être une technologie intéressante sur le plan des performances aérodynamiques, mais aussi au vue de son potentiel d'action très varié (contrôle d'écoulements internes ou externes, amélioration de la combustion, réduction du bruit acoustique). Ce type d'actionneur offre aussi de nombreux avantages : absence totale de parties mécaniques mobiles, faible consommation énergétique, possibilité de contrôle en temps réel, facilité de conception.

C'est dans ce contexte que plusieurs organismes de recherche se sont regroupés pour mener conjointement des travaux dans ce domaine. Coordonnée par l'ONERA, le projet européen **PLASMAERO** a débuté en octobre 2009. D'un budget total de 3,8 millions d'euros, pour une durée de trois ans, il regroupe 11 partenaires localisés dans 7 pays différents. Ce projet a pour but de démontrer les capacités des actionneurs plasma pour le contrôle d'écoulement. Les travaux présentés dans le chapitre 3 s'inscrivent dans le cadre de ce projet européen.

1.3.2 Objectifs du projet

Le projet PLASMAERO a pour but de démontrer comment les plasmas à pression atmosphérique peuvent être utilisés pour des applications de type contrôle d'écoulement aérodynamique. Pour mieux comprendre les mécanismes physiques de ces décharges afin

CHAPITRE 1. REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

de développer des actionneurs plasma optimisés mais aussi pour tester leur efficacité dans des conditions réelles, plusieurs objectifs ont été définis :

- Comprendre, modéliser et classer, au travers d'études expérimentales et numériques, les phénomènes physiques les plus adaptés au contrôle d'écoulement.
- Comparer expérimentalement et numériquement les différents types d'actionneurs plasma afin de sélectionner les plus prometteurs dans une optique de développement industriel.
- Démontrer, au travers d'études en soufflerie, le potentiel des actionneurs plasma pour l'amélioration des performances aérodynamiques (augmentation de la portance, réduction de la traînée, réduction du bruit acoustique) dans les différentes phases de vol (décollage, croisière et atterrissage).
- Démontrer la facilité d'utilisation et d'intégration des actionneurs plasma sur un modèle réduit d'avion.
- Fournir un programme exhaustif des travaux devant être réalisés pour intégrer cette technologie sur la future génération d'avions.

1.3.3 Place de cette étude au sein du projet et collaborations

Sans contrôle, l'incidence moyenne d'une aile d'avion durant les phases d'approche se situe entre 13° et 15° . Au delà de cette limite, des décollements se produisent au niveau de l'extrados de l'aile et les performances aérodynamiques sont fortement dégradées. L'objectif fixé par PLASMAERO est d'arriver à contrôler ces décollements afin de repousser leur apparition à une incidence plus élevée permettant ainsi d'augmenter le coefficient de portance.

Les travaux réalisés dans cette thèse sont axés sur le contrôle du décollement au bord d'attaque d'un profil d'aile dans une configuration bidimensionnelle. Une collaboration a été réalisée, avec l'équipe du Professeur Mizeraczyk de l'IMP (Gdansk, Pologne) et celle du Professeur Choi de l'Université de Nottingham, dans l'optique d'étudier différents actionneurs plasma et différentes stratégies de contrôle du décollement. Deux maquettes d'un profil d'aile de type NACA 0012 ont été conçues de manière à pouvoir intégrer les actionneurs des différentes équipes de recherche. Tous les essais ont été effectués, dans la soufflerie subsonique du laboratoire PRISME. Seule la partie des résultats obtenus avec les actionneurs développés à l'Université d'Orléans durant ces travaux sera exposée dans le chapitre 3.

2 De la décharge à barrière diélectrique surfacique à l'actionneur plasma

2.1 Le plasma : définitions et généralités

2.1.1 Introduction et définitions

Plasma nom masculin, du grec *plasma*, formation : état dilué de la matière, analogue à un gaz, mais constitué de particules chargées, électrons et ions, en proportions telles que le milieu soit globalement neutre.

(Physique des plasmas, J.L. Delcroix et A. Bers, CNRS Edition, 1994 [10])

Le terme « plasma » a été introduit en 1928 par le physicien américain I. Langmuir [11] pour désigner un gaz ionisé, c'est-à-dire constitué de particules chargées (ions et électrons). Il aurait choisi ce terme par analogie avec le plasma sanguin, partie liquide du sang transportant cellules et hormones dans notre corps.

Le plasma est considéré comme le quatrième état de la matière faisant suite à l'état solide, liquide et gazeux. Dans un gaz, chaque atome présent est électriquement neutre, les charges positives (protons) du noyau sont compensées par le même nombre de charges négatives (électrons) qui gravitent autour de lui. Si on fournit à ce gaz un apport énergétique suffisant, une partie des électrons va être arrachée aux atomes entraînant la perte de leur neutralité : c'est le phénomène d'ionisation (Fig. 1.1). Au commencement, l'état plasma désignait uniquement les gaz totalement ionisés et globalement neutres, par la suite cette définition a été étendue aux gaz dont une seule fraction aura été ionisée. L'apport énergétique nécessaire pour passer de l'état gazeux à l'état plasma peut provenir d'une source de chaleur, d'un champ électromagnétique très intense, d'un bombardement de particules ou encore d'un champ électrique de forte amplitude.

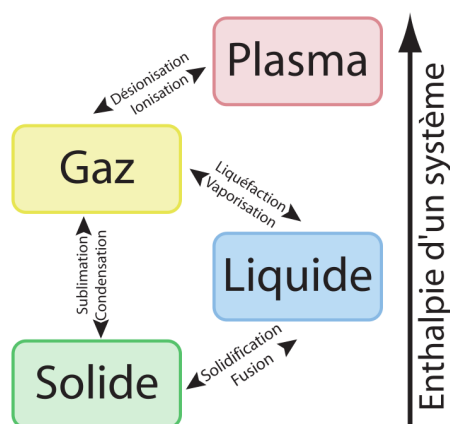


FIGURE 1.1 – Diagramme des principaux changements d'état de la matière, d'après Chaus-sin et Hilly [12].

CHAPITRE 1. REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

Bien qu'étant l'état de la matière le moins bien connu du grand public, on considère que le plasma représente la plus grande partie de la matière visible de l'univers : il se trouve en effet dans tous les environnements où suffisamment d'énergie est présente pour garantir l'existence de particules ionisées. C'est pourquoi les plasmas passent presque inaperçus sur notre planète où les conditions nécessaires à leur apparition sont éloignées des conditions de vie terrestres (température et pression). On peut séparer les plasmas en deux catégories : les plasmas naturels (étoiles, éclairs, aurores boréales, ionosphère...) et les plasmas artificiels (les écrans de télévision, les tubes fluorescents pour l'éclairage, la soudure à l'arc...).

2.1.2 Processus physico-chimiques internes

Dans le cadre de cette étude, le plasma est obtenu en soumettant l'air ambiant à un champ électrique de forte amplitude afin d'augmenter l'énergie cinétique des particules pour garantir leur ionisation. Les particules chargées, notamment les électrons, soumises à la force de Coulomb, vont entrer en collisions élastiques ou inélastiques avec les molécules environnantes générant ainsi d'autres ionisations. Les *collisions élastiques* ne modifient pas la structure interne des atomes rentrés en collision, seule la vitesse des particules est affectée, en norme et en direction. Les *collisions inélastiques* vont induire un changement d'énergie interne des atomes conduisant à la formation d'espèces excitées ou ionisées. C'est ce type de collision qui va être à l'origine des processus physico-chimiques au sein du plasma, modifiant ainsi ses propriétés macroscopiques. Parmi ces processus, on peut distinguer deux sortes de phénomènes élémentaires :

Phénomènes ionisants

- *L'excitation* : lorsqu'un atome a acquis suffisamment d'énergie, un de ses électrons quitte l'état fondamental et l'atome passe à un état excité.
- *L'ionisation* : l'énergie absorbée par un atome lors d'une collision est suffisante pour arracher un électron au noyau formant ainsi un ion positif. L'électron ainsi libéré peut alors s'apparier à un autre atome pour former un ion négatif (attachement). Cette énergie peut être issue de l'absorption d'un photon, on parle alors de photo-ionisation.

Phénomènes déionisants

- *La recombinaison* : lorsqu'un ion positif rencontre un électron ou un ion de signe contraire, un atome neutre stable peut se former. C'est le phénomène inverse de l'ionisation.
- *Le détachement* : suite à une collision, un ion négatif perd un électron supplémentaire.

2. DE LA DÉCHARGE À BARRIÈRE DIÉLECTRIQUE SURFACIQUE À L'ACTIONNEUR PLASMA

2.1.3 Paramètres caractéristiques et classification

L'évolution d'un plasma, parce qu'il est constitué de différentes particules en interaction, demeure très difficile à étudier même de nos jours. Pour complètement décrire un plasma, il faut étudier l'évolution de la densité, de la température et de la fonction de distribution en espace et en vitesse de chaque espèce. Il faut aussi prendre en compte les collisions pouvant se produire ainsi que les réactions chimiques. Même si théoriquement, les équations reliant toutes ces données sont majoritairement connues, il est extrêmement complexe de les résoudre malgré les moyens numériques actuels. Cependant, plusieurs modèles simplifiés ont été établis en classant les plasmas suivant plusieurs critères et en introduisant un certain nombre de paramètres (le lecteur pourra se reporter à l'ouvrage de Delcroix et Bers [10] pour obtenir plus de détails) :

- *La densité électronique* : représente le nombre d'électrons libres par unité de volume.
- *Le degré d'ionisation* : représente le rapport entre le nombre d'électrons libres et la somme des particules neutres et des électrons. Si la fréquence de collision électron/neutre est supérieure à celle électron/électron ou électron/ion, on dit que le plasma est *faiblement ionisé*. Son degré d'ionisation est alors inférieur à l'unité de plusieurs ordres de grandeur. En revanche, si la fréquence de collision électron/neutre devient inférieure aux deux autres, le plasma est dit *fortement ionisé* et son degré d'ionisation est proche de l'unité. Un gaz neutre a un degré d'ionisation nul.
- *Le libre parcours moyen* : représente la distance moyenne parcourue par une particule entre deux collisions.
- *La température électronique* : correspond à l'énergie cinétique des électrons.

Au sein d'un plasma, la distribution de vitesse et l'agitation thermique varient en fonction des espèces qui le composent (neutres, ions et électrons). De par leur plus faible masse, les électrons sont des espèces plus mobiles que les ions ou les neutres, c'est pourquoi le transfert d'énergie se fait plus facilement vers les électrons. Cette particularité permet alors de séparer les plasmas en deux catégories : l'énergie cinétique étant généralement mesurée à partir de la température des ions et des électrons, un plasma est dit *non-thermique* quand la température des ions est très faible comparée à celle des électrons. Lorsque la température des ions est similaire à celle des électrons, le plasma est dit *thermique*. La figure 1.2 illustre une classification en fonction de la densité en particules chargées et de la température de différents types de plasmas.

Dans cette étude, le plasma étudié appartient à la catégorie des plasmas non-thermiques ($T \ll 10^4$ K) et faiblement ionisés ($n_e \simeq 10^{13} \text{ cm}^{-3}$). Étant créé par une décharge électrique à pression atmosphérique, le plasma sera aussi qualifié de plasma haute pression par opposition à ceux générés dans des conditions de basse pression (vide primaire ou secondaire).

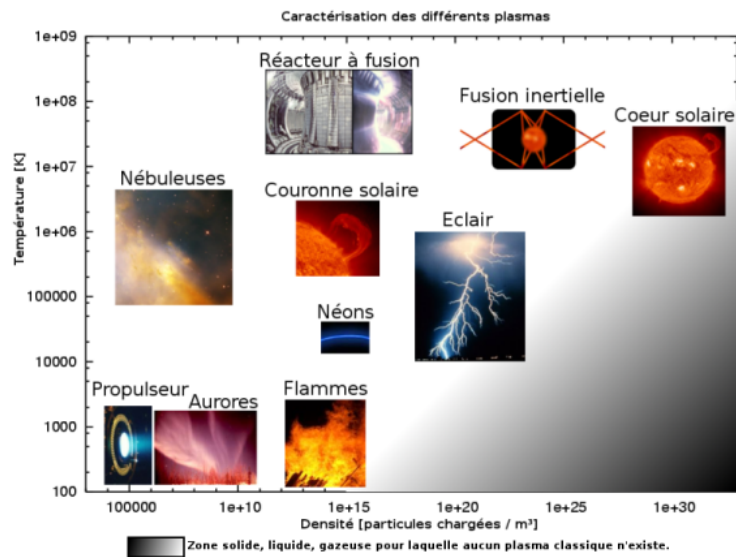


FIGURE 1.2 – Classification des plasmas en fonction de leur densité et de leur température, d’après Hollahan et Bell [13].

2.2 Les décharges électriques à pression atmosphérique

Une décharge électrique consiste à appliquer une différence de potentiel de grande amplitude entre deux électrodes placées dans un gaz à pression atmosphérique ; le champ électrique créé est suffisamment important pour ioniser ce dernier et créer un plasma. La plupart des décharges électriques utilisées par l’homme sont générées à basse pression car elles demeurent beaucoup plus stables et faciles à mettre en œuvre (l’exemple le plus connu est le tube fluorescent qui sert à nous éclairer). Cependant, les décharges à pression atmosphérique ont elles aussi de nombreuses applications (soudure à arc, traitement d’effluents gazeux, valorisation énergétique de la biomasse...) mais restent plus difficiles à maîtriser. Dans cette section, on évoquera les mécanismes physiques à l’origine de la formation d’une décharge électrique dans l’air.

2.2.1 Les mécanismes de formation d’une décharge électrique

Afin de faciliter la compréhension des mécanismes de formation d’une décharge électrique, on va considérer un cas bien connu : la **décharge couronne positive pointe-plan**⁽¹⁾, illustrée dans la figure 1.3. Dans cette configuration, le système est composé de deux électrodes séparées par un espace gazeux. L’électrode passive (cathode) est constituée d’une plaque métallique reliée à la masse tandis que l’électrode active (anode) est constituée d’une pointe métallique dirigée vers la cathode et est portée à un haut potentiel positif. Le gradient de champ électrique étant particulièrement intense autour de la pointe,

(1). Très souvent appelée par son nom anglais : *corona*

2. DE LA DÉCHARGE À BARRIÈRE DIÉLECTRIQUE SURFACIQUE À L'ACTIONNEUR PLASMA

des électrons produits par les radiations cosmiques sont accélérés vers l'anode et génèrent, par collision, des paires d'électrons-ions :



Lors de l'ionisation d'un atome, un électron supplémentaire va être ainsi libéré puis accéléré vers l'anode pouvant à son tour ioniser un nouvel atome et ainsi de suite. On nomme **avalanche électronique** ce phénomène d'ionisation en chaîne. Une région de forte densité électronique se développe ainsi autour de l'anode, c'est la **zone d'ionisation** ou zone active. Les ions positifs, sous l'effet de la force de Coulomb, sont repoussés vers la cathode où ils sont collectés. Cette zone de déplacement unipolaire dans l'espace inter-électrode est appelée **zone de dérive**.

Sous certaines conditions, un volume de plasma guidé par le champ électrique et contenant des particules chargées de différentes polarités, peut se propager de proche en proche d'une électrode à l'autre. Lorsqu'un de ces filaments de plasma, appelé **streamer**, atteint la cathode, un canal ionisé est créé entre les deux électrodes. Selon plusieurs auteurs, le diamètre d'un streamer est d'environ $100 \mu\text{m}$ et sa densité électronique de l'ordre de 10^{13} cm^{-3} (Kogelschatz [14]). Lorsque la haute tension dépasse un certain seuil, le courant de décharge augmente fortement au sein du streamer qui forme alors un arc électrique où la densité électronique peut atteindre jusqu'à 10^{17} cm^{-3} (Raizer [15]). Tous les transferts de charges s'effectuent alors par le biais de l'arc, ce qui entraîne une augmentation brutale du courant de décharge ainsi que des effets thermiques⁽²⁾. Ce phénomène d'arc électrique peut être comparé à la foudre : les charges électriques présentes dans un nuage sont transférées à la terre par un éclair qui constitue ici le canal ionisé, permettant ainsi un rééquilibrage des potentiels entre le nuage et la terre.

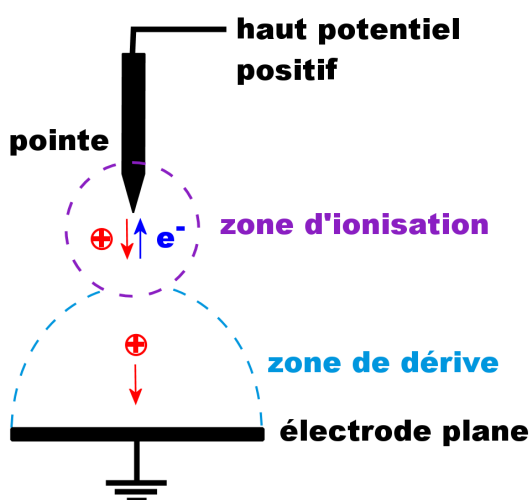


FIGURE 1.3 – Configuration d'une décharge couronne positive pointe-plan.

(2). On retrouve ici le principe de la soudure à l'arc.

Une décharge couronne peut être positive ou négative. Bien qu'il y ait des similitudes entre les caractéristiques courant-tension de ces deux types de décharges, les mécanismes de décharge sont différents. Si l'on applique un potentiel négatif à la pointe, des ions positifs sont créés dans la zone d'ionisation et reviennent vers la cathode. Les électrons et les ions négatifs, quant à eux, vont migrer vers l'électrode de masse. Cependant, le champ électrique est périodiquement affaibli près de la pointe à cause de la charge d'espace ainsi formée, empêchant la multiplication des avalanches électroniques (Goldman *et al.* [16]).

On peut aussi utiliser une alimentation alternative à valeur moyenne nulle (sinusoïdale par exemple) pour obtenir ce type de décharge. Les mécanismes opérants sont identiques à ceux décrits précédemment, tant que l'intervalle de temps entre deux inversions de polarité est suffisamment long pour permettre la « relaxation » de toutes les charges résiduelles de l'alternance précédente. Ceci implique l'existence d'un couple tension/fréquence seuil, pour une distance inter-électrodes donnée, au delà duquel la charge d'espace va osciller et augmenter à chaque période, aboutissant sur un passage à l'arc tout comme en alimentation continue. Cependant, cet effet cumulatif va entraîner un passage à l'arc pour des potentiels plus faibles qu'avec une alimentation continue.

2.2.2 La décharge à barrière diélectrique volumique

Dans une décharge couronne, la création importante de charges d'espace peut conduire à la formation d'arcs électriques ce qui limite l'utilisation de ce type de décharge. Afin d'éviter le passage à l'arc, on recouvre une des électrodes avec un matériau isolant ou diélectrique⁽³⁾. On parle alors d'une **décharge à barrière diélectrique** ou DBD (Fig.1.4). L'utilisation d'une barrière diélectrique va offrir des possibilités d'utilisation beaucoup plus larges que pour une simple décharge couronne.

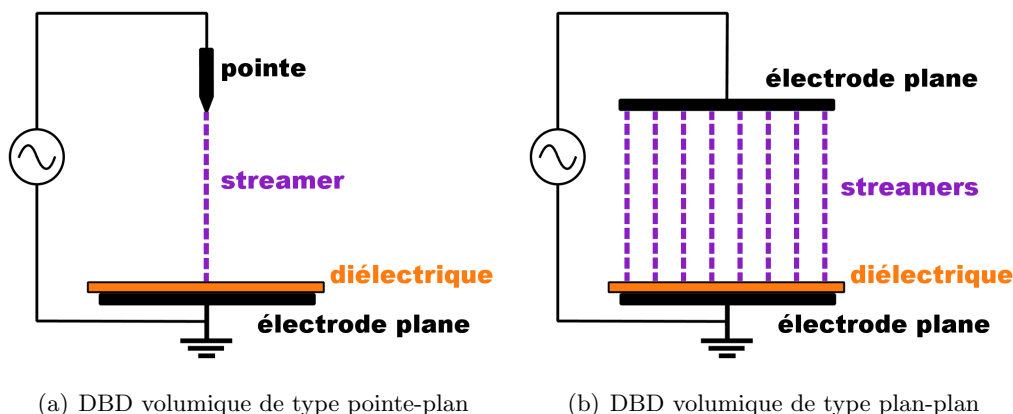


FIGURE 1.4 – Schématisation d'une DBD volumique.

(3). Un matériau diélectrique ne permet pas la migration de charges électriques en son sein.

2. DE LA DÉCHARGE À BARRIÈRE DIÉLECTRIQUE SURFACIQUE À L'ACTIONNEUR PLASMA

On utilise ce type de décharge le plus souvent en configuration plan-plan (Fig.1.4(b)) de façon à augmenter le nombre de streamers dans l'espace inter-électrode et donc d'accroître le volume global du plasma. Par ailleurs, une tension alternative est souvent utilisée avec ce type de décharge de façon à annihiler, au début de chaque alternance, l'accumulation des charges présentes à la surface du diélectrique.

De manière générale, on qualifie la DBD volumique de *décharge silencieuse* car son niveau sonore est beaucoup plus faible que dans le cas où des arcs électriques sont produits. Le diélectrique se comporte comme un condensateur monté en série avec le plasma, entraînant ainsi la formation d'un grand nombre de micro-décharges. Chacune d'entre elles correspond à la propagation d'un streamer dans l'espace inter-électrode. Chaque micro-décharge induit un pic de courant dans ce cas de figure, ce qui donne un caractère impulsionnel au courant de décharge. Eliasson et Kogelschatz [17] mentionnent dans leur étude que les caractéristiques des décharges silencieuses dépendent de la nature et de la pression du gaz utilisé. Dans certaines conditions, on qualifie la DBD volumique de *décharge lumineuse homogène* car les micro-décharges y sont très rares et les filaments de plasma ne sont plus visibles à l'œil nu. Dans ce cas de figure l'évolution du courant n'est plus impulsionnelle mais périodique (Massines *et al.* [18]). Roth [19] rapporte dans son ouvrage que ce type de décharge peut être créé avec seulement quelques kV d'amplitude à des fréquences de l'ordre du kHz, pour un espace inter-électrodes allant de 0,5 à 3 cm.

Les travaux de Massines *et al.* [18], Yokoyama *et al.* [20] ou de Kogelschats *et al.* [14] permettront au lecteur d'obtenir de plus amples informations sur la théorie des DBD, tout comme ceux de Raizer [15] permettent de bien appréhender les mécanismes de propagation des streamers.

2.2.3 La décharge à barrière diélectrique surfacique

Comme la DBD volumique, un matériau diélectrique est placé entre les deux électrodes, cependant, elles sont disposées asymétriquement de part et d'autre du diélectrique. Le gaz n'est donc plus présent entre les deux électrodes mais sur chacun des côtés (Fig.1.5). De plus, la proximité des électrodes permet d'abaisser considérablement la tension d'amorçage du plasma. C'est cette configuration qui confère à ce type de décharge un intérêt tout particulier pour le contrôle d'écoulement : l'orientation du champ électrique va permettre aux particules chargées de se déplacer parallèlement à la surface du diélectrique. Grâce au mouvement de ces particules, un écoulement d'air de quelques $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ va être induit tangentiellement à la surface du diélectrique : cet écoulement est appelé **vent ionique**.

Dans les années 90, Roth signe deux articles de référence [21, 22] dans lesquels il évoque pour la première fois le potentiel des DBD surfaciques pour la modification d'écoulement. De nos jours, les DBD surfaciques suscitent un très grand intérêt et leurs applications au contrôle d'écoulements aérodynamiques sont maintenant étudiées partout dans le monde (Moreau [23], Enloe *et al.* [24], Grundmann *et al.* [25] et Corke *et al.* [26]).

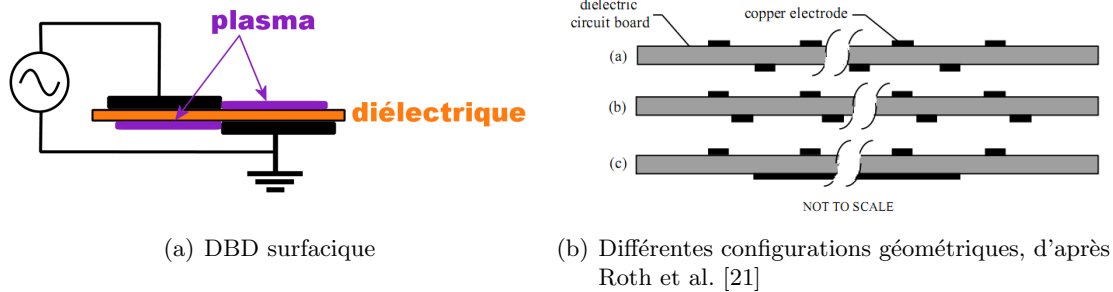


FIGURE 1.5 – Schématisation d'une DBD surfacique.

2.3 L'actionneur plasma de type DBD surfacique

Dans le cadre de cette étude, une partie des travaux présentés porte sur l'utilisation d'une décharge à barrière diélectrique surfacique comme actionneur plasma pour la modification d'écoulement. De manière générale, un actionneur plasma de type DBD est constitué de deux électrodes asymétriquement disposées de part et d'autre d'un diélectrique. L'électrode supérieure est alimentée par une haute tension alternative, l'électrode inférieure est reliée à la masse et encapsulée avec une autre couche de diélectrique afin d'empêcher la formation de plasma de ce côté de l'actionneur (Fig.1.6(a)). Une différence de potentiel de quelques kV⁽⁴⁾ permet la création d'un plasma à la surface du diélectrique (Fig.1.6(b)).

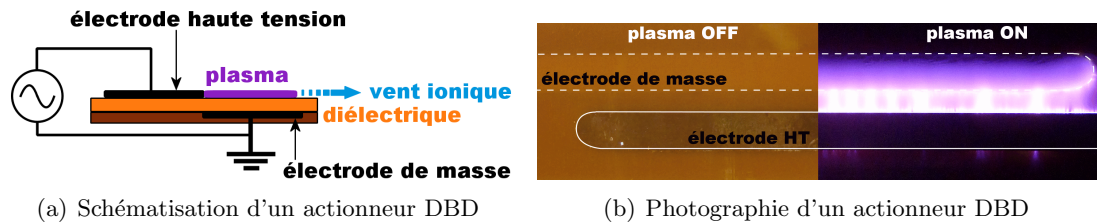


FIGURE 1.6 – L'actionneur plasma de type DBD dans sa configuration classique.

Dans cette section, le mécanisme à l'origine de la génération du vent ionique, clé de voute de cette étude, sera exposé. La morphologie du plasma et les paramètres électriques d'une DBD, appliquée au contrôle d'écoulement, seront présentés suivant les alternances de l'alimentation sinusoïdale. L'influence du signal d'entrée et des paramètres géométriques sur la production de vent ionique sera ensuite abordée. Les dénominations *actionneur plasma* ou *actionneur DBD* seront désormais utilisées pour qualifier une DBD surfacique dédiée au contrôle d'écoulement.

(4). La tension d'allumage du plasma dépend de l'épaisseur du diélectrique et de l'espace inter-électrode.

2. DE LA DÉCHARGE À BARRIÈRE DIÉLECTRIQUE SURFACIQUE À L'ACTIONNEUR PLASMA

2.3.1 Le vent ionique

Au début du 18^{ème} siècle, le britannique F. Hauksbee relate une sensation de faible soufflage à proximité d'une décharge couronne [27]. En 1750, Wilson et Hamilton démontrent la possibilité de mettre en mouvement un objet grâce au souffle généré par une décharge couronne⁽⁵⁾. En 1838, M. Faraday affirme implicitement, dans un ouvrage consacré aux décharges électriques, que ce « vent ionique » est issu d'un transfert de quantité de mouvement entre les particules chargées et les neutres, ce qui sera par ailleurs explicité par J. C. Maxwell en 1878.

Lorsqu'un gaz se transforme en plasma sous l'effet d'un champ électrique de grande amplitude, des particules chargées sont créées et mises en mouvement grâce à la force de Coulomb (Sec.2.2.1). Ces particules vont alors dériver dans l'espace inter électrode et rentrer en collision avec les espèces neutres du gaz : un transfert de quantité de mouvement va s'opérer entre le plasma et le gaz par le biais de ces collisions élastiques. C'est cet échange d'énergie cinétique qui va permettre la mise en mouvement des particules du gaz initialement au repos, induisant ainsi un écoulement parallèle à la surface du diélectrique.

Le transfert de quantité de mouvement s'opère donc entre les ions, les électrons et les neutres (Fig.1.7). Cependant, malgré une fréquence de collision électrons-neutres beaucoup plus élevée que celle entre les ions et les neutres, la contribution des électrons à la génération de vent ionique demeure limitée à cause de leur très faible masse (1/1836 de celle du proton). Ce sont donc les chocs ions/neutres qui sont à l'origine de la production de l'écoulement induit. Il est important de noter que la vitesse du vent ionique reste inférieure à celle des espèces chargées. Dans l'air au repos, le vent ionique est de l'ordre de quelques $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ alors que la vitesse des ions dans la zone de dérive est de l'ordre de quelques dizaines de $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ (Delcroix et Bers [10]).

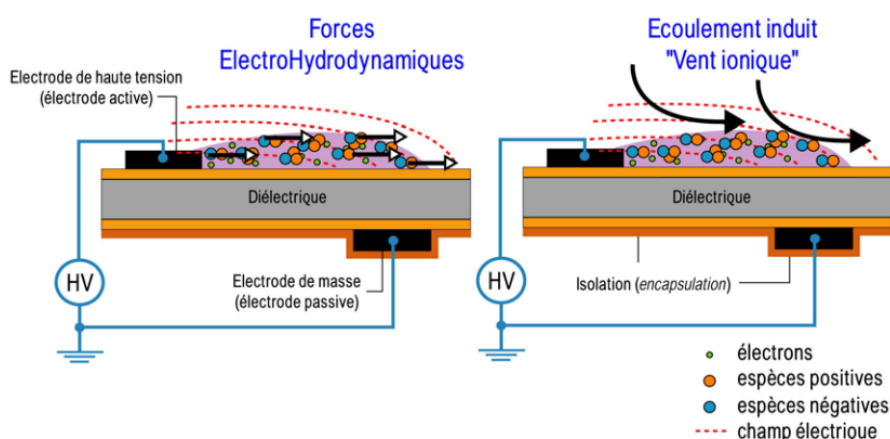


FIGURE 1.7 – Schéma de principe de la génération du vent ionique pour une DBD surfacique, d'après Boucinha [6].

(5). Expérience du « tourniquet électronique »

Dans tous les cas, le vent ionique est dirigé de l'électrode haute tension vers l'électrode de masse et ce pour chaque alternance du signal sinusoïdal. Lorsque l'électrode haute tension porte un potentiel positif, le vent ionique est induit par la mise en mouvement des ions positifs, créés par détachement électronique. Lors du changement d'alternance, le transfert de quantité de mouvement s'opère grâce aux ions négatifs, obtenus par attachement électronique (Sec.2.2.1).

2.3.2 Topologie de l'écoulement induit

Le vent ionique étant un des paramètres clés du contrôle d'écoulement par actionneur plasma, il est nécessaire de connaître ses propriétés et sa topologie afin de mieux comprendre son mécanisme d'action. La manière la plus répandue pour caractériser la vitesse du vent ionique consiste à utiliser une sonde de pression totale en verre reliée à un capteur différentiel de pression (Léger *et al.* [28] et Forte *et al.* [29]), sur le même principe qu'un tube de Pitot. La figure 1.8 illustre des profils de vitesse typiques d'un actionneur DBD ; on observe que la vitesse du vent ionique varie au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'électrode de haute tension et que l'épaisseur de l'écoulement induit est de seulement quelques millimètres, comme pour un jet de paroi.

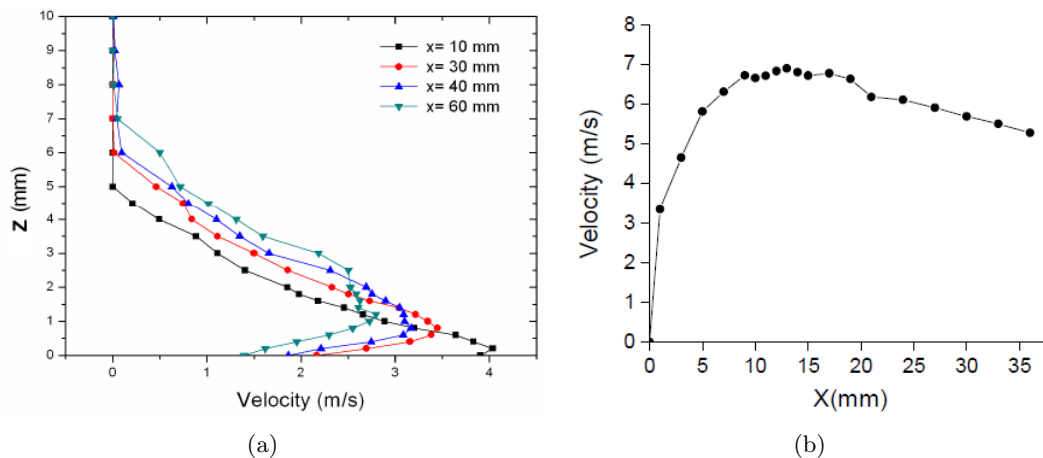


FIGURE 1.8 – Profils de vitesse du vent ionique induit selon la hauteur (20 kV/1 kHz) (a) et dans le sens longitudinal (30 kV/1,5 kHz) (b), $X = 0$ correspond au bord de l'électrode haute tension, d'après Forte *et al.* [29].

Dans ses travaux de thèse, Boucinha [6] met en évidence deux zones distinctes où la distribution de vitesse varie (Fig.1.9). Dans le plasma, le maximum de vitesse mesuré est situé au plus proche du diélectrique et augmente lorsqu'on s'éloigne de l'électrode haute tension. Dès lors que l'on s'écarte du diélectrique, la composante verticale du vecteur vitesse est orientée vers le bas, l'air ambiant est aspiré vers le diélectrique et accéléré en proche paroi : c'est la zone *d'aspiration et accélération*. En aval de la décharge, le maximum de vitesse mesuré diminue avec la longueur et s'écarte du diélectrique : c'est la zone de *diffusion*.

2. DE LA DÉCHARGE À BARRIÈRE DIÉLECTRIQUE SURFACIQUE À L'ACTIONNEUR PLASMA

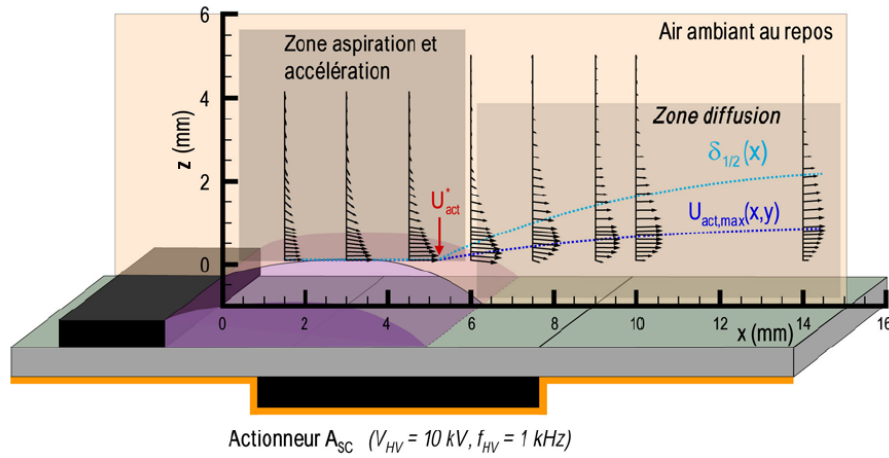


FIGURE 1.9 – Évolution du profil de vitesse du vent ionique, d'après Boucinha [6].

Pour mieux comprendre les mécanismes à l'origine du vent ionique et bien cerner la topologie de l'écoulement induit par un actionneur DBD, il ne faut pas seulement observer le vent ionique d'un point de vue moyen, mais aussi considérer son évolution temporelle. En effet, il existe une différence entre les alternances positive et négative de la décharge, tant sur le plan morphologique que sur le plan électrique. Cette différence entre les deux alternances est à l'origine d'une évolution temporelle et périodique de l'écoulement induit. Plusieurs auteurs ont mis en évidence cet aspect périodique, soit par des mesures de vitesse résolues en temps (Forte *et al.* [29], Leonov *et al.* [30], Kotsonis et Ghaemi [31]) soit par des mesures en moyenne de phase (Boucinha [6], Jousot [7] et Bénard [32]). Toutes ces études mettent en évidence le même résultat : **la vitesse du vent ionique généré pendant l'alternance négative est plus importante que celle générée pendant l'alternance positive** (Fig.1.10(a)).

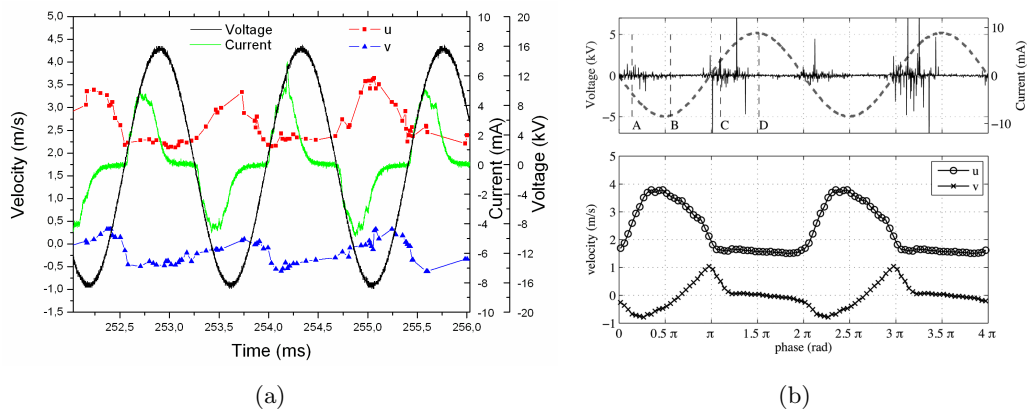


FIGURE 1.10 – Évolution des composantes longitudinale U et verticale V de la vitesse du vent ionique induit en fonction du temps, d'après Forte *et al.* [29] (a) et en fonction de l'angle de phase, d'après Kotsonis et Ghaemi [31] (b).

De plus, ces mêmes auteurs observent une **variation périodique de la composante verticale du vecteur vitesse** : elle est dirigée vers le bas pendant les trois quarts de l’alternance négative puis change de direction juste avant le début de l’alternance positive, où son module est maximal (Fig.1.10(b)). Dans une étude récente, Debien *et al.* [33] observent aussi ce phénomène et décrivent un écoulement fin et parallèle à la paroi au milieu de l’alternance positive, puis un jet plus épais et dirigé vers le diélectrique au début de l’alternance négative.

Boucinha [6] et Jousot [7] ont mis en évidence que **la longueur sur laquelle s’effectue le transfert de quantité de mouvement est différente selon les alternances** (Fig.1.11). Lors de l’alternance positive, le maximum de vitesse est localisé vers la fin de l’électrode de masse puis il diminue progressivement avec la distance. Cette position correspond à la fin de l’extension du plasma, c’est-à-dire à la longueur moyenne des streamers (notée L_p sur la figure 1.11). Lors de l’alternance négative, le maximum de vitesse est environ 25% plus important et est localisé à proximité du milieu de l’électrode de masse, ce qui correspond à la longueur des spots d’ionisation (notée L_p^* sur la figure 1.11). La vitesse diminue ensuite avec la distance pour finalement rejoindre la valeur mesurée pendant l’alternance positive.

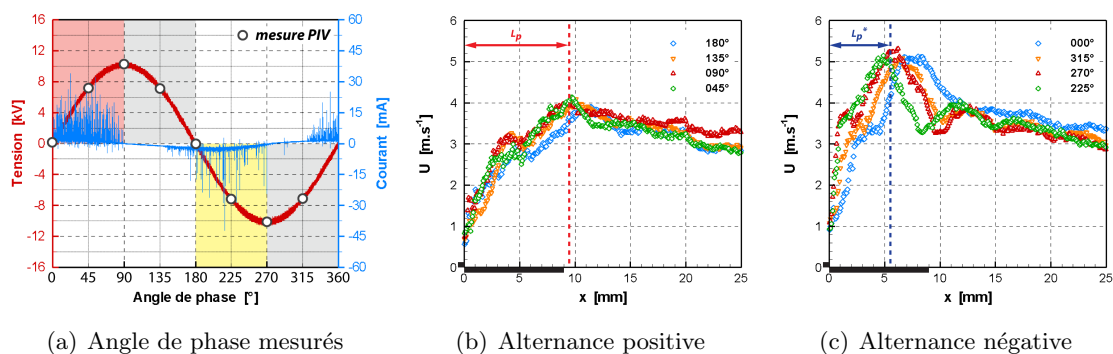


FIGURE 1.11 – Évolution de la composante longitudinale de la vitesse maximale en fonction de l’angle de phase (10 kV/500 Hz), les positions $x = 0$ et $x = 9$ correspondent respectivement au début et à la fin de l’électrode de masse, d’après Jousot [7].

2.3.3 Paramètres électriques et régimes de fonctionnement

Pour un actionneur DBD, une bonne connaissance des paramètres électriques est primordiale afin de connaître sa plage d’action ainsi que son efficacité. Le courant de décharge et la puissance électrique consommée par un actionneur dépendant fortement de sa géométrie, nous détaillerons uniquement le cas de l’actionneur plasma qui est utilisé dans le cadre de cette étude. Dans ses travaux de thèse, Jousot [7] a réalisé une caractérisation électrique très détaillée d’un actionneur de géométrie similaire, nous présenterons ici une synthèse de ses travaux.

2. DE LA DÉCHARGE À BARRIÈRE DIÉLECTRIQUE SURFACIQUE À L'ACTIONNEUR PLASMA

L'actionneur plasma étant alimenté par un signal périodique sinusoïdal, la caractérisation du courant de décharge sur une période permet d'illustrer le comportement de la décharge. Pour un actionneur sur lequel le plasma ne se développe que sur sa face supérieure, on divise généralement la période en deux phases : la phase **anodique** qui correspond à l'alternance positive de la sinusoïde et la phase **cathodique** correspondant à l'alternance négative. Au début de la phase anodique, la tension augmente et engendre la formation d'un plasma à la surface du diélectrique lorsqu'elle dépasse un certain seuil (tension d'allumage). Lorsque la tension approche sa valeur maximale, le champ électrique n'est plus suffisant pour maintenir la décharge allumée : les charges résiduelles déposées sur le diélectrique par le plasma viennent écranter le champ électrique et le plasma s'éteint. Au début de la phase cathodique, la tension augmente de nouveau (en valeur absolue) permettant ainsi à de nouvelles micro-décharges de se propager. Une fois l'amplitude maximale atteinte, le plasma s'éteint de nouveau jusqu'à la fin de l'alternance négative. Pour les deux alternances, les quarts de période où le plasma est créé sont appelés phases **actives** ; les quarts de période où aucune décharge n'est amorcée sont appelés phases de **quenching**. Un cycle est donc constitué de deux phases actives et de deux phases de quenching, comme le montre la figure 1.12.

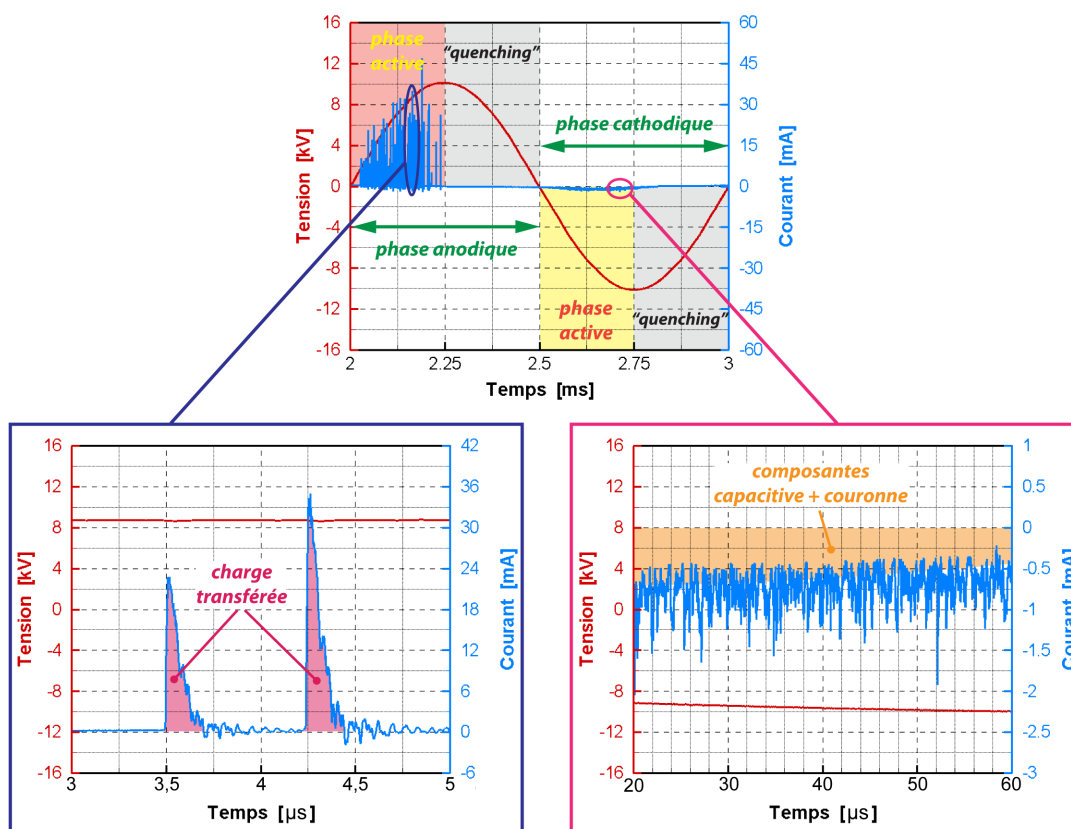


FIGURE 1.12 – Illustration du courant de décharge (10 kV/1 kHz), d'après Jousot [7].

CHAPITRE 1. REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

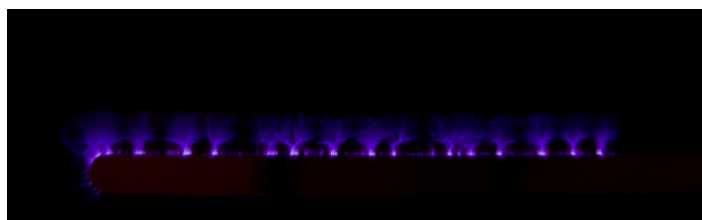
Lors de l'alternance positive, chaque micro-décharge correspond au développement d'un streamer sur le diélectrique et est accompagnée d'une impulsion de courant de quelques dizaines de nanosecondes. Ces pics de courant, très brefs, sont à l'origine d'un « transfert » de charges positives entre l'électrode de haute tension et la surface au-dessus de l'électrode de masse, leur intensité peut varier entre 20 mA et 1 A (Fig.1.12, cadre bleu). Lors de l'alternance négative, les pics de courant sont à l'origine d'un « transfert » de charges négatives à proximité de l'électrode haute tension. Ces pics sont beaucoup moins intenses que ceux observés pendant l'alternance positive (de l'ordre de quelques mA) mais beaucoup plus fréquents (Fig.1.12, cadre rose) ce qui donne au signal un aspect bruité.

Pons [3] et Jousset [7] ont montré dans leurs travaux que le courant était en fait constitué de trois composantes : une composante issue des impulsions de courant, une composante dite « capacitive » et une composante dite « couronne ». La composante issue des impulsions de courant est uniquement présente pendant la phase active de l'alternance positive et est due à la propagation des streamers à la surface du diélectrique. La composante capacitive varie à la même fréquence que la tension mais avec un déphasage de $\Pi/2$. En effet, l'actionneur plasma est équivalent à un condensateur de faible capacité (≈ 7 pF) générant ainsi cette faible composante du courant. La composante couronne, quant à elle, doit son nom au fait qu'elle est similaire au courant observé pendant une décharge couronne (Sec.2.2.1). Elle est présente pendant les phases actives mais demeure plus importante pendant celle de l'alternance négative (Fig.1.12, cadre rose).

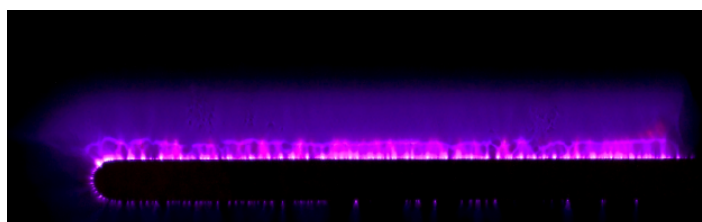
La variation de courant, propre à chaque alternance, atteste de l'existence de différents phénomènes au sien de la décharge. Le plasma est créé de manière périodique et sa morphologie varie en fonction de la polarité de l'électrode de haute tension ainsi qu'avec les paramètres électriques d'entrée tension/fréquence. D'un point de vue global, trois régimes de décharges distincts peuvent être observés lorsqu'on regarde le plasma à l'œil nu : « Spot », « Diffus » et « Filamentaire ». Cette classification, uniquement basée sur des observations macroscopiques, permet de décrire l'évolution de la décharge lors de la variation de l'amplitude ou de la fréquence du signal de haute tension. La figure 1.13 présente des photographies de chaque régime de décharges.

- **Régime Spot** : Dès lors que l'amplitude du signal d'alimentation devient suffisamment élevée pour ioniser l'air (tension d'allumage du plasma), on peut observer l'apparition de plusieurs sites où le plasma est présent (Fig.1.13(a)). Ces « spots » de plasma sont créés au niveau de l'arête de l'électrode de haute tension et se propagent au dessus du diélectrique, vers l'électrode de masse. Ils sont constitués de points très lumineux à leur base et d'une partie plus arborescente au-dessus du diélectrique. Le caractère éparpillé de ces spots est dû aux irrégularités de l'électrode active qui renforcent localement le champ électrique (effet de pointe). Dans ce régime, on observe des impulsions de courant très faible (≤ 10 mA) provenant de la formation des spots. Dans leurs travaux, Forte *et al.* [29] ont montré que le vent ionique généré avec ce régime était trop faible pour être utilisé dans une optique de contrôle d'écoulement.

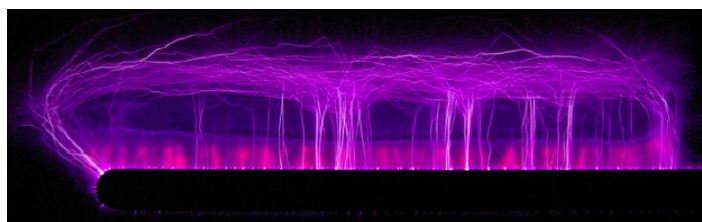
2. DE LA DÉCHARGE À BARRIÈRE DIÉLECTRIQUE SURFACIQUE À L'ACTIONNEUR PLASMA



(a) Régime « spots », 6 kV à 1 kHz (20 s, F/4, ISO-200)



(b) Régime « diffus », 15 kV à 1 kHz (4 s, F/5,6, ISO-1600)



(c) Régime « filamentaire », 18 kV à 1 kHz (1/4 s, F/4, ISO-1600)

FIGURE 1.13 – Photographies des différents régimes de décharge, d'après Jousot [7].

- **Régime Diffus** : Lorsque l'amplitude de la tension augmente, le nombre de spots se multiplie pour finalement obtenir un plasma visuellement homogène ou diffus (Fig.1.13(b)). Dans ce régime, les impulsions de courant sont plus intenses et plus nombreuses (20 mA - 1 A) et le nombre élevé de spots d'ionisation permet de générer un vent ionique beaucoup plus conséquent : c'est ce régime qui sera utilisé par la suite dans le cadre du contrôle d'écoulement.
- **Régime Filamentaire** : Si la tension continue à augmenter, des filaments de longueur importante vont commencer à faire leur apparition à la surface du diélectrique : les « sparks négatifs » (Merrill et von Hippel [34], Larigaldie [35] et Jousot [7, 36]). Ils se propagent à partir du bord de l'électrode de haute tension, au-delà de l'électrode de masse, puis bifurquent à angle droit pour longer son extrémité (Fig.1.13(c)). Ces filaments de plasma se forment uniquement durant la phase cathodique et sont facilement observables à l'œil nu. Les impulsions de courant caractérisant leur formation peuvent atteindre une amplitude de -4 A pour un seul spark négatif et produisent un son proche de celui d'une étincelle. Plusieurs auteurs font référence à ce régime de décharge dans leurs travaux (Forte *et al.* [29], Allegraud [37], Boucinha [6] et Jousot [7, 36]) et concluent tous qu'il est inapproprié au contrôle d'écoulement. Dans ce régime, la vitesse du vent ionique induit n'augmente quasiment plus avec la tension. Les risques d'endommagement du diélectrique deviennent très importants

CHAPITRE 1. REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

et peuvent conduire au passage à l'arc et à la destruction du diélectrique. De plus, la puissance électrique consommée augmente drastiquement à cause des fortes impulsions de courant. Par ailleurs, ce régime peut être aussi atteint à faible tension avec une fréquence élevée comme l'ont récemment montré Thomas [38] et Jousot [7].

En observant maintenant le plasma sur une échelle de temps beaucoup plus courte, on peut différencier deux morphologies de décharges propres aux deux phases actives d'une même période (Fig.1.14). Pendant l'alternance positive, des streamers se propagent de façon chaotique du bord de l'électrode haute tension vers l'électrode de masse. Ces filaments de plasma entremêlés comportent plusieurs ramifications et viennent s'étaler tortueusement au-dessus du diélectrique (Hoskinson *et al.* [39] et Allegraud *et al.* [40]). Pendant l'alternance négative, on observe des filaments de plasma très diffus, de forme évasée, partant de l'électrode haute tension vers l'électrode de masse, de manière similaire à une décharge couronne. Ces « spots diffus », beaucoup plus nombreux que les streamers de l'alternance positive, sont particulièrement lumineux à leur base (Takizawa *et al.* [41] et Enloe *et al.*). De par son caractère diffus, le plasma créé pendant l'alternance négative a une distribution plus régulière à la surface du diélectrique.

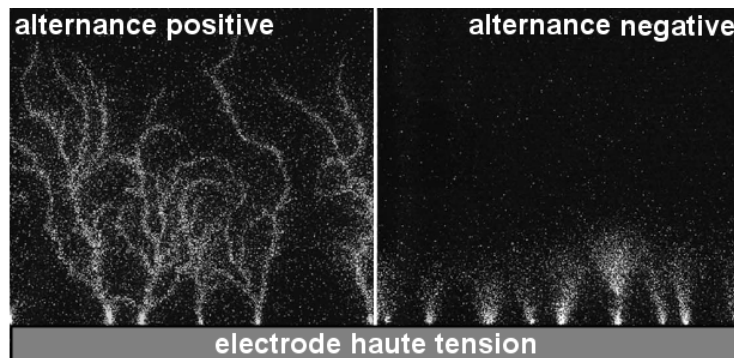


FIGURE 1.14 – Morphologie de la décharge suivant l'alternance du signal d'alimentation.

Malgré les différents comportements adoptés par le courant de décharge au cours d'une même période, il se répète périodiquement à la fréquence de la tension appliquée. La puissance électrique consommée par un actionneur plasma a donc aussi un caractère périodique. La production de vent ionique ayant un coût énergétique, la mesure de puissance électrique permet d'obtenir de précieuses informations sur l'actionneur plasma, tels que son rendement ou son efficacité. Pour calculer précisément la puissance électrique, une méthode de mesure simple, basée sur le même principe que celle de Manley [42] est couramment utilisée (Pons *et al.* [3]) : en insérant un condensateur entre l'électrode de masse et la terre, on peut tracer l'évolution périodique de la charge électrique transférée en fonction de la tension d'alimentation instantanée de l'actionneur et ainsi obtenir un cycle charge-tension dit *figure de Lissajous* (Fig.1.15(b)). L'aire délimitée par la courbe correspond à l'énergie dissipée par période au cours des différentes phases de la décharge. Par intégration, il est alors possible de calculer la puissance électrique consommée avec la formule suivante :

2. DE LA DÉCHARGE À BARRIÈRE DIÉLECTRIQUE SURFACIQUE À L'ACTIONNEUR PLASMA

$$\mathbf{P}_{elec} = F_{HT} \int_{cycle} V_{HT} \cdot dQ \quad (\text{E-1.2})$$

Plusieurs lois empiriques décrivant l'évolution de la puissance électrique consommée en fonction des paramètres électriques et géométriques sont présentes dans la littérature. En effet, la variation de la puissance consommée dépend de plusieurs paramètres, tels que le type de diélectrique ou encore le régime de décharge. En se basant sur différents travaux, on peut résumer l'évolution de la puissance selon la formule suivante (Moreau [23], Corke *et al.* [43]) :

$$\mathbf{P}_{elec} \propto (V_{HT} - V_0)^n \quad (\text{E-1.3})$$

où V_0 correspond à la tension d'allumage de la décharge et n à une constante comprise entre 1,5 et 4. Dans le cadre de notre étude et en accord avec les précédents travaux réalisés sur ce type d'actionneurs (Dong [5], Boucinha [6] et Joussot [7]), la formule relatant de l'évolution de la puissance consommée prend une forme quadratique :

$$\mathbf{P}_{elec} = A \cdot L_{act} \cdot F_{HT} (V_{HT} - V_0)^2 \quad (\text{E-1.4})$$

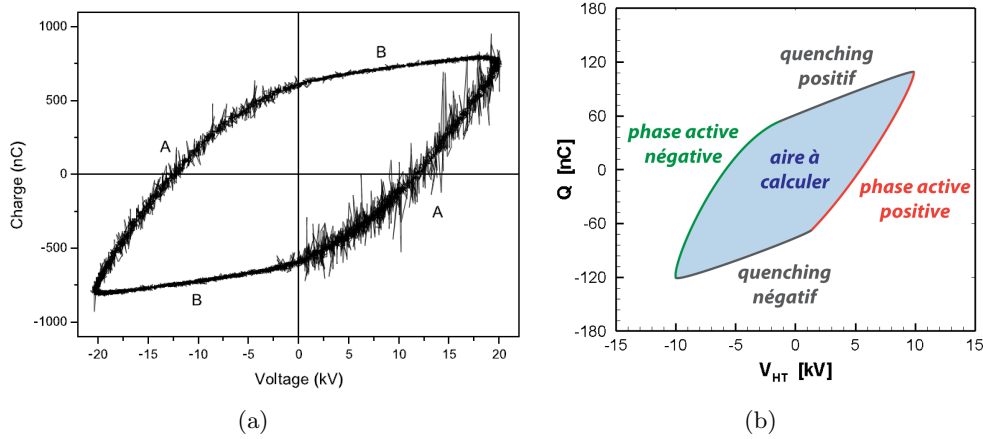


FIGURE 1.15 – Figures de Lissajous typiques d'une DBD surfacique, d'après Pons *et al.* [3] (a) et Joussot [7] (b).

où L_{act} et A sont des constantes dépendant de la géométrie de l'actionneur (distance inter-électrode, épaisseur du diélectrique...). La puissance augmente donc linéairement avec la fréquence du signal et quadratiquement avec $V_{HT} - V_0$. Cependant, comme le signalent Forte *et al.* [29] et Boucinha [6], cette formule est uniquement valable pour des régimes de décharge propices au contrôle d'écoulement, dès lors que la décharge rentre en régime filamentaire, la puissance augmente linéairement avec la tension.

2.3.4 Force électrohydrodynamique et rendement

Le vent électrique est dû à un transfert de quantité de mouvement entre les particules chargées se déplaçant sous l'effet d'un fort champ électrique et les particules neutres du gaz. Dans un volume donné, ce transfert de quantité de mouvement peut se traduire par une force agissant sur les molécules neutres de ce gaz : la force **ElectroHydroDynamique** (EHD). En prenant en compte les contributions des différents types de particule (électron, ion chargé positivement ou négativement), il devient possible d'établir une relation permettant de définir cette force. La formule E-1.5 nous donne l'expression de cette force EHD d'après les travaux de Boeuf et Pitchford [44] :

$$\vec{f}_{EHD} = \vec{f}_p - \vec{f}_n - \vec{f}_e \quad \begin{cases} \vec{f}_p = q n_p \nu_{pN} m_p \vec{u}_p \\ \vec{f}_n = q n_n \nu_{nN} m_n \vec{u}_n \\ \vec{f}_e = q n_e \nu_{eN} m_e \vec{u}_e \end{cases} \quad (\text{E-1.5})$$

les indices e , p et n font référence aux électrons, aux ions positifs et aux ions négatifs. $\nu_{eN,pN,nN}$ est la fréquence de collision électron/neutre ou ion/neutre ; $m_{e,p,n}$, $\vec{u}_{e,p,n}$ et $n_{e,p,n}$ sont respectivement la masse, la vitesse et la densité des particules chargées ; q représente une charge élémentaire. En introduisant la mobilité des particules chargées $\mu_\alpha = q / m_\alpha \nu_\alpha$ ainsi que la densité de courant $\vec{j}_\alpha = q n_\alpha \vec{u}_\alpha$, on obtient la formule suivante :

$$\vec{f}_{EHD} = \frac{\vec{j}_{ip}}{\mu_{ip}} - \frac{\vec{j}_{in}}{\mu_{in}} - \frac{\vec{j}_e}{\mu_e} \quad (\text{E-1.6})$$

l'équation de *dérive-diffusion* est alors utilisée pour décrire le gradient de densité de courant pour un plasma collisionnel :

$$\vec{f}_{EHD} = \frac{\vec{j}_p}{\mu_p} - \frac{\vec{j}_n}{\mu_n} - \frac{\vec{j}_e}{\mu_e} \quad \begin{cases} \vec{j}_p = q n_p \mu_p \vec{E} - q D_p \vec{\nabla} n_p \\ \vec{j}_n = q n_n \mu_n \vec{E} - q D_n \vec{\nabla} n_n \\ \vec{j}_e = q n_e \mu_e \vec{E} - q D_e \vec{\nabla} n_e \end{cases} \quad (\text{E-1.7})$$

$$\vec{f}_{EHD} = q (n_p - n_n - n_e) \vec{E} - \left[\vec{\nabla} \left(n_p q \frac{D_p}{\mu_p} \right) + \vec{\nabla} \left(n_n q \frac{D_n}{\mu_n} \right) + \vec{\nabla} \left(n_e q \frac{D_e}{\mu_e} \right) \right] \quad (\text{E-1.8})$$

où \vec{E} est le champ électrique et $D_{e,p,n}$ le coefficient de diffusion des particules chargées. Enfin, la relation d'Einstein nous permet d'aboutir à la relation :

$$\vec{f}_{EHD} = q (n_p - n_n - n_e) \vec{E} - \left[\vec{\nabla} (n_p k_B T_p) + \vec{\nabla} (n_n k_B T_n) + \vec{\nabla} (n_e k_B T_e) \right] \quad (\text{E-1.9})$$

où k_B est la constante de Boltzman et $T_{p,n,e}$ la température thermodynamique des particules chargées. Dans le cas d'un actionneur plasma basé sur l'utilisation d'une décharge à pression atmosphérique, la principale contribution à la force EHD vient du terme de dérive dans le champ électrique. Cette force s'exprime alors selon la formule E-1.10.

2. DE LA DÉCHARGE À BARRIÈRE DIÉLECTRIQUE SURFACIQUE À L'ACTIONNEUR PLASMA

$$\vec{f}_{EHD} \approx q(n_p - n_n - n_e) \vec{E} \quad (\text{E-1.10})$$

Expérimentalement, l'estimation de la force EHD est toujours largement étudiée. Enloe *et al.* [45] ont mesuré la force de poussée d'un actionneur DBD en fonction du temps par interférométrie laser. Ils ont observé que la direction de la composante longitudinale de la force EHD ne variait pas selon l'alternance, mais que sa valeur était plus importante durant l'alternance négative. Plus récemment, Debien *et al.* [46] ont pu déterminer l'évolution temporelle de la force EHD sur une période à partir de mesures de vitesse résolues en temps et ont observé que la direction de sa composante longitudinale variait suivant l'alternance (Fig.1.16(a)). Bien que cette dernière méthode ne permette pas une comparaison directe avec des mesures locales de vent ionique, la valeur globale de la force EHD ainsi estimée est proche des résultats obtenus numériquement par Boeuf *et al.* [47]. Cette force a aussi été calculée à partir de mesures PIV moyennes intégrées spatialement (Kriegseis *et al.* [48]). Dans cette dernière étude, la valeur globale de la force EHD est de $25 \text{ mN}\cdot\text{m}^{-1}$, ce qui comparable au $31,7 \text{ mN}\cdot\text{m}^{-1}$ calculés par Debien *et al.* [46].

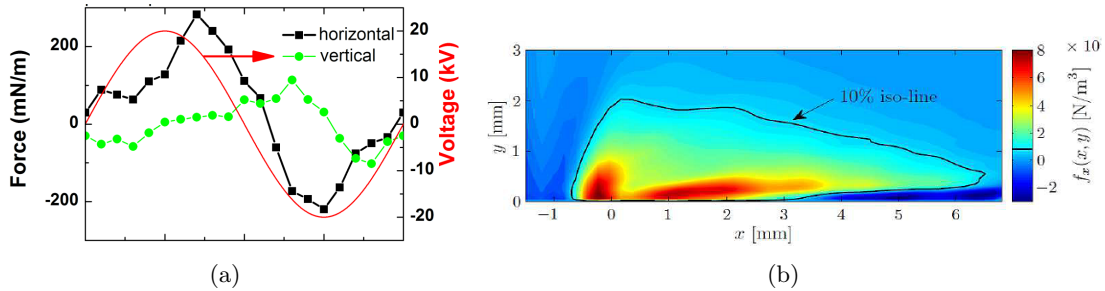


FIGURE 1.16 – Évolution temporelle (a) et iso-contours (b) de la force EHD produite par une DBD surfacique, d'après Debien *et al.* [46] (a) et Kriegseis *et al.* [48] (b).

Pour tout type d'actionneur électromécanique, on définit le rendement η par le rapport entre la puissance électrique P_{elec} consommée et la puissance mécanique P_{meca} délivrée par l'actionneur plasma :

$$\eta = \frac{P_{meca}}{P_{elec}} \quad (\text{E-1.11})$$

P_{elec} est calculé selon la loi E-1.4 et P_{meca} est estimée à partir du calcul de la force EHD (Giepmans et Kotsonis ([49]) :

$$P_{meca} = \int_x \int_y f(x, y) \times U(x, y) dx dy \quad (\text{E-1.12})$$

avec $f(x, y)$ la distribution de la force EHD et $U(x, y)$ la distribution de vitesse. Les grandeurs x et y représentent respectivement les directions horizontale et verticale. La puissance

mécanique peut aussi être calculée à partir des profils de vitesse mesurés expérimentalement (Fig.1.8(b)), en faisant l'hypothèse d'un écoulement stationnaire, par intégration du débit (Moreau et Touchard [50]) :

$$P_{meca} = \frac{1}{2} \rho L \int_0^{\infty} U^3(y) dy \quad (\text{E-1.13})$$

avec $U(y)$ la composante longitudinale de la vitesse et ρ la densité de l'air. L correspond à la longueur de vis-à-vis entre les deux électrodes.

Le rendement typique d'un actionneur DBD est de 0,1% (Laurentie *et al.* [51]) ce qui est très faible comparé à d'autres types d'actionneurs. Cependant, l'actionneur plasma s'avère efficace, en dépit de son très faible rendement électromécanique, car sa capacité à introduire des instabilités au sein d'un écoulement s'avère aujourd'hui aussi fondamentale que sa capacité à générer du vent ionique.

2.3.5 Influence de la configuration et du design de l'actionneur plasma

Pour ce type d'actionneur, le comportement de la décharge est influencé entre autre par les paramètres géométriques (Fig.1.17) ainsi que par les matériaux constituant l'actionneur. Une revue détaillée de chacun d'entre eux est donc nécessaire pour la suite de cette étude.

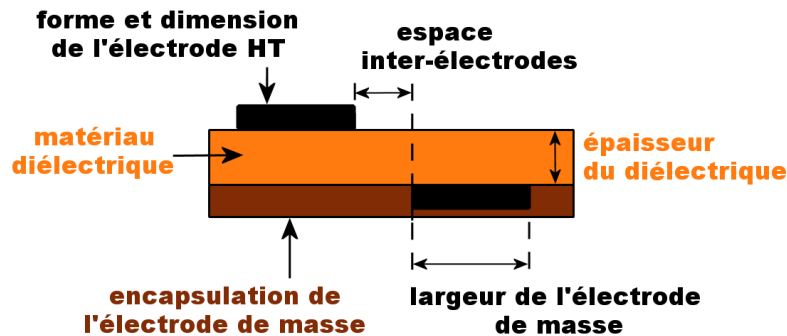


FIGURE 1.17 – Paramètres géométriques d'un actionneur DBD.

- *Encapsulation de l'électrode de masse* : En recouvrant l'électrode de masse d'une ou plusieurs couches de diélectrique, le plasma est uniquement créé du côté de l'électrode haute tension. Dans cette configuration, les profils de vitesse générés sont quasi-invariants et la puissance électrique consommée est réduite de moitié (Pons *et al.* [3] et Jolibois [52]). Par ailleurs, en empêchant la formation de plasma sous l'actionneur, les problèmes dus à une décharge par contournement sont évités et la surface accueillant l'actionneur protégée. Dans la suite de cette étude, l'électrode de masse de l'actionneur sera toujours dans cette configuration dite encapsulée.

2. DE LA DÉCHARGE À BARRIÈRE DIÉLECTRIQUE SURFACIQUE À L'ACTIONNEUR PLASMA

- *Épaisseur du diélectrique* : D'après les travaux de Jolibois [52], Thomas [38] et Dong [4], ce n'est pas tant l'épaisseur du diélectrique qui importe mais plutôt le paramètre *puissance électrique* qui se révèle le plus significatif. En effet, quelle que soit l'épaisseur de la barrière diélectrique, la puissance électrique nécessaire pour générer une même vitesse de vent ionique est équivalente (Fig.1.18(a)). En revanche, le débit massique induit (puissance mécanique) augmente, à iso-puissance, avec l'épaisseur du diélectrique (Fig.1.18(b)).

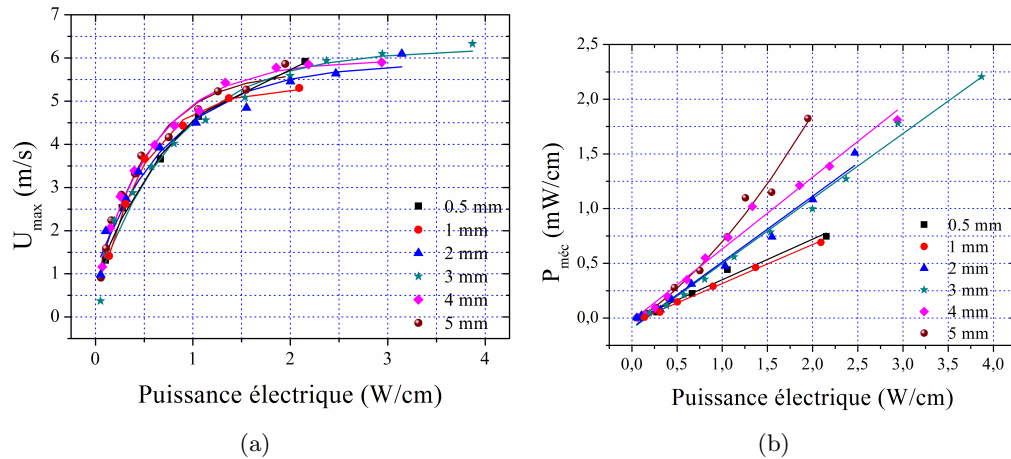


FIGURE 1.18 – Évolution du maximum de vitesse (a) et de la puissance mécanique produite (b) en fonction de la puissance électrique consommée par unité de longueur, pour des diélectriques de différentes épaisseurs, d'après Jolibois [52].

- *Largeur de l'électrode de masse* : D'après les travaux de Forte [53, 29], Enloe *et al.* [54] et Thomas [38], l'augmentation de la largeur de l'électrode de masse entraîne une augmentation du vent ionique et donc de la force EHD. L'extension de l'électrode de masse permet d'allonger la zone de dérive entraînant ainsi une extension du plasma : les ions formés sont accélérés sur une plus grande distance. Cependant, la vitesse de l'écoulement induit tend asymptotiquement vers une valeur limite (Fig.1.20(a)). Jolibois [52] souligne que ce n'est pas tant la largeur de l'électrode de masse qui est importante mais bien l'extension totale du plasma (Fig.1.19). En effet, la longueur du plasma détermine la zone d'accélération (Sec.2.3.2).

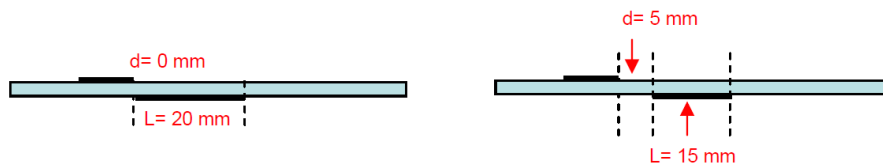


FIGURE 1.19 – Configurations équivalentes d'actionneur DBD dans leurs propriétés mécaniques, d'après Jolibois [52].

- *Espace inter-électrodes* : D'après les travaux de Forte [53, 29], Jolibois [52] et Dong [4] l'augmentation de la distance inter-électrode, à tension et fréquence constante, permet d'augmenter la vitesse du vent ionique (Fig.1.20(b)). En effet, la distribution spatiale du champ électrique se trouve modifiée : les ions vont être accélérés sur une longueur plus grande, permettant ainsi d'augmenter la quantité de mouvement échangée avec les molécules neutres. Cependant, si l'écart entre les deux électrodes devient trop important, le champ électrique va diminuer et le vent ionique s'affaiblir (Forte *et al.* [29]).

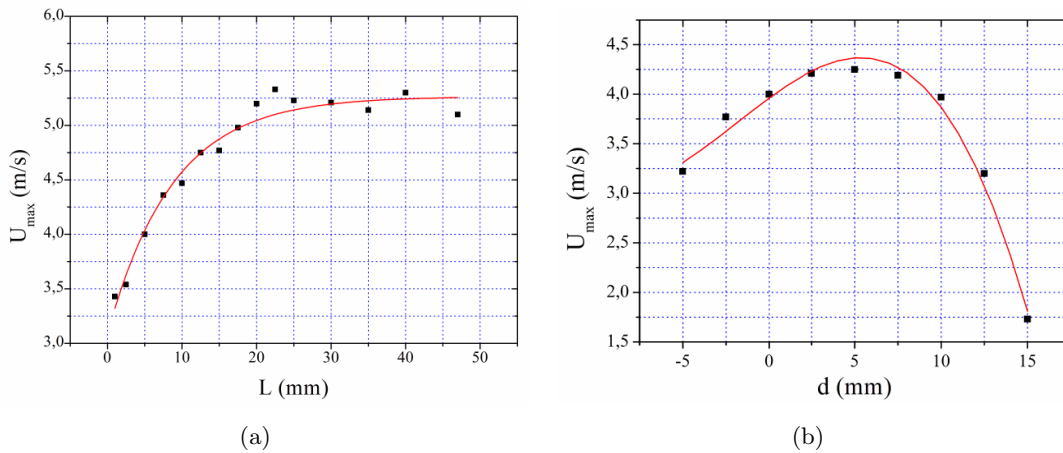


FIGURE 1.20 – Évolution du maximum de vitesse en fonction de la largeur L de l'électrode de masse (a) et de l'espace d inter-électrode (b), à iso-puissance, d'après Forte et al [53].

- *Type de diélectrique utilisé* : Dans leurs travaux de thèse, Jousot [7] et Jolibois [52] listent tout un ensemble de matériaux utilisés comme diélectrique. L'influence de la permittivité est encore une question très ouverte : les travaux de Pons *et al.* [3], Forte *et al.* [29] et Dong [4] ont montré que des matériaux avec une permittivité relative faible ($\epsilon_r \approx 3$) induisaient un vent ionique plus important. Jolibois [52] décrit une évolution linéaire de la puissance électrique avec la permittivité et observe qu'à puissance constante, le vent électrique induit est plus important lorsque la permittivité est élevée. Thomas [38] obtient lui aussi une force EHD plus importante avec une permittivité plus grande ($\epsilon_r \approx 6$), l'augmentation de la vitesse du vent ionique décrite demeure cependant assez faible.
- *Forme des électrodes* : La modification de la forme de l'électrode de haute tension est au cœur de plusieurs études. En modifiant sa forme, on modifie la répartition du champ électrique et donc de la force EHD. Abe *et al.* [55] et Hoskinson *et al.* [56] observent une augmentation du vent ionique induit lorsque l'on diminue l'épaisseur de l'électrode de haute tension. En remplaçant cette électrode par un fil cylindrique de faible diamètre, Eloë *et al.* [54] et Debien *et al.* [33] observent un vent ionique induit plus important à iso-puissance : la norme du champ électrique est plus élevée, grâce à l'effet de pointe du fil cylindrique. Abe *et al.* [55] utilisent un fin grillage métallique pour maximiser les effets de pointe et doper la production de vent ionique.

2. DE LA DÉCHARGE À BARRIÈRE DIÉLECTRIQUE SURFACIQUE À L'ACTIONNEUR PLASMA

Thomas [38] et Jousot [7] observent une nette augmentation du rendement électromécanique avec des géométries en pointe ou en dents de scies. Dans tous les cas de figure, le fait de concentrer le champ électrique permet d'augmenter localement la vitesse du vent ionique. Certaines formes géométriques permettent aussi de générer des topologies d'écoulements tridimensionnelles et périodiques (Fig.1.21) permettant d'envisager différents types de contrôle (Jousot [7]).

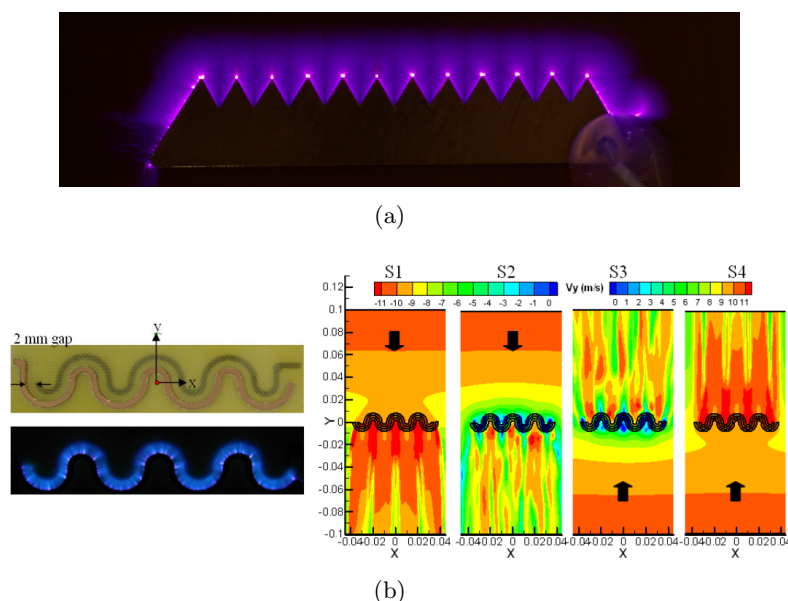


FIGURE 1.21 – Géométrie en dents de scie, d'après Jousot [7] (a). Géométrie en serpentine, d'après Roy *et al.* [57] (b).

2.3.6 Influence de l'alimentation haute tension

Tout comme les paramètres géométriques, l'alimentation haute tension influence le comportement de la décharge. Dans un premier temps, l'influence de la tension, de la fréquence et de la forme du signal de haute tension seront abordées. Dans un second temps, l'utilisation de la modulation du signal pour le contrôle d'écoulement sera présentée.

- *Influence de l'amplitude de la haute tension* : lorsque l'amplitude de tension augmente pour une fréquence donnée, le champ électrique augmente, transmet plus d'énergie aux particules chargées et permet ainsi d'augmenter le transfert de quantité de mouvement : la vitesse du vent ionique augmente en fonction de l'amplitude de tension (Fig.1.22(a)). Cependant, l'allure asymptotique de cette courbe nous rappelle que l'apparition du régime filamentaire limite l'augmentation de la vitesse induite. Par ailleurs, le nombre de micro-décharges au sein du plasma augmente aussi avec la tension, ce qui a pour conséquence d'accroître le courant de décharge : la puissance électrique consommée augmente en fonction de l'amplitude de tension (Fig.1.22(b)).

- *Influence de la fréquence de la haute tension* : lorsque la fréquence du signal augmente, pour une amplitude de tension donnée, la pente du signal d'entrée est plus forte augmentant ainsi le taux de répétition des micro-décharges au sein des phases actives. Les collisions entre les particules chargées et les neutres deviennent plus nombreuses : la quantité de mouvement transférée par unité de temps est plus importante et la vitesse du vent ionique induit augmente (Fig.1.22(c)). Cependant, l'effet fréquentiel sur le passage au régime filamentaire est conséquent : la vitesse induite atteint un plateau lorsque la fréquence devient trop importante. Par ailleurs, la charge moyenne transférée est plus importante au sein du plasma lorsque la fréquence est élevée, ce qui a pour conséquence d'accroître le courant de décharge : la puissance électrique consommée augmente en fonction de la fréquence (Fig.1.22(d)).

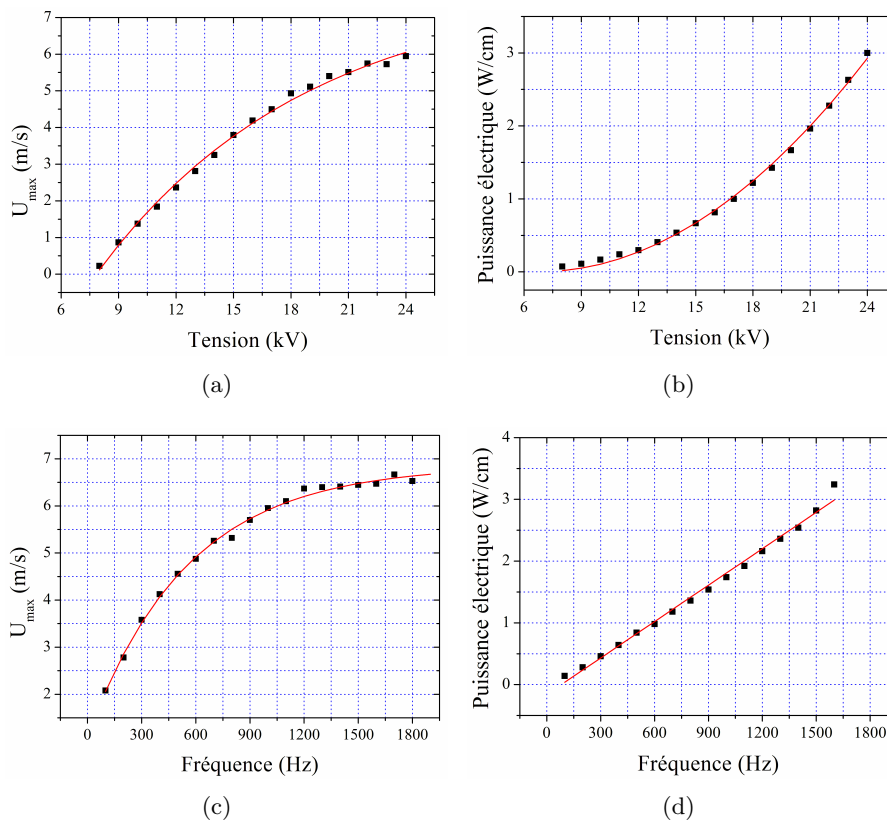


FIGURE 1.22 – Évolution du maximum de vitesse et de la puissance électrique consommée en fonction de la tension (a) et (b) et de la fréquence (c) et (d), d'après Forte [53].

- *Influence de la forme de la haute tension* : tout comme les paramètres tension et fréquence, la forme du signal de haute tension influence le comportement de la décharge. Dans ses travaux de thèse, Jolibois [52] observe que la pente du signal joue un rôle bien plus important que sa forme : pour une même pente de tension, la vitesse du vent ionique varie très peu avec les différents types de signaux testés (Fig.1.23). Abe *et al.* [55] ont également testé différents types de signaux, en faisant varier l'offset et

2. DE LA DÉCHARGE À BARRIÈRE DIÉLECTRIQUE SURFACIQUE À L'ACTIONNEUR PLASMA

arrivent à la même conclusion : l'utilisation d'un signal sinusoïdal à valeur moyenne nulle semble offrir les meilleurs résultats en terme de poussée induite ou de vitesse de vent ionique. Des études récentes ont confirmé cette tendance et montrent que la forme du signal influe principalement sur l'épaisseur du jet de paroi induit, donc sur son débit massique mais peu sur sa vitesse (Balcon *et al.* [58], Bénard et Moreau [59]). Kotsonis et Ghaemi [31] ont étudié différentes combinaisons de signaux et ont pu augmenter la poussée induite de 30% par rapport à une DBD classique grâce à un signal optimisé. Cependant, la vitesse du vent ionique mesurée ne dépassait pas celle obtenue avec une DBD alimentée par un signal sinusoïdal. Bénard et Moreau [59] observent également que l'ajout d'une composante continue au signal d'alimentation n'affecte que très peu la décharge en elle-même.

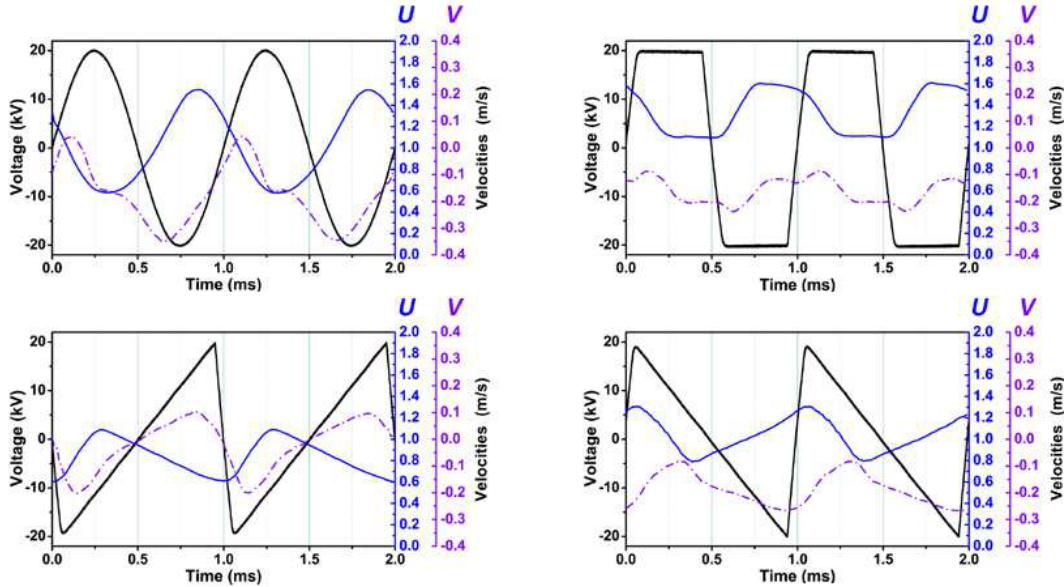


FIGURE 1.23 – Influence de la forme du signal d'alimentation sur les composantes longitudinale U et verticale V de la vitesse pour un même couple tension/fréquence, d'après Bénard et Moreau [59].

- *Influence de la modulation de la haute tension* : bien que la vitesse du vent ionique généré par un actionneur DBD soit un paramètre important dans une perspective d'application pour le contrôle d'écoulement, la modulation de la haute tension s'avère être un paramètre déterminant. La modulation de signal de type « burst » a notamment prouvé son efficacité pour la modification d'écoulement : au lieu d'alimenter l'électrode de haute tension avec un signal périodique continu, on pulse ce signal à une fréquence F_{BURST} donnée plus faible que sa fréquence initiale F_{HT} (Fig.1.24). Le fait de pulser le vent ionique va permettre d'induire des instabilités dans un écoulement à une fréquence choisie et appropriée pour modifier son comportement [60, 61, 62, 63, 64, 65].

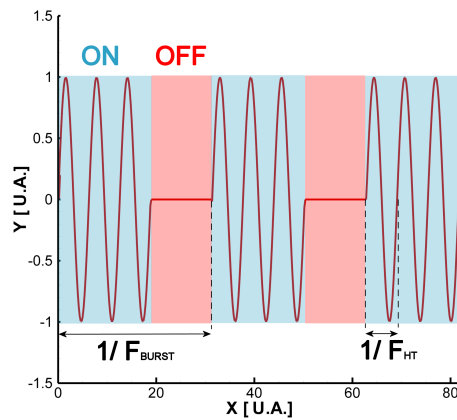


FIGURE 1.24 – Modulation du signal d'alimentation de type « burst ».

Bénard et Moreau (Bénard et Moreau [66]) montrent que cette méthode permet d'obtenir deux gammes de fréquences dans le vent ionique, sans modifier son profil de vitesse. Cela permet ainsi d'envisager de nouvelles possibilités de contrôle, basées soit sur l'utilisation de l'une des deux gammes de fréquence, soit sur une combinaison fréquentielle. De plus, la variation du rapport cyclique⁽⁶⁾ permet de piloter la vitesse moyenne du vent ionique ainsi que l'amplitude de ses fluctuations (Fig.1.25).

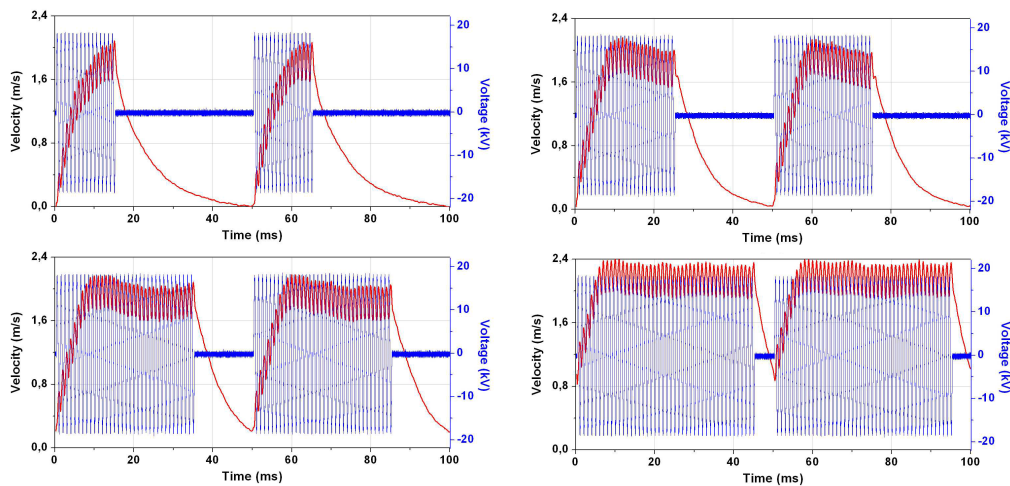


FIGURE 1.25 – Influence du rapport cyclique sur la production de vent ionique (18 kV/1 kHz et $F_{burst} = 20$ Hz), d'après Bénard et Moreau [66].

La modulation d'amplitude ou la superposition de signaux ouvrent des possibilités de contrôle multi-fréquentiel des écoulements (Bénard et Moreau [59]). En effet, le temps de réponse très rapide de ce type d'actionneur permet d'induire un vent ionique qui reflète le signal d'alimentation (Fig.1.26).

(6). Le rapport cyclique (duty-cycle en anglais) représente le rapport entre la durée pendant laquelle la décharge est allumée et la période.

2. DE LA DÉCHARGE À BARRIÈRE DIÉLECTRIQUE SURFACIQUE À L'ACTIONNEUR PLASMA

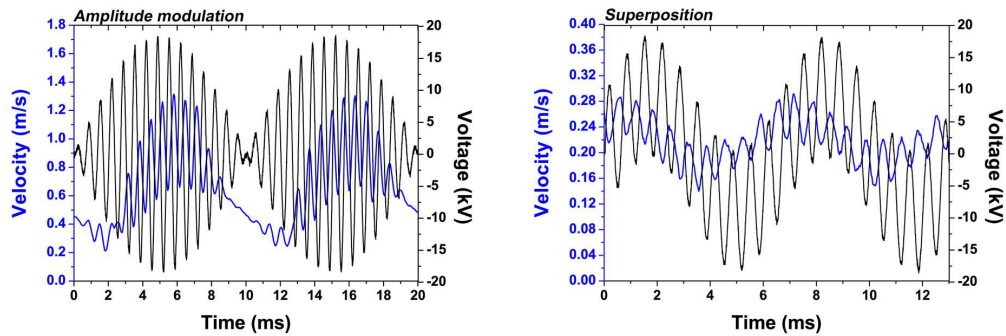


FIGURE 1.26 – Influence de la modulation d’amplitude et de la superposition de signaux sur la production de vent ionique (18 kV/1 kHz), d’après Bénard et Moreau [59].

2.4 Les autres types d’actionneurs plasma

Le premier actionneur plasma a été introduit en 1992 par Soetomo [67] et consistait en une décharge couronne permettant de diminuer la traînée d’une plaque plane. De nos jours, ce type d’actionneur n’est plus utilisé par la communauté scientifique pour le contrôle d’écoulement, ses inconvénients majeurs étant les risques de passage à l’arc et la forte sensibilité aux conditions atmosphériques. En parallèle de la DBD classique, plusieurs autres types d’actionneurs plasma sont en cours d’étude ; une synthèse des plus répandus est maintenant proposée.

2.4.1 La décharge glissante

La décharge glissante consiste en une DBD classique complétée par une troisième électrode, disposée du même côté que l’électrode active et alimentée par une tension continue (Fig.1.27). En fonction de la polarité de cette troisième électrode, la topologie de l’écoulement et la vitesse du vent ionique peuvent être modifiées. Lorsqu’on applique une tension positive à la nouvelle électrode, l’aspiration générée à proximité de l’électrode de haute tension devient plus conséquente (Sec.2.3.2), le profil de vitesse de vent ionique s’épaissit et sa vitesse augmente légèrement (Moreau *et al.* [68]).

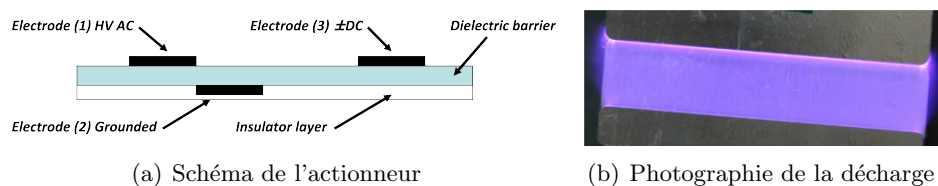


FIGURE 1.27 – Décharge glissante dans sa configuration la plus utilisée, d’après Bénard et Moreau [69] et Louste *et al.* [70].

Visuellement, le plasma créé est similaire à celui généré par une DBD classique. Si une tension négative est appliquée, du vent ionique va être généré non seulement entre les électrodes (1) et (2) mais aussi entre les électrodes (3) et (2) (Fig.1.27(a)). La variation de l'amplitude de la troisième électrode permet de piloter l'écoulement induit générant ainsi différentes topologies allant du jet décollé tangentiel au jet vertical (Debien *et al.* [71] et Seney *et al.* [72]).

2.4.2 La décharge à arc glissant

Ce type d'actionneur plasma, basé sur le principe de la décharge à arc glissant (Fridman [73]), a été adaptée par Balcon *et al.* [74] pour le contrôle d'écoulement : deux électrodes filaires sont positionnées en forme de tuyère sur une surface, un arc électrique est créé au niveau du col et se propage sous l'influence d'un champ magnétique créé par un aimant positionné sous cette même surface. Cette configuration permet de générer des écoulements de l'ordre de seulement quelques $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ et n'est plus utilisée à cause de ses performances trop limitées.

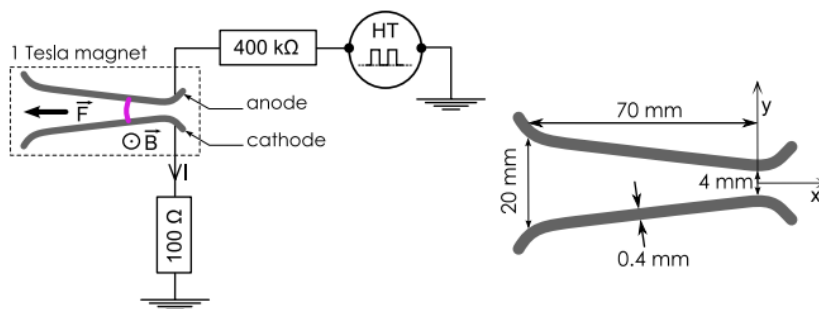


FIGURE 1.28 – Décharge à arc glissant, d'après Balcon *et al.*[74]

2.4.3 La DBD nano-seconde

Ce type d'actionneur plasma est identique à une DBD classique, mais il est alimenté par des impulsions haute tension avec un temps de montée très rapide, de l'ordre de quelques nanosecondes (Starikovskii *et al.* [75]). Contrairement à une DBD classique, le vent ionique induit par une DBD pulsée est très faible et n'est donc pas à l'origine du mécanisme de contrôle. Cette décharge est capable de délivrer une grande quantité d'énergie, de façon très brève, générant ainsi une brusque modification du champ de pression au-dessus du diélectrique (Unfer et Boeuf [76]). Ce changement brutal de pression donne localement naissance à une onde de choc (Starikovskii *et al.* [75], Bénard *et al.* [77] et Rabat *et al.* [78]) qui, en se propageant, va interagir avec l'écoulement et permettre sa modification. Des travaux récents portant sur du contrôle de séparation ont démontré l'efficacité de ce type d'actionneur pour des vitesses élevées, proches des conditions réelles rencontrées dans l'aviation (Roupassov *et al.* [79], Little *et al.* [80]).

2. DE LA DÉCHARGE À BARRIÈRE DIÉLECTRIQUE SURFACIQUE À L'ACTIONNEUR PLASMA

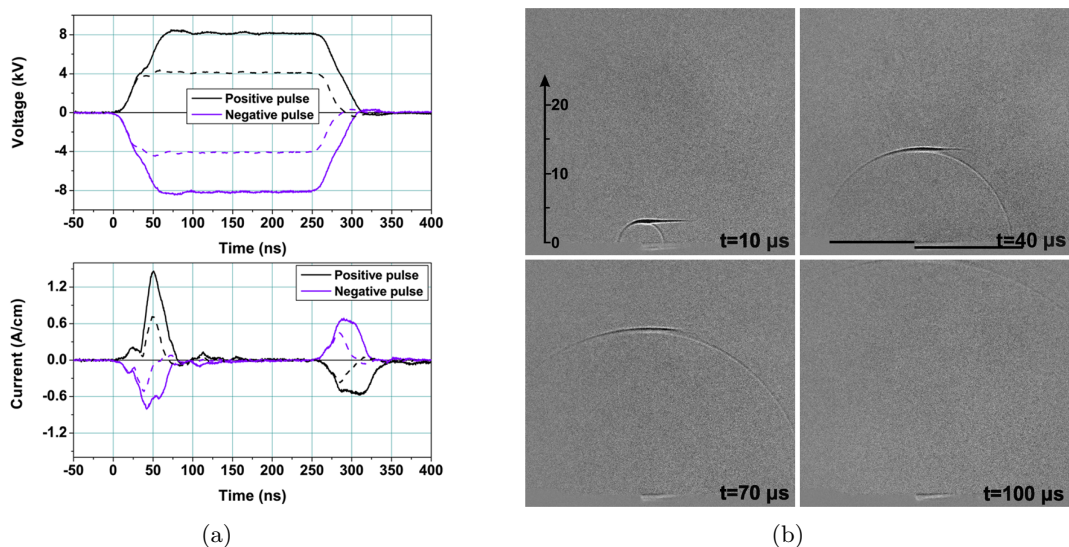


FIGURE 1.29 – Courbes de tension et de courant(a) et visualisation de l'onde de pression (b), d'après Bénard *et al.* [77].

2.4.4 La DBD radio-fréquence

Dans le même principe que la DBD nano-seconde, cette décharge de même géométrie qu'une DBD classique est, quant à elle, alimentée par un signal radio-fréquence 13,56 MHz, pulsé à une fréquence de l'ordre du kHz. Ce type d'actionneur, très récent, a été proposé par une équipe de recherche australienne qui a réalisé des travaux portant sur la caractérisation de la décharge (Dedrick *et al.* [81]). La très courte période de ce type de décharge (74 ns) permet de délivrer une grande quantité d'énergie sur un laps de temps très court, à l'image de la DBD nano-seconde.

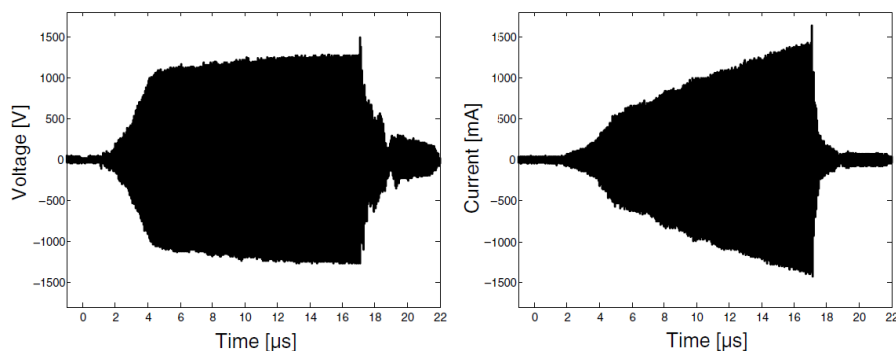


FIGURE 1.30 – Signaux de tension et pics de courant pour une DBD radio-fréquence alimentée à une puissance 450 W, d'après Dedrick *et al.* [81].

2.4.5 Les jets synthétiques par plasma ou sparkjets

En se basant sur le mécanisme de contrôle des actionneurs de type jets synthétiques (Smith et Glezer [82]), Grossman *et al.* [83] ont proposé un actionneur plasma permettant de créer un jet à l'aide d'une décharge transitoire de type arc. Dans une cavité de faibles dimensions, les effets thermiques dus à la création temporaire d'un arc électrique induisent une expulsion de l'air présent dans la cavité à travers un orifice convergeant (Fig.1.31). La vitesse de l'écoulement est de l'ordre de plusieurs centaines de $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ en sortie de cavité (Caruana *et al.* [84]) pour une fréquence de répétition allant de 500 et 2000 Hz. Ce type d'actionneur a montré des résultats intéressants pour du contrôle de bruit de jet de réacteur ou pour la modification de couche limite sur une plaque plane (Hardy *et al.* [85]).

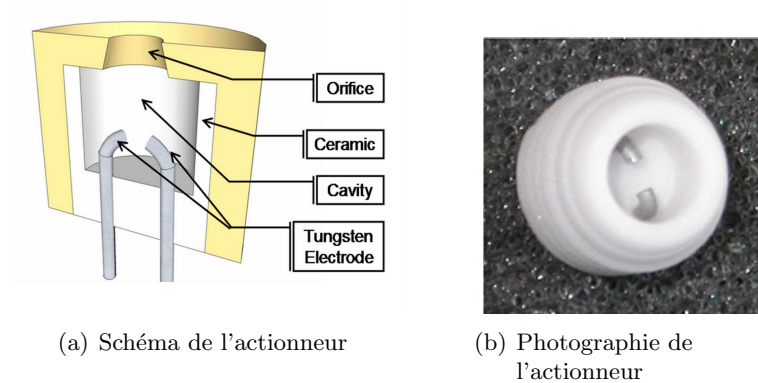


FIGURE 1.31 – Jet synthétique par plasma, d'après Belinger *et al.*[86].

Les bases nécessaires à la présentation de la décharge à barrière diélectrique surfacique étant maintenant posées, quelques généralités sur le contrôle d'écoulement vont maintenant être abordées sous la forme d'une revue bibliographique des différentes stratégies de contrôle.

3 Le contrôle d'écoulement par actionneur plasma

3.1 Le contrôle d'écoulement : définitions et généralités

3.1.1 Contexte et enjeux

Lorsqu'un objet se déplace dans un fluide réel, il subit différents types de forces aérodynamiques qui vont influencer son mouvement. Le travail d'un aérodynamicien consiste à gérer ces différentes forces afin d'optimiser le mouvement de cet objet. Dans l'amélioration des performances aérodynamiques, deux voies possibles s'offrent à lui : travailler directement sur la forme de l'objet ou bien contrôler l'écoulement, c'est-à-dire modifier sa topologie et ses caractéristiques afin de l'amener dans un état souhaité. De nos jours, l'optimisation des formes ayant ses limites, la nécessité de contrôler les écoulements s'impose donc aux aérodynamiciens.

3.1.2 Efforts aérodynamiques

Un corps en mouvement dans un fluide réel subit des forces de frottement tangentes à la paroi et des forces de pression normales à celle-ci (Fig.1.32). Le torseur des efforts aérodynamiques s'appliquant sur ce corps s'exprime dans un repère aérodynamique lié au vecteur \vec{U}_∞ qui caractérise la vitesse de l'écoulement amont. La résistance aérodynamique qui va s'opposer à l'avancement de ce corps est caractérisée par la force de **traînée**, qui est la projection des résultantes des forces de frottement et de pression sur la direction \vec{U}_∞ . La force de sustentation de ce corps, normale à \vec{U}_∞ , est appelée force de **portance** et est uniquement due à la résultante des forces de pression.

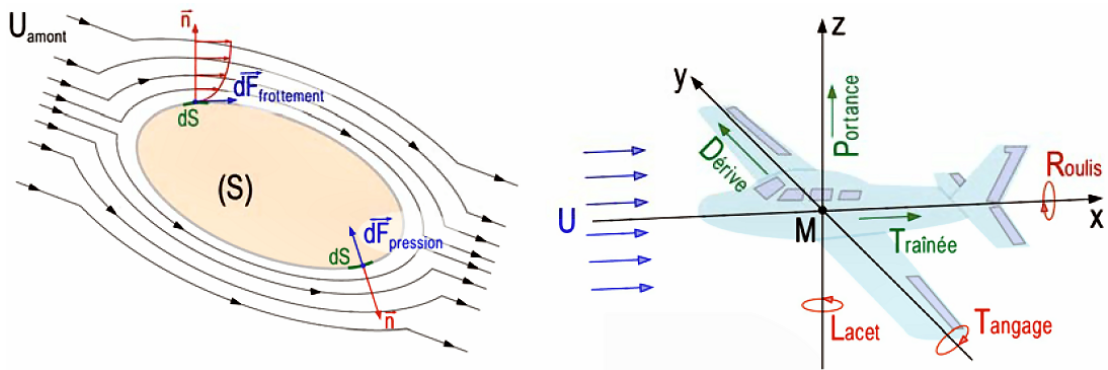


FIGURE 1.32 – Représentation schématique des efforts aérodynamiques à la surface d'un obstacle et décomposition du torseur aérodynamique.

CHAPITRE 1. REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

Les coefficients aérodynamiques sans dimension C_Z et C_X permettent de quantifier la portance et la traînée ainsi que de comparer différents corps aérodynamiques entre eux :

$$\mathbf{C}_X = \frac{T}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2 S} \quad (\text{E-1.14})$$

$$\mathbf{C}_Z = \frac{P}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2 S} \quad (\text{E-1.15})$$

où T , P , C_X et C_Z représentent les forces de traînée et de portance ainsi que leurs coefficients respectifs. S représente la surface de référence du solide (maître couple d'une automobile, voilure d'une aile...) et ρ la masse volumique du fluide. L'amélioration des performances aérodynamiques passe généralement par la réduction de la traînée et/ou par l'augmentation de la portance. Le rapport entre C_Z et C_X , qui définit la finesse aérodynamique, est aussi souvent utilisé pour quantifier cette amélioration, notamment pour les phases de croisière.

3.1.3 Régimes d'écoulements

Par l'observation expérimentale, le physicien O. Reynolds a mis en avant l'existence de deux régimes d'écoulements, caractérisés par le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses qui les animent. Il a introduit un nombre adimensionnel pour caractériser ce rapport de force au sein d'un écoulement, le nombre de Reynolds :

$$\mathbf{Re}_L = \frac{U_\infty L}{\nu} \quad (\text{E-1.16})$$

où U_∞ représente la vitesse de l'écoulement amont, L une dimension caractéristique (Corde d'une aile, le diamètre d'un conduit...) et ν la viscosité cinématique du fluide.

Le principe de similitude des modèles réduits autorise une comparaison topologique des écoulements à nombres de Reynolds équivalents. **Pour des études en soufflerie, afin d'approcher au mieux les propriétés aérodynamiques d'un objet dans des conditions réelles, il faut donc travailler avec un nombre de Reynolds proche de celui obtenu dans des conditions réelles.**

Pour chaque configuration aérodynamique (vitesse d'écoulement et type de géométrie) il existe une valeur particulière du nombre de Reynolds pour laquelle les forces d'inertie et de viscosité se compensent. Lorsque les forces de viscosité prédominent (Re faible), le mouvement du fluide se fait de manière régulière et ordonnée dans le temps et l'espace, sans échange d'énergie entre les couches de fluide voisines, on qualifie l'écoulement de **laminaire**. Lorsque les forces d'inertie deviennent prépondérantes (Re élevé), dues à l'augmentation de l'agitation des particules, les différentes couches de fluide vont interagir

3. LE CONTRÔLE D'ÉCOULEMENT PAR ACTIONNEUR PLASMA

et finir par se mélanger. Les propriétés physiques sont alors fluctuantes dans le temps et l'espace et des échange d'énergie ont lieu entre les couches de fluide : l'écoulement est alors qualifié de **turbulent**. En aérodynamique, le degré de désordre d'un écoulement est caractérisé par son intensité de turbulence Tu , qui définit le rapport des fluctuations de vitesse u' sur la vitesse moyenne dans la direction principale de l'écoulement amont :

$$\mathbf{T}u = \frac{\sqrt{u'^2}}{U_\infty} \quad (\text{E-1.17})$$

3.1.4 Couche limite et transition

En 1904, le physicien L. Prandtl introduit et pose les bases fondamentales en mécanique des fluides : le concept de **couche limite** [87]. Lorsqu'un fluide s'écoule le long d'une paroi fixe, la vitesse à la paroi est nulle, du fait de la condition d'adhérence, alors que la vitesse loin de l'obstacle est égale à celle de l'écoulement non perturbé. Il existe donc une couche de fluide, de faible épaisseur, où la vitesse est comprise entre 0% et 99% de celle de l'écoulement amont. Cette *couche limite* constitue une zone d'interface solide/fluide propre à tout corps en mouvement dans un fluide. Tout comme un écoulement, une couche limite peut être laminaire ou turbulente. En fonction de sa nature, elle va évoluer différemment dans la direction de l'écoulement et ses propriétés physiques vont se modifier.

Expérimentalement, on observe qu'une couche limite laminaire ne peut s'étendre infiniment le long d'une paroi (Expérience de la plaque plane). En effet, des instabilités vont se développer en son sein jusqu'à ce qu'elle finisse par devenir turbulente : c'est le phénomène de **transition**. Ce mécanisme est en fait la réponse d'une couche limite à des perturbations de diverses origines, telles que l'intensité de turbulence de l'écoulement amont, la rugosité de la surface ou encore la température de paroi. La transition laminaire-turbulent a été mise en évidence en 1883 par Reynolds [88] qui a montré que ce changement de régime ne se fait pas de manière immédiate, mais sur une certaine distance qui dépend des conditions expérimentales.

3.1.5 Écoulements décollés

Le **décollement** d'un écoulement intervient lorsque les contraintes de frottement à la paroi dans la direction principale de l'écoulement s'annulent. Le fluide se détache alors de la paroi, la topologie de l'écoulement se trouve modifiée et des zones de recirculation apparaissent. On distingue principalement deux types de décollement :

- *Le décollement de pression* : lorsque la couche limite se développe en présence d'un gradient de pression adverse (c'est-à-dire dans une situation où la pression augmente dans la direction de l'écoulement), les contraintes de frottement s'annulent et le fluide quitte la paroi (Fig.1.33(a)).

- *Le décollement inertiel* : qui intervient lorsque l'écoulement n'arrive plus à suivre la paroi, suite à une discontinuité de sa géométrie.

Une couche limite laminaire est plus sensible au gradient de pression adverse qu'une couche limite turbulente. Le décollement d'une couche limite turbulente nécessite donc un gradient de pression adverse plus important pour décoller et la traînée de frottement issue de ce type de couche limite est jusqu'à un ordre de grandeur plus importante que celle d'une couche limite laminaire. En effet, le transfert d'énergie par agitation cinétique turbulente des particules fluides engendre davantage de frottement à la paroi que le cisaillement visqueux des couches fluides laminaires.

Le décollement est généralement accompagné du développement d'instabilités au sein de l'écoulement : des tourbillons ou des zones de recirculation se forment très souvent dans la région décollée (Fig.1.33(b)). Ces structures sont à l'origine de l'augmentation consécutive de la traînée de pression, qui va alors constituer la source principale de la résistance aérodynamique dans le cas d'un décollement massif.

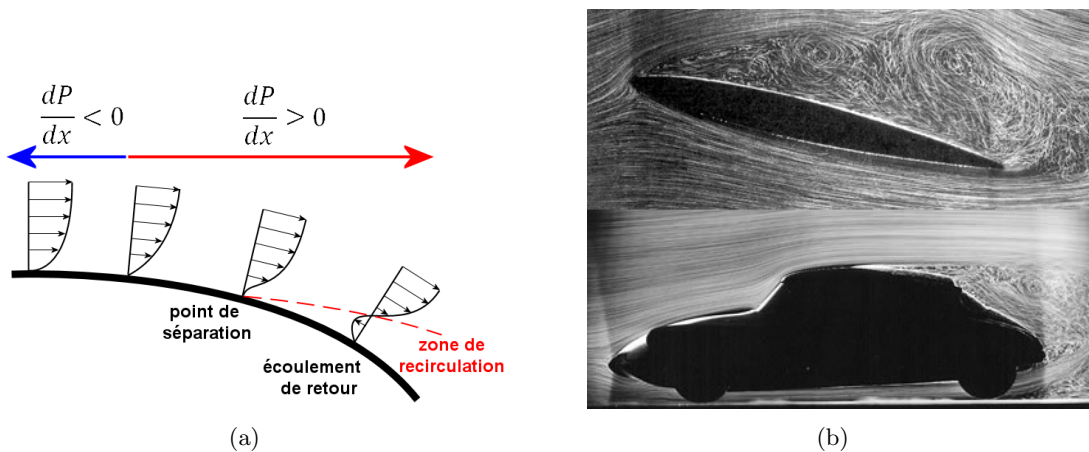


FIGURE 1.33 – Décollement d'une couche limite sous l'effet d'un gradient de pression adverse (a). Tomographie de décollements à l'arrière d'un profil d'aile d'avion et d'une voiture (photo ONERA) (b).

3.1.6 Cas particulier du décollement à l'arrière d'une aile

Lorsque l'angle d'incidence d'une aile d'avion devient trop important, un décollement se produit au niveau de l'extrados, entraînant une chute brutale de la portance et une augmentation de la traînée : c'est le phénomène de **décrochage** (Fig.1.34(a)). Ce phénomène est caractérisé par l'apparition d'un sillage à l'arrière de l'aile ainsi que par l'émission de structures tourbillonnaires.

3. LE CONTRÔLE D'ÉCOULEMENT PAR ACTIONNEUR PLASMA

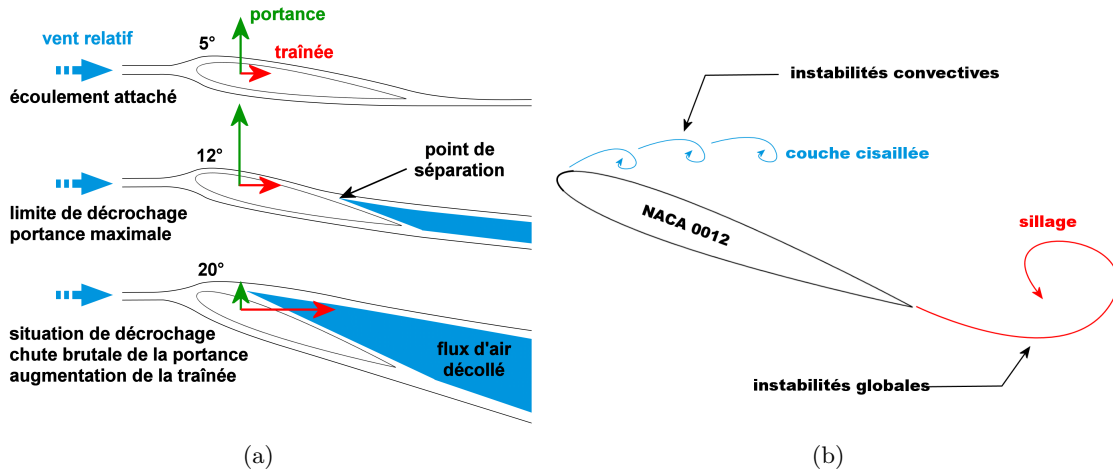


FIGURE 1.34 – Situation de décrochage (a) et instabilités naturelles de l'écoulement (b).

Dans le cas d'un décollement massif issu du bord d'attaque d'un profil d'aile, on peut distinguer deux principaux types d'instabilités présentes dans l'écoulement décollé (Raju *et al.* [89]) : des instabilités convectives, de type Kelvin-Helmholtz, qui se forment dans la couche cisailée issue du décollement de la couche limite au bord d'attaque du profil et des instabilités globales, de type Bénard-Karman, dans son sillage où de larges structures tourbillonnaires sont émises à proximité du bord de fuite (Fig.1.34(b)). Afin de pouvoir comparer les instabilités d'un écoulement dans des configurations aérodynamiques différentes, le nombre de Strouhal est couramment utilisé dans la littérature car il caractérise le rapport entre le temps caractéristique d'une instationnarité et le temps d'advection de l'écoulement. Deux nombres de Strouhal sont classiquement utilisés dans la littérature pour traduire les instabilités du sillage et celles de la couche cisailée :

$$St_{sillage} = \frac{f \cdot C \cdot \sin(\alpha)}{U_\infty} \quad \text{et} \quad St_{cc} = \frac{f \cdot \delta\omega}{U_C} \quad (\text{E-1.18})$$

où f , U_∞ et U_C représentent respectivement la fréquence, la vitesse de l'écoulement instationnaire et la vitesse de convection des structures tourbillonnantes. C et α correspondent à la corde du profil d'aile et à son incidence. $\delta\omega$ représente l'épaisseur de vorticité de la couche cisailée. De plus, la fréquence réduite F^+ est souvent utilisée dans la littérature pour le contrôle du décollement. Elle définit les fréquences caractéristiques des temps de propagation des structures tourbillonnaires le long de la corde :

$$F^+ = \frac{f \cdot C}{U_\infty} \quad (\text{E-1.19})$$

Les forces de portance et de traînée étant particulièrement sensibles au phénomène de décollement, son contrôle représente un enjeu majeur pour l'amélioration des performances aérodynamiques de l'aile.

3.1.7 Les différents types de contrôle d'écoulement

Au centre des préoccupations industrielles dans le domaine des transports, aériens ou terrestres, le contrôle d'écoulement apporte une réponse à des enjeux considérables telles que la réduction des émissions polluantes et la diminution de la consommation en carburant. Le contrôle d'écoulement permet, par exemple, l'augmentation de la portance, la réduction de la traînée, la réduction de bruit acoustique issu des réacteurs ou encore le recul de l'incidence de décrochage. Il se place en alternative à l'optimisation des formes et ouvre la possibilité aux industriels de dessiner des formes moins performantes aérodynamiquement, mais plus appréciées du grand public (voitures utilitaires, monospaces...). Plusieurs stratégies de contrôle d'écoulement existent de nos jours et leurs applications sont diverses. Dans un ouvrage détaillé, Gad-El-Hak [90] présente une classification du contrôle, basé sur le mode de fonctionnement de l'actionneur, dans laquelle deux grandes catégories de contrôle se distinguent : le **contrôle passif** et le **contrôle actif**.

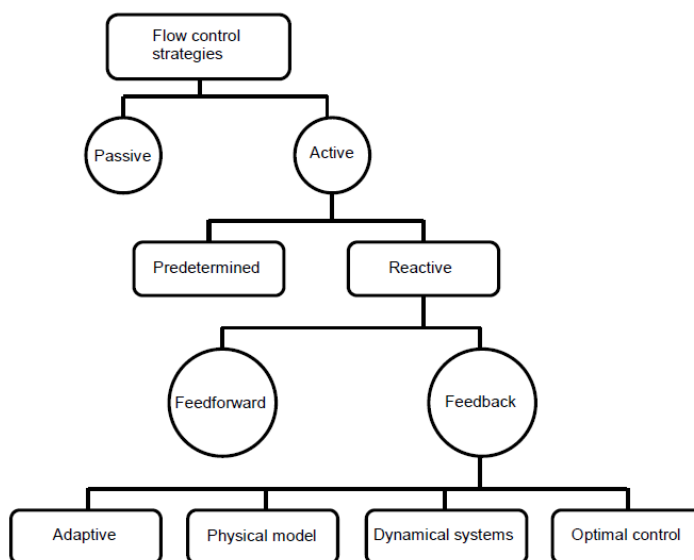


FIGURE 1.35 – Classification des stratégies de contrôle, d'après Gad-El-Hak [90].

Le contrôle passif

Dans le cas du contrôle passif, on utilise un dispositif qui ne nécessite aucun apport extérieur d'énergie ; historiquement, ce sont les premières méthodes de contrôle d'écoulements étudiées. La plupart du temps, ce type de contrôle consiste soit en une modification géométrique des objets (tant au niveau de la forme qu'au niveau de la surface libre au contact du fluide), soit en l'ajout de nouveaux éléments qui vont forcer l'écoulement à adopter un comportement particulier. Voici une liste non exhaustive des principaux dispositifs de contrôle passif :

3. LE CONTRÔLE D'ÉCOULEMENT PAR ACTIONNEUR PLASMA

- *Les générateurs de tourbillons* : agissant directement dans la couche limite, ils permettent d'énergiser la couche limite turbulente en y générant des tourbillons, ce qui va entraîner un transfert de quantité de mouvement vers la paroi et permettre la réduction des zones décollées. Cependant, la traînée de pression est aussi augmentée.
- *Les winglets* : ces ailettes, situées aux extrémités des ailes de certains avions de ligne, permettent de réduire la taille des tourbillons marginaux en bout d'aile, entraînant ainsi une diminution de la traînée induite. Elles permettent aussi d'améliorer la finesse pendant les phases de décollages.
- *Les cloisons de couches limites* : permettent d'éviter une déviation de la couche limite vers les extrémités d'une aile, améliorant ainsi la portance.
- *Les LEBU (Large Eddy Break Up)* : disposés dans la couche limite, ces petits profils permettent de casser les structures turbulentes de grande taille afin de réduire la traînée de frottement.
- *Les riblets* : ces stries longitudinales de paroi permettent de restreindre les mouvements longitudinaux des tourbillons tout en renforçant leur cohérence, permettant ainsi une réduction de la traînée de frottement (principe de la peau de requin).

Ce type de contrôle reste cependant limité, l'inconvénient majeur des dispositifs passifs est qu'ils sont généralement non-amovibles, leur action est donc permanente et parfois inadaptée à l'écoulement.

Le contrôle actif

Dans le cas du contrôle actif, un apport extérieur d'énergie est nécessaire pour mettre en œuvre la stratégie de contrôle généralement plus complexe qu'avec un dispositif passif. Ces actionneurs vont permettre d'injecter de la quantité de mouvement directement dans la couche limite d'un écoulement afin de modifier ses propriétés. On distingue deux modes d'utilisation : le contrôle *prédéterminé*, où l'actionneur est mis en fonctionnement sans avoir connaissance des propriétés de l'écoulement (principe de la boucle ouverte) et le contrôle *réactif*, où les paramètres de fonctionnement de l'actionneur sont déterminés et modifiés en fonction de l'état de l'écoulement (principe de la boucle fermée). Ce dernier demeure le plus élaboré, car il nécessite un système d'asservissement et des capteurs précis et rapides.

Les actionneurs de technologie pneumatique, qui reposent sur l'utilisation d'un écoulement secondaire pour contrôler l'écoulement principal, sont majoritairement étudiés de nos jours pour des applications de contrôle actif. Ces dispositifs peuvent être de type *continus*, comme l'aspiration ou le soufflage à la paroi, ou *instationnaires* comme les jets pulsés ou synthétiques. L'injection de fluide, issu d'une fente orientée, permet par exemple de com-

muniquer de l'énergie cinétique à la couche limite afin de supprimer le décollement ; ou encore d'accroître la circulation en accélérant les couches de fluides de proche en proche.

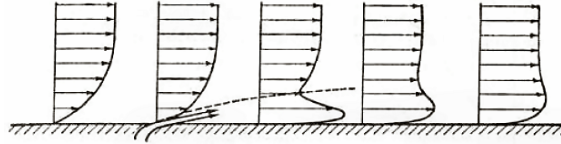


FIGURE 1.36 – Schéma de principe du soufflage tangentiel de couche limite pour le contrôle du décollement, d'après Comolet *et al.* [91].

3.2 Le contrôle actif par actionneur DBD

Depuis une dizaine d'années, l'actionneur plasma de type DBD est venu se rajouter à la liste des dispositifs étudiés pour des applications de type contrôle actif. Sur le même principe que les actionneurs fluidiques, ils permettent d'ajouter de la quantité de mouvement directement dans la couche limite. Le principal avantage de ce type d'actionneur est que son action est facilement contrôlable, dans la mesure où la grandeur d'entrée est une alimentation électrique. Son action peut donc être modulée de façon simple, le vent ionique généré étant à l'image du signal d'alimentation (Sec.2.3.6). De plus, ce type d'actionneur est dépourvu de pièces mécaniques mobiles et le temps de mise en mouvement du vent ionique est de l'ordre de quelques dizaines de ms (Forte *et al.* [29]), ce qui est particulièrement intéressant pour des applications en contrôle réactif. Bien que majoritairement étudié de façon prédéterminée, ce type d'actionneur commence à être étudié dans des configurations de contrôle en boucle fermée (Fig.1.35), notamment par Bénard *et al.* [92]. Actuellement, les principales applications à l'étude sont le contrôle de la transition laminaire-turbulent, la diminution du bruit acoustique et le contrôle des décollements.

3.2.1 Le contrôle de la transition laminaire-turbulent

Historiquement, le potentiel des actionneurs plasma à modifier un écoulement a été mis en évidence en 1998 par Roth *et al.* [21] avec une géométrie de type plaque plane. En générant un vent ionique dans le sens de l'écoulement, ils ont observé un déclenchement précoce de la transition laminaire-turbulent et mesuré une augmentation de la traînée de frottement (Fig.1.37). De nos jours, ce type de géométrie constitue une manipulation de référence pour le contrôle de la transition, mais les recherches actuelles sont plus portées sur le retard de son apparition, dans une optique de diminution de la traînée de frottement. Plusieurs études ont montré qu'en agissant sur les instabilités présentes dans la couche limite, il est possible de retarder le début de la transition (Grundmann et Tropea [25] et Jousot *et al.* [93]). Forte *et al.* [94] ont notamment montré la possibilité de retarder la transition d'une couche limite artificiellement excitée sur un profil d'aile.

3. LE CONTRÔLE D'ÉCOULEMENT PAR ACTIONNEUR PLASMA

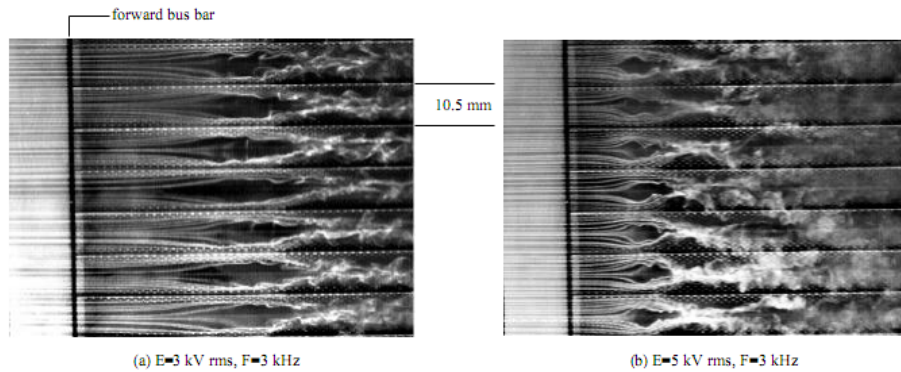


FIGURE 1.37 – Déclenchement de la transition d'une couche limite avec un actionneur DBD, d'après Roth *et al.* [21].

3.2.2 La diminution du bruit acoustique

Dans un contexte de croissance du trafic aérien, le Conseil consultatif pour la recherche aéronautique en Europe (ACARE) a fixé comme objectif de diminuer de moitié le bruit issu des avions de ligne d'ici à 2020 [8]. En effet, le train d'atterrissage, les bords de bord d'attaque et les volets constituent la source principale de bruit acoustique après les réacteurs. En 2005, Thomas *et al.* [95] montrent dans leurs travaux que l'utilisation d'un actionneur plasma permet de réduire les émissions sonores indésirables issues des émissions tourbillonnaires se propageant derrière un corps cylindrique. Depuis, la réduction de bruit par actionneur plasma est toujours étudiée en véritable alternative aux dispositifs déjà existants. Dans une autre étude, Huang et Zhang utilisent un actionneur plasma pour diminuer le bruit issu d'une cavité en générant des structures tridimensionnelles dans la couche cisailée [96]. Par ailleurs, Chappell *et al.* [97] soulignent que les possibilités de modulation du signal d'entrée permettent aussi de cibler les modes les plus indésirables afin de les supprimer ou de les modifier (Fig.1.38).

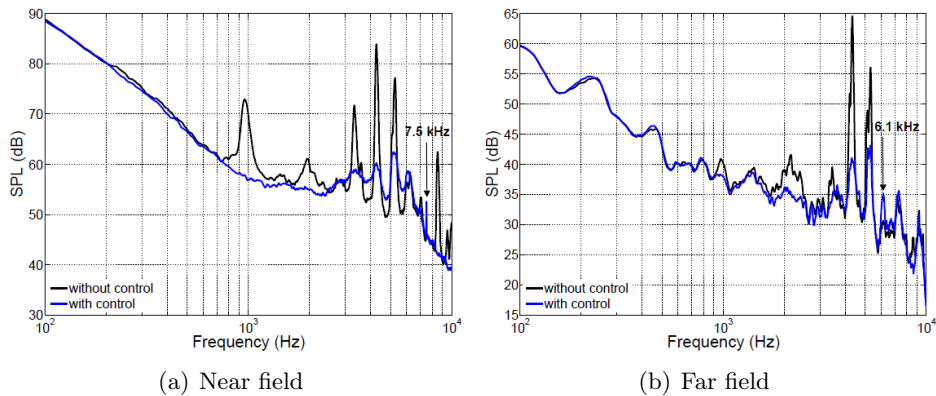


FIGURE 1.38 – Niveaux de densité spectrale du bruit provenant d'un bec de bord d'attaque avec et sans contrôle par plasma, d'après Chappell *et al.* [97]

3.2.3 Le contrôle d'écoulement autour d'un profil d'aile

L'amélioration des performances aérodynamiques d'une aile d'avion constitue un enjeu majeur pour les acteurs de l'industrie aéronautique, c'est pourquoi cette configuration est probablement la plus étudiée par la communauté scientifique, en particulier les aspects liés au contrôle de la séparation qui se produit sur l'extrados des profils mis en incidence. Les objectifs principaux sont de repousser l'incidence de décrochage ou d'augmenter la finesse.

Dans ses travaux sur le contrôle du décollement, Roth [98] a examiné l'effet d'un ou plusieurs actionneurs DBD déphasés intégrés sur l'extrados d'un profil d'aile NACA 0015 et observe qu'il est possible de rattacher un écoulement ou de retarder le décollement à des angles d'attaques plus grands (Fig.1.39). Corke *et al.* [99] observent quant à eux une augmentation de la portance pour différentes vitesses d'écoulements (15 et 30 m·s⁻¹).

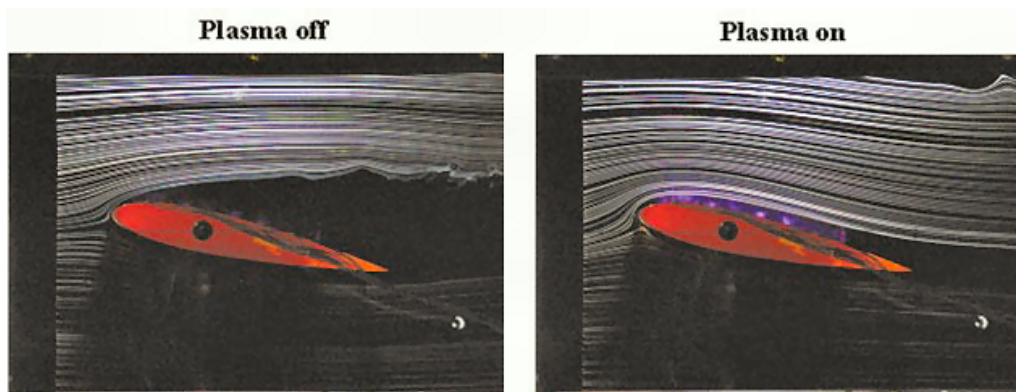


FIGURE 1.39 – Contrôle d'un écoulement autour d'un profil d'aile de type NACA0015, d'après Roth [98].

Dans la continuité de ces travaux, Post et Corke [100] comparent l'effet des actionneurs DBD à une méthode de contrôle passive utilisant des générateurs de vortex mécaniques (VGs). L'actionneur plasma disposé au bord d'attaque d'un profil d'aile NACA 663-018 se montre plus efficace que le dispositif passif et permet de faire reculer le décrochage à une incidence plus élevée pour un nombre de Reynolds de $0,8 \cdot 10^5$.

Cette même équipe a ensuite réalisée deux études portant sur l'utilisation d'un actionneur DBD pour le contrôle du décrochage d'un profil NACA 0015 (Corke *et al.* [101, 102]). Un actionneur disposé au bord d'attaque a un effet très similaire à celui d'un bec et permet le recul de l'angle de décrochage de 3° ainsi qu'une augmentation de la finesse. De la même manière, un actionneur disposé au bord de fuite permet, de façon analogue à celle d'un volet, l'augmentation globale de la portance. Par ailleurs, ils remarquent qu'une action pulsée au niveau du bord d'attaque s'avère plus efficace qu'une action continue et permet de repousser le décrochage de quelques degrés supplémentaires (Fig.1.40).

3. LE CONTRÔLE D'ÉCOULEMENT PAR ACTIONNEUR PLASMA

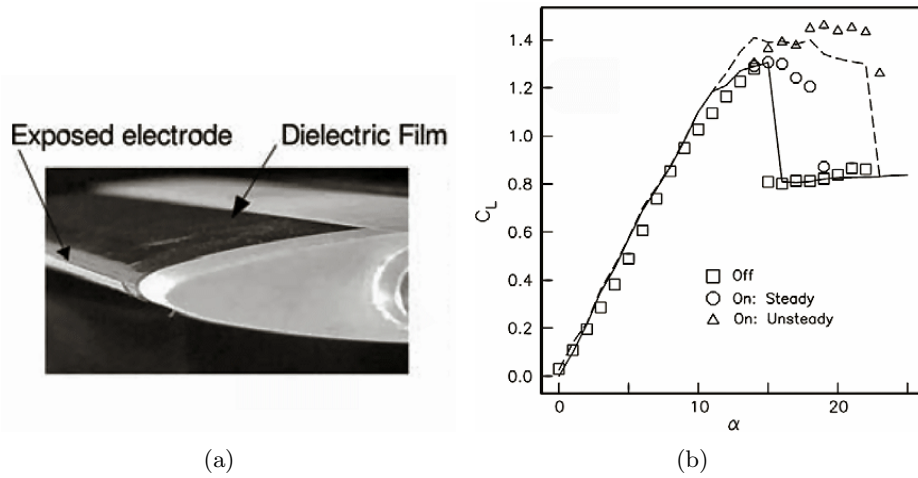


FIGURE 1.40 – Contrôle d'un écoulement autour d'un profil d'aile NACA0015 de 12,5 cm de corde. Intégration de l'actionneur (a) et influence du mode instationnaire sur le décrochage (b), d'après Corke *et al.* [101].

Par la suite, plusieurs travaux ont mis en évidence que l'utilisation d'un unique actionneur en mode instationnaire permettait de contrôler l'incidence de décrochage. Sosa *et al.* [63] montrent qu'il est possible, à une vitesse de $25 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, de rattacher l'écoulement à 20° d'incidence avec un actionneur plasma réalisant une action pulsée au bord d'attaque. Ils constatent par ailleurs que l'efficacité de l'actionneur dépend de plusieurs paramètres, notamment de la puissance électrique d'alimentation mais également de la fréquence de pulsation si on utilise l'actionneur en régime pulsé (Fig.1.41).

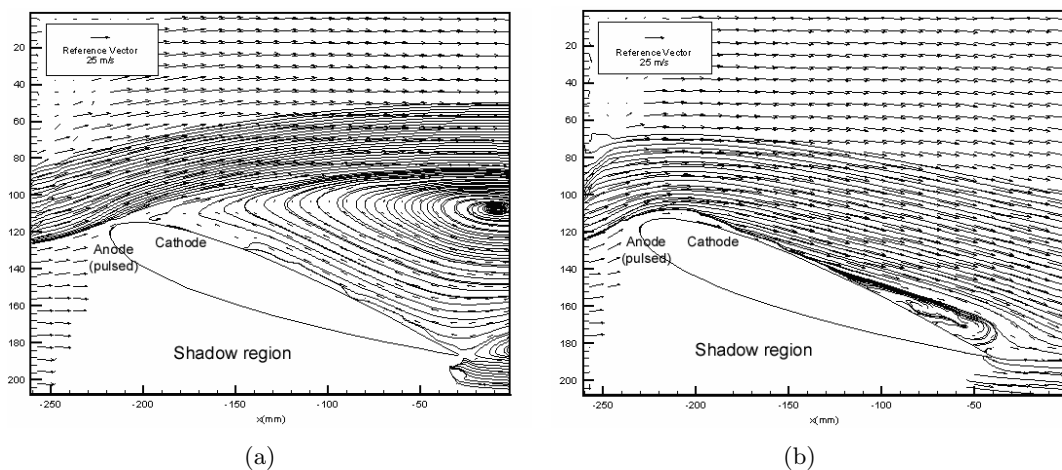


FIGURE 1.41 – Champs des vecteurs vitesses et lignes de courant obtenus par PIV autour d'un profil d'aile NACA0015 à 20° d'incidence. Sans contrôle (a) et avec décharge pulsée à $F_{BURST} = 50 \text{ Hz}$ (b), d'après Sosa *et al.* [63].

Bénard *et al.* [103] ont eux aussi étudié l'effet d'un actionneur DBD disposé au bord d'attaque d'un profil NACA 0015. Des mesures de vitesse par PIV rapide ont permis, dans un premier temps, d'identifier un lâcher tourbillonnaire dans la zone de cisaillement entre l'écoulement libre et l'écoulement séparé et d'identifier, dans un second temps, les fréquences naturelles des instabilités présentes. Une étude paramétrique a ensuite permis d'identifier deux gammes de fréquences permettant d'augmenter significativement la portance (Fig.1.42) et de mettre en évidence l'ajout de quantité de mouvement et l'aspect fréquentiel comme scénario de contrôle. Les auteurs concluent qu'un actionneur, utilisé de manière instationnaire, n'induit pas de structures dans l'écoulement comme le fait un jet synthétique. Ils mettent en avant l'interaction vent ionique/instabilités naturelles de l'écoulement comme mécanisme de contrôle conduisant au recollement.

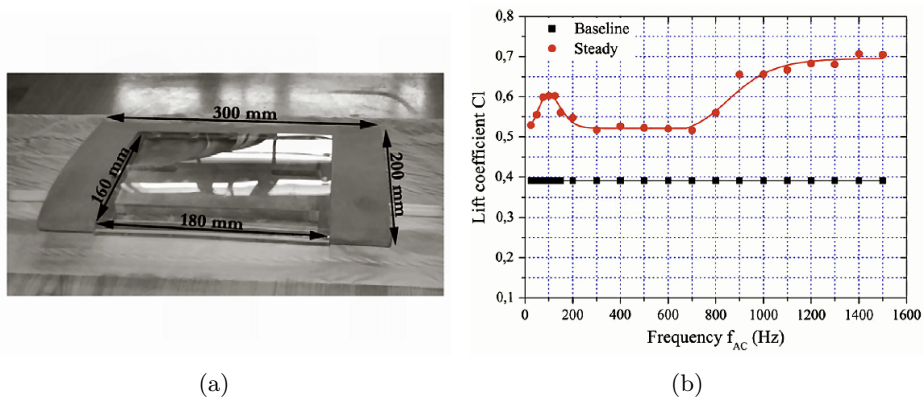


FIGURE 1.42 – Contrôle d'un écoulement autour d'un profil d'aile NACA0015 de 20 cm de corde. Intégration de l'actionneur (a) et influence de la fréquence du signal sur le coefficient de portance (b), d'après Bénard *et al.* [103].

Jolibois *et al.* [104] ont observé, dans une étude paramétrique sur un profil NACA 0015 de 1 m de corde, que le recollement est le plus efficace lorsque l'actionneur utilisé est au plus proche du point de séparation naturelle. Ils ont aussi confirmé l'efficacité d'une action instationnaire pour repousser le point de séparation vers l'aval du profil. **Tous ces résultats confirment que l'interaction vent ionique/écoulement naturel est tout aussi important que l'apport de quantité de mouvement pour définir une stratégie de contrôle.**

Un groupe de chercheurs Russes a obtenu des résultats intéressants sur un profil NACA 0015 jusqu'à des nombres de Reynolds de $0,6 \cdot 10^6$. Les études réalisées par Opaits *et al.* [105] et Zavyalov *et al.* [106] ont montré qu'un actionneur placé au bord d'attaque pouvait modifier clairement la distribution de pression pariétale pour tous les angles d'incidences étudiés entre 12° et 20° . Dans les travaux menés par Roupassov *et al.* [107], la même configuration aérodynamique est étudiée mais l'actionneur est placé dans le sens de l'écoulement. Le vent ionique est alors induit dans une direction normale à celle de l'écoulement amont afin d'y induire des structures tridimensionnelles. Les résultats obtenus demeurent identiques à ceux obtenus par Zavyalov *et al.* avec une disposition classique de l'actionneur.

3. LE CONTRÔLE D'ÉCOULEMENT PAR ACTIONNEUR PLASMA

En partant du même principe, Okita *et al.* [108] ont utilisé l'actionneur plasma comme un générateur de tourbillons afin de contrôler la séparation au bord de fuite d'un profil d'aile de type NACA 0024. La génération de structures tridimensionnelles a là aussi permis la réduction du décollement sur l'extrados.

Toutefois, les nombres de Reynolds atteints dans le cadre de ces recherches demeurent encore inférieurs à ceux atteints en vol de croisière par des avions commerciaux. Les recherches visant à exploiter au mieux la modulation de l'alimentation haute tension afin d'interagir avec les instabilités naturelles des écoulements doivent être poursuivies en parallèle de celles visant à augmenter la vitesse du vent ionique.

4 Positionnement de l'étude

Le travail de thèse présenté dans ce manuscrit se propose, sur la base des précédents travaux réalisés à l'Université d'Orléans, de poursuivre la caractérisation des décharges à barrières diélectriques surfaciques afin de faire avancer les connaissances relatives à ce domaine. De plus, leur efficacité en tant qu'actionneur plasma pour la modification d'écoulement sera testée sur un profil d'aile dans différentes configurations aérodynamiques. Le contrôle d'écoulement par actionneur plasma reste en effet une thématique assez récente et plusieurs points sont encore à approfondir. Les objectifs fixés dans le cadre de cette thèse sont présentés ci-dessous.

La production d'ozone générée par un actionneur plasma

Lors de son fonctionnement, une décharge DBD produit de l'ozone à partir des molécules d'oxygène présentes dans l'air (Siemens [109]). C'est pourquoi ce type de décharge était initialement étudiée, dans sa configuration volumique, comme générateur d'ozone dans des procédés de traitement de l'eau potable ou de dépollution de l'air. Dans la littérature, on trouve de nombreuses publications sur ce sujet, notamment celles de Kitayama *et al.* [110], Eliasson *et al.* [111, 17] et Kogelschatz *et al.* [112, 14]. Cependant, peu d'études sont consacrées à la production d'ozone issue d'une DBD surfacique (Allegraud [37]). Dans la mesure où, au delà d'un certain seuil, l'ozone est une molécule pouvant s'avérer toxique pour l'homme (fiche technique de l'Institut National de Recherche et de Sécurité [113]), sa production doit être quantifiée. Un dispositif expérimental a été mis en place afin de connaître l'évolution du taux de production d'ozone en fonction des différents paramètres électriques. Les résultats obtenus sont détaillés dans le chapitre 2.

L'influence de l'azote et de l'oxygène sur le comportement de la décharge

De par leur complexité, les mécanismes à l'origine du transfert de quantité de mouvement sont toujours à l'étude, tout comme le rôle joué par les différents ions pendant chaque alternance. De nombreuses études ont mis en évidence, par différents moyens de mesure, que la vitesse du vent ionique est plus importante durant l'alternance négative de la décharge (Forte *et al.* [29], Boucinha [6], Kotsonis et Ghaemi [31]), cependant les causes de ce phénomène méritent encore d'être étudiées. Avec des mesures de vélocimétrie par imagerie à particules en moyenne de phase, Kim *et al.* [114] observent un vent ionique plus important lorsque la proportion d'oxygène contenu dans l'air augmente, ce qui leur permet de penser que les ions négatifs issus de l'oxygène jouent un rôle primordial durant l'alternance négative. Enloe *et al.* [24] et Leonov *et al.* [30] ont confirmé ce résultat avec des mesures résolues en temps de force induite par l'actionneur. Le rôle joué par l'azote étant cependant moins connu, des informations sur l'évolution de la vitesse du vent ionique ainsi que sur la morphologie du plasma en fonction de la proportion d'oxygène et d'azote contenue dans l'air pourraient permettre de mieux cibler la contribution de chaque espèce

4. POSITIONNEMENT DE L'ÉTUDE

dans la génération de l'écoulement induit. Une caractérisation de la décharge a donc été réalisée sous atmosphère contrôlée afin de mieux cerner le rôle des différentes molécules présentes dans l'air dans le transfert de quantité de mouvement.

Le contrôle d'écoulements pleinement détachés par actionneur DBD

Malgré les nombreuses avancées dans le développement des actionneurs DBD, la vitesse du vent ionique généré par ce type de dispositif ne dépasse pas la dizaine de $m.s^{-1}$, ce qui limite les applications de contrôle du décollement aux faibles nombres de Reynolds, loin de ceux obtenus dans des conditions réelles. Parmi les possibilités existantes pour contourner cette limitation, la modulation du signal d'alimentation, permettant de pulser périodiquement le vent ionique à une fréquence de pulsation F_{BURST} , offre la possibilité d'interagir avec les instabilités naturelles présentes dans l'écoulement. En effet, en agissant sur les instabilités convectives de la couche cisailée, il est possible de créer une déflexion de cette dernière (effet Coanda) vers l'extrados du profil et de recoller un écoulement (Sosa *et al.* [63], Jolibois *et al.* [104] et Bénard *et al.* [103]). Cependant, la possibilité d'établir plusieurs stratégies de contrôle, avec un unique actionneur DBD, pour modifier un écoulement pleinement détaché reste peu détaillée dans la littérature. Dans une étude numérique portant sur le contrôle du décollement issu du bord d'attaque d'un profil NACA 0012, Wu *et al.* ont observé l'influence de la fréquence de pulsation sur la modification de l'interaction entre les instabilités convectives de la couche cisailée et les instabilités globales du sillage. Ils ont notamment mis en évidence la possibilité de générer des structures tourbillonnaires portantes, en agissant sur les instabilités convectives de la couche cisailée, dans un écoulement pleinement décollé. Dans cette étude, deux configurations aérodynamiques ont été retenues afin d'étudier, dans chaque cas, la possibilité d'établir différentes stratégies de contrôle d'écoulement en fonction de la fréquence de pulsation utilisée pour interagir avec les instabilités naturelles de l'écoulement.

Chapitre 2

Caractérisation d'un actionneur de type DBD surfacique

1 Introduction

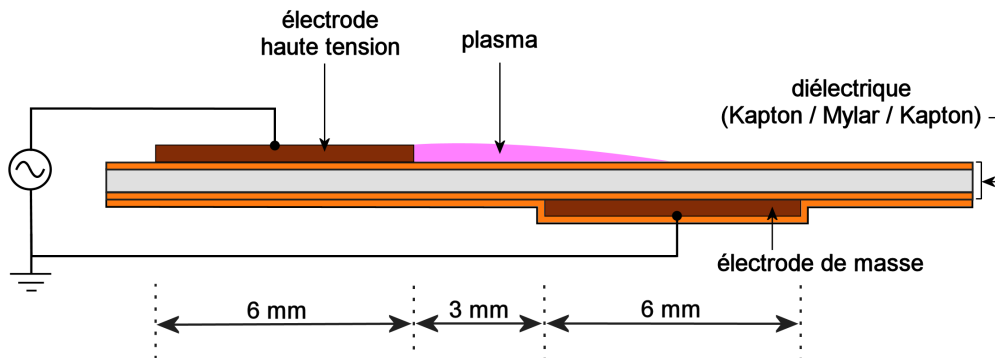
Ce second chapitre présente l'étude d'un actionneur plasma de type DBD surfacique, dédié au contrôle d'écoulement. Elle s'inscrit dans la continuité des travaux réalisés à l'Université d'Orléans. L'actionneur DBD, l'alimentation électrique, ainsi que les différents appareils utilisés dans cette étude pour la caractérisation de la décharge sont présentés. Les mesures réalisées dans ce chapitre ont été effectuées dans l'air ambiant et sous atmosphère contrôlée à pression atmosphérique. Le dispositif expérimental qui a été mis en place pour permettre la caractérisation de la décharge plasma est lui aussi présenté.

Dans une première partie, des mesures de quantité d'ozone ont été réalisées dans le but d'estimer le taux de production de ce type d'actionneur car il est nécessaire de connaître son impact sur l'environnement. Dans une seconde partie, l'influence de l'azote et de l'oxygène sur le comportement de la décharge a été étudiée dans le but de mieux cerner les mécanismes physiques à l'origine du transfert de quantité de mouvement. Des mesures ont été effectuées dans différents mélanges gazeux composés d'azote et d'oxygène sous différents rapports volumiques. L'influence du rapport volumique N_2/O_2 a d'abord été observé sur la morphologie de la décharge grâce à des visualisations optiques. L'imagerie ICCD a notamment été utilisée pour observer la structure des filaments de plasma durant chaque phase active. Des mesures de vent ionique ont ensuite été réalisées et confrontées aux visualisations obtenues par imagerie ICCD afin de mieux cerner la contribution de l'azote et l'oxygène dans le processus de transfert de quantité de mouvement. Enfin, des mesures de courant de décharge et de puissance active ont été effectuées pour différents rapports volumiques N_2/O_2 . De plus, une comparaison de la vitesse de l'écoulement induit a été faite dans l'air ambiant et dans l'air sec afin de compléter les travaux existants dans la littérature.

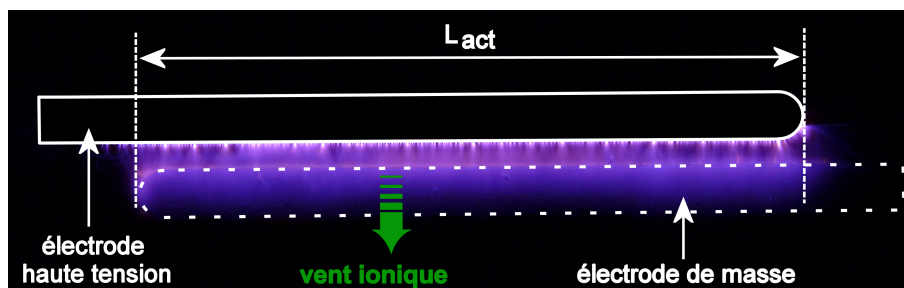
2 Dispositif expérimental

2.1 L'actionneur DBD

L'actionneur utilisé dans cette étude est similaire à ceux utilisés par Boucinha [6] et Jousot [7] durant leurs travaux de thèse. Il est composé de deux fines électrodes de cuivre, de $80\ \mu\text{m}$ d'épaisseur pour $6\ \text{mm}$ de largeur, séparées par un diélectrique multi-couches. La longueur L_{act} de vis-à-vis entre les deux électrodes, c'est-à-dire la longueur sur laquelle le plasma est créé, est fixée à $10\ \text{cm}$ et l'espace inter-électrode est de $3\ \text{mm}$. L'électrode supérieure est directement connectée à l'alimentation électrique et l'électrode inférieure est mise à la masse. Le diélectrique est constitué d'une feuille de Mylar[®] de $300\ \mu\text{m}$ d'épaisseur, recouverte sur chaque côté d'une couche de Kapton[®] de $60\ \mu\text{m}$ d'épaisseur. La combinaison de ces matériaux permet en effet d'obtenir des conditions de fonctionnement satisfaisantes tout en gardant une souplesse nécessaire pour son insertion sur des géométries exigeantes. Pour finir, une autre couche de Kapton[®] est utilisée pour encapsuler l'électrode de masse. L'épaisseur totale du diélectrique est estimée à $420\ \mu\text{m}$ et celle de l'actionneur à $640\ \mu\text{m}$. Les principaux paramètres géométriques retenus pour cette étude sont illustrés dans la figure 2.1. Cette configuration sera identique pour tous les résultats présentés tout au long de ce chapitre.



(a) Vue de profil



(b) Vue de dessus

FIGURE 2.1 – Schéma de l'actionneur DBD.

2. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

2.2 Alimentation et mesures électriques

Le plasma est obtenu en appliquant une haute tension sinusoïdale à l'électrode supérieure. Pour ce faire, un générateur de fonction de marque TTI[®] (TGA1241, 40 MHz, 10 V) est utilisé pour générer un signal sinusoïdal à une fréquence F_{HT} donnée. Ensuite, un amplificateur haute tension de marque Trek[®] (Tab.2.1) vient amplifier le signal par un facteur multiplicatif distinct. Enfin, le signal de sortie est relié à un bornier, isolé du reste du montage, permettant ainsi d'intégrer l'actionneur facilement au dispositif.

L'amplitude de la tension d'alimentation V_{HT} est mesurée avec une sonde haute tension de marque Tektronix[®] (série P6015A, 75 MHz, 3,0 pF). Le courant électrique est mesuré en utilisant une sonde de courant de marque Bergoz[®] (série CT-C1.0-B, 200 Hz - 500 MHz), placée entre l'actionneur et la masse. Les signaux électriques sont visualisés et enregistrés avec un oscilloscope numérique de marque LeCroy[®] (série WaveSurfer 64Xs-A, 600 MHz, 2,5 GS/s, 8 bits). Pour mesurer la puissance active consommée par l'actionneur plasma, une capacité (type mica argenté, 47 nF, ± 1 %) est placée entre l'actionneur et la masse. La détermination de la puissance active a été réalisée avec la méthode décrite dans le chapitre 1.

Tableau 2.1 – Principales caractéristiques de l'amplificateur Trek[®].

Amplificateur HT	Modèle 30 /20 A
Gamme de tension en sortie	0 à ± 30 kV (DC ou AC pic)
Gamme de courant en sortie	0 à ± 20 mA (DC)
Gain en tension	3 kV/V
Slew-rate	500 V/ μ s

2.3 Mesures en atmosphère contrôlée

Les mesures présentées dans ce chapitre ont toutes été réalisées à pression atmosphérique dans une enceinte hermétique de 0,1 m³ pourvue d'accès optiques sur le dessus et sur le côté afin de permettre la réalisation d'imagerie avec une caméra ICCD ou CMOS. Le dispositif expérimental est présenté sur la figure 2.2. Un capteur de pression de type Baratron[®] MKS (de gamme 1000 mBar) permet d'ajuster les proportions d'oxygène et d'azote, selon la loi de Dalton, pour réaliser les différents mélanges gazeux. Ce capteur permet aussi d'assurer un contrôle permanent de la pression à l'intérieur de l'enceinte. Le pompage est assuré par une pompe primaire de marque VARIAN[®] (modèle SH-100), connectée au-dessous de l'enceinte par un tuyau en inox, permettant d'obtenir un vide primaire inférieur à 0,1 mbar. Des raccords de type SWAGELOK[®] sont présents sur le côté pour relier différents appareils de mesure tels que l'analyseur d'ozone ou le capteur de pression (Fig.2.3(a)).

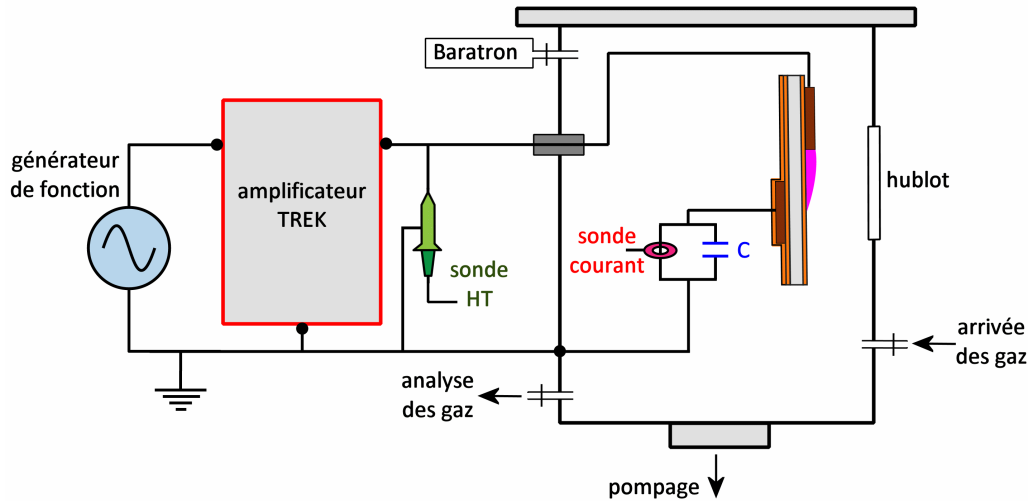


FIGURE 2.2 – Dispositif expérimental pour les mesures en atmosphère contrôlée.

L'enceinte métallique est reliée directement à la terre et une traversée étanche permet d'assurer le passage de la haute tension à travers la paroi (Fig.2.3(b)). L'actionneur est disposé sur une plaque de PVC, face au hublot, rendant ainsi la décharge visible de l'extérieur. L'électrode de masse est reliée à l'enceinte via la sonde de courant ou la capacité et l'électrode de haute tension est reliée par une traversée étanche à l'amplificateur haute tension. Par ailleurs, d'autres connexions électriques de type BNC (non représentées sur la figure 2.2) permettent d'assurer le relais entre les appareils de mesure présents dans l'enceinte et l'oscilloscope.

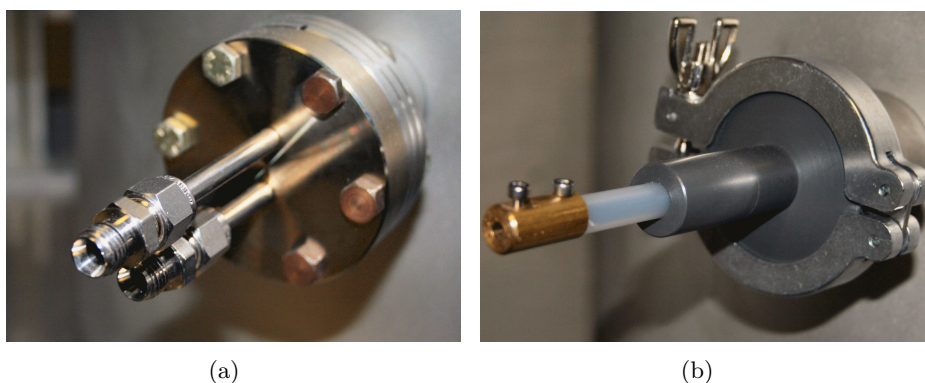


FIGURE 2.3 – Raccords pour l'analyse des gaz (a) et le passage de la haute tension (b).

3 Mesure de la quantité d'ozone produite par un actionneur DBD

Une des particularités de la DBD est la production d'ozone à partir des molécules d'oxygène présentes dans l'air durant son fonctionnement, ce qui peut constituer un inconvénient non négligeable d'un point de vue environnemental. La formation d'ozone est due à une réaction à trois corps faisant intervenir l'oxygène atomique :



La molécule d'ozone O_3 est une espèce cible en matière de pollution atmosphérique : sa présence en concentration élevée, en plus de représenter un puissant gaz à effet de serre, est nocive pour la santé humaine. L'ozone constitue une sorte de signature olfactive de l'actionneur plasma, bien connue des expérimentateurs (son seuil de perception olfactive se situe en moyenne à 0,1 ppmv⁽¹⁾). Une exposition prolongée à une concentration de 9 ppmv peut entraîner des problèmes respiratoires tels que la toux, l'hypersécrétion bronchique ou encore des œdèmes pulmonaires (Fiche technique de l'INRS [113]). La quantification du taux de production de cette molécule constitue une étape nécessaire dans la caractérisation d'un actionneur plasma.

3.1 Protocole expérimental

Afin de quantifier l'ozone produit durant la décharge plasma, en fonction des différents paramètres électriques (tension, fréquence et puissance), l'actionneur DBD est placé dans l'enceinte précédemment décrite et un analyseur d'ozone de marque IN-USA[®] (modèle IN-2000) est inséré dans le circuit d'analyse des gaz. L'analyseur d'ozone assure les prélèvements grâce à un système de pompage interne, affiche la concentration présente dans le gaz en ppmv, puis détruit l'ozone et rejette l'air dans l'enceinte (le principe de fonctionnement de l'analyseur d'ozone est détaillé en annexe). Durant toutes les mesures, il n'y a pas d'échanges entre l'intérieur et l'extérieur de l'enceinte. Les paramètres électriques choisis pour cette étude (couples tension/fréquence) sont typiques de ceux utilisés pour des applications de contrôle d'écoulement. Les décharges créées avec ces paramètres se situent toutes dans le régime diffus, permettant ainsi d'assurer une durée de vie suffisamment longue à l'actionneur pour ne pas avoir à le remplacer entre deux séries de tests. Deux types de mesures sont réalisés :

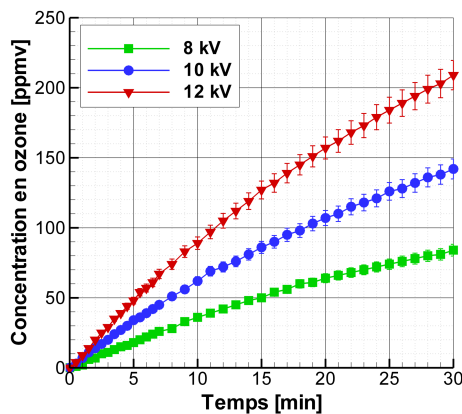
(1). Partie Par Million en Volume, 1 ppmv correspond à $2,14 \text{ mg} \cdot \text{m}^{-3}$ à pression atmosphérique

CHAPITRE 2. CARACTÉRISATION DE L'ACTIONNEUR PLASMA

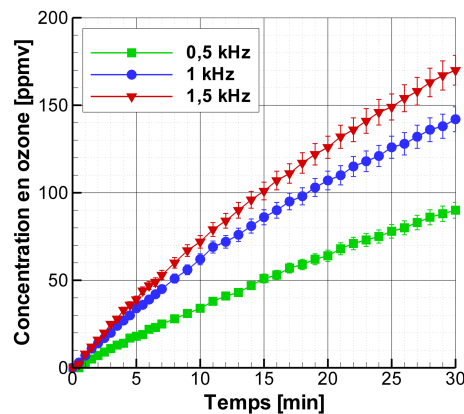
- *Mesure continue* : la décharge fonctionne en continu pendant 30 minutes et le système de pompage de l'analyseur d'ozone est mis en route dès son allumage. Les relevés de concentration sont effectués toutes les 30 secondes dans un premier temps, puis toutes les minutes et la même quantité de gaz est prélevée pour chaque analyse. Une fois le temps écoulé, la décharge est éteinte et une purge complète de l'enceinte est effectuée afin de supprimer toute présence d'ozone : la pompe principale est mise en route suffisamment longtemps pour créer un bon vide primaire dans l'enceinte, puis une valve est ouverte pour garantir le retour à pression atmosphérique. Une analyse rapide est effectuée via l'analyseur pour s'assurer de l'absence d'ozone dans l'enceinte avant de débiter une nouvelle mesure.
- *Mesure ponctuelle* : la décharge fonctionne en continu pendant une durée t déterminée puis elle est éteinte. Dès son arrêt, la pompe de l'analyseur d'ozone est mise en route et des relevés sont effectués pour connaître la concentration en ozone présente au temps t . Une purge complète de l'enceinte est réalisée entre chaque série de tests.

3.2 Mesure continue de la quantité d'ozone produite

Tout d'abord, l'influence de la tension d'alimentation a été observée à fréquence constante ($F_{HT} = 1$ kHz) pour les valeurs de tension suivantes $V_{HT} = 8$ kV, 10 kV et 12 kV. Les résultats présentés sur la figure 2.4(a) soulignent qu'**à fréquence constante, plus l'amplitude de tension est grande, plus la décharge produit d'ozone**. Ensuite, l'influence de la fréquence a été observée à tension constante ($V_{HT} = 10$ kV) pour les valeurs de fréquences suivantes $F_{HT} = 0,5$ kHz, 1 kHz et 1,5 kHz. De la même manière, **à tension constante, plus la fréquence du signal est élevée, plus la concentration en ozone mesurée est importante** (Fig.2.4(b)).



(a) $F_{HT} = 1$ kHz



(b) $V_{HT} = 10$ kV

FIGURE 2.4 – Evolution de la concentration en ozone en fonction du temps pour différentes amplitudes de tensions (a) et différentes fréquences (b).

3. MESURE DE LA QUANTITÉ D'OZONE PRODUITE PAR UN ACTIONNEUR DBD

Ces résultats sont en accord avec les travaux d'Allegraud [37], Eliasson et Kogelschatz [111, 112, 17, 14]. Au bout de 30 minutes, la quantité d'ozone dans l'enceinte est supérieure d'un ordre de grandeur au seuil de sécurité défini dans la fiche technique de l'INRS.

Bien que la concentration en ozone demeure très inférieure à celle de l'oxygène (200 ppmv au bout de 30 min à 12 kV et 1 kHz), son évolution a un comportement asymptotique : durant la mesure continue, l'ozone prélevé est détruit et non réinjecté dans l'enceinte entraînant une sous-estimation de la quantité réellement produite. Des mesures ponctuelles sans prélèvements intermédiaires ont donc été effectuées pour connaître la quantité exacte d'ozone produite en fonction du temps.

3.3 Mesure de la concentration d'ozone en fonction du temps

Des mesures ponctuelles ont été effectuées, pour les mêmes paramètres électriques que précédemment, pour différents temps de décharge : $t = 10, 15, 20, 25$ et 30 min. La figure 2.5 met clairement en évidence l'évolution linéaire de la concentration d'ozone C_{ozone} en fonction du temps :

$$C_{ozone} = K_{ozone} \cdot t \quad (\text{E-2.3})$$

avec K_{ozone} le taux de production d'ozone en $\text{ppmv} \cdot \text{min}^{-1}$. Les différentes valeurs de K_{ozone} sont présentées, pour différents couples tension/fréquence, dans le tableau 2.2. Elles ont toutes été déterminées en minimisant l'erreur commise entre la relation E-2.3 et les données expérimentales (méthode des moindres carrés).

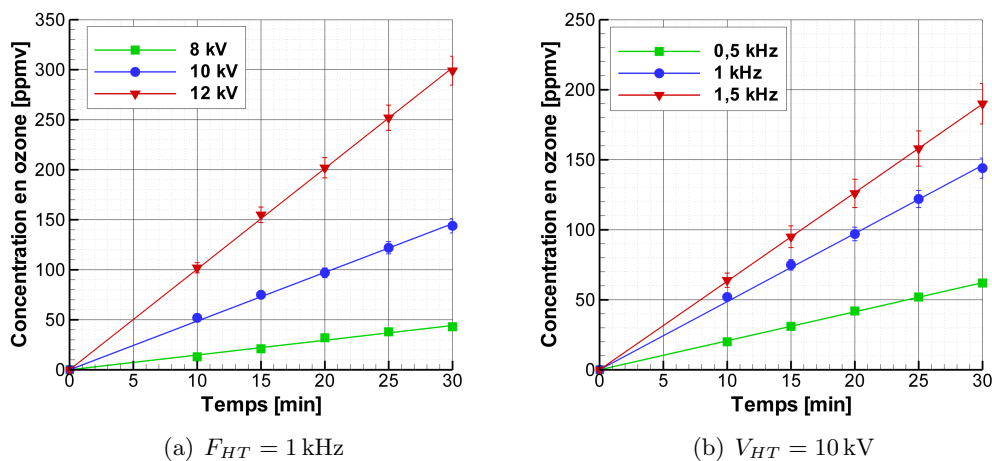


FIGURE 2.5 – Evolution de la concentration en ozone en fonction du temps, pour différentes amplitudes de tensions (a) et différentes fréquences (b).

Pour le couple 12 kV et 1 kHz, typique des applications de contrôle, la concentration

CHAPITRE 2. CARACTÉRISATION DE L'ACTIONNEUR PLASMA

Tableau 2.2 – Taux de production d’ozone pour différents couples tension/fréquence.

V_{HT} [kV]	F_{HT} [kHz]	K [ppmv·min ⁻¹]	K [mg·m ⁻³ ·min ⁻¹]
8	1	1,5	3,2
10	0,5	2,1	4,4
10	1	4,9	10,4
10	1,5	6,3	13,5
12	1	10,1	21,5

d’ozone peut atteindre 300 ppmv (soit 642 mg·m⁻³) au bout de 30 min de décharge ce qui représente une fraction volumique de 0,03% de l’air présent dans l’enceinte. D’un point de vue pratique et au vu des taux de production calculés dans nos conditions expérimentales sur les 30 premières minutes, **la concentration d’ozone peut être négligée par rapport à celle des autres gaz présents dans l’air**. Ce qui est confirmé par le comportement linéaire observé dans l’équation E-2.3 : la production d’ozone n’arrive pas à saturation ce qui implique que la concentration en oxygène est encore très grande devant celle de l’ozone (Eliasson *et al.* [111], Kitayama *et al.* [110]). Les temps de décharge utilisés pour les autres types de mesures étant bien inférieurs à cette durée, l’influence de l’ozone sur les propriétés de la décharge plasma pourra être négligée dans la suite de notre étude. Cependant, d’un point de vue environnemental, ces faibles quantités d’ozone produites sont à prendre en considération.

Afin de généraliser l’équation E-2.3 pour différents paramètres électriques, le taux de production d’ozone a été exprimé en fonction de la puissance active consommée (Fig.2.6). les calculs de puissance active ont été réalisés avec la formule suivante, précédemment détaillée dans le Chapitre 1 :

$$\mathbf{P}_{elec} = A \cdot L_{act} \cdot F_{HT} (V_{HT} - V_0)^2 \quad (\text{E-2.4})$$

Avec $A_{act} = 2 \cdot 10^{-3} \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1} \cdot \text{kV}^{-2}$, $L_{act} = 0,1 \text{ m}$ et $V_0 = 5,5 \text{ kV}$. Les valeurs de A_{act} et V_0 , propres à la géométrie de l’actionneur, sont déterminées expérimentalement dans la section 4.3.2.

La figure 2.6 représente la variation de la concentration en ozone et son taux de production en fonction de la puissance active consommée par l’actionneur. Une évolution linéaire du taux de production est clairement remarquable et peut être décrite par la formule suivante :

$$\mathbf{K}_{ozone} = k \cdot P_{elec} \quad (\text{E-2.5})$$

avec $k = 1,15 \text{ ppmv} \cdot \text{min}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$ une constante dépendant de la géométrie de l’actionneur

3. MESURE DE LA QUANTITÉ D'OZONE PRODUITE PAR UN ACTIONNEUR DBD

DBD

et des conditions environnementales. La valeur de k a aussi été déterminée par la méthode des moindres carrés.

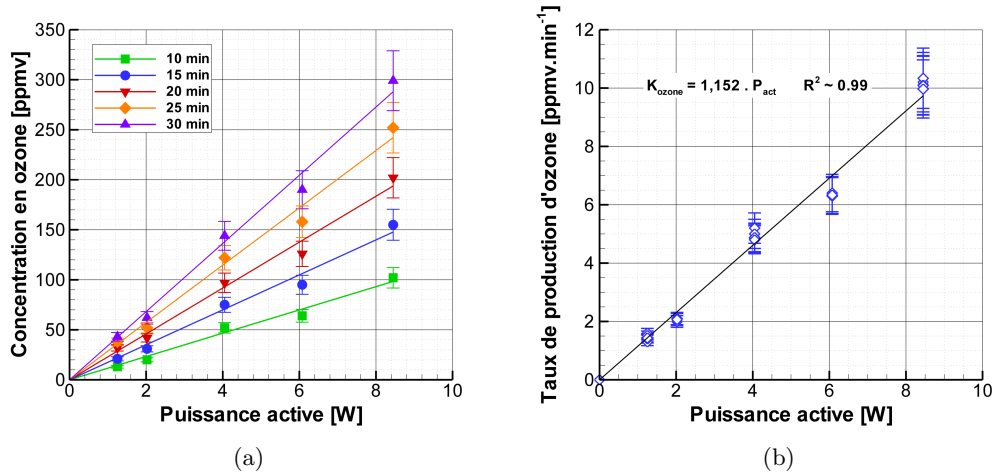


FIGURE 2.6 – Evolution de la concentration en ozone en fonction de la puissance active consommée, au bout d’une durée déterminée (a) et par minute (b).

Ce taux de production a été calculé pour une longueur L_{act} de plasma de 10 cm. Par exemple, pour le couple 12 kV et 1 kHz ($P_{elec} = 8,45$ W), le taux de production avoisine les $10 \text{ ppmv}\cdot\text{min}^{-1}$ (soit environ $21 \text{ mg}\cdot\text{m}^{-3}\cdot\text{min}^{-1}$). En rapportant le taux de production d’ozone au volume de l’enceinte, l’actionneur plasma produit $14,9 \text{ g}\cdot\text{kWh}^{-1}$ soit dix fois moins qu’un ozonateur optimisé (Tong *et al.* [115]). Cette production d’ozone est donc relativement faible d’un point de vue industriel. Cependant, cette production d’ozone est à prendre en compte d’un point de vue environnemental, en particulier pour des applications de contrôle d’écoulement autour d’une aile d’avion où la longueur des actionneurs nécessite une puissance active beaucoup plus importante. D’un point de vue sanitaire, cette quantité d’ozone constitue un risque potentiel à prendre en considération lors des futures recherches expérimentales sur ce type de décharge. En effet, à l’intérieur de l’enceinte, la quantité d’ozone produite par l’actionneur DBD en une minute dépasse le seuil d’exposition maximum de 9 ppmv indiqué sur la fiche technique de l’INRS [113].

4 Influence de l'azote et de l'oxygène sur les propriétés de la décharge

L'air ambiant est un mélange gazeux constitué en fraction volumique d'environ 80% de diazote N_2 , 20% de dioxygène O_2 et de moins de 1% d'autres gaz tels que l'argon, le néon ou encore le dioxyde de carbone. Cette proportion volumique entre les atomes d'oxygène et d'azote influence directement le comportement d'une DBD surfacique et joue un rôle crucial dans le processus de transfert de quantité de mouvement à l'origine du vent ionique. Plusieurs études ont déjà suggéré que la proportion d'oxygène dans l'air influençait directement la vitesse du vent ionique (Kim *et al.* [114], Enloe *et al.* [24] et Leonov *et al.* [30]). De plus, la morphologie des filaments et leur taille sont directement influencées par la proportion de chaque espèce présente dans l'air (Allegraud [37] et Hoskinson *et al.* [39]). Afin de connaître plus en détails l'influence de l'oxygène et de l'azote sur la morphologie du plasma, ainsi que sur la génération du vent ionique, différents types de mesures ont été réalisés sous atmosphère contrôlée afin de mieux appréhender les mécanismes régissant le transfert de quantité de mouvement.

4.1 Protocole expérimental

Pour toutes les mesures qui vont être présentées par la suite, le protocole expérimental demeure identique : l'actionneur DBD est placé dans l'enceinte, face au hublot, de manière à ce que toute la décharge soit visible de l'extérieur. La pompe primaire est mise en route suffisamment longtemps pour créer un vide primaire suffisant dans l'enceinte, puis l'azote et l'oxygène sont introduits dans les proportions souhaitées pour obtenir un mélange N_2/O_2 à pression atmosphérique (le capteur de pression permet de contrôler les différents volumes de gaz à injecter). Les mesures effectuées dans cette étude ont principalement été réalisées dans trois mélanges gazeux :

- N_2 pur (moins de 3 ppmv d'impureté, $[O_2] < 2$ ppmv et $[H_2O] < 3$ ppmv).
- O_2 pur (moins de 3 ppmv d'impureté et $[H_2O] < 3$ ppmv).
- 80% N_2 / 20% O_2 appelé air ou air sec dans la suite de ce chapitre, pour différencier ce mélange de l'air ambiant.

Une purge de l'enceinte est réalisée une fois les mesures effectuées et avant tout autre série de mesures : le système de pompage est remis en route pour créer un vide primaire dans l'enceinte, puis un nouveau mélange est introduit. De cette façon, les risques de pollution d'un mélange par son prédécesseur sont évités.

4. INFLUENCE DE L'AZOTE ET DE L'OXYGÈNE SUR LES PROPRIÉTÉS DE LA DÉCHARGE

4.2 Morphologie de la décharge

4.2.1 Visualisation globale de la décharge

Des photographies de la décharge ont d'abord été réalisées avec un appareil photo de type bridge (Panasonic[®], modèle Lumix DMC-FZ38) afin d'observer les changements de morphologie du plasma tels qu'on peut les voir à l'œil nu. Des images de la décharge plasma dans l'azote pur (Fig.2.7), dans l'oxygène pur (Fig.2.8) et dans l'air (Fig.2.9) sont représentées pour différentes amplitudes de tension et à une fréquence constante de 1 kHz. Les réglages de l'appareil photo sont identiques pour tous les cas de figure : temps d'exposition de 20 s, $F/3.14$, $ISO - 400$.

Visuellement, plusieurs différences majeures sont observables : la couleur, l'intensité lumineuse et la tension d'allumage du plasma sont différentes selon le gaz utilisé. Dans l'azote, l'intensité lumineuse est plus importante que dans l'air et la couleur du plasma tend plus vers le bleu ; la décharge s'allume plus tôt et paraît beaucoup plus homogène. Dans l'oxygène, l'intensité lumineuse est plus faible que dans l'air et la couleur du plasma tend vers le blanc et le jaune ; la tension d'allumage est plus importante que pour les autres gaz. Pour tous les gaz, l'extension du plasma augmente avec l'amplitude de tension, tout comme l'intensité lumineuse, qui est particulièrement forte dans l'espace inter-électrode où des filaments de plasma très lumineux se développent.

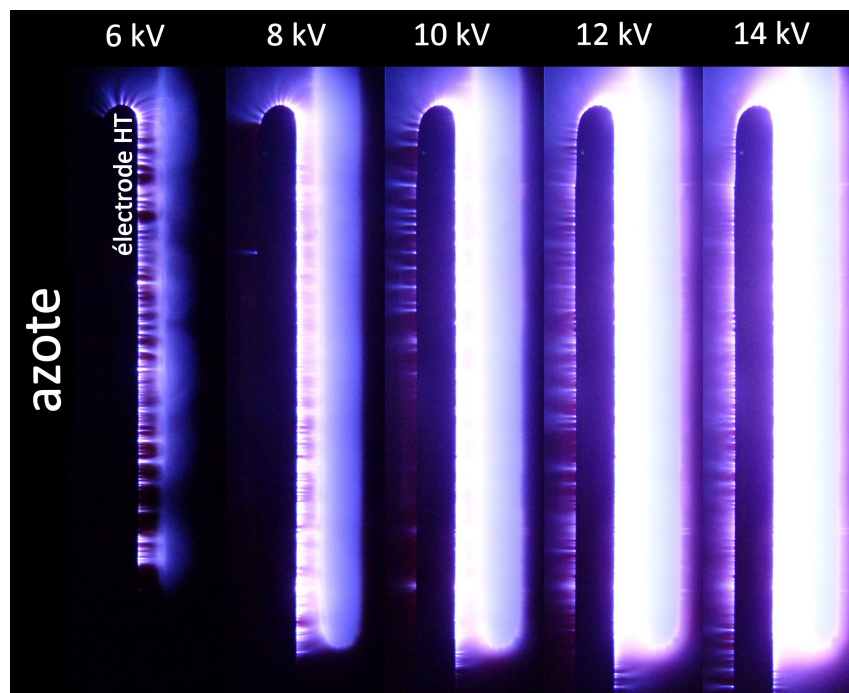


FIGURE 2.7 – Photographie de la décharge dans l'azote pur à 1 kHz.

CHAPITRE 2. CARACTÉRISATION DE L'ACTIONNEUR PLASMA

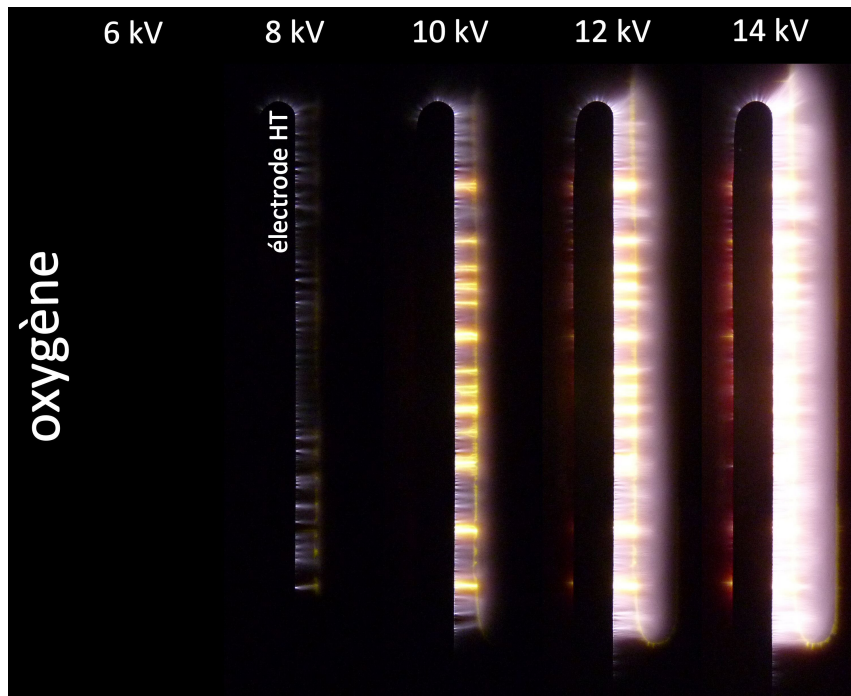


FIGURE 2.8 – Photographie de la décharge dans l'oxygène pur à 1 kHz.

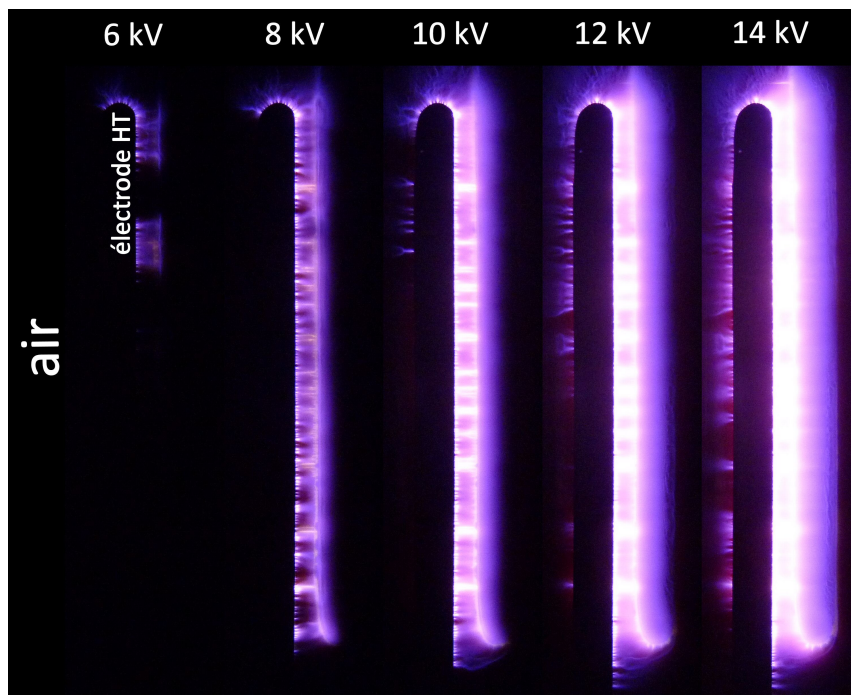


FIGURE 2.9 – Photographie de la décharge dans l'air à 1 kHz.

4. INFLUENCE DE L'AZOTE ET DE L'OXYGÈNE SUR LES PROPRIÉTÉS DE LA DÉCHARGE

4.2.2 Imagerie ICCD

Dans le but d'obtenir plus de détails sur la structure de la décharge plasma, en particulier pendant les alternances positive (phase anodique) et négative (phase cathodique), des images de la décharge ont été réalisées avec une caméra ICCD (le principe de fonctionnement est détaillé en annexe) de marque Andor[®] (modèle iSTAR DH734-18F-950) équipée d'un objectif Nikon[®] 60 mm (série AF Micro Nikkor) et placée face au hublot latéral pour visualiser la décharge (Fig.2.2).

Les images ont été enregistrées avec un temps d'ouverture de 200 μ s et un retard à l'ouverture de 100 μ s par rapport au début de chaque alternance, ce qui est largement suffisant pour capturer plusieurs micro-décharges au sein de chaque phase active⁽²⁾. Toutes les images ont été traitées avec le logiciel Matlab[®] (contraste et saturation) et sont présentées en négatif afin de faire ressortir au mieux les détails des différentes structures. La morphologie de la décharge est présentée, selon chaque alternance, pour différentes amplitudes de tension mais à une fréquence constante de 1 kHz. Pour rappel, le vent ionique est induit de l'électrode haute tension vers l'électrode de masse.

Décharge dans l'azote pur

- *Phase anodique* : des streamers sont initiés au niveau de l'électrode haute tension ($x = 0$ mm), traversent l'espace inter-électrode et se propagent quasiment jusqu'à la fin de l'électrode de masse pour une tension de 6 kV. Ils se propagent de manière rectiligne dans l'espace inter-électrode mais se divisent en arrivant au-dessus de l'électrode de masse ($x = 3$ mm), leur trajectoire variant alors de façon chaotique. A faible tension, les filaments sont encore peu nombreux et demeurent assez espacés. Lorsque l'amplitude de tension augmente, leur nombre s'accroît tout comme leur longueur qui peut dépasser les 9 mm. Les filaments sont de plus en plus ramifiés et sont parfois initiés à partir du même site. On voit ainsi apparaître des canaux ionisés très lumineux dans l'espace inter-électrode, sorte de passage préférentiel pour les streamers. A 14 kV il devient difficile d'observer les filaments sur toute leur longueur tant l'intensité lumineuse due à la superposition des filaments est forte entre les deux électrodes.
- *Phase cathodique* : des spots d'ionisation sont éparpillés au niveau du bord de l'électrode de haute tension ($x = 0$ mm). Des filaments diffus y sont initiés et se propagent dans l'espace inter-électrode. La forte intensité lumineuse issue des spots rend leur observation difficile avec ce temps d'ouverture. Quand la tension augmente, le nombre de spots d'ionisation devient plus important mais leur répartition reste peu équilibrée. Les filaments diffus, quant à eux, restent cantonnés dans l'espace inter-électrode et il faut atteindre une amplitude de 14 kV pour voir une répartition plus équilibrée le long de l'électrode haute tension.

(2). Le temps de propagation d'une micro-décharge est de l'ordre de 100 ns (Enloe *et al.* [24]).

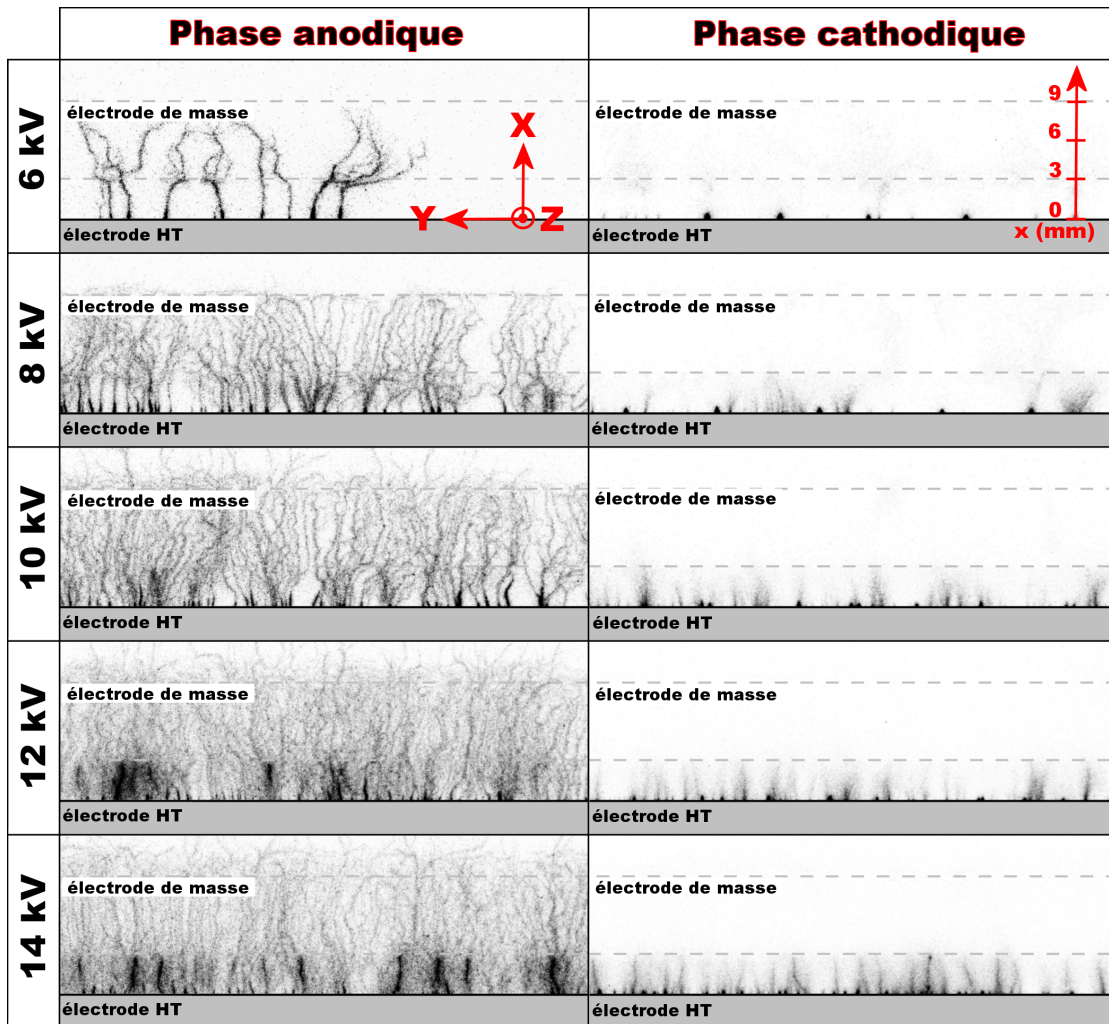


FIGURE 2.10 – Structure de la décharge dans l'azote pur pour différentes amplitudes de tension, $F_{HT} = 1$ kHz, temps d'ouverture ICCD de $200 \mu\text{s}$, retard à l'ouverture de $100 \mu\text{s}$.

Décharge dans l'oxygène pur

- *Phase anodique* : l'allumage du plasma nécessite une amplitude de tension plus importante que pour une décharge dans l'azote (2.10). Les streamers sont plus courts que dans l'azote mais ils sont plus diffus, dépourvus de ramifications et leurs trajectoires sont parallèles. La longueur, le nombre et l'intensité lumineuse des filaments augmentent avec la tension. Pour des amplitudes supérieures à 10 kV, les filaments atteignent la fin de l'électrode de masse ($x = 9$ mm) et leur répartition est plus équilibrée, mais ils restent difficiles à observer à cause du nombre important de canaux ionisés qui génèrent une intensité lumineuse très importante dans l'espace inter-électrode.

4. INFLUENCE DE L'AZOTE ET DE L'OXYGÈNE SUR LES PROPRIÉTÉS DE LA DÉCHARGE

- *Phase cathodique* : l'allumage du plasma nécessite toujours une amplitude de tension plus importante que dans l'azote. La morphologie de la décharge est très différente du cas précédent : de fins filaments ont remplacé les spots diffus et se propagent de façon rectiligne dans l'espace inter-électrode. Leur nombre est cependant restreint pour des tensions inférieures à 10 kV. Quand la tension augmente, le nombre de filaments augmente lui aussi mais reste faible, rendant la décharge peu homogène spatialement. Certains filaments, plus intenses, se propagent jusqu'au milieu de l'électrode de masse ($x = 6$ mm). Au-delà de 10 kV, ces filaments deviennent fortement lumineux et observent un changement brutal de trajectoire, certains d'entre eux se ramifient et viennent longer la fin de l'électrode de masse ($x = 9$ mm). Ce type de filaments est similaire aux sparks négatifs (Larigaldie [35], Merrill *et al.* [34]) qui se forment dans l'air et témoignent du passage au régime filamentaire (Joussot [7, 36]).

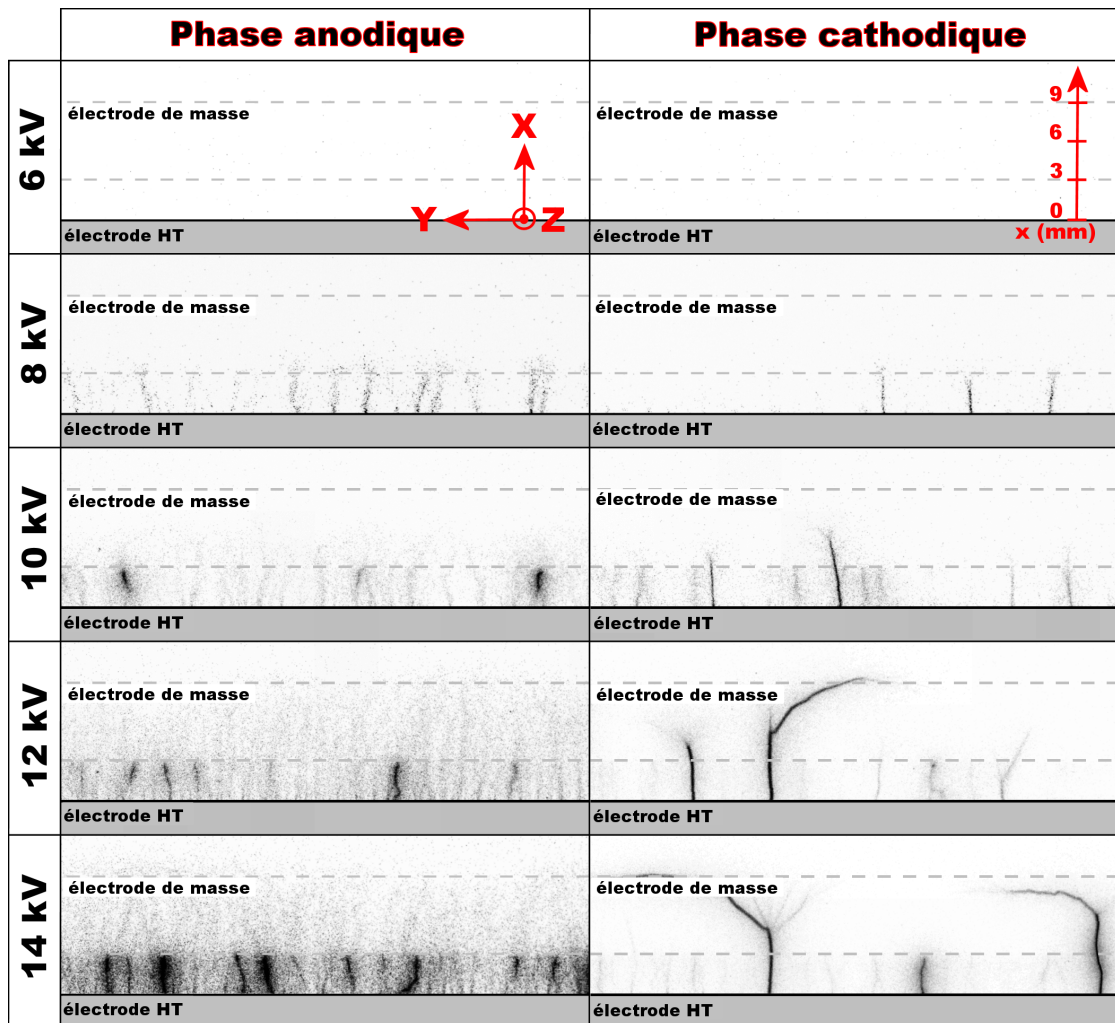


FIGURE 2.11 – Structure de la décharge dans l'oxygène pur pour différentes amplitudes de tension, $F_{HT} = 1$ kHz, temps d'ouverture ICCD de $200 \mu s$, retard à l'ouverture de $100 \mu s$.

Décharge dans l'air sec

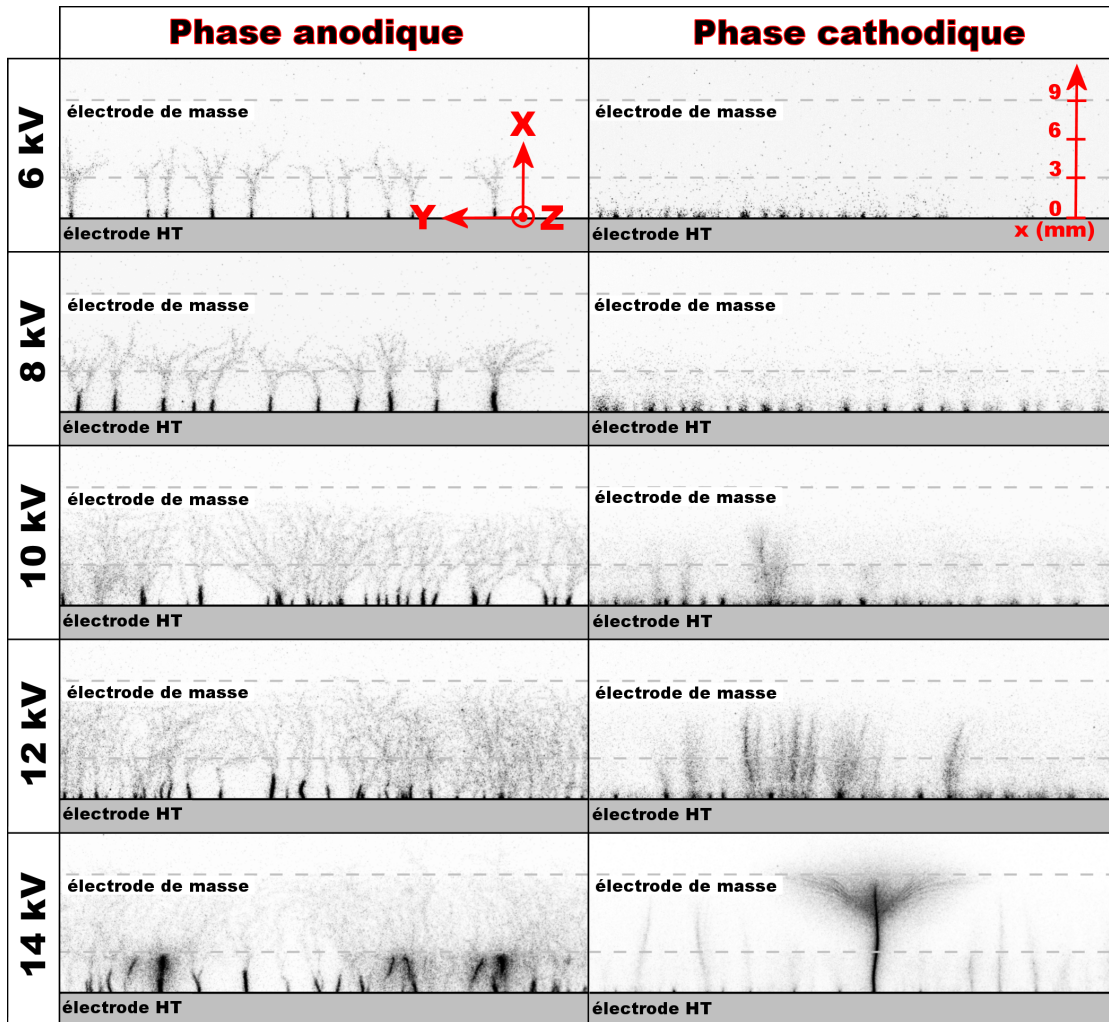


FIGURE 2.12 – Structure de la décharge dans l'air sec pour différentes amplitudes de tension, $F_{HT} = 1 \text{ kHz}$, temps d'ouverture ICCD de $200 \mu\text{s}$, retard à l'ouverture de $100 \mu\text{s}$.

- *Phase anodique* : la morphologie de la décharge est très similaire à celle observée dans l'azote : des streamers ramifiés se propagent au-dessus du diélectrique. La taille des filaments, leur longueur, leur luminosité et leur nombre de ramifications augmentent avec l'amplitude de tension. A partir de 12 kV, la longueur de filaments avoisine les 9 mm et des canaux d'ionisation communs font leur apparition dans l'espace inter-électrode. La répartition des filaments demeure moins équilibrée que dans l'azote.
- *Phase cathodique* : tout comme dans l'azote, des spots d'ionisation sont présents au niveau du bord de l'électrode de haute tension ($x = 0 \text{ mm}$) mais leur nombre est plus important. Quand la tension augmente, le nombre de filaments diffus augmente

4. INFLUENCE DE L'AZOTE ET DE L'OXYGÈNE SUR LES PROPRIÉTÉS DE LA DÉCHARGE

et leur longueur s'étend jusqu'au milieu de l'électrode de masse ($x = 6$ mm), leur répartition s'équilibre le long de l'électrode haute tension. A partir de 10 kV, certains filaments diffus vont se densifier et devenir plus lumineux que les autres. Dès que l'amplitude de tension atteint les 14 kV, des sparks négatifs font leur apparition comme dans l'oxygène. Ces canaux d'ionisation très denses s'étendent au-dessus de l'électrode de masse et se ramifient à leur extrémité. Leur intensité lumineuse est telle qu'il est très difficile d'observer les autres filaments.

Synthèse et interprétation des résultats

Afin de comprendre les mécanismes à l'origine du transfert de quantité de mouvement, il faut s'intéresser à la propagation des filaments de plasma. Des images ont été enregistrées dans trois mélanges gazeux : l'air, l'azote et l'oxygène. L'air est majoritairement composé de diazote N_2 et de dioxygène O_2 qui est une espèce électronégative. O_2 a donc tendance à attirer des électrons pour former des ions négatifs contrairement à N_2 . Les précédentes figures illustrent bien les différences morphologiques des filaments dans N_2 pur et O_2 pur. Le rôle joué par O_2 dans la propagation et l'aspect des streamers a notamment été étudié par Pancheshnyi *et al.* [116, 117] et Briels *et al.* [118, 119] dans le cadre d'une décharge volumique de type pointe plan. Pour plus de clarté dans l'interprétation de ces résultats, l'influence de la variation du rapport volumique N_2 / O_2 sur la morphologie de la décharge est illustrée sur la figure 2.13. Les images présentées résultent d'une accumulation de 20 images, chacune enregistrée avec un temps d'ouverture de $250 \mu s$ synchronisé avec le passage à zéro de la tension afin de couvrir le premier et le troisième quart d'une période.

- *Phase anodique* : Dans leur travaux, Pancheshnyi *et al.* [116, 117] attribuent les phénomènes de ramification des streamers à une distribution non-homogène des électrons et des ions négatifs. Lorsqu'un streamer se propage, il va chercher à rejoindre l'endroit du diélectrique où le champ électrique est le plus élevé. Si la distribution des charges négatives est homogène, le streamer va se propager rectilignement vers la cathode. Si cette distribution n'est pas homogène, il va se propager là où des charges renforcent localement le champ électrique, sa trajectoire va devenir plus chaotique et des ramifications vont apparaître. Pancheshnyi [116] observe que la propagation d'un streamer est plus chaotique dans l'azote où la concentration en ions négatifs est moins importante que dans l'oxygène. Dans une autre étude, Pancheshnyi *et al.* [117] soulignent l'importance du rôle joué par les ions O_2^- : dans l'oxygène pur, leur concentration est plus importante et ils constituent une source d'électrons par détachement. La distribution des charges négatives est plus homogène au début de la phase anodique et rend ainsi la trajectoire du streamer plus rectiligne dans l'oxygène. Par ailleurs, la concentration en O_2 influe sur le champ électrique dans la tête du streamer. Pancheshnyi [116] observe que l'ajout de quelques pourcents de dioxygène dans le diazote pur entraîne une diminution de 40% de l'intensité du champ électrique à sa tête, ce qui pourrait expliquer pourquoi les filaments sont plus courts dans O_2 pur (Fig.2.13). Par ailleurs, plus le pourcentage de O_2 augmente, plus l'intensité lumineuse des filaments est importante dans l'espace inter-électrode. Dans O_2

CHAPITRE 2. CARACTÉRISATION DE L'ACTIONNEUR PLASMA

pur, cette luminosité est telle qu'il est très difficile d'observer les autres streamers qui s'étendent pourtant jusqu'à la fin de l'électrode de masse (Fig.2.13). L'augmentation de la concentration en O_2 semble favoriser la propagation des filaments au sein de canaux ionisés communs entre les deux électrodes. Il est important de signaler que pour chaque mélange gazeux, ces canaux ionisés se forment aux mêmes endroits. Ceci peut être expliqué par un fort champ électrique entre les deux électrodes, renforcé localement par des effets de pointe dus à la rugosité du bord de l'électrode haute tension (Leonov *et al.* [30]).

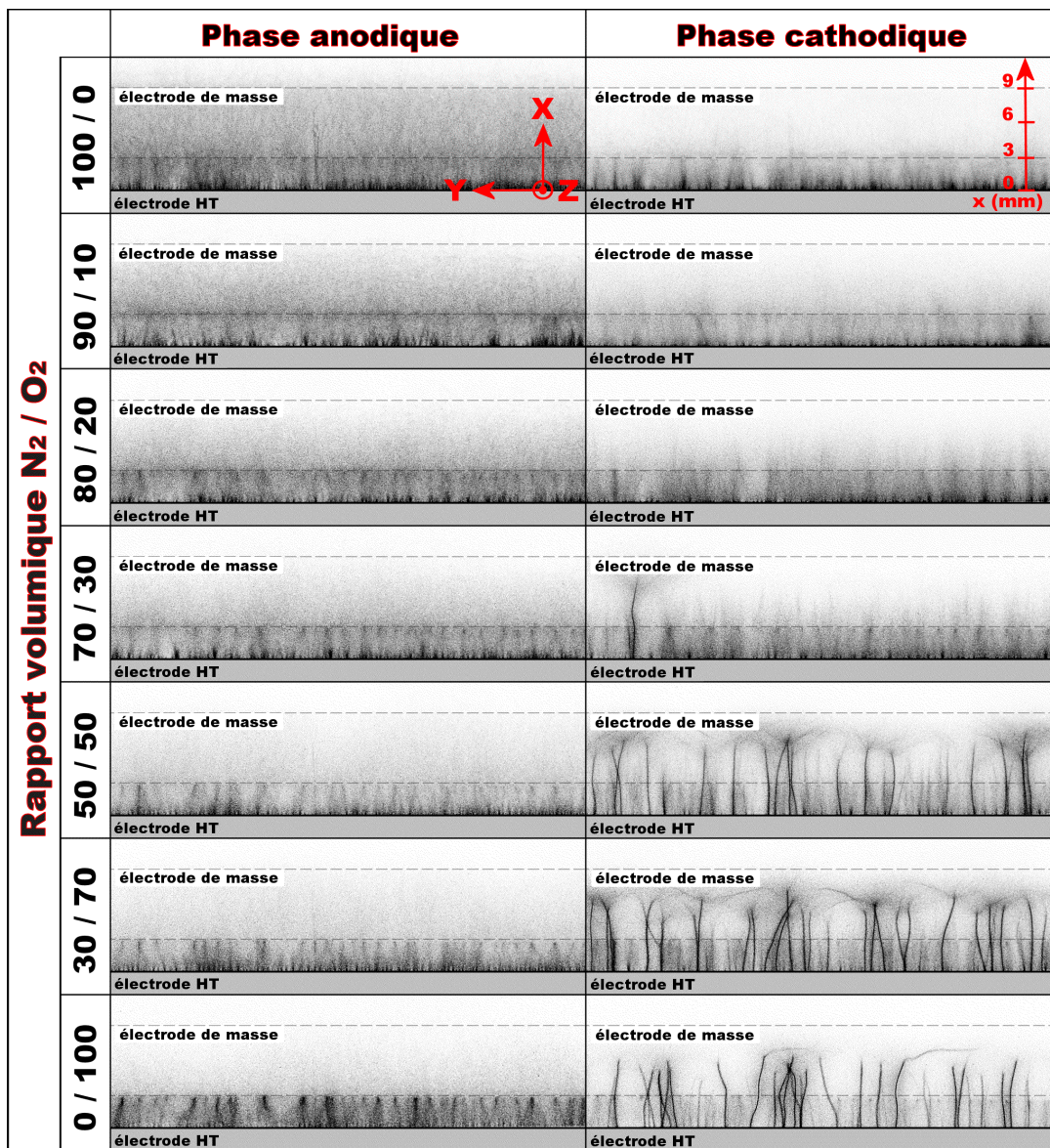


FIGURE 2.13 – Structure de la décharge pour différents rapports volumiques N_2 / O_2 , $V_{HT} = 12 \text{ kV}$ $F_{HT} = 1 \text{ kHz}$, temps d'ouverture ICCD de $250 \mu\text{s}$, 20 images accumulées.

4. INFLUENCE DE L'AZOTE ET DE L'OXYGÈNE SUR LES PROPRIÉTÉS DE LA DÉCHARGE

- *Phase cathodique* : Dans N_2 pur, les filaments diffus se propagent dans l'espace inter-électrode alors que dans l'air ils s'étendent jusqu'au milieu de l'électrode de masse. Dans O_2 pur, on observe deux types de filaments : des filaments qui font la liaison entre les bords de chaque électrode et des sparks négatifs qui se propagent rectilignement au-dessus de l'électrode de masse quand la tension est assez élevée. La présence d'atomes d'oxygène joue donc un rôle très important sur la morphologie de la décharge pendant la phase cathodique. La figure 2.13 met en évidence l'influence du rapport volumique N_2 / O_2 sur l'apparition de ces sparks négatifs : plus la proportion en O_2 augmente au sein du mélange, plus on observe ce type de filament, caractéristique du régime filamentaire.

Ces sparks négatifs font leur apparition dans l'air et dans O_2 lorsque l'amplitude de tension dépasse un certain seuil, on passe alors du régime diffus au régime filamentaire (Joussot [7, 36]). D'après les travaux de Toepler [120], Larigaldie [35] et Odic *et al.* [121], le changement de régime de décharge dans l'air se manifeste au-delà d'une tension seuil $V'_s(e, \epsilon_r)$, fonction de l'épaisseur du diélectrique e en cm et de sa permittivité relative ϵ_r :

$$V'_s = 119 \sqrt{\frac{e}{\epsilon_r}} \quad (\text{E-2.6})$$

Dans le cas de notre actionneur, la tension seuil avoisine les 13,3 kV ce qui est proche des 13,5 kV mesurés dans cette étude. Dans ses travaux de thèse, Joussot [7] avait déjà vérifié cette loi empirique sur une géométrie très proche de celle utilisée dans cette étude. Cette tension seuil diminue lorsque la concentration en O_2 augmente et avoisine les 11 kV dans l'oxygène pur. D'après Boulay et Larigaldie [122], l'apparition des sparks négatifs serait conditionnée par les charges positives déposées par les streamers à la surface du diélectrique pendant la phase anodique. Cette hypothèse a été confirmée par Joussot [7] qui a observé que la distance entre l'électrode haute tension et les zones de ramification et de bifurcation de ces filaments correspondaient à celles parcourues par les streamers durant la phase anodique. Dans nos conditions expérimentales, aucun spark négatif n'a été observé dans N_2 pur, la présence d'ions négatifs semble donc nécessaire à l'apparition de ce phénomène.

4.3 Paramètres électriques

4.3.1 Courant de décharge

Des mesures de courant électrique ont été effectuées dans l'air, l'azote et l'oxygène afin d'observer le comportement de la décharge au cours d'une période. L'évolution du courant de décharge a été enregistrée, dans chaque gaz, en fonction du temps pour le couple 10 kV/1 kHz afin de rester dans un régime diffus. Pour chaque mélange gazeux, une mesure instantanée du courant de décharge est observée sur une période, puis un agrandissement de l'échelle d'intensité a été réalisé. Cet agrandissement ne correspond pas à un zoom de la mesure globale, mais à une autre mesure instantanée où le réglage du

calibre de l'oscilloscope a été choisi pour faire ressortir les petites impulsions de courant au dépend des plus importantes. Notons que les pics de courant négatifs observés durant la phase anodique et inversement, les pics de courant positifs observés durant la phase cathodique n'ont pas de sens d'un point de vue de physique. Ce phénomène est propre à l'imperfection de la sonde de courant utilisée.

La figure 2.14(e) illustre l'évolution du courant de décharge dans l'air sec. Les impulsions de courant sont plus importantes durant la phase anodique (jusqu'à 250 mA) où des streamers se propagent pendant le premier quart de période. Durant la phase cathodique, des impulsions de courant, de l'ordre de quelques dizaines de mA, se superposent à une composante à variation lente du courant (Fig.2.14(f)). Cette composante, mise en évidence par Pons *et al.* [3], est similaire à celle observée dans une décharge de type couronne. Le courant mesuré est égal à la superposition d'une composante capacitive, d'une composante couronne (pic de courant de faible intensité) et d'une composante liée à la propagation des streamers (pic de courant d'intensité plus élevée).

La figure 2.14(a) illustre l'évolution du courant de décharge dans N_2 . Contrairement au courant enregistré dans l'air, la phase anodique commence vers la fin de l'alternance négative ($t = 450 \mu s$). La présence de charges résiduelles à la surface du diélectrique est la raison ce phénomène. Bien que les streamers soient plus longs et plus ramifiés dans N_2 , les pics de courant y sont moins importants que dans l'air, mais leur nombre est plus élevé et la durée des impulsions est légèrement plus importante comme l'avait constaté Allegraud [37] dans ses travaux de thèse.

La figure 2.14(c) illustre l'évolution du courant de décharge dans O_2 . Pendant la phase anodique, les pics de courant sont moins nombreux que dans l'air, mais leur intensité est beaucoup plus importante et peut dépasser les 400 mA. Ces fortes impulsions induisent des perturbations du signal de courant et sont à l'origine des impulsions de courant négatives observées (Fig.2.14(c)). Durant la phase cathodique, la présence de grands pic négatifs dus à la propagation des sparks négatifs, comme ceux observés par Jousot *et al.* [7, 36], est la aussi visible. La composante couronne est plus importante que dans N_2 , mais reste plus faible que dans l'air (Fig.2.14(d)).

La morphologie du courant de décharge est donc elle aussi très liée au rapport volumique N_2 / O_2 . Pendant la phase anodique, l'augmentation de la proportion en O_2 a pour conséquence la diminution du nombre de pics de courants, mais aussi l'accroissement de leur intensité. Ces résultats confirment l'importance du rôle joué par O_2 dans la propagation des streamers, aussi observée par Allegraud [37] et Pancheshnyi *et al.* [117] et attribué à son fort coefficient d'attachement. Pendant la phase cathodique, l'augmentation de la proportion en O_2 a pour conséquence l'augmentation de l'intensité des pic de courant. Par ailleurs, le passage du régime diffus au régime filamentaire semble lié à la présence des ions O_2^- .

4. INFLUENCE DE L'AZOTE ET DE L'OXYGÈNE SUR LES PROPRIÉTÉS DE LA DÉCHARGE

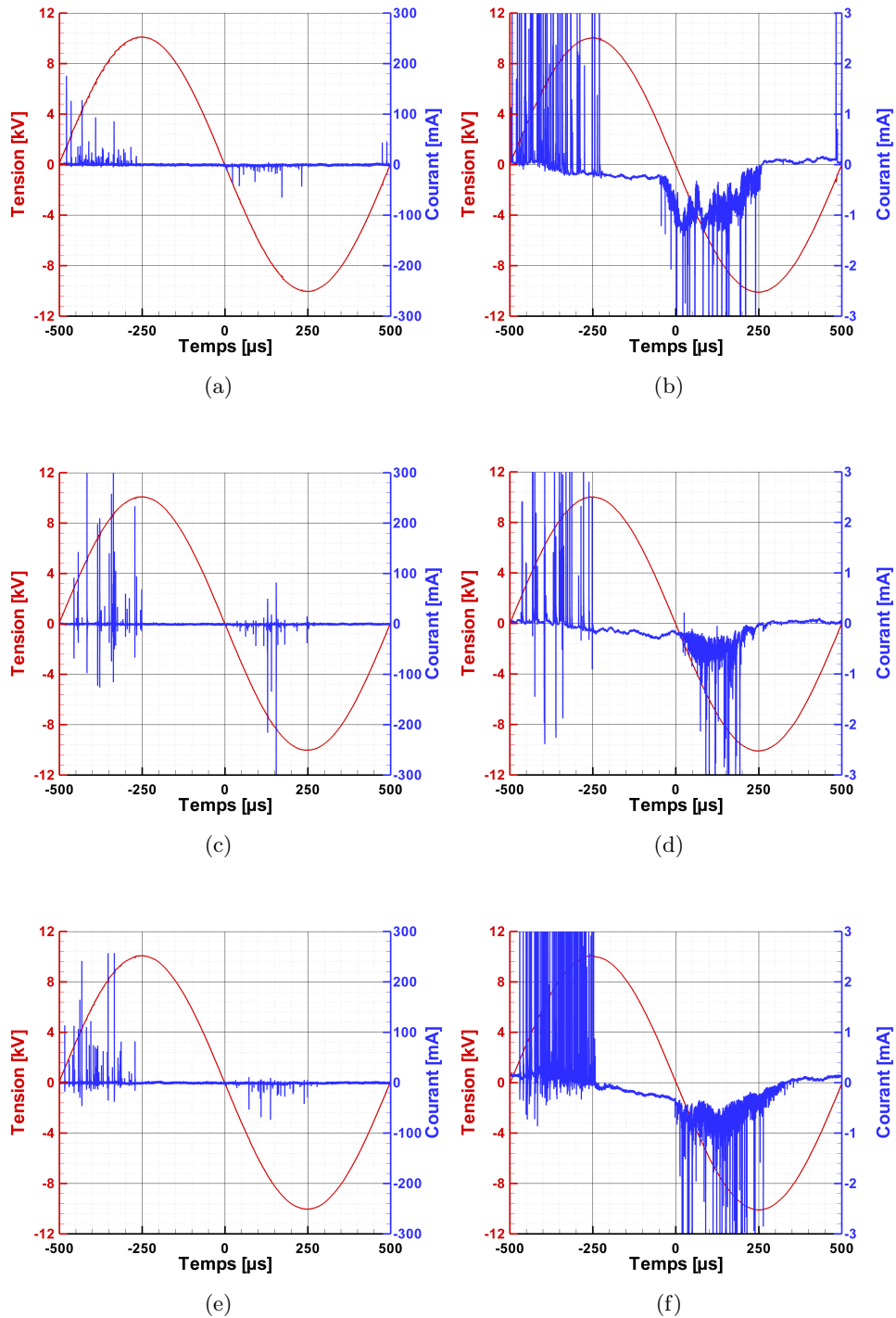


FIGURE 2.14 – Courant de décharge sur une période dans N_2 pur ((a) et (b)), dans O_2 pur ((c) et (d)) et dans l'air sec ((e) et (f)), $V_{HV}=10\text{ kV}$ and $F_{HV}=1\text{ kHz}$.

CHAPITRE 2. CARACTÉRISATION DE L'ACTIONNEUR PLASMA

4.3.2 Puissance active consommée

En complément des mesures de courant, des mesures de puissance active ont été réalisées dans l'air, l'azote et l'oxygène en fonction de la tension et à une fréquence constante de 1 kHz. La loi de puissance empirique, détaillée dans le chapitre 1 pour ce type de géométrie, reste applicable aux résultats expérimentaux de notre étude pour tous les mélanges gazeux testés :

$$P_{elec} = A \cdot F_{HT} (V_{HT} - V_0)^2 \quad (\text{E-2.7})$$

où A est une constante dépendant de la géométrie de l'actionneur, des conditions environnementales et du type de gaz. V_0 correspond à la tension d'allumage du plasma et P_{elec} est la puissance active consommée par unité de longueur. Le tableau 2.3 nous donne les différentes valeurs des paramètres A et V_0 en fonction du gaz utilisé lors de la décharge.

Tableau 2.3 – Valeurs des paramètres V_0 et A de la loi empirique pour différents mélanges gazeux.

Gaz	V_0 (kV)	A (W.m ⁻¹ .Hz ⁻¹ .kV ⁻²)
Air	5,5	$2 \cdot 10^{-3}$
Azote	4,3	$1,65 \cdot 10^{-3}$
Oxygène	6,5	$2,5 \cdot 10^{-3}$

Pour chaque gaz, la puissance augmente linéairement avec la fréquence du signal et quadratiquement avec $V_{HT} - V_0$, cependant elle diffère quand on fait varier le rapport volumique N_2/O_2 (Fig.2.15). La figure 2.15 illustre l'évolution de la puissance active consommée par unité de longueur en fonction de la tension pour différents mélanges gazeux.

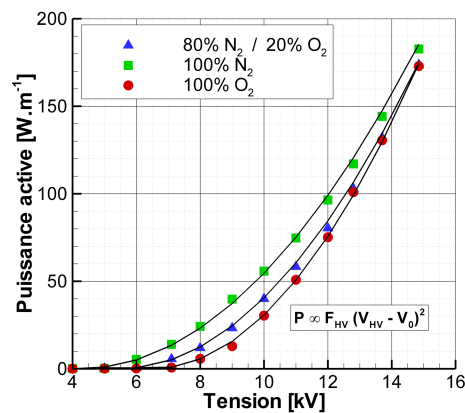


FIGURE 2.15 – Puissance active consommée par unité de longueur en fonction de la tension pour différents mélanges gazeux, $F_{HV}=1$ kHz.

4. INFLUENCE DE L'AZOTE ET DE L'OXYGÈNE SUR LES PROPRIÉTÉS DE LA DÉCHARGE

Si on choisit l'air comme gaz de référence, la tension d'allumage V_0 est plus faible dans N_2 et plus élevée dans O_2 comme l'avait révélée l'imagerie ICCD. Ensuite, la puissance consommée est plus importante dans N_2 et plus faible dans O_2 , mais cette différence tend à s'effacer lorsqu'on se rapproche du régime filamentaire : à partir de 13,5 kV (apparition du régime filamentaire dans l'air) la puissance consommée est équivalente dans l'air et l'oxygène, de plus, l'écart avec la valeur mesurée dans N_2 devient inférieur à une dizaine de $W \cdot m^{-1}$.

Le rapport volumique N_2/O_2 a donc une influence directe sur la puissance active consommée pendant la décharge. Les mesures de courant et l'imagerie ICCD nous ont permis d'observer que, pendant la phase anodique, l'augmentation de la proportion en O_2 a pour conséquence la diminution du nombre de streamers et par conséquent la diminution du nombre de pics de courants. Cependant, ces observations restent uniquement vraies en régime diffus. Dès lors que la décharge passe en régime filamentaire, les sparks négatifs dus à la présence d'oxygène viennent accroître la puissance active consommée.

4.4 Vitesse du vent ionique

4.4.1 Mesures de vitesse dans différents mélanges gazeux

Après avoir constaté l'importance du rôle joué par O_2 sur la morphologie de la décharge, son influence sur la vitesse moyenne du vent ionique a été observée. Des mesures de vitesse ont donc été réalisées par le biais d'un capteur de pression différentiel de marque GE Druck® (modèle LPM 9481 0,2 mbar) relié à l'enceinte par les deux raccords de type SWAGELOK® (Fig.2.3(a)). Un de ces raccords est relié à une prise de pression statique P_{stat} , pour mesurer la pression ambiante dans l'enceinte. L'autre est relié à un capillaire en verre profilé mesurant 0,4 mm de diamètre d'entrée, pour mesurer la pression totale P_{tot} générée par l'écoulement induit. Un système de déplacement trois axes est utilisé pour piloter le capillaire à l'intérieur de l'enceinte (Fig.2.16).

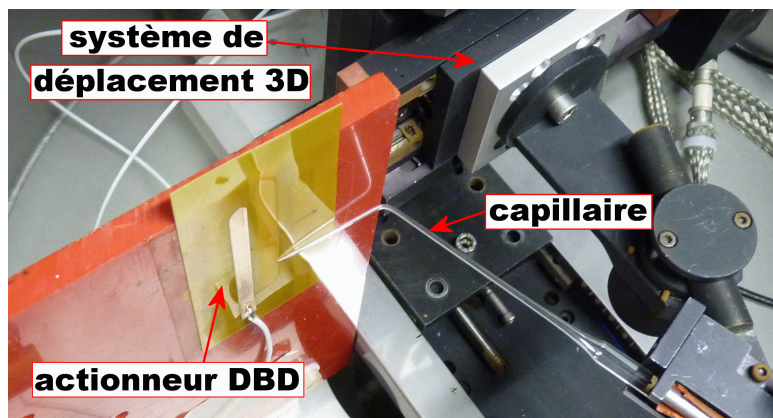


FIGURE 2.16 – Photographie du montage expérimental pour les mesures de vitesse.

CHAPITRE 2. CARACTÉRISATION DE L'ACTIONNEUR PLASMA

Le capteur différentiel nous donne la différence de pression entre P_{tot} et P_{stat} permettant ainsi de remonter jusqu'à la vitesse moyenne U de l'écoulement grâce à l'équation suivante, faisant intervenir la masse volumique ρ du gaz :

$$U = \sqrt{\frac{2 \cdot (P_{tot} - P_{stat})}{\rho}} \quad (\text{E-2.8})$$

La Figure 2.17 illustre un schéma de l'actionneur ainsi que du repère orthogonal utilisé pour les mesures de vitesse. Les profils de vitesse ont été réalisés selon une direction donnée, dans un plan défini par les deux autres axes. L'abscisse $x = 0$ mm correspond au bord de l'électrode haute tension, les abscisses $x = 3$, $x = 6$ et $x = 9$ mm correspondent respectivement au début, au milieu et à la fin de l'électrode de masse. L'ordonnée $y = 0$ mm correspond quant à elle au milieu de l'actionneur. La hauteur minimale à laquelle les mesures ont été réalisées est de $z = 0,25$ mm, elle correspond à la position où l'extrémité du capillaire est en contact avec le diélectrique. Les contraintes imposées par le montage expérimental ne nous permettent malheureusement pas d'effectuer des mesures résolues en temps ou en moyenne de phase. **Les valeurs de vitesse obtenues sont mesurées sur plusieurs dizaines de secondes, puis moyennées.** De plus, le pas du robot n'assure pas une résolution spatiale suffisante pour effectuer des calculs de débit massique précis en proche paroi (Forte *et al.* [29] et Boucinha [6]).

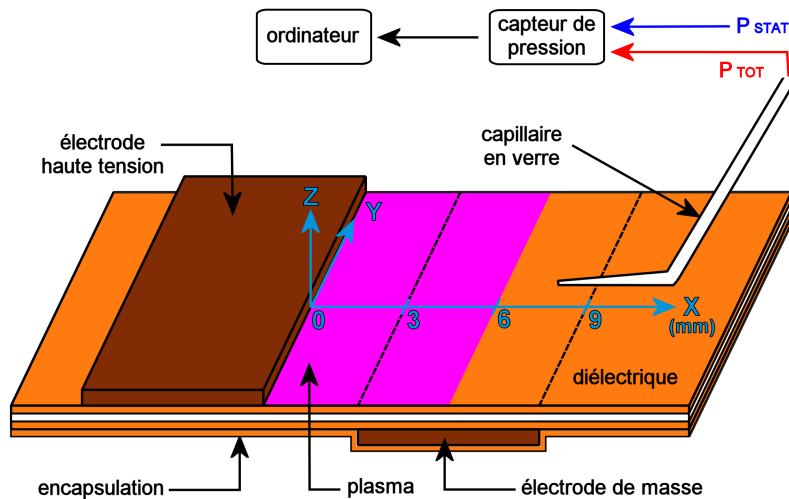


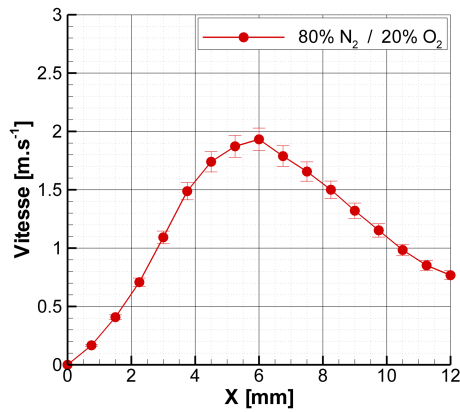
FIGURE 2.17 – Schéma de l'actionneur et du repère orthonormal pour les mesures de vitesse, vue en perspective.

Une première série de mesures a été effectuée dans l'air, selon chaque direction du repère orthonormal et est représentée sur la figure 2.18 pour le couple $V_{HT} = 12$ kV et $F_{HT} = 1$ kHz. La figure 2.18(a) illustre l'évolution de la vitesse moyenne en proche paroi selon X. Dans l'espace inter-électrode, la vitesse passe de $0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, au bord de l'électrode haute tension, à un peu plus de $1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ au début de l'électrode de masse. Elle atteint une valeur maximale de $1,9 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ pour $x = 6$, puis diminue progressivement.

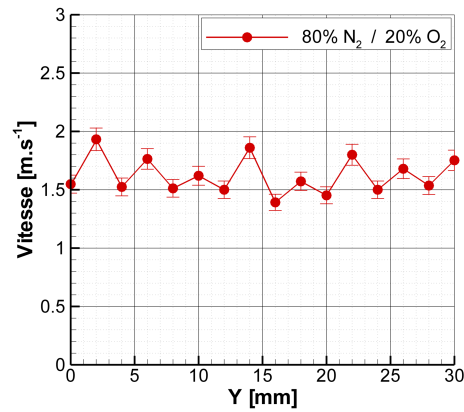
4. INFLUENCE DE L'AZOTE ET DE L'OXYGÈNE SUR LES PROPRIÉTÉS DE LA DÉCHARGE

Selon Y, une fluctuation de la vitesse moyenne est observable (Fig.2.18(b)). Son évolution en dent de scie est due aux irrégularités du bord de l'électrode haute tension, la vitesse est plus importante là où des rugosités concentrent le champ électrique, comme l'avait aussi constaté Leonov dans ses travaux (Leonov *et al.* [30]). La périodicité de cette évolution peut s'expliquer par l'hypothèse suivante : le procédé de découpe de l'électrode de cuivre entraîne une répartition périodique des irrégularités sur ses bords.

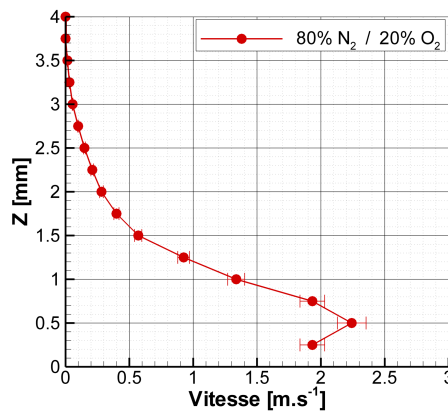
Le balayage selon Z (Fig.2.18(c)) permet de retrouver un profil de vitesse en forme de jet de paroi, classique de ce type d'actionneur (Forte *et al.* [29], Dong [5] et Boucinha [6]). Cependant, la résolution spatiale est trop limitée pour déterminer précisément la hauteur pour laquelle la vitesse de l'écoulement est maximale. Un maximum de $2,25 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ est enregistré pour $z = 0,5 \text{ mm}$, mais il est fort probable que la vitesse est légèrement plus importante entre $z = 0,5 \text{ mm}$ et $z = 0,25 \text{ mm}$ ((Forte *et al.* [29] et Boucinha [6]).



(a) $z=0,25 \text{ mm}$, $y=2 \text{ mm}$



(b) $x=6 \text{ mm}$, $z=0,25 \text{ mm}$



(c) $x=6 \text{ mm}$, $y=2 \text{ mm}$

FIGURE 2.18 – Profils de vitesse mesurés dans l'air, $V_{HV}=12 \text{ kV}$ and $F_{HV}=1 \text{ kHz}$.

CHAPITRE 2. CARACTÉRISATION DE L'ACTIONNEUR PLASMA

Une seconde série de mesure, présentée sur la figure 2.19, à ensuite été réalisée afin de comparer l'évolution de la vitesse, selon X, pour trois mélanges gazeux différents : air sec (80% N_2 / 20% O_2), N_2 et O_2 avec les mêmes paramètres électriques ($V_{HT} = 12$ kV, $F_{HT} = 1$ kHz). Pour les trois gaz, la vitesse augmente à partir du bord de l'électrode haute tension, atteint un maximum puis diminue. Le maximum de vitesse obtenu dans l'air est le plus important ($1,9 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ pour $x = 6$ mm) et celui obtenu dans N_2 est le plus faible ($0,85 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ pour $x = 7,5$ mm). La vitesse maximale mesurée dans O_2 ($1,65 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ pour $x = 3,75$ mm) est presque deux fois supérieure à celle enregistrée dans N_2 mais demeure plus faible que dans l'air d'approximativement 15%. Pour des valeurs de x inférieures à 4 mm, la vitesse du vent ionique est plus forte dans l'oxygène. Au-delà de cette valeur, l'écoulement induit dans l'air est le plus important.

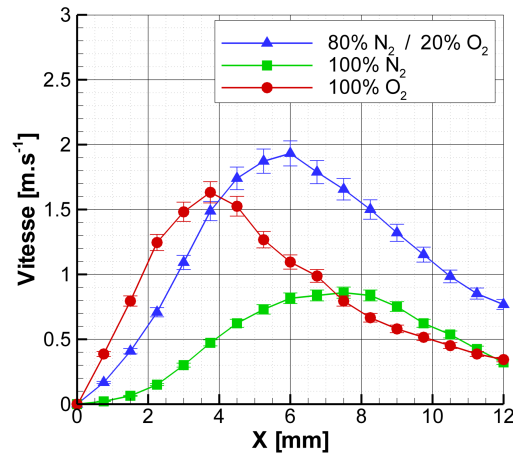


FIGURE 2.19 – Profils de vitesse mesurés selon X dans l'air, l'azote et l'oxygène, $V_{HV}=12$ kV and $F_{HV}=1$ kHz, $y = 2$ mm et $z = 0,25$ mm.

Ces mesures montrent que, dans nos conditions expérimentales, la vitesse maximale induite est plus importante dans O_2 que dans N_2 . Ce qui confirme l'importance du rôle joué par les atomes d'oxygène dans la production de vent ionique. Cependant, il y a bien une contribution de N_2 dans la création du vent ionique.

L'évolution de la vitesse observée au-dessus de l'électrode de masse laisse à penser que la vitesse de vent ionique sature dans cette zone. Dans la section 4.2, l'imagerie ICCD a permis de constater que les filaments de plasma s'étaient étalés sur toute la largeur de l'électrode de masse, voire au-delà, durant la phase anodique. Par ailleurs, la largeur de l'électrode de masse influence la vitesse du vent ionique (Chapitre 1) et la géométrie de l'actionneur est optimisée pour maximiser le vent ionique dans l'air, mais pas dans d'autres gaz. L'utilisation d'une électrode de masse plus large permettrait d'observer si la vitesse de l'écoulement atteint une valeur maximale plus importante comme dans les autres mélanges gazeux.

4. INFLUENCE DE L'AZOTE ET DE L'OXYGÈNE SUR LES PROPRIÉTÉS DE LA DÉCHARGE

L'évolution de la vitesse selon Z a ensuite été comparée, pour les trois mêmes mélanges gazeux, dans une troisième série de mesures présentée sur la figure 2.20. Des profils de vitesse ont été réalisés dans chaque gaz pour trois abscisses différentes correspondant au début, au milieu et à la fin de l'électrode de masse, toujours avec les mêmes paramètres électriques $V_{HT} = 12 \text{ kV}$ et $F_{HT} = 1 \text{ kHz}$.

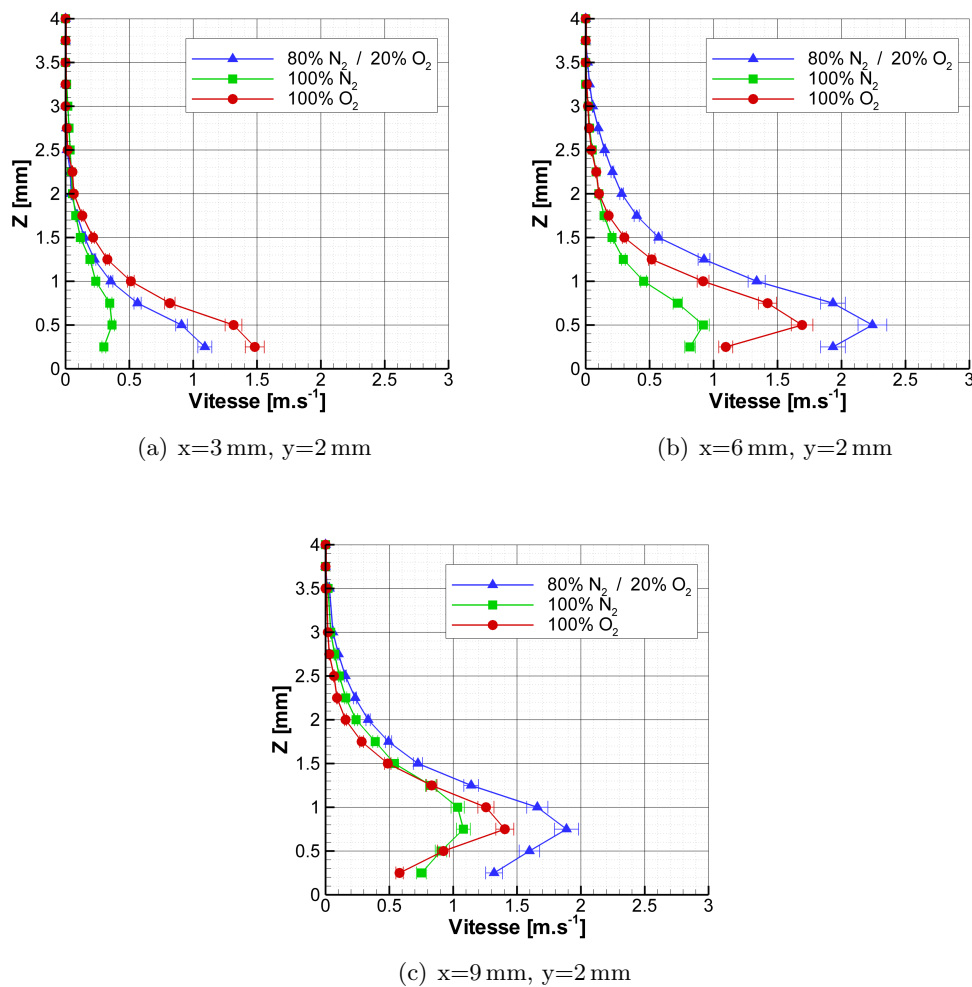


FIGURE 2.20 – Profils de vitesse mesurés selon Z dans l'air, l'azote et l'oxygène, $V_{HV}=12 \text{ kV}$ and $F_{HV}=1 \text{ kHz}$.

Pour chaque gaz, les profils de vitesse illustrent un écoulement de type jet de paroi avec une phase d'accélération (Fig.2.20(a) et Fig.2.20(b)) et une phase de diffusion (Fig.2.20(c)). En effet, la position du maximum de vitesse selon Z augmente au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'électrode haute tension. Cependant, les paramètres du jet généré (forme, largeur, étalement...) varient suivant le gaz utilisé. La contribution de l'oxygène dans la production de vent ionique est là aussi observable, en particulier dans l'espace inter-électrode et au début de l'électrode de masse où la vitesse de l'écoulement

CHAPITRE 2. CARACTÉRISATION DE L'ACTIONNEUR PLASMA

induit est plus importante dans O_2 que dans l'air ($1,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ pour $x = 3 \text{ mm}$). Dans N_2 , la vitesse maximale demeure plus faible que dans l'air même si elle dépasse $1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ à la fin de l'électrode de masse.

Afin de mieux cerner l'influence de l'oxygène sur le vent ionique, l'évolution de la vitesse selon X est présentée sur la figure 2.21(a) en fonction du rapport volumique N_2 / O_2 . Les mesures effectuées dans N_2 pur et O_2 pur n'ont pas été représentées, tout comme les incertitudes de mesures, pour ne pas surcharger le graphique. L'évolution de la position du maximum de vitesse est présentée sur la figure 2.21(b) en fonction du rapport volumique.

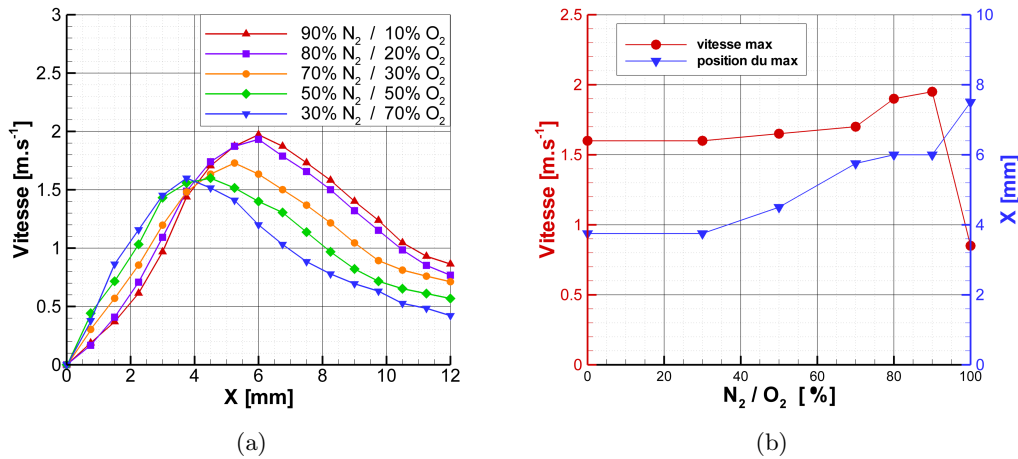


FIGURE 2.21 – Profils de vitesse mesurés selon X (a) et position du maximum de vitesse (b) pour différents rapports volumiques, $V_{HV}=12 \text{ kV}$ and $F_{HV}=1 \text{ kHz}$, $y = 2 \text{ mm}$ et $z = 0,25 \text{ mm}$.

Pour les différents rapports volumiques testés, la position du maximum de vitesse s'éloigne de l'électrode haute tension au fur et à mesure que la proportion en N_2 augmente. De plus, la vitesse maximale atteinte augmente lorsque la proportion en N_2 augmente. En comparant ces résultats avec ceux de la figure 2.19, le cas 30% N_2 / 70% O_2 s'avère être très proche du cas O_2 pur, mais le cas 90% N_2 / 10% O_2 est, quant à lui, très éloigné du cas N_2 pur. Lorsque la proportion en O_2 passe de 20% à 10%, la vitesse du vent ionique n'augmente que très peu et l'absence totale d'oxygène entraîne une chute brutale de la vitesse du vent ionique. Elle passe de presque $2 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ à moins de $1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ lorsqu'on supprime les 10% de O_2 restants.

A partir de ces mesures, la position du maximum de vitesse en proche paroi ($z = 0,25 \text{ mm}$) a été confrontée aux observations réalisées par imagerie ICCD dans la section 4.2.2 (Fig.2.13). Les résultats sont présentés dans les trois tableaux suivants, où L_p et L_n représentent la longueur moyenne du plasma pendant les alternances positives et négatives. Lv_{max} représente la position, selon X , du maximum de vitesse enregistré en proche paroi ($y = 2 \text{ mm}$ et $z = 0,25 \text{ mm}$).

4. INFLUENCE DE L'AZOTE ET DE L'OXYGÈNE SUR LES PROPRIÉTÉS DE LA DÉCHARGE

Tableau 2.4 – Longueur du plasma et position du maximum de vitesse dans N_2 pour différentes tensions, $F_{HT} = 1$ kHz.

V_{HT} [kV]	L_p [mm]	L_n [mm]	Lv_{max} [mm]
8	8,8	2,9	6,7
10	10,1	3	7,5
12	10,1	3	7,5

Tableau 2.5 – Longueur du plasma et position du maximum de vitesse dans O_2 pour différentes tensions, $F_{HT} = 1$ kHz.

V_{HT} [kV]	L_p [mm]	L_n [mm]	Lv_{max} [mm]
8	4,5	3,1	3
10	6	5,8	3,7
12	9,4	5,9	3,7

Tableau 2.6 – Longueur du plasma et position du maximum de vitesse dans l'air pour différentes tensions, $F_{HT} = 1$ kHz.

V_{HT} [kV]	L_p [mm]	L_n [mm]	Lv_{max} [mm]
8	5,3	3,7	4,5
10	7,4	5	5,2
12	8,9	5,8	6

Les valeurs de ces trois tableaux demeurent trop approximatives pour trouver une corrélation évidente entre L_p , L_n et Lv_{max} . Cependant, certaines informations supplémentaires peuvent tout de même être déduites de ces résultats :

Dans N_2 pur, dès que la tension dépasse les 8 kV, le plasma s'étend au-delà de l'électrode de masse durant la phase anodique (10,1 mm à 12 kV) alors qu'il reste confiné dans l'espace inter-électrode pendant la phase cathodique (3 mm à 12 kV). Le maximum de vitesse étant situé vers la fin de l'électrode de masse (7,5 mm à 12 kV), l'hypothèse que le vent ionique est majoritairement créé durant l'alternance positive, grâce aux ions N_2^+ , peut être formulée. Notons que Leonov *et al.* [30] n'avaient mesuré aucun vent ionique dans l'azote pur pendant la phase cathodique.

Dans O_2 pur, le plasma s'étend jusqu'à la fin de l'électrode de masse durant la phase anodique (9,4 mm à 12 kV) alors que le maximum de vitesse est atteint très tôt (3,75 mm à 12 kV) et que sa position varie peu avec la tension. Pendant la phase cathodique, le plasma est constitué de deux types de filaments : les sparks négatifs qui s'étendent au

CHAPITRE 2. CARACTÉRISATION DE L'ACTIONNEUR PLASMA

delà du milieu de l'électrode de masse quand la tension est assez élevée (5,9 mm à 12 kV) et les autres uniquement présents dans l'espace inter-électrode (Fig.2.13). Le transfert de quantité de mouvement doit vraisemblablement s'opérer au travers de ces filaments, liant les deux électrodes pendant la phase cathodique.

Dans l'air sec, le transfert de quantité de mouvement s'opère pendant les deux phases actives de la décharge, mais la vitesse du vent ionique généré est plus importante durant l'alternance négative (Forte *et al.* [29], Boucinha [6], Jussot [7], Kotsonis et Ghaemi [31]). L'azote joue donc un rôle important durant l'alternance positive tout comme l'oxygène durant l'alternance négative.

4.4.2 Influence du taux d'humidité de l'air sur la vitesse du vent ionique

Une étude menée par Anderson et Roy [123] a permis de mettre en évidence que l'humidité relative de l'air est un paramètre influant sur le comportement de la décharge. Les résultats publiés laissent apparaître que l'augmentation de l'humidité relative de l'air avait un effet bénéfique sur l'efficacité de l'actionneur plasma. Cependant, la variation de l'humidité relative allait uniquement de 47% à 53% durant leurs mesures. Une étude plus complète a ensuite été réalisée par Bénard *et al.* [124] afin d'évaluer le comportement du vent ionique et du courant de décharge dans l'air avec une humidité relative variant de 40% à 98%. Ils ont remarqué une diminution de la vitesse de l'écoulement induit ainsi que du débit massique avec l'augmentation de l'humidité relative de l'air. Afin de compléter ces résultats, des mesures de vent ionique ont été effectuées dans l'air ambiant (humidité relative de 20%), en parallèle des essais réalisés dans la section 4.4, afin d'établir une comparaison avec l'air sec (80% N_2 / 20% O_2) précédemment utilisé comme référence.

La figure 2.22 illustre l'évolution de la vitesse en proche paroi, mesurée dans l'air ambiant et dans l'air sec, selon chaque direction du repère orthonormal (Fig.2.18) pour le couple $V_{HT} = 12$ kV et $F_{HT} = 1$ kHz. Pour chacune des directions, on observe que la vitesse du vent ionique générée dans l'air ambiant est plus importante que dans l'air sec d'environ 10%. Selon Y, la distribution de la vitesse en dent de scie est similaire à celle observée dans l'air ambiant (Sec.4.4), mais la vitesse moyenne enregistrée y est supérieure en chaque point de mesure; on a donc une tendance bien distincte. Ces résultats viennent confirmer l'influence de l'humidité relative de l'air sur le comportement de la décharge. Dans nos conditions expérimentales, la vitesse du vent ionique augmente d'environ 10% lorsque l'humidité relative de l'air passe de 0% et 20%. Selon Bénard *et al.* [124], lorsqu'on passe de 40% à 70%, la vitesse diminue très légèrement avant de chuter brutalement lorsque l'humidité relative atteint 98%. Bien que la production de vent ionique soit influencée par l'humidité, le fonctionnement de l'actionneur plasma n'est pas altéré et sa gamme d'action optimale se situe pour des niveaux d'humidité relative compris entre 20% et 40%.

4. INFLUENCE DE L'AZOTE ET DE L'OXYGÈNE SUR LES PROPRIÉTÉS DE LA DÉCHARGE

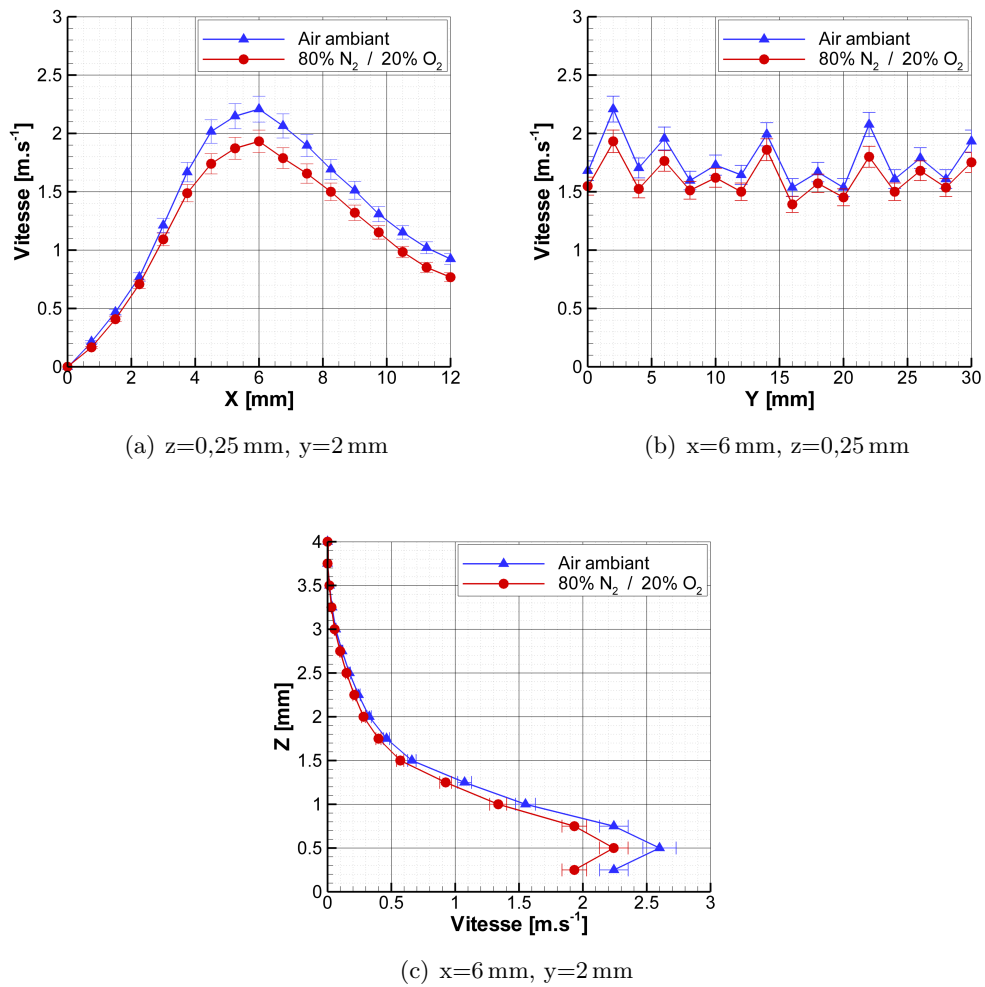


FIGURE 2.22 – Profils de vitesse mesurés dans l'air sec (80% N₂ / 20% O₂ et dans l'air ambient (humidité relative de 20%), $V_{HV}=12$ kV and $F_{HV}=1$ kHz).

5 Synthèse et perspectives

5.1 Synthèse

Dans ce chapitre consacré à la caractérisation de l'actionneur plasma, plusieurs résultats ont pu être obtenus. Tout d'abord, des mesures de la quantité d'ozone produite par un actionneur DBD ont été réalisées afin de connaître les taux de production d'ozone en fonction des différents paramètres électriques. En effet, la particularité qu'a ce type de décharge à produire de l'ozone constitue désavantage qui reste peu étudié dans la littérature. Cette étude a permis de mettre en évidence l'augmentation de la concentration en ozone avec la fréquence et la tension d'alimentation. Une évolution linéaire du taux de production d'ozone en fonction de la puissance électrique consommée a été observée et une loi empirique a pu être établie. Pour ce type d'actionneur, la production d'ozone est à prendre en compte d'un point de vue environnemental.

Afin de connaître plus en détails l'influence des principales espèces présentes dans l'air sur le comportement de la décharge, différents types de mesures ont été réalisés sous atmosphère contrôlée pour mieux cerner le rôle de chaque molécule dans le transfert de quantité de mouvement. Des photographies de la décharge ont d'abord été réalisées pour différents rapports volumiques N_2/O_2 . Dans l'azote pur, l'intensité lumineuse est plus importante que dans l'air et la couleur du plasma tend plus vers le bleu. Dans l'oxygène pur, la décharge est plus filamentaire, l'intensité lumineuse est plus faible que dans l'air et la couleur du plasma tend vers le blanc et le jaune. En complément, l'imagerie ICCD a été utilisée pour visualiser la morphologie de la décharge suivant chacune de ses phases actives. Les résultats obtenus confirment l'importance du rôle joué par la molécule O_2 sur la structure et la propagation des filaments de plasma. Pendant la phase anodique, la diminution de la concentration en O_2 est à l'origine de l'augmentation des ramifications des streamers ainsi que de leur propagation très chaotique. Durant la phase cathodique, l'augmentation de la concentration en O_2 favorise le passage du régime diffus au régime filamentaire. Des sparks négatifs, très néfastes pour l'intégrité de l'actionneur, font leur apparition à la surface du diélectrique à partir d'une tension seuil.

Tout comme la vitesse du vent ionique, le courant de décharge et la puissance électrique consommée sont eux aussi très liés au rapport volumique N_2/O_2 . Pendant la phase anodique, l'augmentation de la proportion en O_2 a pour conséquence la diminution du nombre de pics de courants, mais aussi l'augmentation de leur intensité : ce qui confirme l'importance du rôle joué par O_2 dans l'amorçage des streamers. Pendant la phase cathodique, l'absence de O_2 a un effet direct sur la composante couronne, qui devient beaucoup plus faible que dans l'air. Pour chaque gaz, la puissance électrique augmente linéairement avec la fréquence du signal et quadratiquement avec $V_{HT} - V_0$, cependant elle diffère quand le rapport volumique N_2/O_2 varie. Par rapport à l'air, la puissance consommée est plus importante dans N_2 et plus faible dans O_2 en régime diffus, mais cette différence tend à s'effacer lorsqu'on se rapproche du régime filamentaire. Effectivement, l'augmentation de la proportion en O_2 a pour conséquence la diminution du nombre de pics de courants

pendant la phase anodique, mais aussi l'apparition des sparks négatifs pendant la phase cathodique. Bien que, dans nos conditions expérimentales, la puissance consommée soit plus importante dans N_2 pour les mêmes paramètres électriques, la vitesse maximale du vent ionique demeure la plus faible dans ce gaz.

Après avoir observé l'importance du rôle joué par O_2 sur le courant de décharge, des mesures de vitesse de vent ionique ont été réalisées pour différents rapports volumiques N_2/O_2 . Il a été observé que l'écoulement induit est plus important dans l'oxygène pur que dans l'azote pur, cependant la vitesse de l'écoulement généré dans l'azote n'est pas négligeable et la longueur d'accélération du jet de paroi créé est plus importante. En terme de production de vent ionique, le rapport volumique optimal est proche de celui présent dans l'air. Si on supprime toute présence de O_2 , la vitesse de l'écoulement induit chute brutalement, ce qui confirme l'importance des atomes d'oxygène dans la production de vent ionique. Cependant, il y a bien une contribution de N_2 dans la création du vent ionique. Les mesures de vitesse ont ensuite été confrontées à celles obtenues par imagerie ICCD. Bien que la corrélation directe entre la longueur des filaments et la vitesse du vent ionique ne soit pas évidente, certaines informations ont pu être déduites de ces résultats. Par exemple, au vu de l'extension des filaments selon chaque alternance, le vent ionique semble principalement généré pendant la phase anodique dans l'azote pur et durant la phase cathodique dans l'oxygène pur. L'influence de l'humidité sur la vitesse du vent ionique a par ailleurs été confirmée. Dans nos conditions expérimentales, la vitesse du vent ionique est plus importante dans l'air ambiant que dans l'air sec d'environ 10%.

5.2 Perspectives

Dans la perspective de ce travail, plusieurs études complémentaires sont envisageables pour compléter les résultats obtenus. Concernant les mesures d'ozone, il serait intéressant de poursuivre cette étude sur d'autres géométries d'actionneur. Par ailleurs, la couche de Kapton[®] en contact direct avec le plasma se détériore au fil des différents essais dans l'enceinte fermée. Lorsque la décharge est placée dans un écoulement extérieur, la détérioration de la couche supérieure du diélectrique est beaucoup moins importante, ce qui laisse à penser qu'une forte concentration en ozone pourrait être à l'origine de ce phénomène. Cette hypothèse se doit d'être vérifiée.

Pour étudier d'une façon plus approfondie l'importance du rôle joué par les différents ions sur le comportement de la décharge, il serait très intéressant de réaliser des mesures en moyenne de phase ou résolues en temps dans l'azote et l'oxygène afin de confirmer, dans un premier temps, les résultats obtenus et d'examiner, dans un second temps, la cohérence entre la vitesse du vent ionique et la longueur des filaments pour chaque phase active de la décharge. L'étude du courant de décharge est également à compléter par des corrélations entre les pics de courant enregistrés pendant la phase anodique et la propagation des streamers, observée par imagerie ICCD.

Chapitre 3

Contrôle du décollement de type bord d'attaque par actionneur DBD surfacique

1 Introduction

Malgré les nombreuses avancées dans le développement des actionneurs DBD, la vitesse du vent ionique généré par ce type de dispositif ne dépasse pas la dizaine de $m.s^{-1}$, ce qui limite, à ce jour, les applications de contrôle du décollement aux faibles nombres de Reynolds, loin de ceux obtenus dans des conditions réelles. Parmi les possibilités existantes pour contourner cette limitation, la modulation du signal d'alimentation (Chapitre 1), permettant de pulser périodiquement le vent ionique à une fréquence de pulsation F_{BURST} , offre la possibilité d'interagir avec les instabilités naturelles présentes dans l'écoulement. Dans le cas d'un décollement au bord d'attaque d'un profil d'aile, plusieurs stratégies de contrôle sont étudiées, basées sur les différentes échelles de temps des instabilités présentes dans l'écoulement.

Plusieurs études ont montré qu'il était possible d'agir sur les instabilités convectives de la couche cisailée afin de créer une déflexion de cette dernière (effet Coanda) vers l'extrados du profil via un processus d'amalgame des structures tourbillonnaires (Greenblatt *et al.* [60], Amitay *et al.* [61], Seifert *et al.* [62], Sosa *et al.* [63] et Bénard *et al.* [65]). La fréquence de pulsation de l'actionneur doit coïncider avec la gamme des fréquences caractéristiques des instabilités de la couche cisailée : $F_{BURST} \Rightarrow F_{cs}$, ce qui correspond à une gamme de fréquences réduites proche de l'unité ($F^+ \sim 1$). Ce mécanisme conduit à une réduction du bulbe de séparation permettant d'augmenter la portance et de réduire la traînée.

Par ailleurs, une étude numérique menée par Wu *et al.* [125] a montré qu'il était possible d'agir sur les instabilités convectives de la couche cisailée afin de générer des structures tourbillonnaires dites portantes, permettant d'augmenter considérablement la portance à forte incidence. Ces structures portantes sont issues d'un phénomène de résonance via le

CHAPITRE 3. CONTRÔLE DU DÉCOLLEMENT DE TYPE BORD D'ATTAQUE

processus d'interaction non linéaire entre les instabilités convectives de la couche cisailée et les instabilités globales du sillage. La fréquence de pulsation de l'actionneur doit coïncider avec la fréquence fondamentale caractéristique des instabilités du sillage ou sur ses harmoniques : $F_{BURST} \Rightarrow F_{sillage}$.

L'objectif de cette étude est de démontrer qu'avec un unique actionneur DBD, positionné au bord d'attaque, il est possible d'établir plusieurs stratégies de contrôle, basées sur l'excitation périodique des instabilités naturelles de l'écoulement, pour modifier les performances aérodynamiques d'une aile afin de les adapter à un objectif aérodynamique particulier, comme par exemple le recul de l'incidence de décrochage pour une phase manœuvre ou l'augmentation de la portance et de la traînée pour une phase d'atterrissage.

Les travaux présentés dans ce chapitre ont été réalisés dans le cadre du projet européen PLASMAERO (Chapitre 1) : deux configurations aérodynamiques liées au régime de décrochage ont été retenues afin d'étudier, dans chaque cas, la fréquence de pulsation F_{BURST} la plus efficace pour augmenter les performances aérodynamiques, ainsi que le mécanisme à l'origine de la modification de l'écoulement. Après une description du dispositif expérimental nécessaire pour cette étude, les caractéristiques du dispositif de contrôle seront abordées. Puis, une étude préliminaire de l'aérodynamique du profil NACA 0012, basée sur des mesures stationnaires d'efforts, permettra d'introduire les deux configurations aérodynamiques retenues. Enfin, les résultats seront présentés pour chaque cas d'étude afin d'illustrer la capacité de l'actionneur DBD à modifier un écoulement en vue d'améliorer les performances aérodynamiques du profil d'aile.

2 Dispositif expérimental, moyens de mesure et intégration de l'actionneur

2.1 La soufflerie

Les essais ont tous été réalisés dans la soufflerie de l'Université d'Orléans. Cette soufflerie fonctionne en circuit fermé et est composée de deux veines d'essais : la veine principale, mesurant 5 m de long pour une section de 2 m x 2 m et la veine de retour, mesurant 12,5 m de long pour une section de 5 m x 5 m. Un ventilateur (265 kW, 16 pales, 3,25 m de diamètre) permet d'atteindre des vitesses allant de 10 à 60 m·s⁻¹ dans la veine principale et une grille en nid d'abeille installée en amont du convergent permet d'obtenir une intensité de turbulence inférieure à 0,4% (Fig.3.1).

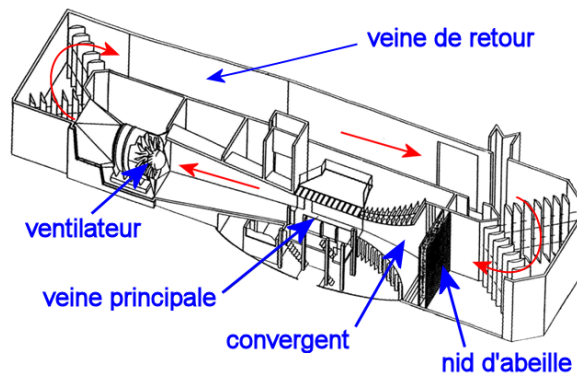


FIGURE 3.1 – Schématisation de la soufflerie.

2.2 Présentation de la maquette et montage expérimental

La maquette étudiée est une aile rectangulaire avec une section profilée de type NACA 0012, réalisée en fibre de verre, dont la corde C mesure 0,3 m pour une envergure de 1,1 m. Ce profil symétrique a une épaisseur maximale de 12% de la longueur de corde soit 3,6 cm localisée à 30% de cette dernière (Fig.3.2). A l'intérieur de la maquette, deux tiges métalliques disposées selon l'envergure permettent d'assurer la fixation du profil à l'intérieur de la veine d'essai.

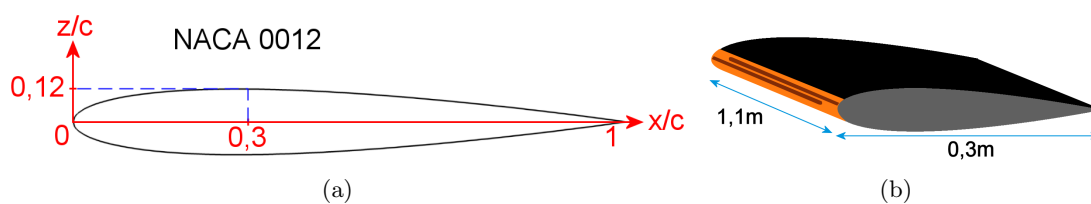


FIGURE 3.2 – Schématisation du profil d'aile NACA 0012.

CHAPITRE 3. CONTRÔLE DU DÉCOLLEMENT DE TYPE BORD D'ATTAQUE

La maquette est fixée horizontalement entre deux disques rotatifs de 1 m de diamètre, permettant sa mise en incidence, eux-mêmes fixés sur les deux bras métalliques d'une balance aérodynamique, localisée sous la veine. Dans cette configuration, le profil d'aile est centré verticalement dans la veine d'essais. Les disques rotatifs sont insérés dans deux panneaux latéraux profilés (Fig.3.3) afin d'obtenir une configuration d'écoulement bidimensionnelle sur toute la longueur de la veine d'essai.

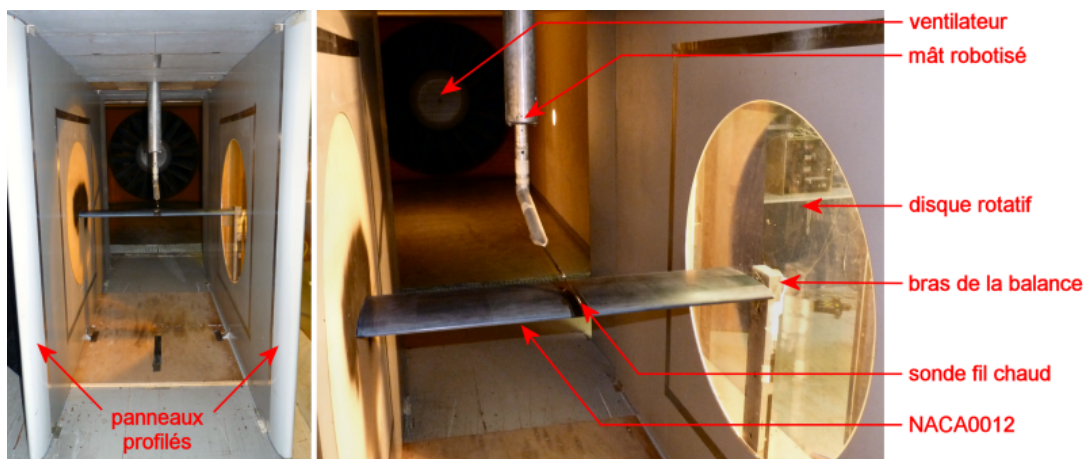


FIGURE 3.3 – Montage du profil NACA 0012 dans la veine principale de la soufflerie.

La vitesse de référence U_∞ est mesurée par l'intermédiaire d'un tube de Pitot en amont du montage bidimensionnel. Cette vitesse est corrigée par un facteur déterminé avant les essais en calibrant le Pitot de référence par un autre Pitot situé entre les parois du montage bidimensionnel. Ce facteur étant uniquement dépendant de la vitesse de l'écoulement, dans la gamme d'incidences étudiées (-5° à $+20^\circ$), tout phénomène de blocage pourra être écarté durant ces travaux. L'incidence α du profil est mesurée par un inclinomètre implanté sur l'un des disques rotatifs, solidaire de la maquette. Par convention, l'incidence de la maquette est positive quand le profil est cabré bord d'attaque vers le haut. L'étalonnage de l'inclinomètre est effectué quotidiennement avant de débiter les essais.

Afin de s'assurer, une fois la maquette fixée au milieu de la veine d'essai, que l'écoulement adoptait bien une configuration bidimensionnelle, des visualisations pariétales par enduit gras ont été réalisées sur l'extrados du profil. La figure 3.4 illustre une visualisation pariétale effectuée à $20 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ ($Re_C = 4 \cdot 10^5$) pour une incidence de $\alpha = 10^\circ$, soit plusieurs degrés avant le décrochage. L'observation de la trace des lignes de frottement, parallèles à la direction de l'écoulement, permet de constater que l'écoulement demeure bidimensionnel dans ces conditions expérimentales. Par ailleurs, la présence d'un petit bulbe de séparation laminaire est observable au niveau du bord d'attaque : pour ce couple vitesse/incidence, la couche limite laminaire qui se forme au bord d'attaque de l'aile se sépare de l'extrados sous l'effet d'un gradient de pression adverse, devient instable et entame sa transition vers le régime turbulent, puis recolle à la paroi formant ainsi une petite zone de recirculation de quelques millimètres d'épaisseur.

2. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL, MOYENS DE MESURE ET INTÉGRATION DE L'ACTIONNEUR

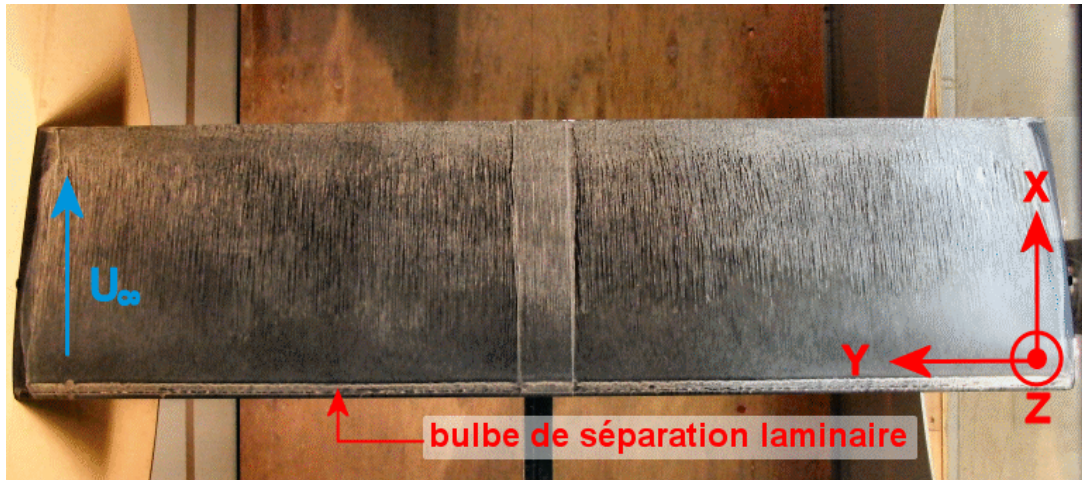


FIGURE 3.4 – Visualisation pariétale par enduit gras, $Re_C = 4 \cdot 10^5$ et $\alpha = 10^\circ$

2.3 Moyens de mesure

Trois types de moyens de mesures ont été utilisés dans le cadre de cette étude. L'anémométrie fil chaud a été utilisée pour réaliser des mesures de vitesse résolues en temps à proximité de la couche cisailée issue du bord d'attaque ainsi que dans le sillage à l'arrière du profil. De la vélocimétrie par imagerie de particules (PIV) a été utilisée pour déterminer la topologie moyenne de l'écoulement naturel ou contrôlé. Des mesures d'efforts moyennés en temps ont été effectuées grâce à une balance aérodynamique pour évaluer les incidences de décrochage ainsi que l'efficacité du contrôle.

2.3.1 Anémométrie fil chaud

L'anémométrie fil chaud a été utilisée, dans un premier temps, pour sonder l'écoulement afin de déterminer les différentes échelles de temps des instabilités présentes (Voir annexe). Une sonde fils chauds croisés (Dantec Dynamics, 55P61) a été utilisée pour mesurer la vitesse à proximité de la couche cisailée, elle a été fixée à l'extrémité d'un support solidaire du mât robotisé d'un système de déplacement trois axes (Fig.3.6(a)). La position de cette sonde a été déterminée à partir des champs moyens d'intensité de turbulence réalisés par PIV (Sec.4.1). Une sonde fil chaud simple a été utilisée pour mesurer la vitesse dans le sillage du profil (Dantec Dynamics, 55P11). Cette sonde a été positionnée sur un support fixe à une longueur de corde du bord de fuite. En effet, les dimensions de la veine d'essai ne permettent pas d'effectuer des mesures de vitesse à des distances plus grandes où les structures tourbillonnaires émises dans le sillage sont plus établies (Fig.3.5).

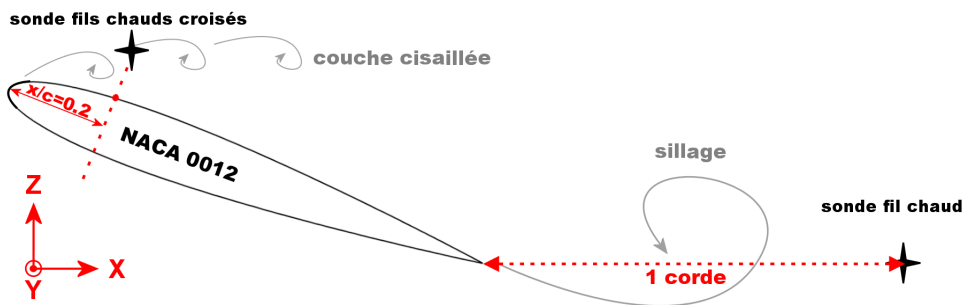


FIGURE 3.5 – Position des sondes fils chauds pour les mesures de vitesse.

La calibration de ces sondes a été effectuée quotidiennement, pour des vitesses allant de 1 à $45 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, avec une soufflerie d'étalonnage de la marque Dantec[®]. Les signaux renvoyés par les sondes fils chauds ont été enregistrés simultanément par un système d'anémométrie à température constante de marque Dantec[®] (série Streamline 90N10 Frame). Pour chaque mesure de vitesse, 524288 échantillons ont été enregistrés à une fréquence de 6 kHz avec une fréquence de coupure à 3 kHz. Le taux d'échantillonnage choisi est suffisamment élevé pour permettre le calcul de la densité spectrale de puissance (DSP) à partir des fluctuations de vitesse.

Dans un second temps, l'efficacité du contrôle a été évaluée par des mesures de vitesse moyenne dans le sillage de l'aile. Un balayage vertical a été effectué avec la sonde fils chauds croisés (Dantec Dynamics, 55P61) à une longueur de corde du bord de fuite afin de comparer les différents cas de contrôle avec le cas naturel (Fig.3.6(a)). Pour chaque mesure de vitesse, 65536 échantillons sont enregistrés à une fréquence de 10 kHz.

2.3.2 Vélométrie par imagerie de particules

De la vélocimétrie par imagerie de particules a été utilisée pour déterminer des champs moyens de vitesse, de vorticité et d'intensité de turbulence sur l'extrados du profil (Voir annexe). Le système PIV est constitué d'un laser Nd :Yag double impulsion de marque Quantel Twins[®] (série Ultra 200, 2 x 200 mJ à 532 nm), couplé avec un système optique pour générer une nappe laser au-dessus du profil. Les images ont été enregistrées à une fréquence de 10 Hz par deux caméras CCD (TSI Power View Plus 2048 x 2048 pixels)  quip es d'objectifs Nikon[®] 105 mm (Nikkor AF, f/2,8-32) afin de pouvoir observer toute la zone décollée. Un système robotisé à deux axes permet de gérer le déplacement des caméras (Fig.3.6(b)). Un synchronisateur de marque TSI[®] (série 610035) assure la synchronisation des deux pulses laser avec les caméras. La taille des champs moyens obtenus est de 431 mm x 248 mm pour une résolution de $122 \mu\text{m}$ par pixel. Un système pneumatique de marque PIVTEC[®] permet d'ensemencer l'écoulement avec des particules d'huile d'olive, de dimensions inférieures au micromètre. Le logiciel Insight[®] a été utilisé pour l'acquisition et le post-traitement des images. Pour chaque cas étudié, les champs moyens ont été déterminés à partir de 1000 champs instantanés.

2. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL, MOYENS DE MESURE ET INTÉGRATION DE L'ACTIONNEUR

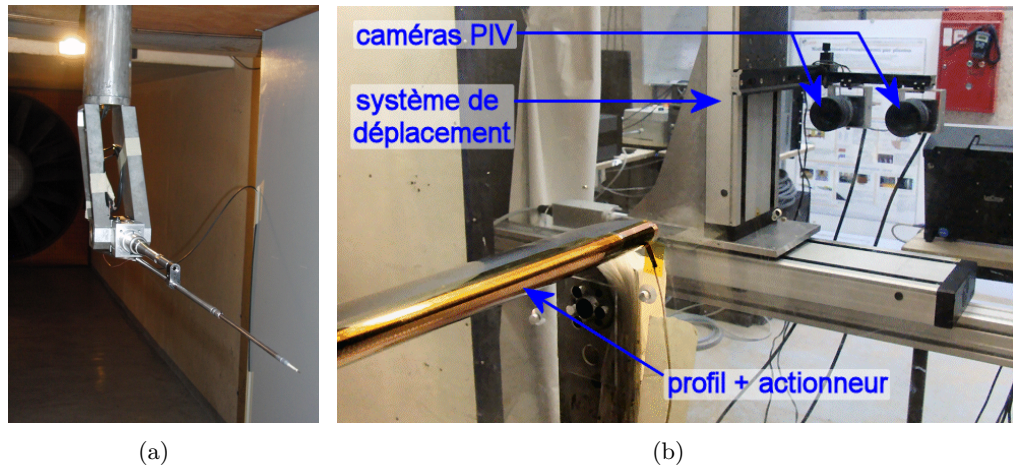


FIGURE 3.6 – Mât robotisé pour les mesures fil chaud (a) et dispositif PIV (b).

2.3.3 Mesures d'efforts aérodynamiques

Les mesures d'efforts moyennées dans le temps ont été réalisées avec une balance aérodynamique six composantes placée sous la veine d'essai et reliée aux extrémités du profil par deux bras métalliques (Fig.3.7). L'efficacité du contrôle a été évaluée à partir des gains en portance $Gain C_Z$ et en traînée $Gain C_X$ définis par les formules suivantes :

$$Gain C_Z = \frac{(C_Z)_{on} - (C_Z)_{off}}{(C_Z)_{off}} \quad Gain C_X = \frac{(C_X)_{on} - (C_X)_{off}}{(C_X)_{off}} \quad (E-3.1)$$

où C_Z et C_X représentent les coefficients de portance et de traînée. Les indices *on* et *off* attestent du fonctionnement ou non de l'actionneur.

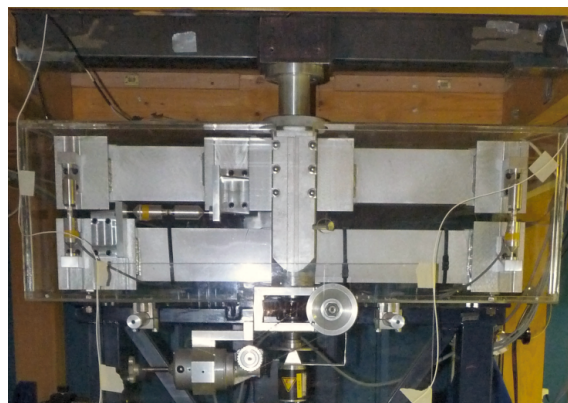


FIGURE 3.7 – Balance aérodynamique six composantes.

CHAPITRE 3. CONTRÔLE DU DÉCOLLEMENT DE TYPE BORD D'ATTAQUE

Au cours des différents essais, la mise à zéro des conditionneurs de la balance avant chaque mise en route de la soufflerie permet de s'affranchir de la composante négative de la force de portance induite par les disques amovibles fixés aux extrémités du profil. Cependant, la traînée de frottement induite par ces deux disques vient s'ajouter aux efforts subis par le profil durant les mesures. La force de traînée absolue mesurée est donc légèrement surestimée. Cependant, l'évaluation du contrôle à partir des gains mesurés permet de contourner ce problème.

2.4 L'actionneur DBD

2.4.1 Réalisation et intégration de l'actionneur DBD sur le profil

La configuration de l'actionneur utilisée dans cette étude est similaire à celle présentée dans le chapitre 2, cependant, le diélectrique est constitué de quatre couches de Kapton[®] afin de faciliter l'intégration de l'actionneur sur le bord d'attaque du profil d'aile (Fig.3.8). L'épaisseur totale du diélectrique est de $240\ \mu\text{m}$ et celle de l'actionneur à $400\ \mu\text{m}$. La longueur L_{act} de vis-à-vis entre les deux électrodes, c'est-à-dire la longueur sur laquelle le plasma est créé, est fixée à 1 m. L'action du vent ionique sur l'écoulement amont est ainsi exercée sur plus de 90% de l'envergure du profil afin d'agir sur la quasi-totalité du bord d'attaque et de conserver un écoulement bidimensionnel (confirmé par visualisations pariétales). Dans leurs travaux de thèse, Jolibois [52] et Boucinha [6] ont observé que la position de l'actionneur plasma était un paramètre primordial pour le contrôle du décollement ou de la séparation. Afin d'agir sur une zone décollée, l'actionneur plasma doit être positionné en amont de celle-ci. Dans notre cas d'étude, la position de l'actionneur a donc été définie de manière à agir juste en amont du décollement issu du bord d'attaque.

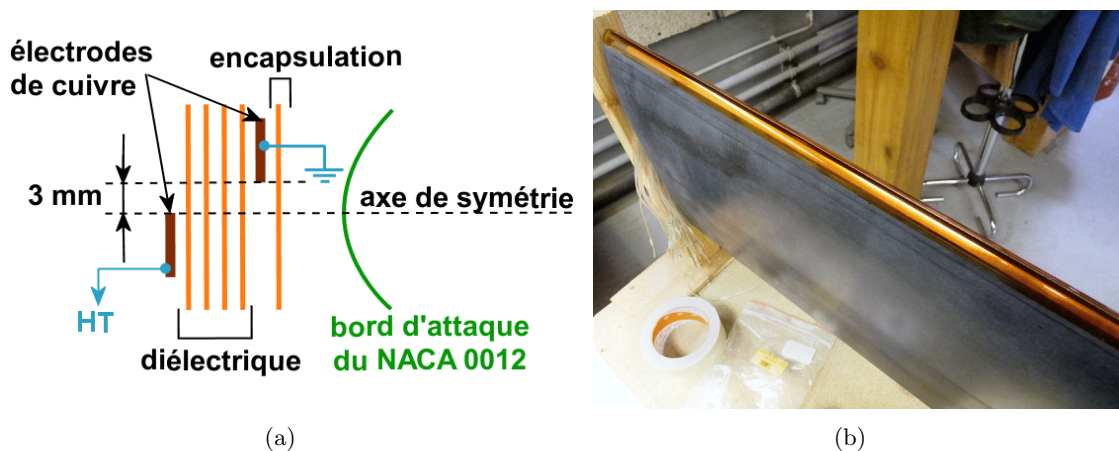


FIGURE 3.8 – Schématisation (a) et photographie (b) de l'actionneur DBD intégré sur le profil d'aile NACA 0012.

2. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL, MOYENS DE MESURE ET INTÉGRATION DE L'ACTIONNEUR

L'actionneur est assemblé directement sur le profil d'aile (Fig.3.8), de cette façon, on évite la détérioration du diélectrique ou la formation de bulles d'air nuisibles au fonctionnement de l'actionneur (Boucinha [6]). Une première couche de Kapton[®] est collée sur le bord d'attaque afin d'assurer à la fois l'encapsulation de l'électrode de masse et la protection de la surface du profil. L'électrode de masse est ensuite collée par dessus la couche de Kapton[®], elle est décalée de 3 mm sur l'extrados par rapport à l'axe de symétrie du profil (Fig.3.8(a)). Quatre nouvelles couches de Kapton[®] sont collées les unes après les autres afin de constituer le diélectrique final. Cette opération demeure la plus délicate car l'absence de bulles d'air est essentielle pour la durée de vie de l'actionneur. En effet, tous les essais en soufflerie doivent être réalisés avec le même actionneur afin de pouvoir comparer entre eux les différents résultats obtenus. Enfin, l'électrode haute tension est collée par dessus le diélectrique, sur le début de l'intrados, de manière à ce que le bord de l'électrode soit situé sur l'axe de symétrie du profil (Fig.3.8(a)). Dans cette configuration, le plasma est créé uniquement sur l'extrados et s'étend du bord de l'électrode haute tension ($x/C = 0$) jusqu'au-dessus de l'électrode de masse. Le vent ionique est induit par l'actionneur DBD dans le sens de l'écoulement amont.

2.4.2 Paramètres électriques de l'actionneur DBD

Le plasma est obtenu en appliquant une haute tension sinusoïdale à l'électrode supérieure. Le générateur de fonction utilisé pour générer un signal sinusoïdal est le même que celui utilisé dans le chapitre 2. L'alimentation haute tension utilisée pour amplifier le signal a été réalisée au GREMI. Elle est composée d'un amplificateur audio de marque Crown[®] (série XS1200, 22 Hz-22 kHz, 2,3 kW) et d'un transformateur monophasé de marque Trabo[®] (90 V/20 kV, 2 kW, 20 Hz-20 kHz). Les moyens de mesures électriques (sondes, capacité, oscilloscope...) sont les mêmes que ceux présentés dans le chapitre 2.

Durant toute cette étude, l'amplitude de tension V_{HT} a été fixée à 8 kV de façon à rester dans un régime de décharge diffus. L'actionneur a été utilisé en mode continu à des fréquences F_{HT} comprises entre 1 kHz et 2 kHz. Pour le mode pulsé, les fréquences F_{BURST} sont comprises dans une gamme allant de 10 Hz à 500 Hz avec un rapport cyclique constant de 50%. Dans ces conditions, la puissance active consommée par l'actionneur plasma par unité de longueur ne dépasse pas les $15 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1}$ et la vitesse du vent ionique généré est de $2,5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

2.4.3 Étude de l'intrusivité de l'actionneur DBD

L'actionneur DBD étant assemblé directement sur le profil, il est important de quantifier son intrusivité avant de commencer les mesures. Le risque étant que, malgré sa faible épaisseur, l'actionneur positionné au bord d'attaque change la nature de la couche limite et modifie les performances aérodynamiques de l'aile. Des mesures d'efforts moyens ont donc été réalisées avec la maquette équipée ou non de l'actionneur DBD.

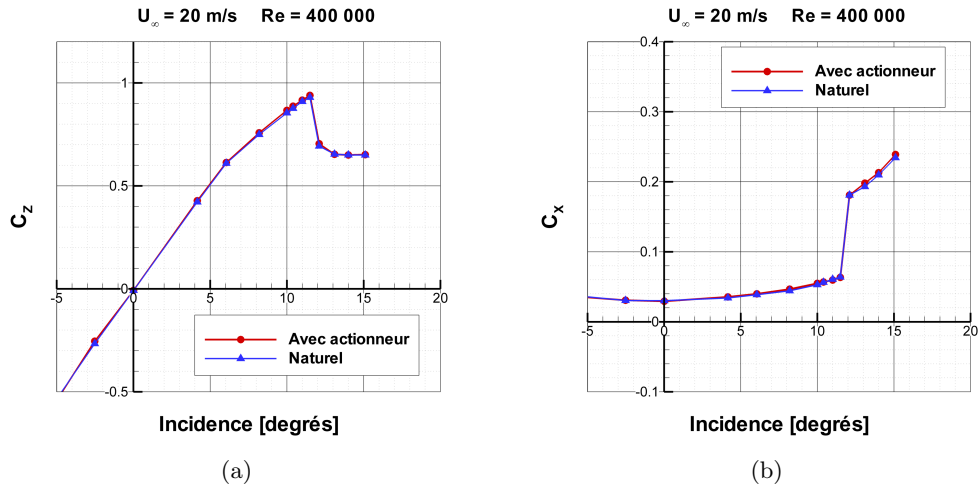


FIGURE 3.9 – Influence de l'intrusivité de l'actionneur DBD sur les coefficients de portance (a) et de traînée (b) en fonction de l'incidence de l'aile, $Re_C = 4 \cdot 10^5$.

La figure 3.9 illustre l'évolution des coefficients de portance et de traînée en fonction de l'incidence de l'aile pour le cas naturel et celui où l'actionneur DBD a été placé au bord d'attaque. Les résultats montrent que, malgré une modification très légère des coefficients de portance et de traînée pour des incidences proches du décrochage, les courbes d'efforts sont très similaires et l'incidence de décrochage reste inchangée. Dans la suite de cette étude, l'actionneur pourra donc être considéré comme non-intrusif et les mesures d'efforts effectuées en sa présence serviront de cas de référence pour un écoulement non contrôlé.

3 Étude préliminaire de l'écoulement non contrôlé

Une étude préliminaire de l'écoulement non contrôlé a été effectuée de manière à dégager deux configurations aérodynamiques, liées au régime de décrochage, différentes pour la suite de notre étude. Afin de mieux comprendre quelle est la part des différents mécanismes dans la dynamique du contrôle (déclenchement de la transition, ajout de quantité de mouvement + excitation périodique des instabilités...), une bande de turbulateur 3D (scotch zigzag 0,3 mm) a été disposée en amont de l'actionneur plasma pour certains cas d'étude (Fig.3.10), permettant ainsi de comparer l'effet du plasma dans le cas d'une couche limite naturelle (CLN) et dans le cas d'une couche limite déclenchée (CLD).

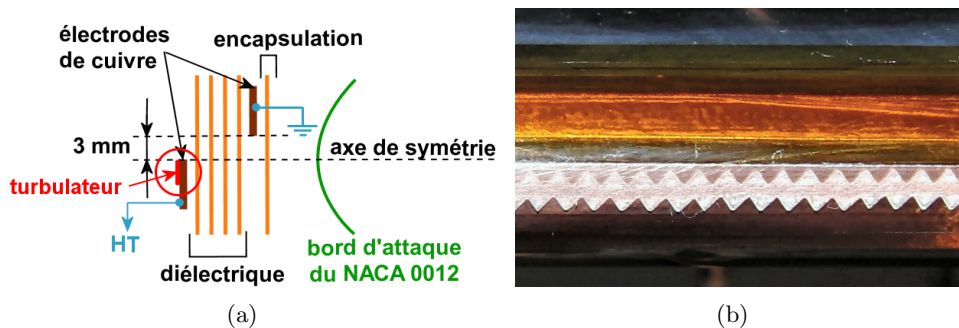


FIGURE 3.10 – Position de la bande de turbulateur sur le profil NACA 0012.

Afin d'apprécier l'effet du déclenchement de la transition de la couche limite sur les performances aérodynamiques de l'aile, des mesures d'efforts ont été réalisées avec la présence ou non de la bande de turbulateur sur le bord d'attaque (Fig.3.11).

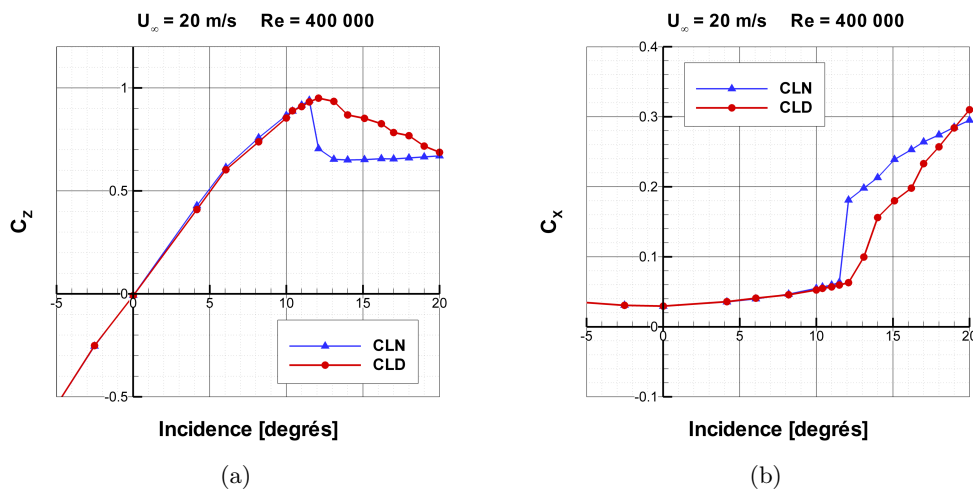


FIGURE 3.11 – Coefficients de portance (a) et de traînée (b) en fonction de l'incidence dans le cas d'une couche limite naturelle (CLN) ou déclenchée (CLD), $Re_C = 4 \cdot 10^5$.

CHAPITRE 3. CONTRÔLE DU DÉCOLLEMENT DE TYPE BORD D'ATTAQUE

La figure 3.11 illustre l'évolution des coefficients de portance et de traînée en fonction de l'incidence du profil pour les cas CLN et CLD. La vitesse de l'écoulement amont a été fixée à $U_\infty = 20 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ ce qui correspond à un nombre de Reynolds basé sur la corde du profil de $Re_C = 4 \cdot 10^5$. Pour les incidences inférieures à $11,5^\circ$ les deux courbes sont très similaires, que ce soit pour le coefficient de portance ou celui de traînée, ce qui n'est plus le cas au-delà de cet angle. Pour le cas CLN, le coefficient de portance est maximal pour une incidence de $11,5^\circ$. Au-delà de cet angle, la chute brutale de la portance et l'augmentation de la traînée témoignent de la formation d'un décollement massif issu du bord d'attaque, plus typique d'un décollement de couche limite laminaire à ces nombres de Reynolds.

Pour le cas CLD, la topologie du décollement se trouve modifiée au-delà de $11,5^\circ$: le coefficient de portance est maintenant maximal pour une incidence de 12° et sa diminution progressive au-delà de cet angle témoigne à présent d'une séparation dont la ligne remonte progressivement sur l'extrados, du bord de fuite jusqu'au bord d'attaque, au fur et à mesure que l'incidence augmente. A partir de ces observations, deux incidences ont été retenues pour la suite de ces travaux :

$\alpha = 15^\circ$: le contrôle du décollement sera étudié pour une incidence supérieure de quelques degrés à celle de décrochage. Pour cet angle, le type de décollement est différent suivant les cas CLN et CLD, le déclenchement de la transition permet en effet, à lui seul, d'améliorer les performances de l'aile.

$\alpha = 20^\circ$: le contrôle du décollement sera ensuite étudié dans une configuration de décrochage prononcé, où le déclenchement de la transition ne permet plus d'améliorer les performances de l'aile et où le type de décollement est similaire dans les deux cas.

Pour chaque incidence étudiée, l'objectif est de déterminer les fréquences caractéristiques des instabilités naturelles de l'écoulement, d'adapter des stratégies de contrôle visant à améliorer les performances aérodynamiques de l'aile et d'étudier la dynamique du contrôle mis en œuvre.

4. CONTRÔLE DU DÉCOLLEMENT POUR UNE INCIDENCE SUIVANT LE DÉCROCHAGE ($\alpha = 15^\circ$)

4 Contrôle du décollement pour une incidence suivant le décrochage ($\alpha = 15^\circ$)

4.1 Caractérisation de l'écoulement naturel

4.1.1 Caractérisation de la dynamique de l'écoulement naturel

Afin de connaître la topologie de l'écoulement non contrôlé, des mesures PIV ont été réalisées pour observer l'activité tourbillonnaire moyenne du décollement à l'arrière du profil pour le cas CLN. Les contours du module de la vitesse sont représentés sur la figure 3.12. Le profil se trouve dans une configuration de décrochage, précédemment mise en évidence par les mesures d'efforts, où un décollement massif se produit depuis le bord d'attaque du profil. Les lignes de courant mettent en évidence deux zones de recirculation de tailles différentes dans le sillage du profil. Un large tourbillon, issu du bord d'attaque, est centré au-dessus du bord de fuite ($x = 320$ mm, $z = -120$ mm) et un tourbillon de plus petite dimension qui se situe, quant à lui, dans le prolongement du bord de fuite ($x = 400$ mm, $z = -170$ mm).

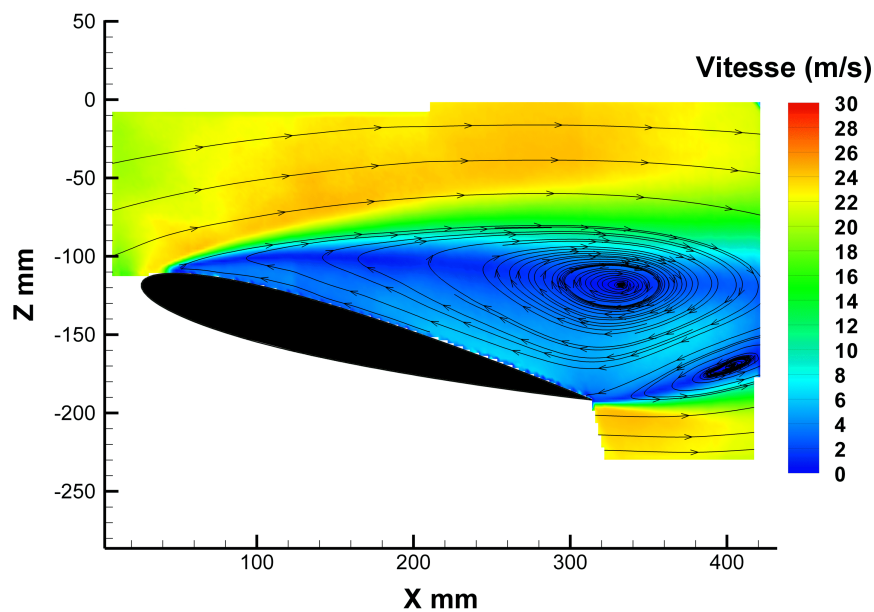


FIGURE 3.12 – Topologie de l'écoulement naturel, contours du module de la vitesse et lignes de courant, $Re_C = 4 \cdot 10^5$ et $\alpha = 15^\circ$.

4.1.2 Caractérisation fréquentielle des instabilités naturelles

Afin de déterminer les fréquences caractéristiques des instabilités convectives de la couche cisailée F_{cc} et des instabilités globales présentes dans le sillage $F_{sillage}$, des mesures de vitesse résolue en temps par anémométrie fil chaud ont été effectuées. Pour rappel, une sonde fil chaud simple est disposée dans le sillage, à une longueur de corde derrière le bord de fuite et une sonde fils chauds croisés est placée à proximité de la couche cisailée. La position de cette dernière a été déterminée à partir des contours de l'intensité de turbulence illustrant le développement de la couche cisailée issue du bord d'attaque et est présentées sur la figure 3.13. En vue de ces mesures, la sonde a été positionnée à proximité du bord d'attaque, décalée de plusieurs millimètres au-dessus du maximum local d'intensité de turbulence.

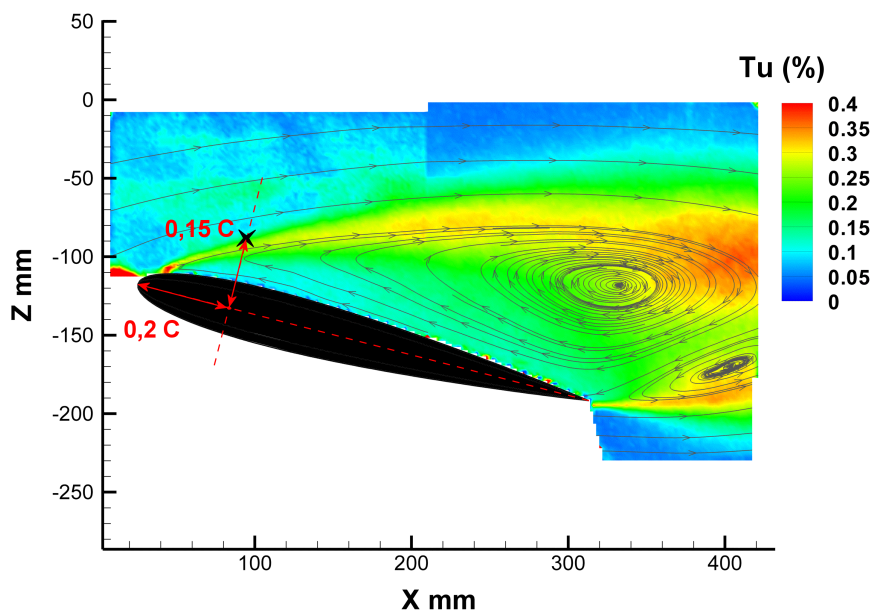


FIGURE 3.13 – Contours de l'intensité de turbulence et position de la sonde fils chauds croisés, $Re_C = 4 \cdot 10^5$ et $\alpha = 15^\circ$.

À partir des séries temporelles enregistrées par les deux sondes fil chaud, les densités spectrales de puissance ont été calculées pour connaître les différentes fréquences caractéristiques des instabilités présentes dans l'écoulement décollé. La figure 3.14(a) illustre l'évolution de la DSP des fluctuations des composantes longitudinale U_X et verticale U_Z de la vitesse dans la couche cisailée en fonction de la fréquence réduite F^+ . Dans l'ensemble, le niveau d'énergie est similaire pour les deux composantes de la vitesse : il diminue globalement d'un ordre de grandeur lorsque $F^+ \leq 1$ et la présence d'un pic est observable à $F^+ = 0,26$, particulièrement marqué pour la composante verticale. Le spectre est ensuite constitué d'une bosse, lorsque F^+ se rapproche de l'unité, puis le niveau d'énergie chute brutalement de deux ordres de grandeurs. Cette bosse, centrée sur $F^+ = 3$, constitue la signature des instabilités convectives de la couche cisailée.

4. CONTRÔLE DU DÉCOLLEMENT POUR UNE INCIDENCE SUIVANT LE DÉCROCHAGE ($\alpha = 15^\circ$)

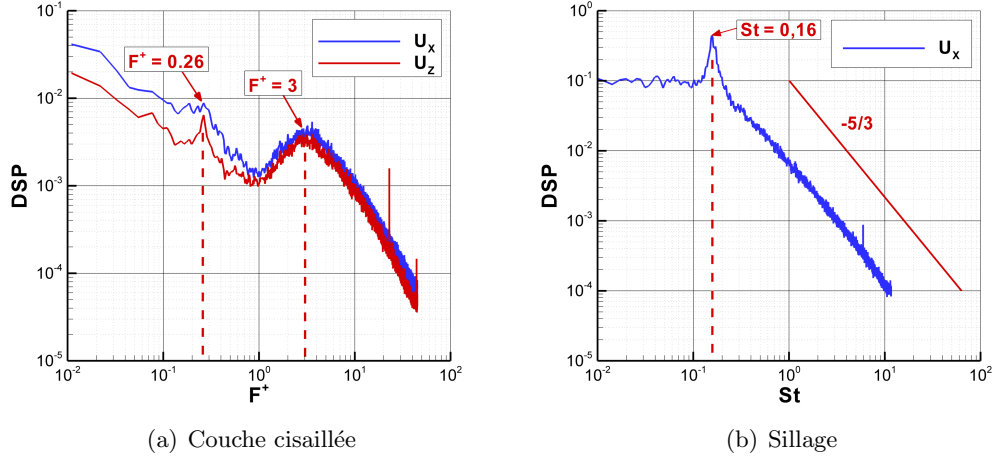


FIGURE 3.14 – Densité spectrale de puissance des fluctuations des composantes longitudinale U_X et verticale U_Z de la vitesse dans la couche cisailée (a) et dans le sillage (b), $Re_C = 4 \cdot 10^5$ et $\alpha = 15^\circ$.

La figure 3.14(b) illustre l'évolution de la DSP des fluctuations de la composante longitudinale U_X de la vitesse dans le sillage en fonction du nombre de Strouhal. L'activité tourbillonnaire y est uniquement organisée autour de $St \simeq 0,16$. Le niveau d'énergie demeure stable pour des valeurs inférieures à ce nombre mais au-delà de cette valeur, le niveau d'énergie diminue brutalement de plusieurs ordres de grandeurs. Au-delà de $St = 0,3$, le niveau d'énergie est comparable à une diminution linéaire de pente $-5/3$ caractéristique d'une zone inertielle de turbulence pleinement développée dans laquelle le transfert d'énergie s'effectue selon le principe de la cascade de Kolmogorov (Schlichting [126]). Le nombre de Strouhal de 0,18 observé dans le sillage se rapproche d'une valeur 0,2 couramment citée dans la littérature. En effet, le profil d'aile se trouvant dans un régime de décrochage, l'activité tourbillonnaire dans le sillage peut être comparée à celle issue d'un corps en mouvement de type « bluff body », comme le confirment les champs de vitesse obtenus par PIV. Les Fréquences naturelles observées sont résumées dans le tableau 3.1.

Tableau 3.1 – Fréquences naturelles observées dans les densités spectrales de puissances.

Singularité dans le spectre	Nombre adimensionnel	Fréquence [Hz]
Pic couche cisailée	$F^+ = 0,26$	$F = 17,5 \text{ Hz}$
Bosse couche cisailée	$F^+ \sim 3$	$F \sim 200 \text{ Hz}$
Pic sillage	$St = 0,16$	$F = 40 \text{ Hz}$

4.2 Caractérisation de l'écoulement contrôlé

4.2.1 Influence de la fréquence de pulsation sur les efforts moyens

Afin d'optimiser l'effet des actionneurs sur le contrôle du décollement, des mesures d'efforts ont été effectuées pour différents modes d'actions : continu ou pulsé à une fréquence F_{BURST} . La fréquence de l'alimentation a été fixée à $F_{HT} = 2$ kHz et un balayage de la fréquence de pulsation a été effectué sur une gamme allant de 30 Hz à 400 Hz. La figure 3.15 illustre l'influence de la fréquence de pulsation F_{BURST} sur les gains moyens en portance et en traînée. Les traits mixtes bleus et rouges correspondent respectivement aux valeurs des gains obtenus avec une action continue à $F_{HT} = 2$ kHz pour les cas CLN et CLD. Les valeurs nulles des gains correspondent au cas où aucun contrôle n'est réalisé.

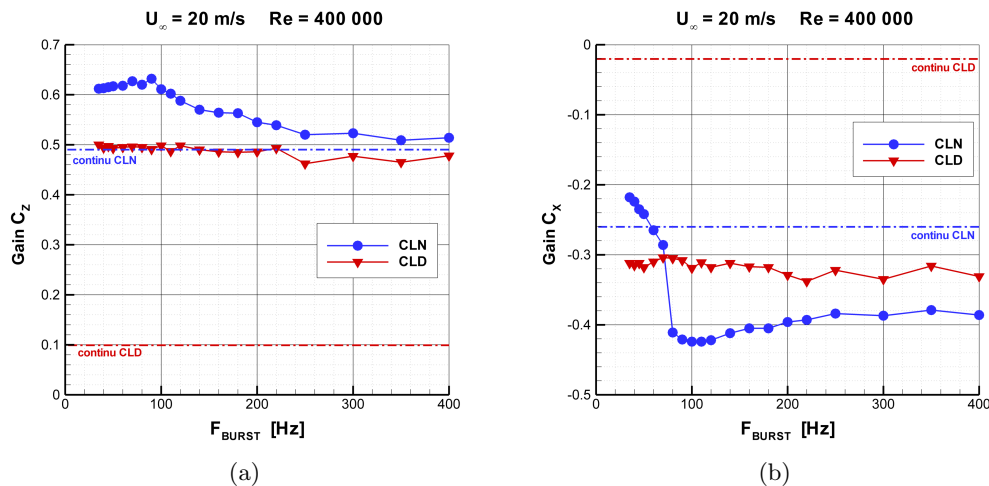


FIGURE 3.15 – Influence de la fréquence de pulsation F_{BURST} sur les gains en portance (a) et en traînée (b), $V_{HT} = 8$ kV, $F_{HT} = 2$ kHz, $Re_C = 4 \cdot 10^5$ et $\alpha = 15^\circ$.

Contrôle en CLN

L'évolution du gain en portance en fonction de la fréquence de pulsation est représentée sur la figure 3.15(a). Pour une action continue à $F_{HT} = 2$ kHz, le gain en portance est de presque 50% tandis que pour une action pulsée, le gain en portance dépasse les 50% et ce, sur toute la gamme de fréquence de pulsation étudiée. Pour $F_{BURST} \leq 100$ Hz, le gain dépasse les 60% avec un maximum à 62% pour $F_{BURST} = 90$ Hz. Lorsque la fréquence de pulsation dépasse cette valeur, le gain diminue progressivement jusqu'à une valeur de 52% et reste approximativement constant de 240 Hz à 400 Hz.

L'évolution du gain en traînée en fonction de la fréquence de pulsation est représentée sur la figure 3.15(b). Contrairement à la portance, une action pulsée n'offre pas une réduction plus importante de la traînée sur toute la gamme de fréquence testée. La diminution

4. CONTRÔLE DU DÉCOLLEMENT POUR UNE INCIDENCE SUIVANT LE DÉCROCHAGE ($\alpha = 15^\circ$)

de la traînée est légèrement plus faible pour $F_{BURST} < 60$ Hz qu'avec une action continue où la traînée est réduite de 26%. Pour $F_{BURST} \geq 80$ Hz, la réduction de traînée devient beaucoup plus importante et il existe une valeur maximale pour des fréquences proches de la centaine de Hertz. Au-delà de 120 Hz, le gain en traînée augmente progressivement pour finalement stagner aux alentours de -38% entre 240 Hz et 400 Hz.

Contrôle en CLD

L'évolution du gain en portance en fonction de la fréquence de pulsation est représentée sur la figure 3.15(a) pour le cas CLD. Pour une action continue à $F_{HT} = 2$ kHz, le gain en portance est de 10%, ce qui confirme que l'ajout de quantité de mouvement participe à la dynamique du contrôle. Pour une action pulsée, l'influence de F_{BURST} sur le gain en portance est très faible : lorsque $F_{BURST} < 240$ Hz le gain est presque constant et avoisine les 50%, une fois cette valeur dépassée le gain diminue de quelques pourcents mais demeure constant.

L'évolution du gain en traînée en fonction de la fréquence de pulsation est représentée sur la figure 3.15(b). Pour une action continue à $F_{HT} = 2$ kHz, la traînée est uniquement diminuée de 2%, mais lorsque qu'on pulse le plasma, la réduction de la traînée devient beaucoup plus importante et dépasse les 30% sur toute la gamme de fréquence testée. Comme pour la portance, le gain en traînée varie uniquement de quelques pourcents lorsque F_{BURST} varie ce qui ne permet pas de dégager des fréquences singulières.

Comme pour le cas CLN, l'amélioration des performances aérodynamiques de l'aile est plus optimisée avec le mode pulsé. Cependant, pour cet angle d'incidence, l'influence de la fréquence F_{BURST} est moins prononcée : sur toute la gamme testée, les gains en portance et en traînée ne varient que de quelques pourcents. Dans nos conditions expérimentales, il suffit de pulser le plasma à des fréquences comprises entre $30 \text{ Hz} \leq F_{BURST} \leq 400 \text{ Hz}$ pour améliorer les performances aérodynamiques de l'aile. Ces résultats peuvent s'expliquer au vu des mesures d'efforts réalisées pour l'écoulement non contrôlé (Fig.3.11), car le type de décollement est différent suivant les cas CLN et CLD. Lorsque la couche limite est déclenchée, le régime de décollement est modifié : le décollement massif au bord d'attaque est réduit à une zone de recirculation dont la ligne de séparation se situe le long de l'extrados (non montré). Le faible gain en portance mesuré lors d'une action continue à $F_{HT} = 2$ kHz peut s'expliquer par la position éloignée de l'actionneur par rapport à la ligne de séparation. De la même manière, la position de l'actionneur rend négligeable l'influence de la fréquence de pulsation, bien que ce mode d'action semble permette de reculer la ligne de séparation vers le bord de fuite. Pour le cas CLD à 15° d'incidence, l'actionneur plasma permet d'améliorer les performances aérodynamiques du profil et ce sur toute la gamme de fréquences de pulsation testée.

CHAPITRE 3. CONTRÔLE DU DÉCOLLEMENT DE TYPE BORD D'ATTAQUE

Le décollement massif issu du bord d'attaque n'étant plus présent pour le cas CLD, seul le cas CLN sera détaillé pour cette incidence. Afin de mieux cerner les différents effets du contrôle en fonction des fréquences naturelles F_{nat} ciblées, l'évolution des différents gains en fonction de la fréquence de pulsation est maintenant superposée sur la figure 3.16 dans le cas CLN. Le gain en portance est tracé en bleu et se rapporte à l'axe de gauche. Le gain en traînée est tracé en rouge et se rapporte à l'axe de droite. Trois zones distinctes peuvent être alors observées, relatives à plusieurs dynamiques de contrôle :

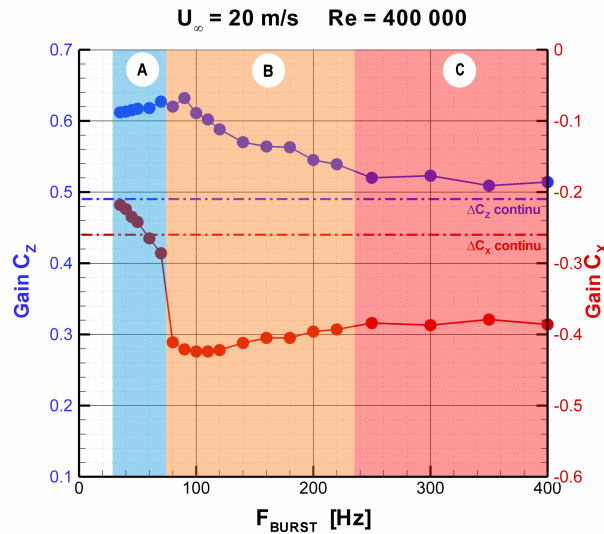


FIGURE 3.16 – Influence de la fréquence de pulsation F_{BURST} sur les gains en portance et en traînée, $V_{HT} = 8 \text{ kV}$, $F_{HT} = 2 \text{ kHz}$, $Re_C = 4 \cdot 10^5$ et $\alpha = 15^\circ$.

Zone A ($30 \text{ Hz} \leq F_{BURST} \leq 70 \text{ Hz}$) : la valeur de F_{BURST} varie dans une gamme de fréquences qui, exprimées en de nombres de Strouhal, est comprise entre $0,1 \leq St \leq 0,3$, ce qui se rapproche de la valeur du pic observé dans le spectre de DSP du sillage ($St = 0,16$). L'augmentation de la portance est plus importante qu'avec une action continue, avec un gain qui dépasse les 60%. La réduction de la traînée est comprise entre 22% et 29%, ce qui est très proche des 26% obtenus avec une action continue. Lorsque F_{BURST} passe de 70 Hz à 30 Hz, le gain en portance diminue d'approximativement 1% mais reste supérieur à 60%, tandis que le gain en traînée augmente de 10% et devient même plus important qu'avec une action continue. **Dans cette zone, $F_{BURST} \sim F_{sillage}$: l'influence de la fréquence de pulsation est plus prononcée sur le gain en traînée que sur le gain en portance. De plus, l'action pulsée peut s'avérer moins efficace sur la réduction de la traînée que l'action continue.**

Zone B ($80 \text{ Hz} \leq F_{BURST} \leq 220 \text{ Hz}$) : la valeur de F_{BURST} varie dans une gamme de fréquences réduites comprises entre $1,2 \leq F^+ \leq 3,3$, ce qui correspond à la gamme de valeur sur laquelle la bosse a été observée dans le spectre de DSP de la couche de cisaillement. L'action pulsée est beaucoup plus efficace que l'action

4. CONTRÔLE DU DÉCOLLEMENT POUR UNE INCIDENCE SUIVANT LE DÉCROCHAGE ($\alpha = 15^\circ$)

continue pour améliorer les performances aérodynamiques de l'aile et ce, sur toute la gamme de fréquence de cette zone. Lorsque F_{BURST} avoisine les 100 Hz, la portance est augmentée de 63% et la traînée est réduite de 43%. Lorsque F_{BURST} passe de 90 Hz à 240 Hz, le gain en portance diminue de 10% alors que sur ce même intervalle, la traînée augmente uniquement de 3%. **Dans cette zone, $F_{BURST} \sim F_{cc}$: l'influence de la fréquence de pulsation est plus prononcée sur le gain en portance que sur le gain en traînée.**

Zone C ($240 \text{ Hz} \leq F_{BURST} \leq 400 \text{ Hz}$) : le gain en portance est très proche des 50% obtenus avec l'action continue. L'efficacité de l'action pulsée est plus prononcée sur la diminution de la traînée qui se trouve réduite de 12% par rapport au cas où l'action est continue. Ceci peut s'expliquer par la différence de type de déclenchement de la couche limite : le fait de pulser le vent ionique introduit plus d'énergie dans la couche limite et permet de reculer un peu plus la ligne de séparation sur l'extrados. **Dans cette zone, $F_{BURST} \gg F_{nat}$: la fréquence de pulsation influe très peu sur les valeurs des différents gains.**

Les gains en portance et en traînée mesurés pour le cas CLN sont résumés dans le tableau 3.2 pour les différents modes d'action. Dans toute la gamme de fréquences de pulsation testées, l'action pulsée se révèle être plus efficace que l'action continue pour l'amélioration des performances aérodynamiques.

Tableau 3.2 – Gains en portance et en traînée obtenus en fonction du mode d'action pour le cas CLN.

	Action continue	$F_{BURST} = 40 \text{ Hz}$	$F_{BURST} = 90 \text{ Hz}$	$F_{BURST} = 300 \text{ Hz}$
Portance	+49%	+61%	+63%	+52%
Traînée	-26%	-24%	-42%	-38%

4.2.2 Influence de la fréquence de pulsation sur le décollement

Dans le cas CLN, plusieurs effets de contrôle ont été observés sur les efforts aérodynamiques en fonction du type d'instabilités ciblé par la fréquence de pulsation F_{BURST} . Afin de comparer les modes d'action continue et pulsée sur le contrôle du décollement, de la PIV a été réalisée pour visualiser l'influence du mode d'action sur la topologie moyenne de l'écoulement décollé dans le cas CLN.

La figure 3.17 illustre les contours du module de la vitesse enregistrés dans le cas sans contrôle, dans le cas avec action continue à $F_{HT} = 2 \text{ kHz}$ et dans le cas où l'action pulsée est la plus efficace ($F_{BURST} = 90 \text{ Hz}$), en accord avec les mesures d'efforts. Elle permet d'expliquer les résultats obtenus avec les mesures d'efforts. Avec une action continue à $F_{HT} = 2 \text{ kHz}$, le décollement massif issu du bord d'attaque est réduit à un écoulement séparé approximativement au milieu de l'extrados. Lorsque le plasma est pulsé à une

CHAPITRE 3. CONTRÔLE DU DÉCOLLEMENT DE TYPE BORD D'ATTAQUE

fréquence de $F_{BURST} = 90$ Hz, qui se situe dans la gamme de fréquences caractéristiques des instabilités convectives de la couche cisailée (Fig.3.14(a)), la ligne de séparation est repoussée vers le bord de fuite, réduisant ainsi la zone de recirculation. Il est important de noter que cette fréquence correspond à une fréquence réduite de $F^+ = 1,35$ proche de l'unité, ce qui est en accord avec la littérature (Greenblatt *et al.* [60], Amitay *et al.* [61], Seifert *et al.* [62], Sosa *et al.* [63] et Bénard *et al.* [65]).

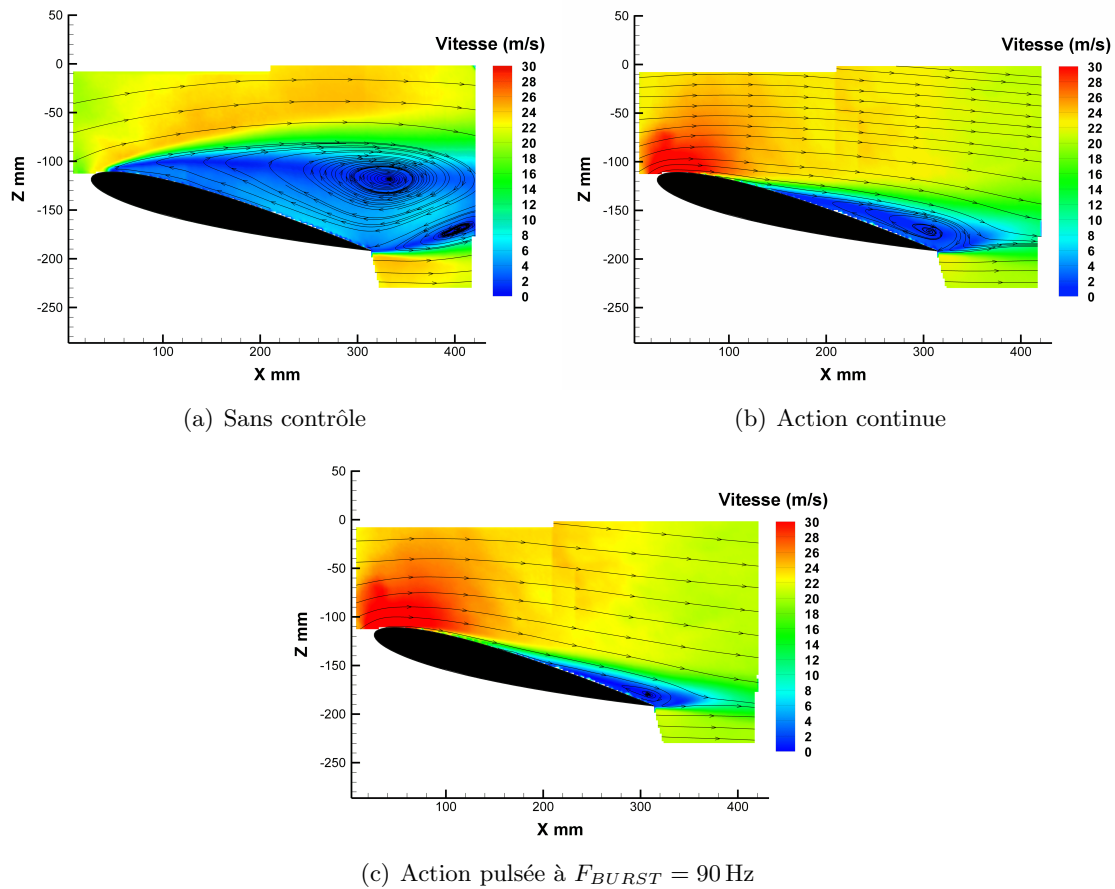


FIGURE 3.17 – Influence du mode d'action sur les contours du module de la vitesse pour le cas CLN, $V_{HT} = 8$ kV, $F_{HT} = 2$ kHz, $Re_C = 4 \cdot 10^5$ et $\alpha = 15^\circ$.

4. CONTRÔLE DU DÉCOLLEMENT POUR UNE INCIDENCE SUIVANT LE DÉCROCHAGE ($\alpha = 15^\circ$)

4.2.3 Influence de la fréquence de pulsation sur la DSP des fluctuations de vitesse dans le sillage

Afin d'observer l'influence des différents modes d'action sur les fluctuations de la composante longitudinale de la vitesse, des séries temporelles ont été enregistrées pour déterminer les DSP relatives aux trois dynamiques de contrôle précédemment observées. La figure 3.18 illustre l'évolution de la DSP des fluctuations de la composante longitudinale U_X de la vitesse dans le sillage en fonction du nombre de Strouhal. Pour tous les cas contrôlés, les niveaux d'énergie sont plus faibles que pour le cas non contrôlé pour des nombres de Strouhal inférieurs à 0,3. Pour une action continue et une action pulsée à $F_{BURST} = 90$ Hz, le pic caractéristique des instabilités globales du sillage est supprimé alors que pour le cas $F_{BURST} = 40$ Hz ($F_{BURST} \sim F_{sillage}$), un pic est toujours observable mais d'un niveau d'énergie plus faible que pour le cas non contrôlé. L'absence de pic illustre un sillage qui se diffuse plus rapidement, sans structures tourbillonnaires et témoigne de la réduction de la traînée. La présence d'un pic, pour le cas $F_{BURST} = 40$ Hz, illustre un sillage plus épais dans lequel des structures tourbillonnaires assez organisées sont à l'origine de l'augmentation de la traînée. L'activité tourbillonnaire dans le sillage semble donc organisée autour de la fréquence de pulsation, ce qui est en accord avec les travaux de Wu *et al.* [125] qui avaient observé un calage de la fréquence des instabilités globales qui sillage sur la fréquence de pulsation lorsque $F_{BURST} \sim F_{sillage}$.

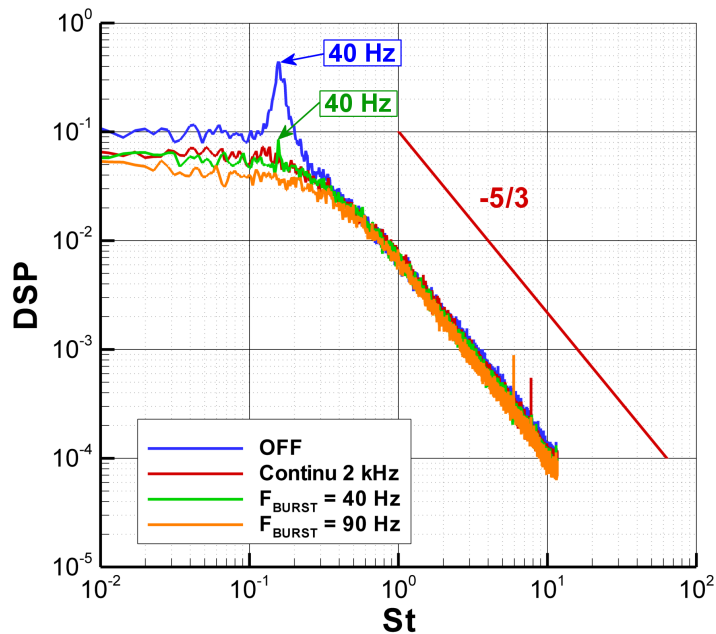


FIGURE 3.18 – Densité spectrale de puissance des fluctuations de la composantes longitudinale de la vitesse dans le sillage, $V_{HT} = 8$ kV, $F_{HT} = 2$ kHz, $Re_C = 4 \cdot 10^5$ et $\alpha = 15^\circ$.

4.2.4 Synthèse

Les résultats obtenus dans cette section ont permis de mettre en évidence que plusieurs modes d'action, mis en œuvre par un même actionneur plasma, pouvaient être envisagées pour contrôler le décollement issu du bord d'attaque pour une incidence de 15° . L'étude séparée des cas CLN et CLD a permis de confirmer que la dynamique de recollement issue d'une action continue n'était pas uniquement due au déclenchement de la transition de la couche limite, mais aussi à l'ajout de quantité de mouvement. Cependant, pour le cas CLD, le déclenchement de la couche limite est suffisant pour réduire le décollement massif issu du bord d'attaque à un écoulement séparé approximativement au milieu de l'extrados. Dans toute la gamme de fréquences de pulsation testées, l'action pulsée se révèle être plus efficace que l'action continue pour l'amélioration des performances aérodynamiques. Au vu des résultats obtenus, les différents effets de contrôle sont décrits en fonction de la fréquence de pulsation :

$F_{BURST} \sim F_{cc}$: l'excitation des fréquences caractéristiques des instabilités naturelles de la couche cisailée permet de recoller l'écoulement sur la totalité de l'extrados, la portance est augmentée de 62% et la traînée réduite de 42%. La fréquence réduite basée sur la fréquence de pulsation est proche de l'unité ($F^+ = 1,35$), ce qui est en accord avec les valeurs citées dans la littérature.

$F_{BURST} \sim F_{sillage}$: La portance est augmentée de 60% et la traînée n'est réduite que de 10% par rapport au cas sans contrôle, ce qui implique que l'écoulement n'est pas totalement recollé. L'hypothèse est que l'excitation des fréquences caractéristiques des instabilités naturelles du sillage permet la création de structures tourbillonnaires portantes via le processus d'interaction entre les instabilités de la couche cisailée et celles du sillage (Wu *et al.* [125]).

$F_{BURST} \gg F_{nat}$: les gains obtenus avec une action pulsée sont très proches de ceux obtenus avec une action continue. L'ajout de quantité de mouvement, combiné au déclenchement de la transition de la couche limite, permet de réduire le décollement massif à une séparation située au milieu de l'extrados.

5 Contrôle du décollement à forte incidence ($\alpha = 20^\circ$)

5.1 Caractérisation de l'écoulement non contrôlé

5.1.1 Caractérisation de la topologie de l'écoulement

Afin de connaître la topologie de l'écoulement non contrôlé pour une incidence de 20° , des mesures PIV ont été réalisées, dans un premier temps, pour observer l'activité tourbillonnaire moyenne du décollement à l'arrière du profil et pour positionner, dans un second temps, la sonde fils chauds croisés à proximité de la couche cisailée.

Les contours du module de la vitesse sont représentés sur la figure 3.19. La topologie du décollement massif issu du bord d'attaque du profil est très similaire au cas précédent. Les deux zones de recirculation sont toujours observables dans le sillage du profil, mais leur taille est plus importante pour cette incidence. La position du petit tourbillon est légèrement décalée vers l'aval ($x = 415 \text{ mm}$, $z = -190 \text{ mm}$), toujours dans le prolongement du bord de fuite. Les contours de la vorticité sont illustrés sur la figure 3.20. En vue de ces mesures, la sonde a été positionnée à proximité du bord d'attaque, décalée de plusieurs millimètres au-dessus du maximum local de vorticité.

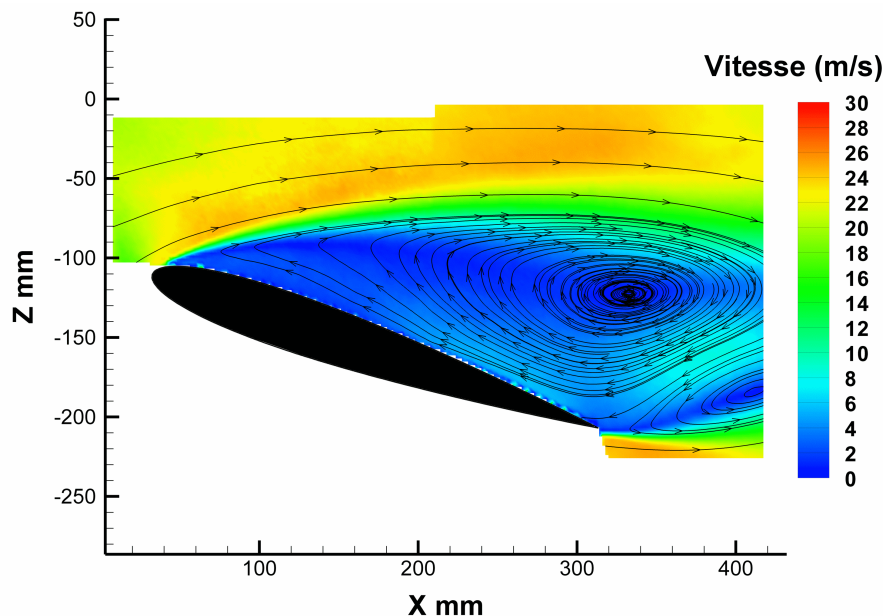


FIGURE 3.19 – Topologie de l'écoulement non contrôlé, contours du module de la vitesse et lignes de courant pour le cas CLN, $Re_C = 4 \cdot 10^5$ et $\alpha = 20^\circ$.

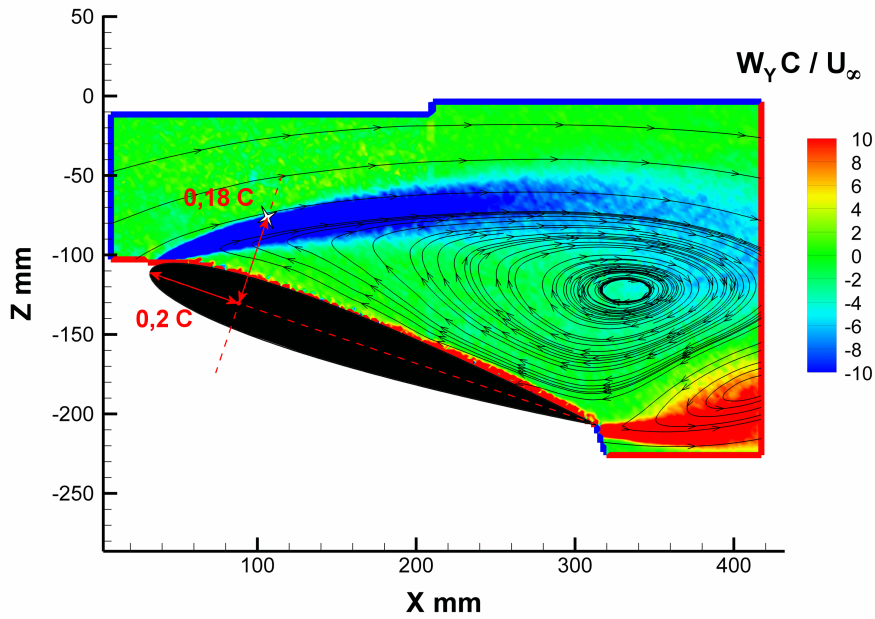


FIGURE 3.20 – Contours de la vorticité adimensionnée pour le cas CLN et position de la sonde fils chauds croisés, $Re_C = 4 \cdot 10^5$ et $\alpha = 20^\circ$.

5.1.2 Caractérisation fréquentielle des instabilités naturelles

Comme pour le cas à 15° , des mesures de vitesse résolues en temps ont été effectuées par anémométrie fil chaud afin de déterminer les fréquences caractéristiques des différents types d'instabilités. Pour rappel, une sonde fil chaud simple est disposée dans le sillage, à une longueur de corde derrière le bord de fuite et une sonde fils chauds croisés est placée à proximité de la couche cisailée. À partir des séries temporelles enregistrées par les deux sondes fils chauds, les DSP ont été calculées pour les cas CLN et CLD afin de connaître les différentes fréquences caractéristiques des instabilités présentes dans l'écoulement décollé.

La figure 3.21(a) illustre l'évolution de la DSP des fluctuations de la composante longitudinale U_X de la vitesse dans la couche cisailée en fonction de la fréquence réduite F^+ . Dans le cas CLN, le niveau d'énergie diminue de presque deux ordres de grandeurs lorsque $F^+ \leq 1$ sauf autour de $F^+ = 0,55$ où un pic est observable. Le spectre est ensuite constitué d'une bosse centrée sur $F^+ = 3$, similaire à celle observée pour le cas 15° mais d'un niveau inférieur d'énergie. Au-delà de cette valeur, le niveau d'énergie chute brutalement de trois ordres de grandeurs. Pour le cas CLD, le niveau d'énergie global est plus élevé que pour le cas CLN, mais son évolution demeure similaire, même si le pic autour de $F^+ = 0,55$ n'est plus observable. Ceci peut s'expliquer par la présence du turbulateur qui, en déclenchant la couche limite, introduit de la turbulence à l'origine de l'augmentation du niveau d'énergie.

5. CONTRÔLE DU DÉCOLLEMENT À FORTE INCIDENCE ($\alpha = 20^\circ$)

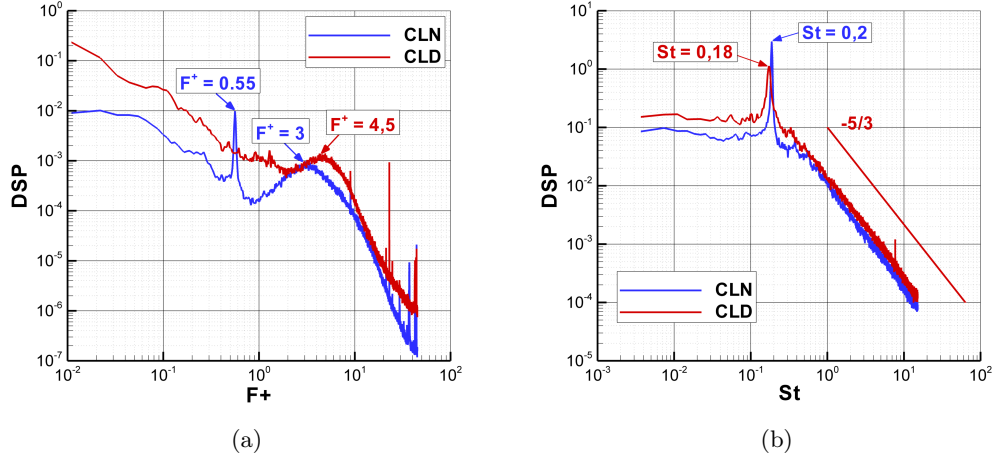


FIGURE 3.21 – Densité spectrale de puissance des fluctuations des composantes longitudinale U_X et verticale U_Z de la vitesse dans la couche cisailée (a) et dans le sillage (b), $Re_C = 4 \cdot 10^5$ et $\alpha = 20^\circ$.

La figure 3.21(b) illustre l'évolution de la DSP des fluctuations de la composante longitudinale U_X de la vitesse dans le sillage en fonction du nombre de Strouhal. Pour le cas CLN, le pic caractéristique de l'activité tourbillonnaire est observé pour $St = 0,2$, similaire à un cas de sillage de type « bluff body ». Le niveau d'énergie demeure stable pour des valeurs inférieures à ce nombre mais au-delà de cette valeur, le niveau d'énergie diminue brutalement de plusieurs ordres de grandeurs. Une diminution linéaire de pente en $-5/3$ est par ailleurs toujours observable. Les niveaux d'énergie sont très similaires pour le cas CLD, mais demeurent légèrement plus élevés en amont du pic présent dans le spectre. Le pic est maintenant observé pour une valeur de $St = 0,18$ mais demeure moins énergétique que pour le cas CLN.

Les fréquences naturelles observées sont résumées dans le tableau 3.3 pour les cas CLN et CLD. Pour le cas CLN, les pics dans la couche cisailée et dans le sillage ont été observés pour une fréquence proche de 40 Hz, caractéristique des instabilités globales présentes dans le sillage, ce qui n'avait pas été observé pour une incidence de 15° . L'interaction couche cisailée/sillage est donc différente pour une incidence de 20° .

Tableau 3.3 – Fréquences naturelles observées dans les densités spectrales de puissances.

Singularité dans le spectre	Nombre adimensionnel	Fréquence [Hz]
Pic couche cisailée (CLN)	$F^+ = 0,55$	$F = 36,7$ Hz
Bosse couche cisailée (CLN et CLD)	$F^+ \sim 3 - 4,5$	$F \sim 200 - 300$ Hz
Pic sillage (CLN et CLD)	$St \sim 0,18 - 0,2$	$F \sim 35 - 40$ Hz

5.2 Caractérisation de l'écoulement contrôlé

5.2.1 Influence de la fréquence de pulsation sur les efforts moyens

Comme pour le cas à 15° , des mesures d'efforts ont été effectuées pour des différents d'actions continus et pulsés afin d'observer l'influence de la fréquence de pulsation F_{BURST} sur les efforts moyens. La fréquence de l'alimentation a été fixée à $F_{HT} = 2\text{ kHz}$ et un balayage de la fréquence de pulsation a été effectué sur une gamme allant de 15 Hz à 500 Hz. La figure 3.22 illustre l'influence de la fréquence de pulsation F_{BURST} sur les gains moyens en portance et en traînée. Les traits mixtes bleus et rouges correspondent respectivement aux valeurs des gains obtenus avec une action continue à $F_{HT} = 2\text{ kHz}$ pour les cas CLN et CLD. Les valeurs nulles des gains correspondent au cas où aucun contrôle n'est réalisé.

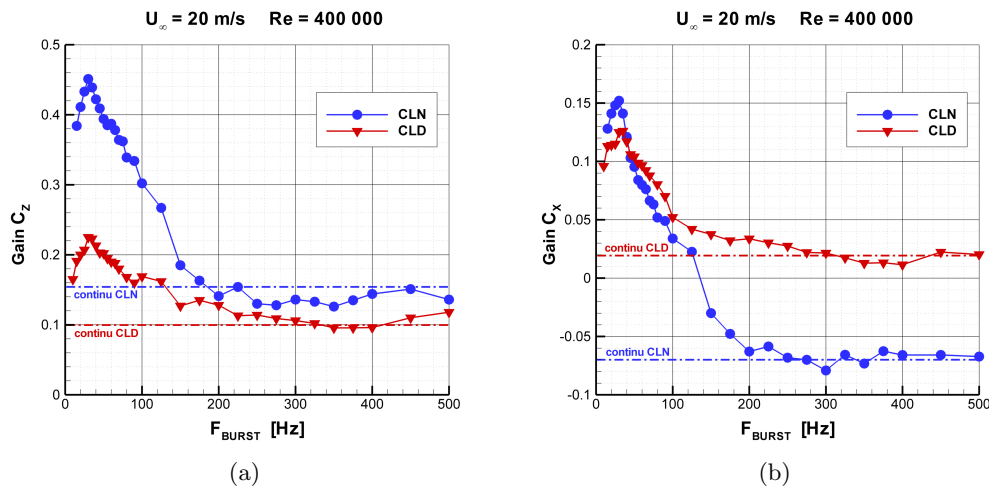


FIGURE 3.22 – Influence de la fréquence de pulsation F_{BURST} sur les gains en portance (a) et en traînée (b), $V_{HT} = 8\text{ kV}$, $F_{HT} = 2\text{ kHz}$, $Re_C = 4 \cdot 10^5$ et $\alpha = 20^\circ$.

L'évolution du gain en portance en fonction de la fréquence de pulsation est représentée sur la figure 3.22(a). Même à 20° d'incidence, une action continue à $F_{HT} = 2\text{ kHz}$ permet d'augmenter le gain en portance de 15% pour le cas CLN et de 10% pour le cas CLD : l'ajout de quantité de mouvement participe donc à l'augmentation de la portance à cette incidence. Pour une action pulsée, l'évolution du gain en portance est similaire pour les cas CLN et CLD : le gain est maximal pour des valeurs de F_{BURST} proche des 35 Hz, puis il diminue ensuite lorsque la fréquence de pulsation augmente pour finalement approcher la valeur obtenue avec une action continue. Pour le cas CLN, le gain maximal est 45% ce qui représente le double du gain maximal obtenu pour le cas CLD.

L'évolution du gain en traînée en fonction de la fréquence de pulsation est représentée sur la figure 3.22(b). Pour une action continue, le gain en traînée est différent, suivant que la couche limite soit déclenchée ou non. Lorsqu'on agit de manière continue, la traînée est

5. CONTRÔLE DU DÉCOLLEMENT À FORTE INCIDENCE ($\alpha = 20^\circ$)

diminuée de 7% pour le cas CLN alors qu'elle est augmentée de 2% pour le cas CLD. Dans les deux cas, l'action pulsée demeure globalement moins efficace en terme de réduction de traînée que l'action continue : pour des valeurs de F_{BURST} proches des 35 Hz la traînée est augmentée de 15% pour le cas CLN et de 12% pour le cas CLD . Lorsque la fréquence de pulsation augmente, la traînée se met à diminuer jusqu'à atteindre les valeurs obtenues avec une action continue.

Afin de mieux cerner les différentes dynamiques de contrôle en fonction des fréquences naturelles ciblées, l'évolution des différents gains en fonction de la fréquence de pulsation est maintenant superposée sur la figure 3.23. Le gain en portance est tracé en bleu et se rapporte à l'axe de gauche. Le gain en traînée est tracé en rouge et se rapporte à l'axe de droite. Deux zones distinctes, similaires pour les cas CLN et CLD, peuvent être observées à cette incidence, mettant en évidence deux dynamiques de contrôle :

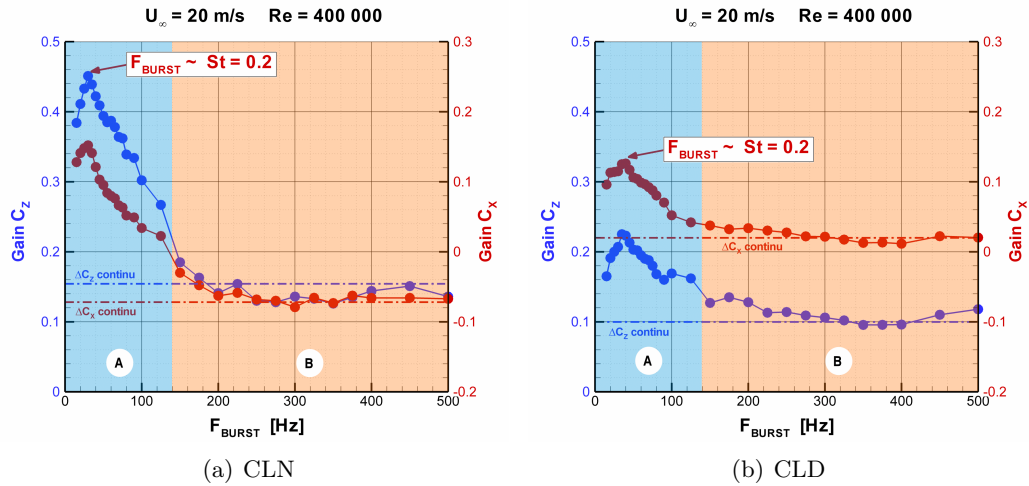


FIGURE 3.23 – Influence de la fréquence de pulsation F_{BURST} sur les gains en portance et en traînée pour les cas CLN (a) et CLD (b), $V_{HT} = 8$ kV, $F_{HT} = 2$ kHz, $Re_C = 4 \cdot 10^5$.

Zone A ($10 \text{ Hz} \leq F_{BURST} < 140 \text{ Hz}$) : la valeur de F_{BURST} varie dans une gamme de fréquence contenant la fréquence caractéristique des instabilités globales observées dans le spectre de DSP du sillage ($St = 0,2$). **Dans cette zone, la valeur des efforts est directement affectée par la fréquence de pulsation.** Lorsque $F_{BURST} \sim St = 0,2$, le gain en portance est maximal et atteint les 45% pour le cas CLN. Cependant, pour cette même fréquence, le gain en traînée est aussi maximal et représente une augmentation de 35% pour le cas CLN.

Zone B ($140 \text{ Hz} < F_{BURST} \leq 500 \text{ Hz}$) : la valeur de F_{BURST} varie dans une gamme de fréquences réduites comprises entre $2 \leq F^+ \leq 7,5$, ce qui inclut la gamme de fréquences des instabilités convectives de la couche de cisailée $F^+ \sim 3 - 4, 5$. **Dans cette zone, la fréquence de pulsation a une influence moindre sur la valeur des efforts.** L'efficacité de l'action pulsée est très proche de celle obtenue avec une action continue.

CHAPITRE 3. CONTRÔLE DU DÉCOLLEMENT DE TYPE BORD D'ATTAQUE

A cette incidence, contrairement à 15° , une fréquence de pulsation proche de la gamme de fréquences des instabilités convectives de la couche de cisailée ne permet plus d'augmenter fortement la portance tout en réduisant la traînée. L'ajout de quantité de mouvement est visiblement trop faible pour cette configuration aérodynamique et l'excitation des instabilités de la couche cisailée n'est pas assez conséquente pour permettre un recollement même partiel de l'écoulement. Les gains en portance et en traînée mesurés pour les cas CLN et CLD sont résumés dans le tableau 3.4 pour une action pulsée à $F_{BURST} = 35$ Hz.

Tableau 3.4 – Gains obtenus avec une action pulsée à $F_{BURST} = 35$ Hz.

CLN	CLD
Portance : +45%	Portance : +20%
Traînée : +5%	Traînée : +10%
Finesse : +26%	Finesse : +9%

5.2.2 Influence de la fréquence de pulsation sur le décollement

Deux effets de contrôle ont été observés sur les efforts aérodynamiques en fonction du type d'instabilités ciblées par la fréquence de pulsation. Afin de comparer les différents modes d'action sur le contrôle du décollement, des mesures PIV ont été réalisées pour visualiser la topologie moyenne de l'écoulement décollé dans les cas CLN et CLD. Les figures suivantes illustrent les contours du module de la vitesse enregistrés dans le cas sans contrôle, dans le cas d'une action continue à $F_{HT} = 2$ kHz, dans le cas d'une action pulsée à 35 Hz ($F_{BURST} \sim F_{sillage}$) et dans le cas d'une action pulsée à 350 Hz ($F_{BURST} \ll F_{nat}$).

Cas CLN

Les figures 3.24 et 3.25 illustrent l'influence du mode d'action sur les contours du module de la vitesse et sur les contours de la vorticité pour le cas CLN. Les deux effets de contrôle mis en évidence par les mesures d'efforts sont clairement observables sur les contours du module de la vitesse. Une action continue à $F_{HT} = 2$ kHz et une action pulsée à 350 Hz agissent sur le décollement de manière similaire : la zone de recirculation principale est légèrement réduite, la ligne de séparation au bord d'attaque est reculée de quelques centimètres vers l'aval, le tourbillon principal est décalé vers l'amont et la zone de recirculation n'est plus présente dans le prolongement du bord de fuite, ce qui explique la diminution de traînée précédemment observée. Au niveau du bord d'attaque, la vitesse moyenne est plus importante ce qui confirme l'augmentation de portance observée. La vorticité y est par ailleurs plus importante et témoigne d'un début de déflexion de la couche cisailée vers l'extrados d  à l'ajout de quantité de mouvement. Cependant, pour ces fréquences d'excitation, l'ajout de quantité de mouvement demeure insuffisant pour recoller l'écoulement à cette incidence.

5. CONTRÔLE DU DÉCOLLEMENT À FORTE INCIDENCE ($\alpha = 20^\circ$)

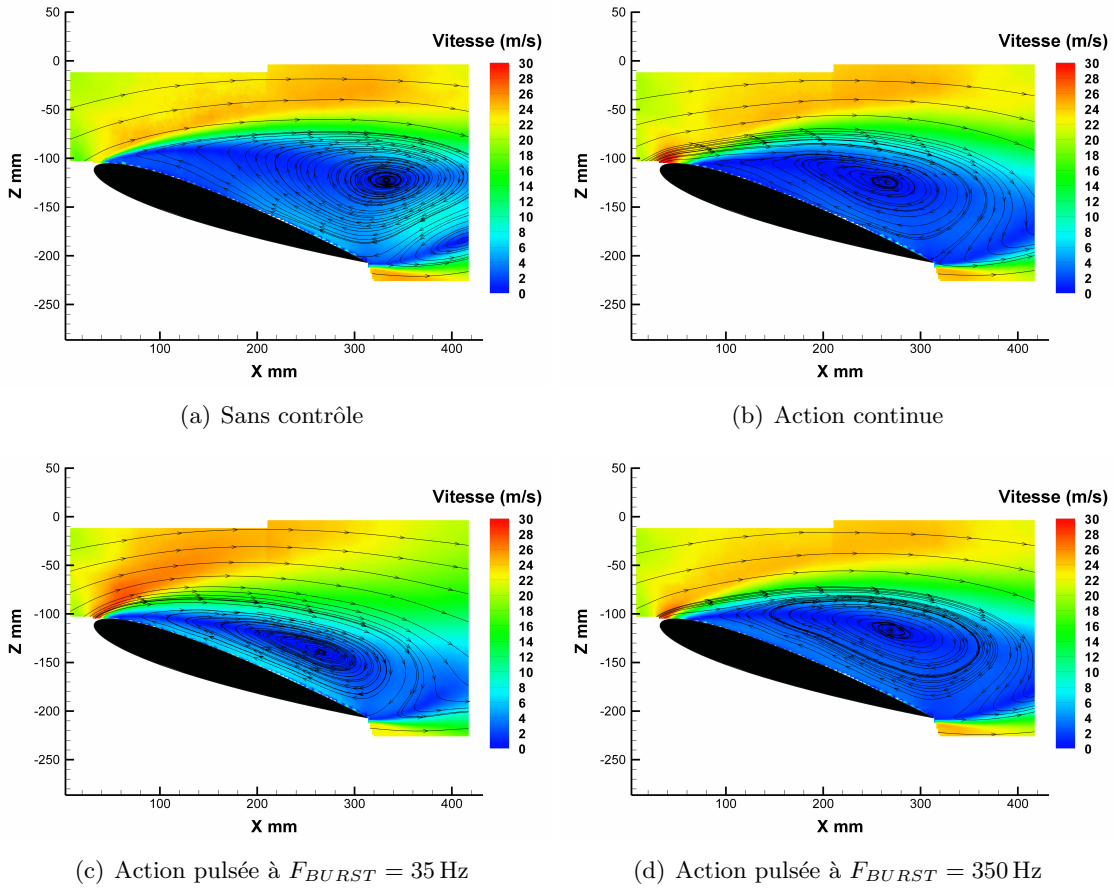


FIGURE 3.24 – Influence du mode d’action sur les contours du module de la vitesse pour le cas CLN, $V_{HT} = 8$ kV, $F_{HT} = 2$ kHz, $Re_C = 4 \cdot 10^5$ et $\alpha = 20^\circ$.

La dynamique de contrôle obtenue avec une action pulsée à 35 Hz est différente : le cœur tourbillonnaire est plus proche de l’extrados, mais la position de la ligne de séparation reste similaire à celle du cas sans contrôle. La vitesse moyenne est beaucoup plus importante au bord d’attaque, ce qui confirme la forte augmentation de portance enregistrée. Par ailleurs, la vitesse moyenne de l’écoulement qui remonte le long de l’extrados est beaucoup plus élevée et se rapproche des $10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ en proche paroi. Les contours de la vorticité moyenne attestent d’un enroulement très prononcé de la couche cisailée vers l’extrados au niveau du bord d’attaque (sans horaire) et d’une diminution de la vorticité au bord de fuite.

Lorsque $F_{BURST} \sim F_{sillage}$, la couche de cisaillement s’enroule à proximité du bord d’attaque pour former de gros tourbillons énergétiques en proche paroi et la zone de recirculation issue du bord de fuite est repoussée vers l’aval. La zone de recirculation ainsi créée en proche paroi constitue un tourbillon portant à l’origine de l’augmentation considérable de la portance (+45%). Wu *et al.* [125] expliquent cette dynamique de l’écoulement par un phénomène de résonance entre les instabilités de la couche cisailée et celles du sillage à l’origine de la formation de tourbillons portants.

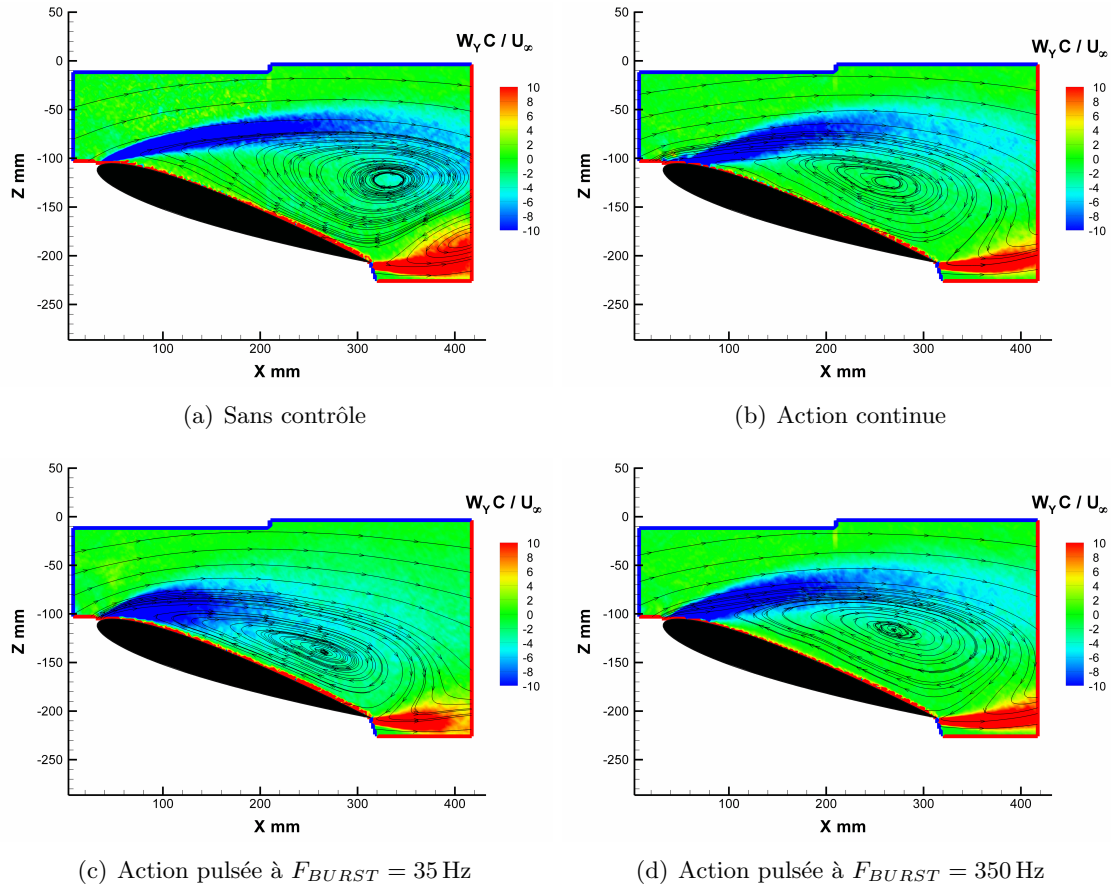


FIGURE 3.25 – Influence du mode d'action sur les contours de la vorticité adimensionnée pour le cas CLN, $V_{HT} = 8$ kV, $F_{HT} = 2$ kHz, $Re_C = 4 \cdot 10^5$ et $\alpha = 20^\circ$.

Cas CLD

Les figures 3.26 et 3.27 illustrent l'influence du mode d'action sur les contours du module de la vitesse et sur les contours de la vorticité pour le cas CLD. Pour cette incidence, le déclenchement de la couche limite engendre la formation d'un bulbe de décollement, mis en évidence par les lignes de courant au niveau du bord d'attaque ($x = 60$ mm, $z = -105$ mm), immédiatement suivi d'un décollement massif. Comme pour le cas CLN, une action continue à $F_{HT} = 2$ kHz et une action pulsée à 350 Hz agissent sur le décollement de manière similaire : le décollement massif est remplacé par deux zones de recirculation de dimensions inférieures, un large bulbe de séparation s'étale sur l'extrados ($x = 100$ mm, $z = -110$ mm) suivi d'un tourbillon centré au-dessus du bord de fuite. L'augmentation de la vorticité au bord d'attaque illustre de la déflexion de la couche de cisaillement vers l'extrados, à l'origine de la formation du bulbe de séparation. L'ajout de quantité de mouvement, à l'origine de cette déflexion, entraîne une augmentation de la portance de 10%, mais demeure insuffisant pour permettre le recollement à cette incidence.

5. CONTRÔLE DU DÉCOLLEMENT À FORTE INCIDENCE ($\alpha = 20^\circ$)

La dynamique obtenue avec une action pulsée à 35 Hz est similaire à celle observée pour le cas CLN pour la même fréquence de pulsation : la vitesse moyenne de l'écoulement qui remonte le long de l'extrados est beaucoup plus élevée en proche paroi et les contours de la vorticit   attestent d'un enroulement tr  s prononc   de la couche cisail  e vers l'extrados au niveau du bord d'attaque. La cr  ation d'un large tourbillon portant permet une augmentation de la portance de 20%. Cependant, la pr  sence du turbulateur ne permet pas d'obtenir un gain de 45% comme dans le cas CLN. Le d  clenchement de la couche limite pourrait expliquer cette limitation : la turbulence induite lors du d  clenchement de la couche limite r  duit l'autorit   de l'actionneur, le niveau de turbulence plus   lev   rend plus difficile l'excitation des instabilit  s de la couche cisail  e.

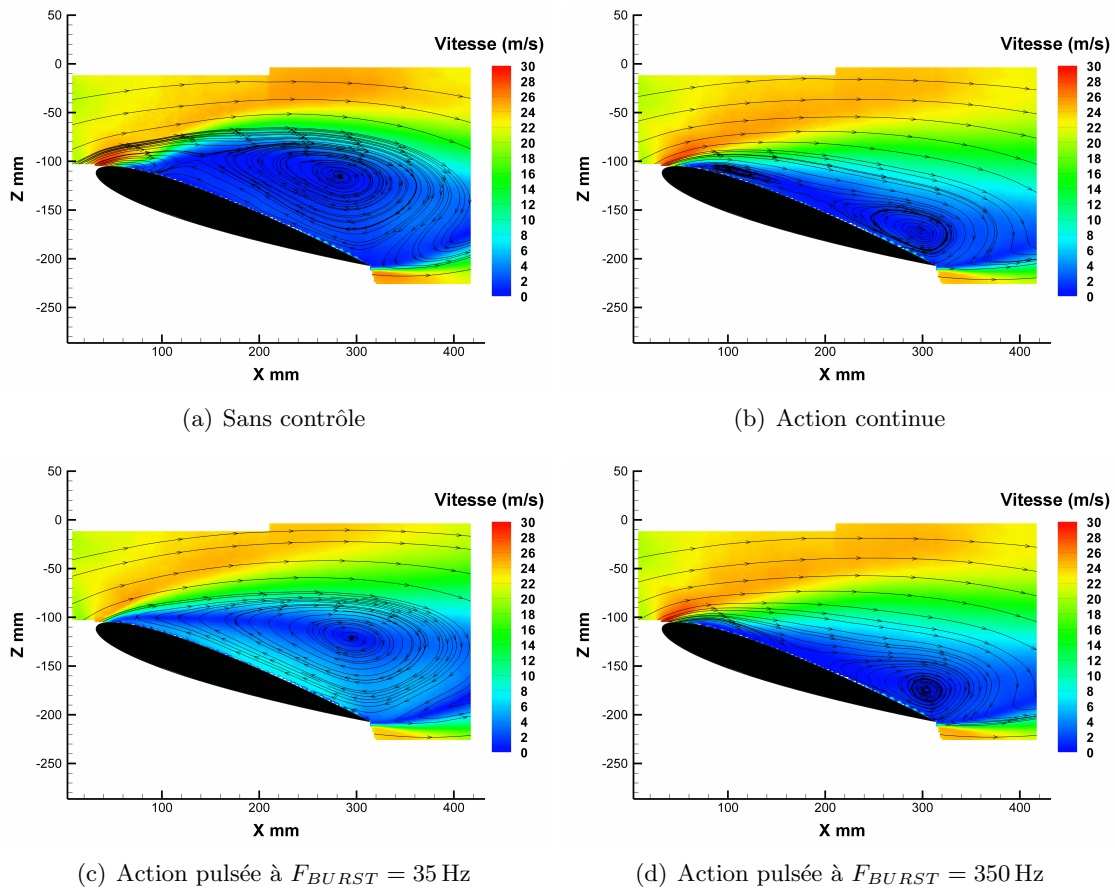


FIGURE 3.26 – Influence du mode d'action sur les contours du module de la vitesse pour le cas CLD, $V_{HT} = 8$ kV, $F_{HT} = 2$ kHz, $Re_C = 4 \cdot 10^5$ et $\alpha = 20^\circ$.

Malgr   la pr  sence du turbulateur, les effets de contr  le observ  s pour le cas CLN se retrouvent dans le cas CLD : lorsque $F_{BURST} \sim F_{sillage}$, l'interaction avec les instabilit  s de la couche cisail  e permet de former des tourbillons portants    l'origine de l'augmentation de la portance (+20%).

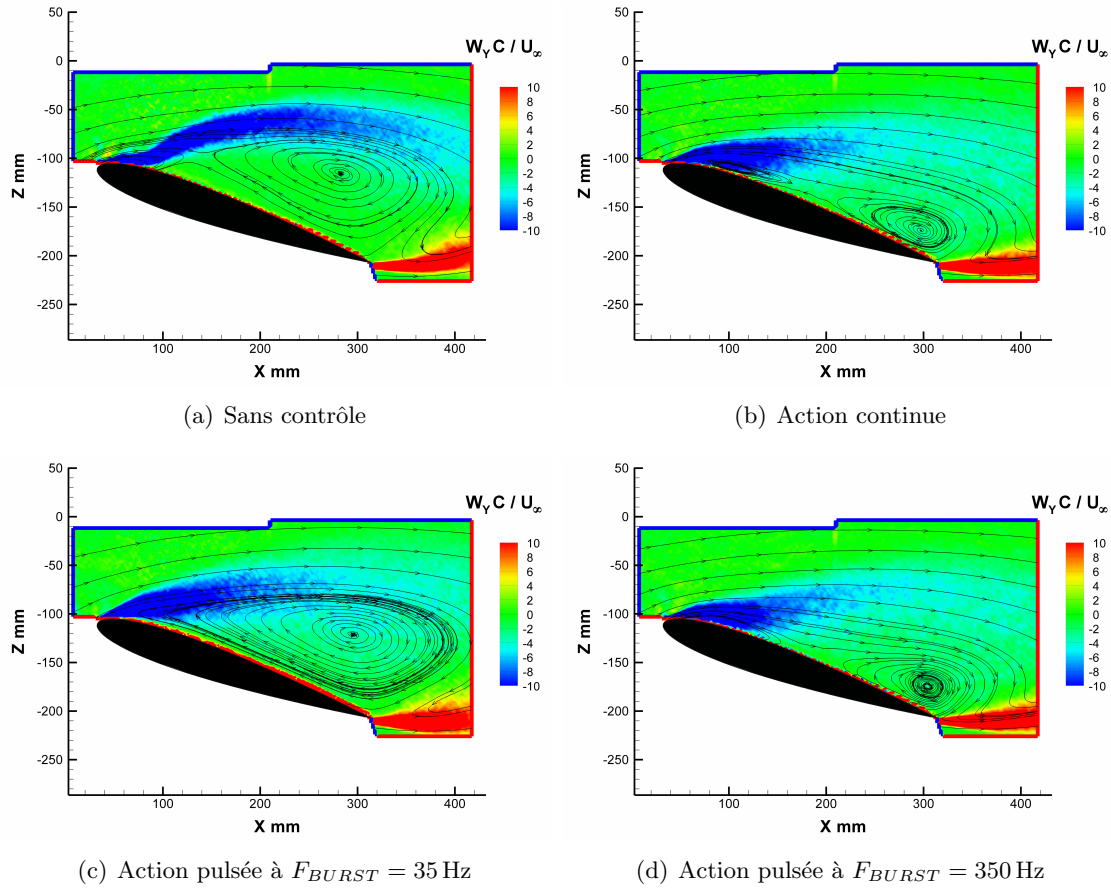


FIGURE 3.27 – Influence du mode d'action sur les contours de la vorticité adimensionnée pour le cas CLD, $V_{HT} = 8$ kV, $F_{HT} = 2$ kHz, $Re_C = 4 \cdot 10^5$ et $\alpha = 20^\circ$.

5.2.3 Influence de la fréquence de pulsation sur les profils de vitesse dans le sillage

Le dispositif expérimental ne permettant pas de réaliser des mesures PIV dans le sillage du profil, des mesures de vitesses ont été effectuées afin d'obtenir des informations complémentaires sur l'évolution de la vitesse et de la turbulence dans le sillage. Ces mesures ont consisté en plusieurs balayages verticaux, réalisés avec la sonde fils chauds croisés, à une longueur de corde en aval du bord de fuite. Les figures suivantes illustrent les profils de vitesse et d'intensité de turbulence des composantes U_X et U_Z dans le sillage du profil dans le cas sans contrôle, dans le cas d'une action continue à $F_{HT} = 2$ kHz, dans le cas d'une action pulsée à 35 Hz ($F_{BURST} \sim F_{sillage}$) et dans le cas d'une action pulsée à 350 Hz ($F_{BURST} \gg F_{nat}$). L'ordonnée $Z/C = 0$ correspond à la position du bord de fuite lorsque l'angle d'incidence de l'aile est de 20° .

Cas CLN

5. CONTRÔLE DU DÉCOLLEMENT À FORTE INCIDENCE ($\alpha = 20^\circ$)

La figure 3.28 illustre les profils de vitesse et d'intensité de turbulence pour le cas CLN. De manière générale, les valeurs de vitesse et d'intensité de turbulence mesurées sont similaires pour les cas contrôlés avec une action continue à $F_{HT} = 2\text{ kHz}$ et avec une action pulsée à $F_{BURST} = 350\text{ Hz}$. En comparaison avec le cas non contrôlé, la largeur du sillage se trouve réduite, le déficit de vitesse est moins important (Fig.3.28(a)) et l'intensité de turbulence est réduite (Fig.3.28(b)), ce qui confirme la diminution de la traînée observée sur les efforts. Par ailleurs, à l'altitude du bord d'attaque ($z/c = 0,35$), l'évolution de la composante U_Z témoigne d'une augmentation de la vitesse dans le sens du profil à l'origine de la déflexion de la couche cisailée (Fig.3.28(c)). Au niveau du bord de fuite, la valeur de la composante U_Z est fortement réduite ce qui confirme la diminution de l'activité tourbillonnaire observée par PIV.

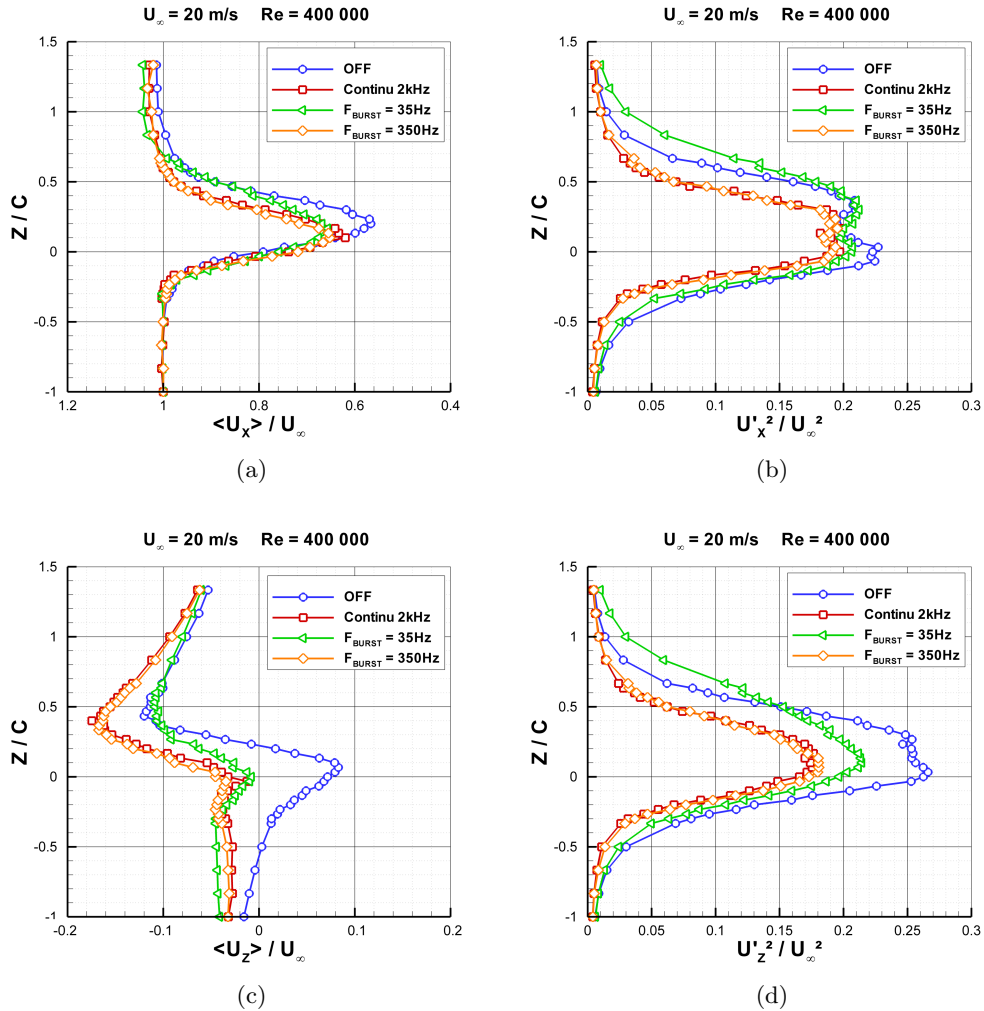


FIGURE 3.28 – Influence du mode d'action sur les profils de vitesse et d'intensité de turbulence des composantes U_X (a), (b) et U_Z (c), (d) dans le sillage du profil pour le cas CLN, $V_{HT} = 8\text{ kV}$, $F_{HT} = 2\text{ kHz}$, $Re_C = 4 \cdot 10^5$ et $\alpha = 20^\circ$.

CHAPITRE 3. CONTRÔLE DU DÉCOLLEMENT DE TYPE BORD D'ATTAQUE

Pour le cas contrôlé avec une action pulsée à $F_{BURST} = 35$ Hz, le déficit de vitesse est réduit en comparaison avec le cas non contrôlé, mais la largeur du sillage demeure similaire (Fig.3.28(a)). L'intensité de turbulence enregistrée est globalement plus importante que pour les cas contrôlés avec une action continue et avec une action pulsée à $F_{BURST} = 350$ Hz, en particulier pour les altitudes positives où sa valeur dépasse légèrement celle mesurée pour le cas sans contrôle (Fig.3.28(b)), ce qui peut expliquer la faible augmentation de la traînée mesurée sur les efforts. Sur la figure 3.28(c), la composante U_Z se comporte comme pour le cas non contrôlé au niveau du bord d'attaque ($z/c = 0,5$) et comme pour les cas contrôlés avec une action continue et avec une action pulsée à $F_{BURST} = 350$ Hz au niveau du bord de fuite ($z/c = 0$). Ce résultat s'explique par un enroulement de la couche cisailée à l'origine d'une large recirculation sur l'extrados, similaire à celle observée pour le cas sans contrôle au bord d'attaque, mais il confirme aussi que la zone de recirculation issue du bord de fuite est repoussée vers l'aval comme pour les autres cas de contrôle.

Cas CLD

La figure 3.29 illustre les profils de vitesse et d'intensité de turbulence pour le cas CLD. Pour la composante longitudinale (Fig.3.28(a)), le cas contrôlé avec une action pulsée à $F_{BURST} = 35$ Hz se détache des autres cas : la largeur du sillage est plus importante, tout comme la valeur de l'intensité de turbulence de chaque composante, ce qui confirme l'augmentation de traînée enregistrée pour ce mode de contrôle (Fig.3.28(b) et 3.28(d)). Pour les cas contrôlés avec une action continue et avec une action pulsée à $F_{BURST} = 350$ Hz, la composante U_Z est plus élevée que pour le cas contrôlé à $F_{BURST} = 35$ Hz et uniquement dirigée vers le bas (Fig.3.28(a)), ce qui est en accord avec les mesures PIV qui avaient illustré une importante déflexion de la couche de cisaillement vers l'extrados. Pour le cas contrôlé avec une action pulsée à $F_{BURST} = 35$ Hz, l'évolution de la composante U_Z témoigne d'une activité tourbillonnaire bien établie, à l'image de l'écoulement non contrôlé pour le cas CLN (Fig.3.28(a)).

Les deux dynamiques de l'écoulement observées sont similaires pour les cas CLN et CLD : lorsque $F_{BURST} \sim F_{sillage}$, la largeur du sillage augmente, ce qui avait aussi été observé par Wu *et al.* [125]. D'un point de vue moyen, l'interaction entre les instabilités de la couche cisailée et celles du sillage permet la création d'une large structure tourbillonnaire cohérente et encore bien établie à une longueur de corde du bord de fuite. Qui plus est, le déclenchement de la couche limite n'altère pas la formation de ces structures cohérentes. L'émission tourbillonnaire dans le sillage est de type « bluff body » et ne dépend uniquement que des dimensions de l'obstacle. Pour le cas non contrôlé, le sillage est plus fin, mais l'interaction entre les différentes structures tourbillonnaires est plus défavorable à l'aile en terme de portance. Lorsque $F_{BURST} \gg F_{nat}$, la réduction de la taille du sillage et de l'intensité de turbulence confirment que ce mode d'action entraîne une déflexion de la couche cisailée vers l'extrados.

5. CONTRÔLE DU DÉCOLLEMENT À FORTE INCIDENCE ($\alpha = 20^\circ$)

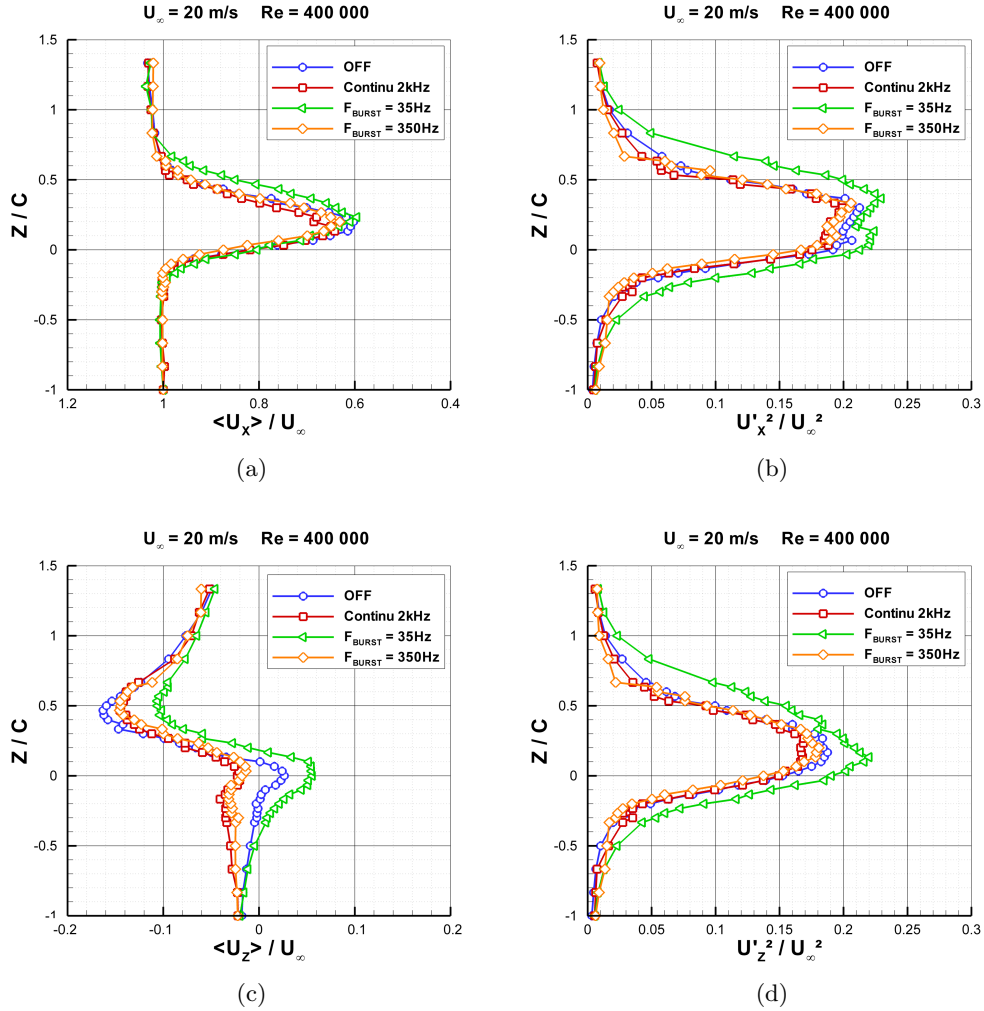


FIGURE 3.29 – Influence du mode d'action sur les profils de vitesse et d'intensité de turbulence des composantes U_X (a), (b) et U_Z (c), (d) dans le sillage du profil pour le cas CLD, $V_{HT} = 8$ kV, $F_{HT} = 2$ kHz, $Re_C = 4 \cdot 10^5$ et $\alpha = 20^\circ$.

5.2.4 Influence de la fréquence de pulsation sur la DSP des fluctuations de vitesse

Afin d'observer l'influence des différents modes d'action sur les fluctuations de la composante longitudinale de la vitesse, des séries temporelles ont été enregistrées pour déterminer les DSP relatives aux deux effets de contrôle précédemment observés. Les fréquences caractéristiques des instabilités naturelles étant sensiblement identiques pour les cas CLN et CLD (Sec.5.1.2), seul le cas CLD sera détaillé par la suite. La figure 3.30(a) illustre l'évolution de la DSP des fluctuations de la composante longitudinale U_X de la vitesse dans la couche de cisaillement.

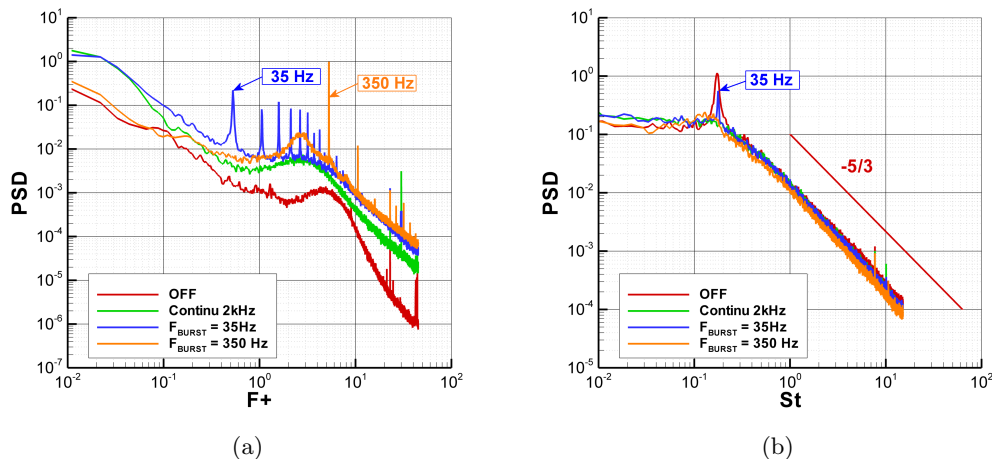


FIGURE 3.30 – Densité spectrale de puissance des fluctuations de la composante longitudinale de la vitesse dans la couche cisailée (a) et dans le sillage (b) pour différents modes de contrôle, $V_{HT} = 8\text{ kV}$, $F_{HT} = 2\text{ kHz}$, $Re_C = 4 \cdot 10^5$ et $\alpha = 20^\circ$.

Avec une action continue ou pulsée à $F_{BURST} = 350\text{ Hz}$, le niveau d'énergie global est augmenté par rapport au cas sans contrôle et la bosse fréquentielle caractéristique des instabilités de la couche cisailée est décalée vers les basses fréquences, ce qui implique une diffusion plus rapide de la couche cisailée. Comme pour le cas à 15° , cette diffusion est vraisemblablement favorisée par l'amalgame des structures tourbillonnaires de la couche cisailée. Le niveau d'énergie est légèrement plus élevé pour le cas $F_{BURST} = 350\text{ Hz}$ et la bosse fréquentielle est resserrée autour de $F^+ = 3$. Pour le cas $F_{BURST} = 35\text{ Hz}$ ($F_{BURST} \sim F_{sillage}$), de grands pics sont observables à la fréquence d'excitation ainsi qu'à ses harmoniques : ce mode d'action permet de fournir de l'énergie sur une large gamme de fréquences.

La figure 3.30(b) illustre l'évolution de la DSP des fluctuations de la composante longitudinale U_X de la vitesse dans le sillage en fonction du nombre de Strouhal. Le niveau d'énergie global est similaire pour tous les cas étudiés, cependant, le pic caractéristique des instabilités du sillage est uniquement présent pour le cas non contrôlé et le cas $F_{BURST} = 35\text{ Hz}$. Sur la figure 3.31, le pic caractéristique des instabilités du sillage se cale sur la fréquence de pulsation utilisée : lorsque la fréquence de pulsation est proche de celle des instabilités naturelles du sillage, l'excitation des instabilités la couche cisailée permet de réorganiser les structures tourbillonnaires émises dans le sillage autour de la fréquence choisie. Ce phénomène de résonance entre les structures tourbillonnaires de la couche cisailée et celle du sillage, observé dans les travaux de Wu *et al.* [125], a uniquement été observé lorsque la valeur de F_{BURST} était proche de $F_{sillage}$.

5. CONTRÔLE DU DÉCOLLEMENT À FORTE INCIDENCE ($\alpha = 20^\circ$)

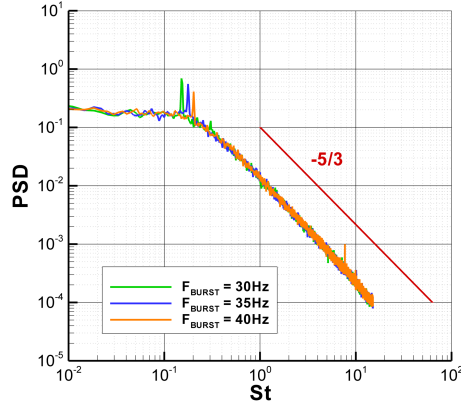


FIGURE 3.31 – Densité spectrale de puissance des fluctuations de la composante longitudinale de la vitesse dans le sillage pour différentes fréquences de pulsation proche de $F_{sillage}$, $V_{HT} = 8$ kV, $F_{HT} = 2$ kHz, $Re_C = 4 \cdot 10^5$ et $\alpha = 20^\circ$.

5.2.5 Synthèse

Les résultats obtenus dans cette section ont permis de mettre en évidence que, comme pour le cas à 15° , plusieurs modes d'action pouvaient être envisagés pour contrôler le décollement issu du bord d'attaque. L'étude séparée des cas CLN et CLD a permis de confirmer que les dynamiques de recollement observées étaient similaires malgré le déclenchement de la couche limite. Tous les résultats mettent en évidence l'importance de la fréquence de pulsation sur la dynamique de contrôle :

$F_{BURST} \sim F_{sillage}$: l'excitation des instabilités naturelles de la couche cisailée à une fréquence proche de celle des instabilités naturelles du sillage permet de créer un phénomène de résonance via le processus non linéaire d'interaction entre les différentes structures tourbillonnaires. De larges structures portantes sont émises dans le sillage (augmentation de la traînée et gain considérable en portance) à une fréquence identique à la fréquence de pulsation de l'actionneur. Le phénomène de résonance entre les structures tourbillonnaires de la couche cisailée et celle du sillage, mis en évidence dans les travaux numériques de Wu *et al.* [125], permet d'interpréter la dynamique des structures tourbillonnaires créées à cette fréquence.

$F_{BURST} \gg F_{sillage}$: la dynamique de contrôle est similaire pour une action pulsée et pour une action continue. L'ajout de quantité de mouvement permet de transférer de l'énergie dans la couche limite et d'engendrer une déflexion de la couche cisailée vers l'extrados à l'origine d'une augmentation de la portance et d'une réduction de la traînée pour le cas CLN, ce qui va dans le sens des résultats présents dans la littérature (Greenblatt *et al.* [60], Amitay *et al.* [61], Seifert *et al.* [62], Sosa *et al.* [63] et Bénard *et al.* [65])

6 Synthèse et perspectives

6.1 Synthèse

Les résultats obtenus dans ce chapitre ont permis de mettre en évidence que plusieurs modes d'action, mises en œuvre par un même actionneur plasma, pouvaient être envisagés pour contrôler le décollement issu du bord d'attaque. Pour deux angles d'incidence, correspondant chacun à un régime particulier de décrochage, l'action pulsée se révèle être plus efficace que l'action continue pour l'amélioration des performances aérodynamiques. De plus, les effets de contrôle observés sont similaires pour les deux incidences, avec ou sans déclenchement de la couche limite :

$F_{BURST} \sim F_{cc}$: l'excitation des fréquences caractéristiques des instabilités naturelles de la couche cisailée permet de créer une déflexion de cette dernière (effet Coanda) vers l'extrados du profil via un processus d'amalgame des structures tourbillonnaires. Ce mécanisme conduit à une réduction du bulbe de séparation permettant d'augmenter la portance et de réduire la traînée (Greenblatt *et al.* [60], Amitay *et al.* [61], Seifert *et al.* [62], Sosa *et al.* [63] et Bénard *et al.* [65]). Pour le cas CLN à 15° , l'écoulement est recollé sur la totalité de l'extrados, la portance est augmentée de 62% et la traînée réduite de 42%. La fréquence réduite basée sur la fréquence de pulsation est proche de l'unité ($F^+ = 1,35$), ce qui est en accord avec les valeurs citées dans la littérature. L'effet de contrôle est toujours observable à 20° , en particulier pour le cas CLD où il permet la réduction du bulbe de décollement. Cependant, l'excitation des instabilités demeure plus difficile à cette incidence à cause des niveaux de turbulence plus élevés.

$F_{BURST} \sim F_{sillage}$: l'excitation des fréquences caractéristiques des instabilités naturelles de la couche cisailée induit un phénomène de résonance via le processus d'interaction non linéaire entre les instabilité convectives de la couche cisailée et les instabilités globales du sillage. Ce phénomène de résonance permet l'émission de structures tourbillonnaires portantes dans le sillage, à l'origine d'une forte augmentation de la portance mais aussi de la traînée. Pour le cas à 20° , le déclenchement de la couche limite n'altère pas la formation de ces structures énergétiques qui ne dépendent que des dimensions de l'obstacle, comme pour un sillage de type « bluff body ». Pour le cas CLN, la portance est augmentée de 45% pour une augmentation de la traînée de 5%. Pour le cas à 15° , le phénomène de résonance est limité par le déclenchement de la couche limite, mais il demeure bien observable.

$F_{BURST} \gg F_{nat}$: l'effet de contrôle est similaire au cas $F_{BURST} \sim F_{cc}$ mais il demeure moins efficace pour l'amélioration des performances aérodynamiques. Pour les cas CLN et CLD, les gains obtenus avec une action pulsée sont très proches de ceux obtenus avec une action continue à $F_{HT} = 2$ kHz.

6.2 Perspectives

Étude de la dynamique du contrôle

Afin de confirmer et d'approfondir les résultats obtenus dans ce chapitre, une étude portant sur la formation et la convection des structures tourbillonnaires portante dans le sillage est nécessaire. De la vélocimétrie à imagerie de particule résolue en temps permettrait d'observer ce phénomène afin de vérifier les travaux numériques menés par Wu *et al.* [125]. L'intérêt étant de comprendre les mécanismes à l'origine de la formation de ces structures afin de les optimiser pour l'amélioration des performances aérodynamiques.

Contrôle du décollement pour des nombres de Reynolds plus élevés

Pour une incidence de 20° , le déclenchement de la couche limite ne modifie pas les fréquences caractéristiques des instabilités globales du sillage. Il serait intéressant de voir si, pour une fréquence de pulsation $F_{BURST} \sim F_{sillage}$, l'excitation des instabilités naturelles de la couche cisailée aboutit toujours sur le phénomène de résonance décrit par Wu *et al.* [125]. pour des nombres de Reynolds plus élevés.

Durant ces travaux de thèse, des essais préliminaires ont permis de confirmer cette hypothèse pour un nombre de Reynolds de $Re_C = 8 \cdot 10^5$. La figure 3.32 illustre notamment l'évolution des gains en portance et en traînée en fonction de la fréquence de pulsation F_{BURST} pour le cas CLN. Lorsque $F_{BURST} \sim F_{sillage}$ (~ 60 Hz), une augmentation de la portance de 37% et de la traînée de 10% est observable. Cependant, le niveau de turbulence pour le cas CLD limite considérablement cet effet de contrôle. Ces résultats ont besoin d'être approfondis et élargis à d'autres régimes de décollement et d'autres nombre de Reynolds plus élevé.

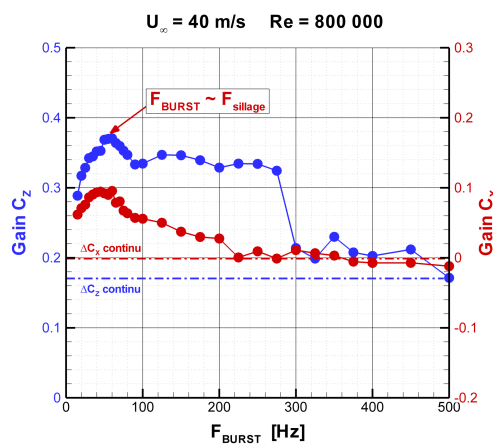


FIGURE 3.32 – Influence de la fréquence de pulsation F_{BURST} sur les gains en portance et en traînée pour le cas CLN, $V_{HT} = 8$ kV, $F_{HT} = 2$ kHz, $Re_C = 8 \cdot 10^5$ et $\alpha = 20^\circ$.

Étude paramétrique sur la puissance active

Dans les travaux numériques de Wu *et al.* [125], il est écrit que le phénomène de résonance est observable même avec une très faible excitation des instabilités de la couche cisailée. Il serait intéressant de faire une étude paramétrique sur la puissance active afin d'exploiter ce phénomène à faible puissance pour optimiser le rendement de l'actionneur.

Durant ces travaux de thèse, la fréquence d'alimentation haute tension a été fixée à $F_{HT} = 2\text{kHz}$ pour toutes les mesures présentées. Des essais préliminaires ont permis d'observer que le phénomène de résonance était toujours présent malgré une diminution de la puissance active de l'actionneur. La figure 3.33 illustre l'influence de la fréquence haute tension F_{HT} sur les DSP des fluctuations de la composante longitudinale de la vitesse dans le sillage. Le pic à 35 Hz illustre que la résonance a bien lieu même lorsque F_{HT} est réduite de moitié.

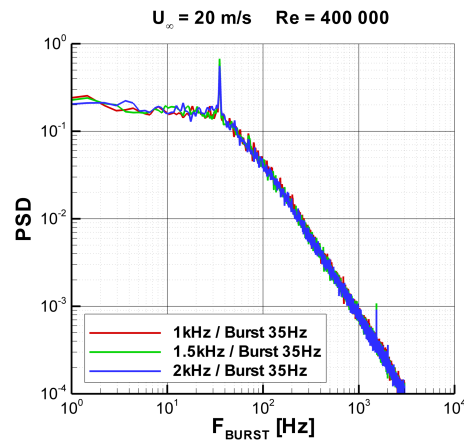


FIGURE 3.33 – Influence de la fréquence haute tension F_{HT} sur les DSP des fluctuations de la composante longitudinale de la vitesse dans le sillage, $F_{BURST} = 35\text{ Hz}$, $V_{HT} = 8\text{ kV}$, $Re_C = 4 \cdot 10^5$ et $\alpha = 20^\circ$.

La figure 3.34 illustre quant à elle l'évolution des gains en portance et en traînée en fonction de la fréquence haute tension F_{HT} . Un fort gain en portance accompagné d'une augmentation de la traînée sont là aussi observables lorsque $F_{HT} \sim F_{sillage}$. Un phénomène de résonance peut donc être créé avec une action continue et à faible puissance.

6. SYNTHÈSE ET PERSPECTIVES

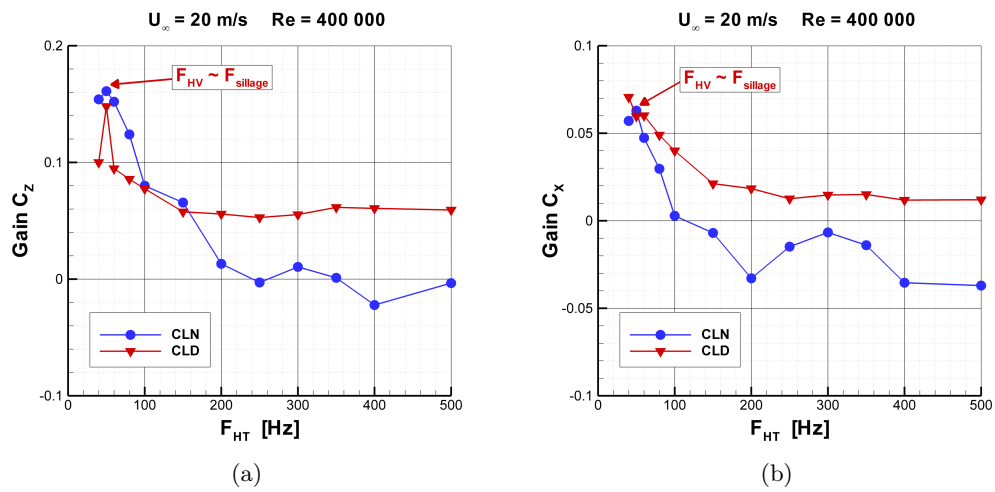


FIGURE 3.34 – Influence de la fréquence haute tension F_{HT} sur les gain en portance (a) et en traînée (b), $V_{HT} = 8 \text{ kV}$, $Re_C = 4 \cdot 10^5$ et $\alpha = 20^\circ$.

Conclusion et perspectives

Les travaux présentés dans ce manuscrit ont été réalisés dans le but d'apporter une contribution à l'étude d'une décharge à barrière diélectrique surfacique pour le contrôle d'écoulement. Pour conclure, les principaux résultats obtenus sont présentés de manière synthétique et accompagnés des perspectives envisagées pour les études à venir.

Caractérisation de l'actionneur plasma

Des mesures d'ozone ont été réalisées afin de déterminer le taux de production de l'actionneur plasma. Pour une longueur de plasma de 10 cm, le taux de production avoisine les $10 \text{ ppm}\cdot\text{min}^{-1}$ pour un couple 12 kV et 1 kHz ($P_{elec} = 8,45 \text{ W}$). En rapportant le taux de production d'ozone au volume de l'enceinte, l'actionneur plasma produit $14,9 \text{ g}\cdot(\text{kWh})^{-1}$ soit dix fois moins qu'un ozoneur optimisé. Cette production d'ozone est à prendre en compte d'un point de vue environnemental, en particulier pour des applications de contrôle d'écoulement sur des véhicules terrestres. D'un point de vue sanitaire, cette quantité d'ozone constitue un risque potentiel à prendre en considération lors des futures recherches expérimentales sur ce type de décharge. Cette étude doit être poursuivie sur d'autres géométries d'actionneur afin de compléter les résultats obtenus. Par ailleurs, l'étude du processus de détérioration de la couche supérieure du diélectrique doit être approfondie dans une optique d'optimisation de la durée de vie de l'actionneur.

Le rôle de l'azote et de l'oxygène sur le comportement de la décharge a été étudié dans le but de mieux cerner les mécanismes physiques à l'origine du transfert de quantité de mouvement. Des mesures ont été effectuées dans différents mélanges gazeux composés d'azote et d'oxygène sous différents rapports volumiques N_2/O_2 . Pendant la phase anodique, l'augmentation de la proportion en O_2 a pour conséquence la diminution du nombre de pics de courant, mais aussi l'augmentation de leur intensité : la propagation des filaments se fait au sein de canaux ionisés communs entre les deux électrodes. L'augmentation de la concentration en N_2 favorise, quant à elle, les phénomènes de ramification des streamers attribués à une distribution non-homogène des électrons et des ions négatifs à la surface du diélectrique au début de la phase anodique. Ces résultats confirment l'importance du rôle joué par O_2 dans l'amorçage des streamers. Pendant la phase cathodique, l'augmentation de la concentration en O_2 favorise le passage du régime diffus au régime filamentaire. En effet, la tension seuil nécessaire à l'apparition des sparks négatifs est plus faible lorsque la

CONCLUSION

concentration en O_2 augmente. Dans nos conditions expérimentales, les ions négatifs O_2^- favorisent l'apparition de ce phénomène. De plus, l'absence de O_2 a un effet direct sur la composante couronne du courant qui devient plus faible que dans l'air. Une étude plus fine du courant de décharge pourrait éventuellement permettre d'établir une corrélation entre les pics de courant enregistrés pendant la phase anodique et la propagation des streamers, observée par imagerie ICCD.

Pour chaque gaz, la puissance électrique augmente linéairement avec la fréquence du signal et quadratiquement avec $V_{HT} - V_0$, cependant elle diffère quand le rapport volumique N_2 / O_2 varie. En comparaison avec l'air, la puissance consommée est plus importante dans N_2 et plus faible dans O_2 en régime diffus, mais cette différence s'efface en régime filamentaire. L'influence de l'humidité sur la vitesse du vent ionique a, par ailleurs, été confirmée. Dans nos conditions expérimentales, la vitesse du vent ionique est plus importante dans l'air ambiant que dans l'air sec d'environ 10%. La vitesse maximale du vent ionique est plus importante dans l'oxygène pur que dans l'azote pur, cependant la longueur d'accélération du jet de paroi créé est plus importante dans l'azote pur. En terme de production de vent ionique, le rapport volumique optimal est proche de celui présent dans l'air. Si on supprime toute présence de O_2 , la vitesse de l'écoulement induit chute brutalement, ce qui confirme l'importance des atomes d'oxygène dans la production de vent ionique. Au vu de l'extension des filaments observée par imagerie ICCD, l'hypothèse est que, dans l'azote pur, le vent ionique est principalement généré pendant la phase anodique grâce aux ions N_2^+ et que, dans l'oxygène pur, le vent ionique est principalement généré durant la phase cathodique grâce aux ions O_2^- . Pour approfondir ces résultats, il serait très intéressant de réaliser des mesures en moyenne de phase ou résolues en temps dans l'azote et l'oxygène afin d'observer le rôle joué par les différents ions. La possibilité d'une corrélation entre la vitesse du vent ionique et la longueur des filaments pour chaque phase active de la décharge doit aussi être explorée.

Contrôle du décollement massif issu du bord d'attaque

L'objectif de cette étude est de démontrer qu'avec un seul actionneur DBD positionné au bord d'attaque, il est possible d'établir différentes stratégies de contrôle, basées sur l'excitation périodique des instabilités naturelles de l'écoulement, afin de modifier les performances aérodynamiques d'un profil d'aile pour les adapter à un objectif aérodynamique particulier. Deux configurations aérodynamiques en régime de décrochage ont été retenues : 15° et 20° d'incidence. Le but étant d'étudier, dans chaque cas, la fréquence de pulsation la plus efficace pour augmenter les performances aérodynamiques, ainsi que le mécanisme à l'origine de la modification de l'écoulement.

Les résultats obtenus ont permis de mettre en évidence que, selon la fréquence de pulsation utilisée, différents mécanismes de contrôle pouvaient être mis en œuvre pour modifier le décollement issu du bord d'attaque. Pour les deux configurations aérodynamiques, l'action pulsée se révèle être plus efficace que l'action continue pour l'amélioration

des performances aérodynamiques. De plus, les effets de contrôle observés sont similaires pour les deux incidences, avec ou sans déclenchement artificiel de la couche limite. Lorsque la fréquence de pulsation est proche des fréquences caractéristiques des instabilités naturelles de la couche cisailée, leur excitation permet de créer une déflexion de cette dernière vers l'extrados du profil. Ce mécanisme conduit à une réduction du bulbe de séparation permettant d'augmenter la portance et de réduire la traînée. Cependant, la puissance limitée de l'actionneur rend l'excitation des instabilités plus difficile à forte incidence à cause des niveaux de turbulence plus élevés. Lorsque la fréquence de pulsation est proche des fréquences caractéristiques des instabilités naturelles du sillage, l'excitation fréquentielle des instabilités naturelles de la couche cisailée induit un phénomène de résonance via le processus d'interaction non linéaire entre les instabilité convectives de la couche cisailée et les instabilités globales du sillage. Ce phénomène de résonance permet la création de structures tourbillonnaires portantes sur l'extrados de l'aile et conduit, sans recoller l'écoulement, à une forte augmentation de la portance mais aussi de la traînée.

Afin de confirmer et d'approfondir les résultats obtenus, une étude portant sur la formation et la convection des structures tourbillonnaires portantes dans le sillage est nécessaire. De la vélocimétrie à imagerie de particule résolue en temps permettrait d'observer ce phénomène, l'intérêt étant de comprendre les mécanismes à l'origine de la formation de ces structures afin de les optimiser pour l'amélioration des performances aérodynamiques. Dans un but d'optimisation du rendement de l'actionneur, une étude paramétrique sur les différentes variables électriques (amplitude et fréquence du signal haute tension, rapport cyclique...) permettrait d'observer si l'excitation des instabilités naturelles de la couche cisailée aboutit toujours sur la création de tourbillons portants à faible puissance. Durant ces travaux de thèse, des essais préliminaires ont permis d'observer la formation de ces tourbillons portants pour un nombre de Reynolds de $Re_C = 8 \cdot 10^5$, ce qui laisse entrevoir la possibilité d'utiliser ce phénomène pour des nombres de Reynolds supérieurs, proches de ceux rencontrés dans les conditions réelles de vol.

Annexes

Annexe A

Compléments sur l'imagerie ICCD

Cette annexe est dédiée à la présentation de la technique d'imagerie utilisée dans le chapitre 2 de ce manuscrit. Elle est basée sur l'utilisation d'une caméra à capteur CCD intensifié.

La caméra ICCD

Les images des filaments de plasma ont été réalisées à partir d'une caméra à capteur CCD intensifié de marque AndorTM, modèle iStar DH734-18F-905 (figure A.1), à laquelle est associé un objectif photographique Nikon[®], modèle AF Micro Nikkor. La caméra est dite rapide car elle permet une ouverture minimale de l'ordre de la ns. La caméra est principalement composée de trois parties : le tube intensificateur dont la pièce « maîtresse » est la MCP (*Micro Channel Plate*), le capteur CCD et l'électronique de traitement. Dans le cas de l'étude du plasma créé par une décharge de surface, l'utilisation de ce type de caméra permet d'observer les filaments de plasma en dépit de leur faible luminosité grâce au tube intensificateur.

Le principe de fonctionnement du tube intensificateur est le suivant : l'image de la décharge est projetée sur la photocathode, dont le rôle est de transformer les photons en électrons. Ces derniers sont ensuite dirigés vers la MCP par un champ électrique présent dans le tube. La MCP est un disque de 1 mm d'épaisseur constitué de canaux en nid d'abeille d'environ 10 μm de diamètre chacun (figure A.2). À travers ce nid d'abeille, une différence de potentiel (500-1000 V) est appliquée pour induire un champ électrique. Quand un électron incident accéléré va pénétrer dans un de ces canaux, il va alors impacter les parois du canal et créer plusieurs électrons secondaires. Ce processus se répète jusqu'à la sortie de la MCP. On peut ainsi, à partir d'un électron incident, obtenir jusqu'à 10^4 électrons en sortie : le signal est alors intensifié. Le niveau d'intensification (la tension aux bornes de la MCP) est réglé par l'utilisateur en jouant sur le gain (quantifié relativement par un nombre compris entre 0-255). Dans ce manuscrit, un gain de 200 a été choisi pour obtenir des images du plasma suffisamment lumineuses.

ANNEXE A. IMAGERIE ICCD

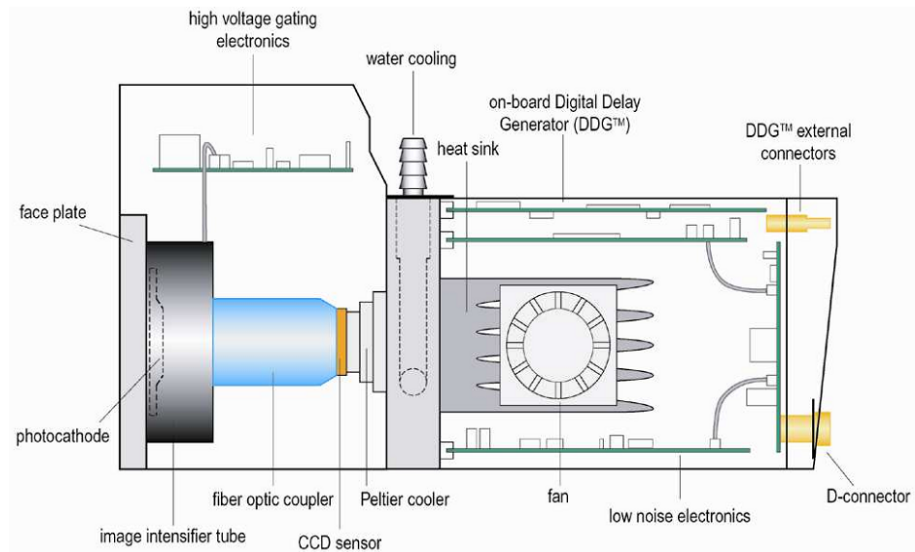


FIGURE A.1 – Schéma de la caméra iCCD Andor™ iStar (source : documentation Andor).

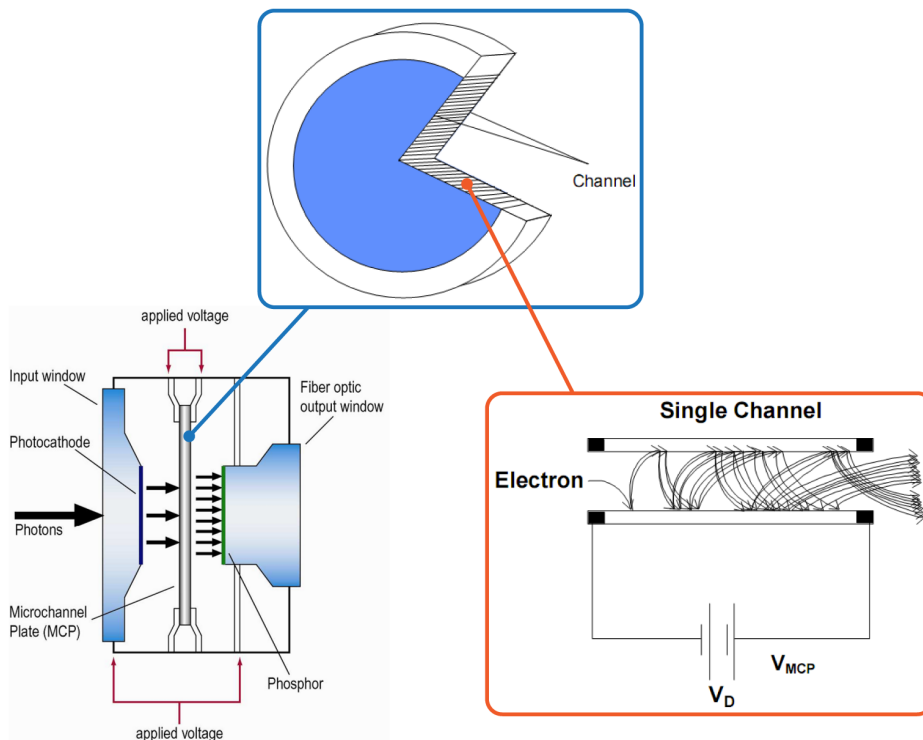


FIGURE A.2 – Schéma du composant MCP de la caméra iCCD (source : documentation Andor).

À la sortie de la MCP, les électrons sont dirigés et accélérés vers une couche de phosphore déposée sur une fenêtre en quartz. Les électrons incidents sont alors transformés en photons. Ces derniers sont transportés par un réseau de fibres optiques jusqu'à la cellule CCD qui permet de transformer une nouvelle fois les photons en électrons. La CCD est composée de 1024×1024 pixels² d'une taille unitaire de $13 \mu\text{m}^2$.

Le temps d'exposition est réglé par l'utilisateur qui va définir la durée pendant laquelle va être alimentée la photocathode qui joue ici le rôle d'obturateur. Suivant la différence de potentiel qui lui est appliquée (-200 ou 50 V), elle laissera passer ou non les électrons qui pourront ensuite être dirigés vers la MCP.

Traitement des images

Les images de la décharge enregistrées à partir du logiciel AndorTM Solis sont exportées dans un fichier ASCII, où chaque valeur de pixel est codée sur 16 bits. Le logiciel Matlab[®] est ensuite utilisé pour convertir le fichier ASCII en format *.mat*. Les images sont représentées en niveaux de gris (256 niveaux, de 0 à 255) et filtrées avec la fonction *imfilter*. Pour augmenter le contraste, la fonction *brighten* a été utilisée pour modifier l'affichage des couleurs afin de faire ressortir certains détails (figure A.3). Dans ce manuscrit, un coefficient de -0,75 a été choisi afin de mieux faire ressortir certains détails de la décharge. Ce coefficient resté identique pour tous les cas de mesure.

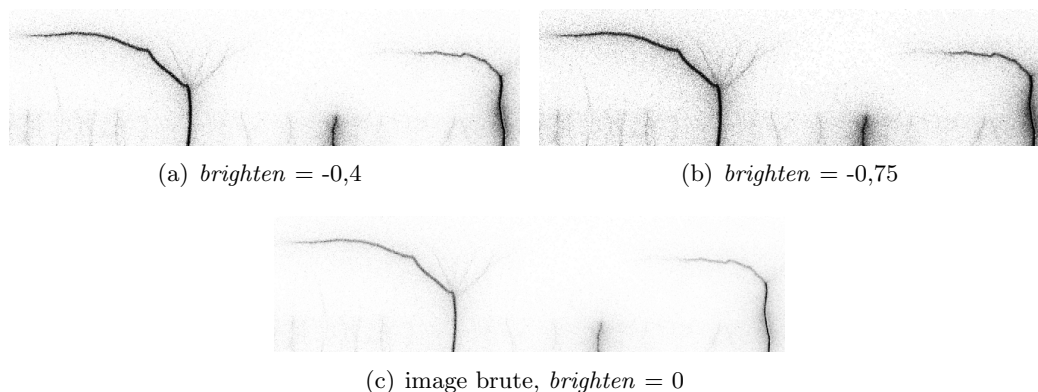


FIGURE A.3 – Traitement des images, influence de la fonction *brighten* de Matlab[®].

Annexe B

Compléments sur la vélocimétrie à imagerie de particules (PIV)

Cette annexe est dédiée à la présentation de la technique de mesure de vitesse par vélocimétrie à imagerie de particules (PIV) utilisée dans le chapitre 3 de ce manuscrit.

Principe de mesure

La vélocimétrie par imagerie de particules (PIV) est une technique de mesure optique, non intrusive, qui permet d'obtenir une représentation spatiale de la vitesse d'un écoulement dans un plan défini. Dans un premier temps, des particules de faibles dimensions sont introduites dans l'écoulement. Dans un second temps, l'écoulement est illuminé pendant deux très courts instants espacés d'une durée Δt connue. Durant ces deux instants, les particules présentes dans l'écoulement vont alors devenir visibles et deux images sont enregistrées avec une caméra CCD (une pour chaque illumination). Par un traitement statistique de ces deux images, le déplacement des particules Δx va pouvoir être déterminé. Les vecteurs vitesse sont ensuite déterminés dans un plan (figure B.1) à partir des informations spatiale Δx et temporelle Δt . La présentation de la mesure de vitesse par PIV nécessite de détailler quatre points particuliers :

- l'éclairement de l'écoulement par la nappe laser
- l'ensemencement de l'écoulement
- l'enregistrement des images
- le traitement des images appliqué pour déterminer la vitesse

L'éclairage de l'écoulement

Les sources lasers sont à privilégier pour l'éclairage de l'écoulement. En effet, elles ont une puissance assez élevée pour permettre une diffusion importante de la lumière par les particules. Dans ce cas, c'est la diffusion de Mie qui intervient. Les lasers de type Néodym-Yag sont généralement utilisés pour les mesures PIV. La longueur d'onde native de ces lasers est de 1064 nm mais, en doublant la fréquence, la nappe produite devient visible à 532 nm. Dans ce type de dispositif, deux cavités et deux interrupteurs (*Q-switch*) permettent de générer deux impulsions lasers. Le délai entre les deux impulsions est par ailleurs programmable. La fréquence avec laquelle est répétée la double impulsion laser est de 10 Hz. Le faisceau laser produit, de section circulaire, à un profil d'intensité qui s'apparente à une gaussienne. Pour former une nappe de dimensions importantes (plusieurs dizaines de cm) et de faible épaisseur, une lentille cylindrique est placée devant le faisceau laser permettant ainsi la création d'une nappe dont l'épaisseur est de l'ordre du mm. Dans le montage utilisé pour les mesures présentées dans ce manuscrit, le laser est placé au-dessus de la veine principale de la soufflerie, perpendiculairement à la surface de l'aile et permet d'éclairer une portion d'environ 50 x 30 cm².

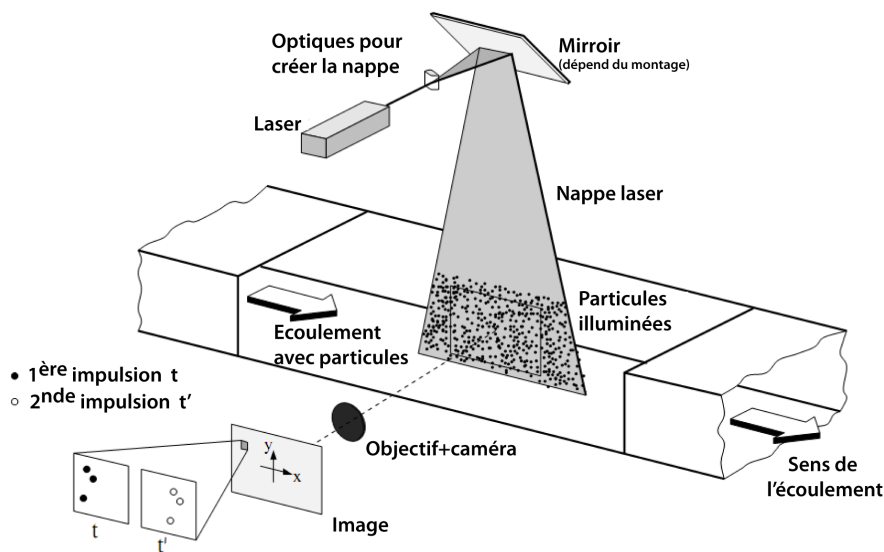


FIGURE B.1 – Schéma de principe d'une mesure PIV, d'après Raffel *et al.* [127].

L'ensemencement de l'écoulement

L'ensemencement est réalisé à partir de fines particules d'huile d'olive en suspension dans l'écoulement. Plusieurs critères de qualité sont à respecter pour que les mesures par PIV soient représentatives de la vitesse de l'écoulement. Le premier est la non intrusivité des particules car il est indispensable que les particules suivent fidèlement l'écoulement à étudier sans le perturber. Pour cela, le diamètre des particules doit être suffisamment petit. Le second point à respecter est la bonne diffusion de la lumière par les particules.

Pour que les images enregistrées par la caméra CCD soient de bonne qualité, les capteurs de la matrice CCD doivent enregistrer une quantité de lumière importante lorsqu'une particule est illuminée. Un des moyens pour favoriser la diffusion est l'augmentation du diamètre des particules. Il est donc nécessaire d'arriver à un compromis sur la taille des particules pour garantir leur non intrusivité et une diffusion suffisamment importante. Généralement, pour des mesures de vitesse dans l'air, on considère qu'une taille de particule d'environ $1\ \mu\text{m}$ permet de satisfaire à ces deux contraintes. Le générateur de fumée utilisé ici (Pivtec[®] série PivPart30) avec de l'huile d'olive permet d'obtenir un diamètre moyen des particules d'environ $1\ \mu\text{m}$.

L'acquisition des images

Une caméra CCD est utilisée pour enregistrer les images et l'ouverture de la caméra est synchronisée sur chaque impulsion laser. Pour obtenir l'image de la nappe laser sur le capteur CCD, un objectif photographique est utilisé. Chaque image représente l'illumination des particules par la nappe laser. Ces images sont divisées en zones d'interrogation de dimensions au minimum inférieures d'un ordre de grandeur à celles de l'image enregistrée. Pour les mesures présentées ici, deux caméras CCD ont été utilisées afin de couvrir la totalité de l'extrados du profil. Des images de 2048×2048 pixels² sont enregistrées par chacune des caméras et divisées en zones d'interrogations de dimensions 16×16 pixels². En utilisant une mire de papier millimétré, la taille de l'image finale (issue de la combinaison des images obtenues par les deux caméras) est estimée à 431×248 mm² pour une résolution de $122\ \mu\text{m}$ par pixel. Un paramètre important à définir est le laps de temps Δt entre les deux impulsions lasers consécutives. Généralement, le déplacement maximal d'une particule ne doit pas dépasser un quart de la fenêtre d'interrogation selon le critère de Nyquist. Il est donc nécessaire d'estimer la vitesse de l'écoulement à mesurer pour déterminer le temps entre les deux impulsions. Compte tenu de la taille de l'image, de la vitesse du vent ionique estimée et du souhait de conserver une bonne résolution spatiale, le temps entre les impulsions est fixé à $12\ \mu\text{s}$ pour les mesures PIV de ce manuscrit.

Traitement des images

Le traitement des images a pour but de détecter les déplacements des particules illuminées Δx dans chaque zone d'interrogation et d'en déduire le vecteur vitesse correspondant. Pour cela, l'algorithme de traitement calcule la fonction d'inter-corrélation des niveaux de gris des fenêtres d'interrogation pour chaque couple d'images (figure B.2). Pour diminuer la durée de ce traitement relativement long, on utilise généralement la transformée de Fourier rapide pour calculer les fonctions d'inter-corrélation. Dans les différentes zones d'interrogation, il apparaît alors un pic correspondant au déplacement le plus probable. La position de ce pic par rapport au centre de la figure permet de déduire le déplacement des particules. Par la suite, la connaissance du temps écoulé entre les deux images permet de calculer la vitesse. L'incertitude sur la position du pic est ici d'un pixel.

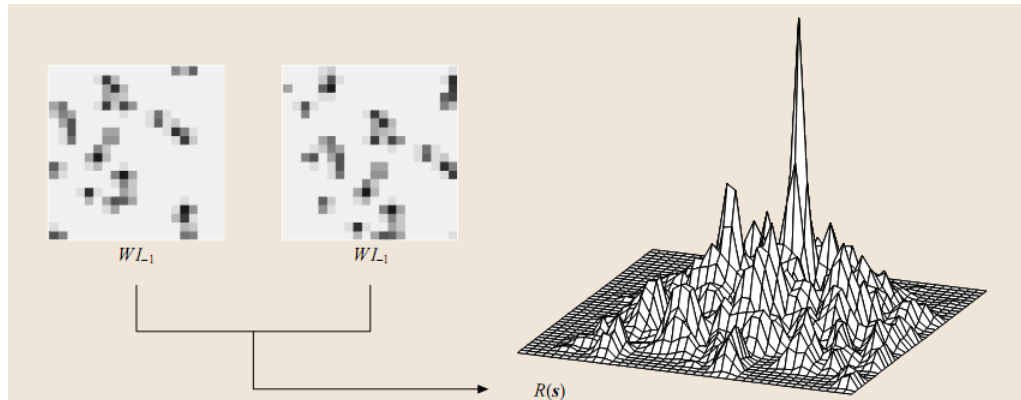


FIGURE B.2 – Schéma de principe de la détermination du déplacement le plus probable par inter-corrélation des niveaux de gris, d'après Tropea *et al.* [128].

Algorithme de traitement des images PIV

Outre le calcul de la fonction d'inter-corrélation sur chaque fenêtre d'interrogation, le traitement des images PIV fait intervenir différentes étapes pour permettre de déterminer le plus précisément possible la vitesse de l'écoulement. Dans cette thèse, le logiciel Insight[®] de TSI a permis de gérer le système PIV, d'enregistrer les couples d'images et de traiter ces derniers. Pour cela, un algorithme multi-passes avec réduction et décalage des fenêtres d'interrogation a été appliqué aux couples d'images. La réduction progressive des zones d'analyse permet d'augmenter la résolution. Pour les mesures présentées dans ce manuscrit, la taille de la zone d'analyse est passée progressivement de 64×64 pixels² à 16×16 pixels². Le décalage, ici un recouvrement de 50 %, améliore la détection du pic de déplacement le plus probable. De plus, entre chaque réduction des zones d'interrogation, le champ des vecteurs vitesses obtenu est filtré : en-deçà de valeurs minimales ou au-delà de valeurs maximales, les composantes de la vitesse ne sont plus prises en compte.

Annexe C

Compléments sur les mesures de concentration d'ozone

Cette annexe est dédiée à la présentation de l'analyseur d'ozone utilisé dans le chapitre 1 de ce manuscrit.

Principe de fonctionnement

L'analyseur d'ozone IN-USA[®] (modèle IN-2000) est conçu pour mesurer les concentrations d'ozone en phase gazeuse par absorption ultraviolet. Ce type d'analyseur permet de réaliser des mesures en continu de la quantité d'ozone présente dans l'atmosphère de travail sur une échelle de mesure allant de 0 à 999 ppmv. Les spécifications générales de cet appareil sont présentées sur la figure C.1.

L'analyseur d'ozone fonctionne selon le principe de l'absorption de radiation électromagnétique. L'ozone présente un maximum d'absorption à la longueur d'onde 253,7 nm, c'est-à-dire dans le spectre ultraviolet. Le gaz « ozoné » est analysé dans une cuvette d'absorption : un photo-multiplicateur reçoit le rayonnement d'une source UV, atténué par la présence d'ozone, au travers de la cuvette. Il reçoit ensuite le rayonnement UV, sans atténuation, lorsque celui-ci traverse un gaz de référence dépourvu d'ozone. Les deux intensités mesurées sont transférées au microprocesseur de l'analyseur qui détermine la concentration d'ozone présente dans le gaz à partir de la loi de Beer-Lambert :

$$I_{ech} = I_{ref} \cdot e^{-\epsilon \cdot L \cdot C} \quad (\text{E-C.1})$$

$$C = \frac{\ln(I_{ref}/I_{ech})}{\epsilon \cdot L} \quad (\text{E-C.2})$$

ANNEXE C. MESURE DE LA CONCENTRATION EN OZONE

avec I_{ech} et I_{ref} les intensités des rayonnements reçus après les traversées du gaz à analyser et du gaz de référence. $\alpha_{ozone} = \epsilon \cdot C$ est le coefficient d'absorption de l'ozone à la longueur d'onde de 253,7 nm. L représente la longueur de la chambre d'absorption (chemin optique) et C la concentration en ozone présent dans le gaz traversant la chambre d'absorption. La source UV est constituée d'une lampe à vapeur de mercure basse pression, la plupart de l'énergie émise est centrée sur la longueur d'onde de 253,7 nm. De plus, l'appareil utilise un filtre optique interférentiel à bande passante étroite pour assurer un rayonnement monochromatique à 253,7 nm (99,5% minimum).

Principe de mesure	Absorption UV
Nombre de points de mesure	1,3 ou 5. La fréquence d'échantillonnage sur les analyseurs multipoints est programmable
Echelles de mesure	0-0,999 ppmv ; 9,99 ppmv 0-99,9 ppmv ; 0-999 ppmv ou autres.
Sensibilité / Résolution	0,005 ppmv pour l'échelle 0-9,99 ppmv 0,001 ppmv pour l'échelle 0-0,999 ppmv
Dérive du zéro	Moins de 0,005 ppmv par mois
Précision / Reproductibilité	0,01 ppmv pour l'échelle 0-9,99 ppm v
Linéarité	Supérieure à 99 % sur toute l'échelle 0-9,99 ppmv
Unité	ppm volume
Lecture	Affichage fluorescent : 1 ligne de 20 caractères alphanumériques
Débit échantillonnage	1,7 à 2,5 litre / minute
Sortie digitale	interface RS 232
Alarmes	2 alarmes programmables. Contacts à relais. 5 A/230V sur charge résistive .
Diagnostic	Diagnostic interne en continu avec messages d'erreurs et relayage des erreurs instrument.
Configuration	Version murale en coffret IP 65 ou rackable 19 pouces
Branchement gaz	Raccords 1/4" ou 4 x 6 mm en polypropylène ou en acier inox
Voltage	115 ou 230 V, 50/60 Hertz

FIGURE C.1 – Spécifications générales de l'analyseur d'ozone IN-2000 (source : documentation IN-USA[®]).

Annexe D

Compléments sur les mesures d'efforts aérodynamiques

Cette annexe est dédiée à la présentation du protocole expérimental retenu pour les mesures des forces de portance et de traînée réalisées dans le chapitre 3 de ce manuscrit.

Paramètres aérodynamiques mesurés

Les coefficients aérodynamiques C_Z et C_X ont été précédemment définis dans le chapitre 1. En pratique, la vitesse de l'écoulement amont est déterminée à partir de la mesure de la pression différentielle ΔP par un tube de Pitot en amont du montage bidimensionnel. Les coefficients aérodynamiques sont calculés à partir de la mesure des efforts par la balance et de la pression différentielle d'après les relations suivantes :

$$C_Z = \frac{P}{\Delta P S} \quad (\text{E-D.1})$$

$$C_X = \frac{T}{\Delta P S} \quad (\text{E-D.2})$$

où P et T représentent respectivement les efforts de portance et de traînée. S représente la surface de référence de l'aile. L'acquisition des signaux de la balance et du capteur différentiel se fait sur la même carte d'acquisition. Le nombre d'échantillons est fixé à 200 000 pour une fréquence d'acquisition de 3 kHz.

Estimation de l'erreur de mesure

L'incertitude de mesure sur le capteur différentiel de pression (mesure de la vitesse de l'écoulement amont au Pitot) est estimée à ± 1 Pa. Pour les mesures d'efforts, les incertitudes de mesures des forces de portances et de traînée sont respectivement de $\pm 0,16$ N et $\pm 0,47$ N. Le profil étant solidaire de deux disques rotatifs à ces extrémités, la traînée

ANNEXE D. MESURE D'EFFORTS

de frottement induite par ces disques entraîne une erreur systématique sur la mesure de la traînée. Pour évaluer l'efficacité de l'actionneur, l'erreur aléatoire due à la précision de la balance ainsi que l'erreur systématique due aux disques ne sont pas pénalisantes car seul la valeur relative des coefficients aérodynamiques est prise en compte : l'efficacité de l'actionneur est exprimée grâce au gain de portance et au gain de traînée (Chapitre 3).

Il est, par ailleurs, indispensable de prendre en compte l'influence des perturbations électromagnétiques induites par la décharge sur la chaîne de mesure. L'offset de l'inclinomètre et du capteur différentiel de pression est modifié lors du fonctionnement de la décharge. Pour un couple tension fréquence de 8 kV/2 kHz, ce décalage est estimé à 3 Pa. Cependant, l'influence de la décharge sur les mesures d'efforts est négligeable. De manière à s'affranchir des perturbations électromagnétiques liées au plasma, le même protocole expérimental est observé pour déterminer l'influence de l'actionneur sur les coefficients aérodynamiques. Celui-ci consiste à répéter la mesure au cours d'un « même coup de vent » : pour un angle donné, une acquisition est réalisée avec l'actionneur éteint suivit d'une seconde avec l'actionneur allumé. L'incidence et la vitesse moyenne de l'écoulement amont mesurées avec l'actionneur éteint sont ensuite réutilisées pour le calcul de C_Z et C_X avec l'actionneur allumé.

Table des figures

1.1	Diagramme des principaux changements d'état de la matière, d'après Chaus- sin et Hilly [12].	15
1.2	Classification des plasmas en fonction de leur densité et de leur température, d'après Hollahan et Bell [13].	18
1.3	Configuration d'une décharge couronne positive pointe-plan.	19
1.4	Schématisation d'une DBD volumique.	20
1.5	Schématisation d'une DBD surfacique.	22
1.6	L'actionneur plasma de type DBD dans sa configuration classique.	22
1.7	Schéma de principe de la génération du vent ionique pour une DBD surfa- cique, d'après Boucinha [6].	23
1.8	Profils de vitesse du vent ionique induit selon la hauteur (20 kV/1 kHz) (a) et dans le sens longitudinal (30 kV/1,5 kHz) (b), $X = 0$ correspond au bord de l'électrode haute tension, d'après Forte <i>et al.</i> [29].	24
1.9	Évolution du profil de vitesse du vent ionique, d'après Boucinha [6].	25
1.10	Évolution des composantes longitudinale U et verticale V de la vitesse du vent ionique induit en fonction du temps, d'après Forte <i>et al.</i> [29] (a) et en fonction de l'angle de phase, d'après Kotsonis et Ghaemi [31] (b).	25
1.11	Évolution de la composante longitudinale de la vitesse maximale en fonc- tion de l'angle de phase (10 kV/500 Hz), les positions $x = 0$ et $x = 9$ corres- pondent respectivement au début et à la fin de l'électrode de masse, d'après Joussot [7].	26
1.12	Illustration du courant de décharge (10 kV/1 kHz), d'après Joussot [7].	27
1.13	Photographies des différents régimes de décharge, d'après Joussot [7].	29
1.14	Morphologie de la décharge suivant l'alternance du signal d'alimentation.	30
1.15	Figures de Lissajous typiques d'une DBD surfacique, d'après Pons <i>et al.</i> [3] (a) et Joussot [7] (b).	31
1.16	Évolution temporelle (a) et iso-contours (b) de la force EHD produite par une DBD surfacique, d'après Debien <i>et al.</i> [46] (a) et Kriegseis <i>et al.</i> [48] (b).	33
1.17	Paramètres géométriques d'un actionneur DBD.	34

TABLE DES FIGURES

1.18	Évolution du maximum de vitesse (a) et de la puissance mécanique produite (b) en fonction de la puissance électrique consommée par unité de longueur, pour des diélectriques de différentes épaisseurs, d'après Jolibois [52].	35
1.19	Configurations équivalentes d'actionneur DBD dans leurs propriétés mécaniques, d'après Jolibois [52].	35
1.20	Évolution du maximum de vitesse en fonction de la largeur L de l'électrode de masse (a) et de l'espace d inter-électrode (b), à iso-puissance, d'après Forte et al [53].	36
1.21	Géométrie en dents de scie, d'après Jousset [7] (a). Géométrie en serpentine, d'après Roy <i>et al.</i> [57] (b).	37
1.22	Évolution du maximum de vitesse et de la puissance électrique consommée en fonction de la tension (a) et (b) et de la fréquence (c) et (d), d'après Forte [53].	38
1.23	Influence de la forme du signal d'alimentation sur les composantes longitudinale U et verticale V de la vitesse pour un même couple tension/fréquence, d'après Bénard et Moreau [59].	39
1.24	Modulation du signal d'alimentation de type « burst ».	40
1.25	Influence du rapport cyclique sur la production de vent ionique (18 kV/1 kHz et $F_{burst} = 20$ Hz), d'après Bénard et Moreau [66].	40
1.26	Influence de la modulation d'amplitude et de la superposition de signaux sur la production de vent ionique (18 kV/1 kHz), d'après Bénard et Moreau [59].	41
1.27	Décharge glissante dans sa configuration la plus utilisée, d'après Bénard et Moreau [69] et Louste <i>et al.</i> [70].	41
1.28	Décharge à arc glissant, d'après Balcon <i>et al.</i> [74]	42
1.29	Courbes de tension et de courant(a) et visualisation de l'onde de pression (b), d'après Bénard <i>et al.</i> [77].	43
1.30	Signaux de tension et pics de courant pour une DBD radio-fréquence alimentée à une puissance 450 W, d'après Detrick <i>et al.</i> [81].	43
1.31	Jet synthétique par plasma, d'après Belinger <i>et al.</i> [86].	44
1.32	Représentation schématique des efforts aérodynamiques à la surface d'un obstacle et décomposition du torseur aérodynamique.	45
1.33	Décollement d'une couche limite sous l'effet d'un gradient de pression adverse (a). Tomographie de décollements à l'arrière d'un profil d'aile d'avion et d'une voiture (photo ONERA) (b).	48
1.34	Situation de décrochage (a) et instabilités naturelles de l'écoulement (b).	49
1.35	Classification des stratégies de contrôle, d'après Gad-El-Hak [90].	50
1.36	Schéma de principe du soufflage tangentiel de couche limite pour le contrôle du décollement, d'après Comolet <i>et al.</i> [91].	52
1.37	Déclenchement de la transition d'une couche limite avec un actionneur DBD, d'après Roth <i>et al.</i> [21].	53

TABLE DES FIGURES

1.38	Niveaux de densité spectrale du bruit provenant d'un bec de bord d'attaque avec et sans contrôle par plasma, d'après Chappell <i>et al.</i> [97]	53
1.39	Contrôle d'un écoulement autour d'un profil d'aile de type NACA0015, d'après Roth [98].	54
1.40	Contrôle d'un écoulement autour d'un profil d'aile NACA0015 de 12,5 cm de corde. Intégration de l'actionneur (a) et influence du mode instationnaire sur le décrochage (b), d'après Corke <i>et al.</i> [101].	55
1.41	Champs des vecteurs vitesses et lignes de courant obtenus par PIV autour d'un profil d'aile NACA0015 à 20° d'incidence. Sans contrôle (a) et avec décharge pulsée à $F_{BURST} = 50$ Hz (b), d'après Sosa <i>et al.</i> [63].	55
1.42	Contrôle d'un écoulement autour d'un profil d'aile NACA0015 de 20 cm de corde. Intégration de l'actionneur (a) et influence de la fréquence du signal sur le coefficient de portance (b), d'après Bénard <i>et al.</i> [103].	56
2.1	Schéma de l'actionneur DBD.	62
2.2	Dispositif expérimental pour les mesures en atmosphère contrôlée.	64
2.3	Raccords pour l'analyse des gaz (a) et le passage de la haute tension (b).	64
2.4	Evolution de la concentration en ozone en fonction du temps pour différentes amplitudes de tensions (a) et différentes fréquences (b).	66
2.5	Evolution de la concentration en ozone en fonction du temps, pour différentes amplitudes de tensions (a) et différentes fréquences (b).	67
2.6	Evolution de la concentration en ozone en fonction de la puissance active consommée, au bout d'une durée déterminée (a) et par minute (b).	69
2.7	Photographie de la décharge dans l'azote pur à 1 kHz.	71
2.8	Photographie de la décharge dans l'oxygène pur à 1 kHz.	72
2.9	Photographie de la décharge dans l'air à 1 kHz.	72
2.10	Structure de la décharge dans l'azote pur pour différentes amplitudes de tension, $F_{HT} = 1$ kHz, temps d'ouverture ICCD de $200 \mu s$, retard à l'ouverture de $100 \mu s$	74
2.11	Structure de la décharge dans l'oxygène pur pour différentes amplitudes de tension, $F_{HT} = 1$ kHz, temps d'ouverture ICCD de $200 \mu s$, retard à l'ouverture de $100 \mu s$	75
2.12	Structure de la décharge dans l'air sec pour différentes amplitudes de tension, $F_{HT} = 1$ kHz, temps d'ouverture ICCD de $200 \mu s$, retard à l'ouverture de $100 \mu s$	76
2.13	Structure de la décharge pour différents rapports volumiques N_2 / O_2 , $V_{HT} = 12$ kV $F_{HT} = 1$ kHz, temps d'ouverture ICCD de $250 \mu s$, 20 images accumulées.	78
2.14	Courant de décharge sur une période dans N_2 pur ((a) et (b)), dans O_2 pur ((c) et (d)) et dans l'air sec ((e) et (f)), $V_{HV}=10$ kV and $F_{HV}=1$ kHz.	81

TABLE DES FIGURES

2.15	Puissance active consommée par unité de longueur en fonction de la tension pour différents mélanges gazeux, $F_{HV}=1$ kHz.	82
2.16	Photographie du montage expérimental pour les mesures de vitesse.	83
2.17	Schéma de l'actionneur et du repère orthonormal pour les mesures de vitesse, vue en perspective.	84
2.18	Profils de vitesse mesurés dans l'air, $V_{HV}=12$ kV and $F_{HV}=1$ kHz.	85
2.19	Profils de vitesse mesurés selon X dans l'air, l'azote et l'oxygène, $V_{HV}=12$ kV and $F_{HV}=1$ kHz, $y = 2$ mm et $z = 0,25$ mm.	86
2.20	Profils de vitesse mesurés selon Z dans l'air, l'azote et l'oxygène, $V_{HV}=12$ kV and $F_{HV}=1$ kHz.	87
2.21	Profils de vitesse mesurés selon X (a) et position du maximum de vitesse (b) pour différents rapports volumiques, $V_{HV}=12$ kV and $F_{HV}=1$ kHz, $y = 2$ mm et $z = 0,25$ mm.	88
2.22	Profils de vitesse mesurés dans l'air sec (80% N_2 / 20% O_2 et dans l'air ambiant (humidité relative de 20%), $V_{HV}=12$ kV and $F_{HV}=1$ kHz).	91
3.1	Schématisation de la soufflerie.	97
3.2	Schématisation du profil d'aile NACA 0012.	97
3.3	Montage du profil NACA 0012 dans la veine principale de la soufflerie.	98
3.4	Visualisation pariétale par enduit gras, $Re_C = 4 \cdot 10^5$ et $\alpha = 10^\circ$	99
3.5	Position des sondes fils chauds pour les mesures de vitesse.	100
3.6	Mât robotisé pour les mesures fil chaud (a) et dispositif PIV (b).	101
3.7	Balance aérodynamique six composantes.	101
3.8	Schématisation (a) et photographie (b) de l'actionneur DBD intégré sur le profil d'aile NACA 0012.	102
3.9	Influence de l'intrusivité de l'actionneur DBD sur les coefficients de portance (a) et de traînée (b) en fonction de l'incidence de l'aile, $Re_C = 4 \cdot 10^5$	104
3.10	Position de la bande de turbulateur sur le profil NACA 0012.	105
3.11	Coefficients de portance (a) et de traînée (b) en fonction de l'incidence dans le cas d'une couche limite naturelle (CLN) ou déclenchée (CLD), $Re_C = 4 \cdot 10^5$	105
3.12	Topologie de l'écoulement naturel, contours du module de la vitesse et lignes de courant, $Re_C = 4 \cdot 10^5$ et $\alpha = 15^\circ$	107
3.13	Contours de l'intensité de turbulence et position de la sonde fils chauds croisés, $Re_C = 4 \cdot 10^5$ et $\alpha = 15^\circ$	108
3.14	Densité spectrale de puissance des fluctuations des composantes longitudinale U_X et verticale U_Z de la vitesse dans la couche cisailée (a) et dans le sillage (b), $Re_C = 4 \cdot 10^5$ et $\alpha = 15^\circ$	109
3.15	Influence de la fréquence de pulsation F_{BURST} sur les gains en portance (a) et en traînée (b), $V_{HT} = 8$ kV, $F_{HT} = 2$ kHz, $Re_C = 4 \cdot 10^5$ et $\alpha = 15^\circ$	110

TABLE DES FIGURES

3.16 Influence de la fréquence de pulsation F_{BURST} sur les gains en portance et en traînée, $V_{HT} = 8 \text{ kV}$, $F_{HT} = 2 \text{ kHz}$, $Re_C = 4 \cdot 10^5$ et $\alpha = 15^\circ$ 112

3.17 Influence du mode d'action sur les contours du module de la vitesse pour le cas CLN, $V_{HT} = 8 \text{ kV}$, $F_{HT} = 2 \text{ kHz}$, $Re_C = 4 \cdot 10^5$ et $\alpha = 15^\circ$ 114

3.18 Densité spectrale de puissance des fluctuations de la composantes longitudinale de la vitesse dans le sillage, $V_{HT} = 8 \text{ kV}$, $F_{HT} = 2 \text{ kHz}$, $Re_C = 4 \cdot 10^5$ et $\alpha = 15^\circ$ 115

3.19 Topologie de l'écoulement non contrôlé, contours du module de la vitesse et lignes de courant pour le cas CLN, $Re_C = 4 \cdot 10^5$ et $\alpha = 20^\circ$ 117

3.20 Contours de la vorticité adimensionnée pour le cas CLN et position de la sonde fils chauds croisés, $Re_C = 4 \cdot 10^5$ et $\alpha = 20^\circ$ 118

3.21 Densité spectrale de puissance des fluctuations des composantes longitudinale U_X et verticale U_Z de la vitesse dans la couche cisailée (a) et dans le sillage (b), $Re_C = 4 \cdot 10^5$ et $\alpha = 20^\circ$ 119

3.22 Influence de la fréquence de pulsation F_{BURST} sur les gains en portance (a) et en traînée (b), $V_{HT} = 8 \text{ kV}$, $F_{HT} = 2 \text{ kHz}$, $Re_C = 4 \cdot 10^5$ et $\alpha = 20^\circ$ 120

3.23 Influence de la fréquence de pulsation F_{BURST} sur les gains en portance et en traînée pour les cas CLN (a) et CLD (b), $V_{HT} = 8 \text{ kV}$, $F_{HT} = 2 \text{ kHz}$, $Re_C = 4 \cdot 10^5$ 121

3.24 Influence du mode d'action sur les contours du module de la vitesse pour le cas CLN, $V_{HT} = 8 \text{ kV}$, $F_{HT} = 2 \text{ kHz}$, $Re_C = 4 \cdot 10^5$ et $\alpha = 20^\circ$ 123

3.25 Influence du mode d'action sur les contours de la vorticité adimensionnée pour le cas CLN, $V_{HT} = 8 \text{ kV}$, $F_{HT} = 2 \text{ kHz}$, $Re_C = 4 \cdot 10^5$ et $\alpha = 20^\circ$ 124

3.26 Influence du mode d'action sur les contours du module de la vitesse pour le cas CLD, $V_{HT} = 8 \text{ kV}$, $F_{HT} = 2 \text{ kHz}$, $Re_C = 4 \cdot 10^5$ et $\alpha = 20^\circ$ 125

3.27 Influence du mode d'action sur les contours de la vorticité adimensionnée pour le cas CLD, $V_{HT} = 8 \text{ kV}$, $F_{HT} = 2 \text{ kHz}$, $Re_C = 4 \cdot 10^5$ et $\alpha = 20^\circ$ 126

3.28 Influence du mode d'action sur les profils de vitesse et d'intensité de turbulence des composantes U_X (a), (b) et U_Z (c), (d) dans le sillage du profil pour le cas CLN, $V_{HT} = 8 \text{ kV}$, $F_{HT} = 2 \text{ kHz}$, $Re_C = 4 \cdot 10^5$ et $\alpha = 20^\circ$ 127

3.29 Influence du mode d'action sur les profils de vitesse et d'intensité de turbulence des composantes U_X (a), (b) et U_Z (c), (d) dans le sillage du profil pour le cas CLD, $V_{HT} = 8 \text{ kV}$, $F_{HT} = 2 \text{ kHz}$, $Re_C = 4 \cdot 10^5$ et $\alpha = 20^\circ$ 129

3.30 Densité spectrale de puissance des fluctuations de la composantes longitudinale de la vitesse dans la couche cisailée (a) et dans le sillage (b) pour différents modes de contrôle, $V_{HT} = 8 \text{ kV}$, $F_{HT} = 2 \text{ kHz}$, $Re_C = 4 \cdot 10^5$ et $\alpha = 20^\circ$ 130

3.31 Densité spectrale de puissance des fluctuations de la composantes longitudinale de la vitesse dans le sillage pour différentes fréquences de pulsation proche de $F_{sillage}$, $V_{HT} = 8 \text{ kV}$, $F_{HT} = 2 \text{ kHz}$, $Re_C = 4 \cdot 10^5$ et $\alpha = 20^\circ$. . . 131

TABLE DES FIGURES

3.32 Influence de la fréquence de pulsation F_{BURST} sur les gains en portance et en traînée pour le cas CLN, $V_{HT} = 8 \text{ kV}$, $F_{HT} = 2 \text{ kHz}$, $Re_C = 8 \cdot 10^5$ et $\alpha = 20^\circ$ 133

3.33 Influence de la fréquence haute tension F_{HT} sur les DSP des fluctuations de la composante longitudinale de la vitesse dans le sillage, $F_{BURST} = 35 \text{ Hz}$, $V_{HT} = 8 \text{ kV}$, $Re_C = 4 \cdot 10^5$ et $\alpha = 20^\circ$ 134

3.34 Influence de la fréquence haute tension F_{HT} sur les gain en portance (a) et en traînée (b), $V_{HT} = 8 \text{ kV}$, $Re_C = 4 \cdot 10^5$ et $\alpha = 20^\circ$ 135

A.1 Schéma de la caméra iCCD AndorTM iStar (source : documentation Andor). 144

A.2 Schéma du composant MCP de la caméra iCCD (source : documentation Andor). 144

A.3 Traitement des images, influence de la fonction *brighten* de Matlab[®]. . . . 145

B.1 Schéma de principe d'une mesure PIV, d'après Raffel *et al.* [127]. 148

B.2 Schéma de principe de la détermination du déplacement le plus probable par inter-corrélation des niveaux de gris, d'après Tropea *et al.* [128]. . . . 150

C.1 Spécifications générales de l'analyseur d'ozone IN-2000 (source : documentation IN-USA[®]). 152

Liste des tableaux

2.1	Principales caractéristiques de l'amplificateur Trek [®]	63
2.2	Taux de production d'ozone pour différents couples tension/fréquence.	68
2.3	Valeurs des paramètres V_0 et A de la loi empirique pour différents mélanges gazeux.	82
2.4	Longueur du plasma et position du maximum de vitesse dans N_2 pour différentes tensions, $F_{HT} = 1$ kHz.	89
2.5	Longueur du plasma et position du maximum de vitesse dans O_2 pour différentes tensions, $F_{HT} = 1$ kHz.	89
2.6	Longueur du plasma et position du maximum de vitesse dans l'air pour différentes tensions, $F_{HT} = 1$ kHz.	89
3.1	Fréquences naturelles observées dans les densités spectrales de puissances.	109
3.2	Gains en portance et en traînée obtenus en fonction du mode d'action pour le cas CLN.	113
3.3	Fréquences naturelles observées dans les densités spectrales de puissances.	119
3.4	Gains obtenus avec une action pulsée à $F_{BURST} = 35$ Hz.	122

Notations et symboles

Symboles grecs :

α	Angle d'incidence	[degr]
α_{ion}	Degré d'ionisation	[]
α_{ozone}	Coefficient d'absorption de l'ozone	[cm^{-1}]
$\delta\omega$	Épaisseur de vorticité de la couche cisillée	[m]
ϵ	Absorptivité molaire	[$\text{L}\cdot\text{mol}^{-1}\cdot\text{cm}^{-1}$]
ϵ_r	Permittivité relative	[]
η	Rendement électrohydrodynamique	[]
λ_{lpm}	Libre parcours moyen	[m]
$\mu_{e,p,n}$	Mobilité des particules chargées	[$\text{cm}^2\cdot\text{V}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$]
ν	Viscosité cinématique du fluide	[$\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$]
$\nu_{e,p,n}$	Fréquence de collision électron-neutre ou ion-neutre	[Hz]
ρ	Masse volumique du gaz	[$\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$]

NOTATIONS ET SYMBOLES

Symboles latins :

A	Constante dépendant de la géométrie de l'actionneur	[$\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{Hz}^{-1}\cdot\text{kV}^{-2}$]
C	Corde du profil d'aile	[m]
C_{Ozone}	Concentration en ozone	[ppmv]
C_X	Coefficient de traînée	[]
C_Z	Coefficient de portance	[]
$D_{e,p,n}$	Coefficient de diffusion des particules chargées	[$\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$]
\vec{E}	Champ électrique	[$\text{V}\cdot\text{m}^{-1}$]
\vec{f}_{EHD}	Force électrohydrodynamique	[N]
$\vec{f}_{e,p,n}$	Contribution des particules chargée à la force EHD	[N]
F^+	Fréquence réduite	[Hz]
F_{Burst}	Fréquence de pulsation	[Hz]
F_{cc}	Fréquence des instabilités de la couche cisailée	[Hz]
F_{HT}	Fréquence du signal d'alimentation	[Hz]
F_{nat}	Fréquence naturelle des instabilités	[Hz]
$F_{sillage}$	Fréquence des instabilités du sillage	[Hz]
f	Fréquence des structures tourbillonnaires	[Hz]
$f(x, y)$	Distribution bidimensionnelle de la force électrohydrodynamique	[$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$]
I_{ech}	Intensités des rayonnements reçus après la traversée du gaz à analyser	[]
I_{ref}	Intensités des rayonnements reçus après la traversée du gaz de référence	[]
$\vec{j}_{e,p,n}$	Densité de courant	[$\text{A}\cdot\text{m}^{-2}$]
k_B	Constante de Boltzman	[$\text{m}^2\cdot\text{kg}\cdot\text{s}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$]
K_{Ozone}	Taux de production d'ozone	[ppmv $\cdot\text{min}^{-1}$]
L	Dimension caractéristique	[m]
L_{act}	Longueur sur laquelle le plasma est créé	[m]
$m_{e,p,n}$	Masse des particules chargées	[kg]
$n_{e,p,n}$	Densité électronique, densité des particules chargées positivement et négativement	[m^{-3}]
P	Force de portance	[N]
P_{elec}	Puissance électrique linéique consommée	[$\text{W}\cdot\text{m}^{-1}$]

Symboles latins : (suite)

P_{meca}	Puissance mécanique linéique	[N·m ⁻¹]
P_{stat}	Pression statique	[Pa]
P_{tot}	Pression totale	[Pa]
Q	Charge transférée	[C]
q	Charge élémentaire	[C]
Re	Nombre de Reynolds	[]
Re_C	Nombre de Reynolds basé sur la corde	[]
Re_L	Nombre de Reynolds basé sur L	[]
S	Surface de référence	[m ²]
St	Nombre de Strouhal	[]
St_{cc}	Nombre de Strouhal basé sur les instabilités de la couche cisailée	[]
$St_{sillage}$	Nombre de Strouhal basé sur les instabilités du sillage	[]
St	Nombre de Strouhal	[]
T	Force de traînée	[N]
t	Temps	[s]
$T_{e,p,n}$	Température électronique	[K]
Tu	Intensité de turbulence	[]
u'	Fluctuation de la vitesse	[m·s ⁻¹]
$\vec{u}_{e,p,n}$	Vitesse des particules chargées	[m·s ⁻¹]
U_∞	Vitesse de l'écoulement amont	[m·s ⁻¹]
U_C	Vitesse de convection des structures tourbillonnaires	[m·s ⁻¹]
U_X	Composante longitudinale de la vitesse	[m·s ⁻¹]
U_Y	Composante transversale de la vitesse	[m·s ⁻¹]
U_Z	Composante de la vitesse normale à la paroi	[m·s ⁻¹]
V_{HT}	Amplitude de la tension d'alimentation	[kV]
V_0	Amplitude de la tension d'allumage de la décharge	[kV]
x	Position longitudinale	[m]
y	Position transversale	[m]
z	Position normale à la paroi	[m]

Bibliographie

- [1] P. Magnier, D. Hong, A. Leroy-Chesneau, J. M. Bauchire, and J. Hureau. Control of separated flows with the ionic wind generated by a dc corona discharge. *Experiments in Fluids*, 42 (5) :815–825, 2007.
- [2] P. Magnier, D. Hong, A. Leroy-Chesneau, J. M. Pouvesle, and J. Hureau. A dc corona discharge on a flat plate to induce air movement. *Journal of Electrostatics*, 65 (10) :655–659, 2007.
- [3] J. Pons, E. Moreau, and G. Touchard. Asymmetric surface dielectric barrier discharge in air at atmospheric pressure : electrical properties and induced airflow characteristics. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 38(19), 2005.
- [4] B. Dong, J.M. Bauchire, J.M. Pouvesle, P. Magnier, and D. Hong. Experimental study of a dbd surface discharge for the active flow control of subsonic airflow. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 41, 2008.
- [5] B. Dong. *Etude et caractérisation de plasmas destinés au contrôle actif d'écoulements gazeux subsoniques*. PhD thesis, Université d'Orléans, 2008.
- [6] V. Boucinha. *Étude de l'écoulement induit par une décharge à barrière diélectrique surfacique. Contribution au contrôle des écoulements subsoniques par actionneurs plasmas*. PhD thesis, Université d'Orléans, 2009.
- [7] R. Joussot. *Étude, caractérisation et amélioration d'un actionneur plasma. Application au contrôle de la transition d'une couche limite de Blasius*. PhD thesis, Université d'Orléans, 2010.
- [8] Advisory Council for Aeronautics Research in Europe (ACARE). European aeronautics : a vision for 2020. Technical report, 2001.
- [9] DGET. *EU energy and transport in figures*. Publications Office of the European Union, 2010.
- [10] J. L. Delcroix and A. Bers. *Physique des Plasmas, Vol. 1 et 2*. CNRS Edition, Paris, 1994.
- [11] I. Langmuir. Oscillations in ionized gases. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, 14(8) :627, 1928.
- [12] C. Chaussin et G. Hilly. *Chaleur et Thermodynamique*. Dunod, 1962.
- [13] J.R. Hollahan and A.T. Bell. Techniques and applications of plasma chemistry. *New York : Wiley, cop.*, 1974.
- [14] U. Kogelschatz. Dielectric-barrier discharges : Their history, discharge physics, and industrial applications. *Plasma Chem. Plasma Process.*, 23(1) :1–46, 2003.

BIBLIOGRAPHIE

- [15] Y. P. Raizer. *Gas discharge physics*. Springer Verlag, Berlin, 1991.
- [16] M. Goldman and R.S. Sigmond. Corona insulation. *IEEE Trans. Elec. Ins.*, EI. 12/2 :90–105, 1982.
- [17] B. Eliasson and U. Kogelschatz. Modeling and applications of silent discharge plasmas. *Plasma Science, IEEE Transactions on*, 19(2) :309–323, 2002.
- [18] F. Massines, A. Rabehi, P. Decomps, R.B. Gabri, P. Ségur, and C. Mayoux. Experimental and theoretical study of a glow discharge at atmospheric pressure controlled by dielectric barrier. *J. Applied Physics*, 83, n°6 :2950–2957, 1998.
- [19] J. R. Roth. *Industrial Plasma Engineering : Applications to Nonthermal Plasma Processing, Vol. 2*. Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 2001.
- [20] S. Yokoyama, M. Kogoma, T. Morikawi, and S. Okazaki. The mechanisms of the stabilized glow plasma at atmospheric pressure. *J Phys. D : Appl. Phys.*, 23 :1125, 1990.
- [21] J. R. Roth, D. M. Sherman, and S. P. Wilkinson. Boundary layer flow control with a one atmosphere uniform glow discharge surface plasma. In *Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, AIAA-1998-328, 36th, Reno, NV, Jan. 12-15*, 1998.
- [22] J. R. Roth, D. M. Sherman, and S. P. Wilkinson. Electrohydrodynamic flow control with a glow-discharge surface plasma. *AIAA journal*, 38(7) :1166–1172, 2000.
- [23] Eric Moreau. Airflow control by non-thermal plasma actuators. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 40(3) :605–636, 2007.
- [24] C. L. Enloe, M. G. McHarg, and T. E. McLaughlin. Time-correlated force production measurements of the dielectric barrier discharge plasma aerodynamic actuator. *Journal of Applied Physics*, 103(7), 2008.
- [25] Sven Grundmann and Cameron Tropea. Experimental damping of boundary-layer oscillations using dbd plasma actuators. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 30(3) :394–402, 2009.
- [26] T. C. Corke, C. L. Enloe, and S. P. Wilkinson. Dielectric barrier discharge plasma actuators for flow control. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 42(1) :505–529, 2010.
- [27] F. Hauksbee. *Physico-Mechanical Experiments on Various Subjects*. 1709.
- [28] L. Léger, E. Moreau, and G. Touchard. Effect of a dc corona electrical discharge on the airflow along a flat plate. *Industry Applications, IEEE Transactions on*, 38(6) :1478 – 1485, nov/dec 2002.
- [29] 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*, 43 :917–928, 2007.
- [30] S. Leonov, D. Opaitis, R. Miles, and V. Soloviev. Time-resolved measurements of plasma-induced momentum in air and nitrogen under dielectric barrier discharge actuation. *Physics of Plasmas*, 17(11) :113505, 2010.
- [31] M. Kotsonis and S. Ghaemi. Forcing mechanisms of dielectric barrier discharge plasma actuators at carrier frequency of 625 hz. *Journal of Applied Physics*, 110(11) :113301–10, dec 2011.

- [32] N. Bénard and Moreau E. Capabilities of the dielectric barrier discharge plasma actuator for multi-frequency excitations. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 43(14) :145201, 2010.
- [33] A. Debien, N. Bénard, and Moreau E. Streamer inhibition for improving force and electric wind produced by dbd actuators. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, Vol. 45, 2012.
- [34] F. H. Merrill and A. Von Hippel. The atomphysical interpretation of Lichtenberg figures and their application to the study of gas discharge phenomena. *J. Appl. Phys.*, 10, 1939.
- [35] S. Larigaldie. Spark propagation mechanisms in ambient air at the surface of a charged dielectric. i. experimental : The main stages of the discharge. *J. Appl. Phys.*, 61(1) :90, 1987.
- [36] R. Jousot, V. Boucinha, R. Weber, and D. Hong. Negative spark leaders on a surface dbd plasma actuator. *Plasma Science, IEEE Transactions on*, 39(11) :2194–2195, nov. 2011.
- [37] K. Allegraud. *Décharge à Barrière Diélectrique de Surface : Physique et procédé*. PhD thesis, École Polytechnique, 2008.
- [38] F. Thomas, T. Corke, M. Iqbal, A. Kozlov, and D. Schatzman. Optimization of dielectric barrier discharge plasma actuators for active aerodynamic flow control. *AIAA Journal*, 47(9) :2169–2178, 2009.
- [39] A. R. Hoskinson, L. Oksuz, and N. Hershkowitz. Microdischarge propagation and expansion in a surface dielectric barrier discharge. *Appl. Phys. Lett.*, 93(22) :221501, 2009.
- [40] K. Allegraud, O. Guaitella, and A. Rousseau. Spatio-temporal breakdown in surface dbds : Evidence of collective effect. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 40 :7698–7706, 2007.
- [41] Y. Takizawa, A. Matsuda, K. Kikuchi, A. Sasoh, and T. Abe. Optical observation of discharge plasma structure in dbd plasma actuator. In *38th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference, AIAA-2007-4376, Miami, Florida, June 25-28, 2007*.
- [42] C. Manley. The electric characteristics of the ozonator discharge. *Trans. Electrochem. Soc.*, 84, 1943.
- [43] T. Corke, M. Post, and D. Orlov. Single dielectric barrier discharge plasma enhanced aerodynamics : physics, modeling and applications. *Experiments in Fluids*, 46(1) :1–26, 2009.
- [44] J. P. Boeuf and L. C. Pitchford. Electrohydrodynamic force and aerodynamic flow acceleration in surface dielectric barrier discharge. *J. Appl. Phys.*, 97(10) :103307, 2005.
- [45] C. L. Enloe, M. G. McHarg, G. I. Font, and T. E. McLaughlin. Plasma-induced force and self-induced drag in the dielectric barrier discharge aerodynamic plasma actuator. In *AIAA paper 2009-1622*, 2009.
- [46] A. Debien, N. Bénard, L. David, and Moreau E. Unsteady aspect of the electrohydrodynamic force produced by surface dielectric barrier discharge actuators. *Appl. Phys. Lett.*, 100, 2012.

BIBLIOGRAPHIE

- [47] J. P. Boeuf, Y. Lagmich, and L. C. Pitchford. Contribution of positive and negative ions to the electrohydrodynamic force in a dielectric barrier discharge plasma actuator operating in air. *Journal of Applied Physics*, 106(2) :023115–9, jul 2009.
- [48] J. Kriegseis, C. Schwarz, A. Duchmann, S. Grundmann, and C. Tropea. Piv-based estimation of dbd plasma-actuator force terms. In *AIAA paper 2012-0411*, 2012.
- [49] R. H. M. Giepman and M. Kotsonis. On the mechanical efficiency of dielectric barrier discharge plasma actuators. *Appl. Phys. Lett.*, 98 :221504, 2011.
- [50] E. Moreau and G. Touchard. Enhancing the mechanical efficiency of electric wind in corona discharges. *Journal of Electrostatics*, 66 :39 – 44, 2008.
- [51] J. C. Laurentie, J. Jolibois, and E. Moreau. Surface dielectric barrier discharge : Effect of encapsulation of the grounded electrode on the electromechanical characteristics of the plasma actuator. *Journal of Electrostatics*, 67 :93–98, 2009.
- [52] J. Jolibois. *Étude et développement d'un actionneur plasma à décharge à barrière diélectrique. Application au contrôle d'écoulements sur un profil d'aile*. PhD thesis, Université de Poitiers, 2006.
- [53] 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*. PhD thesis, Université de Poitiers, 2007.
- [54] C. L. Enloe, T. E. McLaughlin, R. D. VanDyken, K. D. Kachner, E. J. Jumper, T. C. Corke, M. Post, and O. Haddad. Mechanisms and responses of a single dielectric barrier plasma actuator : Geometric effects. *AIAA journal*, 42(3) :595–604, 2004.
- [55] T. Abe, Y. Takizawa, S. Sato, and N. Kimura. A parametric experimental study for momentum transfer by plasma actuator. In *45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, AIAA Paper 2007-187, Reno, Nevada, Jan. 8-11, 2007*.
- [56] A. R. Hoskinson and N. Hershkowitz. Differences between dielectric barrier discharge plasma actuators with cylindrical and rectangular exposed electrodes. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 43 :065205, 2010.
- [57] S. Roy and C. C. Wang. Bulk flow modification with horseshoe and serpentine plasma actuators. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 42 :032004, 2009.
- [58] N. Balcon, N. Bénard, Y. Lagmich, J. P. Boeuf, G. Touchard, and E. Moreau. Positive and negative sawtooth signals applied to a DBD plasma actuator-influence on the electric wind. *Journal of Electrostatics*, 67(2-3) :140–145, 2009.
- [59] N. Bénard and E. Moreau. Role of the electric waveform supplying a dielectric barrier discharge plasma actuator. *Applied Physics Letters*, 100(19) :193503–5, may 2012.
- [60] D. Greenblatt and I.J. Wygnanski. The control of flow separation by periodic excitation. *Prog. Aerospace Sciences*, 36 :487–545, 2000.
- [61] M. Amitay and A. Glezer. Role of actuation frequency in controlled flow reattachment over a stalled airfoil. *AIAA Journal*, 40 :209–216, 2002.
- [62] A. Seifert, D. Greenblatt, and I.J. Wygnanski. Active separation control : on overview of reynolds and mach numbers effects. *Aerospace Science and Technology*, 2004 :569–582, 8.

- [63] R. Sosa, Artana G., E. Moreau, and G. Touchard. Stall control at high angle of attack with plasma sheet actuators. *Experiments in fluids*, 42 :143–167, 2007.
- [64] M.P. et al. Patel. Scaling effects of an aerodynamic plasma actuator. *Journal of Aircraft*, 45, 2008.
- [65] N. Bénard, P. Braud, J. Jolibois, and E. Moreau. Airflow reattachment along a naca0015 airfoil by surfaces dielectric barrier discharge actuator. time resolved piv investigation. *4th Flow Control Conference*, 42, 2008.
- [66] N. Bénard and E. Moreau. Electric wind produced by a surface plasma discharge energized by a burst modulated high voltage. In *Proc. 29th Int. Conf. Plasma Ionized Gases, ICPIG, Cancun, 12-17 July, 2009.*, pages –, Cancun, Mexique, 2009.
- [67] F. Soetomo. The influence of high voltage discharge on flat plate drag at low reynolds number air flow. Master’s thesis, Iowa State University, 1992.
- [68] E. Moreau, C. Louste, and G. touchard. Electric wind induced by sliding discharge in air at atmospheric pressure. *J. of Electrostatics*, 66, 2008.
- [69] N. Bénard and E. Moreau. Ehd force and electric wind produced by surface dielectric barrier discharge plasma actuators used for airflow control. In *AIAA 2012*, 2012.
- [70] C. Louste, G. Artana, E. Moreau, and G. Touchard. Sliding discharge in air at atmospheric pressure : Electrical properties. *Journal of Electrostatics*, 63(6–10) :615–620, 2005.
- [71] A. Debien, N. Bénard, and E. Moreau. Electric wind produced by sliding discharges. In *Proceeding of 2nd ISNPEDADM New electrical technologies for environment*, 2011.
- [72] S.D. Seney, R.E. Huffman, W. Bailey, D. Lui, M.E Reeder, and Stults J. Experimental study on the induced velocity of a three potential sliding discharge dbd actuator. In *AIAA paper 2011-3732*, 2011.
- [73] A. Fridman. *Plasma chemistry*. Cambridge University Press, 2008.
- [74] N. Balcon, N. Bénard, P. Braud, A. Mizuno, G. Touchard, and E. Moreau. Prospects of airflow control by a gliding arc in a static magnetic field. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 41 :205204, 2008.
- [75] A.Yu. Starikovskii, A.A. Nikipelov, M.M. Nudnova, and D.V. Roupasov. Sdbd plasma actuator with nanosecond pulse-periodic discharge. *Plasma Sources Science and Technology*, 18(3) :034015, 2009.
- [76] T. Unfer and J.P. Boeuf. Modelling of a nanosecond surface discharge actuator. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 42(19) :194017, 2009.
- [77] N. Bénard, N. Zouzou, A. Claverie, J. Sotton, and E. Moreau. Optical visualization and electrical characterization of fast-rising pulsed dielectric barrier discharge for airflow control applications. *Journal of Applied Physics*, 111(3), feb 2012.
- [78] H. Rabat, J. Pons, D. Hong, R. Weber, and A. Leroy. Study of an atmospheric surface barrier discharge actuator using a nanosecond rising high-voltage power supply. In *ISPC20*, 2012.
- [79] D. Roupasov, A.A. Nikipelov, M.M. Nudnova, and A.Yu. Starikovskii. Flow separation control by plasma actuator with nanosecond pulsed-periodic discharge. *AIAA Journal*, 47 :168–185, 2009.

BIBLIOGRAPHIE

- [80] J. Little, K. Takashima, M. Nishihara, I. Adamovich, and M. Samimy. Separation control with nanosecond-pulse-driven dielectric barrier discharge plasma actuators. *AIAA Journal*, 50 :350–365, 2012.
- [81] J. Dedrick, R. W. Boswell, P. Audier, H. Rabat, D. Hong, and C. Charles. Plasma propagation of a 13.56 mhz asymmetric surface barrier discharge in atmospheric pressure air. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 44(20), 2011.
- [82] B. L. Smith and A. Glezer. The formation and evolution of synthetic jets. *Physics of fluids*, 10(9) :2281, 1998.
- [83] K. R. Grossman, B. Z. Cybyk, and D. M. VanWie. Sparkjet actuators for flow control. In *41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, AIAA-2003-57, Reno, Nevada, Jan. 6-9, 2003*.
- [84] D. Caruana, P. Barricau, P. Hardy, J.P. Cambronne, and A. Belinger. The plasma synthetic jet actuator. aero-thermodynamic characterization and first flow control applications. In *47th AIAA Aerospace Sciences Meeting including The New Horizons Forum and Aerospace Exposition, AIAA-2009-1307, Orlando, Florida, Jan. 5-8, 2009*.
- [85] P. Hardy, P. Barricau, A. Belinger, D. Caruana, J.P. Cambronne, and C. Gleyzes. Plasma synthetic jet for flow control. In *40th Fluid Dynamics Conference and Exhibit, AIAA-2010-5103, Chicago, Illinois, June 28-1, 2010*.
- [86] A. Belinger, P. Hardy, P. Barricau, J. P. Cambronne, and D. Caruana. Influence of the energy dissipation rate in the discharge of a plasma synthetic jet actuator. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 44(36) :365201, 2011.
- [87] L. Prandtl and A. Betz. Ergebnisse der aero dynamischen versuchanstalt zu gottin-gen. *Munchen und Berlin*, 1927.
- [88] O. Reynolds. An experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water shall be direct or sinuous, and of the law of resistance in parallel channels. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 174 :935–982, 1883.
- [89] R. Raju, R. Mittal, and L. Cattafesta. Dynamics of airfoil separation control using zero-net mass-flux forcing. *AIAA Journal*, 46, 2008.
- [90] M. Gad-el Hak. *Flow control : Passive, active, and reactive flow management*. Cambridge University Press, 2000.
- [91] R. Comolet. *Mécanique expérimentale des fluides Tome 2 : dynamique des fluides réels, turbomachines*. Lavoisier S.A.S., 2000.
- [92] N. Bénard, E. Moreau, J. Griffin, and L. N. Cattafesta. Slope seeking for autonomous lift improvement by plasma surface discharge. *Exp. Fluids*, 48(5) :791–808, 2010.
- [93] R. Jousot, R. Weber, V. Boucinha, A. Leroy, and D. Hong. Modification of the laminar-to-turbulent transition on a flat plate using dbd plasma actuator. *5th AIAA Flow Control Conference*, 47, 2010.
- [94] M. Forte, O. Vermeersch, A. Seraudie, D. Arnal, A. Kurz, C. Tropea, and S. Grundmann. Transition delay using dbd plasma actuators in direct frequency mode. In *6th AIAA Flow Control Conference 25 - 28 June 2012, New Orleans, Louisiana, 2012*.

- [95] F.O. Thomas, A. Kozlov, and T.C. Corke. Plasma actuators for landing gear noise reduction. In *AIAA paper 2005-3010*, 2005.
- [96] X. Huang and X. Zhang. Streamwise and spanwise plasma actuators for flow-induced cavity noise control. *Physics of fluids*, Vol. 20, No. 3, 2008.
- [97] S. Chappell, Z. Cai, X. Zhang, and D. Angland. Slat noise feedback control with a dielectric barrier discharge plasma actuator. In *AIAA paper 2012-2806*, 2012.
- [98] J.R. Roth. Aerodynamic flow acceleration using paraelectric and peristaltic electrohydrodynamic effects of a one atmosphere uniform glow discharge plasma. *Physics of Plasmas*, 10(5) :2117–2126, 2003.
- [99] T. C. Corke, E. J. Jumper, M. L. Post, D. Orlov, and T. E. McLaughlin. Application of weakly-ionized plasmas as wing flow-control devices. In *AIAA Paper n°2002-0350*, 2002.
- [100] M. L. Post and T. C. Corke. Separation control on high angle of attack airfoil using plasma actuators. *AIAA Journal*, 42 :2177, 2004.
- [101] T. C. Corke, C. He, and M. P. Patel. Plasma flaps and slats : an application of weakly ionized plasma actuators. In *AIAA Paper n°2004-2127*, 2004.
- [102] T. C. Corke and M. L. Post. Overview of plasma flow control : concepts, optimization and applications. In *AIAA Paper n°2005-0563*, 2005.
- [103] N. Bénard, J. Jolibois, and Moreau E. Lift and drag performances of an axisymmetric airfoil controlled by plasma actuator. *Journal of Electrostatics*, 67 :133–139, 2009.
- [104] J. Jolibois, M. Forte, and Moreau E. Application of an ac barrier discharge actuator to control airflow separation above a naca 0015 airfoil : Optimization of the actuation location along the chord. *J. of Electrostatics*, 66 :496–503, 2008.
- [105] D. F. Opaitis, D. V. Roupasov, S. M. Starikovskaia, I. N. Zavyalov, and S. G. Saddoughi. Plasma control of boundary layer using low-temperature non equilibrium plasma of gas discharge. In *Proc. of the 43th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, AIAA Paper n°2005-1180*, 2005.
- [106] I. N. Zavyalov, D. V. Roupasov, A. Y. Starikovskii, and S. G. Saddoughi. Boundary layer control by gas discharge plasma. In *Proc. EUCASS 2005, Moscow, Russia*, 2005.
- [107] D. V. Roupasov, I. N. Zavyalov, and A. Y. Starikovskii. Boundary layer separation plasma control using low-temperature non-equilibrium plasma of gas discharge. In *Proc. of the 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, AIAA Paper n°2006-373*, 2006.
- [108] Y. Okita, T. N. Jukes, K.-S. Choi, and K. Nakamura. Flow reattachment over an airfoil using surface plasma actuator. In *AIAA 2008-4203*, 2008.
- [109] W. Siemens. Ueber die elektrostatische induction und die verzögerung des stroms in flaschendrähnten. *Annalen der Physik*, 178 :66–122, 1857.
- [110] J. Kitayama and M. Kuzumoto. Analysis of ozone generation from air in silent discharge. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 32(23) :3032, 1999.
- [111] B. Eliasson, M. Hirth, and U. Kogelschatz. Ozone synthesis from oxygen in dielectric barrier discharges. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 20(11) :1421, 1987.

BIBLIOGRAPHIE

- [112] U. Kogelschatz, B. Eliasson, and W. Egli. From ozone generators to flat television screens : history and future potential of dielectric barrier discharges. *Pure and Applied Chemistry*, 71 :1819–1828, 1999.
- [113] T Clavel, M. Falcy, A. Hesbert, D. Jargot, J. C. Protois, M. Reynier, and O. Schneider. Fiche toxicologique n°43. Technical report, INRS, 1997.
- [114] W. Kim, H. Do, M. G. Mungal, and M. A. Cappelli. On the role of oxygen in dielectric barrier discharge actuation of aerodynamic flows. *Applied Physics Letters*, 91(18), 2007.
- [115] B. S. Tong, D. Hong, H. Rabat, H. L. Chen, and M. B. Chang. Investigation on ozone formation with plasma actuator. In *ISNTPT8*, 2012.
- [116] S. V. Pancheshnyi, S. M. Starikovskaia, and A. Yu. Starikovskii. Role of photoionization processes in propagation of cathode-directed streamer. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 34(1) :105, 2001.
- [117] S. Pancheshnyi, M. Nudnova, and A. Yu. Starikovskii. Development of a cathode-directed streamer discharge in air at different pressures : Experiment and comparison with direct numerical simulation. *Phys. Rev. E*, 71 :016407, Jan 2005.
- [118] T. M. P. Briels, E. M. van Veldhuizen, and U. Ebert. Positive streamers in air and nitrogen of varying density : experiments on similarity laws. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 41(23) :234008, 2008.
- [119] T. M. P. Briels, J. Kos, G. J. J. Winands, E. M. van Veldhuizen, and U. Ebert. Positive and negative streamers in ambient air : measuring diameter, velocity and dissipated energy. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 41(23) :234004, 2008.
- [120] M. Toepler. Zur kenntnis der gesetze der gleitfunkenbildung. *Annalen der Physik*, 326(12) :193–222, 1906.
- [121] E. Odic, A. Goldman, M. Goldman, M. Dhainaut, and R. Dussart. Current distribution of ac surface discharges and associated chemistry. *Journal of Electrostatics*, 64(7-9) :477–484, 2006.
- [122] J. L. Boulay and S. Larigaldie. Comparison between long air-gap breakdowns, gliding surface discharges and lightning leaders. *ONERA - Tiré à part*, 52 :10, 1984.
- [123] R. Anderson and S. Roy. Preliminary experiments of barrier discharge plasma actuators using dry and humid air. *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, 69, 2006.
- [124] N. Bénard, N. Balcon, and E. Moreau. Electric wind produced by a surface dielectric barrier discharge operating over a wide range of relative humidity. *47th AIAA Aerospace Sciences Meeting*, 488, 2009.
- [125] J.Z. Wu, X.Y. Lu, A.G. Denny, M. Fan, and J.M. Wu. Post-stall flow control on an airfoil by local unsteady forcing. *J. Fluid Mech*, 371 :21–58, 1998.
- [126] H. Schlichting and K. Gersten. *Boundary-layer theory*. Springer Verlag, 2000.
- [127] M. Raffel, C. Willert, S. T. Wereley, and J. Kompenhans. *Particle Image Velocimetry. A Practical Guide - 2nd Edition*. Springer Verlag, 2007.
- [128] C. Tropea, A. L. Yarin, and J. F. Foss. *Springer Handbook of Experimental Fluid Mechanics*. Springer Verlag, 2007.

Pierre AUDIER

ÉTUDE D'UNE DÉCHARGE À BARRIÈRE DIÉLECTRIQUE SURFACIQUE. APPLICATION AU CONTRÔLE D'ÉCOULEMENT AUTOUR D'UN PROFIL D'AILE DE TYPE NACA0012

Résumé :

Dans un contexte de croissance du trafic aérien et dans le but de réduire la consommation de carburant ainsi que les émissions de polluants dans l'atmosphère, l'avion de demain se doit d'être plus respectueux de l'environnement. Dans un objectif d'optimisation de ses performances aérodynamiques, d'importantes activités de recherche sont menées dans le monde pour étudier de nouveaux dispositifs de contrôle actif des écoulements en temps réel. Depuis une dizaine d'années, l'utilisation de la décharge à barrière diélectrique surfacique comme actionneur plasma pour le contrôle d'écoulements suscite un intérêt grandissant. Ce type d'actionneur permet de créer un plasma non-thermique capable de générer un écoulement basse vitesse, appelé vent ionique, qui interagit avec l'écoulement naturel en proche paroi pour l'amener dans un état souhaité. Les études expérimentales présentées dans cette thèse portent, d'une part, sur la caractérisation de l'actionneur plasma sous atmosphère contrôlée pour étudier le rôle de l'azote et de l'oxygène sur le comportement de la décharge et d'autre part, sur l'évaluation des potentialités de cet actionneur à contrôler le décollement massif naissant au bord d'attaque d'un profil d'aile placé à forte incidence. Les résultats mettent en évidence l'importance du rôle joué par O_2 dans l'amorçage des filaments de plasma et dans la production de vent ionique. Le taux de production d'ozone de l'actionneur plasma a été quantifié en fonction de la puissance électrique. Les essais en soufflerie, réalisés dans le cadre du projet européen PLASMAERO, montrent l'effet de la fréquence de pulsation du signal d'alimentation haute tension sur la réponse de l'écoulement décollé et des ses instabilités naturelles. Il est ainsi possible, pour le profil placé à des incidences au-delà de l'incidence de décrochage naturel, d'augmenter la portance du profil en supprimant le décollement ou en favorisant la formation de tourbillons portants à l'extrados du profil.

Mots clés : actionneur plasma, aérodynamique, DBD, vent ionique, contrôle d'écoulement, NACA 0012.

STUDY OF A SURFACE DIELECTRIC BARRIER DISCHARGE. FLOW CONTROL APPLICATIONS OVER A NACA0012 AIRFOIL

Abstract :

To reduce power consumption and pollutant emissions in the atmosphere due to the increase of aerial traffic jam, tomorrow's plane must be environment-friendly. To enhance aerodynamic airfoil performance, worldwide studies have been carried out to study real time active flow control actuators. For a decade, the interest in using a dielectric barrier discharge for flow control is increasing. Such a discharge is able to create a non thermal plasma which can induce a low velocity airflow, called ionic wind, which interacts with natural flow close to the wall to change its behavior. Experimental studies detailed in this thesis can be divided in two parts. On one hand, plasma actuator characterization is performed at atmospheric pressure to study the influence of oxygen and nitrogen on the discharge behavior. On the other hand, abilities of the actuator to control a massive flow separation at the leading-edge of an airfoil in a deep post-stall regime are investigated. Results underline that plasma filaments ignition and ionic wind generation is mainly governed by O_2 . Besides, the ozone production rate of the discharge is measured as a function of electrical power. Wind tunnel tests, performed in the PLASMAERO project, underline that separated air flow and its instabilities can be driven by the burst frequency of the high voltage signal. For a deep post-stall regime, a lift enhancement can be obtained by reattaching the air flow or inducing lifting vortices on the wing upper surface.

Keywords : plasma actuator, aerodynamic, DBD, ionic wind, flow control, NACA0012.



GREMI UMR7344
CNRS–Université d'Orléans
14, rue d'Issoudun - BP6744
45067 Orléans Cedex 2

