



**HAL**  
open science

# Etude, caractérisation et amélioration d'un actionneur plasma : application au contrôle de la transition d'une couche limite de Blasius

Romain Jousot

► **To cite this version:**

Romain Jousot. Etude, caractérisation et amélioration d'un actionneur plasma : application au contrôle de la transition d'une couche limite de Blasius. Autre. Université d'Orléans, 2010. Français. NNT : 2010ORLE2076 . tel-00623105

**HAL Id: tel-00623105**

**<https://theses.hal.science/tel-00623105>**

Submitted on 13 Sep 2011

**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 :

**Romain JOUSSOT**

soutenue le : **7 décembre 2010**

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

Discipline : Physique des Gaz et des Plasmas

**Étude, caractérisation et amélioration d'un actionneur plasma - Application au contrôle de la transition d'une couche limite de Blasius**

**THÈSE dirigée par :**

**Dunpin HONG**

**Régine WEBER**

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

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

**RAPPORTEURS :**

**Olivier CADOT**

**Christophe LAUX**

Professeur, ENSTA, Palaiseau

Professeur, École Centrale Paris, Châtenay-Malabry

**JURY :**

**Stéphane PASQUIERS**

**Olivier CADOT**

**Dunpin HONG**

**Christophe LAUX**

**Éric MOREAU**

**Alain SÉRAUDIE**

**Régine WEBER**

Directeur de Recherche au CNRS, LPGP, Orsay, Président du jury

Professeur, ENSTA, Palaiseau

Professeur, Université d'Orléans, GREMI

Professeur, École Centrale Paris, Châtenay-Malabry

Professeur, Université de Poitiers, PPRIME

Ingénieur de Recherche, ONERA, Toulouse

Maître de Conférences, Université d'Orléans, PRISME



**UNIVERSITÉ D'ORLÉANS**



**ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES ET TECHNOLOGIES**

Groupe de Recherches sur l'Énergétique des Milieux Ionisés

**THÈSE** présentée par :  
**Romain JOUSSOT**

soutenue le : **7 décembre 2010**

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

Discipline : Physique des Gaz et des Plasmas

**Étude, caractérisation et amélioration d'un  
actionneur plasma - Application au contrôle de  
la transition d'une couche limite de Blasius**

**THÈSE dirigée par :**

**Dunpin HONG**

**Régine WEBER**

Professeur, Université d'Orléans, GREMI, Directeur de thèse  
Maître de Conférences, Univ. d'Orléans, PRISME, Co-encadrante

**RAPPORTEURS :**

**Olivier CADOT**

**Christophe LAUX**

Professeur, ENSTA, Palaiseau  
Professeur, École Centrale Paris, Châtenay-Malabry

**JURY :**

**Stéphane PASQUIERS**

**Olivier CADOT**

**Dunpin HONG**

**Christophe LAUX**

**Éric MOREAU**

**Alain SÉRAUDIE**

**Régine WEBER**

Directeur de Recherche au CNRS, LPGP, Orsay, Président du jury  
Professeur, ENSTA, Palaiseau  
Professeur, Université d'Orléans, GREMI  
Professeur, École Centrale Paris, Châtenay-Malabry  
Professeur, Université de Poitiers, PPRIME  
Ingénieur de Recherche, ONERA, Toulouse  
Maître de Conférences, Université d'Orléans, PRISME





« *La recherche doit avant tout être un jeu et un plaisir.* »

Pierre Joliot (1932 - )  
Extrait de *La recherche passionnément*

« *Ne remettez pas au lendemain ce que vous pouvez faire le jour même.* »

Benjamin Franklin (1706 - 1790)



# Remerciements

L'écriture des remerciements est quelque chose de spécial pour le doctorant. Paradoxalement, cette partie débute le manuscrit de thèse mais n'est rédigée qu'en dernier. En l'écrivant, on se remémore donc, parfois avec émotion, toutes les personnes qui nous ont accompagné durant ces trois années et qui ont contribué, de près ou de loin, à cette aventure. Je vais donc tâcher de n'oublier personne et si, d'aventure, cela se produisait, ni voyez aucune intention de ma part mais juste un simple oubli.

En premier lieu, je tiens à remercier vivement Jean-Michel Pouvesle, Directeur du GREMI, pour m'avoir accueilli au sein de son laboratoire. De mon point de vue de doctorant, j'ai apprécié la manière avec laquelle il a dirigé son laboratoire. Pris par ses obligations, il a néanmoins toujours su garder un œil sur le travail de tout le monde et s'est toujours rendu disponible à nos sollicitations. Je lui en suis reconnaissant. J'en profite également pour remercier Chantal Leborgne qui prendra la suite de la direction du laboratoire dans peu de temps. Je remercie également grandement Christine Rousselle, Directrice du laboratoire PRISME, qui m'a vu arpenter les couloirs (et les souffleries) de son laboratoire. Cette thèse étant pluridisciplinaire, les nombreuses mesures aérodynamiques ont été réalisées dans son laboratoire. Je la remercie pour sa simplicité et sa bonne humeur communicative. J'ai passé d'agréables moments au sein de l'ancien LME.

Je remercie chaleureusement Olivier Cadot de l'ENSTA-ParisTech et Christophe Laux de l'École Centrale Paris d'avoir accepté de rapporter et juger mon travail. Je leur suis reconnaissant d'avoir lu ce manuscrit avec attention et d'avoir émis des remarques constructives dans leur rapport et pendant ma soutenance. Leur avis m'a permis de juger de la qualité de mon travail et je les en remercie. Je remercie vivement Stéphane Pasquiers, Directeur de Recherche au LPGP à Orsay, d'avoir accepté de faire partie de mon jury et d'en avoir endossé la présidence. Je remercie également Éric Moreau, Professeur à l'Université de Poitiers, et Alain Séraudie, ingénieur à l'ONERA à Toulouse, d'avoir eux aussi accepté de faire partie de mon jury. Tous trois ont apporté des critiques constructives sur mon travail et j'ai grandement apprécié la discussion que j'ai pu avoir avec eux.

Mes remerciements vont également à Dunpin Hong qui fut pendant ces trois années mon directeur de thèse. Il m'a laissé toute latitude pour mener de front ma recherche et mes enseignements, me plongeant ainsi directement dans le quotidien d'un enseignant-chercheur. Je le remercie grandement de m'avoir toujours incité à enseigner au sein de

Polytech'Orléans. Certains directeurs sont réticents à voir leur thésard « s'éparpiller », ce ne fut jamais le cas pendant ma thèse et je lui en suis donc reconnaissant. Je tiens également à lui présenter mes excuses car il a appris à ses dépens ce qu'était la procrastination et qui est, malheureusement, un trait de caractère que j'ai développé au cours de ma thèse. Je remercie aussi vivement Régine Weber qui a dirigé cette thèse de manière efficace. Je lui suis reconnaissant de m'avoir fait confiance et de m'avoir laissé mener mes recherches comme je le souhaitais. Elle a toujours su être présente quand j'en avais besoin, du tout début de la thèse jusqu'à la préparation de la toute dernière diapositive de la soutenance (ah ce fameux graphe de stabilité linéaire!). Je lui suis aussi extrêmement reconnaissant d'avoir passé autant d'heures à corriger ce mémoire. Le manuscrit final lui doit beaucoup.

Vincent, je pense que ma thèse ne serait pas ce qu'elle est sans toi. J'ai énormément apprécié travailler, discuter et manipuler avec toi. Nous avons tous les deux la même conception de la recherche et cela m'a permis de produire un travail de qualité (je l'espère). Mais, toi comme moi, nous le savons bien, le jour où nous prendrons un avion équipé d'actionneurs plasmas n'est pas prêt d'arriver. Nous avons eu au moins la satisfaction d'apporter nos deux petits cailloux à l'édifice. À vrai dire, nous sommes quelque fois partis dans tous les sens, nous nous sommes ruinés la santé à rédiger nos mémoires mais, au final, on aura bien rigolé. À quoi bon me diras-tu, maintenant que tu démarres ta nouvelle carrière jurassienne? J'avoue que je me pose aussi cette question maintenant... Peut être simplement pour l'amour du travail bien fait. Et n'oublie pas : sans contrôle la puissance n'est rien!

Jérôme, j'ai apprécié avoir échangé avec toi mes idées, un peu farfelues, sur les actionneurs plasmas et sur la physique des décharges. Nos discussions furent fructueuses, de mon point de vue en tout cas. Je me remémorerai avec nostalgie nos discussions sur la politique, l'actualité ou sur des sujets plus légers comme la meilleure méthode pour fermer une porte, ranger une chaise, laisser ouvert un radiateur ou partager son bureau avec un tiers dont la conception de la vie en communauté est différente de la notre. Ces petits moments de rigolade m'ont fait apprécier la vie de bureau. Heureusement pour nous, il ne reste plus aucune trace de nos forfaits graphiques...

Pierre, je te souhaite bien du courage pour poursuivre les travaux initiés à Orléans sur les actionneurs plasmas. Ne baisse pas les bras, même si je pense que maintenant le profil NACA 0012 va faire partie de tes cauchemars... Tu pourras quand même te targuer, à la fin de ta thèse je l'espère, d'avoir vu voler un avion (ok, un drone) équipé d'actionneurs plasmas. J'ai apprécié travailler et discuter avec toi et je pense que maintenant tu saisis bien ce que représente de faire une thèse dans ce domaine. Bon courage pour la suite, et ne prend pas exemple sur Vincent et moi. Commencer à rédiger sa thèse après les grandes vacances est une très mauvaise idée!

Stéphane, je n'aurai jamais réussi à te faire dire que j'étais un doctorant ordonné. Certes, les outils étaient éparpillés aux quatre vents, mais je savais où ils se trouvaient! Néanmoins, j'ai énormément apprécié travailler avec toi et, même si l'on te trouve un peu maniaque, ne change surtout pas! Les doctorants (et les chercheurs permanents) ont besoin d'être surveillés car ils restent de grands enfants.

Je remercie également chaleureusement Hervé et Annie qui ont dû faire face à mon optimisme contagieux pendant ces trois années. J'ai apprécié travailler avec eux, autant pour leurs qualités humaines que pour leur professionnalisme. Merci pour votre disponibilité et votre sérieux.

Adrien, on peut dire qu'on y est arrivé ! Rappelle toi en 2000, quand, assis à une table du Jules Verne, on s'était dit « et si on faisait une thèse pour devenir docteur ? » ... Et voilà le résultat dix ans plus tard. On pourra dire qu'on aura bien rigolé durant cette thèse. Je ne rentrerai pas dans les détails mais nos discussions sur la politique, les élèves ou la thèse, nous auront permis de décompresser durant ces trois années, particulièrement durant notre rédaction marathon... Bien évidemment, on reste en contact pour échanger nos avis toujours pertinents sur le monde de l'enseignement et de la recherche.

Vanessa, c'est délicat de t'écrire quelques mots, tu en conviendras... Je vais seulement te remercier de m'avoir accompagné pendant ma thèse spécialement vers la fin. C'est toi qui a été aux premières loges lors de ma rédaction de thèse : tu m'as vu partir petit à petit et, avec du recul, j'en suis sincèrement désolé. Plongé dans ma rédaction, je ne m'en suis pas aperçu. C'est dire si la rédaction est un moment à part dans la vie d'un doctorant. J'espère seulement ne pas t'avoir découragé de cette épreuve qui arrive plus vite qu'on ne le croit. Sache que je serai à tes côtés pour t'aider lorsque ce sera ton tour.

Khadija, je me remémorerai toujours le jour où nous nous sommes rencontrés. En train de préparer un TP, tu étais venu me parler de ses fameux TP d'optique... On pourra dire qu'ils nous auront vampirisé une grande partie de notre thèse ces TP là. Mais, le point positif, c'est qu'ils nous auront permis de devenir amis. J'ai beaucoup apprécié nos discussions, parfois houleuses, autour de notre « café en bas à Polytech » ou de ton thé à la menthe que tu m'as fait découvrir et dont je suis devenu un amateur. Je te souhaite à toi aussi de surmonter cette épreuve qu'est la rédaction du manuscrit.

Je remercie vivement Patrick Gilliéron de Renault pour le prêt du système LDA 3 composantes, ainsi que Pierre Bobillier également de Renault et Jean Stefanini de TSI pour leur aide durant la phase de réglage. Je remercie également toutes les personnes avec qui j'ai pu discuter ou travailler durant cette thèse. Merci à Azeddine Kourta pour son implication dans la thématique, Sandrine Aubrun pour ses qualités humaines et d'enseignante, Guillaume Espana pour ses « balles perdues », Yahia Haidous pour ne pas avoir donné à manger aux Gremlins après minuit, Pierre Magnier avec qui j'ai découvert cette thématique, Binjie Dong qui fut mon prédécesseur, Jean-Marc Bauchire, Philippe Devinant, Guy Coudrat, Christophe Dubois, Sylvie Jauffrion, les (nombreux) doctorants du GREMI, de PRISME et ceux rencontrés pendant les différentes formations : (par ordre alphabétique, pas de jaloux) Alexis, Andrei, Arnaud, Caryn, Delphine, Emmanuel, Grégoire de I., Grégoire M., Louiza, Romain, Sélima, Toni ; et bien sûr toutes les personnes que j'ai croisé au cours de ces trois années, que ce soit dans les couloirs du GREMI, de PRISME ou de Polytech'Orléans. Merci à tous.

Je terminerai en remerciant ma famille, mais pas uniquement pour leur soutien pendant cette thèse. En effet, j'ai arrêté très tôt de tenter de leur expliquer sur quoi j'ai travaillé pendant trois ans. Si je veux les remercier aujourd'hui, c'est pour la façon dont j'ai été éduqué pendant mon enfance. Mes parents et mes grands-parents m'ont toujours encouragé à découvrir les choses et entreprendre par moi-même et ont donc su développer ma curiosité et ma soif de connaissances. Ils m'ont ainsi toujours laissé agir, dans la mesure du raisonnable bien entendu. C'est donc grâce à eux que je me suis naturellement engagé dans cette thèse et que je m'y suis épanoui. Sans leur éducation, je n'aurais pas pu réaliser tout ce travail. Merci Maman, Papa, Mamie et Papi (et Tata!). Je tiens également à remercier ma tante qui a passé de nombreuses heures à relire ce manuscrit et à répertorier et corriger les innombrables fautes que j'avais laissé par manque de temps. Cela m'a été d'une aide inestimable, elle peut en être certaine. Merci également à ma sœur Céline et son mari Vincent, tout particulièrement pour les soirées « plateau-télé réalité » d'un haut niveau culturel, mais oh combien déstressantes! Une pensée également à mon frère Émilien qui lui aussi entreprend de devenir docteur, courage! Et enfin, merci à toi mon petit cœur, sans toi cette thèse n'aurait pas eu la même saveur.

Je tiens également à te remercier, toi, lecteur qui entreprend de lire mon manuscrit. Mon style de rédaction n'est certes pas des plus académique mais ce qui importe, c'est le fond. J'ai en tout cas essayé d'être le plus précis possible dans mon discours. N'hésite pas à me faire part de tes commentaires et de tes critiques, je serai heureux d'y répondre. Bonne lecture!

Mes toutes dernières pensées vont à une de mes professeurs de Sciences Physiques au lycée Benjamin Franklin à Orléans qui m'avait dit un jour, en classe de seconde, « vous n'êtes pas fait pour la physique Mr Jussot! ». Comme quoi, quand on persévère...

# Table des matières

<b>Introduction</b> .....	33
<b>Chapitre 1 : Actionneurs plasmas et contrôle d'écoulement : revue bibliographique</b>	37
1. Les décharges à pression atmosphérique .....	37
1.1 Le plasma . . . . .	38
1.2 Les différents types de décharge . . . . .	40
1.2.1 La décharge couronne volumique . . . . .	40
1.2.2 La décharge à barrière diélectrique volumique . . . . .	41
1.2.3 La décharge à barrière diélectrique de surface . . . . .	44
2. Les actionneurs plasmas .....	45
2.1 Le vent ionique ou électrique . . . . .	45
2.2 La force électrohydrodynamique . . . . .	46
2.3 Les actionneurs plasmas de type DBD de surface . . . . .	47
2.3.1 L'alternance positive . . . . .	48
2.3.2 L'alternance négative . . . . .	49
2.4 Les autres types d'actionneur plasma . . . . .	50
2.4.1 Les actionneurs DC (Décharge Couronne) de surface . . . . .	50
2.4.2 La décharge glissante . . . . .	51
2.4.3 La décharge à arc glissant . . . . .	52
2.4.4 Les jets synthétiques par plasma (JSP) ou <i>sparkjets</i> . . . . .	52
3. Le contrôle d'écoulement .....	53
3.1 Le contrôle passif . . . . .	54
3.2 Le contrôle actif . . . . .	54
3.3 La DBD de surface, une technologie de contrôle actif . . . . .	55
4. Positionnement de l'étude .....	58

<b>Chapitre 2 : Caractérisation d'un actionneur plasma de type DBD de surface.....</b>	<b>63</b>
1. Introduction .....	63
2. Dispositif expérimental.....	64
2.1 Alimentation et dispositifs électriques .....	64
2.2 Actionneurs EHD .....	65
3. Caractérisations de la décharge de surface .....	67
3.1 Courant de décharge .....	67
3.2 Régimes de fonctionnement .....	69
3.2.1 Classification .....	69
3.2.2 Le régime « filamentaire » .....	71
3.3 Dynamiques de la puissance active .....	79
3.3.1 Motivations .....	79
3.3.2 Mesure de puissance résolue en temps .....	80
3.4 Mesures de température de surface .....	85
3.4.1 Dispositif expérimental .....	85
3.4.2 Température du diélectrique sans écoulement extérieur ..	87
4. Au centre du contrôle par plasma : le vent ionique.....	99
4.1 Caractérisation sans écoulement extérieur : périodicité du vent io-	
nique .....	100
4.1.1 Dispositif expérimental .....	100
4.1.2 Périodicité du vent ionique .....	102
4.2 Vent(s) ionique(s) en présence d'un écoulement extérieur .....	108
4.2.1 Dispositif expérimental .....	108
4.2.2 Prédominance de l'alternance négative .....	109
5. Synthèse.....	114
<b>Chapitre 3 : Contrôle de la transition laminaire- turbulent d'une couche limite de</b>	
<b>type Blasius .....</b>	<b>117</b>
1. Introduction .....	117
2. Éléments bibliographiques.....	118
2.1 Le concept de la couche limite .....	118
2.1.1 Définitions et principales caractéristiques .....	118
2.1.2 Les régimes d'écoulement dans la couche limite .....	121
2.2 La transition : définition et contrôle .....	124
2.2.1 Transition naturelle .....	125
2.2.2 Transition <i>bypass</i> .....	127



2.2.3	Contrôle de la transition et moyens mis en œuvre dans le cas du contrôle par plasma . . . . .	128
3.	Dispositif expérimental . . . . .	135
3.1	Soufflerie, plaque plane et actionneur . . . . .	135
3.1.1	La soufflerie de type Eiffel . . . . .	135
3.1.2	La plaque plane . . . . .	135
3.1.3	L'actionneur plasma . . . . .	136
3.2	Acquisition et traitement des données . . . . .	137
3.3	L'écoulement naturel : l'« objet » à contrôler . . . . .	139
3.3.1	Vitesse moyenne . . . . .	140
3.3.2	Vitesse instantanée . . . . .	142
3.3.3	Fluctuations de vitesse . . . . .	143
3.3.4	Spectre des fluctuations de vitesse . . . . .	146
4.	Contrôle de la transition : position ou tension variable . . . . .	147
4.1	Comment utiliser les actionneurs plasmas ? . . . . .	147
4.1.1	Influence de la position d'action et des paramètres électriques . . . . .	147
4.1.2	Intrusivité des électrodes . . . . .	148
4.2	Les effets du contrôle par plasma . . . . .	149
4.2.1	Déclenchement de la transition . . . . .	149
4.2.2	Retardement de la transition . . . . .	149
4.2.3	Cas sans effet . . . . .	150
4.2.4	Résumé des effets . . . . .	151
4.3	Les mécanismes de contrôle mis en jeu par les actionneurs plasmas . . . . .	151
4.3.1	Fluctuations de vitesse . . . . .	152
4.3.2	Étude spectrale . . . . .	153
4.4	Comparaison des résultats par rapport à la littérature . . . . .	155
4.5	Validité du contrôle par plasma . . . . .	159
5.	L'importance de la fréquence . . . . .	160
5.1	Iso-vent ionique ou quantité de mouvement . . . . .	160
5.2	Vibulation de la fréquence . . . . .	162
6.	Synthèse et perspectives . . . . .	166
6.1	Synthèse . . . . .	166
6.2	Ouvertures envisageables . . . . .	168

<b>Chapitre 4 : Amélioration des actionneurs plasmas : caractérisation de la géométrie « dents de scie »</b> .....	169
1. Introduction .....	169
2. Éléments bibliographiques .....	170
2.1 Objectif : l'augmentation de la vitesse . . . . .	170
2.1.1 Paramètres géométriques . . . . .	171
2.1.2 Matériaux constitutifs du diélectrique . . . . .	173
2.1.3 Paramètres électriques . . . . .	174
2.1.4 Configuration de l'actionneur . . . . .	176
2.2 Objectif : l'introduction d'écoulements complexes . . . . .	179
2.2.1 La configuration « jet de plasma » . . . . .	179
2.2.2 Des configurations « exotiques » . . . . .	181
2.2.3 Synthèse et positionnement de l'étude . . . . .	182
3. L'actionneur de type DDS.....	182
3.1 La configuration d'actionneur . . . . .	182
3.2 Caractérisation de la décharge de surface . . . . .	184
3.2.1 Courant de décharge . . . . .	185
3.2.2 Puissance active . . . . .	186
3.3 Topologie de l'écoulement induit . . . . .	188
3.3.1 Un moyen de mesure tridimensionnel de la vitesse est-il nécessaire? . . . . .	188
3.3.2 Validité des mesures de vitesse par LDA . . . . .	191
3.3.3 L'écoulement induit . . . . .	192
3.4 Considérations énergétiques . . . . .	203
3.5 Positionnement par rapport aux autres actionneurs . . . . .	204
4. Conclusion .....	206
<b>Conclusion</b> .....	209
Synthèse des travaux menés .....	209
Perspectives à envisager .....	213
<b>Annexe A : Compléments sur l'imagerie iCCD</b> .....	217
1. La caméra iCCD .....	217
2. Montages optiques .....	219
3. Traitement des images.....	221

<b>Annexe B</b> : Compléments sur la mesure de la puissance active .....	223
1. Principe de mesure .....	223
2. Traitement du signal .....	225
3. Influence du condensateur de mesure .....	228
<b>Annexe C</b> : Compléments sur la mesure de la température par thermographie infrarouge.....	231
1. Mesure de température par caméra thermique .....	231
2. Principe de fonctionnement de la caméra .....	233
2.1 Les photodétecteurs à puits quantique .....	233
2.2 La matrice QWIP .....	234
<b>Annexe D</b> : Compléments sur la mesure de vitesse par PIV .....	235
1. Principe de mesure .....	235
1.1 L'éclairement de l'écoulement .....	235
1.2 L'ensemencement de l'écoulement .....	236
1.3 L'acquisition des images .....	237
1.4 Traitement des images .....	238
2. Algorithme de traitement des images PIV .....	238
<b>Annexe E</b> : Compléments sur la mesure de vitesse par LDA .....	241
1. Principe de mesure .....	241
2. Paramètres des systèmes LDA utilisés .....	244
2.1 Configuration LDA-2C .....	244
2.2 La configuration LDA-3C .....	244
2.3 Position des volumes de mesure .....	245



# Liste des tableaux

1.1	Ordres de grandeur caractéristiques généralement rencontrés pour les actionneurs DBD. . . . .	47
3.1	Effets du contrôle sur la position du début de la transition. . . . .	151
3.2	Paramètres des études de Boucinha [23], de Grundmann et Tropea [54] et de celle présentée ici, dans le cadre du recul de la transition. . . . .	156
3.3	Paramètres des cas avec et sans élément chauffant (40 mm en aval de $A_3$ ), $s = 397$ mm. . . . .	159
3.4	Paramètres des cas de contrôle à iso-tension, actionneur $A_2$ , $s = 437$ mm. .	162
4.1	Paramètres de la formule empirique E-4.1 pour les deux configurations étudiées. . . . .	187
4.2	Récapitulatif des grandeurs énergétiques pour les deux configurations étudiées, cas à 10 kV et 1 kHz. . . . .	204
4.3	Exploration de la configuration DDS avec $g = 3$ mm et $L_{gnd} = 6$ mm. . . .	206
B.1	Principales caractéristiques des condensateurs de mesure. . . . .	228
B.2	Résultats du calcul de la puissance active pour les différents condensateurs testés, $V_{HT} = 10$ kV et $f_{HT} = 1$ kHz. . . . .	228



# Table des figures

1.1	Les différents états et principaux changements d'état de la matière. . . . .	38
1.2	Classification des plasmas suivant leur densité en particules chargées et leur température (tiré de [1]). . . . .	39
1.3	Configuration d'une décharge couronne volumique de type pointe-plan. . .	41
1.4	Configuration d'une décharge à barrière diélectrique volumique. . . . .	42
1.5	DBD de surface, d'après Roth <i>et al.</i> [109] et Roth [107]. . . . .	44
1.6	Schéma de principe de la génération du vent ionique pour une DBD de surface, d'après Boucinha [23]. . . . .	45
1.7	Visualisation de la décharge ((a) intégrée en temps, (b) alternance positive et (c) alternance négative) et (d) courant de décharge pour un actionneur de type DBD de surface, d'après Boucinha [23]. . . . .	48
1.8	Mesure de vent ionique résolue en temps, d'après Forte <i>et al.</i> [45]. . . . .	50
1.9	Actionneurs DC : exemple de configurations, d'après Moreau [89]. . . . .	51
1.10	Décharge glissante, d'après Louste <i>et al.</i> [81]. . . . .	51
1.11	Décharge à arc glissant, d'après Balcon <i>et al.</i> [9]. . . . .	52
1.12	Schéma de principe d'un actionneur de type Jet Synthétique par Plasma (JSP), d'après Grossman <i>et al.</i> [50]. . . . .	53
1.13	Visualisation d'une couche limite manipulée pour deux amplitudes de tension différentes, d'après Roth <i>et al.</i> [109]. . . . .	55
1.14	Profils de vitesse au-dessus d'un profil NACA 0015, d'après Jolibois [63]. . .	56
1.15	Modification des tourbillons longitudinaux sur une géométrie de type corps de Ahmed, d'après Boucinha [23]. Les actionneurs plasmas sont positionnés sur la lunette arrière du corps de Ahmed. . . . .	57
1.16	Régime « filamentaire » obtenu pour une amplitude 15 kV, d'après Allegraud [4]. . . . .	58
1.17	Décharge de surface négative pour une amplitude de 10 kV et une forme d'électrode en ellipse, d'après Merrill et von Hippel [87] (original de mauvaise qualité). . . . .	59
1.18	Limitation de la poussée induite due à l'apparition d'un régime filamentaire, d'après Thomas <i>et al.</i> [128]. . . . .	59

TABLE DES FIGURES

---

1.19	Mesure de température de surface par caméra thermique ( $V_{HT} = 3,7\text{ kV}$ et $f_{HT} = 25\text{ kHz}$ ), d'après Jukes <i>et al.</i> [65]. . . . .	60
2.1	Dispositifs électriques : générateur de fonctions, alimentation haute tension, actionneur et sonde. . . . .	65
2.2	Schémas de l'actionneur plasma. . . . .	66
2.3	Illustrations du courant de décharge, 10 kV à 1 kHz. . . . .	68
2.4	Photographies reflex des différents régimes de décharge. . . . .	71
2.5	Schéma de l'actionneur utilisé dans l'étude des régimes de décharge. . . . .	73
2.6	Cas 15 kV et 1 kHz, alternance négative, $T_{iCCD} = 250\ \mu\text{s}$ . . . . .	73
2.7	Cas 18 kV et 1 kHz, alternance négative, 1 <i>spark</i> , $T_{iCCD} = 250\ \mu\text{s}$ . . . . .	74
2.8	Cas 18 kV et 1 kHz, alternance négative, 2 <i>sparks</i> , $T_{iCCD} = 250\ \mu\text{s}$ . . . . .	74
2.9	Zoom pour le cas 18 kV et 1 kHz, alternance négative, $T_{iCCD} = 50\ \mu\text{s}$ . . . . .	75
2.10	Zoom pour le cas 18 kV et 1 kHz, alternance positive, $T_{iCCD} = 250\ \mu\text{s}$ . . . . .	76
2.11	Accumulation sur 19 demi-périodes, cas 18 kV et 1 kHz, $T_{iCCD} = 19 \times 250\ \mu\text{s}$ . . . . .	77
2.12	Régime filamentaire « fréquentiel », 17 kV à 2,6 kHz (1/10 s, F/5,6, ISO-1600). . . . .	78
2.13	Zoom pour le cas 17 kV et 2,6 kHz, alternance négative, $T_{iCCD} = 50\ \mu\text{s}$ . . . . .	79
2.14	Évolution temporelle de la puissance active et de la charge résiduelle, 13 kV à 1200 Hz. . . . .	81
2.15	Importance de la méthode de mesure de la puissance active, fréquence fixée à 1000 Hz. . . . .	82
2.16	Influence des charges de surface, fréquence fixée à 1000 Hz. . . . .	84
2.17	Puissance active en fonction des paramètres d'alimentation. . . . .	85
2.18	Schéma du dispositif expérimental pour la mesure de température de surface par thermographie IR. . . . .	86
2.19	Imagerie dans l'IR et le visible de la décharge pour le cas 13 kV et 1 kHz. . . . .	88
2.20	Profils de température pour le cas 13 kV et 1 kHz. . . . .	88
2.21	Profils temporels pour différentes tensions d'alimentation, $x = 2\text{ mm}$ . La température est moyennée sur l'envergure de la zone de décharge. . . . .	89
2.22	Modèle théorique instationnaire 1D. . . . .	90
2.23	Température à l'état stationnaire $T_{stat}$ en fonction de la puissance active. . . . .	95
2.24	Paramètre $\tau$ du modèle 1D en fonction de la puissance active. . . . .	96
2.25	Puissance thermique théorique $P_{th}$ à l'interface gaz/solide en fonction de la puissance active. . . . .	97
2.26	Puissance radiative $P_{rad}$ échangée à l'interface gaz/solide en fonction de la puissance active. . . . .	98
2.27	Dispositif expérimental de la mesure de vitesse par PIV en moyenne de phase. . . . .	100
2.28	Champs PIV pour la composante $U$ , 12 kV et 500 Hz ( $0^\circ - 180^\circ$ : alternance positive, $180^\circ - 360^\circ$ : alternance négative). . . . .	103



2.29	Champs PIV pour la composante $V$ , 12 kV et 500 Hz ( $0^\circ - 180^\circ$ : alternance positive, $180^\circ - 360^\circ$ : alternance négative). . . . .	104
2.30	Profils de vitesse de la composante $U$ pour une position $x$ donnée, zone d'accélération, 12 kV et 500 Hz ( $0^\circ - 180^\circ$ : alternance positive, $180^\circ - 360^\circ$ : alternance négative). . . . .	105
2.31	Profils de vitesse de la composante $U$ pour une position $x$ donnée, zone de diffusion, 12 kV et 500 Hz ( $0^\circ - 180^\circ$ : alternance positive, $180^\circ - 360^\circ$ : alternance négative). . . . .	106
2.32	Profils longitudinaux de la vitesse maximale de la composante $U$ (12 kV et 500 Hz). . . . .	107
2.33	Schéma du dispositif expérimental pour la mesure de vitesse par LDA. . . . .	109
2.34	Profils temporels de vitesse sans écoulement extérieur, $x = 4,5$ mm, $y = 0,5$ mm, 14 kV et 500 Hz ( $0^\circ - 180^\circ$ : alternance positive, $180^\circ - 360^\circ$ : alternance négative). . . . .	110
2.35	Profils LDA de la composante $U$ de la vitesse au-dessus de la décharge, 14 kV et 500 Hz ( $0^\circ - 180^\circ$ : alternance positive, $180^\circ - 360^\circ$ : alternance négative). . . . .	111
2.36	Profils LDA de la composante $U$ de la vitesse, zone de diffusion, 14 kV et 500 Hz ( $0^\circ - 180^\circ$ : alternance positive, $180^\circ - 360^\circ$ : alternance négative). . . . .	112
2.37	Comparaison des estimations des vitesses de vent ionique avec et sans écoulement extérieur, $x = 4,5$ mm, $y = 0,5$ mm, 14 kV et 500 Hz ( $0^\circ - 180^\circ$ : alternance positive, $180^\circ - 360^\circ$ : alternance négative). . . . .	113
3.1	Schéma de la couche limite sur une plaque plane. . . . .	119
3.2	Loi de paroi universelle pour une couche limite turbulente, d'après Schetz [115]. . . . .	124
3.3	Graphes de stabilité linéaire d'une couche limite de Blasius d'après Klingmann <i>et al.</i> [67]. On considère $U_e = 20 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ pour le calcul des nombres de Reynolds et de la fréquence sans dimension $F$ . . . . .	125
3.4	Profils des fluctuations de vitesse à travers la transition pour un écoulement de vitesse $U_1 = 24,4 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ ( $80 \text{ ft}\cdot\text{s}^{-1}$ ) et $T_{U_e} = 0,03 \%$ , d'après Schubauer et Klebanoff [117]. $\gamma$ représente le facteur d'intermittence. . . . .	127
3.5	Schématisation des mécanismes de transition. . . . .	128
3.6	Effet de l'actionneur plasma sur la transition laminaire-turbulent, d'après Séraudie <i>et al.</i> [121]. . . . .	130
3.7	Déclenchement de la transition d'après (a) Porter <i>et al.</i> [97] et (b) Magnier <i>et al.</i> [84]. . . . .	131
3.8	Recul de la transition, d'après Grundmann et Tropea [52]. . . . .	132
3.9	Annulation active des ondes T-S introduites artificiellement, d'après Grundmann et Tropea [53]. . . . .	132
3.10	Profils adimensionnés des fluctuations de vitesse, d'après Boucinha [23]. . . . .	133

3.11 (a) Contours de vitesse des perturbations longitudinales à $x = 450$ mm (b) densité spectrale de puissance (c) trois premiers modes (mode 1 en trait plein) (d, e, f) concernent les perturbation produites par le réseau d'actionneurs sans rugosité (g, h, i) actionneurs en fonctionnement, d'après Hanson <i>et al.</i> [56]. . . . .	134
3.12 Schémas de la plaque plane utilisée dans cette étude. . . . .	136
3.13 Mesures au fil chaud de la couche limite. . . . .	138
3.14 Taux de turbulence et gradient de pression au-dessus de la plaque plane ( $y = 80$ mm). . . . .	139
3.15 Profils adimensionnés de la vitesse moyenne avec en trait continu le profil théorique de Blasius (laminaire) et en trait pointillé le profil empirique de Prandtl (turbulent). . . . .	141
3.16 Caractéristiques de la couche limite naturelle en fonction de la position longitudinale. . . . .	142
3.17 Fluctuations de vitesse instantanée à $y/\delta_{99} = 0,4$ pour différentes positions longitudinales. . . . .	143
3.18 Profils adimensionnés des fluctuations de vitesse. . . . .	144
3.19 Spectres des fluctuations de vitesse instantanée à $y/\delta_{99} = 0,4$ pour différentes positions longitudinales. . . . .	145
3.20 Spectres des fluctuations de vitesse instantanée à $y/\delta_{99} = 0,4$ pour la position $Re_s = 1,9 \cdot 10^5$ . . . . .	146
3.21 Caractéristiques des couches limites naturelle et non manipulée en fonction de la position longitudinale. . . . .	148
3.22 Évolution du facteur de forme $H_{12}$ avec l'actionneur 1, 2 ou 3 en fonctionnement. . . . .	150
3.23 Évolution du facteur de forme $H_{12}$ dans les cas n'entraînant pas de modification de la transition . . . . .	150
3.24 Évolution des fluctuations de vitesse pour l'actionneur 2 en fonctionnement. . . . .	152
3.25 Évolution des spectres des fluctuations de vitesse pour l'actionneur $A_2$ en fonctionnement, $y/\delta_{99} = 0,4$ pour les trois premières positions de mesure en aval de l'actionneur. . . . .	154
3.26 Spectres des fluctuations de vitesse 50 mm après les actionneurs $A_1$ , $A_2$ et $A_3$ à iso-tension, $y/\delta_{99} = 0,4$ . . . . .	155
3.27 Profils LDA de vitesse et de fluctuations de vitesse à proximité de l'actionneur plasma. . . . .	157
3.28 Profils LDA de vitesse et de fluctuations de vitesse en aval des actionneurs plasmas, d'après Grudmann et Tropea [54]. . . . .	158
3.29 Profils adimensionnés avec et sans élément chauffant (40 mm en aval de $A_3$ ), $s = 397$ mm. . . . .	160
3.30 Évolution du facteur de forme en fonction de la fréquence à iso-vent ionique, actionneur $A_2$ , $s = 437$ mm. . . . .	161

3.31	Profils adimensionnés à iso-tension, actionneur $A_2$ , $s = 437$ mm. . . . .	161
3.32	Vobulation de fréquence, 600-1200 Hz, actionneur $A_2$ à 12 kV, $s = 437$ mm et $y/\delta_{99} \approx 0,4$ . . . . .	162
3.33	Séries temporelles de la vitesse pour l'actionneur $A_2$ à 12 kV, $s = 437$ mm, $y/\delta_{99} \approx 0,4$ . . . . .	163
3.34	Séries temporelles de la vitesse pour l'actionneur $A_2$ à 12 kV, $s = 437$ mm, $y/\delta_{99} \approx 0,4$ . . . . .	164
3.35	Variation des fluctuations de vitesse normalisées avec la fréquence de fonc- tionnement de l'actionneur $A_2$ , $s = 437$ mm, $y/\delta_{99} \approx 0,4$ , $V_{HT} = 12$ kV, vobulation 600-1200 Hz. . . . .	165
3.36	Fréquences neutres pour l'actionneur $A_2$ ( $Re_{\delta_1} = 750$ ) d'après le graphe de stabilité linéaire de la figure 3.3. On considère $U_e = 20$ m·s <sup>-1</sup> pour le calcul de $Re_{\delta_1}$ et $F$ . . . . .	166
4.1	Paramètres géométriques d'un actionneur plasma. . . . .	171
4.2	Influence des paramètres géométriques $g$ , $L_{gnd}$ et $e$ sur le vent ionique. . . . .	172
4.3	Vent ionique maximal en fonction de la puissance active consommée, d'après Boucinha [23]. . . . .	175
4.4	Influence de la forme du signal d'alimentation, d'après Jolibois [63]. . . . .	176
4.5	Configuration à trois électrodes, d'après Bénard <i>et al.</i> [14]. . . . .	177
4.6	Influence de la forme de l'électrode de haute tension, d'après Hoskinson et Hershkowitz [59]. . . . .	178
4.7	Influence de la forme de l'électrode de haute tension. . . . .	178
4.8	Géométrie de l'actionneur de type « jet de plasma ». . . . .	180
4.9	Configuration jet de plasma avec une électrode de masse modifiée, d'après Porter <i>et al.</i> [96] (à droite : vorticité, à gauche : vitesse). . . . .	181
4.10	Configuration en serpent, d'après Roy et Wang [111]. . . . .	181
4.11	Géométrie de l'actionneur de type DDS. . . . .	183
4.12	Photographie reflex de l'actionneur DDS en fonctionnement, 10 kV et 1 kHz. . . . .	183
4.13	Géométrie de l'actionneur classique. . . . .	184
4.14	Courant de décharge instantané, 10 kV et 1 kHz. . . . .	185
4.15	Courant moyen de type décharge couronne, 10 kV et 1 kHz. . . . .	186
4.16	Puissance active en fonction de l'amplitude de la tension, 1 kHz. . . . .	187
4.17	étude de spectre pariétal, d'après D�lery [34]. . . . .	189
4.18	Spectres pariétaux, 10 kV et 1 kHz. . . . .	190
4.19	Comparaison de la mesure de vitesse par LDA-2C et tube de pression d'arrêt en verre (T.P.A.V.) pour la configuration DDS. . . . .	191
4.20	Orientation des sondes du montage LDA-3C. . . . .	193
4.21	Plans de représentation de la topologie, configuration DDS. . . . .	193

TABLE DES FIGURES

---

4.22	Vitesse pour la configuration classique, plan $YZ$ , $x = 6$ mm, 10 kV et 1 kHz (les points noirs indiquent les positions de mesure). . . . .	195
4.23	Vitesse pour la configuration DDS, plan $YZ$ , $x = 6$ mm, 10 kV et 1 kHz (les points noirs indiquent les positions de mesure). . . . .	196
4.24	Vitesse pour la configuration classique, plan $XY$ , $z = 0$ mm, 10 kV et 1 kHz (les points noirs indiquent les positions de mesure). . . . .	197
4.25	Vitesse pour la configuration DDS, plan $XY$ , $z = 0$ mm, 10 kV et 1 kHz (les points noirs indiquent les positions de mesure). . . . .	198
4.26	Vitesse pour la configuration DDS, plan $XY$ , $z = -3$ mm, 10 kV et 1 kHz (les points noirs indiquent les positions de mesure). . . . .	199
4.27	Lignes de courant pour la configuration DDS, 10 kV et 1 kHz. . . . .	200
4.28	Vorticité suivant l'axe $X$ pour la configuration DDS, plans $YZ$ , 10 kV et 1 kHz. . . . .	202
4.29	Profils transversaux de la composante $U$ pour la configuration DDS, 10 kV et 1 kHz. . . . .	203
4.30	Comparaison avec les mesures de vitesse maximale de vent ionique en fonction de la puissance active, synthétisées par Boucinha [23]. . . . .	205
A.1	Schéma de la caméra iCCD Andor <sup>TM</sup> iStar (source : documentation Andor). . . . .	217
A.2	Schéma du composant MCP de la caméra iCCD (source : documentation Andor). . . . .	218
A.3	Montage optique permettant d'obtenir une image de $107 \text{ mm}^2$ . . . . .	219
A.4	Montage optique permettant d'obtenir une image de $33 \text{ mm}^2$ . . . . .	220
A.5	Courbe de transmission des lentilles utilisées dans les montages optiques (source : documentation Newport). . . . .	220
A.6	Traitement des images, influence de la fonction <i>brighten</i> de Matlab <sup>®</sup> . . . . .	221
B.1	Schéma électrique équivalent d'un actionneur plasma pour la mesure de la puissance active. . . . .	223
B.2	Courbe de Lissajous typique et phases d'une décharge surface (cas $V_{HT} = 10$ kV et $f_{HT} = 1$ kHz). . . . .	225
B.3	Début et fin de la période de fonctionnement de l'actionneur plasma, $V_{HT} = 10$ kV et $f_{HT} = 1$ kHz. . . . .	226
B.4	Début et fin de la zone d'intérêt des tensions lissées pour le calcul de la puissance active, $V_{HT} = 10$ kV et $f_{HT} = 1$ kHz. . . . .	226
B.5	Détection des annulations de la tension d'alimentation de l'actionneur plasma, $V_{HT} = 10$ kV et $f_{HT} = 1$ kHz. . . . .	227
B.6	Courbes charge-tension d'alimentation tracées pour une période sur 100, $V_{HT} = 10$ kV et $f_{HT} = 1$ kHz. . . . .	227
B.7	Courbes de charge-tension d'alimentation pour une période, $V_{HT} = 10$ kV et $f_{HT} = 1$ kHz. . . . .	229

---

C.1	Flux thermiques enregistrables par une caméra thermique, d'après Pajani [93]. . . . .	232
C.2	Réponse spectrale de la caméra thermique ThermaCAM <sup>®</sup> SC 3000 (source : documentation Flir). . . . .	233
C.3	Schémas de principe des puits quantiques. . . . .	234
D.1	Schéma de principe de la mesure de vitesse par PIV, d'après Raffel <i>et al.</i> [102]. . . . .	236
D.2	Fonction de distribution du diamètre des particules d'huile d'olive créé par le générateur Pivtec <sup>®</sup> série PivPart30 (source : documentation Pivtec). . .	237
D.3	Schéma de principe de la détermination du déplacement le plus probable par inter-corrélation des niveaux de gris, d'après Tropea <i>et al.</i> [131]. . . .	238
D.4	Différents traitements appliqués aux images PIV, position $x = 6$ mm. . . . .	239
E.1	Dispositif classique de transmission et de réception d'un système LDA à deux composantes, d'après Tropea <i>et al.</i> [131]. . . . .	242
E.2	Réseau de franges d'interférences créé par l'intersection de deux faisceaux lasers, d'après Tropea <i>et al.</i> [131]. . . . .	243
E.3	Arrivée irrégulière des bouffées Doppler, d'après Tropea <i>et al.</i> [131]. . . . .	243
E.4	Contrôle de l'alignement des trois volumes de mesure. . . . .	245
E.5	Contrôle de la position du volume de mesure. . . . .	246



# Notations et symboles

Remarque : les règles typographiques utilisées ici sont celles en vigueur à l'Imprimerie Nationale [30].

Symboles grecs :

$\alpha, \beta, \gamma$	Angle d'orientation des sondes du système LDA-3C	[ ° ]
$\alpha$	Diffusivité thermique	[ m <sup>2</sup> ·s <sup>-1</sup> ]
$\beta$	Coefficient de dilatation thermique	[ K <sup>-1</sup> ]
$\beta$	Paramètre de l'équation de Falkner-Skan relatif au gradient de pression	[ - ]
$\gamma$	Facteur d'intermittence dans Schubauer et Klebanoff [117], compris entre 0 et 1	[ - ]
$\delta_{1/2}$	Hauteur de diffusion du vent ionique	[ m ]
$\delta_1$	Épaisseur de déplacement de la couche limite	[ m ]
$\delta_2$	Épaisseur de quantité de mouvement de la couche limite	[ m ]
$\delta_{99}$	Épaisseur de la couche limite	[ m ]
$\Delta\lambda$	Bande passante de la caméra thermique	[ - ]
$\Delta T$	Différence de température	[ K ]
$\Delta U_e$	Différence de vitesse par rapport à $U_e$ ( $s = 0$ mm)	[ m·s <sup>-1</sup> ]
$\epsilon, \epsilon_\lambda, \Omega$	Émissivité, émissivité directionnelle spectrique	[ - ]
$\epsilon_r$	Permittivité relative du diélectrique (ou constante diélectrique)	[ - ]
$\eta$	Paramètre de similitude	[ - ]
$\eta_{ém}$	Rendement électromécanique	[ - ]
$\lambda$	Conductivité thermique	[ W·m <sup>-1</sup> ·K <sup>-1</sup> ]

Symboles grecs : (suite)

$\lambda$	Longueur d'onde	[ m ]
$\lambda_b, \lambda_v, \lambda_{vi}$	Longueur d'onde bleue, verte ou violette du laser utilisé pour les mesures LDA	[ m ]
$\mu$	Viscosité dynamique	[ kg·m <sup>-1</sup> ·s <sup>-1</sup> ]
$\nu$	Viscosité cinématique	[ m <sup>2</sup> ·s <sup>-1</sup> ]
$\rho$	Masse volumique	[ kg·m <sup>-3</sup> ]
$\sigma$	Constante de Stefan-Boltzmann	[ W·m <sup>-2</sup> ·K <sup>-4</sup> ]
$\tau$	Paramètre du transfert de chaleur conducto-convectif	[ s <sup>-1</sup> ]
$\tau_{a\lambda}$	Facteur de transmission de l'air dans une gamme spectrale donnée	[ - ]
$\tau_p$	Contrainte de cisaillement à la paroi	[ Pa ]
$\phi_{\lambda_e}$	Flux de chaleur d'un élément de surface étudiée	[ W·m <sup>-2</sup> ]
$\phi_{\lambda_m}$	Flux de chaleur issu du milieu entre la surface et la caméra	[ W·m <sup>-2</sup> ]
$\phi_{\lambda_r}$	Flux de chaleur réfléchi sur la surface étudiée	[ W·m <sup>-2</sup> ]
$\phi_{\lambda_t}$	Flux de chaleur transmis à travers la surface étudiée	[ W·m <sup>-2</sup> ]
$\phi_i$	Flux de chaleur reçu par la caméra thermique	[ W·m <sup>-2</sup> ]
$\Phi$	Déphasage entre turbulateur et actionneur plasma d'après Grundmann et Tropea [53]	[ ° ]
$\Phi_{cc}$	Flux de chaleur conducto-convectif	[ W·m <sup>-2</sup> ]
$\Omega_x$	Composante de la vorticité orientée selon $\vec{x}$	[ s <sup>-1</sup> ]

Symboles latins :

$A_1, A_2, A_3$	Actionneur numéro 1/2/3	[ - ]
$A_{act}$	Constante pour la loi empirique E-2.5	[ W·m <sup>-1</sup> ·Hz <sup>-1</sup> ·kV <sup>-2</sup> ]
$B_{act}$	Constante pour la loi empirique E-2.6	[ W·m <sup>-1</sup> ·Hz <sup>-1</sup> ]
$C$	Capacité	[ F ]
$C_{act}$	Constante pour la loi empirique E-4.1	[ W·m <sup>-1</sup> ·Hz <sup>-1</sup> ·kV <sup>-1</sup> ]
$C_f$	Coefficient de frottement à la paroi	[ - ]
$C_m, C_p$	Capacité du condensateur de mesure, équivalente de l'actionneur plasma	[ F ]



Symboles latins : (suite)

$C_p$	Chaleur spécifique	[ J·kg <sup>-1</sup> ·K <sup>-1</sup> ]
$dP$	Variation de pression	[ Pa ]
$dq$	Variation de charge électrique	[ C ]
$dS$	Élément de surface dans le calcul du débit	[ m <sup>2</sup> ]
$dt$	Variation de temps	[ s ]
$dx$	Variation suivant l'axe X	[ m ]
$dy$	Variation suivant l'axe Y	[ m ]
$D_{Ec}$	Débit d'énergie cinétique	[ kg·m <sup>2</sup> ·s <sup>-3</sup> ]
$D_m$	Débit massique	[ kg·s <sup>-1</sup> ]
$e$	Épaisseur du diélectrique	[ m ]
$e$	Charge de l'électron dans l'expression de $\vec{f}_{EHD}$	[ C ]
$E_1, E_2, E_b$	Niveau d'énergie	[ J ]
$\vec{E}$	Champ électrique	[ V·m <sup>-1</sup> ]
$f$	Fréquence des perturbations introduites dans la couche limite	[ Hz ]
$f, f', f'', f'''$	Fonctions de l'équation de Blasius	[ - ]
$f_{1/2}$	Fréquence de la demie harmonique des ondes T-S	[ Hz ]
$f_1$	Fréquence du fondamental des ondes T-S	[ Hz ]
$f_2$	Fréquence de l'harmonique de rang 2 des ondes T-S	[ Hz ]
$\vec{f}_{EHD}$	Force ElectroHydroDynamique	[ N ]
$f_{HT}$	Fréquence du signal d'alimentation de l'actionneur plasma	[ Hz ]
$f_{puls}$	Fréquence de pulsation (modulation) de l'actionneur plasma	[ Hz ]
$F$	Fréquence sans dimension dans la théorie de stabilité linéaire	[ - ]
$F$	Focale de l'objectif photographique ou de la caméra	[ m ]
$F_{L_1}, F_{L_2}$	Focale des lentilles $L_1$ et $L_2$	[ m ]
$\vec{F}$	Force	[ N ]
$g$	Longueur de l'espace inter-électrodes	[ m ]
$g$	Accélération de la pesanteur dans l'expression de $Gr$	[ m·s <sup>-2</sup> ]

Symboles latins : (suite)

$Gr$	Nombre de Grashof	[ - ]
$h$	Coefficient de transfert thermique	[ $W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$ ]
$h$	Hauteur	[ m ]
$H_{12}$	Facteur de forme	[ - ]
$H_{12}^{OFF}$	Facteur de forme pour le cas non manipulé	[ - ]
$HR$	Humidité relative, comprise entre 0 et 1	[ - ]
$i$	Courant instantané	[ A ]
$I$	Courant	[ A ]
$I_{max}$	Valeur maximale du courant de décharge	[ A ]
$k$	Constante de Boltzmann	[ $J \cdot K^{-1}$ ]
$l$	Largeur	[ m ]
$L$	Longueur	[ m ]
$L_c$	Longueur caractéristique	[ m ]
$L_{act}$	Longueur caractéristique du plasma	[ m ]
$L_{gnd}$	Longueur de l'électrode de masse	[ m ]
$L_p$	Longueur des <i>streamers</i> dans Boucinha [23]	[ m ]
$L_p^*$	Longueur des spots d'ionisation diffus dans Boucinha [23]	[ m ]
$m$	Paramètre de l'équation de Falkner-Skan	[ - ]
$n_e, n_p, n_n$	Densité des électrons, des espèces positives ou négatives	[ $m^{-3}$ ]
$\vec{n}$	Vecteur normal à la surface	[ - ]
$O$	Origine du repère	[ - ]
$p$	Puissance instantanée	[ W ]
$P$	Pression du fluide	[ Pa ]
$P1, P2$	Position de l'actionneur plasma	[ m ]
$P_{elec}$	Puissance active	[ W ]
$P_{moy}$	Puissance active moyenne	[ W ]
$P_{rad}$	Puissance radiative moyenne sur 240 s	[ W ]
$P_{std}$	Écart type de la puissance active	[ W ]
$P_{th}$	Puissance thermique moyenne sur 240 s	[ W ]

Symboles latins : (suite)

$q$	Charge électrique instantanée	[ C ]
$Q$	Charge électrique	[ C ]
$R$	Résistance	[ $\Omega$ ]
$R^2$	Coefficient de détermination, compris entre 0 et 1	[ - ]
$R_{th}^{cv}$	Résistance thermique de convection	[ $K \cdot W^{-1}$ ]
$Re$	Nombre de Reynolds	[ - ]
$Re_L$	Nombre de Reynolds basé sur la longueur $L$	[ - ]
$Re_{tr}$	Nombre de Reynolds où la transition débute	[ - ]
$Re_s$	Nombre de Reynolds basé sur l'abscisse curviligne $s$	[ - ]
$Re_x$	Nombre de Reynolds basé sur la position $x$	[ - ]
$s$	Abcisse curviligne	[ m ]
$S$	Surface de contrôle dans le calcul du débit	[ $m^2$ ]
$S_{éch}$	Surface d'échange pour les transferts thermiques	[ $m^2$ ]
$\vec{s}$	Axe de l'abscisse curviligne	[ m ]
$s_{A_1}, s_{A_2}, s_{A_3}$	Abcisse relative à l'actionneur $A_1, A_2$ ou $A_3$	[ m ]
$S(\lambda)$	Réponse spectrale de la caméra thermique	[ m ]
$t$	Temps	[ s ]
$T$	Température	[ $^{\circ}C$ ]
$T_{\infty}$	Température à l'infini	[ $^{\circ}C$ ]
$T_0, T_a, T_e, T_f$	Température pour le calcul de flux thermique	[ K ]
$T_{diélectrique}$	Température du diélectrique	[ $^{\circ}C$ ]
$T_e, T_p, T_n$	Température des électrons, des espèces positives ou négatives	[ K ]
$T_{HT}$	Période du signal d'alimentation	[ s ]
$T_{iCCD}$	Temps d'ouverture de la caméra iCCD	[ s ]
$T_{init}$	Température initiale	[ $^{\circ}C$ ]
$T_{OES}$	Température déterminée par spectroscopie d'émission	[ $^{\circ}C$ ]
$T_{plasma}$	Température du plasma au-dessus du diélectrique	[ $^{\circ}C$ ]
$T_{ON}^{plasma}$	Durée de fonctionnement de l'actionneur en mode pulsé	[ s ]

Symboles latins : (suite)

$T^{puls}$	Période de pulsation (modulation) de l'actionneur plasma	[ s ]
$T_{stat}$	Température à l'état stationnaire de la surface du diélectrique	[ °C ]
$T_{surface}$	Température de surface du diélectrique	[ °C ]
$T_{U_e}$	Taux de turbulence de l'écoulement hors couche limite	[ - ]
$u$	Tension instantanée	[ V ]
$u_e, u_p, u_n$	Vitesse des électrons, des espèces positives ou négatives	[ m·s <sup>-1</sup> ]
$u_f$	Vitesse de frottement à la paroi	[ m·s <sup>-1</sup> ]
$u^+$	Vitesse de paroi adimensionnée	[ - ]
$U$	Composante longitudinale de la vitesse	[ m·s <sup>-1</sup> ]
$U_1$	Vitesse de l'écoulement dans l'étude de Schubauer et Klebanoff [117]	[ m·s <sup>-1</sup> ]
$U_{act}^*$	Vitesse théorique maximale du vent ionique d'après Boucinha [23]	[ m·s <sup>-1</sup> ]
$U_e$	Vitesse de l'écoulement à l'extérieur de la couche limite	[ m·s <sup>-1</sup> ]
$U_{max}$	Vitesse maximale du vent ionique mesurée	[ m·s <sup>-1</sup> ]
$U_{moy}$	Valeur moyenne de la vitesse longitudinale à une position donnée	[ m·s <sup>-1</sup> ]
$U_{OFF}$	Vitesse de l'écoulement sans vent ionique	[ m·s <sup>-1</sup> ]
$U_{ON}$	Vitesse de l'écoulement avec vent ionique	[ m·s <sup>-1</sup> ]
$U_{plasma}$	Vitesse du vent ionique sans écoulement extérieur	[ m·s <sup>-1</sup> ]
$U_{rms}$	Valeur moyenne des fluctuations de vitesse à une position donnée	[ m·s <sup>-1</sup> ]
$U_{rms}^{max}$	Valeur maximale des fluctuations de vitesse pour une position $s$ donnée	[ m·s <sup>-1</sup> ]
$V$	Vitesse ou composante normale de la vitesse	[ m·s <sup>-1</sup> ]
$\vec{V}$	Vecteur vitesse	[ m·s <sup>-1</sup> ]
$V_0$	Amplitude de la tension d'allumage de la décharge	[ V ]
$V_0, V_a, V_e, V_m$	Tension proportionnelle aux différents flux de chaleur	[ V ]
$V_1, V_2, V_3,$	Composantes de la vitesse mesurées par le système LDA-3C	[ m·s <sup>-1</sup> ]

Symboles latins : (suite)

$V_{\phi_i}$	Tension proportionnelle au flux de chaleur reçu par la caméra thermique	[ V ]
$V_{HT}$	Amplitude de la tension d'alimentation de l'actionneur	[ V ]
$V_m, V_p$	Tension aux bornes du condensateur de mesure, de l'actionneur plasma	[ V ]
$V'_s$	Tension seuil de Toepler	[ V ]
$W$	Composante transversale de la vitesse	[ m·s <sup>-1</sup> ]
$x$	Position longitudinale	[ m ]
$\vec{x}$ ou $X$	Axe longitudinal	[ m ]
$y$	Position normale à la paroi	[ m ]
$\vec{y}$ ou $Y$	Axe normal à la paroi	[ m ]
$y^+$	Hauteur de paroi adimensionnée	[ - ]
$Y_{1, 2}$	Voies de l'oscilloscope numérique	[ - ]
$z$	Position transversale	[ m ]
$\vec{z}$ ou $Z$	Axe transversal	[ m ]



# Introduction

Les actionneurs plasmas sont des dispositifs destinés au contrôle d'écoulement et sont basés sur l'utilisation d'une décharge électrique haute tension. Une question vient naturellement à l'esprit : mais pourquoi deux communautés distinctes de scientifiques, mécaniciens des fluides et physiciens des plasmas, se sont-elles rejointes sur cette thématique ?

Il faut en fait remonter en 1973 et au premier choc pétrolier. À cette date, les pays importateurs de pétrole se rendent compte de la pression que fait peser cette ressource sur leur économie. Vue sous le prisme du transport, cette crise fait prendre conscience aux industriels qu'il est devenu nécessaire de réduire la consommation des véhicules terrestres et aériens.

En mécanique des fluides, 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, il est nécessaire d'améliorer l'écoulement d'air autour du véhicule, et le premier point sur lequel travailler est le design. Pour le secteur automobile, les ingénieurs savent comment concevoir des modèles de voiture ayant un faible  $C_x$ , gage d'une bonne aérodynamique. Le seul « obstacle » est le client qui n'est pas encore prêt à acheter une voiture en forme de goutte d'eau<sup>(1)</sup>. Pour s'en convaincre, on se remémorera la campagne publicitaire de 1977 dédiée à la Renault 14 (sortie en 1976) avec comme credo « une idée nouvelle de la voiture », qui associait le design moderne de la Renault 14 à celui d'une poire. Cette campagne publicitaire, désastreuse en terme d'image, fut fatale à ce modèle de la Régie Renault et sa commercialisation prit fin rapidement en 1983. Chez les avionneurs, des dispositifs pour améliorer les performances aérodynamiques des aéronefs existent également. On peut citer par exemple, les becs et les volets mobiles placés sur les ailes qui apportent un gain de manœuvrabilité dans les phases critiques, telles que lors du décollage ou de l'atterrissage. Toutefois, même si, ici, l'inconvénient n'est pas « visuel », ces dispositifs nécessitent un entretien régulier et ont un coût de revient important. Il faut donc trouver un autre moyen de contrôler les écoulements.

Pour se convaincre de l'importance capitale que représente la diminution de la traînée, on peut citer une étude que l'on trouve très régulièrement dans les thèses dédiées au contrôle d'écoulement. Il s'agit de l'étude de J. N. Hefner [58] qui conclut que, pour un avion de ligne, une réduction de 10 % de la traînée induirait une baisse de la consommation

---

(1). C'est une des formes aérodynamiques qui induit le moins de traînée.

en carburant de 50 millions de litres sur sa durée de vie (environ 30 ans actuellement) mais ce chiffre tel quel ne permet pas de se rendre compte de l'importance que revêt la réduction de la traînée. Si l'on considère une flotte d'avions commerciaux d'environ 15 000 unités, ce qui est approximativement le cas en 2010, cette réduction de consommation permettrait d'économiser environ  $68,6 \cdot 10^6$  L de carburant par jour pour la flotte mondiale d'avions de ligne. En comparaison, cela représente plus de la moitié de la consommation quotidienne en carburant automobile de la France qui est estimée à  $138 \cdot 10^6$  L, tous types de véhicules routiers confondus, par le Comité des Constructeurs Français d'Automobiles. Les types de carburant ne sont évidemment pas les mêmes<sup>(2)</sup>, mais cette comparaison illustre bien que la réduction de la traînée, et donc le contrôle d'écoulement, sont d'un intérêt évident.

Le travail sur les formes ou la mise en place de dispositifs complexes a montré ses limites. C'est pourquoi, à l'heure actuelle, les dispositifs de contrôle actif font l'objet d'une attention toute particulière d'un grand nombre d'équipes de recherche de par le monde. En effet, ces actionneurs permettent de piloter en temps réel les propriétés des écoulements. De plus, les temps de réaction étant très courts, cela permet une mise en route et un effet sur l'écoulement quasi-instantané. Le contrôle actif peut alors cibler précisément certaines phases dans lesquelles l'écoulement va se trouver. De nombreuses technologies de contrôle existent et cette thèse se propose d'en présenter une : le contrôle par actionneur électrohydrodynamique, ou plus communément actionneur plasma.

Cette thématique a été initiée à l'Université d'Orléans en 2004, à travers la mise en place d'une collaboration entre le laboratoire GREMI et l'institut PRISME. Cette thèse fait partie de la « quatrième génération » de cet axe de recherche à Orléans. Pierre Magnier en 2007 puis Binjie Dong en 2008 et enfin Vincent Boucinha en 2009 ont tour à tour apporté leurs contributions dans le développement, la caractérisation et l'utilisation de ces actionneurs plasmas. Cette thèse s'inscrit donc dans la continuité des ces précédentes études en reprenant certains de leurs résultats afin de poursuivre la caractérisation et l'utilisation des actionneurs et pour développer une nouvelle configuration de ces actionneurs susceptible d'en améliorer les performances pour le contrôle actif d'écoulement.

Le **chapitre 1** est consacré à la revue bibliographique qui permettra de comprendre en quoi l'utilisation des actionneurs plasmas est pertinente pour le contrôle d'écoulement. Les différents types de décharge seront présentés car un actionneur plasma est basé principalement sur l'utilisation d'une décharge de surface. Cela permettra de comprendre pourquoi la décharge à barrière diélectrique de surface, qui est utilisée ici, est si intéressante pour le contrôle d'écoulement. Le vent ionique en est la principale raison car cet écoulement de quelques  $\text{km} \cdot \text{h}^{-1}$  a la capacité de venir ajouter de l'énergie cinétique dans un écoulement. En agissant essentiellement dans la couche limite, il est alors possible de la modifier ce qui induira des modifications importantes dans la forme que l'écoulement prendra autour d'une géométrie. À ce sujet, une étude bibliographique sur le contrôle de la transition par actionneur plasma est présente au chapitre 3. De nombreuses configurations de décharges

---

(2). Le carburant aviation est de type Jet A1, voir l'étude de Tocques et Travers [129] pour plus de précisions.



existent et peuvent être appliquées à plusieurs configurations aérodynamiques. Dans le cadre de la DBD de surface, une étude bibliographique présentant les différentes modifications apportées à la géométrie d'un actionneur plasma pour améliorer la création de vent ionique est proposée au chapitre 4. Ces deux points particuliers, décharge et géométrie d'étude, seront présentés dans le chapitre 1. Enfin, cette partie s'achèvera sur le positionnement de cette étude vis-à-vis de la littérature pour montrer les éléments nouveaux apportés et comprendre pourquoi ils ont été étudiés.

Le **chapitre 2** est dédié à la caractérisation du type d'actionneur plasma utilisé dans cette thèse. Plus précisément, certains « points durs », qui ont été identifiés par la communauté des scientifiques intervenant dans le cadre du contrôle d'écoulement par plasma, seront étudiés et ce chapitre se proposera d'en expliciter certains afin d'améliorer les connaissances nécessaires à une utilisation optimale des actionneurs plasmas.

Le **chapitre 3** est destiné à montrer le potentiel des actionneurs plasmas, dans le contrôle de la transition laminaire-turbulent. Le recul de la transition est notamment un moyen de diminuer la traînée de frottement ce qui en fait un axe de recherche sur lequel plusieurs équipes de recherche se sont positionnées. L'apport de cette étude est de montrer l'influence de trois paramètres cruciaux dans le cadre du contrôle par actionneurs plasmas : la position d'action, la tension d'alimentation et la fréquence de fonctionnement. À partir de ces paramètres, tous les types d'effet ont été obtenus sur la transition : son recul, son déclenchement ou tout simplement le cas où la position de la transition n'est pas modifiée. Le contrôle de la transition d'une couche limite est donc un domaine où les actionneurs plasmas ont un potentiel important.

Le **chapitre 4** est consacré à une nouvelle géométrie d'actionneur : la configuration « dents de scie ». Comme le vent ionique est généré à partir de la force électrohydrodynamique, pour augmenter sa vitesse il faut favoriser cette force. Or, cette dernière dépend du champ électrique qui peut, par exemple, être augmenté en générant un effet de pointe. La configuration « dents de scie » est basée sur ce concept : favoriser périodiquement cet effet de pointe à partir de la répétition d'un motif particulier. Les premiers tests sur cette géométrie ont montré des caractéristiques très intéressantes pour le contrôle d'écoulement. Une caractérisation a été réalisée durant cette thèse, avec pour résultat principal la mise en évidence que cette configuration induit un écoulement tridimensionnel pouvant atteindre plus de  $9 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  pour une consommation de puissance modérée. L'intérêt de cette configuration d'actionneur pour le contrôle est donc évident.

Enfin, les conclusions constitueront la dernière partie de ce manuscrit. Des perspectives seront également introduites car il reste encore certains points pour lesquels des études auraient besoin d'être conduites, que se soit pour améliorer encore la compréhension des mécanismes physiques mis en jeu par ces actionneurs ou pour tester de nouvelles configurations d'actionneur sur des géométries aérodynamiques où le besoin de contrôler les écoulements est patent.



# Chapitre 1

## Actionneurs plasmas et contrôle d'écoulement : revue bibliographique

Ce chapitre propose une revue bibliographique concernant les actionneurs plasmas et leurs utilisations dans le cadre du contrôle d'écoulement. Les actionneurs plasmas sont basés sur l'utilisation d'une décharge électrique. Il convient donc, dans un premier temps, de définir quelles peuvent être les décharges électriques utilisables, notamment celles fonctionnant à pression atmosphérique. Il en existe un certain nombre mais, en définitive, une seule sera utilisée au cours de cette étude : la décharge à barrière diélectrique de surface. Les actionneurs plasmas étudiés dans la littérature sont majoritairement basés sur ce type de décharge car elle présente des performances intéressantes et sa mise en œuvre reste relativement aisée. On présentera donc le fonctionnement de ces actionneurs ainsi que les différentes configurations d'actionneur qui peuvent être utilisées dans le cadre du contrôle d'écoulement. Puis, les différents cas de contrôle seront brièvement présentés. On verra que les actionneurs plasmas sont utilisés sur différentes géométries et qu'ils permettent de modifier, la plupart du temps avec succès, des écoulements simples ou complexes. Néanmoins, des « points durs » subsistent, notamment sur des aspects particuliers de la décharge de surface et sur la possibilité d'augmenter significativement le vent ionique. Ces aspects seront plus détaillés car à la base des chapitres 2 et 4 de ce manuscrit.

### 1 Les décharges à pression atmosphérique

Les actionneurs électrohydrodynamiques (EHD), ou actionneurs plasmas, sont basés sur l'utilisation d'une décharge électrique à pression atmosphérique qui crée un plasma. De par ses propriétés, celui-ci met en mouvement l'air autour de la décharge par un transfert de quantité de mouvement entre les espèces constituant le plasma et les espèces de l'air : le vent ionique est alors créé. Il convient donc de définir ce qu'est un plasma, puisqu'il est à l'origine du vent ionique, puis de présenter les différents types de décharge électrique qui existent et qui permettent de le créer. Dans ce chapitre, on exposera trois types de

décharge : la décharge couronne volumique, la décharge à barrière diélectrique volumique et la décharge à barrière diélectrique de surface.

Ces différentes décharges peuvent se produire à pression atmosphérique et sont toutes constituées d'au moins deux électrodes métalliques, entre lesquelles se trouve un gaz : ici de l'air. Pour former un plasma entre les deux électrodes, un champ électrique suffisamment important doit être créé. Des processus physico-chimiques sont alors induits au sein du plasma.

### 1.1 Le plasma

Dans le domaine d'étude qui nous intéresse, le terme « plasma » a été introduit en 1928 par le physicien I. Langmuir [71] lorsqu'il travaillait, avec son collègue L. Tonks, sur des oscillations présentes dans des gaz ionisés. Ce terme a été utilisé pour désigner une région contenant autant d'ions que d'électrons et dont la charge électrique était globalement nulle. La raison pour laquelle Langmuir choisit ce terme n'est pas arrêtée mais Lieberman [79] précise que l'on peut retenir une analogie avec la médecine. Pour Langmuir, ce plasma d'ions et d'électrons ressemblait, de façon conceptuelle, au plasma sanguin. Ce dernier est la partie liquide du sang et s'apparente à une « soupe » transportant les cellules sanguines et les hormones à travers le système circulatoire. L'analogie est donc justifiée car, dans le cadre de la physique des plasmas, un plasma est composé d'un certain nombre de composés chargés électriquement qui « baignent » dans un même milieu, d'où la comparaison.

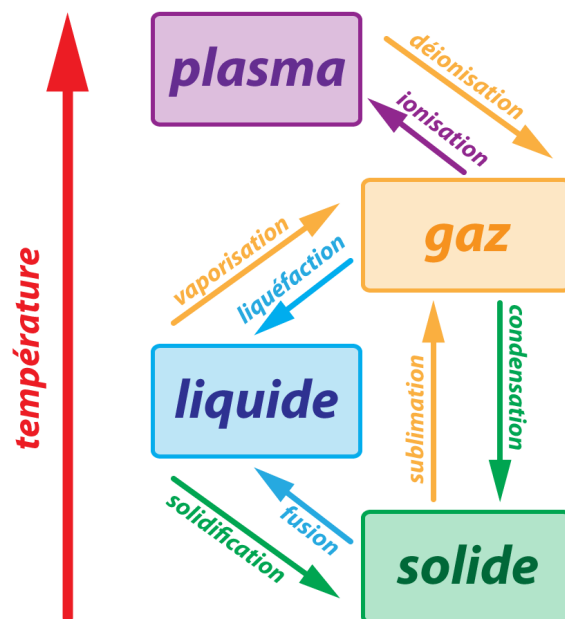


FIGURE 1.1 – Les différents états et principaux changements d'état de la matière.

## 1. LES DÉCHARGES À PRESSION ATMOSPHERIQUE

Un plasma est obtenu à partir d'un gaz en lui apportant suffisamment d'énergie pour qu'une partie des particules neutres constituant ce gaz se transforment en espèces chargées positivement ou négativement. Suivant la définition de Langmuir, un plasma est supposé électriquement neutre du point de vue macroscopique. Un plasma est considéré comme l'état de la matière qui suit l'état gazeux<sup>(1)</sup>. On passe de l'un à l'autre par ionisation ou dé-ionisation (figure 1.1). Le plasma peut donc exister dans tous les environnements où l'énergie est suffisante pour maintenir l'existence des particules ionisées. De fait, il est usuel de considérer qu'il représente plus de 99 % de la matière de l'Univers<sup>(2)</sup>. Le plasma fait partie de la vie de tous les jours, du Soleil qui produit la lumière jusqu'aux milliers de pixels des écrans de télévision récents, en passant par le tube fluorescent<sup>(3)</sup> qui éclaire peut-être le lecteur de cette étude. La figure 1.2 regroupe les principales formes de plasma que l'on peut trouver<sup>(4)</sup>.

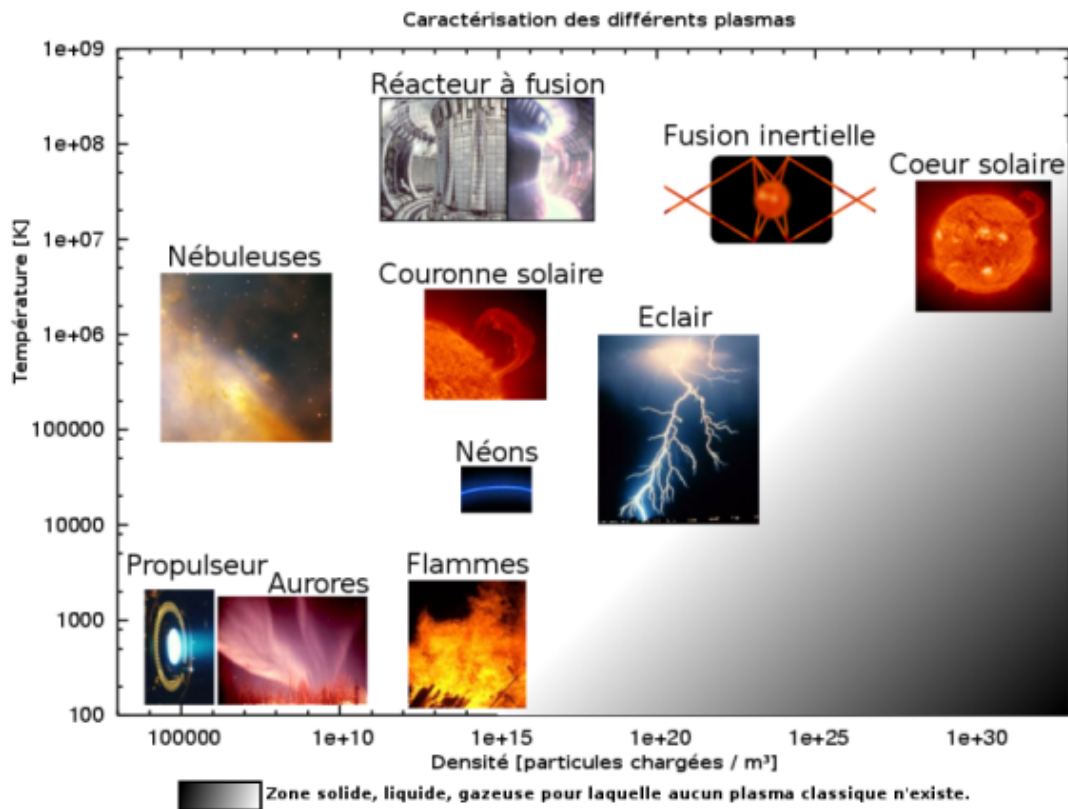


FIGURE 1.2 – Classification des plasmas suivant leur densité en particules chargées et leur température (tiré de [1]).

(1). Il est également possible de créer un plasma directement à partir d'un solide, c'est le cas par exemple lors de la focalisation d'un faisceau laser sur une cible solide (ablation laser).

(2). Chiffre à nuancer puisqu'une grande partie de cette matière est sous forme d'énergie ( $E = mc^2$ ) dont on ne sait encore pas grand chose. . .

(3). Et non pas « tube néon » car il ne contient, en fait, que de l'argon et des vapeurs de mercure.

(4). Dans un souci de clarté, certaines vignettes ne sont pas à l'échelle tels les éclairs qui ont une température généralement comprise entre  $10^4$  K et  $5 \cdot 10^4$  K (et non pas  $10^6$  K

Dans le cadre du contrôle d'écoulement par actionneurs électrohydrodynamiques, le plasma est obtenu en soumettant de l'air à un champ électrique suffisamment important pour réussir à produire des espèces positives et négatives. De par la présence du champ électrique, ces espèces chargées vont se mouvoir et rentrer en collision entre elles ou avec les particules neutres. On distingue alors deux catégories de chocs qui n'ont pas les mêmes implications :

- les chocs élastiques qui, lorsqu'ils se produisent, ne modifient pas la structure interne des espèces rentrées en collision, seule la vitesse est affectée, en norme et en direction ;
- les chocs inélastiques qui vont induire un changement d'énergie interne des particules s'entrechoquant. Il en résulte la formation d'espèces excitées ou ionisées.

La présence de ces espèces chargées entraîne l'existence de deux grandes classes de processus physico-chimiques : les phénomènes ionisants ou dé-ionisants. On distingue dans les phénomènes ionisants, l'excitation, l'ionisation et l'absorption ; et dans les phénomènes dé-ionisants, la recombinaison, le détachement ou l'émission. On ne détaille pas ici ces processus mais le lecteur pourra trouver une description détaillée de ceux-ci dans l'ouvrage de Delcroix et Bers [33]. On définit également des grandeurs caractéristiques pour décrire un plasma telles que : les densités et les températures des espèces chargées, le degré d'ionisation, le libre parcours moyen, la fréquence plasma <sup>(5)</sup> et la longueur de Debye. Dans la mesure où ces grandeurs ne seront pas utilisées au cours de cette étude, on se reportera à l'ouvrage précité pour leur définition.

### 1.2 Les différents types de décharge

#### 1.2.1 La décharge couronne volumique

Une décharge couronne volumique (ou à effet *corona*) est constituée de deux électrodes métalliques séparées par un gaz. Pour induire ce type de décharge, une des électrodes (alimentée par une tension) doit être de faible rayon de courbure <sup>(6)</sup>. La seconde électrode est généralement de forme plane et reliée à la masse (figure 1.3). La dénomination « couronne » vient du fait que pour l'électrode en forme de pointe, il se forme autour de son extrémité un volume lumineux prenant une forme de couronne fermée.

Au niveau de l'électrode polarisée, le champ électrique est important et permet d'initier la formation d'un plasma (la couronne). Des espèces chargées sont alors créées et se déplacent dans l'espace inter-électrodes (zone de dérive). Le mouvement de ces espèces est dû à la présence d'un gradient de potentiel entre les deux électrodes. Sous certaines conditions, il apparaît alors des structures particulières : les *streamers*, qui se développent d'une électrode à une autre en étant guidés par les lignes du champ électrique. Un *streamer* peut être vu comme un volume de plasma, généralement allongé, contenant des charges

---

(5). Ou fréquence de Langmuir.

(6). On considère généralement un fil ou une pointe.

électriques de différentes polarités. Il est de plus composé d'une tête polarisée<sup>(7)</sup> qui se propage de proche en proche. Dans le cas de la décharge couronne volumique, lorsqu'un *streamer* atteint l'électrode de masse, il se crée un canal faiblement conducteur entre les deux électrodes. Kogelschatz [68] mentionne une taille d'environ  $100\ \mu\text{m}$  pour l'épaisseur d'un *streamer* et Fridman [47] estime la densité électronique  $n_e$  à environ  $10^{12} - 10^{13}\ \text{cm}^{-3}$ .

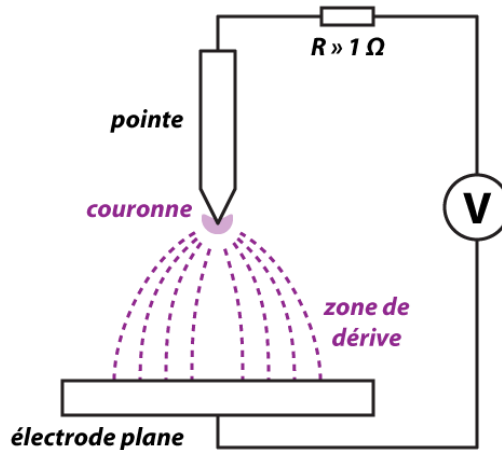


FIGURE 1.3 – Configuration d'une décharge couronne volumique de type pointe-plan.

Lorsque le courant devient très grand, ce canal conducteur peut former un arc où la densité électronique croît fortement, jusqu'à  $n_e \approx 10^{17}\ \text{cm}^{-3}$  d'après Raizer [103]. Tout le transfert de charge se fait alors à travers l'arc. Le courant augmente ainsi que les effets thermiques et cela peut conduire à la détérioration plus ou moins rapide des électrodes. On retrouve ici le principe de la foudre<sup>(8)</sup>, où l'on assiste à un déchargement (en fait un ré-équilibrage des potentiels) d'une masse nuageuse à travers un canal principal relié à la terre : l'éclair. C'est la formation d'arc qui représente une des principales limitations à l'utilisation de ce type de décharge<sup>(9)</sup>. Pour y remédier, on peut alors simplement « interdire » la formation des arcs en mettant en place une « barrière ».

### 1.2.2 La décharge à barrière diélectrique volumique

Pour éviter le passage à l'arc, on intercale une barrière constituée d'un matériau dit « diélectrique » entre les deux électrodes (figure 1.4). De par leurs propriétés, les matériaux diélectriques ne permettent pas la migration macroscopique des charges électriques en leur sein. Ceci empêche alors les arcs de venir s'établir entre les deux électrodes. Pour réaliser une décharge de ce type, on vient apposer sur une des deux électrodes (ou sur les deux) une couche d'un matériau isolant ; la décharge est alors de type « décharge à barrière diélectrique » ou DBD.

(7). L'extrémité du *streamer* est dirigée vers le potentiel qui l'attire le plus.

(8). Le mécanisme est bien sûr plus complexe, mais l'idée est là.

(9). Pour une application pour le contrôle d'écoulement, le vent ionique peut éventuellement être produit par un type de décharge couronne sans *streamer* comme Bérard [17] le montre dans sa thèse.

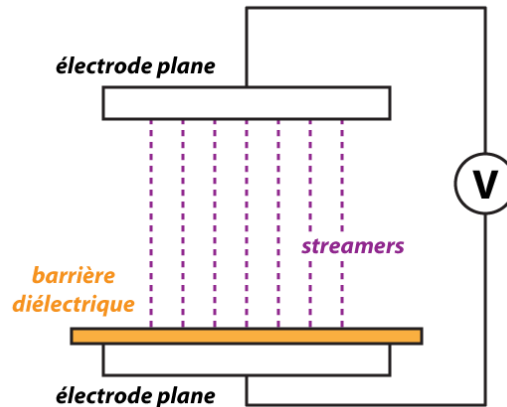


FIGURE 1.4 – Configuration d’une décharge à barrière diélectrique volumique.

Pour comprendre l’avantage qu’induit l’utilisation d’une DBD, il faut considérer la propagation d’un *streamer* :

- un *streamer* est initié au niveau d’une électrode ;
- il se propage de proche en proche jusqu’à atteindre la barrière diélectrique ;
- un canal conducteur se crée entre l’électrode et la barrière, et un transfert de charge peut avoir lieu ;
- le courant dans le canal contribue à l’accumulation de charges au niveau de la barrière, là où le *streamer* est venu se connecter ;
- les charges s’y déposent progressivement et provoquent l’augmentation du champ électrique local qui finit par écranter le champ électrique entre les deux électrodes ;
- le filament disparaît signifiant l’arrêt du transfert de charge.

Une fois que ce processus élémentaire s’arrête, il peut de nouveau être initié si les conditions le permettent. Généralement, avec les DBD, on utilise une tension alternative à valeur moyenne nulle sur une période. Le but est d’annihiler l’accumulation de charges qui se produit lors d’une période à la surface de la barrière. La manière dont les *streamers* sont générés puis stoppés implique alors deux conséquences fondamentales pour les décharges à barrière diélectrique.

Premièrement, du fait de l’accumulation de charges se produisant localement au niveau de l’impact des *streamers* sur la barrière, le champ électrique va être modifié. Il y est diminué, ce qui va entraîner le développement des *streamers* de part et d’autre de cette position. En effet, la tête du prochain *streamer* va chercher à « accrocher » l’endroit de la barrière où le champ sera le plus important. Cet emplacement ne peut donc pas être positionné là où le précédent *streamer* était localisé. Il y a donc un effet mémoire de la décharge : les phénomènes se produisant à l’instant  $t$  sont donc fortement conditionnés par l’historique des événements antérieurs. Par conséquent les *streamers* vont se répartir



sur toute la surface de la barrière. Secondement, comme le transfert de charge se coupe de lui même par écrantage entre les champs électriques locaux et appliqué, le courant est auto-limité. La formation d'arc est empêchée ce qui évite d'endommager le dispositif qui permet de créer la décharge.

L'aspect le plus important dans la décharge à barrière diélectrique est cet effet mémoire de la décharge vis-à-vis de la surface de la barrière. En effet, le dépôt de charge va piloter les principales caractéristiques de la décharge telles que la tension d'amorçage des *streamers*, leurs dimensions ou leur morphologie. On peut notamment se reporter à l'étude de Celestin *et al.* [29] qui mettent en évidence la variation de l'arrangement spatial des *streamers* au fur et à mesure du fonctionnement d'une décharge.

Historiquement, la première expérience mettant en jeu une DBD volumique est à mettre à l'actif de W. Siemens en 1857. Ce dernier a utilisé une décharge volumique pour produire de l'ozone. En effet, un des composants produit lors de la dissociation de l'oxygène ( $O^-$ ) permet d'obtenir de l'ozone, qui est immédiatement repéré par son odeur caractéristique que tout utilisateur de DBD a déjà sentie. Kogelschatz [68] propose un article de synthèse permettant, notamment, de se documenter sur l'utilisation et les applications de ce type de décharge depuis leur invention. Il faut aussi préciser que la décharge à barrière diélectrique volumique peut être présente sous deux configurations qui dépendent des paramètres de fonctionnement.

### *La décharge dite « silencieuse »*

Cette DBD fut la première à être observée. Cette désignation fut introduite par les physiciens Andrews et Tait en 1860, mais on rapporte que Siemens utilisa aussi cette désignation en 1857. En toute rigueur, la décharge silencieuse fait du bruit... Cependant, elle est qualifiée de silencieuse car le niveau sonore de cette décharge en fonctionnement est beaucoup plus faible que lorsque que sont produits des étincelles (*sparks*) ou des arcs, qui eux sont caractérisés par un fort « claquement » facilement identifiable. Ce type de décharge est caractérisé par la présence de nombreuses micro-décharges qui correspondent aux filaments de plasma qui se créent. On retiendra que dans ce cas, chaque *streamer* induit un pic de courant. Eliasson et Kogelschatz [37] mentionnent dans leur étude que les caractéristiques des décharges silencieuses dépendent de la nature et de la pression du gaz. C'est ce type de décharge que l'on rencontre le plus souvent.

### *La décharge lumineuse homogène*

Cette décharge s'obtient sous certaines conditions expérimentales. Elles sont notamment rapportées dans l'ouvrage de Roth [106], où il est précisé qu'à pression atmosphérique, on peut obtenir une telle décharge en appliquant un champ électrique de quelques kV pour un espace inter-électrodes de 0,5 à 3 cm. La décharge est dite « homogène » (ou *glow*) car les filaments de plasma ne sont plus visibles à l'œil nu. Les micro-décharges y sont rares et le courant présente une évolution périodique exempte de pic rapide.

1.2.3 La décharge à barrière diélectrique de surface

Ce type de DBD est beaucoup plus récent que ceux présentés précédemment. Il a été proposé au début des années 1990 par J. R. Roth de l'Université du Tennessee (figure 1.5). Cette décharge de surface est une modification de la DBD volumique qu'il a mise au point et dont la dénomination est « *One Atmosphere Uniform Glow Discharge Plasma* » (*O AUGDP<sup>TM</sup>*, protégée par un brevet déposé en 1995 [110]).

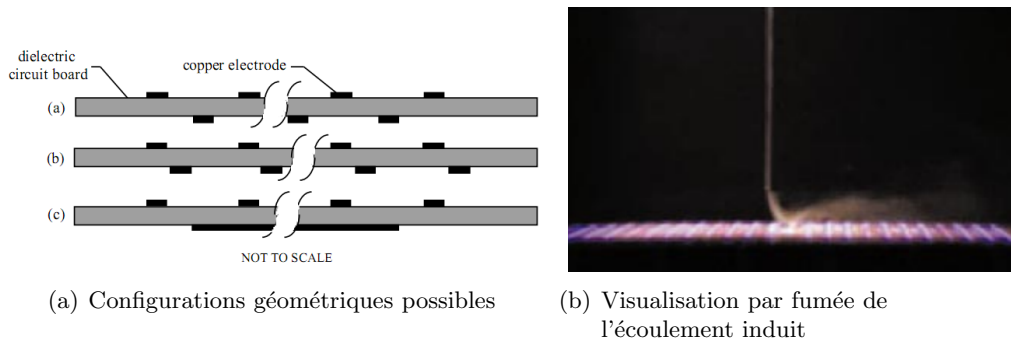


FIGURE 1.5 – DBD de surface, d'après Roth *et al.* [109] et Roth [107].

La DBD de surface reprend certains aspects de la DBD volumique. En effet, on retrouve une électrode de masse sur laquelle est apposée un matériau diélectrique. Dans cette configuration, l'électrode de haute tension est directement posée sur le dessus du matériau diélectrique. Le gaz n'est donc plus présent en dessous de cette électrode mais sur chacun de ces côtés. C'est cette caractéristique qui fait tout l'intérêt de ce genre de décharge pour le contrôle d'écoulement. En effet, le champ électrique n'est plus orienté vers le bas de l'électrode supérieure, en direction de la barrière, mais sur les côtés en observant une certaine courbure pour rester connecté à l'électrode placée sous la barrière. Les *streamers* vont donc devoir se propager sur la surface du diélectrique et les particules chargées seront en mouvement parallèlement à la barrière. De plus, cette configuration permet d'abaisser la tension d'amorçage des filaments de plasma en supprimant l'espace entre l'électrode supérieure et la barrière diélectrique. L'électrode ainsi positionnée au-dessus de la barrière diélectrique est connectée à une source de tension alternative, de moyenne nulle. Elle est généralement désignée par les termes : de haute tension, supérieure ou exposée. L'électrode placée sous le diélectrique est, quant à elle, nommée : électrode de masse, inférieure ou encapsulée, si elle est recouverte d'un isolant sur ses deux faces.

L'agencement d'une DBD de surface utilisée dans le cadre du contrôle d'écoulement rappelle les dispositifs utilisés pour générer des figures de Lichtenberg<sup>(10)</sup>. Pour ces décharges de surfaces, une électrode cylindrique, ou en forme de pointe, est mise en contact avec un diélectrique sous lequel est placé une électrode plane reliée à la masse. En appliquant une tension importante au niveau de l'électrode supérieure, une décharge de surface est créée. La tension n'est appliquée qu'une seule fois pour ne produire qu'une unique décharge. Si l'on a préalablement déposé une poudre sur le diélectrique, la décharge y laisse

(10). Cette technique d'imagerie est présentée dans l'ouvrage de G. C. Lichtenberg [78] datant de 1777.

une empreinte visible que l'on nomme figure de Lichtenberg (*dust figure* chez les anglophones). Cette technique d'imagerie permet de caractériser la décharge car, en analysant la figure de Lichtenberg, on peut remonter à l'amplitude de la tension à partir du diamètre de la figure ou à la polarité de la tension à partir de la forme de l'empreinte. Lee et Foust [75] montrent en 1927 qu'une décharge positive laisse apparaître un réseau de ramification partant de l'électrode supérieure. La décharge négative prend la forme d'une auréole qui apparaît plus diffuse (ou homogène) que la décharge positive. Il existe donc une différence de morphologie qui dépend de la polarité de la décharge et que l'on va retrouver avec les actionneurs plasmas utilisés.

## 2 Les actionneurs plasmas

### 2.1 Le vent ionique ou électrique

Dans une décharge à barrière diélectrique de surface, alimentée par une tension alternative, des particules chargées sont créées et mises en mouvement. Ces particules vont alors pouvoir rentrer en collision avec les espèces neutres de l'air, impliquant un transfert de quantité de mouvement. Cet échange d'énergie cinétique va alors induire une mise en mouvement de l'air, initialement au repos : c'est le vent ionique (figure 1.6).

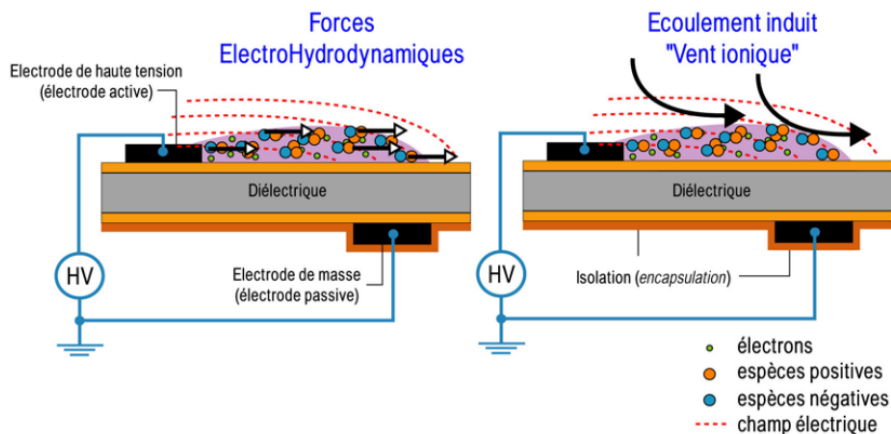


FIGURE 1.6 – Schéma de principe de la génération du vent ionique pour une DBD de surface, d'après Boucinha [23].

Cet écoulement induit n'est pas exclusif aux DBD de surface. Dès le début du XVIII<sup>e</sup> siècle F. Hauksbee mentionne en 1709 l'existence d'un soufflage de l'air à proximité d'une décharge. L'observation et la compréhension de ce phénomène va s'améliorer au fil du temps et la première tentative d'explication est à attribuer à D. Faraday en 1838. Mais, c'est en 1873 que J. C. Maxwell proposera explicitement le transfert de quantité de mouvement entre les espèces chargées de la décharge et les neutres de l'air comme étant à l'origine de ce « souffle électrique ».

Le transfert de quantité de mouvement se fait donc entre les électrons, les ions et les neutres. Cependant, du fait de la très faible masse de l'électron<sup>(11)</sup>, ce transfert se fait majoritairement entre les ions et les neutres. L'étude du vent ionique est réalisée, dans la littérature, pour des DBD de surface mais également pour les décharges couronnes volumiques ou de surface. L'étude de Robinson [105] en 1961 montre une variation de la vitesse du vent ionique en fonction de la racine carrée du courant. Ceci sera, par la suite, confirmé et précisé par plusieurs travaux étudiant la variation du vent ionique en fonction de la géométrie des électrodes ou de l'espace inter-électrodes. Pour une décharge couronne, c'est le courant de décharge qui est à l'origine du vent ionique. Lors d'une décharge positive, l'écoulement est induit par la mise en mouvement des ions positifs créés par détachement électronique. Lors d'une décharge négative, ce sont les ions négatifs obtenus par attachement d'électrons qui transfèrent de la quantité de mouvement aux espèces neutres. Il faut préciser que la vitesse du vent ionique n'est pas celle des espèces chargées puisqu'il peut exister un rapport de 10 à 1000 entre ces deux vitesses.

## 2.2 La force électrohydrodynamique

À l'heure actuelle, c'est la force électrohydrodynamique qui est considérée pour expliquer la création du vent ionique dans une DBD de surface. Cet écoulement induit est dû à un transfert de quantité de mouvement entre les espèces chargées, présentes au sein du plasma, et les molécules neutres du gaz. La mise en mouvement des espèces chargées est assurée par les forces coulombiennes. Ces espèces chargées vont se mouvoir et entrer en collision avec les molécules neutres du gaz. Un transfert d'énergie va alors se produire entre les différents types de particules et il en résulte la création d'un écoulement d'air : le vent ionique. C'est ce transfert de quantité de mouvement qui est utilisé dans les simulations numériques, notamment dans celle de Boeuf et Pitchford [19], pour calculer la force EHD. Celle-ci permet ainsi de mieux prendre en compte les phénomènes qui ont lieu au sein du plasma.

Dans les travaux de Boeuf et Pitchford [19], il est considéré que la force par unité de volume qui agit sur les molécules neutres du gaz est égale au transfert de quantité de mouvement par unité de volume et par unité de temps des particules chargées aux molécules neutres. Pour estimer la force EHD, il est alors nécessaire de prendre en compte les contributions des différents types de particule (électron, positive, négative et neutre). La force EHD peut alors s'exprimer par la formule E-1.1 qui traduit la somme d'un terme de dérive dans un champ électrique et d'un terme de diffusion associé au gradient de densité. On remarque également que cette force prend bien en compte la densité des différentes espèces, ce qui laisse envisager que la composition du gaz mis en mouvement va jouer sur la valeur de cette force.

---

(11). La masse de l'électron est de  $9,109 \cdot 10^{-31}$  kg soit environ 1/1836 de celle du proton.

$$\vec{f}_{EHD} = e(n_p - n_n - n_e)\vec{E} - [\vec{\nabla}(n_p k T_p) + \vec{\nabla}(n_n k T_n) + \vec{\nabla}(n_e k T_e)] \quad (\text{E-1.1})$$

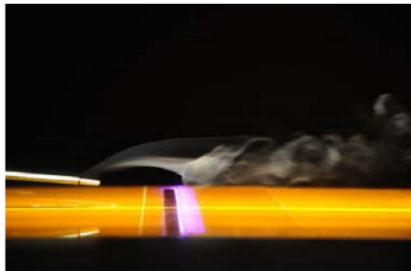
Dans le cas d'un actionneur plasma basé sur l'utilisation d'une décharge à pression atmosphérique, la contribution dominante à la force EHD est due au terme de dérive dans le champ électrique. La force EHD se calcule alors par la formule E-1.2 :

$$\vec{f}_{EHD} \approx e(n_p - n_n - n_e)\vec{E} \quad (\text{E-1.2})$$

### 2.3 Les actionneurs plasmas de type DBD de surface

Dans cette configuration, les électrodes sont disposées de manière asymétrique, de chaque côté du diélectrique. L'électrode supérieure est alimentée par une tension alternative de moyenne nulle. L'électrode inférieure est reliée à la masse et est généralement recouverte d'une couche isolante pour inhiber la formation d'un plasma de ce côté-ci. Cette isolation n'induit pas de modification des performances de l'actionneur comme l'ont vérifié récemment Laurentie *et al.* [73]. Un grand nombre d'études utilise ce type d'actionneur et, pour la plupart, les grandeurs caractéristiques présentent les mêmes ordres de grandeur (tableau 1.1). En considérant une disposition asymétrique des électrodes, une encapsulation de l'électrode de masse et une alimentation alternative sinusoïdale, le fonctionnement de l'actionneur peut être décrit suivant les alternances considérées.

Tableau 1.1 – Ordres de grandeur caractéristiques généralement rencontrés pour les actionneurs DBD.

<b>Alimentation AC :</b>		<b>Décharge de surface :</b>	
- amplitude	2 - 20 kV	- intensité	20 mA - 1 A
- fréquence	0,2 - 6 kHz	- durée	~ 40 ns
- fréquence pulsation (modulation)	1 - 200 Hz	- puissance	~ 1 W.cm <sup>-1</sup>
- extension	~ 10 mm		
<b>Vent ionique :</b>			
- vitesse	2 - 6 m.s <sup>-1</sup>		
- hauteur	5 mm		
- longueur d'action	20 - 30 mm		
- force	10 mN.m <sup>-1</sup>		

2.3.1 L'alternance positive

Lors de l'augmentation de la tension, il se forme un plasma à la surface du diélectrique. Ce plasma n'est pas maintenu continuellement lors de cette phase : il se développe en fait une succession de micro-décharges correspondant à des impulsions de courant rapides (figure 1.7(b)). Allegraud *et al.* [5] estiment la durée de la montée de l'impulsion à environ 25 ns. Chaque pic de courant mesuré correspond alors à la création d'un plasma à la surface de l'actionneur. L'étude de Forte *et al.* [44] montre que le plasma ne s'étend pas au-delà de 25 mm (quelle que soit la géométrie de l'actionneur) et les mesures Schlieren réalisées par Borghi *et al.* [21] montrent que le plasma semble avoir une épaisseur d'environ 100  $\mu\text{m}$ . Toutefois, cette dimension particulière nécessiterait une étude complémentaire. En effet, Rabat *et al.* [101] rapportent que certains *streamers* peuvent atteindre une hauteur de plusieurs mm.

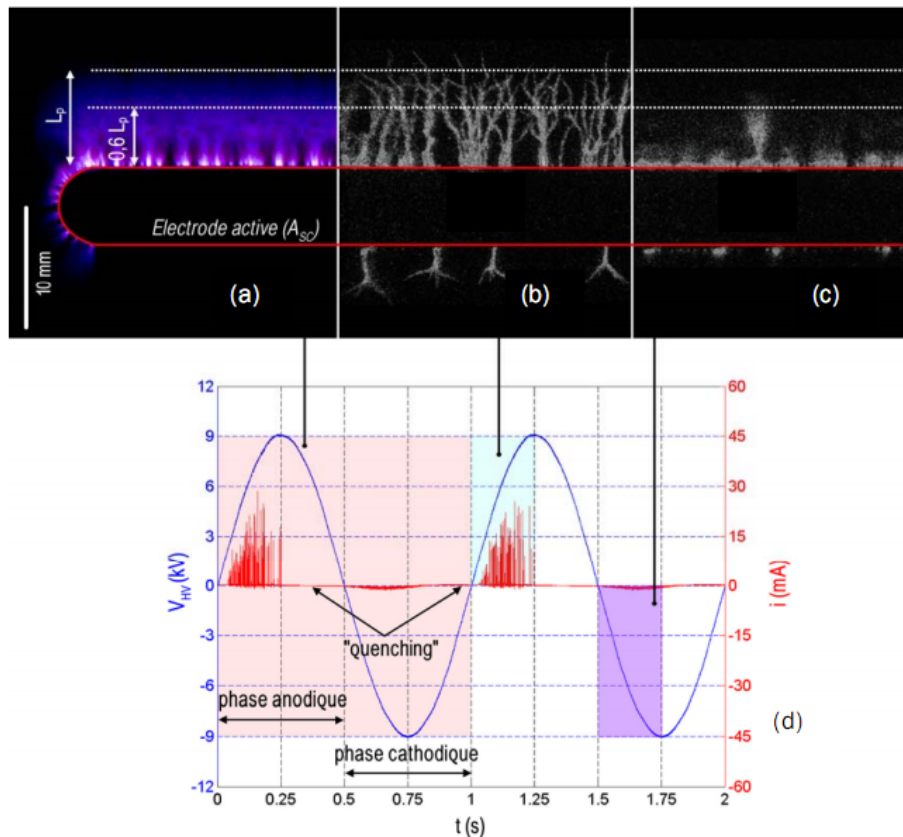


FIGURE 1.7 – Visualisation de la décharge ((a) intégrée en temps, (b) alternance positive et (c) alternance négative) et (d) courant de décharge pour un actionneur de type DBD de surface, d'après Boucinha [23].

La phase où le plasma est « présent » pendant cette alternance correspond à une phase anodique. Les électrons déposés à la surface du diélectrique (pendant l'alternance négative précédente) sont mis en mouvement et dirigés vers l'électrode supérieure. Ils rentrent alors

en collision avec les espèces neutres de l'air et provoquent des processus d'ionisation. Des espèces chargées positivement sont alors créées. Les spectres d'émission présentent ainsi des bandes caractéristiques de la présence d'ions  $N_2^+$ , comme le montrent les études de Dong [35] et de Stanfield [126]. Les espèces positives migrent alors vers l'électrode de masse, dans le sens contraire aux électrons, entraînant ainsi un transfert de quantité de mouvement.

Durant cette phase, le plasma est présent sous la forme de filaments ramifiés, les *streamers*. Ils correspondent à des impulsions de courant d'une intensité comprise entre quelques dizaines de mA à plusieurs A. Hoskinson *et al.* [61] observent que l'extension de ces *streamers* est principalement conditionnée, au cours d'une même alternance, par les charges de surface déposées par les filaments précédents. Dans la littérature, Allegraud *et al.* [5] observent que plusieurs *streamers* peuvent être générés lors d'une impulsion unique de courant : c'est l'effet collectif. Cette possibilité avait été introduite par Guaitella [55] dans sa thèse pour expliquer la possibilité de mesurer des pics de courant de 1 A ou plus sur des durées de quelques dizaines de ns.

Il convient de détailler ce point car l'effet collectif ne semble pas être le processus dominant la génération des *streamers* pour les actionneurs plasmas dédiés au contrôle d'écoulement. Dans son étude, Guaitella est parti d'une constatation simple : les impulsions de courant rapides de plusieurs ampères ne peuvent pas correspondre au transfert de charges d'un seul et unique *streamer*. En effet, Allegraud [4] estime, dans sa thèse, que chaque filament peut transférer environ 1 nC. Pour des impulsions de courant de 2 A et d'une durée de 40 ns, il doit nécessairement exister une multitude de *streamers* pour que la charge de 80 nC soit intégralement transférée. L'effet collectif de la génération des *streamers* par photo-ionisation a donc été proposé. Toutefois, cette observation de l'effet collectif a été réalisée avec une DBD de surface alimentée par une tension alternative d'une fréquence de 50 Hz. Or, dans le cadre du contrôle d'écoulement, la fréquence de la tension est généralement de l'ordre du kHz ce qui a notamment pour conséquence de diminuer l'intensité des impulsions de courant. Il est commun, en effet, de mesurer des pics de courant de l'ordre de 50 mA comme l'obtiennent par exemple Jolibois [63] et Boucinha [23] dans leur thèse. Dans ce cas, la durée de l'impulsion de courant reste environ égale à 40 ns. Il est alors possible de transférer toute la charge (2 nC) à travers un unique *streamer* ce qui rend caduque, dans ce cas, l'existence de l'effet collectif. Ceci a été montré récemment par une étude récente de notre équipe : Audier *et al.* [8] montrent que pour un actionneur plasma alimenté par une tension de 10 kV à une fréquence de 1 kHz, une impulsion de courant correspond à un seul *streamer*.

### 2.3.2 L'alternance négative

L'alternance négative correspond à une phase cathodique puisque l'électrode exposée est source d'espèces négatives. Les électrons créés par émission secondaire dérivent vers l'électrode de masse en « glissant » sur la surface. L'air étant un gaz électro-négatif (à cause de l'oxygène), des espèces négatives sont créées et dérivent dans le même sens que

les électrons. Il y a donc un transfert de quantité de mouvement entre ces ions négatifs et les espèces neutres de l'air. Le plasma créé à chaque impulsion de courant apparaît sous la forme de « spots diffus » partant de l'électrode de haute tension et se propageant en direction de l'électrode de masse tout en s'évasant (figure 1.7(c)). De nombreux travaux mentionnent cette forme caractéristique comme ceux de Takizawa *et al.* [127], Enloe *et al.* [39] ou encore Boucinha [23]. Les impulsions de courant sont moins intenses et beaucoup plus fréquentes que lors de l'alternance positive, comme l'a montré Pons *et al.* [95]. De plus, les impulsions de courant sembleraient correspondre à un plasma de même type que celui produit lors d'une décharge couronne. Durant cette alternance, le transfert de quantité de mouvement est plus efficace. Ce résultat est retrouvé à partir des simulations numériques de Lagmich *et al.* [70] et Likhanskii *et al.* [80] mais également à partir de nombreuses études expérimentales dont celle de Forte *et al.* [45] qui fut la première à montrer ce résultat (figure 1.8).

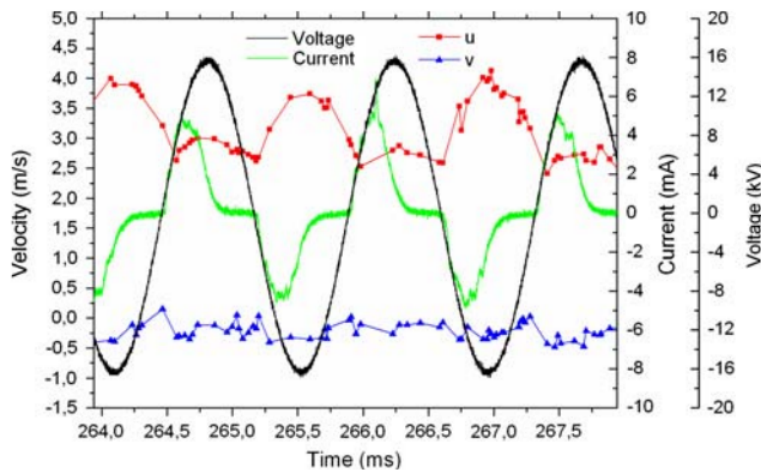


FIGURE 1.8 – Mesure de vent ionique résolue en temps, d'après Forte *et al.* [45].

## 2.4 Les autres types d'actionneur plasma

### 2.4.1 Les actionneurs DC (Décharge Couronne) de surface

On distingue plusieurs types d'actionneur plasma dont le premier est, historiquement, celui basé sur l'utilisation d'une décharge couronne de surface. Il a été introduit par Soetomo [123] en 1992. Deux électrodes (généralement des fils), dont une est de plus grandes dimensions que l'autre, sont utilisées pour induire un gradient dans le champ électrique. Ce type d'actionneur est caractérisé par plusieurs régimes de fonctionnement dont Léger [76] dresse une description. L'inconvénient majeur de ce type de décharge est le passage à l'arc, qui peut intervenir facilement, et sa grande sensibilité aux conditions atmosphériques. C'est pourquoi, ce type d'actionneur n'est presque plus utilisé par la communauté scientifique de nos jours pour le contrôle d'écoulement.



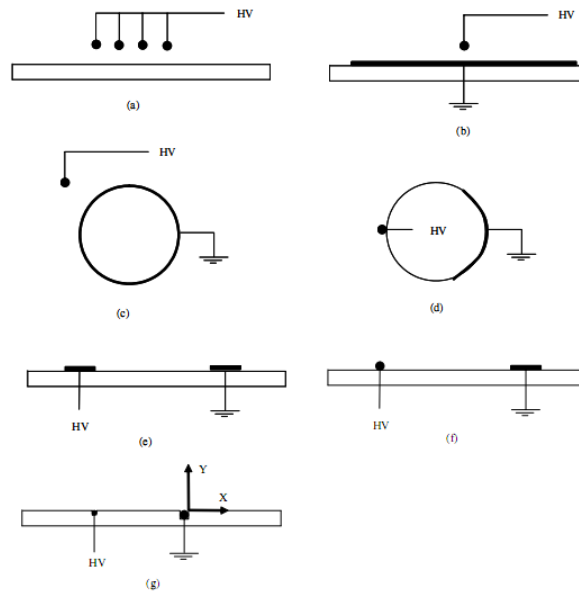


FIGURE 1.9 – Actionneurs DC : exemple de configurations, d’après Moreau [89].

#### 2.4.2 La décharge glissante

Comme cela a déjà été mentionné précédemment, la DBD de surface est limitée par la taille de la zone de production du vent ionique. En effet, Forte *et al.* [44] ont montré que le plasma ne pouvait pas s’étendre au-delà de 20-25 mm à partir de la fin de l’électrode de haute tension et quelle que soit la géométrie de l’actionneur. Pour augmenter cette longueur d’extension du plasma et donc la longueur sur laquelle le vent ionique va agir, Louste *et al.* [81] ont proposé d’utiliser une DBD de surface classique à laquelle on vient rajouter une troisième électrode alimentée par une tension continue (figure 1.10). La décharge s’étend alors jusqu’à 40 mm mais sans induire d’augmentation notable de la vitesse du vent ionique par rapport aux autres configurations. Seul un nombre restreint d’auteurs continuent à utiliser ce type d’actionneur. De plus, le dispositif expérimental est alourdi par la nécessité de disposer d’une seconde alimentation électrique.

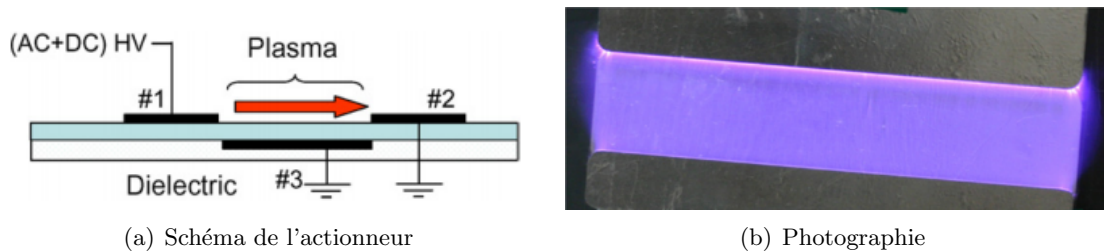
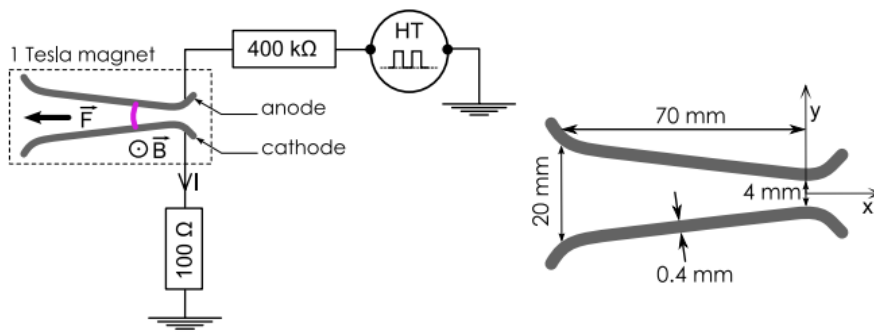


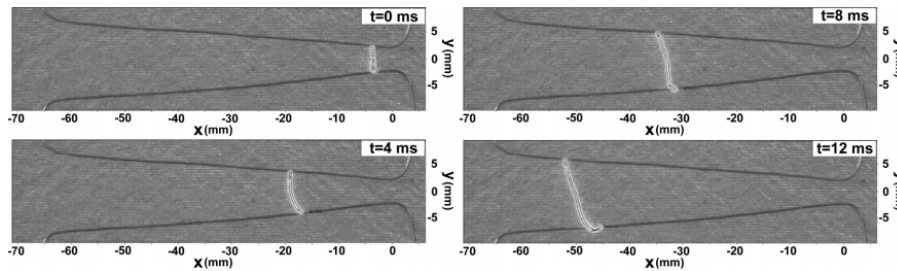
FIGURE 1.10 – Décharge glissante, d’après Louste *et al.* [81].

2.4.3 La décharge à arc glissant

Balcon *et al.* [9] ont développé une configuration « exotique » pour le contrôle d'écoulement : la décharge à arc glissant. Cette configuration d'actionneur est basée sur l'utilisation de la décharge à arc glissant dont on trouvera un descriptif détaillé dans le livre de Fridman [47]. Dans le cas d'un actionneur, deux électrodes filaires sont positionnées sur une surface, en considérant un espacement croissant entre les électrodes. Un arc se crée là où la distance inter-électrodes est la plus faible. Il se propage le long des électrodes sous l'influence d'un champ magnétique créé par un aimant permanent placé sous la surface. L'air au niveau de cet arc est mis en mouvement, à hauteur de quelques  $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  (figure 1.11). Cette configuration particulière n'est cependant pas utilisée car ses performances sont limitées.



(a) Schéma de l'actionneur



(b) Visualisation du déplacement de l'arc

FIGURE 1.11 – Décharge à arc glissant, d'après Balcon *et al.* [9].

2.4.4 Les jets synthétiques par plasma (JSP) ou *sparkjets*

Dans le cadre du contrôle d'écoulement, les jets synthétiques sont un des moyens fréquemment utilisés. Leurs principales caractéristiques sont introduites dans l'étude de Smith et Glezer [122]. Grossman *et al.* [50] ont ainsi proposé un actionneur plasma permettant de reproduire le fonctionnement de ces jets synthétiques (figure 1.12). Ce type d'actionneur est basé sur la création d'un plasma transitoire très énergétique (de type arc) dans une cavité de faibles dimensions. Les effets thermiques induisent alors une expulsion de l'air

présent dans la cavité à travers un orifice biseauté. La vitesse de l'écoulement en sortie du jet est de l'ordre de plusieurs centaines de  $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ , comme l'ont mesurée Caruana *et al.* [28]. La cavité se remplit à nouveau du fait de la dépression qui y existe, et un nouvel arc peut être initié. La fréquence de répétition est généralement comprise entre 500 et 2000 Hz. Ce type d'actionneur est principalement utilisé pour le contrôle de bruit de jet de réacteur. Plus récemment, Hardy *et al.* [57] ont montré que cette configuration pouvait être utilisée pour modifier une couche limite sur une plaque plane, notamment en orientant l'axe du jet.

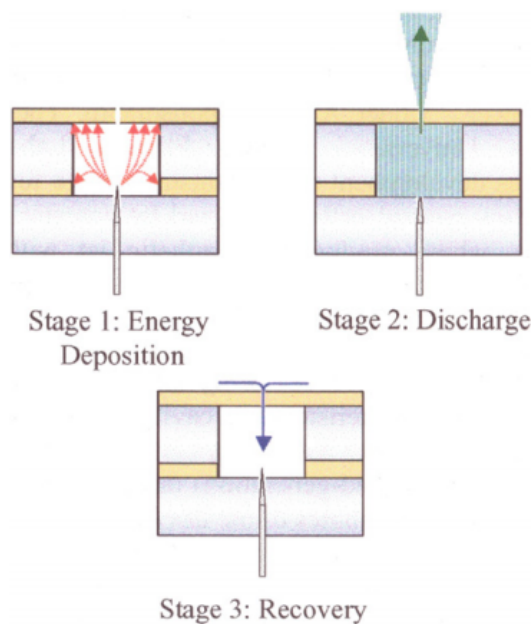


FIGURE 1.12 – Schéma de principe d'un actionneur de type Jet Synthétique par Plasma (JSP), d'après Grossman *et al.* [50].

### 3 Le contrôle d'écoulement

Le contrôle d'écoulement consiste à modifier un écoulement autour d'une géométrie pour en améliorer les caractéristiques aérodynamiques. Le contrôle est au centre des préoccupations des industriels intervenant au niveau du transport de biens ou de personnes, aérien ou terrestre. Les buts recherchés sont divers mais on peut citer, à titre d'exemple, la diminution de la consommation à partir d'une diminution de la traînée, l'augmentation de la charge utile transportable par augmentation de la portance, le recul de l'incidence de décrochage par réduction du décollement ou encore la réduction du bruit de jet de réacteur par l'interaction de structures avec le jet. Les applications du contrôle sont diverses et plusieurs stratégies de contrôle existent. Elles sont notamment détaillées dans l'ouvrage de Gad-el-Hak [48].

### 3.1 Le contrôle passif

Le contrôle est dit « passif » s'il ne nécessite pas d'apport extérieur d'énergie. Ce type de contrôle consiste généralement à utiliser de petits éléments géométriques qui, placés dans un écoulement, vont induire des structures complexes dans l'écoulement. On peut notamment citer :

- les générateurs de tourbillons (*vortex generators*) qui permettent une réduction des zones décollées mais augmentent la traînée ;
- les ailettes de bout d'aile (*winglets*) qui réduisent les tourbillons marginaux à l'extrémité des ailes induisant ainsi une diminution de la traînée ;
- les cloisons de couche limite (*fences*) qui améliorent la portance ;
- les LEBU (*Large Eddy Break Up*) et les stries longitudinales de paroi (*riblets*) qui permettent de réduire la traînée de frottement.

L'intérêt du contrôle passif est limité, dans la mesure où il peut induire une augmentation de la traînée, comme dans le cas des générateurs de tourbillons par exemple, ou des performances modestes, comme pour les *riblets*. Tous ces dispositifs sont fixes. Il agissent donc sur l'écoulement à tout instant, même si le contrôle n'est pas adapté. On ne peut donc pas cibler une phase particulière de l'écoulement à contrôler, comme le décollage ou l'atterrissage pour un avion par exemple. C'est pourquoi, pour permettre à l'utilisateur de dispositif de contrôle de « garder la main » sur l'action qu'il porte sur l'écoulement, le contrôle dit « actif » a été développé.

### 3.2 Le contrôle actif

Les actionneurs actifs diffèrent des précédents dispositifs dans le sens où ils nécessitent un apport extérieur d'énergie. Ils sont plus difficiles à mettre en œuvre que les actionneurs du contrôle passif. Ces actionneurs vont ajouter de la quantité de mouvement au sein de l'écoulement, principalement dans sa couche limite. On distingue deux modes d'utilisation : le contrôle prédéterminé et le contrôle réactif. Dans le cadre du contrôle prédéterminé, l'actionneur est mis en route sans avoir connaissance, au préalable, de la quantité d'énergie à introduire dans l'écoulement : c'est le principe de la boucle ouverte. Le contrôle réactif permet quant à lui de déterminer les paramètres de fonctionnement de l'actionneur (c'est-à-dire l'énergie à injecter dans le fluide) en fonction de l'état dans lequel se trouve l'écoulement : c'est le principe de la boucle fermée. Dans ce cas, il est nécessaire de disposer de capteurs mesurant certaines grandeurs caractéristiques de l'écoulement pour commander les actionneurs.

Le contrôle actif est essentiellement réalisé à partir d'actionneurs de technologie pneumatique. On distingue notamment les jets pulsés et synthétiques, le soufflage (ou l'aspiration) continu ou pulsé à la paroi... À l'heure actuelle, les dispositifs de contrôle actif les plus utilisés sont les jets synthétiques. Récemment, les actionneurs EHD sont venus se rajouter à la liste des dispositifs de contrôle actif. Les actionneurs EHD présentent no-

tamment des propriétés avantageuses par rapport aux dispositifs pneumatiques. En effet, ils ne disposent pas de partie mécanique mobile comme dans le cas des jets. En outre, leur implantation peut aussi s'avérer plus simple dans la mesure où leur épaisseur est relativement faible (quelques mm).

### 3.3 La DBD de surface, une technologie de contrôle actif

Les actionneurs EHD basés sur l'utilisation d'une DBD de surface rentrent dans la catégorie des dispositifs de contrôle actif. Ils sont principalement utilisés de manière prédéterminée. L'expérimentateur effectue des mesures de l'état de l'écoulement avec et sans actionneur plasma en fonctionnement. Depuis peu, les actionneurs plasmas sont aussi utilisés dans des boucles de contrôle fermées à l'image de l'étude de Bénard *et al.* [16] qui utilisent une boucle de type *feedback control*. Les actionneurs plasmas peuvent être utilisés dans des boucles de contrôle de par le faible temps de mise en mouvement de l'air. Forte *et al.* [46] montrent dans leur étude que l'inertie du vent ionique, pour être mis en mouvement à sa création, est de l'ordre de quelques dizaines de ms.

Les actionneurs EHD sont utilisés pour modifier l'écoulement autour de différentes géométries et sont donc confrontés à différents types d'écoulement à contrôler. Les principales géométries sur lesquelles les actionneurs plasmas ont été testés sont à présent rapidement présentées.

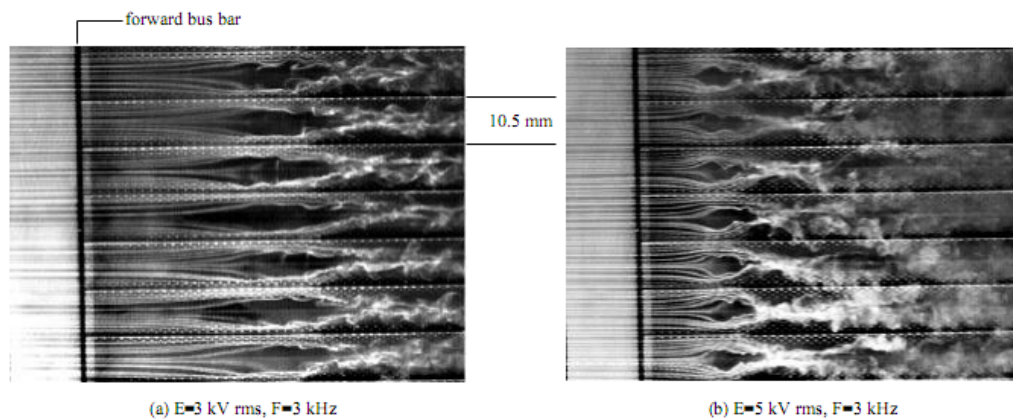


FIGURE 1.13 – Visualisation d'une couche limite manipulée pour deux amplitudes de tension différentes, d'après Roth *et al.* [109].

La **plaque plane** a été la première géométrie à montrer le potentiel des actionneurs plasmas à modifier un écoulement avec l'étude de Roth *et al.* [109] de 1998. Dans leur étude, ces auteurs ont réussi à modifier (augmentation mesurée) la traînée de frottement en utilisant des actionneurs (figure 1.5(a)) induisant un vent ionique orienté dans la direction transversale à l'écoulement (figure 1.13). D'un point de vue général, le but du contrôle sur cette géométrie est de reculer le début de la transition laminaire-turbulent afin de diminuer la traînée de frottement. Une étude détaillée est proposée au chapitre 3 de ce manuscrit sur cette géométrie particulière.

Le **profil d'aile** est aussi utilisé fréquemment dans la littérature. Dans le cas du contrôle par actionneur EHD, la décharge de surface est placée sur l'extrados du profil afin de supprimer le bulbe laminaire au bord d'attaque, ou la zone décollée au niveau du bord de fuite. Le but du contrôle est ici de repousser l'incidence de décrochage ou bien d'augmenter la portance du profil. Un moyen de mesure des efforts aérodynamiques est donc souvent nécessaire dans ce cas. Jolibois [63] montre dans sa thèse qu'il est possible d'agir de différentes manières pour réduire le décollement (figure 1.14). De plus, il mentionne que lorsque les actionneurs sont placés au plus près du point de décollement naturel, les effets sont les plus positifs.

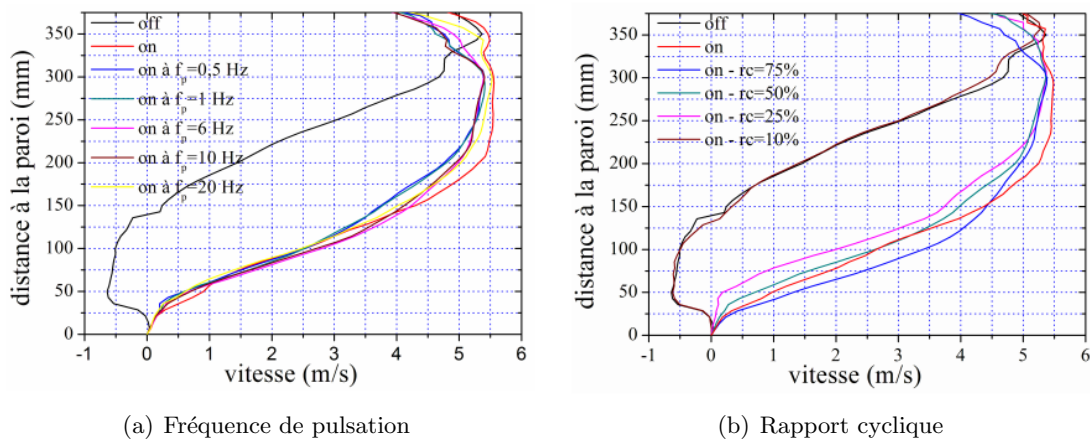
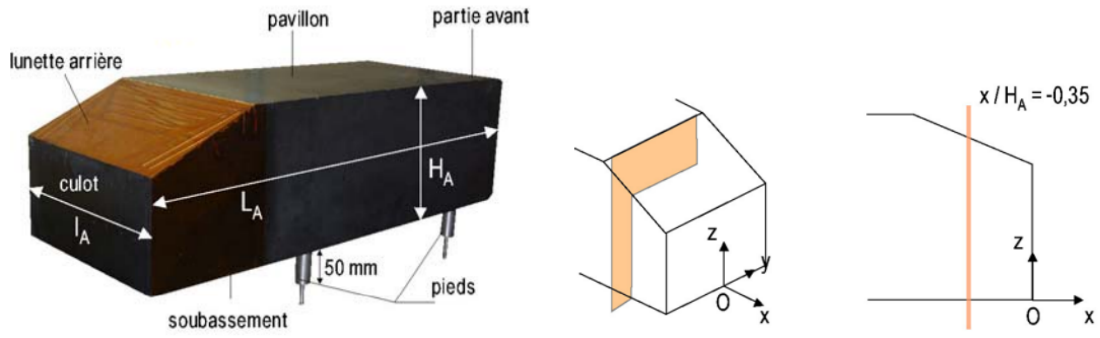


FIGURE 1.14 – Profils de vitesse au-dessus d'un profil NACA 0015, d'après Jolibois [63].

Le **cylindre** est aussi une géométrie étudiée dans le cadre du contrôle par actionneur EHD. Une équipe est particulièrement active dans ce domaine : celle de K. S. Choi à l'Université de Nottingham. Jukes et Choi [64] utilisent notamment les actionneurs plasmas pour contrôler l'allée tourbillonnaire de von Kármán qui se forme en aval d'un cylindre.

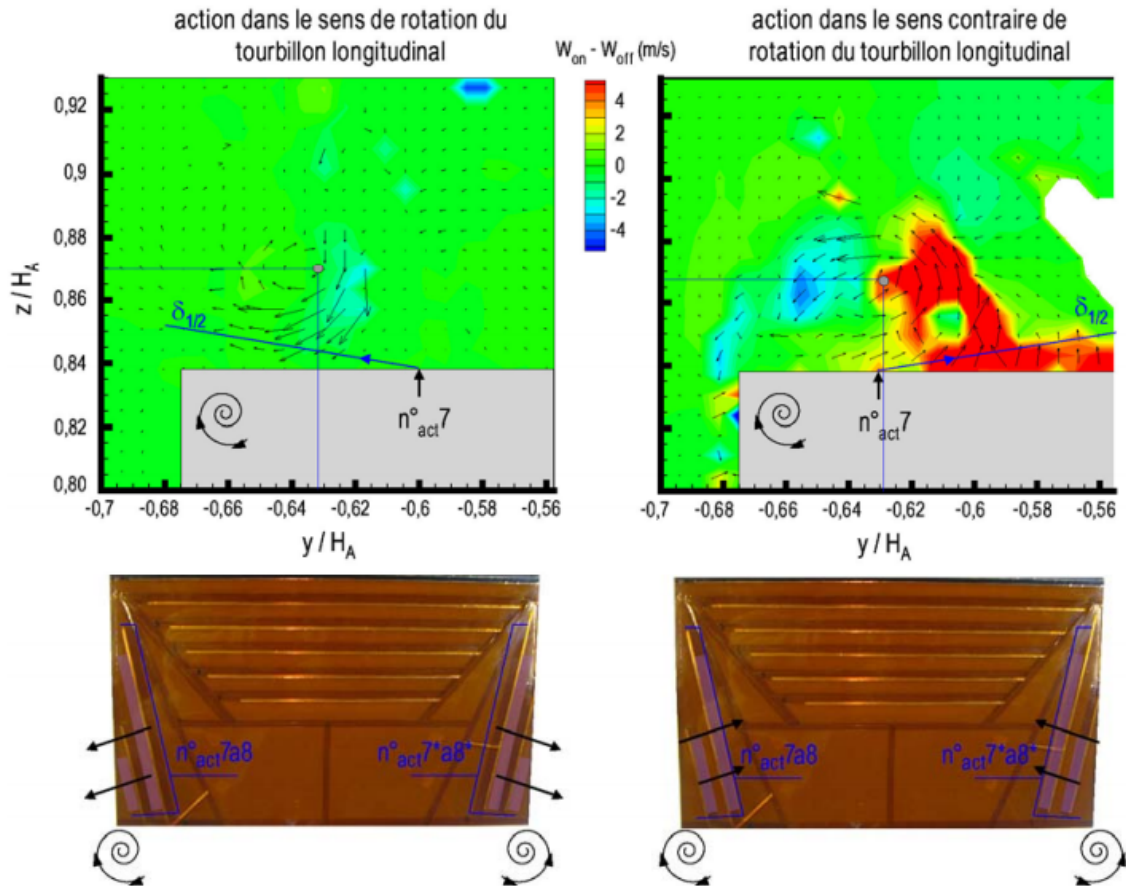
La configuration du **jet libre** axisymétrique est aussi une géométrie sur laquelle plusieurs équipes ont obtenu des résultats. L'étude de Bénard *et al.* [12] montre ainsi que le jet contrôlé peut être orienté ou élargi.

Le **corps de Ahmed** commence à être équipé d'actionneur plasma pour tenter de réduire la traînée de pression. C'est une géométrie simplifiée de véhicule automobile introduite par Ahmed *et al.* [3] en 1984 et qui reproduit l'écoulement à l'arrière d'une voiture. L'écoulement est fortement tridimensionnel contrairement aux autres configurations classiques. Peu d'études sont consacrées à cette géométrie dans le cadre du contrôle par plasma. Boucinha [23] montre dans sa thèse qu'il est possible de réduire la traînée en agissant sur la lunette arrière à la naissance du décollement de fluide, mais aussi sur les structures tourbillonnaires longitudinales qui se forment de chaque côté de la lunette (figure 1.15).



(a) Vue d'ensemble du corps de Ahmed

(b) Détail du plan de mesure sur la lunette arrière



(c) Effets des actionneurs plasmas sur la vitesse de rotation des tourbillons longitudinaux

FIGURE 1.15 – Modification des tourbillons longitudinaux sur une géométrie de type corps de Ahmed, d'après Boucinha [23]. Les actionneurs plasmas sont positionnés sur la lunette arrière du corps de Ahmed.



## 4 Positionnement de l'étude

Si l'on ne considère que le cas de la France, une dizaine de thèses ont été dédiées au contrôle d'écoulement par plasma ou aux actionneurs EHD et ont été soutenues depuis moins de dix ans. Le nombre de publications relatives à cette thématique est lui aussi important. Plusieurs points restent encore à l'heure actuelle à caractériser, du fait d'un manque d'études les concernant ou de résultats contradictoires présents dans la littérature. Cette thèse se propose donc d'en étudier certains, afin de faire progresser les connaissances relatives aux actionneurs plasmas. On gardera à l'esprit que les études présentées ici n'ont pas la prétention d'être exhaustives puisque les résultats ont été obtenus sur un seul type de diélectrique. Les points développés dans ce manuscrit sont les suivants :

**Le régime « filamentaire » :** de nombreux auteurs mentionnent l'existence d'un régime où de longs filaments sont visibles sur plusieurs centimètres. Ce régime apparaît lorsque l'amplitude de la tension ou la fréquence est augmentée. Allegraud [4] a obtenu, avec un temps de pose relativement court (7 ms), une image précise de ces filaments pour une configuration géométrique très proche d'un actionneur plasma (figure 1.16). Dans son étude, ils apparaissent au-delà d'une amplitude de la tension de 15 kV et elle les désigne par le terme « grands filaments arborescents », dont les apparitions « restent mystérieuses » selon elle. Toutefois, de par la configuration géométrique qu'elle a choisi d'utiliser, ce régime apparaît pour une alternance qui serait, dans notre cas, l'alternance négative. Or, si l'on se reporte aux études réalisées dans les années 1930, notamment par Merrill et von Hippel [87], on retrouve des formes de décharges similaires lorsque sont produites des étincelles (ou *sparks*) à partir de décharges de surface négatives (figure 1.17).

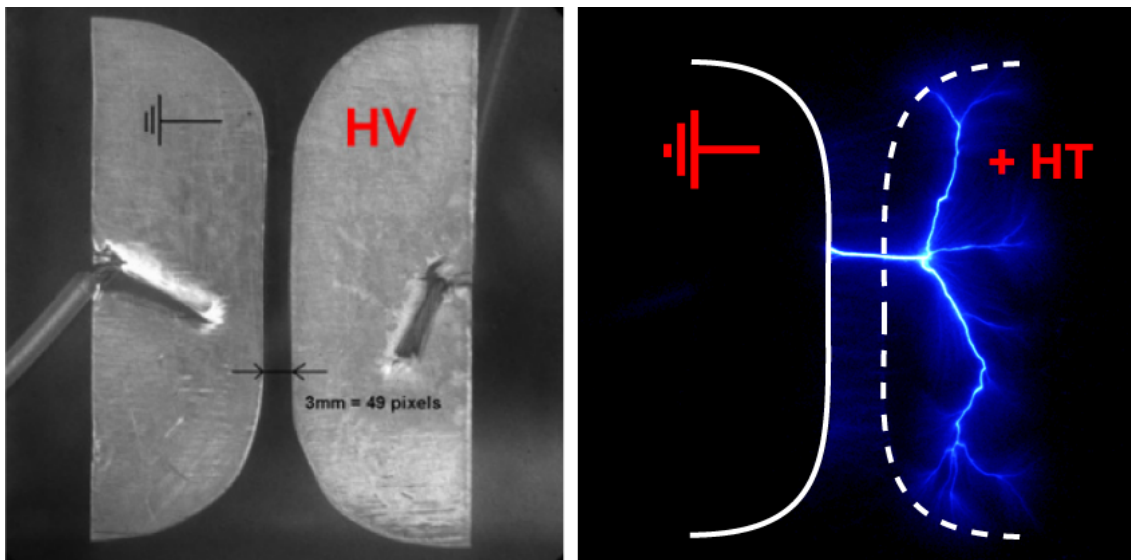


FIGURE 1.16 – Régime « filamentaire » obtenu pour une amplitude 15 kV, d'après Allegraud [4].



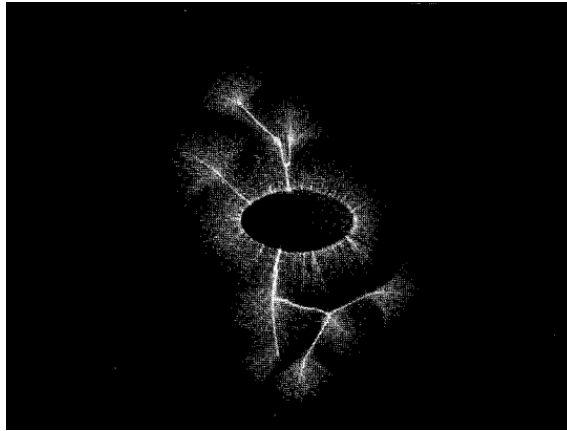


FIGURE 1.17 – Décharge de surface négative pour une amplitude de 10 kV et une forme d'électrode en ellipse, d'après Merrill et von Hippel [87] (original de mauvaise qualité).

Un autre régime « filamentaire », différent du premier dans sa forme observée, est aussi mentionné dans la littérature, mais peu d'auteurs l'observent. Ce régime apparaît lorsque la fréquence est augmentée et conduisant ainsi à une limitation de la poussée induite comme le mesurent Thomas *et al.* [128] (figure 1.18).

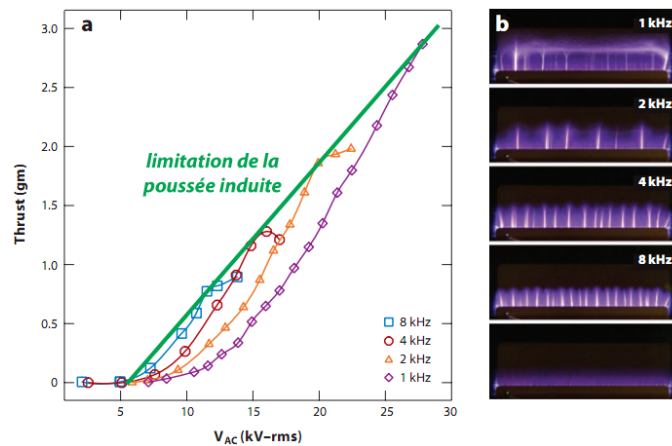


FIGURE 1.18 – Limitation de la poussée induite due à l'apparition d'un régime filamentaire, d'après Thomas *et al.* [128].

Il semble donc exister deux régimes filamentaires qui limitent les performances des actionneurs plasmas et peuvent conduire à leur endommagement. Il est donc nécessaire de les caractériser, car l'augmentation des paramètres électriques est le moyen le plus simple pour augmenter la vitesse du vent ionique. On étudiera l'apparition de ces deux régimes en réalisant des images de la morphologie de la décharge de surface en fonction des alternances de la tension d'alimentation. Deux approches seront choisies : l'augmentation de la tension ou l'augmentation de la fréquence.

**La température de l'actionneur :** peu d'études sont consacrées à la mesure de température de l'actionneur dans la littérature. Les études disponibles sont, de plus, dédiées à des configurations que peu d'auteurs utilisent ou qui ne présentent que peu de résultats qualitatifs. L'étude de Leonov *et al.* [77] est une des premières où la mesure de la température est présentée. Ces auteurs présentent un thermogramme obtenu après le fonctionnement de leur actionneur (DBD de surface) pendant 30 s. Ce thermogramme, réalisé à partir d'une caméra infrarouge, montre une élévation de la température de surface d'environ 90 °C, là où le plasma est présent. Les températures maximales sont atteintes près de l'électrode exposée. D'après ces auteurs, l'échauffement de la surface est dû aux particules chargées déposées à la surface de diélectrique qui se recombinent et lui fournissent alors de l'énergie.

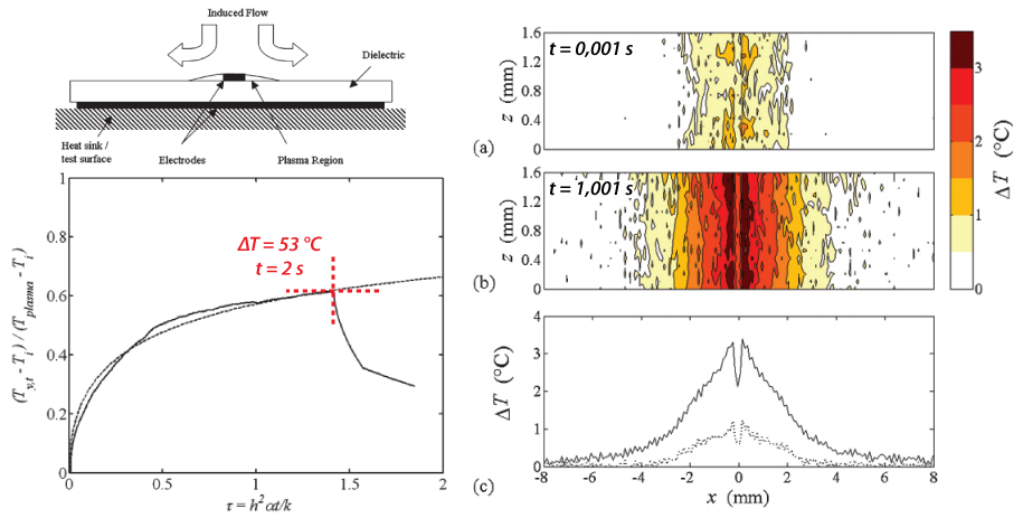


FIGURE 1.19 – Mesure de température de surface par caméra thermique ( $V_{HT} = 3,7\text{ kV}$  et  $f_{HT} = 25\text{ kHz}$ ), d'après Jukes *et al.* [65].

Une deuxième étude, celle de Jukes *et al.* [65], propose également des mesures de température de surface par caméra thermique. Pendant les 2 s de fonctionnement de leur actionneur, un profil de température a été enregistré (figure 1.19). Pour leurs paramètres de fonctionnement, l'augmentation de température est de 53 °C. Ils utilisent ensuite une solution théorique d'un modèle 1D de conduction-convection pour retrouver l'évolution de la température au cours du fonctionnement de l'actionneur<sup>(12)</sup>. Ce modèle permet de retrouver la variation temporelle de la température et, en considérant un temps infini, la température maximale atteinte par la surface de l'actionneur peut être estimée.

Enfin, l'étude de Borghi *et al.* [22] est la plus récente. Une caméra thermique est également utilisée pour enregistrer la variation de température de surface d'un actionneur de type DBD de surface au cours de son fonctionnement (d'une durée de 200 s). Pour ces auteurs, le diélectrique est chauffé par irradiation et convection entre le plasma et la surface de l'actionneur. Ces mesures de température de surface sont comparées à des

(12). La même méthode sera utilisée dans le chapitre 2 de ce document.

mesures de température du plasma par spectroscopie d'émission<sup>(13)</sup> (*OES*). Les auteurs utilisent le logiciel Specair qui permet de retrouver la température du plasma en ajustant un spectre simulé sur le spectre d'émission mesuré, comme le montrent Laux *et al.* [74]. En considérant différentes tensions d'alimentation et différentes fréquences, ils observent que les deux températures ne sont éloignées au maximum que de  $\pm 4\%$ . Il faut aussi préciser que seuls des températures normalisées sont présentées dans cette étude, rendant difficile la comparaison avec d'autres travaux.

Ces trois études montrent que la température du diélectrique peut être mesurée en utilisant une caméra thermique. De plus, le modèle 1D utilisé dans une des études semble donner des résultats intéressants. Cependant, aucun résultat sur la variation de la température en fonction de la puissance ou de la position n'est présenté. Les mesures de température réalisées au cours de cette thèse ont notamment été effectuées pour déterminer quelle est la variation de la température de surface vis-à-vis de ces paramètres.

**La périodicité du vent ionique :** des mesures de vent ionique avec et sans écoulement ont été effectuées à partir de moyens de mesure optique (PIV et LDA). Comme l'aspect pulsé ou périodique du vent ionique est une caractéristique de ce type d'actionneur, les mesures de vitesse seront présentées sous la forme d'une moyenne de phase. L'apport de ces mesures sera de montrer que, même dans un écoulement trois fois plus rapide, la variation du vent ionique est détectée au cours d'une période d'alimentation, avec la prépondérance de l'alternance négative.

**Le contrôle de la transition :** Jolibois [63] et Boucinha [23] montrent dans leur thèse que, pour le contrôle des décollements, la vitesse limitée du vent ionique ne permet pas d'être aussi efficace que d'autres dispositifs de contrôle actif. Cependant, les propriétés des actionneurs plasmas semblent pouvoir être utilisées efficacement dans le cadre du contrôle de la transition laminaire-turbulent. Le chapitre 3 est donc dédié à l'étude de la modification de la transition sur une géométrie de type plaque plane. Pour comprendre les mécanismes qui opèrent durant la transition et comment s'inscrit cette étude par rapport aux précédents cas de contrôle par plasma, une étude bibliographique plus précise sur ces aspects y sera présentée. Différents cas de contrôle ont été appliqués pour tenter de comprendre comment l'actionneur DBD de surface permet, notamment, de faire reculer le début de la transition.

**L'augmentation du vent ionique :** c'est une des clés de la poursuite du financement de cet axe de recherche. Actuellement, les actionneurs plasmas sont limités, à cause de la faible vitesse du vent ionique induit, par rapport aux autres technologies de contrôle. De nombreuses pistes ont été envisagées pour optimiser les performances des actionneurs et le chapitre 4 en présentera une partie dans une étude bibliographique. Celle-ci permettra également de se rendre compte que le moyen le plus efficace pour augmenter le vent ionique est d'augmenter le champ électrique, qui rentre en considération dans la force EHD. Cette

---

(13). Le principe de la mesure de température à partir d'un spectre d'émission est présenté, par exemple, dans la thèse de Dong [35].

conclusion corrobore une des pistes qui a été suivie durant cette thèse. En effet, une nouvelle configuration géométrique d'actionneur a été développée, basée sur la modification de la forme de l'électrode de haute tension. Le chapitre 4 présentera l'étude qui a été menée pour caractériser cette configuration. On montrera ainsi qu'il est possible d'induire un écoulement tridimensionnel et plus rapide qu'une configuration classique pour un coût énergétique similaire.

## Chapitre 2

# Caractérisation d'un actionneur plasma de type DBD de surface

### 1 Introduction

Ce chapitre est dédié à l'étude de l'actionneur plasma utilisant une DBD de surface pour induire le vent ionique. Il est divisé en deux axes. Le premier est dédié à la caractérisation de la décharge de surface et le second à l'étude du vent ionique induit par l'actionneur. En effet, il est nécessaire, encore à l'heure actuelle, de poursuivre la caractérisation des actionneurs plasmas car, malgré de nombreuses études réalisées par différentes équipes de recherche, il existe encore certains points pour lesquels la littérature n'apporte pas de réponse satisfaisante. L'apparition du régime filamentaire, la température de l'actionneur en fonctionnement ou encore la variation temporelle du vent ionique en présence d'un écoulement extérieur rapide font notamment parties de ces « zones d'ombres » pour lesquelles des études sont nécessaires. Ce chapitre se propose donc d'apporter des éléments de réponse pour améliorer les connaissances sur le fonctionnement de ce type d'actionneur.

Après avoir présenté l'alimentation électrique qui permet de faire fonctionner ce type d'actionneur, on présentera la configuration géométrique majoritairement utilisée au cours de ces travaux. On peut, en effet, faire varier tout un panel de paramètres qui ont chacun une incidence sur la génération du vent ionique. Cette étude s'appuie sur les résultats obtenus dans la thèse de Boucinha [23]. Des paramètres optimaux ont déjà été approchés et seront conservés afin de maintenir une continuité avec cette précédente étude. Toutefois, en fonction des besoins de l'étude, on fera varier certains de ces paramètres.

La section suivante sera consacrée à la caractérisation électrique de la décharge de surface qui est à la base de la génération du vent ionique. On s'attachera à affiner la description des différents régimes de décharge rencontrés, notamment le régime dit « filamentaire ». En effet, plusieurs auteurs ont rencontré ce régime sans forcément le caractériser alors que celui-ci est à l'origine d'une diminution du rendement. Il est donc nécessaire de l'étudier pour comprendre son apparition. On présentera ensuite les résultats des mesures de

puissance active résolues en temps, effectuées sur plusieurs secondes de fonctionnement de l'actionneur plasma. Jusqu'à présent, la puissance active n'était mesurée que sur quelques périodes de fonctionnement de l'actionneur. On mettra alors en évidence l'évolution temporelle de la puissance active au cours du fonctionnement de l'actionneur, notamment lors des premières secondes après la mise en route de l'actionneur. Ceci implique l'utilisation d'une méthode rigoureuse pour la mesure de la puissance active, si l'on souhaite une précision importante pour un calcul du rendement de l'actionneur. Enfin, les mesures de températures de surface nous renseigneront sur la quantité de chaleur que la décharge fournit au diélectrique. Une étude des différents paramètres d'alimentation sera présentée afin de dégager des tendances générales pour ce type d'actionneur.

Après s'être penché sur les caractéristiques électriques de l'actionneur plasma, on s'intéressera à la mesure du vent ionique effectuée par des dispositifs optiques réglés en moyenne de phase. Dans un premier temps, la mesure de vitesse par PIV sera introduite. Réglée en moyenne de phase, cette technique de mesure permet de mesurer le vent ionique sur une surface de quelques  $\text{cm}^2$  au cours d'une période du signal d'alimentation. On a donc accès à des informations spatiales mais aussi temporelles. Dans ce cas-ci, l'actionneur plasma sera utilisé sans écoulement extérieur. On confirmera ainsi que le vent ionique est plus rapide lors de l'alternance négative. Deux longueurs de transfert de quantité de mouvement seront introduites, confirmant des résultats obtenus lors de précédentes thèses telle que celle de Boucinha [23]. Dans un second temps, des mesures par LDA réglée en moyenne de phase permettront de mettre en évidence la périodicité de la génération du vent ionique en présence, cette fois, d'un écoulement extérieur. L'actionneur sera positionné sur une plaque plane qui permettra d'obtenir des conditions réelles de fonctionnement. Des mesures au niveau de la décharge montreront que, soumis à un écoulement extérieur, l'actionneur transfère de la quantité de mouvement à l'écoulement, en conservant les caractéristiques du vent ionique : la prédominance de l'alternance négative notamment.

Enfin, conclusions et perspectives viendront parachever ce chapitre, soulignant les points qui pourront être développés dans une étude ultérieure. En effet, il reste certains aspects de la caractérisation de ce type de décharge qui nécessitent d'être considérés pour la suite de la compréhension et du développement des actionneurs plasmas.

## 2 Dispositif expérimental

### 2.1 Alimentation et dispositifs électriques

L'alimentation haute tension utilisée au cours de cette étude a été réalisée au sein du GREMI et permet d'amplifier un signal sinusoïdal (figure 2.1). Cette alimentation a été utilisée pour une partie des thèses de P. Magnier [83], B. Dong [35] et V. Boucinha [23]. Un signal sinusoïdal est fourni à l'alimentation haute tension par l'intermédiaire d'un générateur de fonction de marque TTi<sup>®</sup> (TGA1241, 40 MHz, 10 V). Ce signal est amplifié (en tension et en puissance) par un amplificateur audio de marque Crown<sup>®</sup> (série XS1200, 22 Hz - 22 kHz, 2,3 kW) puis par un transformateur monophasé de marque

Trabo<sup>®</sup> (90 V / 20 kV, 2 kW, 20 Hz - 20 kHz). La sortie de l'alimentation est reliée à un bornier où l'on vient connecter un ou plusieurs actionneurs. L'amplitude maximale que l'alimentation peut fournir est de 20 kV et la puissance maximale de 2 kW.

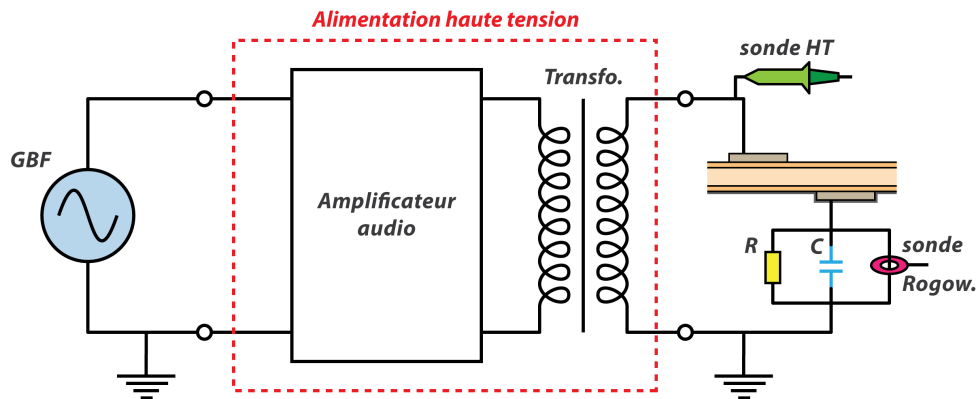


FIGURE 2.1 – Dispositifs électriques : générateur de fonctions, alimentation haute tension, actionneur et sonde.

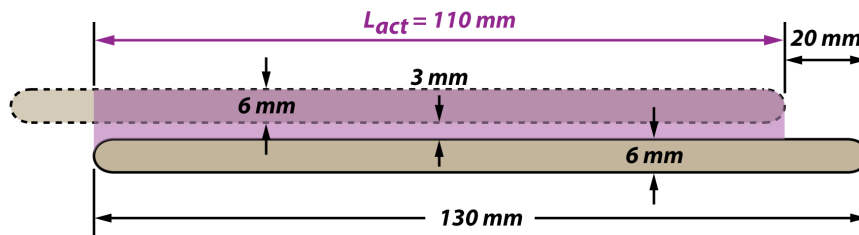
La tension d'alimentation des actionneurs plasmas est mesurée en utilisant une sonde haute tension de marque Tektronix<sup>®</sup> (série P6015A, 75 MHz, 3,0 pF). Le courant est mesuré en utilisant soit une sonde de type Rogowski de marque Bergoz<sup>®</sup> (série CT-C1.0-B, 200 Hz - 500 MHz) soit une résistance faiblement inductive (type carbone, 50  $\Omega$ ) placée en série avec l'actionneur. La mesure de la puissance active nécessite d'utiliser une capacité (type mica argenté, 47 nF,  $\pm 1$  %) placée en série avec l'actionneur. La puissance active est la moyenne sur une période de la puissance instantanée consommée par la décharge de surface créée par l'actionneur plasma (voir annexe B). Les signaux électriques qui proviennent de ces différents dispositifs sont visualisés et enregistrés sur un oscilloscope numérique de marque LeCroy<sup>®</sup> (série WaveSurfer 64Xs-A, 600 MHz, 2,5 GS/s, 8 bits).

## 2.2 Actionneurs EHD

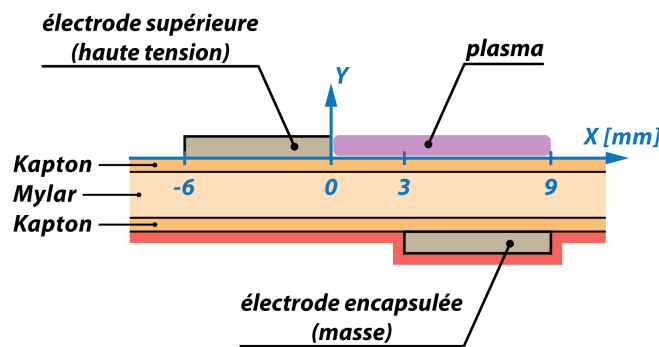
Il existe plusieurs paramètres géométriques et différents matériaux qui peuvent définir et constituer un actionneur plasma. Ils seront vus en détail dans le chapitre 4. Ces différentes caractéristiques de l'actionneur ont une incidence directe sur la génération de vent ionique. Les actionneurs utilisés dans cette étude sont du même type (matériaux et géométrie) que ceux utilisés pendant la thèse de V. Boucinha de l'équipe de recherche orléanaise.

Le diélectrique utilisé est composé de plusieurs couches d'isolants. Une feuille de Mylar<sup>®</sup>, d'une épaisseur de 500  $\mu\text{m}$ , est recouverte sur chaque côté par une couche de Kapton<sup>®</sup>, d'une épaisseur de 55  $\mu\text{m}$ . Le diélectrique est alors composé d'un sandwich de diélectriques car, pris individuellement, chacun de ces matériaux ne permettrait pas d'obtenir de bonnes

performances dans des conditions de fonctionnement idéales<sup>(1)</sup>. L'épaisseur totale du sandwich de diélectrique est estimée à  $610 \mu\text{m}$ . Les électrodes sont réalisées à partir de ruban adhésif en cuivre de marque 3M<sup>®</sup>. L'épaisseur des électrodes comprend  $50 \mu\text{m}$  de colle acrylique conductrice et  $36 \mu\text{m}$  de cuivre.



(a) Vue de dessus



(b) Vue de côté

FIGURE 2.2 – Schémas de l'actionneur plasma.

À partir de l'étude des principaux paramètres géométriques réalisée auparavant par notre équipe, il a été proposé une géométrie permettant de satisfaire plusieurs conditions d'utilisation des actionneurs plasmas (figure 2.2) :

- les électrodes ont leurs extrémités arrondies pour minimiser les effets de pointe et le claquage du diélectrique qui endommagerait l'actionneur ;
- les électrodes ne sont pas placées en vis-à-vis direct mais décalées d'au minimum 15 mm. On considère ici une marge de sécurité supplémentaire de 5 mm ;
- un espace inter-électrode de 3 mm est présent. Il permet de travailler à des amplitudes de tension élevées sans risquer de claquage lorsque le début de la plaque diélectrique est proche du début de l'électrode de haute tension ;
- l'électrode de masse a une longueur de 6 mm. Pour les amplitudes de tension testées, elle a une longueur suffisante pour que le développement du plasma à la surface du diélectrique ne soit pas entravé par une électrode de masse trop courte. Le plasma n'atteindra l'extrémité de cette électrode que pour les tensions les plus élevées.

(1). On pense notamment au percement du diélectrique (claquage) qui conduit à l'apparition d'un arc.



Cette configuration particulière sera principalement utilisée au cours de cette étude. Dans ce chapitre, elle sera utilisée pour les mesures de température de surface et les mesures LDA en moyenne de phase, ainsi qu'au cours du chapitre 3 où elle sera au centre du contrôle de la transition laminaire-turbulent d'une couche limite de type Blasius. Cependant, d'autres configurations géométriques d'électrodes seront utilisées en fonction des besoins particuliers rencontrés (facilitation de l'apparition du régime filamentaire, augmentation du vent ionique à faible tension).

Comme les actionneurs sont réalisés à la main, les variations entre les mesures peuvent être dues à des différences de fabrication entre les actionneurs utilisés. Cependant, un grand soin a été apporté à la réalisation des actionneurs et une méthode de réalisation a été mise en place afin de minimiser au maximum les différences dans la réalisation des actionneurs. Une façon unique de coller le Kapton<sup>®</sup> sur le Mylar<sup>®</sup> est notamment toujours appliquée pour éviter la présence de bulle d'air dans le diélectrique multi-couches.

## 3 Caractérisations de la décharge de surface

### 3.1 Courant de décharge

L'actionneur plasma est basé sur l'utilisation d'une décharge à barrière diélectrique de surface. La variation du courant de décharge sur une période illustre bien le comportement de ce type de décharge (figure 2.3).

Pour un actionneur sur lequel le plasma ne se développe que sur sa face supérieure, une période peut être divisée en deux phases : la phase dite « anodique » qui correspond à l'alternance positive de la sinusoïde et la phase dite « cathodique » qui est relative à l'alternance négative. Pour chacune de ces phases, le plasma n'est présent au-dessus de la surface du diélectrique que lors de la partie croissante (en valeur absolue) de cette phase : elle est dite « active ». Elle débute lorsque la valeur absolue de la tension devient suffisamment grande pour créer le plasma avec une succession de micro-décharges et elle se termine lorsqu'elle atteint son amplitude maximale. Puis, la valeur absolue de la tension diminuant, aucune décharge ne peut plus être amorcée à cause des charges résiduelles laissées sur le diélectrique qui écrantent le champ électrique dans l'espace occupé auparavant par la micro-décharge : c'est la phase de *quenching*. La tension devient négative et de nouveau suffisamment grande pour que des micro-décharges soient créées à la surface de l'actionneur. C'est la seconde phase active, qui dure jusqu'à ce que la tension atteigne sa crête négative. Il s'en suit alors la seconde phase de *quenching* jusqu'à l'annulation de la tension. Puis, un cycle est initié à nouveau.

Au cours des deux phases actives, la présence du plasma à la surface de l'actionneur est donc caractérisée par une succession de micro-décharges durant l'accroissement de la tension (en valeur absolue). Lors de l'alternance positive, chaque impulsion correspond au développement d'un *streamer* sur le diélectrique. Cet événement induit un « transfert » de

charges positives entre l'électrode de haute tension et la surface au-dessus de l'électrode de masse. Ces pics de courant sont rapides, d'une durée de 25 ns pour la montée, et ont une intensité pouvant varier entre 20 mA et 1 A environ. La composante à variation lente<sup>(2)</sup> du courant correspond à une composante capacitive. En effet, les deux électrodes et le diélectrique sont équivalents à un condensateur : si une tension sinusoïdale est appliquée à ses bornes, un courant déphasé avec la tension existe. Dans le cas de notre actionneur plasma, sa capacité équivalente est faible ( $\approx 7$  pF) et donc la composante capacitive du courant également. Sur l'agrandissement de l'alternance positive de la figure 2.3 (cadre bleu), elle n'est quasiment pas visible même si elle est bien présente.

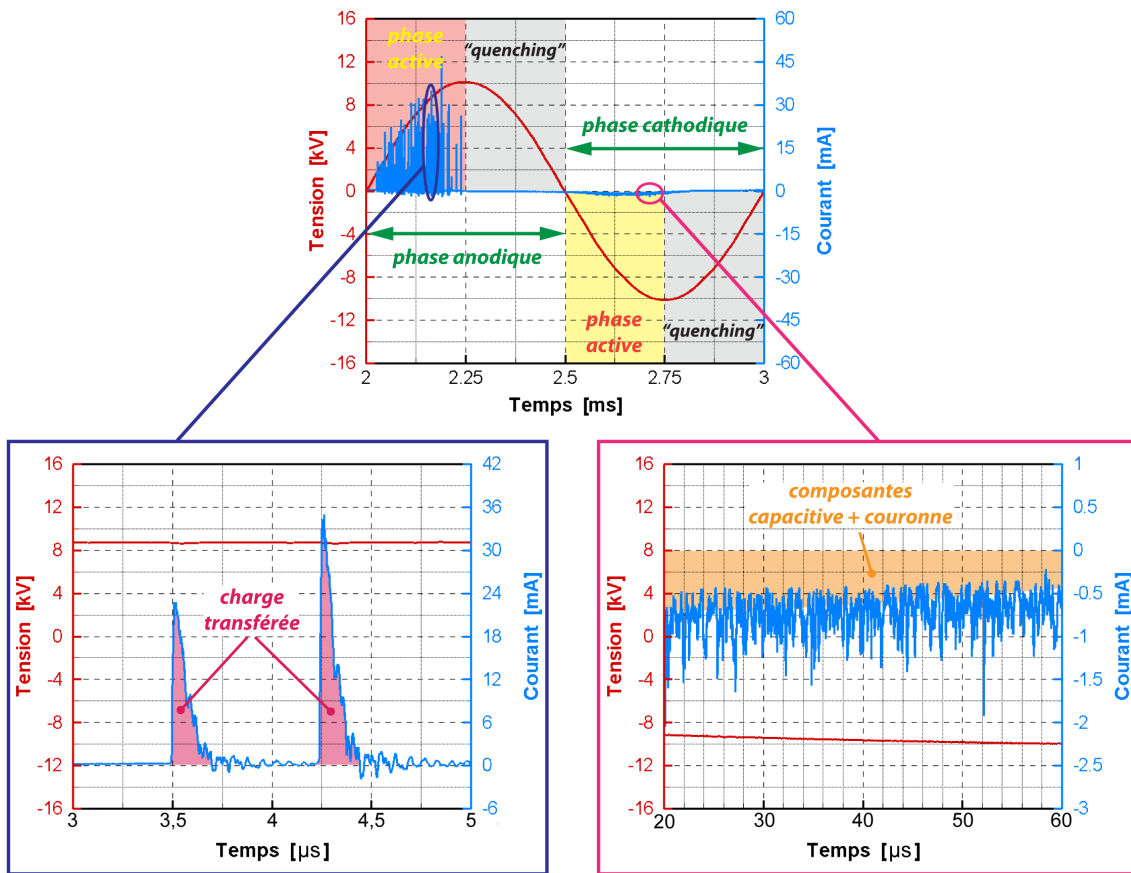


FIGURE 2.3 – Illustrations du courant de décharge, 10 kV à 1 kHz.

Lors de l'alternance négative, la physionomie de la décharge est différente. Les impulsions intenses et rapides de courant sont remplacées par des pics de courant beaucoup moins intenses mais plus fréquents comme le montre l'agrandissement présenté sur la figure 2.3 (cadre rose), même si l'échelle temporelle ne permet pas une comparaison aisée. L'aspect bruité du courant de décharge est lié à de très nombreuses micro-décharges qui sont du même type que celles se produisant lors d'une décharge couronne. En effet, lors des phases de *quenching*, on n'estime le niveau de bruit qu'à environ  $\pm 0,1$  mA. Durant la

(2). C'est la composante du courant de décharge sans les impulsions.

phase active de l'alternance négative, les impulsions de courant sont donc beaucoup plus fréquentes que lors de l'alternance positive. L'intensité de ces pics est de l'ordre de quelques mA. De plus, durant cette phase active, la composante à variation lente est beaucoup plus importante. Pons *et al.* [95] ont montré que cette composante est formée de la composante capacitive (faible dans le cas présent) et d'une troisième composante. Cette dernière est identifiée ici à un courant de type décharge couronne que l'on retrouve dans certaines études numériques, notamment dans celle de Lagmich *et al.* [70]. En effet, lors des mesures du courant de décharge, s'il on ôte la composante capacitive par un post-traitement, on observe que les impulsions de courant positives ou négatives sont « portées » par une troisième composante, à variation lente (de l'ordre de la fréquence de fonctionnement de l'actionneur). Ce courant est dit de type « couronne » car il pourrait traduire le fait que la décharge se comporte comme une décharge couronne de type Townsend avant chaque impulsion rapide de courant. Cette hypothèse reste toutefois à vérifier, mais il n'empêche que trois composantes sont bien présentes sur les mesures du courant de décharge. Lors de l'alternance négative, la composante « couronne » est plus importante que durant l'alternance positive, à l'image du vent ionique. Il pourrait donc être pertinent d'étudier ultérieurement s'il existe un lien entre ces deux grandeurs.

La variation du courant de décharge au cours d'une période du signal d'alimentation montre qu'il existe différents phénomènes suivant le moment considéré dans l'alternance. On est en présence d'un plasma dont l'apparition est périodique et dont la constitution va dépendre de la polarité de l'électrode de haute tension. Il faut donc considérer des moyens de mesure qui peuvent prendre en compte cet aspect temporel et périodique des actionneurs plasmas.

#### 3.2 Régimes de fonctionnement

Comme les actionneurs plasmas sont utilisés sur une gamme d'amplitudes de tension ou de fréquences assez large, la décharge peut prendre différents aspects visuels. On peut donc proposer une classification des différents régimes de décharge rencontrés.

##### 3.2.1 Classification

On distingue généralement trois régimes de décharge <sup>(3)</sup> : « spot », « diffus » et « filamentaire ». Cette description ne prend en considération que l'aspect moyen de la décharge dans le temps et dans l'espace. Il n'intervient donc pas de différence de comportement entre les alternances positive et négative. De plus, du point de vue de la physique du plasma, cette sémantique n'est pas rigoureuse. Elle permet cependant à l'utilisateur d'actionneur plasma de décrire simplement ce qu'il observe lorsqu'il augmente l'amplitude ou la fréquence du signal d'alimentation. On conservera donc ce vocabulaire tout au long de cette étude dans un souci de clarté.

---

(3). Leur dénomination est celle proposée dans la thèse de Boucinha [23].

### *Régime « spot »*

Ce régime apparaît lorsque l'amplitude de la tension d'alimentation devient suffisamment importante pour ioniser l'air. Comme le bord de l'électrode de haute tension présente des irrégularités géométriques, le champ électrique va être plus important au niveau des ces imperfections ; c'est l'effet de pointe. Les premiers sites où « s'allume » le plasma sont donc localisés là où se situent ces défauts. Pour les premiers kV qui suivent l'apparition des premiers spots, le plasma ne sera présent qu'en ces points précis (figure 2.4(a)). Ces spots ont une forme en  $\nabla$  : ils se forment au niveau de l'électrode de haute tension puis s'évasent lorsque le plasma se propage en direction de l'électrode de masse. De plus, dans ce régime, les impulsions de courant correspondant à la formation des spots sont peu intenses ( $\leq 10$  mA). D'après les mesures de Forte *et al.* [45], ce régime n'est pas propice à la génération du vent ionique et n'est donc pas adapté au contrôle par plasma.

### *Régime « diffus »*

Au-delà d'une certaine amplitude de tension <sup>(4)</sup>, les spots sont si nombreux qu'ils sont répartis tout le long de l'électrode de haute tension. Pour l'expérimentateur, l'œil n'arrive plus à distinguer la discrétisation des spots (qui existe pourtant). Le plasma lui semble alors **visuellement** plutôt homogène (figure 2.4(b)). Dans ce régime, comme les spots sont beaucoup plus nombreux, la génération de vent ionique est plus importante. C'est donc ce régime qui est privilégié dans le cadre du contrôle par plasma. Les impulsions de courant y sont plus nombreuses et plus intenses (20 mA - 1 A).

### *Régime « filamentaire »*

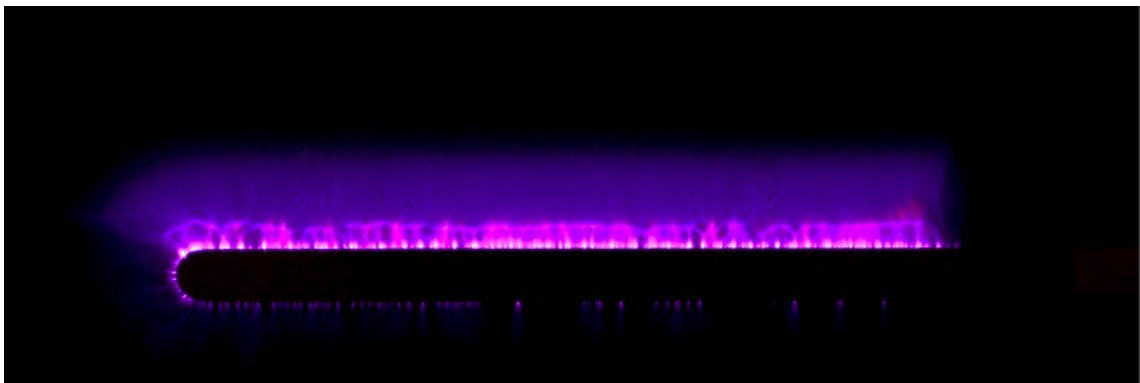
Si l'on continue à augmenter l'amplitude de la tension, on commence à voir apparaître des filaments de longueur importante (plusieurs cm) qui partent de l'électrode de haute tension puis bifurquent à angle droit au bout de 10-15 mm pour se propager transversalement (figure 2.4(c)). Dans ce manuscrit, ces longs filaments sont appelés *sparks* (étincelles) car les caractéristiques de ces filaments rappellent celles des arcs et étincelles électriques. Ces *sparks* sont bien visibles à l'œil nu et facilement identifiables puisqu'ils produisent un son proche d'un claquement sec. Plusieurs auteurs ont mentionné l'existence de ce régime particulier dont Forte *et al.* [45], Allegraud [4] et Boucinha [23]. Leur conclusion à tous est que ce régime n'est pas approprié dans le cas du contrôle d'écoulement. En effet, le vent ionique n'augmente plus avec la tension et les risques d'endommagement du diélectrique deviennent importants. On note qu'il est aussi possible d'obtenir un régime s'approchant de celui décrit ici en augmentant la fréquence tout en conservant une amplitude de tension constante.

---

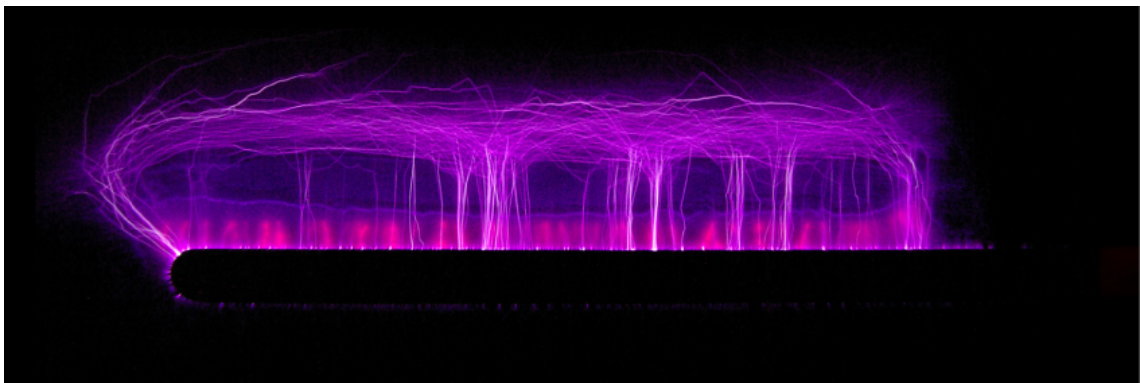
(4). La valeur de ce seuil dépend de nombreux paramètres comme la géométrie et les matériaux de l'actionneur.



(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 2.4 – Photographies reflex des différents régimes de décharge.

### 3.2.2 Le régime « filamentaire »

Le régime filamentaire n'est pas intéressant dans le cadre du contrôle d'écoulement car il réduit le rendement électromécanique des actionneurs plasmas. Pour cette raison, il convient de l'étudier afin d'avoir une idée des conditions qui déclenchent son établissement.

### *Connaissances disponibles sur ce régime particulier*

Jusqu'à présent, le régime filamentaire de la décharge était peu documenté. Quelques études le mentionnent mais n'apportent que peu d'informations pour le caractériser rigoureusement. À partir des études de Allegraud *et al.* [5] et Boucinha [23], on sait que lors de ce régime, la puissance active semble varier linéairement avec l'amplitude de la tension contrairement au régime « diffus ». De plus, on trouve dans la thèse de V. Boucinha des informations quant à l'établissement de ce régime. Il a mis en évidence la sensibilité de l'apparition des *sparks* vis-à-vis des charges de surface. On sait que pour un actionneur en marche, des charges s'accumulent à la surface du diélectrique au fur et à mesure de son fonctionnement. Cette surface se retrouve alors chargée positivement et ce même plusieurs dizaines de minutes après l'arrêt de la décharge<sup>(5)</sup>. Cependant, il est possible d'éliminer ce dépôt de charges en nettoyant la surface du diélectrique avec un solvant (dans notre cas, de l'acétone). Cette technique est notamment utilisée dans l'étude de Opaits *et al.* [92]. On observe que lorsque la surface du diélectrique a été nettoyée, le régime filamentaire apparaît pour une amplitude de tension plus importante que dans le cas sans nettoyage. Il s'avère donc que les charges de surface jouent un rôle important dans le déclenchement de ce régime. De plus, il a été observé qu'à amplitude de tension équivalente, il est plus difficile d'obtenir le régime filamentaire pour un actionneur avec une électrode de masse de faible longueur (6 mm par rapport à 50 mm).

### *Dispositif expérimental*

Le régime filamentaire est caractérisé en réalisant, en même temps, des mesures de courant de décharge et des images de la décharge. Les images de la décharge sont réalisées en utilisant une caméra CCD intensifiée (iCCD). Le principe de cette technique de mesure est détaillé en annexe A. La caméra iCCD, de marque Andor<sup>®</sup> (série iSTAR, DH734-18F-950), est équipée d'un objectif de marque Canon<sup>®</sup> (série FD, 35-105 mm, F/3,5) pour permettre de visualiser la décharge. La taille de l'image est représentée par le cadre vert sur la figure 2.5. De plus, lorsque l'on souhaite effectuer un agrandissement de la décharge, on vient positionner entre la caméra et l'actionneur une lentille convergente de focale 200 mm. Le champ de vision de la caméra correspond alors à la zone rouge sur la figure 2.5. L'actionneur possède une électrode de masse de 50 mm de longueur, un espace inter-électrode de 3 mm et une électrode de haute tension de 6 mm. Le diélectrique est composé d'une feuille de Mylar<sup>®</sup> (500  $\mu\text{m}$ ) sur laquelle est apposée deux couches de Kapton<sup>®</sup> ( $2 \times 55 \mu\text{m}$ ) de chaque côté. Cette configuration d'actionneur est représentée sur la figure 2.5.

Deux cas sont considérés car il existe en fait deux régimes filamentaires différents dans leurs caractéristiques. Le premier apparaît lorsque l'amplitude de la tension d'alimentation est augmentée et le second quand c'est la fréquence qui est augmentée.

---

(5). Dans certains cas, Merrill et von Hippel [87] mentionnent que le diélectrique peut rester chargé pendant plusieurs heures, ce qui permet alors de réaliser des figures de Lichtenberg.

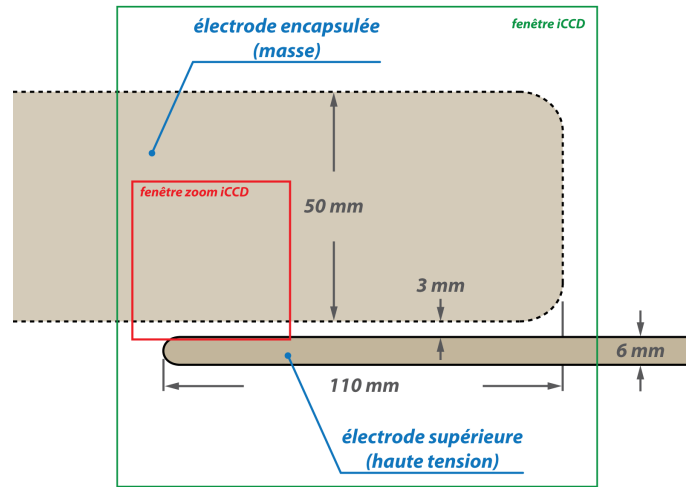
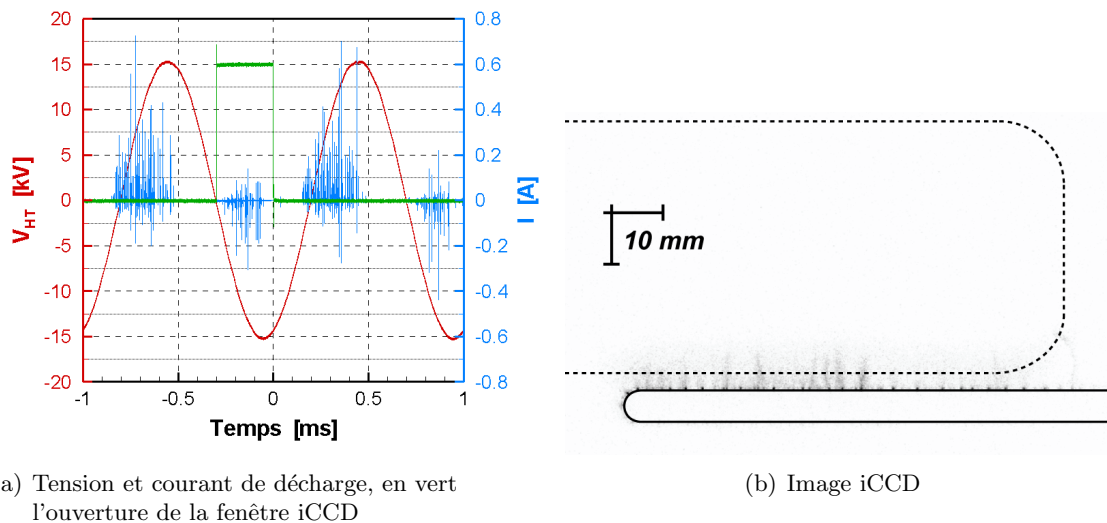


FIGURE 2.5 – Schéma de l'actionneur utilisé dans l'étude des régimes de décharge.

### Amplitude de la tension croissante

Pour cette configuration d'actionneur, on reste dans le régime diffus pour des amplitudes de tension inférieures à 18 kV. La figure 2.6(a) représente la tension et le courant de décharge dans ce régime. La courbe verte qui y figure indique l'ouverture de la caméra iCCD (250  $\mu$ s ici). On ne s'intéresse donc dans ce cas qu'à l'alternance négative. Seuls des spots d'ionisation diffus sont visibles (figure 2.6(b)), ceci correspond à ce qui est observé dans la littérature, notamment par Enloe *et al.* [39], pour cette alternance. De manière classique (cf. paragraphe 3.1), les impulsions de courant sont plus intenses durant l'alternance positive ( $I_{max} \approx 0,8$  A) et correspondent à des *streamers*.

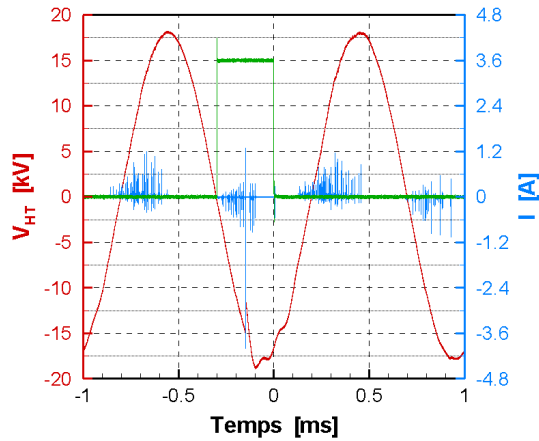


(a) Tension et courant de décharge, en vert l'ouverture de la fenêtre iCCD

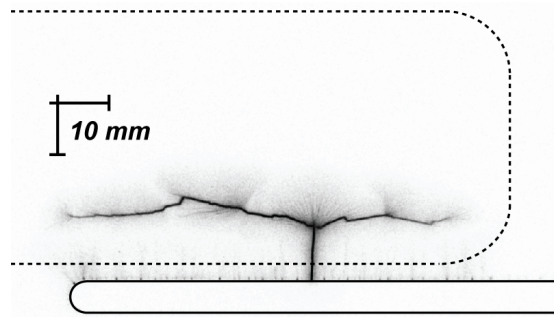
(b) Image iCCD

FIGURE 2.6 – Cas 15 kV et 1 kHz, alternance négative,  $T_{iCCD} = 250 \mu$ s.

Dès que l'on atteint une amplitude de 18 kV, des *sparks* commencent à apparaître lors de l'alternance négative. Ce sont ces *sparks* que l'on trouve dans le régime filamentaire décrit par les utilisateurs d'actionneur plasma. La figure 2.7 correspond au cas où un seul *spark* a pu être enregistré et la figure 2.8 au cas où deux *sparks* sont présents. L'acquisition des images est réalisée ici aussi pour un temps d'exposition de 250  $\mu$ s.

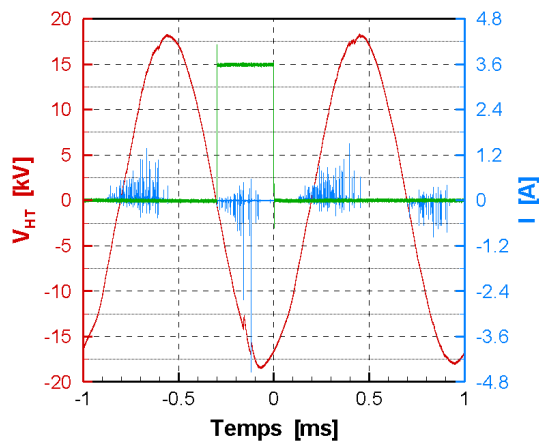


(a) Tension et courant de décharge, en vert l'ouverture de la fenêtre iCCD

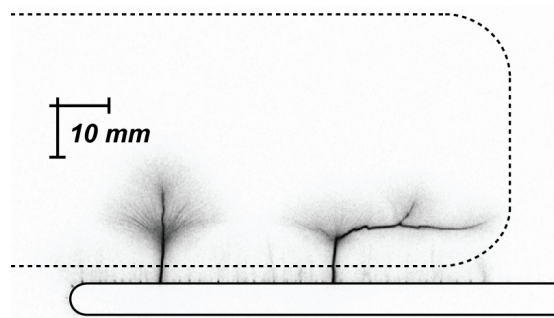


(b) Image iCCD

FIGURE 2.7 – Cas 18 kV et 1 kHz, alternance négative, 1 *spark*,  $T_{iCCD} = 250 \mu$ s.



(a) Tension et courant de décharge, en vert l'ouverture de la fenêtre iCCD



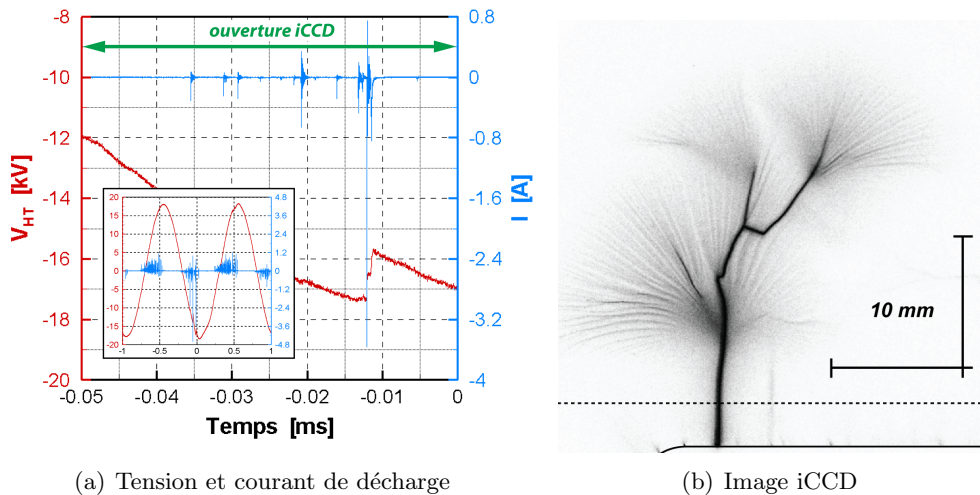
(b) Image iCCD

FIGURE 2.8 – Cas 18 kV et 1 kHz, alternance négative, 2 *sparks*,  $T_{iCCD} = 250 \mu$ s.



### 3. CARACTÉRISATIONS DE LA DÉCHARGE DE SURFACE

On remarque, tout d'abord, que les *sparks* peuvent prendre des tailles et des formes différentes. Ils comportent tous un tronc droit et lumineux. Celui-ci peut opérer un brusque changement de direction<sup>(6)</sup> (jusqu'à l'angle droit) lors de sa propagation, environ 10 mm en aval de l'électrode de haute tension. Au niveau de ce changement de direction de propagation, on note une zone lumineuse en forme d'éventail ou d'épis. À cet endroit précis, le *spark* peut éventuellement se scinder en deux pour ensuite poursuivre sa progression transversalement. Merrill et von Hippel [87] et Larigaldie [72] observent que cette forme de *spark* est caractéristique d'une décharge de surface négative : lors de l'apparition de ces *sparks*, le courant de décharge présente des impulsions rapides et fortement négatives. Leur intensité est beaucoup plus importante que celles des impulsions de courant se produisant lors de l'alternance positive. On atteint en moyenne une intensité d'environ  $-4$  A, ce qui réussit à perturber la mesure de la tension électrique.



(a) Tension et courant de décharge

(b) Image iCCD

FIGURE 2.9 – Zoom pour le cas 18 kV et 1 kHz, alternance négative,  $T_{iCCD} = 50 \mu s$ .

Si l'on procède à une prise de vue dans une plus petite fenêtre, on distingue clairement toutes les formes caractéristiques de ce type de *spark* (figure 2.9(b)) et l'on peut alors expliquer sa propagation. Dans le cas présenté ici, la décharge vient de passer d'une alternance positive à une alternance négative, il reste donc des charges positives à la surface du diélectrique. Lors de l'alternance négative, la tension augmente (en absolu) et un *spark* est initié au niveau de l'électrode de haute tension (qui est à polarité négative), là où l'ionisation la plus grande peut être attendue au regard de l'historique de la décharge comme le mentionnent Merrill et von Hippell [87]. Ce *spark* se propage en ligne droite et on trouve à son extrémité des stries lumineuses en forme d'éventail ou d'épis. Larigaldie [72] montre que ces formes sont caractéristiques de pré-décharges. Puis, le développement du *spark* s'arrête, là où le champ électrique est devenu trop faible pour maintenir le *spark*. Dans notre cas, cela doit vraisemblablement dépendre du dépôt de charge à la surface de l'actionneur. À cet endroit, la zone de décharge primaire (en forme d'épi) est influencée par les charges de surface à proximité de l'extrémité du *spark* (typiquement à sa droite et

(6). Certainement au niveau des charges déposées lors de la demie alternance précédente.

à sa gauche). Chaque strie de cette décharge primaire peut alors être le siège potentiel du départ d'un deuxième *spark*. Ce départ est généralement accompagné d'un brusque changement de direction. Une fois initié, le nouveau *spark* reprend le schéma de propagation du premier. On obtient alors une propagation du *spark* pas-à-pas, qui donne à la décharge son apparence ramifiée. D'après Boulay et Larigaldie [25], le *spark* négatif ainsi créé tend à neutraliser les charges positives déposées à la surface du diélectrique.

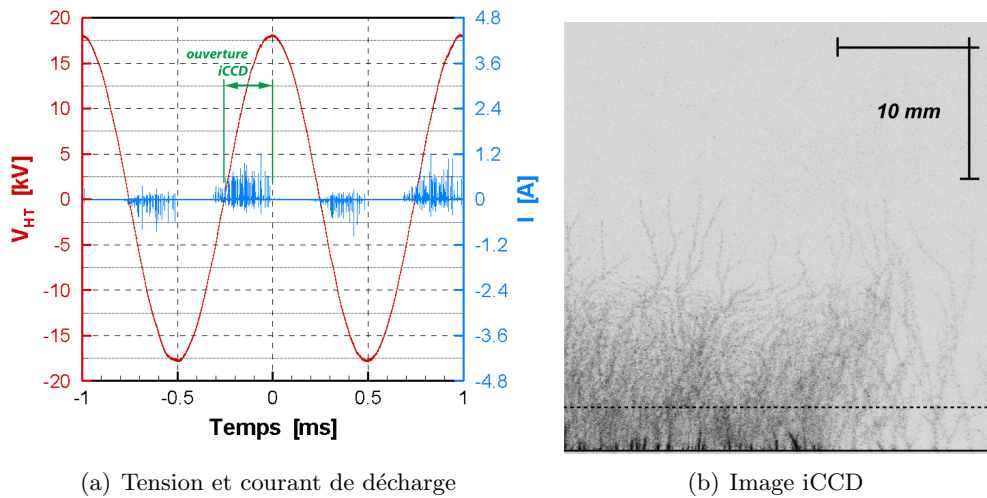


FIGURE 2.10 – Zoom pour le cas 18 kV et 1 kHz, alternance positive,  $T_{iCCD} = 250 \mu\text{s}$ .

Afin d'expliquer les brusques changements de direction des *sparks*, il faut s'intéresser à ce qu'il se passe lors de l'alternance positive. Pour une amplitude de tension de 18 kV, le comportement de la décharge lors de l'alternance positive est identique à celui observé pour des amplitudes de tension plus faibles. On observe ainsi des *streamers* (figure 2.10) qui, contrairement aux *sparks* de l'alternance négative, se propagent de manière continue et tortueuse à la surface du diélectrique. Leur propagation suit des directions qui sont liées aux dépôts de charge qui ont eu lieu précédemment. Pour ce régime, les impulsions de courant n'atteignent pas d'intensité de plusieurs A ( $I_{max} \approx 1,2 \text{ A}$ ) contrairement à l'alternance négative (figures 2.7 à 2.9). Lorsque la caméra est ouverte durant l'alternance positive de dix-neuf périodes consécutives (figure 2.11(a)), les *streamers* ne peuvent plus être distingués individuellement et une zone quasi-homogène est observée. La taille de cette zone est de l'ordre de 10 à 15 mm à partir de l'électrode de haute tension. Le dépôt de charges positives va donc se faire de manière préférentielle au niveau de cette ligne (virtuelle) horizontale. Si l'on considère l'image correspondant à l'alternance négative (figure 2.11(b)), on constate que la bifurcation à angle droit des *sparks* négatifs se situe au niveau de cette limite comme si cette zone délimitait l'extension de ces *sparks* négatifs. De plus, certaines charges positives peuvent être « poussées » par le vent ionique au-delà de cette limite liée à l'extension maximale des *streamers*, rendant alors possible la propagation de certains *sparks* négatifs plus en aval. La bifurcation peut alors se faire à un angle quelconque dépendant des charges présentes à la surface du diélectrique.

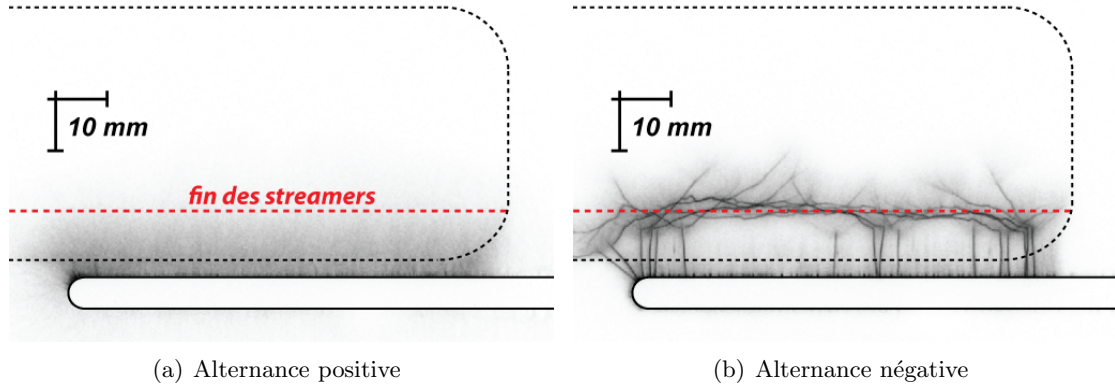


FIGURE 2.11 – Accumulation sur 19 demi-périodes, cas 18 kV et 1 kHz,  $T_{iCCD} = 19 \times 250 \mu s$ .

Dans cette étude, ce régime particulier de la décharge commence à apparaître pour une amplitude de la tension de 18 kV, comme pour Boucinha [23]. Cette valeur particulière de la tension peut s'expliquer en considérant les travaux de Toepler<sup>(7)</sup>, commentés en partie par Larigaldie [72] et Odic *et al.* [90]. Les travaux de Toepler ont été réalisés pour une géométrie différente de décharge mais permettent de dégager des pistes quant à la description du régime filamenteux. Ainsi, on sait que pour les décharges négatives, ce changement de régime de décharge se manifeste au-delà d'une tension  $V'_s(e, \epsilon_r)$  nommée « tension seuil de Toepler », où  $e$  est l'épaisseur du diélectrique sur lequel s'établit la décharge et  $\epsilon_r$  la permittivité relative du diélectrique. En-deçà de cette tension et dans nos conditions expérimentales, la décharge négative est constituée de spots d'ionisation diffus (figure 2.6(b)). Pour une tension supérieure à  $V'_s$ , on obtient des *sparks* négatifs ramifiés. La tension seuil dépend uniquement des propriétés du diélectrique qui jouent un rôle dans la valeur du champ électrique<sup>(8)</sup>. Dans le cas d'un diélectrique avec une permittivité relative de 3 (Larigaldie [72] utilise du Perpex), la tension de seuil se calcule par la formule suivante :

$$V'_s = 69 \sqrt{e} \quad (\text{E-2.1})$$

et dans le cas d'une permittivité relative quelconque par :

$$V'_s = 119 \sqrt{\frac{e}{\epsilon_r}} \quad (\text{E-2.2})$$

avec  $e$  en cm et  $V'_s$  en kV. Dans le cas de notre actionneur, on a approximativement la même permittivité relative. L'épaisseur du diélectrique de l'actionneur utilisé est de  $720 \mu m$  ce qui donne une tension d'environ 18,5 kV d'après la relation E-2.1, ce qui est très proche des 18 kV trouvés expérimentalement bien que la configuration utilisée ici soit différente de celles utilisées dans les études précitées. On peut toutefois réussir à obtenir des *sparks* négatifs ramifiés pour une amplitude plus faible de l'ordre de 17 kV. Pour cela, il est nécessaire de faire fonctionner l'actionneur plasma plusieurs minutes en continu. La

(7). L'article original est en allemand [130].

(8). Elle prend donc en compte les charges de surface positives.

surface du diélectrique va alors progressivement se charger positivement. La différence de potentiel est donc plus grande entre l'électrode de haute tension (alors à polarité négative) et la surface de l'actionneur. On va donc vraisemblablement dépasser la tension seuil de Toepler et c'est pour cette raison que des *sparks* négatifs vont pouvoir être initiés<sup>(9)</sup>.

### *Augmentation de la fréquence de l'alimentation*

Un autre type de filament, différent du précédent, a aussi été observé. Ils apparaissent lorsque l'on augmente la fréquence de la tension d'alimentation, à une amplitude de la tension fixée. *A priori*, seuls Iqbal *et al.* [62] (cités dans Corke *et al.* [31]) mentionnent leur existence dans le cadre des actionneurs plasmas. Cependant, très peu d'informations sont disponibles sur ces filaments « fréquentiels ». Dans le cas de notre actionneur, ces filaments (figure 2.12) commencent à apparaître à partir d'une fréquence de 2,6 kHz, pour une amplitude de tension de 17 kV. Il est possible que cette fréquence seuil change avec l'amplitude mais cela n'a pas été vérifié ici.

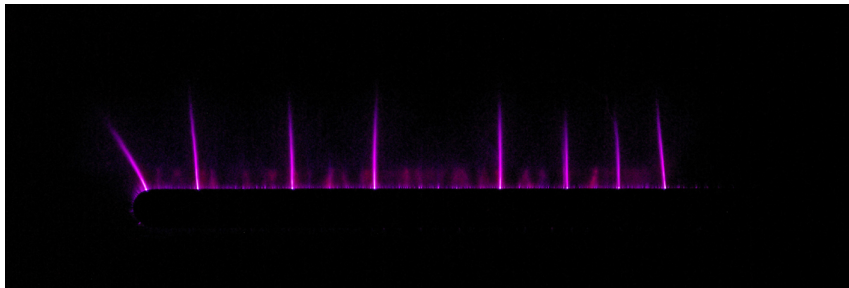


FIGURE 2.12 – Régime filamentaire « fréquentiel », 17 kV à 2,6 kHz (1/10 s, F/5,6, ISO-1600).

Les images obtenues avec la caméra iCCD ainsi que la mesure du courant de décharge (figure 2.13) montrent que, dans ce régime particulier, les filaments ont une forme différente de ceux précédemment présentés. De plus, une fois initiés, ils restent toujours présents à la surface du diélectrique : à l'inverse des *sparks* négatifs ramifiés (qui sont l'apanage de l'alternance négative) ces filaments sont présents à la fois durant les phases actives des alternances négatives et positives mais aussi pendant les phases auparavant sans plasma (qui ne sont donc plus ici des phases de *quenching*). De plus, ces filaments ne semblent pas être associés à une impulsion de courant comme précédemment avec les *sparks*. En effet, la mesure du courant de décharge ne laisse pas apparaître d'impulsions « singulières » (intensité d'environ  $-4$  A) comme on avait pu le voir précédemment. En outre, durant la conduite de l'expérience, on note que de plus en plus de filaments apparaissent. Ils finissent par endommager irrémédiablement le diélectrique le rendant inutilisable par la suite, au contraire des *sparks* négatifs ramifiés qui sont moins destructifs. Ces filaments « fréquentiels » pourraient consister en un canal ionisé qui est initié au même endroit.

---

(9). Ceci peut expliquer pourquoi, entre cette étude et celle de Boucinha [23], les *sparks* ne sont pas obtenus pour les mêmes amplitudes. Le protocole expérimental (temps de fonctionnement, nettoyage de l'actionneur) joue un rôle important.

Comme la fréquence de l'alimentation est trop rapide, les charges ne sont pas évacuées suffisamment de la surface du diélectrique et le canal resterait alors partiellement ionisé d'une alternance à l'autre. Ceci permettrait aux décharges suivantes d'être initiées aux mêmes endroits.

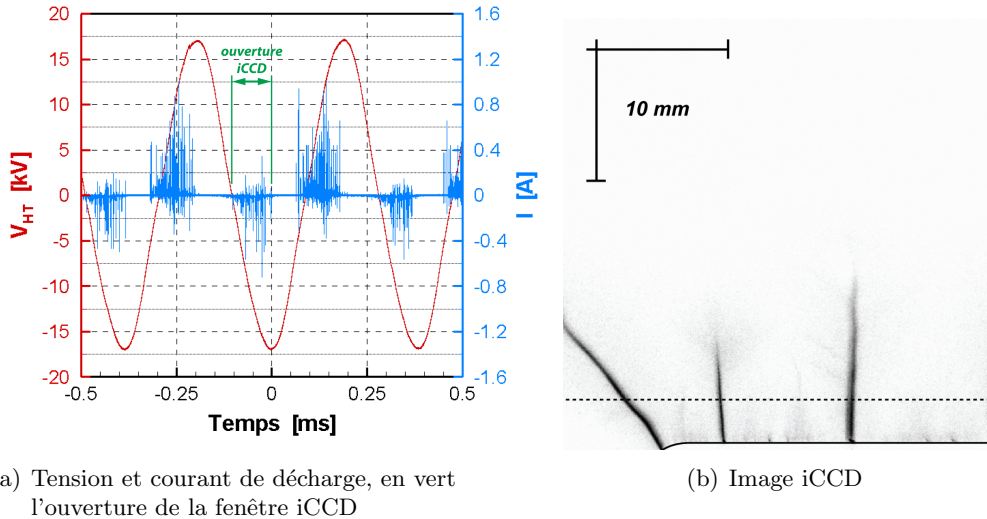


FIGURE 2.13 – Zoom pour le cas 17 kV et 2,6 kHz, alternance négative,  $T_{iCCD} = 50 \mu s$ .

### 3.3 Dynamiques de la puissance active

La puissance électrique consommée par un actionneur plasma est un paramètre important à déterminer pour un actionneur plasma. En effet, ces dispositifs étant de nature électrique, la production de vent ionique a un coût énergétique. Il faut donc connaître la quantité d'énergie que l'actionneur a dépensé pour produire son effet sur l'écoulement extérieur (ou sur l'air ambiant) afin d'estimer son efficacité.

#### 3.3.1 Motivations

La puissance à calculer est la puissance dite « active », notée  $P_{elec}$ . C'est la puissance électrique moyenne consommée sur une période. De par la nature de nos actionneurs, la mesure de la puissance active consiste à déterminer la puissance dissipée par l'actionneur au cours d'une période de fonctionnement. Pour calculer cette puissance, deux méthodes peuvent être considérées, exprimant toutes deux le transfert de charges :

- si le courant de décharge est mesuré, la puissance est alors déterminée par la formule classique :

$$P_{elec} = \frac{1}{T_{HT}} \int_0^{T_{HT}} u(t) i(t) dt \quad (E-2.3)$$

avec  $i(t) = dq/dt$ . On retrouve bien dans l'expression du courant, le transfert de charge qui s'opère à la surface de l'actionneur par l'intermédiaire du plasma.

- si un condensateur est placé en série avec l'actionneur, les charges transférées sont mesurées directement en considérant la formule suivante (voir annexe B) :

$$P_{elec} = \frac{1}{T_{HT}} \int_0^{T_{HT}} u(t) dq \quad (\text{E-2.4})$$

Pour chaque période, la courbe charge-tension possède une surface qui sera proportionnelle à la puissance active : c'est la méthode de Lissajous. C'est cette méthode qui sera utilisée au cours de cette étude pour calculer la puissance active.

La grande majorité des travaux présents dans la littérature et présentant une mesure de puissance utilise la méthode de Lissajous. En effet, pour utiliser l'équation E-2.3, il est impératif de déterminer avec précision les impulsions de courant : il est nécessaire de calculer l'aire sous ces pics de courant pour remonter à la charge transférée. Or, dans la plupart des cas, les impulsions de courant mesurées sont bruitées, ce qui rend délicat la détermination de la charge. En utilisant la seconde méthode, on s'affranchit de cette difficulté. Allegraud [4] précise toutefois que la détermination de la puissance par les deux méthodes donne les mêmes résultats.

Pour mesurer la puissance active par la méthode de Lissajous, il faut veiller à utiliser un condensateur d'une capacité appropriée afin de ne pas perturber le fonctionnement de la décharge du fait du branchement en série de ce condensateur<sup>(10)</sup>. Dans notre cas, le condensateur utilisé a une capacité de 47 nF, ce qui est largement supérieur à la capacité équivalente de notre actionneur (environ 10 pF) (voir annexe B). Dans la plupart des travaux mentionnant une mesure de puissance par la méthode de Lissajous, les auteurs effectuent la mesure sur une vingtaine de périodes environ. Ceci leur permet d'obtenir un écart-type suffisamment faible par rapport à la valeur moyenne de la puissance calculée. Or, certaines grandeurs caractéristiques de l'actionneur varient au cours du temps lors de son fonctionnement : aspect visuel de la décharge, vent ionique induit, impulsions de courant... Comme ces grandeurs sont liées (directement ou indirectement) au transfert de charges à la surface du diélectrique, il est tout à fait possible que la puissance active varie également au cours du fonctionnement de l'actionneur. Cette étude propose donc de vérifier l'évolution de la puissance active au cours du temps, sur un temps de fonctionnement correspondant à plusieurs milliers de périodes pour l'actionneur.

### 3.3.2 Mesure de puissance résolue en temps

Dans cette étude, l'évolution de puissance active est mesurée sur plusieurs secondes pour un actionneur identique à celui utilisé lors de l'étude des régimes de décharge. Pour faire l'acquisition des différentes tensions avec une fréquence d'acquisition suffisamment

---

(10). Si sa capacité est trop proche de la capacité équivalente de l'actionneur, la chute de tension à ses bornes sera trop importante et diminuera celle aux bornes de l'actionneur.



### 3. CARACTÉRISATIONS DE LA DÉCHARGE DE SURFACE

élevée, 5 millions de points sont enregistrés sur chacune des voies de l'oscilloscope numérique utilisé. Pour une durée d'enregistrement fixée à 5 s cela permet d'obtenir une fréquence d'acquisition de 1 MHz, soit 1000 points par période dans le cas d'une fréquence d'actionneur plasma de 1 kHz. La fréquence d'acquisition est ainsi suffisante pour capter les variations des tensions d'alimentation et du condensateur. Pour mesurer l'évolution de la puissance active, un couple tension-fréquence est fixé. L'actionneur fonctionne durant 5 s et l'oscilloscope enregistre les données. Puis, au bout de 60 s, l'actionneur est remis en route pour le même point de fonctionnement. Au total, cette mesure de la puissance est répétée trois fois pour chaque couple tension-fréquence. Ce protocole est appliqué aux autres couples tension-fréquence sur toutes les plages d'amplitude de la tension ou de la fréquence désirées.

Le détail du traitement des signaux de l'oscilloscope et du calcul de la puissance active et de la charge résiduelle est présenté en annexe B. La puissance active pour chaque période au cours du fonctionnement de l'actionneur est ainsi obtenue (figure 2.14(a)). La variation de la charge résiduelle est également tracée (figure 2.14(b)). La charge résiduelle correspond à la moyenne des charges transférées au cours d'une seule période. Idéalement, étant donné le type de décharge utilisé, cette charge devrait être nulle. Cependant, comme un dépôt de charges positives légèrement excédentaire se produit à la surface de l'actionneur, une faible charge résiduelle positive est mesurée (quelques nC, peu visible sur la figure 2.14(b)).

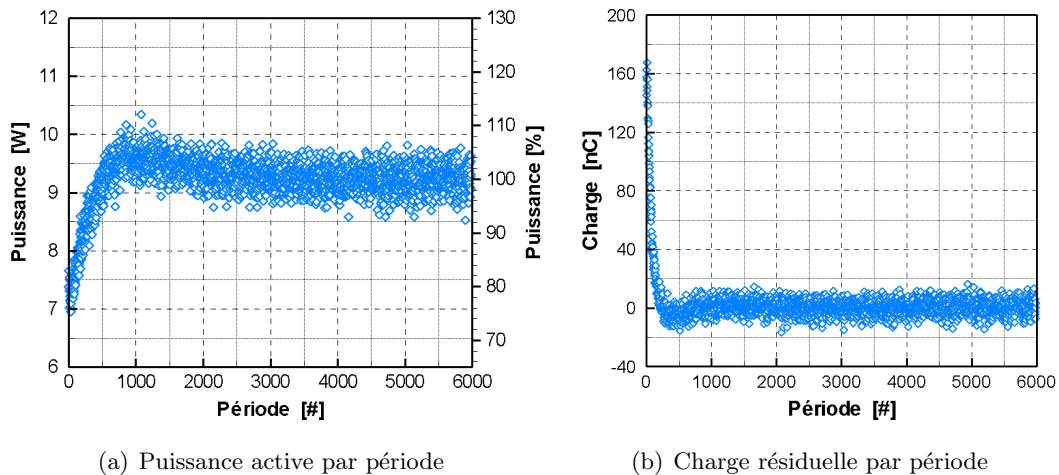


FIGURE 2.14 – Évolution temporelle de la puissance active et de la charge résiduelle, 13 kV à 1200 Hz.

La mesure résolue en temps sur plusieurs secondes permet de mettre en évidence que la puissance active n'est pas une grandeur stationnaire au cours du temps. Elle possède une phase transitoire (environ 2000 périodes) pendant laquelle elle varie de manière assez importante. Pour les différents cas testés (amplitude et fréquence), cette phase transitoire a été observée dans la majorité des cas et correspond à une augmentation de la puissance active. Cette dernière fluctue ensuite autour d'une valeur moyenne qui reste constante sur le reste de l'enregistrement.

Cette phase transitoire est également observée sur l'évolution de la charge résiduelle. Elle semble durer moins longtemps mais, dans tous les cas, la valeur des charges résiduelles est importante au départ (entre 50 et 200 nC), pour tendre rapidement vers une valeur beaucoup plus faible (quelques nC). L'explication de ce phénomène n'a pas encore été proposée mais il ne semble pas être dû, *a priori*, à une erreur de mesure ou dans la chaîne d'acquisition.

La puissance active peut donc varier au cours du temps. Il ne faut donc vraisemblablement pas effectuer la mesure de la puissance au cours des 2 premières secondes de fonctionnement de l'actionneur. De plus, la méthode utilisée dans la littérature (moyenne sur un petit nombre de périodes) n'est pas forcément appropriée à la mesure de la puissance active. Pour illustrer ceci (figure 2.15), trois méthodes de calcul sont utilisées pour déterminer la puissance active moyenne à partir d'un même enregistrement de 5 s :

- moyenne sur les 20 premières périodes ;
- moyenne sur les 20 dernières périodes pour le calcul ;
- moyenne sur les 2000 dernières périodes de fonctionnement de l'actionneur.

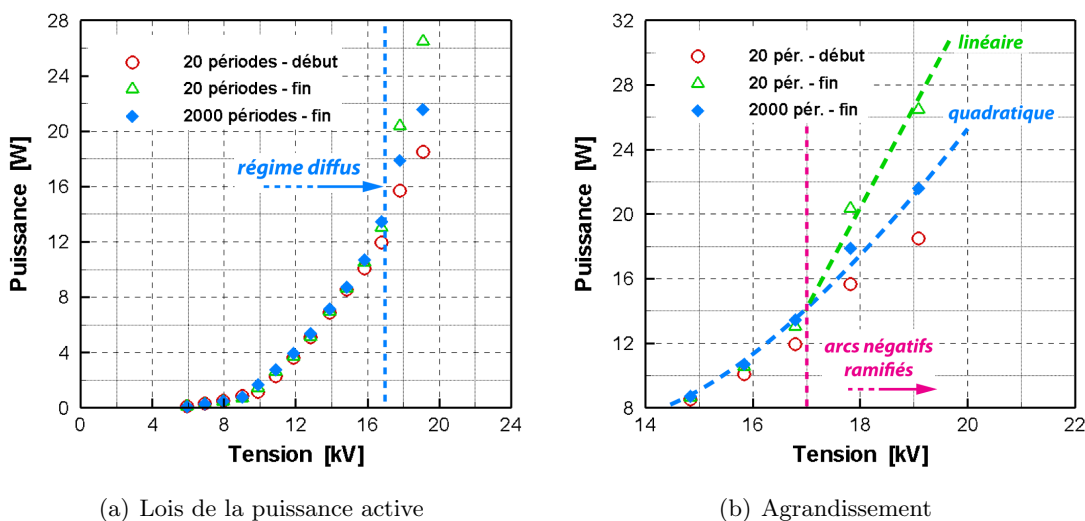


FIGURE 2.15 – Importance de la méthode de mesure de la puissance active, fréquence fixée à 1000 Hz.

Jusqu'à l'apparition du régime de *spark* négatif ramifié, les trois méthodes de calcul ne montrent pas de différences importantes : les évolutions restent similaires. En ne considérant que les 20 premières périodes, la puissance moyenne calculée est sous-estimée d'environ 12 % par rapport au calcul sur les 2000 dernières périodes, ce pourcentage est ramené à environ 4,5 % en effectuant le calcul sur les 20 dernières périodes.

À partir du moment, où les *sparks* négatifs ramifiés apparaissent, les écarts entre les trois méthodes sont beaucoup plus importants (figure 2.15(b)). Allegraud *et al.* [5] et Boucinha [23] observent que, dans ce régime de décharge, la puissance évolue différemment



### 3. CARACTÉRISATIONS DE LA DÉCHARGE DE SURFACE

---

par rapport au régime « diffus ». Une évolution linéaire de la puissance active en fonction de la tension est mesurée. Dans cette étude, ce changement d'évolution se retrouve bien mais seulement pour le cas où les 20 dernières périodes ont été considérées. Lorsque la puissance est calculée à partir d'un grand nombre de périodes, la variation conserve son évolution quadratique avec l'amplitude de la tension (voir par la suite). De même, lorsque le début de la période de fonctionnement de l'actionneur est considéré, une variation quadratique de la puissance est mesurée, avec une sous-estimation de la puissance active. Ceci peut s'expliquer par le fait qu'il faut plusieurs centaines de périodes pour arriver au régime de *spark* négatif ramifié.

Le changement de comportement de la loi de variation de la puissance en fonction de la méthode de calcul peut s'expliquer. L'apparition des *sparks* négatifs est un processus intermittent et qui semble conditionné par le dépôt de charges à la surface du diélectrique. Il faut donc considérer un grand nombre de périodes si la dynamique de la décharge, lors de ce régime particulier, veut être prise en compte. Si trop peu de périodes sont considérées, l'évolution de la puissance ne sera pas prise en compte et la mesure sera alors moins précise. C'est ce qui se passe en ne considérant que les 20 premières périodes : on « rate » le régime filamentaire puisqu'il lui faut un certain temps pour s'établir (chargement de la surface du diélectrique). De même, si l'on ne tient compte que des 20 dernières périodes, la puissance sera calculée sur un échantillon de périodes qui ne sera pas statistiquement représentatif de ce qui se passe pour la décharge. Pour le régime de *spark* négatif, cela se traduit par un changement de pente et une sur-estimation de la puissance active. Pour éviter cela par la suite, la puissance active sera mesurée sur la base des 2000 dernières périodes.

Pour l'établissement du régime de *spark* négatif, on a vu que le dépôt de charges à la surface du diélectrique jouait un rôle important. Pour vérifier s'il y a une incidence de ce dépôt sur la puissance active, deux cas sont considérés. Pour le premier (cas « sans charge » initiale), la surface du diélectrique est nettoyée avant chaque fonctionnement de 5 s de l'actionneur. Pour le second (cas « avec charges » initiales), elle ne l'est pas.

Au niveau de la puissance active (figure 2.16(a)), le dépôt de charges à la surface du diélectrique n'affecte pas la puissance consommée par l'actionneur : les évolutions sont similaires. La tension d'allumage<sup>(11)</sup> est identique dans les deux cas. Du point de vue de la charge résiduelle (figure 2.16(b)), on assiste à un chargement progressif de la surface de l'actionneur. On retrouve ainsi les résultats de plusieurs études, dont celles de Enloe *et al.* [40] et Opaits *et al.* [92], qui mettent en évidence un excédent de charges positives lors du fonctionnement de l'actionneur. Le nettoyage de la surface de l'actionneur permet de réduire ce chargement positif. De plus, dès que les *sparks* négatifs ramifiés apparaissent, la charge résiduelle devient négative puisque les *sparks* correspondent à des impulsions de courant fortement négatives.

---

(11). On estime que le plasma est présent à la surface du diélectrique dès qu'il se produit une augmentation importante de la puissance consommée. On passe par exemple de quelques dizaines de mW à plusieurs centaines de mW sur 1 kV.

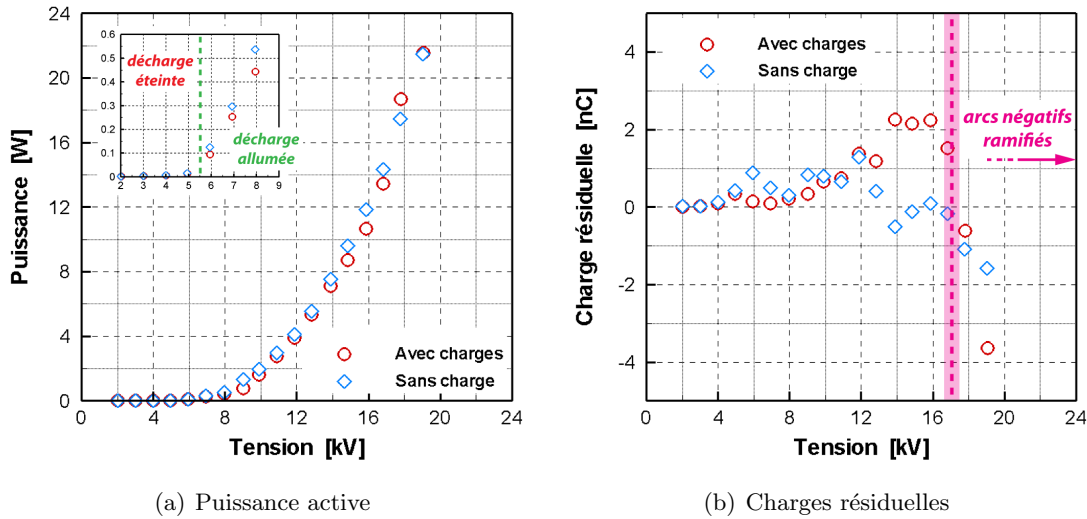


FIGURE 2.16 – Influence des charges de surface, fréquence fixée à 1000 Hz.

Pour déterminer les lois de puissance en fonction de l'amplitude de la tension ou de la fréquence, on se place dans le cas où la surface du diélectrique n'est pas nettoyée. Les résultats classiques pour ce type de décharge sont retrouvés (figure 2.17). L'évolution de la puissance active, en fonction des paramètres électriques, suit une loi du type :

$$P_{elec} = A_{act} f_{HT} L_{act} (V_{HT} - V_0)^2 \quad (E-2.5)$$

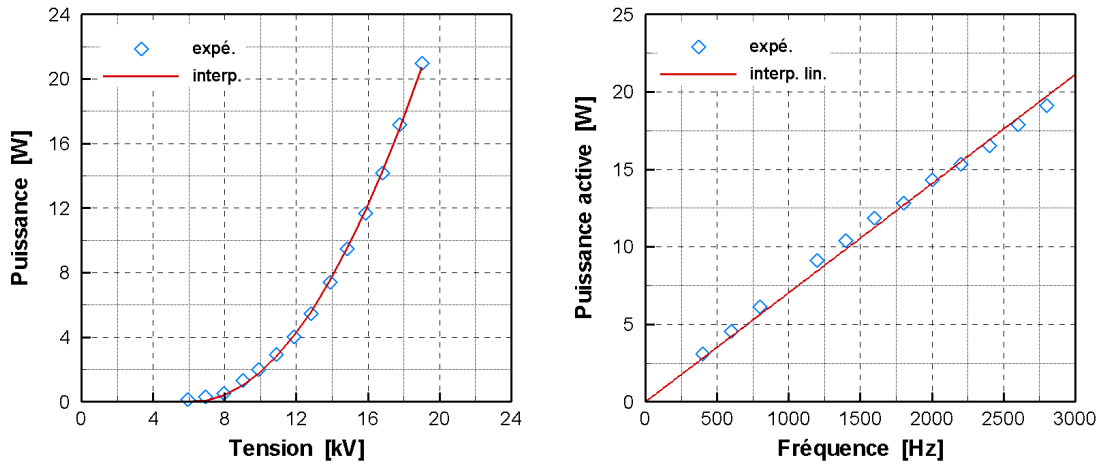
avec  $P_{elec}$  la puissance active en W,  $A_{act} = 1,14 \cdot 10^{-3} \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1} \cdot \text{kV}^{-2}$  une constante dépendant de la constitution et de la géométrie de l'actionneur,  $f_{HT}$  la fréquence du signal d'alimentation en Hz,  $L_{act}$  la dimension du plasma entre les deux extrémités des électrodes (fig. 2.2(a)),  $V_{HT}$  l'amplitude de crête en kV et  $V_0 = 6,1 \text{ kV}$  l'amplitude de la tension d'allumage de la décharge.

Les valeurs de  $A_{act}$  et  $V_0$  sont déterminées pour minimiser l'erreur (méthode des moindres carrés) commise entre l'équation E-2.5 et les données expérimentales (figure 2.17(a)). La valeur  $V_0$  de la tension d'allumage ainsi trouvée est proche de celle obtenue expérimentalement (figure 2.16(a)). On peut également vérifier que la puissance évolue bien linéairement avec la fréquence du signal d'alimentation (figure 2.17(b)). On trouve alors, pour une amplitude de tension de 13 kV, une évolution de la puissance du type :

$$P_{elec} = B_{act} L_{act} f_{HT} \quad (E-2.6)$$

avec  $B_{act} = 6,4 \cdot 10^{-2} \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1}$ . Ce résultat est déjà présent dans la littérature (Dong *et al.* [36] et Jolibois [63]) mais pour un type de diélectrique différent. L'évolution linéaire avec la fréquence est donc un caractère universel pour ce type d'actionneur comme l'avait mentionné Jolibois [63] dans sa thèse. En revanche, la variation de la puissance active en fonction de l'amplitude de la tension dépend des matériaux du diélectrique et de la configuration géométrique. En effet, à partir des travaux disponibles qu'ont résumés en

partie Moreau [89] et Corke *et al.* [31], la puissance active est évaluée par une puissance  $n$  de la tension, généralement comprise entre 1,5 et 4. Dans cette étude, on retrouve  $n = 2$  pour le terme  $(V_{HT} - V_0)^n$  et pour ce type de diélectrique en particulier, ce qui est en accord avec des résultats précédents de notre équipe (Boucinha [23]).



(a) En fonction de l'amplitude de la tension à 1 kHz

(b) En fonction de la fréquence à 13 kV

FIGURE 2.17 – Puissance active en fonction des paramètres d'alimentation.

### 3.4 Mesures de température de surface

La température est un paramètre rarement mesuré dans les travaux consacrés à l'étude des actionneurs plasmas. Dans cette étude, des mesures de température de surface du diélectrique ont été réalisées en utilisant une caméra thermique et en mesurant la température pendant le fonctionnement d'un actionneur. Le but de ces mesures est de déterminer quelle est la température maximale atteinte par le diélectrique dans nos conditions expérimentales et comment elle est influencée par les paramètres électriques de l'alimentation.

#### 3.4.1 Dispositif expérimental

##### *Thermographie infrarouge*

Dans cette étude, les mesures de température de surface sont réalisées avec une caméra infrarouge. Cette technique de mesure est appelée thermographie infrarouge. Elle permet d'obtenir une image thermique : le thermogramme, d'un objet ou d'une scène observé dans un domaine spectral de l'infrarouge<sup>(12)</sup> (IR). La caméra enregistre une image du rayonnement infrarouge d'une surface qu'elle convertit en température. Le détail de la mesure de température par une caméra infrarouge est présenté dans l'annexe C. La caméra

(12). L'infrarouge peut être divisé en plusieurs sous-domaines : IR proche de 0,78 à 1,4  $\mu\text{m}$ , IR moyen de 1,4 à 3  $\mu\text{m}$  et IR lointain de 3 à 1000  $\mu\text{m}$ .

utilisée est de marque FLIR, modèle ThermaCAM® SC 3000. La caméra est basée sur un détecteur de type QWIP (*Quantum Well Infrared Photodetector*), de taille  $320 \times 240$  pixels<sup>2</sup>, refroidi à 70 K et de largeur spectrale 8-9  $\mu\text{m}$ . La fréquence d'acquisition native de la caméra est de 50 Hz, mais pour des raisons d'encombrement des données, elle est abaissée à 25 Hz. Les thermogrammes sont visualisés grâce à un logiciel propriétaire et ce dernier permet de prendre en compte différents paramètres pouvant varier d'une expérience à l'autre : matériau (émissivité), distance caméra-objet, transmission des optiques et conditions atmosphériques.

### Montage

L'actionneur est monté sur une géométrie de type plaque plane placée dans la veine d'essai d'une soufflerie (le montage de la plaque plane est détaillé dans le chapitre suivant, figure 3.12). La caméra est montée sur un système de déplacement à l'extérieur de la veine d'essai, de plus, la caméra n'est pas dirigée selon la normale de la surface de l'actionneur (figure 2.18). Il existe un angle de  $15^\circ$  entre la normale à la surface et l'axe de visée de la caméra. La caméra est ainsi réglée pour éviter d'avoir une réflexion de l'image du détecteur refroidi sur la surface de l'actionneur. Pour les mesures sans écoulement extérieur, le dessus de la veine est laissé ouvert : il n'y a donc aucune optique entre la surface de l'actionneur et la caméra. Lors des mesures avec écoulement extérieur, la veine est fermée par une paroi opaque mais un hublot en KBr permet d'obtenir l'image de la surface de l'actionneur. La transmission du hublot a été mesurée en comparant des mesures réalisées par thermographie IR et par un thermocouple. La transmission du hublot est estimée à 95 % pour la gamme de température dans laquelle on se situe.

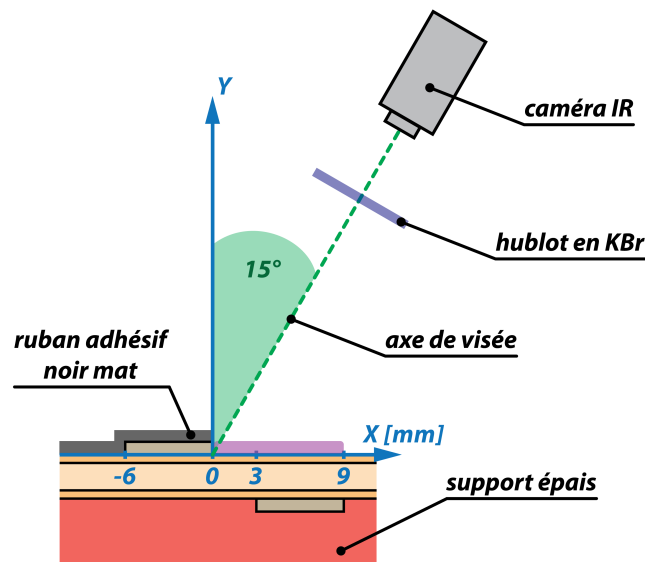


FIGURE 2.18 – Schéma du dispositif expérimental pour la mesure de température de surface par thermographie IR.

#### *Acquisition et traitement*

Un enregistrement de la température de surface d'un actionneur plasma est divisé en trois parties :

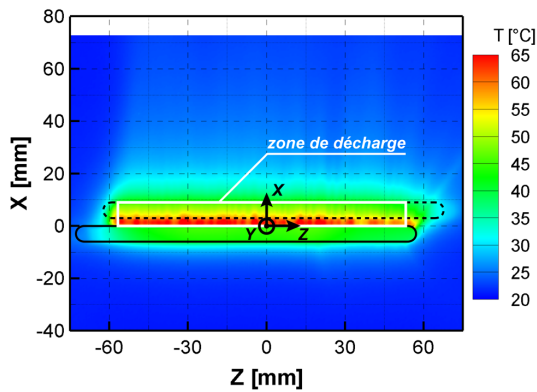
- tout d'abord, on enregistre durant 10 s la température avec l'actionneur au repos. Ceci permet de déterminer la température initiale de la surface de l'actionneur ;
- puis, on met en route l'actionneur durant 240 s ;
- et enfin, l'actionneur est arrêté et on enregistre la température pendant 180 s.

La fréquence d'acquisition est fixée à 25 Hz. Chaque acquisition est donc composée de 10 750 images. Pour chaque image, on prend en compte les paramètres suivants : température ambiante, humidité relative, distance actionneur/caméra et émissivité du diélectrique. On procède à un traitement supplémentaire pour tenir compte de la projection de la surface étudiée due à l'angle de 15°. On peut alors extraire les profils de température de surface selon le temps d'acquisition ou la position (longitudinale ou transversale).

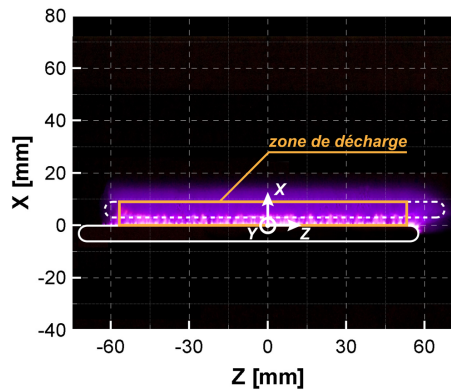
#### 3.4.2 Température du diélectrique sans écoulement extérieur

##### *Exemple type : cas à 13 kV et 1 kHz*

Dans un premier temps et à titre d'exemple, on étudie un cas où les paramètres d'alimentation de l'actionneur plasma sont fixés : tension d'alimentation d'amplitude 13 kV et fréquence de 1 kHz. Pour ces paramètres et au bout de 240 s de fonctionnement, l'augmentation maximale de température de surface est significative et avoisine 62 °C (figure 2.19(a)). Sur ce thermogramme, l'augmentation de température est principalement située là où le plasma est présent au-dessus du diélectrique. On remarque également que, suivant la position transversale, la température de surface varie. Cette inhomogénéité peut être mise en relation avec la photographie de la figure 2.19(b). Cette figure représente une photographie de l'actionneur en fonctionnement pour un temps de pose de 30 s. On y remarque des zones où l'émission lumineuse est plus intense. Comme la formation du plasma ne se fait pas de manière parfaitement homogène à la surface de l'actionneur, à la fois dans le temps et dans l'espace, il en résulte des points chauds là où le plasma va être le plus présent. L'inhomogénéité du plasma va donc influencer sur la température de surface du diélectrique. On délimite une aire appelée « zone de décharge » qui correspond approximativement à la surface du plasma au-dessus de l'actionneur. Toutefois, cette zone ne prend pas en compte les effets de bords qui se produisent aux extrémités des électrodes. Pour la suite de l'étude, les variations de la température de surface seront étudiées uniquement dans la zone de décharge. Un enregistrement issu de la caméra thermique étant composé d'une succession de thermogrammes, on peut alors extraire des profils de température de surface suivant l'envergure de l'actionneur (axe  $Z$ ) ou la position longitudinale (axe  $X$ ), représentés respectivement sur la figure 2.20.

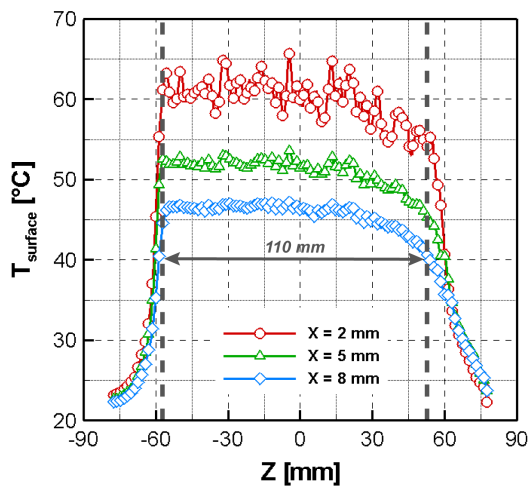


(a) Thermogramme pour un temps de fonctionnement de 240 s

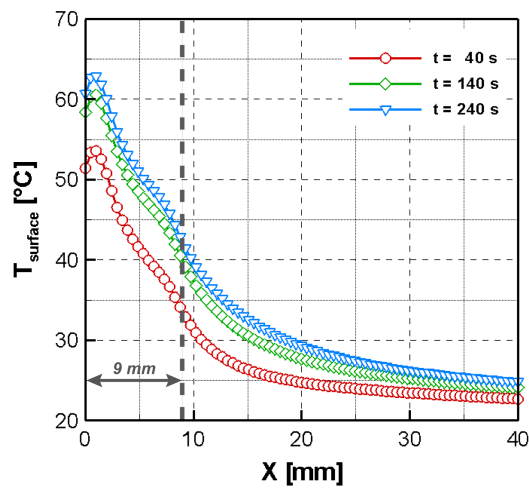


(b) Photographie réflex, temps de pose de 30 s

FIGURE 2.19 – Imagerie dans l'IR et le visible de la décharge pour le cas 13 kV et 1 kHz.



(a) Profils suivant l'axe Z pour différentes positions x et un temps de fonctionnement de 240 s



(b) Profils suivant l'axe X pour différents temps de fonctionnement. La température est moyennée sur l'envergure de la zone de décharge

FIGURE 2.20 – Profils de température pour le cas 13 kV et 1 kHz.

On observe que, dans la zone de la décharge, la variation transversale de la température forme un plateau autour duquel sa valeur fluctue (figure 2.20(a)). Ces variations de température autour de la valeur moyenne représentent, au maximum, 4 % de celle-ci. On remarque également, sur la partie droite de cette zone, une baisse progressive de la température. Cette diminution est probablement due à un mauvais allumage de la décharge à cet endroit. De part et d'autre de ce plateau, la température diminue de manière importante du fait des effets de bords et de l'absence progressive du plasma au-dessus de la surface de l'actionneur. La température tend donc vers la température initiale qui avoisine les 20 °C. On observe également que la température moyenne dans la zone de la décharge évolue avec la position longitudinale. Plus on s'éloigne de l'électrode de haute tension, plus

### 3. CARACTÉRISATIONS DE LA DÉCHARGE DE SURFACE

la température de surface diminue. Comme la variation de température suivant l'axe  $Z$  reste relativement faible dans la zone de décharge, on considèrera pour la suite de cette étude une température moyennée suivant la direction transversale de cette zone particulière. On observe également que, suivant le temps de fonctionnement, les températures les plus importantes sont situées à proximité immédiate de l'électrode de haute tension (figure 2.20(b)). En aval de cette position, la température diminue et tend vers la température initiale. On retrouve, encore ici, l'influence de la formation du plasma : près de l'électrode supérieure, la création des *streamers* et spots cathodiques se traduit par des températures élevées puis, ces phénomènes se diffusant, la température diminue en s'éloignant de l'électrode. On observe également un changement de pente dans la diminution de température à proximité de la fin de l'électrode de masse ( $x = 9$  mm).

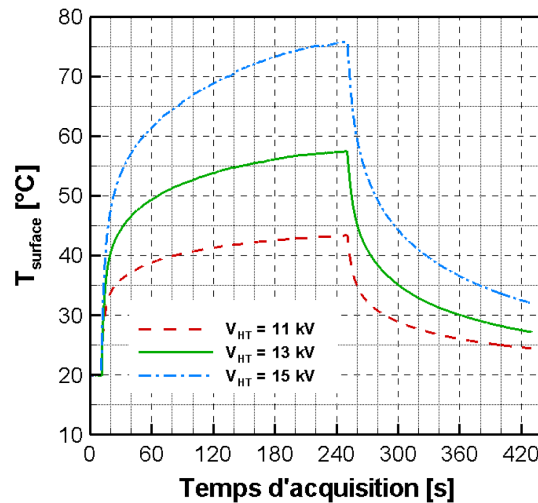


FIGURE 2.21 – Profils temporels pour différentes tensions d'alimentation,  $x = 2$  mm. La température est moyennée sur l'envergure de la zone de décharge.

D'un point de vue temporel, la variation de la température de surface montre les trois phases de l'acquisition (figure 2.21). On observe que, dès que la décharge est mise en route, la température de surface croît rapidement puis, au fur et à mesure du temps de fonctionnement de l'actionneur, semble tendre vers une valeur limite de plus en plus lentement. On note également que lorsque l'actionneur est arrêté, la diminution de température est rapide et importante dans un premier temps puis tend de plus en plus lentement vers une valeur limite. Ces valeurs limites sont les températures d'équilibre du système. Lorsque l'actionneur fonctionne, cette température limite correspond à la température maximale que peut atteindre le système pour les paramètres d'alimentation fixés. Lorsque la décharge est arrêtée, la valeur limite de la température correspond à la température initiale du système. On remarque également que, logiquement, les paramètres d'entrée ont une influence sur la température de surface. Pour les paramètres électriques testés, le régime de décharge reste le même mais le plasma va devenir plus ou moins énergétique. Il résulte donc de cette augmentation de l'amplitude de la tension une hausse de la température de surface atteinte à la fin des 240 s de fonctionnement. L'évolution temporelle de la température conserve une forme similaire dans tous les cas mais, selon l'amplitude de la tension,

on est plus ou moins éloigné de la température d'équilibre du système à la fin de la période de fonctionnement de l'actionneur. L'échauffement du diélectrique semble donc régi par une constante de temps qui est fonction des paramètres d'alimentation. À partir de ces données expérimentales et d'un modèle théorique (décrit ci-dessous), il est possible de modéliser la variation de la température de surface ce qui permet de déterminer la température maximale atteinte.

### Modèle théorique 1D

L'étude de Jukes *et al.* [65] avait mis en évidence que la variation de température de surface d'un actionneur plasma en fonctionnement pouvait être interpolée par une formulation théorique tirée d'un modèle simplifié de thermique. Cette interpolation avait pour but de retrouver, *a posteriori*, l'élévation de la température de surface de l'actionneur et de déterminer sa température maximale. Dans cette étude, on va utiliser le même modèle simplifié pour retrouver la température maximale atteinte par la surface de l'actionneur en fonctionnement. Cela permettra par la suite de vérifier que cette température est bien inférieure aux températures de destruction des matériaux constituant le diélectrique. Ce modèle permettra également d'estimer la puissance nécessaire pour maintenir la température de surface mesurée, ceci afin de déterminer la part de puissance totale qui est allouée au chauffage du diélectrique.

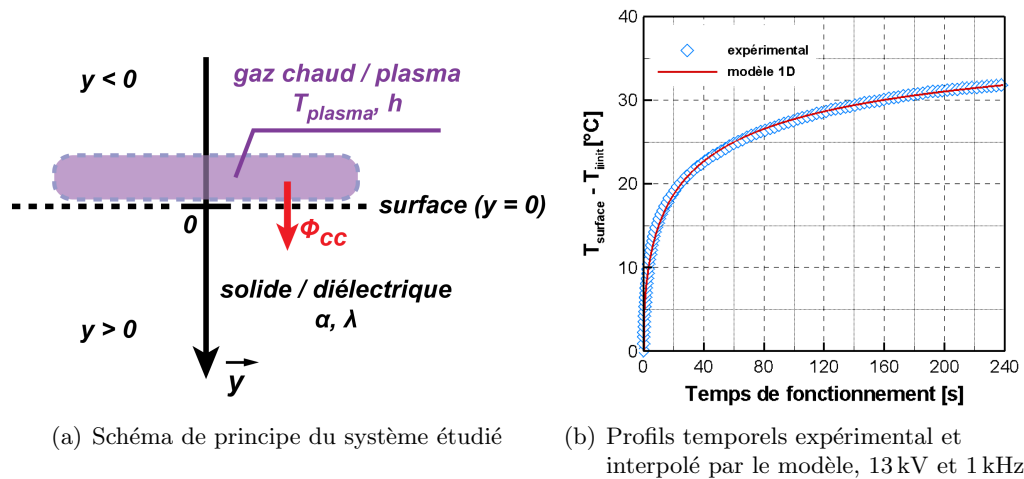


FIGURE 2.22 – Modèle théorique instationnaire 1D.

L'approche utilisée ici est basée sur la résolution de l'équation instationnaire de la chaleur à une dimension pour un système composé de deux éléments. Le premier élément est un solide semi-infini et le second un gaz chaud positionné juste au-dessus du solide. Dans notre cas, le plasma induit par la décharge électrique fait office de gaz chaud et le diélectrique de solide supposé semi-infini<sup>(13)</sup>. À  $t = 0$  s, le gaz est porté de manière instantanée à une température donnée :  $T_{plasma}$ . Au cours du temps, la température du

(13). L'actionneur plasma est placé sur un support d'une épaisseur de plusieurs cm pour jouer le rôle du solide semi-infini.



### 3. CARACTÉRISATIONS DE LA DÉCHARGE DE SURFACE

---

diélectrique évolue car il existe un transfert de chaleur entre le gaz chaud et le solide,  $\Phi_{cc}(t)$ . On pose comme hypothèse que ce transfert ne s'effectue que d'une seule manière : un flux de chaleur conducto-convectif est présent entre le gaz et le solide. On suppose également que le gaz chaud conserve les mêmes propriétés physiques au cours du temps ( $T_{plasma}$  et  $h$ ), de même pour les propriétés du solide ( $\alpha$  et  $\lambda$ ). La figure 2.22(a) représente le schéma de principe de ce modèle théorique.

Pour obtenir la variation de température du diélectrique au cours du temps, on doit résoudre un système d'équations composé de :

– l'équation de la chaleur :

$$\frac{\partial T_{diélectrique}}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 T_{diélectrique}}{\partial y^2} \quad (\text{E-2.7})$$

– une condition aux limites à l'infini pour le solide :

$$T_{diélectrique}(\infty, t) = T_{init} \quad \forall t > 0 \quad (\text{E-2.8})$$

– une condition aux limites à l'interface gaz/solide :

$$\Phi_{cc} = h \left[ T_{plasma} - T_{diélectrique}(y, t) \right]_{y=0} = -\lambda \left. \frac{\partial T_{diélectrique}}{\partial y} \right|_{y=0} \quad (\text{E-2.9})$$

– une condition initiale pour le solide :

$$T_{diélectrique}(y, 0) = T_{init} \quad (\text{E-2.10})$$

La résolution de ce système d'équations est un problème classique de thermique dont la solution peut s'écrire sous la forme suivante (tirée de de l'ouvrage de Pitts et Sissom [94]) :

$$\begin{aligned} T_{diélectrique}(y, t) = & (T_{plasma} - T_{init}) \left[ \operatorname{erfc} \left( \frac{y}{2\sqrt{\alpha t}} \right) \right. \\ & \left. - \exp \left( \frac{h y}{\lambda} + \tau t \right) \operatorname{erfc} \left( \frac{y}{2\sqrt{\alpha t}} + \sqrt{\tau t} \right) \right] + T_{init} \quad (\text{E-2.11}) \end{aligned}$$

À la surface du diélectrique,  $y = 0$ , la variation de température évolue alors suivant l'équation suivante :

$$\begin{aligned} T_{surface}(t) &= T_{diélectrique}(y = 0, t) \\ &= (T_{plasma} - T_{init}) \left[ 1 - \exp(\tau t) \operatorname{erfc}(\sqrt{\tau t}) \right] + T_{init} \quad (\text{E-2.12}) \end{aligned}$$

où  $T_{surface}$  (°C) est la température à la surface du diélectrique qui évolue en fonction du temps de fonctionnement  $t$  (s),  $T_{plasma}$  (°C) la température du plasma,  $T_{init}$  (°C) la

température initiale à la surface du diélectrique et  $\tau$  ( $s^{-1}$ ) une constante du système.  $T_{surface}$  prend en compte la température initiale et ne représente donc en aucun cas le gain en température par rapport à l'état initial. La variation de température de surface ne dépend alors que de deux paramètres :

- $T_{plasma}$  qui est la température du gaz chaud et qui est aussi la température à la surface du diélectrique pour un temps de fonctionnement infini :  $T_{surface}(t \rightarrow \infty) = T_{plasma}$ . Cette température est donc la température maximale pouvant être atteinte par la surface du diélectrique pour des paramètres d'alimentation donnés. Comme pour  $T_{surface}(t)$ , elle prend en compte la température initiale<sup>(14)</sup>.
- $\tau = h^2\alpha/\lambda^2$  est une constante qui dépend des paramètres d'alimentation et des propriétés physiques des matériaux constituant le diélectrique.

On retrouve la formulation proposée par Jukes *et al.* [65]. Cependant, dans leur étude, ces auteurs ont choisi de ne pas dissocier  $\tau$  du temps de fonctionnement  $t$ , pour travailler avec une variable adimensionnée,  $\tau t$ . Toutefois, dans cette étude, on choisit de dissocier  $\tau$  et  $t$  pour mettre en évidence la variation de  $\tau$  par rapport aux paramètres d'alimentation.

Il est aussi important de noter que ce modèle possède plusieurs limitations. En effet, on suppose que la température du plasma n'évolue pas dans le temps. Comme il n'existe pas d'étude ayant montré la variation de la température du plasma au cours du temps (par mesure spectroscopique par exemple), on fait l'hypothèse qu'elle demeure constante et que dès la mise en route de l'actionneur, le plasma est à cette température. Une deuxième limitation de ce modèle est que la position longitudinale n'intervient pas. Toutefois, si l'on fait intervenir une deuxième dimension dans le modèle, la résolution de celui-ci serait plus compliquée en rendant nécessaire la connaissance des conditions aux limites, ce qui n'est pas possible dans le cas présenté dans ce manuscrit. C'est pourquoi, pour conserver une résolution simple, le modèle à une dimension est utilisé et sera alors appliqué à chacune des positions longitudinales désirées.

Pour retrouver la variation de température de surface au cours du temps à partir de l'équation E-2.12, il faut connaître la température initiale à la surface du diélectrique, la température du plasma  $T_{plasma}$  et la constante  $\tau$ . La température initiale est facilement connue à partir de la période de 10s juste avant de mettre en route l'actionneur. Pour déterminer  $T_{plasma}$  et  $\tau$ , ces coefficients sont optimisés pour minimiser les résidus (méthode des moindres carrés) entre l'équation E-2.12 et un profil temporel de température (décharge allumée) donné. Ce profil est extrait de l'enregistrement effectué pour des paramètres d'alimentation fixés et pour une position longitudinale donnée. Cette méthode nous permet ainsi de retrouver une évolution théorique de température très proche de l'expérience (figure 2.22(b)). Pour chacun des cas testés (tension et fréquence) et pour chaque position longitudinale dans la zone de décharge, l'utilisation de cette méthode nous permet de retrouver l'évolution de la température de surface avec une très bonne fidélité. Dans chacun des cas, le coefficient de détermination est très proche de 1 ( $R^2 = 0,99$ ).

---

(14). Dans cette étude, la variation de  $T_{plasma}$  et  $\tau$  avec la température initiale n'a pas été analysée.

### 3. CARACTÉRISATIONS DE LA DÉCHARGE DE SURFACE

---

Dans le cas des paramètres d'alimentation 13 kV et 1 kHz, la température du plasma est estimée d'après le modèle à environ 41 °C. Or, dans la thèse de Dong [35], la température du plasma a été déterminée par spectroscopie d'émission pour un cas similaire : même actionneur mais paramètres d'alimentation légèrement inférieurs (12 kV et 1 kHz). La température du plasma a ainsi été estimée à  $T_{OES} = 120$  °C en simulant le spectre<sup>(15)</sup>. Si l'on rapporte cette température à nos paramètres électriques, on estime la température du gaz chaud à environ 130 °C. Or, ceci se trouve être supérieur à la température du plasma,  $T_{plasma}$ , estimée par le modèle théorique. Toutefois, Borghi *et al.* [22] montrent dans un article récent que la différence des températures obtenues par spectroscopie d'émission et par caméra infrarouge est inférieure à 4 %. Des mesures complémentaires (spectroscopie d'émission) devront être effectuées pour confirmer ou infirmer leur résultat et donner une explication de l'écart important trouvé ici entre  $T_{plasma}$  et  $T_{OES}$ <sup>(16)</sup>. Il semble cependant que la température du gaz chaud déterminée par le modèle 1D sous-estime la température effective du plasma dans notre cas. En effet, la température  $T_{plasma}$  est inférieure à l'ordre de grandeur généralement trouvé dans la littérature. À défaut de pouvoir déterminer la température du plasma, l'utilisation du modèle théorique permet de retrouver l'évolution de température mesurée expérimentalement avec une très bonne précision. Dans cette étude, le modèle 1D est utilisé pour estimer la température de la surface du diélectrique à l'état stationnaire ( $T_{stat}$ ). On suppose que ce modèle ne permet pas d'estimer la température du plasma avec une bonne précision.  $T_{stat}$  est la température maximale que va pouvoir atteindre la surface de l'actionneur. Elle reste donc fidèle à la définition du modèle théorique mais sera vraisemblablement inférieure à la température du plasma qui reste, néanmoins, la source de chaleur du système. À partir de maintenant, on considérera  $T_{stat}$  à la place de  $T_{plasma}$ .

À ce stade de l'étude, il est possible de revenir sur une des limitations du modèle théorique : la température du gaz chaud supposée constante. On sait grâce aux études précédentes que le plasma n'est pas présent de manière continue au-dessus du diélectrique, comme l'observent notamment Enloe *et al.* [42] et Dong [35]. Cependant, les échelles de temps des variations de température au sein du plasma et au sein du diélectrique n'ont vraisemblablement pas les mêmes ordres de grandeur. Les variations rapides de température au sein du plasma peuvent donc être considérées comme trop rapides pour pouvoir engendrer un changement de température au sein du gaz chaud présent au-dessus de la surface du diélectrique. Il est donc justifié de considérer, dans le modèle 1D, que la température du plasma (c'est à dire du gaz chaud) soit définie comme étant constante (même si elle ne l'est pas en toute rigueur). De plus, l'actionneur plasma est placé sur un support de plusieurs cm d'épaisseur. Les variations de température y seront donc plus lentes qu'au sein du plasma.

Connaissant la valeur de  $\tau$  à partir du modèle théorique, on peut déterminer une des propriétés de la source de chaleur du système : son coefficient de transfert thermique  $h$ . Pour cela, il est nécessaire de connaître certaines propriétés physiques des matériaux

---

(15). La température estimée  $T_{OES}$  peut être biaisée vers la température des zones les plus chaudes présentes là où le plasma semble le plus lumineux.

(16). Cet écart peut notamment être dû à la simulation du spectre avec des paramètres mal estimés.

constituant le diélectrique : sa conductivité thermique  $\lambda$  et le coefficient de diffusivité thermique  $\alpha$ . Le diélectrique est composé de deux matériaux dont les valeurs de ces grandeurs sont proches. Les valeurs moyennes sont alors considérées :  $C_p = 1130 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ ,  $\lambda = 0,135 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$  et  $\rho = 1405 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ . Ce faisant, l'ordre de grandeur du coefficient de transfert thermique est estimé à environ  $100 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ . D'après l'ouvrage de Bejan et Kraus [11], cette valeur correspond à un cas de convection forcée pour de l'air. Ici, le terme « forcé » peut être mis en relation avec le fait que le plasma est maintenu au-dessus de la surface de l'actionneur et qu'il existe un écoulement au niveau du plasma : le vent ionique. À partir du coefficient de transfert thermique, la résistance thermique de convection,  $R_{th}^{cv}$  ( $\text{K}/\text{W}$ ), peut être calculée. Ce paramètre traduit la résistance du gaz, ici le plasma, au passage du flux de chaleur d'origine convective. Cette résistance se calcule par la formule  $R_{th}^{cv} = 1/(h S_{éch})$  où  $S_{éch}$  est la surface d'échange et correspond ici à l'aire de la zone de décharge ( $9 \times 110 \text{ mm}^2$ ). En considérant l'ordre de grandeur de  $h$  précédemment obtenu, la résistance thermique de convection est d'environ  $10 \text{ K}\cdot\text{W}^{-1}$ . On peut revenir ici à la différence entre les températures du plasma obtenues par le modèle 1D et par spectroscopie. Comme il existe une résistance de convection importante, le flux de chaleur du plasma n'est probablement pas intégralement transmis à la surface du diélectrique, ce qui pourrait expliquer pourquoi le modèle 1D et la spectroscopie d'émission ne permettent pas d'obtenir les mêmes températures de plasma ici.

### *Influence des paramètres d'alimentation*

Stanfield [126] a montré dans sa thèse que la température au sein du plasma dépend de l'amplitude et de la fréquence de la tension d'alimentation. Or, la source de chaleur de l'actionneur en fonctionnement est le plasma créé par la décharge électrique. La puissance active va donc être un paramètre qui va influencer sur la température de surface du diélectrique et sur le paramètre  $\tau$ . Dans cette étude, on va présenter la variation de ces deux paramètres en fonction de la puissance active en considérant deux cas :

- on fixe l'amplitude de la tension à 11 kV et on fait varier la fréquence de 0,5 à 2,5 kHz ;
- la fréquence est fixée à 1 kHz et l'amplitude de la tension varie de 8 à 15 kV.

Comme la variation de la température est étudiée suivant deux paramètres (amplitude et fréquence de la tension d'alimentation), il est plus pertinent d'utiliser une grandeur unique qui les relie pour faciliter l'étude et l'analyse des résultats : la puissance active. Cette dernière est calculée en utilisant la formule semi-empirique E-2.5 en considérant  $A_{act} = 9,6 \cdot 10^{-4} \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{Hz}^{-1}\cdot\text{kV}^{-2}$  et  $L_{act} = 110 \text{ mm}$ .

À partir du modèle 1D, la variation de température à la surface de l'actionneur est en partie définie par une constante de temps :  $1/\tau$ . Or, cette constante de temps dépend des paramètres d'alimentation. Pour tous les cas testés, on ne peut donc pas considérer la température après un temps de fonctionnement identique ( $t = 240 \text{ s}$  par exemple). En effet, les profils de la variation temporelle de la température sont auto-similaires lorsque la température est normalisée par  $T_{stat}$  et que le temps est multiplié par  $\tau$ . Pour compa-

### 3. CARACTÉRISATIONS DE LA DÉCHARGE DE SURFACE

rer les différents cas entre eux, il faut donc considérer la température maximale que peut atteindre la surface de l'actionneur,  $T_{stat}$ , plutôt que la température après un temps de fonctionnement donné. Quel que soit le couple tension - fréquence considéré, cette température maximale représente bien le même phénomène : la température à l'état stationnaire de la surface du diélectrique.

Les températures stationnaires moyenne et maximale de la surface du diélectrique varient linéairement avec la puissance active (figure 2.23), indépendamment du paramètre qui varie : tension ou fréquence. La température moyenne correspond à la moyenne effectuée suivant les axes  $X$  et  $Z$  dans la zone de la décharge. La valeur maximale de la température correspond à la valeur la plus grande trouvée suivant l'axe  $X$ . Sur les différents cas testés, la température maximale est toujours localisée à environ 0,5 mm de la fin de l'électrode de haute tension. La puissance active est la grandeur qui va piloter la température de surface de l'actionneur par l'intermédiaire du plasma qui se forme au-dessus de cette surface. Pour la température moyenne dans la zone de la décharge (on considère ici  $L_{act} = 110$  mm), son augmentation est estimée à  $54,5 \text{ }^\circ\text{C}\cdot\text{W}^{-1}\cdot\text{cm}^{-1}$  si l'on considère la puissance active par unité de longueur. Pour notre actionneur, cela signifie qu'une augmentation de 1 W de la puissance consommée conduira à une augmentation de la température maximale de la surface de  $5 \text{ }^\circ\text{C}$  par rapport à la température initiale.

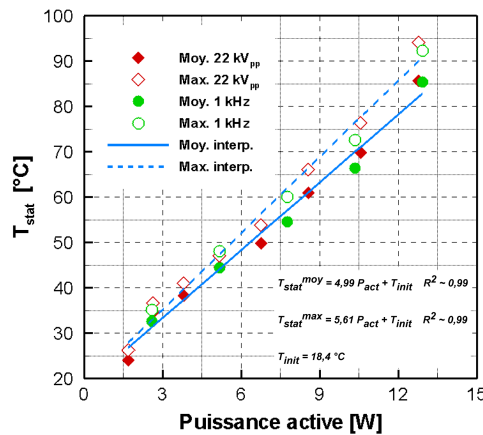
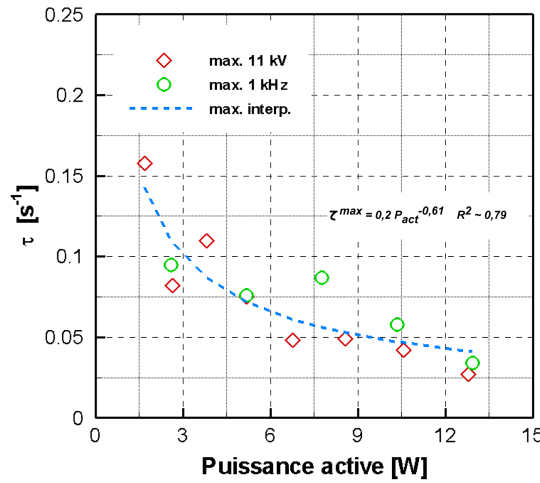


FIGURE 2.23 – Température à l'état stationnaire  $T_{stat}$  en fonction de la puissance active.

Le paramètre  $\tau$  varie aussi en fonction de la puissance active (figure 2.24). C'est la valeur maximale de  $\tau$  qui est représentée. Elle correspond à la valeur la plus grande déterminée pour les différentes positions testées suivant l'axe  $X$  dans la zone de la décharge. Ce paramètre  $\tau$  décroît avec la puissance, que ce soit l'amplitude ou la fréquence qui augmente. Pour une puissance active importante, on obtiendra une valeur de  $\tau$  faible. Cela s'explique car si l'on considère une puissance active élevée, la température du plasma va mettre plus de temps pour atteindre sa température maximale,  $T_{stat}$ . À partir de ces différents profils, il est désormais possible de retrouver la variation temporelle de la température moyenne dans la zone de la décharge à partir de l'équation E-2.12 pour une puissance active. Les paramètres  $T_{stat}$  et  $\tau$  sont en effet connus dans la gamme de puissance 1,5- 13,5 W.


 FIGURE 2.24 – Paramètre  $\tau$  du modèle 1D en fonction de la puissance active.

### Considérations énergétiques

Les paramètres  $T_{stat}$  et  $\tau$ , qui sont donc connus en fonction de la puissance active, ainsi que les profils expérimentaux permettent d'estimer la puissance thermique  $P_{th}$  moyenne sur les 240s de fonctionnement<sup>(17)</sup>. Cette puissance peut être interprétée comme le flux de chaleur moyen qu'il a été nécessaire d'avoir entre la surface et le gaz chaud pour maintenir à la température  $T_{surface}(t)$  la surface du diélectrique dans la zone de la décharge. Pour déterminer cette puissance, on utilise l'équation E-2.9 du flux conducto-convectif en considérant comme surface d'échange  $S_{éch}$ . Cette dernière est relative à l'aire de la zone de décharge. La puissance thermique s'écrit alors :

$$P_{th}(t) = \Phi_{cc}(t) S_{éch} = h S_{éch} [T_{stat} - T_{surface}(t)] \quad (\text{E-2.13})$$

La puissance thermique moyenne sur 240s de fonctionnement varie linéairement avec la puissance active dans la gamme de valeurs testée (figure 2.25). De plus, quel que soit le paramètre qui varie (amplitude de la tension ou fréquence), l'évolution de la puissance thermique est la même. Ceci confirme donc que c'est bien la puissance active qui pilote les échanges thermiques. La proportion de puissance active « perdue » dans l'échauffement de la surface du diélectrique est d'environ 11 %. On estime qu'une partie assez importante de la puissance active est dissipée au sein du plasma (le rendement électro-mécanique d'un actionneur est faible), il n'est pas surprenant de retrouver qu'une telle proportion de puissance est dédiée au chauffage du diélectrique.

(17). Dans ce calcul,  $T_{stat}$  est considérée comme la température de la source de chaleur au-dessus du diélectrique.

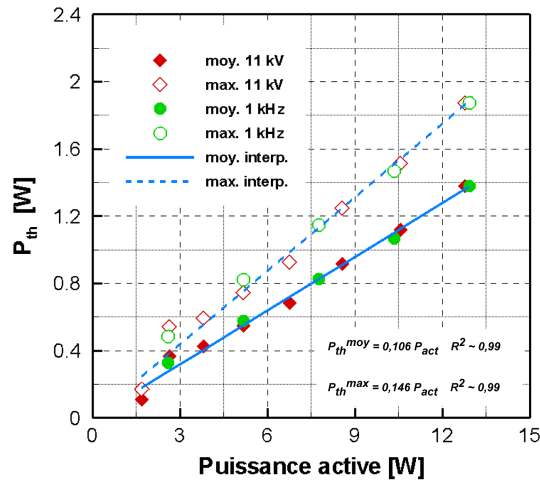


FIGURE 2.25 – Puissance thermique théorique  $P_{th}$  à l’interface gaz/solide en fonction de la puissance active.

Il est aussi possible d’estimer le flux radiatif entre le gaz chaud et le diélectrique à partir de la température de la source de chaleur,  $T_{stat}$ , et de la variation de la température de surface,  $T_{surface}(t)$ . Connaissant la surface d’échange, la puissance radiative  $P_{rad}$  est déterminée. Cette puissance correspond à la quantité de chaleur échangée entre la source de chaleur et le diélectrique, en considérant ces deux éléments comme des corps noirs<sup>(18)</sup>. Cette puissance peut se mettre sous la forme suivante :

$$P_{rad}(t) = \sigma S_{éch} [T_{stat}^4 - T_{surface}^4(t)] \quad (\text{E-2.14})$$

La puissance radiative moyenne sur 240 s de fonctionnement augmente avec la puissance active (figure 2.26). Comme pour les observations précédentes, quel que soit le paramètre qui est modifié (amplitude ou fréquence de la tension d’alimentation) la variation de la puissance radiative moyenne conserve la même évolution en puissance. En considérant les valeurs de puissance radiative obtenues, il est clair que le rayonnement du plasma est insuffisant pour pouvoir maintenir à lui seul la température de surface que l’on a mesurée dans chacun des cas. Il doit donc impérativement exister une autre source de chaleur pour chauffer le diélectrique : le flux conducto-convectif<sup>(19)</sup>. Pour le type d’actionneur utilisé ici, on pourra à l’avenir négliger le chauffage du diélectrique par transfert radiatif.

On peut également déterminer la puissance perdue dans le diélectrique. Elle est présentée dans l’ouvrage de Kraus [69] et correspond à la puissance qui est perdue à cause du condensateur que forme l’actionneur<sup>(20)</sup>. Pour l’actionneur utilisé ici et dans la gamme de puissance active testée (1,5 - 13,5 W), on trouve une valeur moyenne de la puissance perdue

(18). L’émissivité de la source de chaleur ne peut pas être estimée facilement.

(19). La surface du diélectrique peut également être chauffée par les ions qui viennent la percuter mais la détermination de cette source de chaleur est plus délicate à mettre en œuvre.

(20). Le condensateur formé n’est pas parfait d’où ces pertes diélectriques.

dans le diélectrique d'environ 60 mW. Cette valeur est donc très faible en comparaison de la puissance thermique déterminée précédemment. Le flux de chaleur conducto-convectif est donc la source principale de chaleur pour la configuration d'actionneur utilisée dans cette étude.

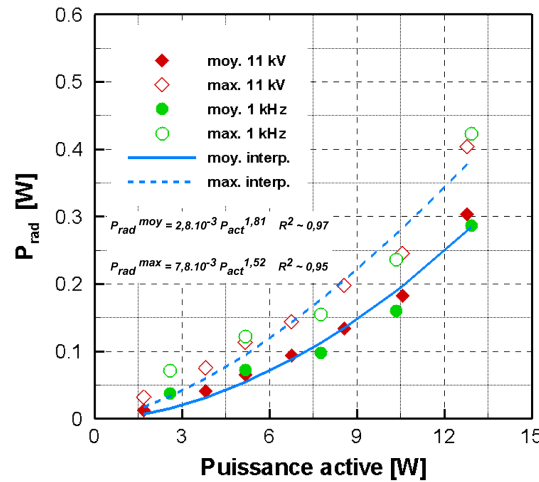


FIGURE 2.26 – Puissance radiative  $P_{rad}$  échangée à l'interface gaz/solide en fonction de la puissance active.

### Estimation de la convection par les nombres adimensionnés $Gr$ et $Re$

Comme la température de la surface de l'actionneur possède une température qui augmente lors de son fonctionnement, Thomas *et al.* [128] proposent d'estimer l'importance des mouvements convectifs en déterminant le rapport  $Gr/Re^2$  des nombres adimensionnés de Grashof et de Reynolds au carré. Ce rapport peut être interprété comme celui des forces de gravité sur les forces d'inertie :

$$Gr = \frac{g \beta \Delta T L_c^3}{\nu^2} \longrightarrow \frac{\text{forces de gravité}}{\text{forces de viscosité}} \quad (\text{E-2.15})$$

$$Re = \frac{\text{vitesse} L_c}{\nu} \longrightarrow \frac{\text{forces d'inertie}}{\text{forces de viscosité}} \quad (\text{E-2.16})$$

$$\frac{Gr}{Re^2} = \frac{g \beta \Delta T L_c}{\text{vitesse}^2} \longrightarrow \frac{\text{forces de gravité}}{\text{forces d'inertie}} \quad (\text{E-2.17})$$

où, dans le cas considéré ici,  $g$  est l'accélération de la pesanteur,  $\beta = 1/T_{stat}$  est le coefficient de dilatation du gaz chaud au-dessus du diélectrique,  $T_{stat}$  est la température de la surface,  $L_c$  est une longueur caractéristique du système étudié,  $\nu$  est la viscosité cinématique de l'air, *vitesse* est une des composantes de la vitesse du vent ionique ( $U$  ou  $V$ ) et  $\Delta T$  est défini comme la différence entre la température maximale de la surface du diélectrique et  $T_\infty$  la température loin de la décharge. On considère  $T_\infty = 20^\circ\text{C}$ . Pour la longueur



caractéristique, c'est la longueur maximale de plasma qui est considérée,  $L_c = 9$  mm. Pour la vitesse à considérer, on détermine le rapport  $Gr/Re^2$  avec la composante  $U$  puis avec la composante  $V$  du vent ionique. On gardera à l'esprit que la composante  $U$  est parallèle à la surface de l'actionneur et que la direction de la composante  $V$  est normale à la surface, orientée selon la même direction que la convection (si elle existe). Pour une puissance d'environ 5 W, la composante  $U$  est estimée à  $4 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  et  $0,6 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  pour la composante  $V$ . La température maximale de surface est estimée à environ  $44$  °C pour cette puissance active. À partir de tous ces paramètres, les rapports  $Gr/Re^2$  sont estimés à  $4 \cdot 10^{-4}$  pour la composante  $U$  et  $2 \cdot 10^{-2}$  pour la composante  $V$ . Quelle que soit la composante considérée, la valeur du rapport est toujours très inférieure à l'unité. D'après la définition de ce rapport, les forces d'inertie sont donc prépondérantes. Les mouvements convectifs dus au chauffage de la surface de l'actionneur sont alors négligeables devant le vent ionique induit. Ce dernier n'est donc créé que par l'échange de quantité de mouvement entre les espèces chargées du plasma et les espèces de l'air et n'est pas modifié par la convection.

## 4 Au centre du contrôle par plasma : le vent ionique

Si les décharges DBD de surface sont utilisées dans le cadre du contrôle d'écoulement, c'est pour leur capacité à générer un écoulement : le vent ionique. Il convient alors de connaître de manière précise cet écoulement induit afin de comprendre son action pour la modification d'écoulement.

On a vu dans le chapitre 1 qu'il existe un certain nombre d'études dans la littérature permettant d'appréhender les caractéristiques de ce vent ionique. On a maintenant une assez bonne idée de l'influence des paramètres géométriques de l'actionneur, et électriques du signal d'alimentation sur cet écoulement. On sait, par ailleurs, qu'il ne faut pas se contenter de considérer le vent ionique comme un écoulement stationnaire mais comme un écoulement possédant toute une dynamique temporelle qui a pour origine la différence de physionomie de la décharge entre les alternances positive et négative. Or, c'est sur cet aspect « instationnaire » que la littérature est la moins développée. Les mesures de vent ionique présentées ici ont donc pour but de poursuivre la caractérisation du vent ionique, plus précisément sur son aspect périodique en présence ou non d'un écoulement extérieur.

Les propriétés électriques de la décharge ont donc une influence directe sur la génération du vent ionique. Pour améliorer la compréhension de ce vent ionique, il ne faut donc plus se contenter d'une approche temporelle moyenne mais préférer plutôt des moyens de mesure de vitesse qui donnent accès à une information temporelle. De par la nature électrique de la décharge, les moyens de mesure optique sont à privilégier. Plusieurs auteurs ont donc utilisé la LDA afin de mettre en évidence le caractère périodique du vent ionique. On peut soit utiliser la LDA de manière classique (comme Forte *et al.* [45]), soit travailler en moyenne de phase pour s'affranchir du problème d'échantillonnage que l'on peut éventuellement rencontrer (comme Boucinha *et al.* [24] ou Bénard *et al.* [15]). Ces études mettent en évidence un résultat commun : le vent ionique généré durant l'alternance négative est plus important que celui généré durant l'alternance positive.

Cependant, les mesures de vent ionique par LDA souffrent du fait que l'on a du mal à appréhender le caractère spatial du vent ionique puisqu'il s'agit d'une mesure locale de la vitesse. Afin d'observer en même temps le vent ionique dans ses différentes phases (aspiration, accélération et diffusion), il faut considérer un moyen de mesure spatial permettant également de remonter à une information temporelle : on utilisera la PIV réglée en moyenne de phase.

#### 4.1 Caractérisation sans écoulement extérieur : périodicité du vent ionique

##### 4.1.1 Dispositif expérimental

Le principe de la mesure de vitesse par PIV n'est pas présenté ici. On trouvera sa description détaillée en annexe D, ainsi qu'un comparatif sur les différents traitements d'images effectués pour déterminer le vent ionique <sup>(21)</sup>.

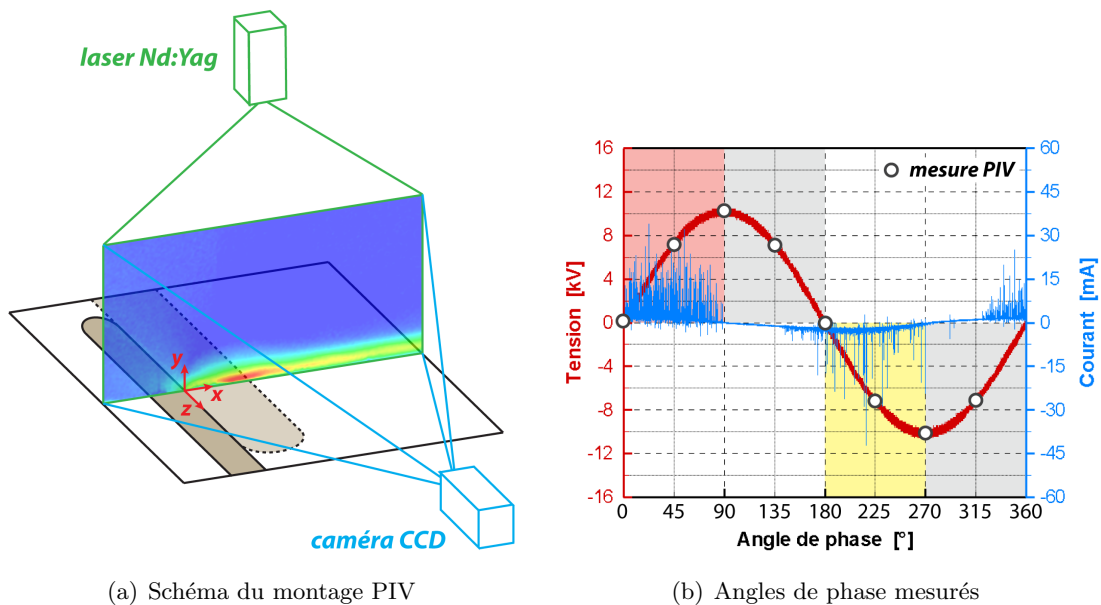


FIGURE 2.27 – Dispositif expérimental de la mesure de vitesse par PIV en moyenne de phase.

Une nappe laser verticale est positionnée au milieu de l'actionneur et perpendiculairement à sa surface (figure 2.27(a)). On réalise ainsi un plan  $XY$  qui va permettre de mesurer les composantes  $U$  et  $V$  du vent ionique. Le système de mesure utilise pour enregistrer les images une caméra CCD PowerView Plus<sup>®</sup> (série 4MP,  $2048 \times 2048$  pixels<sup>2</sup>), sur laquelle est fixé un objectif Nikon<sup>®</sup> (série Nikkor AF, 108 mm, F/2,8-3,2). La nappe laser est produite par un laser Nd :Yag double impulsions de marque Quantel Twins<sup>®</sup> (série Ultra 200,  $2 \times 200$  mJ à 532 nm). Pour synchroniser l'ouverture de la caméra avec la génération

(21). Petite / grande fenêtre d'interrogation, avec / sans niveau de gris moyen, avec / sans lissage, lissage grossier / fin.

de la nappe laser, on utilise un synchroniseur TSI<sup>®</sup> (série 610035). Le tout est connecté à un ordinateur et le logiciel Insight<sup>®</sup> de la société TSI<sup>®</sup> permet de réaliser les mesures de vitesse par PIV. L'ensemencement est réalisé à partir d'huile d'olive en utilisant un générateur d'aérosol Pivtec<sup>®</sup> (série PivPart30). Le diamètre moyen des gouttes d'huile d'olive est d'environ  $1\ \mu\text{m}$  (données constructeur).

Les mesures en moyenne de phase sont réalisées en connectant au synchroniseur la sortie TTL du générateur de fonctions qui fournit également le signal à amplifier à l'alimentation haute tension. Ce générateur crée une fonction carrée de même fréquence que le signal d'alimentation désiré. La sortie de synchronisation du GBF est utilisée pour déclencher la double impulsion laser (le délai entre les deux impulsions est fixé à  $5\ \mu\text{s}$ ). La synchronisation peut se faire sur un des fronts montant (on sera alors calé sur le début d'une alternance) ou à n'importe quel endroit de la tension d'alimentation, en introduisant un délai fixé par l'expérimentateur. Des images sont donc enregistrées au même instant sur plusieurs périodes du signal d'alimentation de la décharge. Toutefois, la fréquence d'acquisition du système PIV utilisé est d'environ 7,25 Hz. Cette fréquence correspond à la fréquence de répétition des deux impulsions laser. Les images ne seront donc pas enregistrées sur plusieurs périodes consécutives mais toutes les 138 ms au minimum.

Il est ainsi possible de reconstruire l'évolution de la vitesse au cours d'une période du signal d'alimentation : 210 couples d'images sont enregistrés au même moment de la tension d'alimentation et cette procédure est répétée pour plusieurs instants au cours de la période. Huit angles de phase répartis également au cours d'une période (de  $0^\circ$  à  $315^\circ$  par incrément de  $45^\circ$ ) ont été considérés dans cette étude (figure 2.27(b)). Le nombre d'images enregistrées permet d'obtenir une bonne convergence du point de vue de la détermination de la vitesse moyenne. Le traitement PIV fait intervenir des fenêtres d'interrogation adaptatives de  $64 \times 64\ \text{pixels}^2$  jusqu'à  $8 \times 8\ \text{pixels}^2$  (avec à chaque fois un recouvrement de 50 %). La taille de la fenêtre PIV est d'environ  $48 \times 48\ \text{mm}^2$  ce qui permet, après traitement, d'obtenir une résolution spatiale d'environ  $90\ \mu\text{m}$  <sup>(22)</sup>.

L'actionneur plasma utilisé ici a une géométrie légèrement différente de celles considérées précédemment. On conserve un diélectrique composé d'une feuille de Mylar<sup>®</sup> sur laquelle est apposée deux couches de Kapton<sup>®</sup> (une de chaque côté). L'électrode de haute tension conserve une forme classique avec une longueur de 6 mm par contre, dans le cadre de cette étude, il n'y a pas d'espace inter-électrodes et l'électrode de masse a une longueur de 9 mm. Cette absence d'espace inter-électrode permet d'obtenir un vent ionique plus important pour une amplitude de tension plus faible. De plus, l'apparition d'éventuels *sparks*, susceptibles d'endommager gravement le système PIV <sup>(23)</sup> est limitée. L'amplitude de la tension sera ici fixée à 14 kV et, en raison de la faible fréquence d'acquisition du système PIV, la fréquence de la tension d'alimentation est abaissée à 500 Hz.

---

(22). Dans cette étude, la faible intensité des réflexions à la paroi a permis de mesurer le vent ionique sur les premières centaines de  $\mu\text{m}$ .

(23). Cela s'est déjà produit malheureusement, d'où cette précaution.

#### 4.1.2 Périodicité du vent ionique

La mesure de vitesse par PIV réglée en moyenne de phase (figures 2.28 et 2.29) permet de représenter spatialement la variation de l'écoulement induit au cours de la période du signal d'alimentation. Elle est réalisée sans écoulement extérieur afin de mesurer exclusivement le vent ionique induit par l'actionneur plasma. Le vent ionique est créé dès le bord de l'électrode de haute tension ( $x = 0$  mm) et il est présent au cours de toute la période du signal d'alimentation.

On retrouve (figure 2.28,  $225^\circ - 0^\circ$ ) la prédominance de l'alternance négative dans la génération du vent ionique. En effet, c'est au cours de cette alternance que la composante  $U$  est maximale (environ  $5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ ). La zone où la vitesse maximale est atteinte se déplace longitudinalement durant l'alternance négative, comme si elle était convectée par l'écoulement induit une fois produite. Le vent ionique « cathodique » ne semble pas être créé dès le début de l'alternance négative ( $180^\circ$ ) mais avec un petit déphasage dans le temps. Malheureusement, le manque de points de discrétisation dans la période (un point tous les  $45^\circ$ ) ne permet pas de quantifier ce déphasage. Les mesures présentées dans la littérature montrent, en effet, que la vitesse augmente progressivement à partir de  $180^\circ$ , avec une petite inertie suivant la position où est effectuée la mesure, comme le montre Boucinha [23] dans sa thèse. Le vent ionique induit ne disparaît pas complètement lors de la phase négative d'extinction du plasma. La décélération due au vent ionique « anodique » n'est observée qu'à partir de  $45^\circ$ , à nouveau en raison du manque de points de discrétisation suivant la période de l'alimentation. Lors de cette alternance, le vent ionique est caractérisé par une composante  $U$  de la vitesse plus faible que lors de la phase négative. On retrouve ainsi les résultats présents dans la littérature, notamment ceux de Forte *et al.* [45] et Boucinha *et al.* [24], obtenus par d'autres moyens de mesure. Enfin, le vent ionique est accéléré jusqu'à la fin de l'électrode de masse, ce qui correspond à l'extension maximale de plasma, qui est atteinte au cours de l'alternance positive.

L'étude de l'évolution de la composante  $V$  de la vitesse (figure 2.29), montre la présence d'une zone d'aspiration au-dessus du plasma au cours de toute la période du signal d'alimentation. Cette aspiration est caractéristique de la création du vent ionique et a déjà été mentionnée dans la littérature par Forte *et al.* [45]. Sa formation relève de considérations purement mécaniques. Le vent ionique est créé à proximité de la surface, au niveau de la décharge, puis est « expulsé » en aval de l'actionneur. Une zone de dépression se forme donc au niveau de la fin de l'électrode de haute tension et l'air ambiant y est donc aspiré.

Durant l'alternance négative, le vent ionique dans la zone de la décharge est globalement orienté en direction du diélectrique ( $V \leq 0$ ). Lors de l'alternance positive, le vent ionique peut être globalement considéré comme étant orienté parallèlement à la surface du diélectrique ( $V \approx 0$ ). On note cependant une éjection importante de fluide ( $V \geq 0$ ) au-dessus de la décharge au début de cette alternance. On retrouve ce brusque changement de direction dans les mesures LDA en moyenne de phase réalisées par Boucinha [23]. La différence de formes entre les spots d'ionisation diffus (négatif) et les *streamers* (positif)

#### 4. AU CENTRE DU CONTRÔLE PAR PLASMA : LE VENT IONIQUE

est peut être due à l'origine de ce changement de direction. En effet, il a été observé par Rabat *et al.* [101] que les streamers pouvaient prendre une forme d'arc de cercle suivant la direction perpendiculaire à la paroi. Ils pourraient ainsi être la source de ce mouvement de fluide vers le haut.

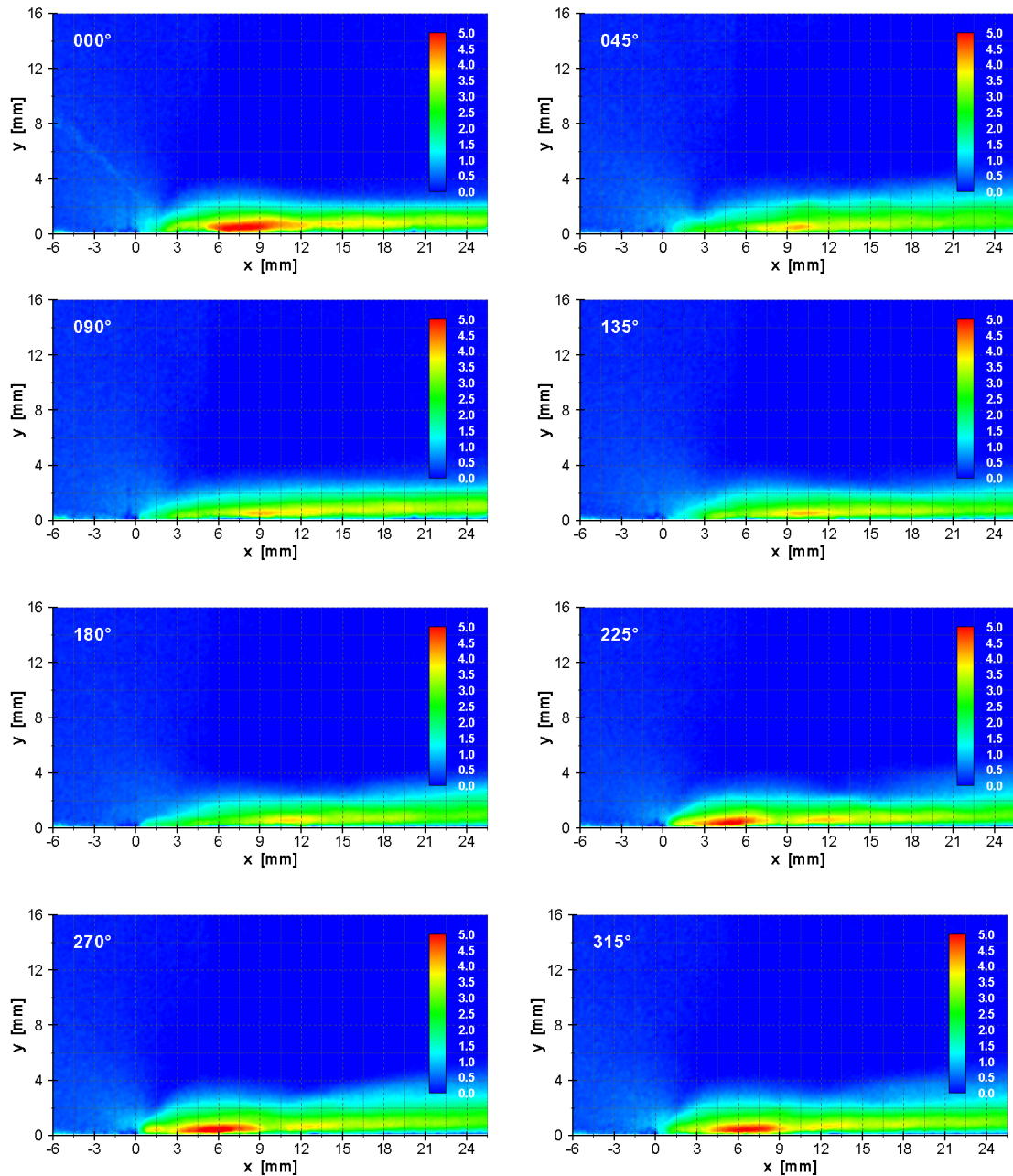


FIGURE 2.28 – Champs PIV pour la composante  $U$ , 12 kV et 500 Hz ( $0^\circ - 180^\circ$  : alternance positive,  $180^\circ - 360^\circ$  : alternance négative).

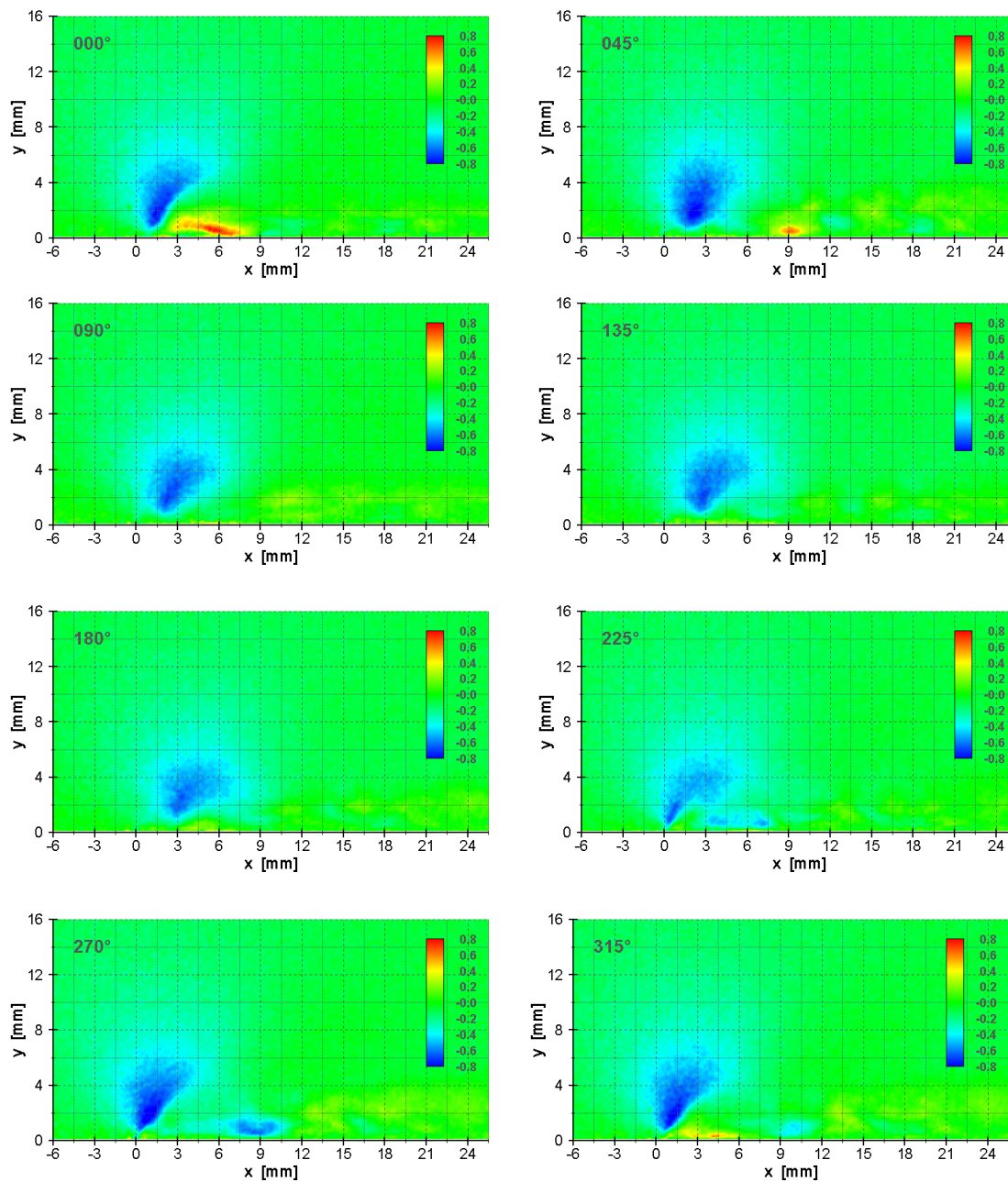
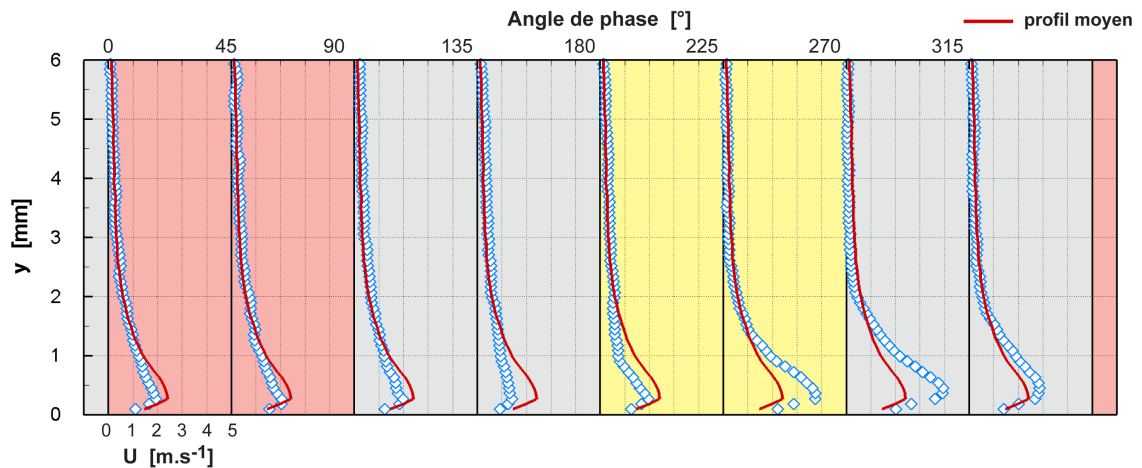


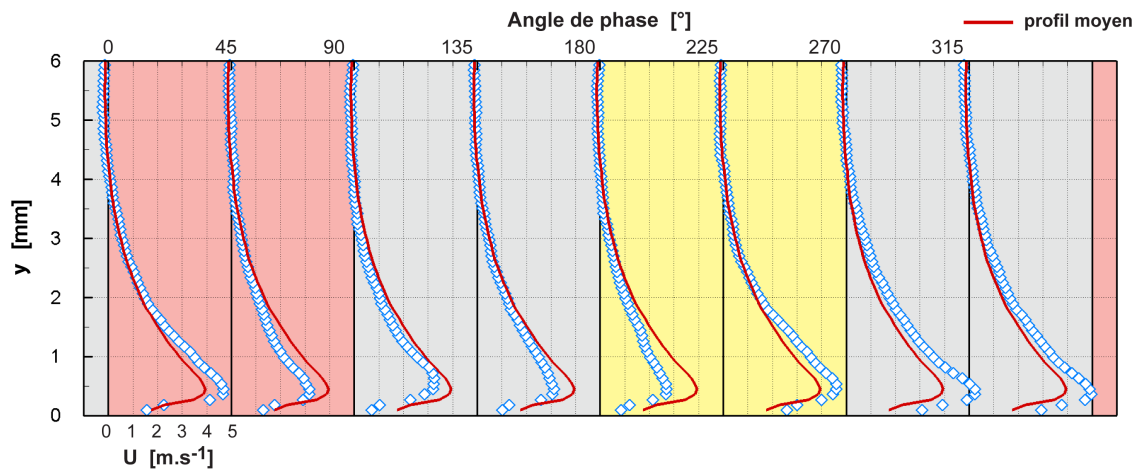
FIGURE 2.29 – Champs PIV pour la composante  $V$ , 12 kV et 500 Hz ( $0^\circ - 180^\circ$  : alternance positive,  $180^\circ - 360^\circ$  : alternance négative).

Les champs PIV mettent donc en évidence l'existence des deux phases (anodique et cathodique) lors de la génération du vent ionique, en accord avec les résultats issus de la littérature. On observe que les différences entre ces deux phases sont plus marquées au niveau de la décharge, là où le vent ionique est induit. En aval de l'actionneur, les différences entre les vents ioniques anodique et cathodique sont de moins en moins visibles

à mesure que l'on s'éloigne de l'actionneur : les deux écoulements induits ne sont plus influencés par la décharge et peuvent donc se « mélanger » du fait de la turbulence. On peut mettre en évidence ces observations en représentant la variation d'un profil de vitesse à une position  $x$  donnée en fonction de la phase.



(a)  $x = 1,5$  mm



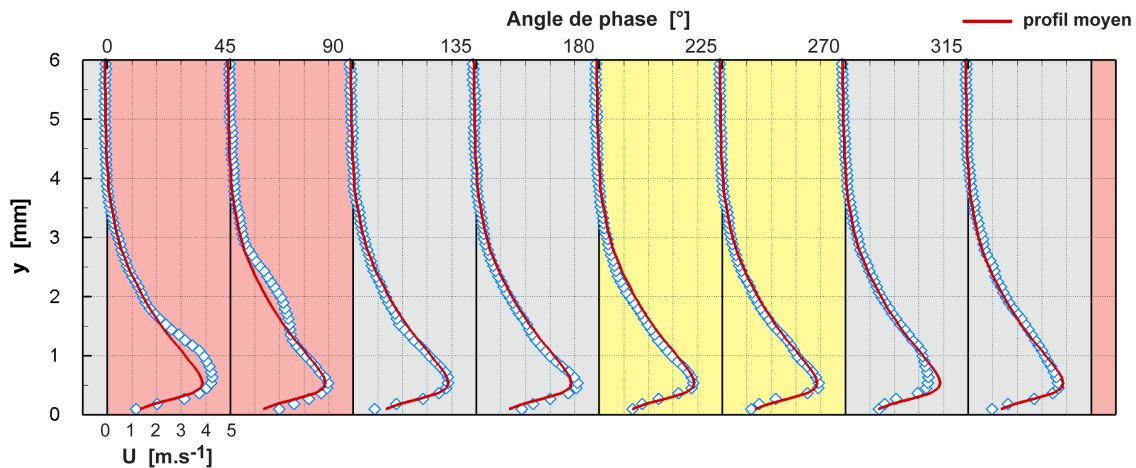
(b)  $x = 6,0$  mm

FIGURE 2.30 – Profils de vitesse de la composante  $U$  pour une position  $x$  donnée, zone d'accélération, 12 kV et 500 Hz ( $0^\circ$  -  $180^\circ$  : alternance positive,  $180^\circ$  -  $360^\circ$  : alternance négative).

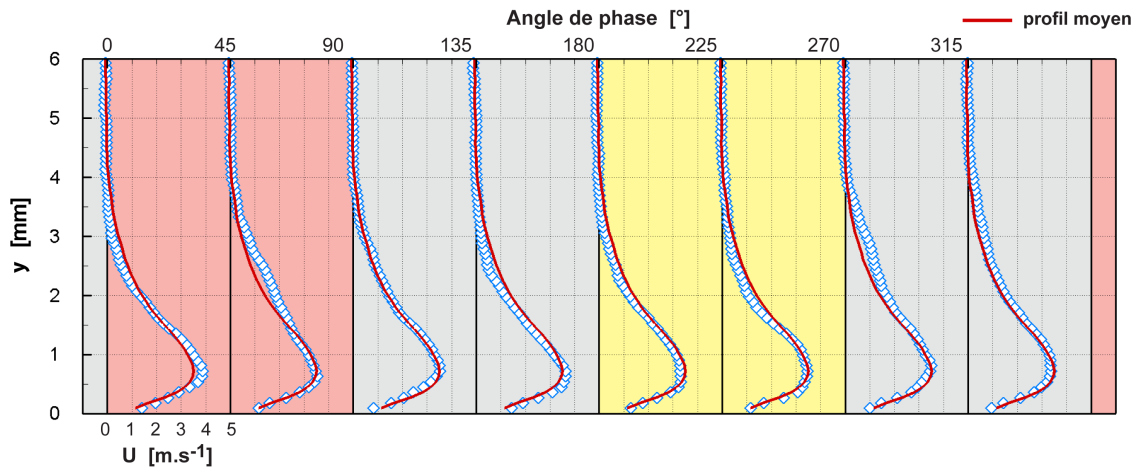
Dans la zone d'accélération (figure 2.30), on retrouve le fait que le vent ionique est maximal lors de l'alternance négative, ce qui implique un déficit de vitesse (par rapport à la vitesse moyenne obtenue à partir des huit angles de phase considérés) lors de l'alternance positive. On retrouve également le fait que plus on s'éloigne de l'électrode de haute tension plus la vitesse maximale augmente, d'où le nom de « zone d'accélération ». En aval de l'actionneur (zone de diffusion du vent ionique, figure 2.31), on n'observe plus aussi clairement la différence entre les deux alternances. Pour les différents angles de phase



testés, les profils de vitesse sont similaires au profil moyen : on perd ainsi la « signature » temporelle du vent ionique lors de sa diffusion. Boucinha [23] (figure 2.27 de sa thèse) a en effet montré que le pic caractéristique à la fréquence de la tension d'alimentation n'était plus présent en aval de l'actionneur plasma. Enfin, on retrouve le fait que derrière l'actionneur, le vent ionique peut être comparé à un jet de paroi se diffusant : la valeur du maximum de vent ionique diminue et sa position verticale augmente lorsqu'on se déplace dans le sens de l'écoulement induit.



(a)  $x = 10,5 \text{ mm}$



(b)  $x = 15,0 \text{ mm}$

FIGURE 2.31 – Profils de vitesse de la composante  $U$  pour une position  $x$  donnée, zone de diffusion, 12 kV et 500 Hz ( $0^\circ - 180^\circ$  : alternance positive,  $180^\circ - 360^\circ$  : alternance négative).

Pour finir, la différence de comportement du vent ionique entre les alternances positive et négative peut être montrée en représentant l'évolution longitudinale du maximum de vitesse de la composante  $U$  (figure 2.32). La différence de topologie est directement visible. En effet, non seulement la vitesse maximale est différente entre les deux phases mais également la longueur sur laquelle s'effectue le transfert de quantité de mouvement.



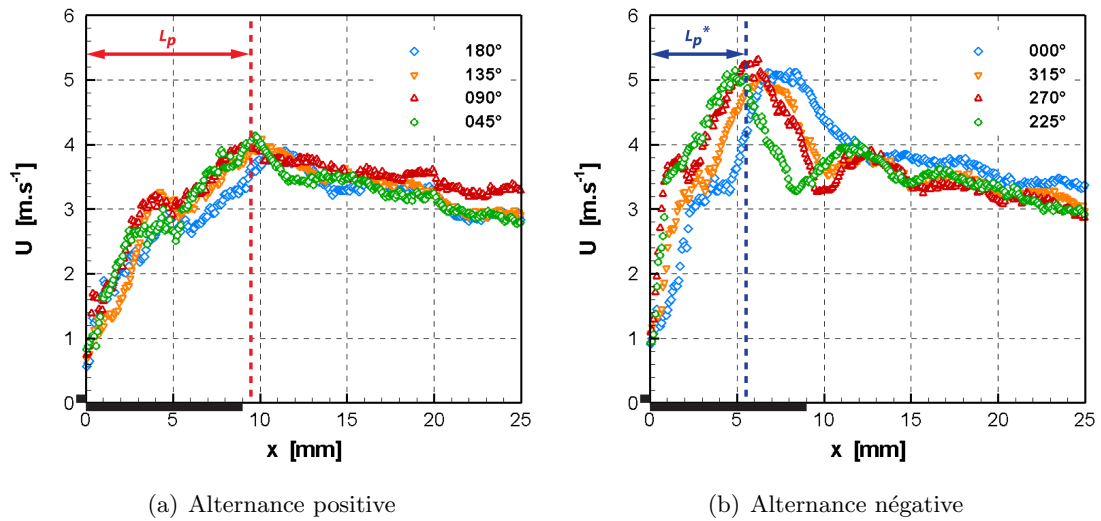


FIGURE 2.32 – Profils longitudinaux de la vitesse maximale de la composante  $U$  (12 kV et 500 Hz).

Lors de l'alternance positive, le maximum de vitesse est localisé globalement à la fin de l'électrode de masse et est approximativement constant ( $\approx 4 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ ). Lors de l'alternance négative, le vent ionique cathodique atteint une valeur maximale plus importante que précédemment (environ 25 % en plus) et son maximum est maintenant localisé au milieu de l'électrode de masse. Il y a donc clairement deux longueurs de transfert de quantité de mouvement qui intervient lors d'une même période de la tension d'alimentation. On estime à partir de ces résultats que le maximum de vent ionique est situé à  $x = 9,5 \text{ mm}$  pendant l'alternance positive et à  $x = 5,5 \text{ mm}$  pendant l'alternance négative. La longueur d'accélération de l'alternance négative correspond donc à environ 60 % de celle de l'alternance positive.

En revenant à la description de la décharge faite au début de ce chapitre, on sait d'après Boucinha [23] qu'entre les spots d'ionisation diffus (de longueur  $L_p^*$ ) et les *streamers* (de longueur  $L_p$ ), il existe un rapport de 0,6 entre ces deux longueurs, pour le type de régime considéré ici. En prenant des images de la décharge avec une caméra iCCD, on mesure une longueur d'extension maximale du plasma d'environ 9 mm pour l'alternance positive et une longueur des spots de l'ordre de 5,5 mm. On retrouve bien la proportion de 60 % entre les longueurs du plasma lors des alternances positive et négative. Comme ces longueurs de plasma sont similaires aux longueurs de transfert de quantité de mouvement déterminées par PIV, les *streamers* et les spots d'ionisation semblent donc être à l'origine du transfert de quantité de mouvement par la mise en mouvement des espèces chargées et de leurs collisions avec les particules neutres de l'air.

L'étude des mesures PIV permet donc de confirmer que le vent ionique est majoritairement produit lors de l'alternance négative. De plus, une corrélation entre l'extension du plasma et l'accélération du vent ionique a été mise en évidence par la présence de deux

longueurs caractéristiques pour le transfert de quantité de mouvement. Toutefois, cette différence dans la génération du vent ionique ne semble présente qu'au niveau du plasma, les profils de vitesse devenant rapidement stables (au sens temporel et non spatial) en s'éloignant de la zone de la décharge. À présent, il convient de vérifier si ces résultats se retrouvent (ou non) en présence d'un écoulement extérieur.

#### 4.2 Vent(s) ionique(s) en présence d'un écoulement extérieur

La caractérisation du vent ionique sans écoulement extérieur souffre du fait que l'on ne sait pas exactement comment les vents ioniques anodique et cathodique se rajoutent à un écoulement extérieur. Boucinha [23] montre, à partir de mesures optiques de vitesse au sein du plasma ou à proximité, que jusqu'à 80 % du vent ionique moyen généré sans écoulement extérieur peuvent se retrouver en présence d'un écoulement. En effet, en effectuant la soustraction entre un profil manipulé (écoulement+vent ionique) et un profil non manipulé (sans vent ionique), on retrouve un profil de vitesse similaire à celui du vent ionique que l'on aurait mesuré sans écoulement extérieur.

Toutefois, cette mesure n'est réalisée que de façon moyenne et ne permet pas de savoir si la signature fréquentielle observée dans les études spectrales se traduit par l'apparition d'une variation périodique de la vitesse au niveau de la décharge. De plus, cette soustraction n'a de sens que si la nature de la couche limite ne varie pas en présence du plasma (passage d'une couche limite laminaire à une couche limite turbulente ou inversement). Les mesures effectuées par Forte *et al.* [46] en présence d'un écoulement extérieur ( $U_e = 1,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ ) montrent que l'on peut mesurer cette variation du vent ionique au cours d'une période du signal d'alimentation. Il convient de vérifier ce résultat pour des écoulements plus rapides. En effet, la vitesse d'écoulement lors des tests sur l'efficacité du contrôle par plasma est d'au moins  $10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  (pour être représentatif d'une configuration d'écoulement réaliste).

##### 4.2.1 Dispositif expérimental

La mesure de vitesse est effectuée par un dispositif LDA à deux composantes, de marque Dantec Dynamics<sup>®</sup> (série BSA 51N). Le principe de ce type de mesure de vitesse est détaillé en annexe E. Il utilise un laser d'argon ionisé de marque Spectra-Physics<sup>®</sup> (série 2000), d'une puissance de 15 W. En sortie du laser, un séparateur de couleurs permet de créer quatre faisceaux monochromatiques : deux bleus ( $\lambda_b = 488 \text{ nm}$ ) et deux verts ( $\lambda_v = 515 \text{ nm}$ ). Ces faisceaux sont envoyés par l'intermédiaire d'une fibre optique vers une sonde émettrice/réceptrice d'une focale de 500 mm. À l'intersection des faisceaux verts et bleus, deux volumes de mesure (un vert et un bleu), en forme d'ellipsoïde de révolution, sont créés. La taille de ces volumes est estimée à  $80 \times 80 \times 1000 \mu\text{m}^3$ . L'axe de la sonde est incliné de  $8^\circ$  par rapport à l'horizontale pour permettre d'approcher au plus près les volumes de mesure de la surface. Cet angle n'a qu'une très faible influence sur les valeurs des composantes de la vitesse mesurées et il sera donc négligé dans la suite de l'étude. Pour déplacer la sonde, on utilise un système de déplacement automatisé à deux axes de marque Isel<sup>®</sup> (série Automation LF5) d'une résolution de 0,10 mm et d'une précision de

0,02 mm. Le générateur d'aérosols utilisé est identique à celui présenté lors des mesures PIV. La figure 2.33 représente un schéma de ce montage. Le système LDA est réglé pour effectuer la mesure de la vitesse de l'écoulement en moyenne de phase. On utilise pour cela un générateur de signaux pour créer le signal sinusoïdal à amplifier par l'alimentation et un signal TTL pour piloter le système LDA. Une période du signal d'alimentation de l'actionneur est divisée en 180 échantillons, chacun représentant  $2^\circ$  d'une période du cycle AC. Le temps d'acquisition est réglé de manière à enregistrer le passage de 2000 particules de fumée au minimum dans les volumes de mesure pour chaque échantillon du cycle AC.

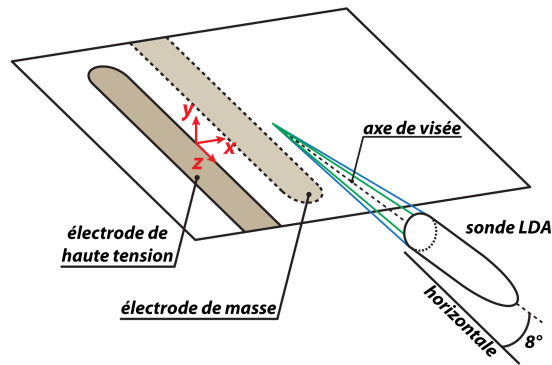


FIGURE 2.33 – Schéma du dispositif expérimental pour la mesure de vitesse par LDA.

L'actionneur plasma est constitué du même diélectrique que celui utilisé précédemment : une couche de Mylar<sup>®</sup> et deux couches de Kapton<sup>®</sup>. L'électrode de haute tension possède à présent une longueur de 6 mm, tout comme l'électrode de masse, encapsulée par plusieurs couches d'isolants. Les deux électrodes sont séparées par un espace inter-électrode de 3 mm. Afin de faciliter la mesure de vitesse en moyenne de phase par LDA, la fréquence du signal d'alimentation est à nouveau fixée à 500 Hz. Pour obtenir un vent ionique suffisamment important, l'amplitude de la tension est réglée à 14 kV. L'actionneur est positionné sur une géométrie de type plaque plane, à une position  $s = 117$  mm, dans la veine d'une soufflerie ouverte de type Eiffel (ce montage sera détaillé dans le chapitre 3). Un écoulement de type couche limite de Blasius est présent au-dessus de la plaque, et une couche limite faisant quelques millimètres au niveau de l'actionneur est créée. La vitesse amont de l'écoulement est fixée à  $U_e = 10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ .

#### 4.2.2 Prédominance de l'alternance négative

Pour pouvoir mettre en évidence la périodicité de la génération du vent ionique en présence d'un écoulement extérieur, on va comparer des mesures de vitesse effectuées avec (cas manipulé) et sans l'actionneur plasma en fonctionnement (cas non manipulé). Les mesures de vitesse n'ont pas été effectuées sur tout un profil mais uniquement sur quelques points, à des hauteurs spécifiques pour le vent ionique. Elles permettent, entre autres, de capter approximativement la vitesse maximale du vent ionique induit par l'actionneur ( $y = 0,5$  mm).

La figure 2.34 représente l'évolution temporelle des composantes de la vitesse, sans écoulement extérieur, au point  $x = 4,5$  mm et  $y = 0,5$  mm. Les résultats sont semblables à ceux obtenus précédemment par la PIV. Sur la composante  $U$ , on observe clairement l'accélération qui se produit dès le début de l'alternance négative ( $180^\circ$ ) et la faible décroissance de la vitesse, caractéristique de l'alternance positive. Pour cette position de mesure, la vitesse maximale de la phase anodique représente environ 40 % (soit un écart d'environ  $1,3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ ) de celle lors de la phase cathodique. Pour la composante  $V$ , l'aspiration de fluide au début de l'alternance négative est caractéristique de la brusque génération du vent ionique cathodique en proche paroi ( $y \leq 0,5$  mm). Lors de l'alternance positive, on retrouve l'éjection de fluide déjà observée avec les mesures PIV.

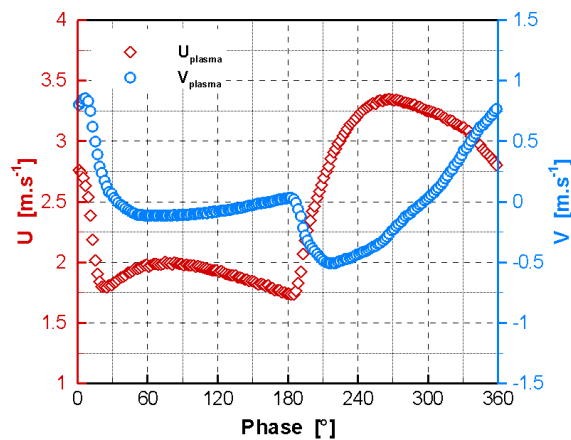
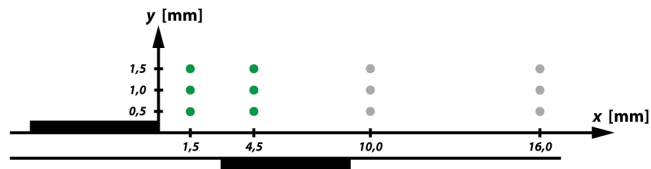
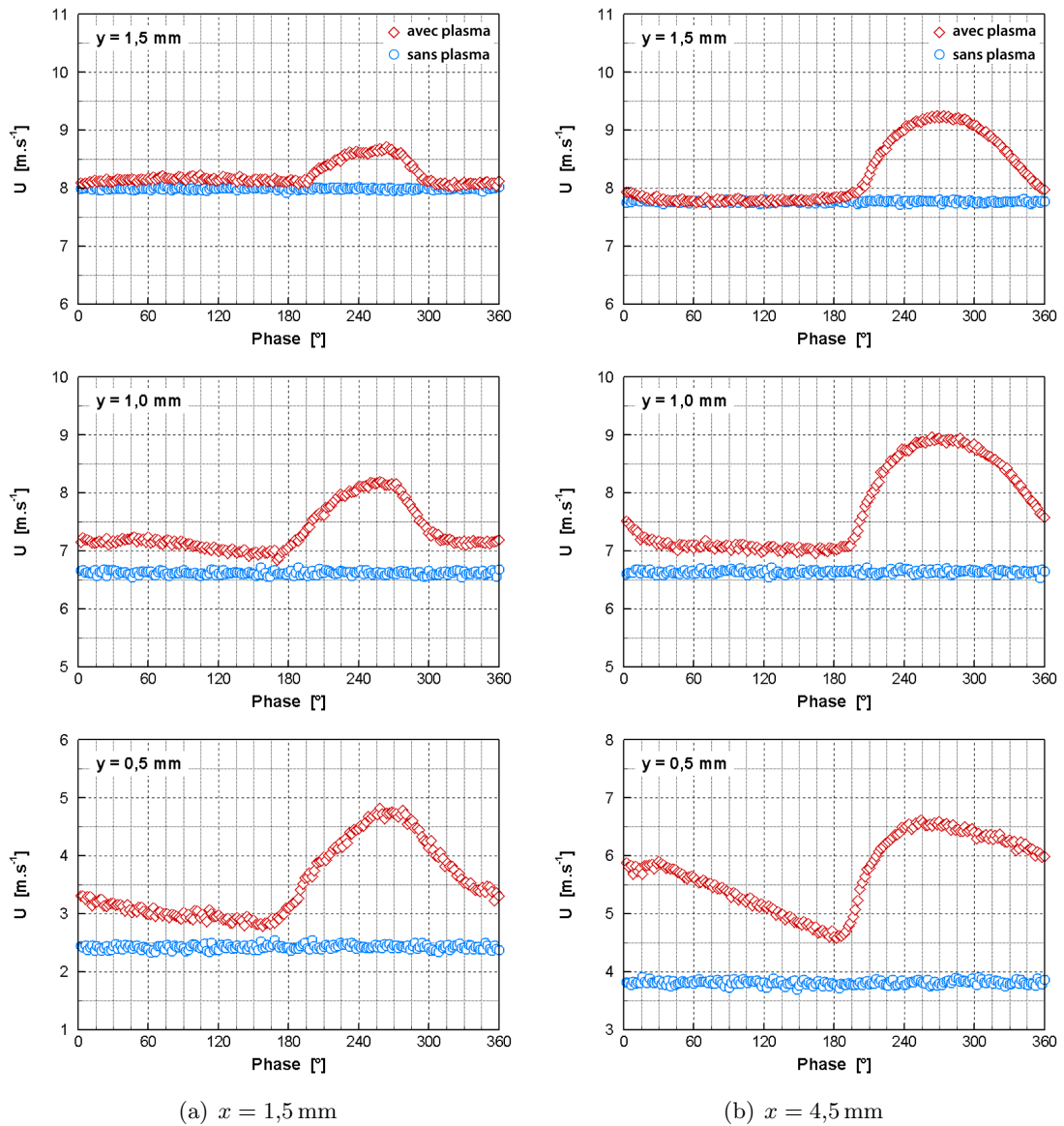


FIGURE 2.34 – Profils temporels de vitesse sans écoulement extérieur,  $x = 4,5$  mm,  $y = 0,5$  mm, 14 kV et 500 Hz ( $0^\circ - 180^\circ$  : alternance positive,  $180^\circ - 360^\circ$  : alternance négative).

En présence d'un écoulement extérieur, la périodicité de la génération du vent ionique est observée au-dessus de l'actionneur, et ce, malgré la présence de l'écoulement dont la vitesse est supérieure à la vitesse moyenne de l'actionneur. On distingue clairement les différentes phases du vent ionique sur la composante  $U$  (figure 2.35) ainsi que sur la composante  $V$  (non présentée ici). La vitesse moyenne de l'écoulement non manipulé présente logiquement une vitesse constante sur l'ensemble de la période.

Pour les points de mesure les plus proches de la surface, on observe une survitesse de la composante  $U$  par rapport au cas non manipulé dès le début de l'alternance négative, comme pour le cas sans écoulement. La décroissance continue de la vitesse lors de l'alternance positive est également présente. En s'éloignant de la paroi, la survitesse par rapport au cas non manipulé lors de l'alternance négative est moins marquée, mais reste bien présente. Pour ces positions ( $y = 1,0$  et  $1,5$  mm), la vitesse lors de l'alternance positive est similaire à celle obtenue dans le cas non manipulé. Il semble donc que seul le transfert de quantité de mouvement dû aux spots d'ionisation diffus entraîne une augmentation de la vitesse de l'écoulement. Avec cette augmentation, la vitesse de l'écoulement peut atteindre jusqu'à  $9 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ , soit environ 30 % de plus que dans le cas non manipulé. Toutefois, cette augmentation ne se produit que durant la phase active de l'alternance négative.

#### 4. AU CENTRE DU CONTRÔLE PAR PLASMA : LE VENT IONIQUE



(c) Points de mesure LDA

FIGURE 2.35 – Profils LDA de la composante  $U$  de la vitesse au-dessus de la décharge, 14kV et 500 Hz ( $0^\circ$  -  $180^\circ$  : alternance positive,  $180^\circ$  -  $360^\circ$  : alternance négative).

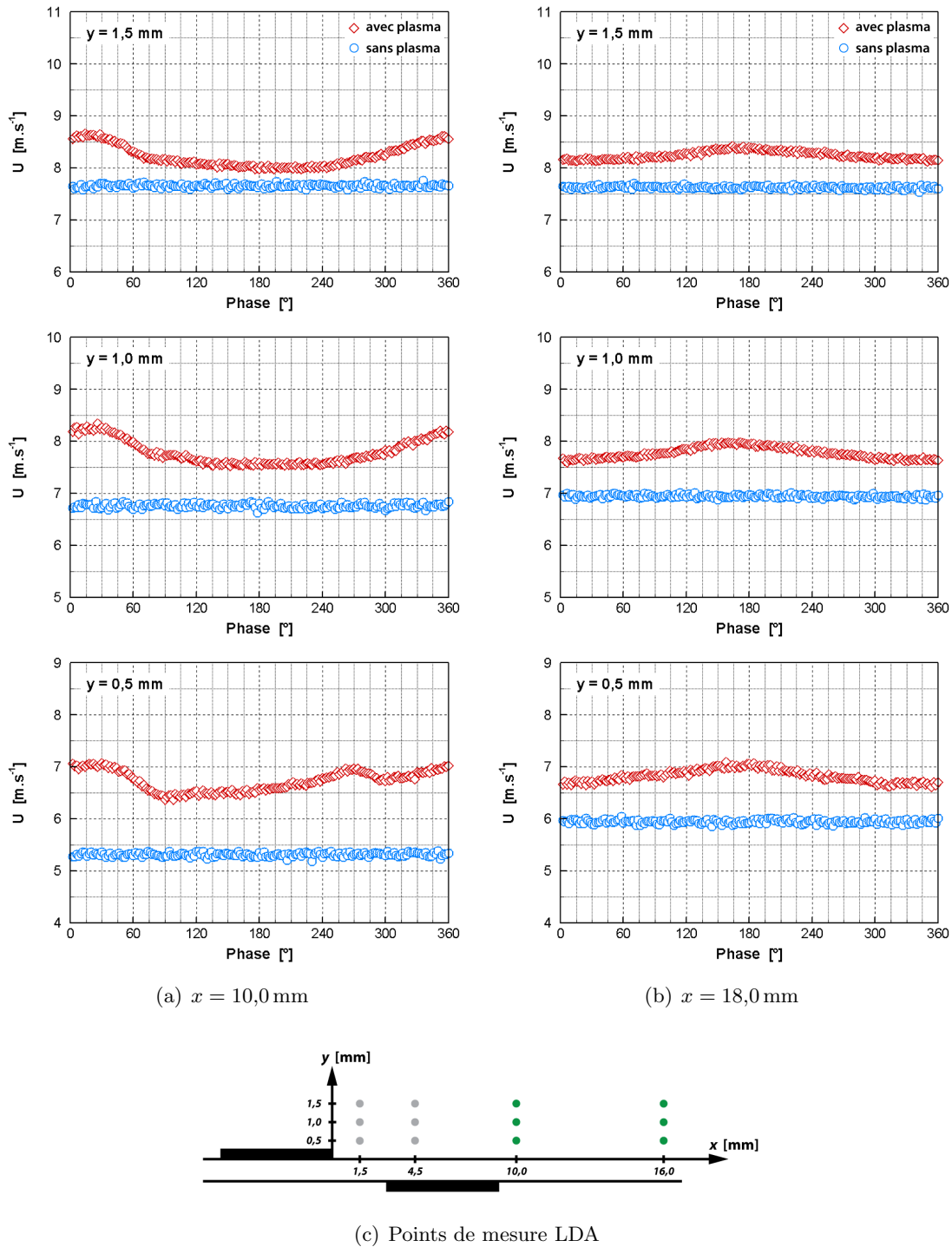


FIGURE 2.36 – Profils LDA de la composante  $U$  de la vitesse, zone de diffusion, 14 kV et 500 Hz ( $0^\circ - 180^\circ$  : alternance positive,  $180^\circ - 360^\circ$  : alternance négative).

L'actionneur plasma permet donc d'induire une accélération de l'écoulement extérieur même si la vitesse maximale du vent ionique sans écoulement est bien inférieure à celle de l'écoulement non manipulé. Cet ajout de vitesse se fait par transfert de quantité de mouvement dans la couche limite de manière locale et périodique. Il est donc normal de retrouver la signature fréquentielle du vent ionique en présence d'un écoulement extérieur comme l'observent de nombreux auteurs dans la littérature, tels que Grundmann et Tropea [53] et Boucinha [23].

En aval de l'actionneur, l'influence de ce dernier sur l'écoulement extérieur est de moins en moins visible au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la décharge (figure 2.36). On retrouve néanmoins, dans le cas manipulé, une vitesse moyenne supérieure au cas non manipulé, conséquence directe de l'ajout de quantité de mouvement au niveau de la décharge. Même pour la position la plus éloignée de la paroi ( $x = 18 \text{ mm}$  et  $y = 1,5 \text{ mm}$ ), l'ajout de vitesse est visible, ce qui laisse envisager que l'actionneur plasma sera en mesure de modifier une couche limite de quelques millimètres d'épaisseur et sur au moins 2 cm de longueur.

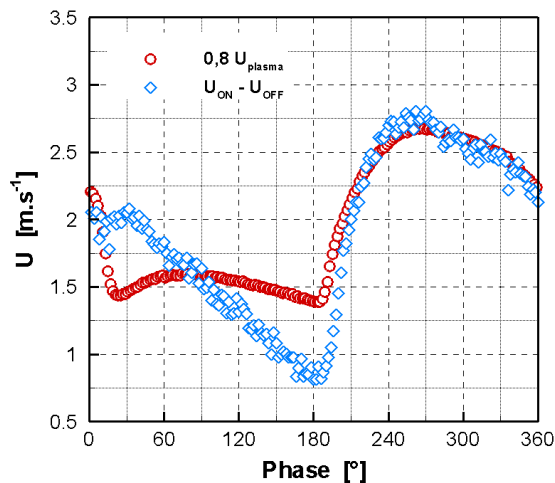


FIGURE 2.37 – Comparaison des estimations des vitesses de vent ionique avec et sans écoulement extérieur,  $x = 4,5 \text{ mm}$ ,  $y = 0,5 \text{ mm}$ , 14 kV et 500 Hz ( $0^\circ - 180^\circ$  : alternance positive,  $180^\circ - 360^\circ$  : alternance négative).

À présent, on regarde si l'ajout de quantité de mouvement sans écoulement se retrouve totalement lorsque l'actionneur est placé dans une couche limite. Pour la position au-dessus de la décharge pour laquelle la survitesse était la plus importante ( $x = 1,5 \text{ mm}$  et  $y = 0,5 \text{ mm}$ ), la figure 2.37 représente : la soustraction de la vitesse dans le cas manipulé ( $U_{ON}$ ) et de la vitesse dans le cas non manipulé ( $U_{OFF}$ ), et la vitesse du vent ionique obtenue sans écoulement pondérée d'un coefficient. À cette position, l'ajout de vitesse dans l'écoulement correspond à environ 80 % de la vitesse du vent ionique sans écoulement extérieur ( $U_{plasma}$ ). Il semble donc que plus la vitesse de l'écoulement sera importante par rapport à la vitesse moyenne du vent ionique, plus l'ajout de quantité de mouvement sera

faible. Cependant, pour une vitesse d'écoulement d'environ trois fois celle du vent ionique moyen, comme c'est le cas dans ces résultats, l'ajout de quantité de mouvement est encore relativement important.

Les mesures de vitesse par LDA en moyenne de phase permettent donc de mettre en évidence la périodicité de la génération du vent ionique en présence d'un écoulement extérieur. Lors du fonctionnement de l'actionneur plasma en présence de l'écoulement, l'ajout de quantité de mouvement se traduit par une vitesse moyenne supérieure à celle mesurée dans le cas non manipulé. Cette augmentation de la vitesse moyenne est essentiellement due au vent ionique produit lors de l'alternance négative. Le vent ionique semble donc conserver les mêmes caractéristiques en présence ou non d'un écoulement extérieur : une alternance négative qui produit un vent ionique important et une alternance positive où le vent ionique est plus faible et relativement constant. Toutefois, ces observations ne sont valables qu'à proximité du plasma puisque, en aval de l'actionneur, l'écoulement extérieur homogénéise le vent ionique. L'ajout de vitesse devient alors négligeable et la signature périodique est perdue au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'actionneur. En définitive, toutes les études de caractérisation des actionneurs et du vent ionique effectuées sans écoulement extérieur sont donc pertinentes et peuvent être prises en considération pour comprendre comment agit un actionneur plasma sur un écoulement extérieur au niveau de la zone de décharge.

## 5 Synthèse

Dans ce chapitre, les résultats obtenus lors de la caractérisation du type d'actionneur plasma utilisé par nos deux équipes ont été présentés. Cette caractérisation est motivée par le fait que certains points, concernant le fonctionnement des actionneurs plasmas, restaient peu documentés. En effet, même si le régime de *spark* négatif ramifié est souvent observé, aucune étude ne l'avait analysé jusqu'à présent. De même, les mesures de température d'un actionneur plasma en fonctionnement sont trop peu nombreuses et spécifiques à des configurations bien précises. La périodicité de la génération du vent ionique en présence d'un écoulement extérieur est aussi faiblement documentée. Cette caractérisation a consisté à étudier la décharge de surface et le vent ionique induit pour tenter de mieux définir et décrire les phénomènes qui ont lieu lors du fonctionnement des actionneurs plasmas de type DBD de surface.

Ces actionneurs sont constitués d'un diélectrique composé d'une feuille de Mylar<sup>®</sup> et de plusieurs couches de Kapton<sup>®</sup>. Ils sont connectés à une alimentation haute tension qui amplifie un signal sinusoïdal. Comme il est possible de faire varier l'amplitude ou la fréquence du signal, le plasma qui se forme à la surface de l'actionneur peut prendre différents aspects. C'est ce que l'on nomme les « régimes de décharge ». On peut distinguer trois régimes : spots, diffus et filamentaire. En toute rigueur, les régimes spots et diffus sont similaires. Ce n'est que l'œil de l'expérimentateur qui fait cette distinction. La littérature est assez bien fournie pour décrire ces deux régimes, au contraire du régime filamentaire. À partir de cette étude, on sait que la description filamentaire de la décharge correspond



en fait à l'apparition des *sparks* négatifs ramifiés. Ces *sparks* apparaissent au-delà d'une tension seuil et correspondent vraisemblablement à un déchargement de la surface du diélectrique. En effet, cette dernière est chargée positivement, ce qui rend possible l'existence d'impulsions de courant fortement négatives. Ce régime particulier apparaît quand l'amplitude de la tension est augmentée. Lorsque la fréquence du signal est augmentée un quatrième régime apparaît avec des filaments de plasma présents lors des deux phases actives et dont l'origine est vraisemblablement imputable à un effet mémoire de la surface du diélectrique.

Outre la caractérisation du régime filamentaire, cette étude propose un protocole expérimental pour améliorer la mesure de la puissance active. En effet, cette mesure est habituellement effectuée sur quelques dizaines de périodes. On montre que sur un temps de fonctionnement de plusieurs secondes, la puissance active est caractérisée par une phase pendant laquelle sa valeur varie fortement. Au-delà de cette phase, la puissance active fluctue légèrement autour d'une valeur moyenne. Il est donc préférable de déterminer la puissance sur un nombre conséquent de périodes et après un temps d'attente de quelques secondes. En faisant varier l'amplitude de la tension ou la fréquence, on retrouve les lois comportementales proposées dans la littérature. Cependant, la variation linéaire de la puissance lors du régime de *spark* négatif ramifié ne semble pas correspondre à ce qui se passe réellement. Pour obtenir une mesure plus fidèle, il semble qu'il faille procéder à la mesure de la puissance active sur un nombre de périodes important. En effet, on observe lors de ce régime, une variation quadratique de la puissance si l'on considère 2000 périodes. On note aussi que la mesure de puissance permet de mettre en évidence le (faible) dépôt progressif de charges positives à la surface de l'actionneur. Toutefois, ce dépôt de charges n'influence pas la valeur de la puissance active.

Les actionneurs plasmas sont utilisés pour modifier des écoulements par l'intermédiaire du vent ionique. Cependant, comme ces dispositifs chauffent lors de leur fonctionnement, il est nécessaire de savoir si seul ce vent ionique joue un rôle dans cette modification ou si des effets thermiques peuvent rentrer en jeu. De plus, la connaissance de la température de surface du diélectrique permet de vérifier que l'utilisation des matériaux le constituant se fait dans une gamme de fonctionnement préconisée par les fabricants. La température du plasma est un paramètre qui est déjà bien renseigné dans la littérature. On sait qu'il atteint une température d'environ 200 °C. En revanche, la température de surface du diélectrique est très peu documentée. Cette étude a permis de mettre en évidence la variation linéaire de cette température avec la puissance active. On connaît maintenant, pour le type d'actionneur utilisé dans cette étude, la variabilité de la température de surface en fonction de l'amplitude de la tension ou de la fréquence. De plus, la température évolue suivant l'axe longitudinal et sa valeur maximale est atteinte près de l'électrode de haute tension. On mesure que la température de surface évolue au cours du temps pour tendre vers une valeur constante qui dépend de la puissance. On peut alors extrapoler cette variation temporelle pour déterminer la valeur maximale de la température de surface du diélectrique. On trouve que cette valeur est inférieure à celle du plasma mesurée par spectroscopie d'émission mais des mesures complémentaires devront être réalisées pour confirmer cela. Pour les différents cas de puissance testés, les températures maximales sont inférieures à

100 °C, ce qui tend à montrer que les effets thermiques seront négligeables par rapport aux seuls effets du vent ionique.

La caractérisation de la décharge de surface n'est pas la seule à souffrir de zones d'ombre. Le vent ionique n'était jusqu'à présent considéré que majoritairement d'un point de vue moyen. Or, la décharge à la base de sa génération n'adopte pas la même physionomie entre les alternances positive et négative. Cette étude propose donc des mesures de vitesse par PIV réglée en moyenne de phase pour approfondir la caractérisation de ce vent ionique. À partir de ces mesures, on met clairement en évidence la différence de topologie entre les vents ioniques cathodique et anodique, en l'absence d'un écoulement extérieur. Elle est due à la différence de morphologie du plasma lors d'une période du signal électrique. Durant l'alternance positive, les *streamers* sont à l'origine d'un écoulement horizontal qui est accéléré, dans notre cas, jusqu'à la fin de l'électrode de masse. Pendant l'alternance négative, le vent ionique est orienté vers la surface et subit une accélération importante jusqu'à environ le milieu de l'électrode de masse. On doit donc considérer deux transferts de quantité de mouvement qui diffèrent à la fois sur leur longueur mais aussi sur leur valeur.

Cette étude a aussi montré que, même sous l'influence d'un écoulement extérieur de  $10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ , on arrivait à mesurer la périodicité de la génération du vent ionique. En utilisant un système LDA réglé en moyenne de phase, on observe que l'accélération due à l'alternance négative vient se superposer à l'écoulement extérieur. La contribution du vent ionique généré lors de l'alternance positive est par contre moins visible. Il en résulte une augmentation de la valeur moyenne de l'écoulement où la périodicité de la génération du vent ionique est particulièrement bien visible au niveau de la zone de la décharge. En aval de celle-ci, les différences entre les alternances s'estompent, comme on avait pu le mesurer avec les mesures PIV sans écoulement extérieur. Les valeurs de vitesse mesurées laissent penser que, pour un écoulement de  $20 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ , la forte accélération produite par le développement des spots d'ionisation diffus sera aussi présente dans l'écoulement manipulé au niveau de la décharge. On va donc vraisemblablement pouvoir obtenir, sur un écoulement de type couche limite de Blasius, deux effets distincts :

- la stabilisation des profils de vitesse par un ajout « moyen » de quantité de mouvement : c'est la contribution moyenne des deux alternances de la décharge de surface ;
- l'introduction d'une perturbation à une fréquence fixe : c'est la contribution du vent ionique cathodique qui s'opère périodiquement à la fréquence du signal d'alimentation.

En jouant sur ces deux points par l'intermédiaire du couple tension-fréquence, on montrera dans le chapitre 3 qu'il est possible de manipuler la position du début de la transition d'une couche limite laminaire.

## Chapitre 3

# Contrôle de la transition laminaire - turbulent d'une couche limite de type Blasius

J'aimerais débiter ce chapitre sur une anecdote personnelle. Il y a quelques années de cela, j'avais oublié un matin ma montre sur le toit d'une voiture. Le soir, la personne conduisant cette voiture vient me trouver, ma montre à la main, et me la tend en ajoutant : « j'ai fait l'aller-retour jusqu'au travail avec ta montre sur le toit et elle n'a pas bougé, je n'y comprends rien ! ». Je lui ai répondu qu'il fallait certainement remercier la couche limite. En effet, du fait de la viscosité de l'air et de la condition d'adhérence à la paroi, il existe une couche de fluide où la vitesse est de plus en plus faible à mesure qu'on se rapproche de la paroi. Ma montre, ne faisant que quelques millimètres d'épaisseur, se trouvait sans doute dans la couche limite où la vitesse était assez faible. De ce fait, elle n'a pas été emportée par l'écoulement d'air au niveau du toit de la voiture et j'ai pu ainsi récupérer ma montre (la conduite douce du conducteur doit aussi rentrer en considération. . .).

Cette anecdote, bien que sans lien direct avec le contrôle d'écoulement par plasma, met en lumière l'importance de la couche limite sur les propriétés des écoulements. Ainsi, modifier les caractéristiques de la couche limite aura des implications sur tout l'écoulement autour d'un obstacle et donc, en définitive, sur ses caractéristiques aérodynamiques.

### 1 Introduction

Dans ce chapitre, l'actionneur plasma présenté précédemment est utilisé pour modifier un écoulement classique en mécanique des fluides : une couche limite de type Blasius. La transition laminaire - turbulent est obtenue par le développement d'une couche limite sur une géométrie de type plaque plane (d'une longueur d'1 m). Le but de cette application est double. Tout d'abord, obtenir le recul de la transition et, si possible, son déclenchement en modifiant les paramètres électriques. Le second but est de tenter de comprendre quels sont les mécanismes de contrôle qui interviennent lors de l'utilisation d'un actionneur plasma

sur une couche limite laminaire non décollée. Le recul de la transition induira dans ce cas une diminution du frottement turbulent et donc, en définitive, une baisse de la traînée de frottement.

L'actionneur plasma étudié ici, fonctionnant en mode continu, sera testé à différentes positions en amont du début de la transition naturelle. L'écoulement, modifié ou non, sera sondé en réalisant des profils de vitesse longitudinale sur plusieurs positions, le long de la plaque plane. Un fil chaud une composante, associé à un système de déplacement robotisé, est utilisé pour réaliser ces mesures.

Dans un premier temps, il conviendra de contrôler l'impact de l'actionneur au repos sur l'écoulement. En effet, il est vain d'essayer de contrôler un écoulement que l'on aurait modifié par la mise en place de l'actionneur. Cela reviendrait à contrôler une perturbation que l'on a rajoutée à l'écoulement par la simple présence du dispositif de contrôle. Puis, le type de transition auquel on a affaire sera déterminé, ce qui est fondamental, pour expliquer comment agit l'actionneur plasma sur l'écoulement. En effet, il existe principalement deux classes de transition, qui sont en grande partie dépendantes du taux de turbulence de l'écoulement.

Trois positions d'action et trois tensions d'alimentation seront étudiées. À chaque fois, un seul actionneur, à une tension donnée, sera utilisé pour identifier clairement son impact sur l'écoulement. Trois types d'effet ont été obtenus : le déclenchement précoce, le recul et la stagnation de la transition. À partir de l'étude des fluctuations de vitesse dans la couche limite, le mécanisme de modification de la couche limite, pour tous les cas de contrôle testés, sera proposé. Enfin, l'importance de la fréquence de la tension d'alimentation sera étudiée. Ceci permettra de montrer qu'il est possible, à partir d'un unique actionneur, d'obtenir les trois types de modification de la transition.

Enfin, perspectives et conclusions viendront clôturer ce chapitre.

## 2 Éléments bibliographiques

### 2.1 Le concept de la couche limite

#### 2.1.1 Définitions et principales caractéristiques

La théorie de la couche limite fut développée en 1904 par Ludwig Prandtl dans un article de seulement 8 pages<sup>(1)</sup> [98] (traduction en anglais). Cette théorie est toujours, à

---

(1). On peut trouver dans l'article d'Anderson [6] l'explication que Prandtl proposa plus tard sur la raison qui le poussa à ne présenter qu'un article de 8 pages. Encore étudiant, il présenta ces travaux lors d'un exposé oral durant un congrès tenu à Heidelberg en 1904. Comme il ne lui était accordé que 10 minutes, il ne rédigea que 8 pages pour que son article ne contienne que ce qu'il aurait le temps de dire lors de sa présentation. . .

l'heure actuelle, un concept fondamental en mécanique des fluides. Dans celle-ci, Prandtl stipule que, du fait de la condition d'adhérence à la paroi et de la viscosité du fluide<sup>(2)</sup>, il existe une couche de fluide où la vitesse est comprise entre 99 % de la vitesse de l'écoulement hors couche limite et zéro à la paroi (figure 3.1).

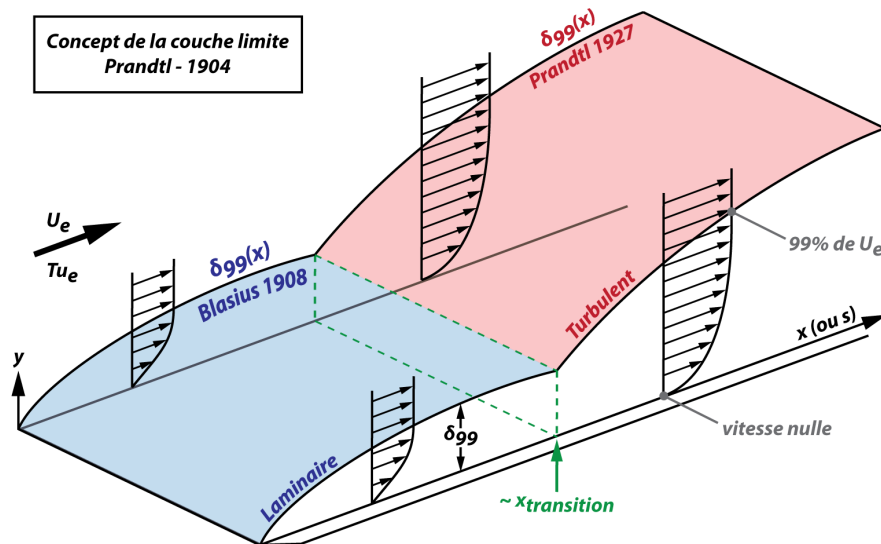


FIGURE 3.1 – Schéma de la couche limite sur une plaque plane.

Ainsi, pour tout corps se mouvant dans un fluide (ou l'inverse), il existe une couche limite qui se développe autour de ce corps. L'universalité de ce phénomène nécessite donc de pouvoir caractériser la couche limite au moyen de grandeurs caractéristiques. On introduit pour cela quatre épaisseurs représentatives, pour chacune d'elles, d'un phénomène physique particulier :

- $\delta_{99}$  est l'épaisseur de couche limite. C'est l'épaisseur de la couche de fluide où la vitesse est égale à 99 % de la vitesse de l'écoulement à l'extérieur de la couche limite :

$$\delta_{99} = y \text{ tel que } U(y) = 0,99 U_e \quad (\text{E-3.1})$$

- $\delta_1$  est l'épaisseur de déplacement. Dans la couche limite, il existe un déficit de débit dû à la variation de la vitesse. Pour compenser cette perte de débit, il faudrait relever artificiellement la paroi de  $\delta_1$  pour retrouver le débit que l'on aurait obtenu s'il n'y avait pas de couche limite (fluide parfait) :

$$\delta_1 = \int_0^\infty \left[ 1 - \frac{U(y)}{U_e} \right] dy \quad (\text{E-3.2})$$

(2). Due aux interactions moléculaires.

- $\delta_2$  est l'épaisseur de quantité de mouvement. C'est la même idée que pour  $\delta_1$ , mais ici relative au défaut de quantité de mouvement :

$$\delta_2 = \int_0^\infty \left[ 1 - \frac{U(y)}{U_e} \right] \frac{U(y)}{U_e} dy \quad (\text{E-3.3})$$

La couche limite se développant le long de la géométrie d'étude (c'est-à-dire que son épaisseur varie), chacune de ces grandeurs va alors varier. Il faut donc, pour caractériser la couche limite, réaliser des profils de vitesse longitudinale le long de cette géométrie, en suffisamment de positions pour pouvoir capter correctement son évolution. De plus, l'épaisseur de couche limite va aussi être affectée par les paramètres suivants<sup>(3)</sup> : la vitesse d'écoulement extérieur ( $U_e$ ), la longueur du corps<sup>(4)</sup> ( $L$ ) et la viscosité cinématique du fluide ( $\nu$ ).

Pour pouvoir comparer différentes configurations entre elles (vitesse et/ou dimensions différentes), le physicien Osborne Reynolds a introduit le nombre adimensionnel éponyme  $Re$ , tel que :

$$Re_L = \frac{V L}{\nu} \quad (\text{E-3.4})$$

Ce nombre permet d'apprécier le rapport entre les forces d'inerties et les forces de viscosité (frottements) pour une configuration donnée. Pour chaque type de géométrie (profil d'aile, cylindre, plaque plane, ...), il existe une valeur particulière du nombre de Reynolds pour laquelle les différentes forces se compensent. En dessous de cette valeur remarquable, le fluide est arrangé en filets qui se superposent les uns sur les autres. Dans la couche limite, ces filets n'ont pas la même vitesse mais, comme les forces de viscosité prévalent, il n'y a pas d'interaction entre eux : la couche limite est dans le régime laminaire. *A contrario* au-delà de cette valeur particulière de  $Re$ , les forces d'inertie prédominent. Les interactions entre les filets fluides sont de plus importantes et fréquentes. Il commence à y avoir du mélange au sein de la couche limite. Elle tend alors vers le régime turbulent.

Pour déterminer quel est le régime de la couche limite, on peut utiliser le facteur de forme<sup>(5)</sup>, défini par :

$$H_{12} = \frac{\delta_1}{\delta_2} \quad (\text{E-3.5})$$

Cette grandeur, toujours supérieure à 1, dépend de la forme des profils de vitesse dans la couche limite. Or, la forme des profils de vitesse dépend du régime d'écoulement considéré. Pour une couche limite laminaire, la valeur théorique du facteur de forme vaut

---

(3). Liste non exhaustive.

(4). La longueur du corps  $L$  peut aussi être remplacée par le diamètre de l'objet considéré ou l'abscisse de la position où  $Re$  est déterminé. Le nombre de Reynolds prend donc en compte une dimension caractéristique du corps étudié.

(5). Il existe d'autres moyens de déterminer la nature de la couche limite (intermittence notamment) mais, dans cette étude, on utilisera le facteur de forme.

$H_{12} = 2.59$  et, dans le cas turbulent,  $H_{12} = 1,4$ . La position de la transition entre une couche limite laminaire et une couche turbulente peut donc être déterminée en étudiant la variation du facteur de forme.

### 2.1.2 Les régimes d'écoulement dans la couche limite

Comme on l'a vu précédemment, il existe deux régimes d'écoulement bien distincts lors du développement d'une couche limite : les régimes laminaire et turbulent. Il convient à présent de les définir et de connaître leurs principales caractéristiques.

#### *Couche limite laminaire*

Pour une géométrie de type plaque plane sans gradient de pression et à incidence nulle, Blasius [18] introduit le premier, en 1908, une solution exacte des profils de vitesse pour une couche limite laminaire. À partir de l'équation de Navier-Stokes du bilan de quantité de mouvement, exprimée sous forme de fonctions de courant, Blasius a proposé l'équation suivante :

$$f''' + ff'' = 0 \quad (\text{E-3.6})$$

avec  $\frac{U(x,y)}{U_e} = f'(\eta)$  et  $\eta = y \sqrt{\frac{U_e}{2\nu x}}$ . Les conditions aux limites s'écrivent alors si  $\eta = 0$ ,  $f(0) = f'(0) = 0$  et si  $\eta \rightarrow \infty$ ,  $f'(\eta) = 1$ . La résolution numérique de ce système, permet de retrouver l'évolution de la vitesse en fonction de la hauteur à la paroi, pour une position longitudinale donnée et une vitesse d'écoulement extérieur fixée. Dans ce système, la grandeur  $\eta$  est appelée paramètre de similitude car elle permet de décrire tout le développement d'une couche limite laminaire. En cas d'un angle d'incidence de la plaque ou d'un gradient de pression le long de celle-ci, on utilise la solution de l'équation de Falkner-Skan, qui est une généralisation de l'équation de Blasius<sup>(6)</sup>.

À partir de cette solution analytique de la vitesse, la couche limite est entièrement définie le long de la plaque plane. On peut alors déterminer des lois comportementales pour les grandeurs caractéristiques de la couche limite (détails des calculs dans l'ouvrage de Schetz [115]) :

$$\delta_{99}(x) = \frac{5,0 x}{\sqrt{Re_x}} \quad (\text{E-3.7})$$

$$\delta_1(x) = \frac{1,721 x}{\sqrt{Re_x}} \quad (\text{E-3.8})$$

$$\delta_2(x) = \frac{0,664 x}{\sqrt{Re_x}} \quad (\text{E-3.9})$$

La couche limite laminaire évolue alors en  $x^{1/2}$ , elle est dite couche limite de « Blasius ».

(6). Pour obtenir l'équation de Blasius à partir de celle de Falkner-Skan, on prendra  $\beta = m = 0$ .

*Couche limite turbulente*

Dans le cas d'une couche limite turbulente, il est beaucoup plus délicat d'obtenir une solution exacte de l'élévation de la vitesse. En effet, les propriétés du fluide dépendent maintenant de l'espace et du temps. Dans le cas laminaire, la dépendance en temps n'intervenait pas et l'équation de Navier-Stokes pouvait alors être simplifiée et résolue analytiquement. Dans le cas turbulent, cela est quasiment impossible. Néanmoins, pour palier cette difficulté, Prandtl [99] proposa en 1927 une solution empirique pour retrouver les profils de vitesse :

$$\frac{U(y)}{U_e} = \left( \frac{y}{\delta_{99}} \right)^{1/n} \quad (\text{E-3.10})$$

avec dans notre cas  $n = 7$ . On obtient alors les formules suivantes pour les grandeurs caractéristiques de la couche limite (d'après Schetz [115] par exemple) :

$$\delta_{99}(x) \approx \frac{0,382 x}{Re_x^{1/5}} \quad (\text{E-3.11})$$

$$\delta_1(x) \approx \frac{0,0477 x}{Re_x^{1/5}} \quad (\text{E-3.12})$$

$$\delta_2(x) \approx \frac{0,0371 x}{Re_x^{1/5}} \quad (\text{E-3.13})$$

Cette fois-ci, la couche limite croît en  $x^{4/5}$ , c'est-à-dire beaucoup plus rapidement que dans le régime laminaire.

Pour le régime turbulent, on ne peut pas obtenir une solution analytique présentant la propriété d'auto-similarité pour l'évolution de la vitesse. Toutefois, les écoulements turbulents sont, paradoxalement, les seuls qui puissent être décrits par une loi de comportement universelle<sup>(7)</sup>. Pour illustrer cette universalité de la couche limite turbulente, il est nécessaire d'introduire la contrainte de cisaillement pariétal pour une position donnée le long de la plaque plane :

$$\tau_p = \mu \left. \frac{\partial U(y)}{\partial y} \right|_{y=0} \quad (\text{E-3.14})$$

Expérimentalement, il est difficile de mesurer cette grandeur avec précision ; la mesure de vitesse à la paroi étant hors de portée. Il existe des méthodes semi-empiriques pour la calculer en minimisant l'erreur commise avec les profils expérimentaux comme le détaillent Ludwig et Tillmann [82]. Cependant, dans cette étude, on utilisera la méthode classique de détermination de cette contrainte (à partir du premier point du profil expérimental).

---

(7). Cette propriété est cependant contestée par certains auteurs, notamment dans l'article de Buschmann et Gad-el-Hak [27].



Une fois calculée, la contrainte de cisaillement à la paroi permet de définir la vitesse de frottement ( $u_f$ ) par la relation :

$$u_f = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}} = U_e \sqrt{\frac{C_f}{2}} \quad (\text{E-3.15})$$

Cette vitesse, qui n'est qu'une « vue de l'esprit <sup>(8)</sup> », est introduite pour exprimer, en terme de vitesse, l'influence du coefficient de frottement  $C_f$ . On peut alors définir deux nouvelles grandeurs, dites « de paroi » :

$$u^+ = \frac{U(y)}{u_f} \quad (\text{E-3.16})$$

$$y^+ = \frac{y u_f}{\nu} \quad (\text{E-3.17})$$

On remarque une analogie avec le nombre de Reynolds dans la formulation de  $y^+$ . En traçant les profils  $u^+ = f(y^+)$ , on met en évidence plusieurs zones existant au sein d'une couche limite turbulente. La relation  $u^+ = f(y^+)$  est appelée loi de paroi et se retrouve dans de nombreux travaux, confirmant ainsi son caractère universel (figure 3.2). On a :

- pour  $0 \leq y^+ \leq 5$ , la région nommée sous-couche laminaire. Dans cette zone, les forces de viscosité dominant ; le fluide est laminaire. Il y existe une relation unique  $u^+ = y^+$  ;
- pour  $5 \leq y^+ \leq 30$ , une zone appelée zone tampon. Elle fait le lien entre les zones laminaire et turbulente. Il n'existe pas de relation particulière liant  $u^+$  et  $y^+$  dans cette région ;
- pour  $30 \leq y^+ \leq 300$ , la zone logarithmique où il existe une relation universelle entre  $u^+$  et  $y^+$  :

$$u^+ = A \log(y^+) + B \quad (\text{E-3.18})$$

avec  $A = 5,6$  et  $B = 4,9$  ;

- $y^+ \geq 300$ , la région externe de la couche limite (ou zone de sillage). Cette zone apparaît lorsque l'on commence à s'éloigner de la loi log. On peut décrire l'évolution de  $u^+$  par une seconde loi de similarité : c'est la loi de Coles (dans Schetz [115] par exemple).

---

(8). Car la vitesse est nulle à la paroi.

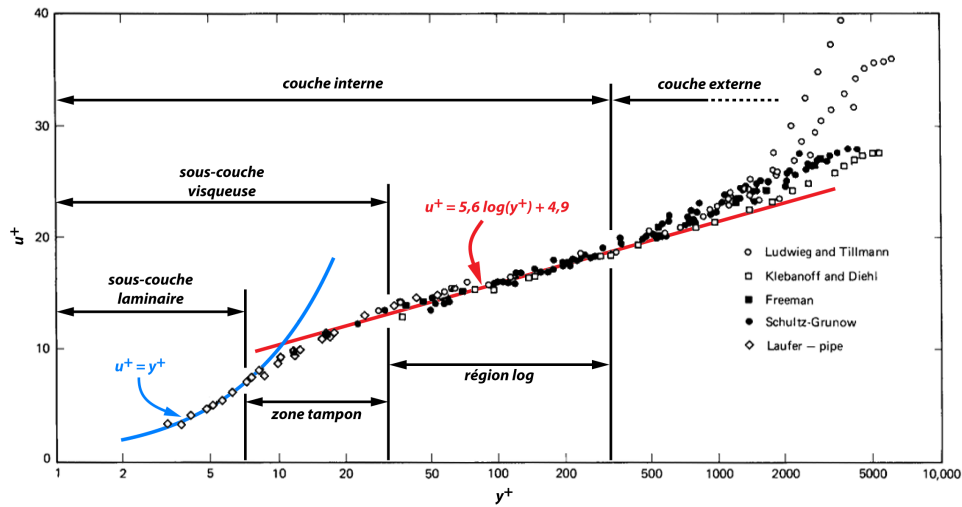


FIGURE 3.2 – Loi de paroi universelle pour une couche limite turbulente, d’après Schetz [115].

## 2.2 La transition : définition et contrôle

On l’a vu, La couche limite peut être soit laminaire, soit turbulente. Le passage de l’un à l’autre de ces états porte une dénomination différente suivant le sens que l’on considère :

- de laminaire à turbulent, on est en présence du phénomène de transition. Faire transitionner la couche limite est relativement peu coûteux en énergie ;
- de turbulent à laminaire, on re-laminarise la couche limite. Le coût énergétique est important si l’on souhaite re-laminariser la couche limite.

Dans cette étude, on ne s’intéresse qu’à la transition (de laminaire à turbulent donc). Celle-ci a été mise en évidence très tôt avec les travaux d’Osborne Reynolds [104] de 1883 et l’expérience de la cuve de Reynolds. Il a ainsi montré que le passage du régime laminaire à turbulent ne se fait pas de manière immédiate et que la transition possède une certaine longueur, dépendant des paramètres de l’expérience. Dans le cas d’une couche limite de type Blasius se développant sur une plaque plane, un de ces paramètres est le taux de turbulence. Il caractérise les fluctuations de vitesse au sein d’un écoulement. Pour une turbulence isotrope, il est défini comme suit :

$$T_{U_e} = \frac{\left(\overline{U_{rms}^2}\right)^{\frac{1}{2}}}{U_e} \quad (\text{E-3.19})$$

Pour la transition, c’est une grandeur importante. En effet, Schlichting et Gersten [116] montrent que la valeur de ce taux définit quel type de transition va se produire et à quelle position elle peut débiter. Pour un écoulement stationnaire, la transition peut alors être soit « naturelle », soit « *bypass* ».

## 2.2.1 Transition naturelle

Expérimentalement, il a été montré que la transition naturelle intervient pour un taux de turbulence assez faible. On considère généralement un taux inférieur à 0,1 %<sup>(9)</sup>.

Dans ce cas de figure, le processus de transition intervient car des perturbations extérieures à la couche limite pénètrent dans celle-ci et deviennent instables : ce sont les ondes de Tollmien-Schlichting (ou ondes T-S). Elles ont été introduites théoriquement en 1930 par les physiciens W. Tollmien et H. Schlichting. Ces derniers ont mis en équations le passage du régime laminaire à turbulent d'une couche limite, en proposant la théorie de stabilité linéaire, présentée dans Schlichting et Gersten [116]. Cette théorie permet de prédire la position où des petites perturbations (les ondes T-S) à l'intérieur de la couche limite deviennent instables et s'amplifient. L'amplification de ces perturbations mène alors à la transition vers le régime turbulent. La vérification expérimentale de l'existence de ces ondes a été établie en 1948 par Schubauer et Skramstad [118].

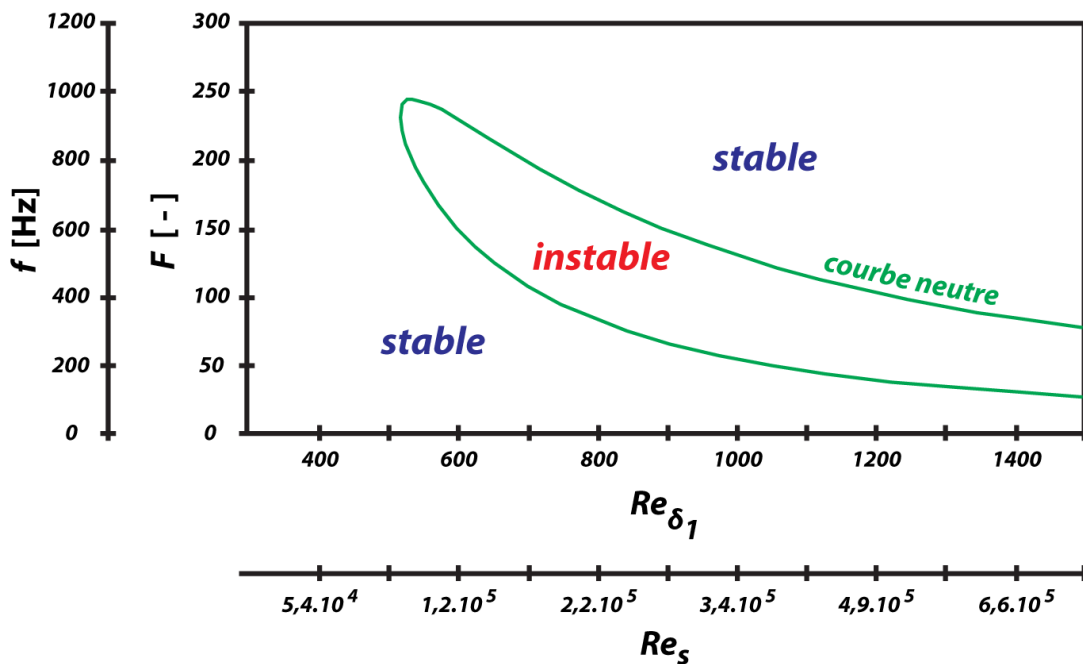


FIGURE 3.3 – Graphe de stabilité linéaire d'une couche limite de Blasius d'après Klingmann *et al.* [67]. On considère  $U_e = 20 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  pour le calcul des nombres de Reynolds et de la fréquence sans dimension  $F$ .

La grande force de cette théorie est qu'il est possible de connaître quelles perturbations peuvent être introduites dans la couche limite sans déclencher la transition, et inversement. Le graphe de stabilité d'une couche limite de Blasius peut ainsi être tracé (figure 3.3).

(9). On peut trouver toutefois des valeurs plus élevées dans la littérature.

En ordonnée, on trouve la fréquence sans dimension  $F$  des instabilités et la fréquence  $f$  correspondante, en Hz. On passe de l'une à l'autre par la formule E-3.20. En abscisse, la position longitudinale dans la couche limite est représentée par deux nombres de Reynolds :  $Re_{\delta_1}$  est basé sur l'épaisseur de déplacement  $\delta_1$  et  $Re_s$  est basé sur l'abscisse curviligne  $s$ . À partir des formules E-3.4 et E-3.8, la relation entre ces deux nombres de Reynolds est donnée par la formule E-3.21.

$$F = \frac{2 \pi f \nu 10^6}{U_e^2} \quad (\text{E-3.20})$$

$$Re_{\delta_1} = 1,72 \sqrt{Re_s} \quad (\text{E-3.21})$$

À l'intérieur de la courbe neutre, les perturbations (si elles sont présentes dans la couche limite) vont être amplifiées et vont pouvoir conduire à la transition (fréquences instables). Au contraire, à l'extérieur de cette courbe, elles n'auront aucune influence sur l'écoulement puisqu'elles seront amorties (fréquences stables). Il existe également des graphes de stabilité linéaire qui prennent en compte l'amplitude des perturbations plutôt que leur fréquence.

Pour un taux de turbulence inférieur à 0,1 %, l'expérience est en accord avec la théorie de stabilité linéaire et le processus de transition se divise en plusieurs étapes :

- des perturbations pénètrent dans la couche limite laminaire, elles sont soit amorties, soit amplifiées ;
- durant leur phase de croissance les ondes T-S se déforment suivant l'envergure, et des interactions tridimensionnelles et non linéaires apparaissent entre les ondes ;
- des spots turbulents commencent à apparaître. Ils ont une forme en  $\Lambda$  et dans ceux-ci, la turbulence est déjà développée. La vitesse  $y$  est plus faible (0,50-0,88  $U_e$ ) comme le montrent Schubauer et Klebanoff [117] ;
- les spots sont de plus en plus fréquents et grossissent dans les directions transverses jusqu'à ce que l'écoulement soit pleinement turbulent et la transition complète.

Lors de la transition naturelle, les fluctuations de vitesse vont graduellement augmenter. Elles partent d'un niveau assez bas en laminaire ( $U_{rms}^{max}$  à environ 2 % de  $U_e$ ) jusqu'à atteindre un maximum ( $U_{rms}^{max}$  à 16 % de  $U_e$ ). Puis elles vont diminuer et se stabiliser pendant le régime turbulent à un niveau supérieur au cas laminaire ( $U_{rms}^{max}$  à 8 % de  $U_e$ ). Schubauer et Klebanoff [117] illustrent ce phénomène de variation des fluctuations de vitesse dans la couche limite lors de la transition naturelle avec un taux de turbulence de 0,03 % et une vitesse d'écoulement de 24,4 m·s<sup>-1</sup> (figure 3.4).

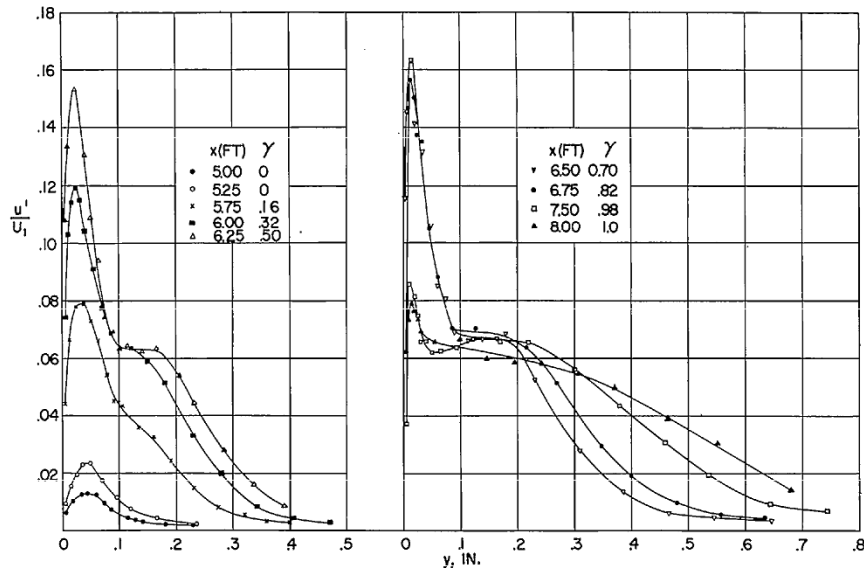


FIGURE 3.4 – Profils des fluctuations de vitesse à travers la transition pour un écoulement de vitesse  $U_1 = 24,4 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  ( $80 \text{ ft}\cdot\text{s}^{-1}$ ) et  $T_{U_e} = 0,03 \%$ , d'après Schubauer et Klebanoff [117].  $\gamma$  représente le facteur d'intermittence.

### 2.2.2 Transition *bypass*

Ce type de transition apparaît dans les écoulements où le taux de turbulence est assez élevé. La transition *bypass* peut se produire pour des taux supérieurs à  $0,4 \%$  <sup>(10)</sup>. Dans ce cas de figure, le processus de transition est beaucoup plus brutal :

- des perturbations assez importantes (en amplitude, fréquence, ...) sont présents dans l'écoulement ;
- elles pénètrent dans la couche limite et induisent des fluctuations élevées ;
- des spots turbulents sont alors créés et deviennent de plus en plus importants et nombreux dans l'écoulement, qui devient ainsi pleinement turbulent.

La figure 3.5(b) schématise ce type de transition. On notera que les spots turbulents ont aussi ici une forme en  $\Lambda$ . On retrouve ce type de transition dans les écoulements fortement perturbés telles que dans les turbomachines par exemple. Dans ce cas de figure, l'apparition des ondes T-S, les déformations transversales et les interactions tri-dimensionnelles sont « court-circuitées », d'où le terme *bypass*. La théorie de stabilité linéaire proposée par Tollmien et Schlichting est inefficace ici, car l'apparition des spots turbulents se produit très tôt dans la couche limite. Comme il n'est pas possible d'appliquer cette théorie avec succès, certains auteurs, notamment Mayle [86], proposent de déterminer le taux de création des spots turbulents afin d'avoir une idée de leur impact sur la transition.

(10). Ici aussi, on peut trouver des valeurs plus élevées dans la littérature.

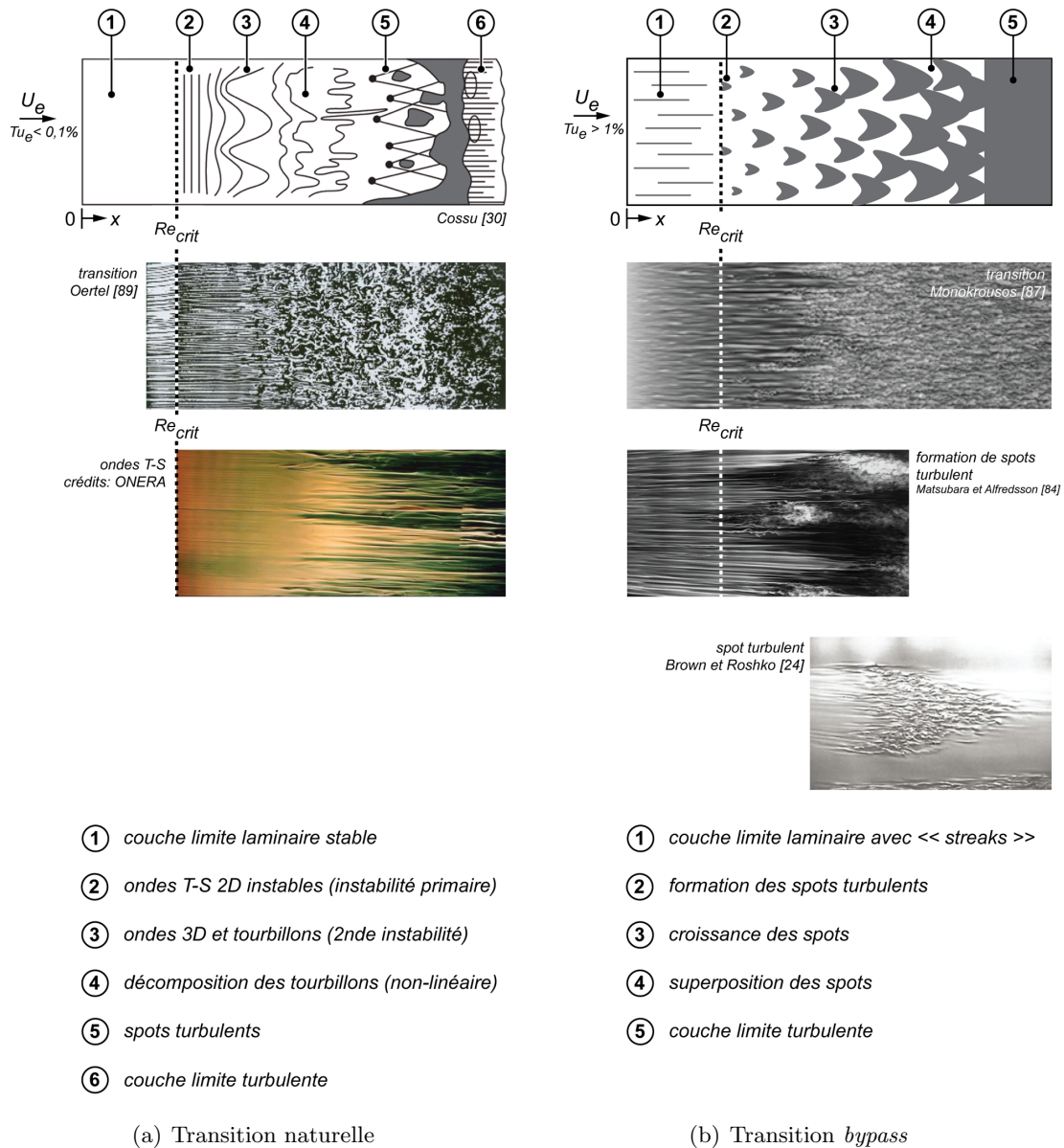


FIGURE 3.5 – Schématisation des mécanismes de transition.

### 2.2.3 Contrôle de la transition et moyens mis en œuvre dans le cas du contrôle par plasma

Le contrôle de la transition est principalement motivé par le fait de vouloir diminuer la traînée de frottement. Pour obtenir cette diminution de traînée, il est nécessaire de pouvoir retarder l'établissement du régime turbulent pour la couche limite en agissant sur la transition.

En effet, si l'on considère une couche limite laminaire, la forme des profils de vitesse au sein de celle-ci implique un gradient de vitesse plus faible que pour le cas turbulent <sup>(11)</sup>. Or, ce gradient de vitesse est caractéristique du frottement qui se produit à la paroi (cf. formule E-3.15). Donc pour conserver plus longtemps une couche limite laminaire, on maintiendra des profils de vitesse avec un faible gradient de vitesse à la paroi. Le frottement sera alors réduit ainsi que la traînée qui lui est associée.

Le contrôle de la transition par des dispositifs EHD n'est pas nouveau. On peut notamment mentionner les travaux de Velkoff et Ketcham [133] qui furent les premiers à utiliser des décharges électriques pour agir sur le développement d'une couche limite. Plus spécifiquement, on distingue, dans le cadre du contrôle par plasma, deux genres d'action sur la transition d'une couche limite laminaire se développant au-dessus d'une plaque plane :

- le déclenchement prématuré de la transition, par exemple dans les travaux de Séraudie *et al.* [121], de Porter *et al.* [97] et Magnier *et al.* [84] ;
- le recul de la transition que l'on peut trouver dans les travaux de Grundmann et Tropea [52] et [53], Boucinha [23] et Hanson *et al.* [56].

### ***Déclenchement de la transition***

Dans Séraudie *et al.* [121] des actionneurs DC et DBD sont utilisés pour contrôler une couche limite laminaire se développant sur une plaque plane profilée (1,2 m de longueur). L'incidence de la plaque est de  $-0,5^\circ$ , il n'y a pas de gradient de pression et le taux de turbulence a été mesuré inférieur à 0,05 %. L'actionneur, placé à 500 mm du bord d'attaque, permet, pour une vitesse d'écoulement comprise entre 10 et  $62 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ , de déclencher la transition. En effet, les sondages de la couche limite au fil chaud montrent une augmentation précoce de la vitesse moyenne et des fluctuations de vitesse dans la couche limite par rapport au cas non manipulé (figure 3.6). Or, Schubauer et Klebanoff [117] montrent que cette augmentation est caractéristique du passage au régime turbulent. La transition est donc déclenchée précocement ici.

Dans Porter *et al.* [97], un actionneur DBD AC est utilisé en configuration *co-flow* ou *counter-flow*,  $V_{HT} = 10 - 10 \text{ kV}$  et  $f_{HT} = 5 - 20 \text{ kHz}$ . L'actionneur est placé sur la paroi inférieure d'une soufflerie. La vitesse de l'écoulement est fixée à 4 ou  $6,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ , le taux de turbulence est de 1,2 % et il existe un gradient de pression favorable. Un turbulateur (bande de papier de verre) peut être placé au début de la partie plane de la paroi pour déclencher la transition. La couche limite est sondée avec un tube de pression d'arrêt pour trois positions en aval de l'actionneur. Pour une couche limite laminaire, la transition est toujours déclenchée prématurément, quelles que soient la configuration d'action et la vitesse (figure 3.7(a)). Pour une couche limite turbulente, l'actionneur a peu d'influence sur la couche limite. Les auteurs ont aussi testé une utilisation pulsée de l'actionneur (rapport cyclique de 10 ou 50 %) mais, là aussi, la position de la transition est avancée.

---

(11). On considère dans ce cas une même épaisseur de couche limite.

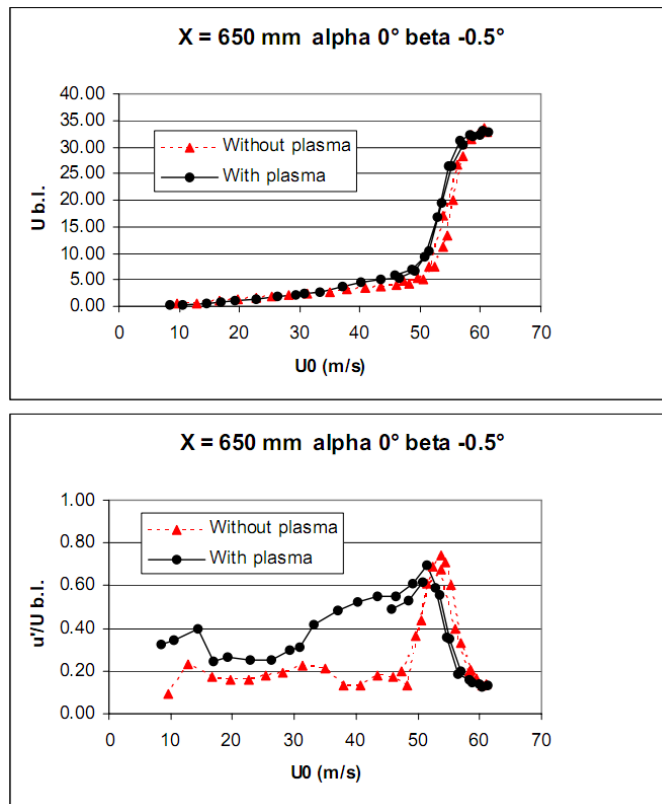
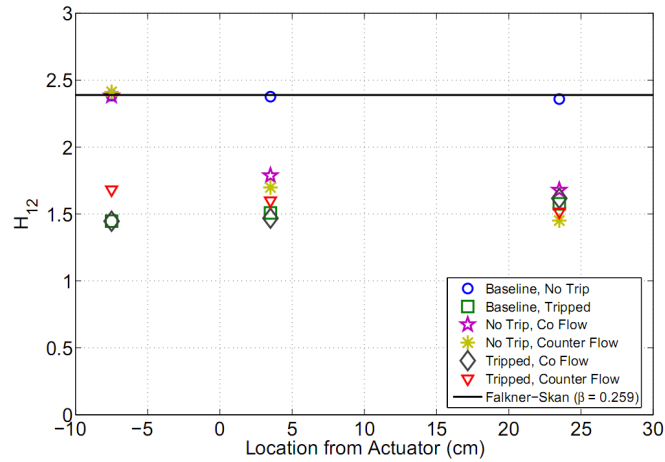


FIGURE 3.6 – Effet de l’actionneur plasma sur la transition laminaire-turbulent, d’après Séraudie *et al.* [121].

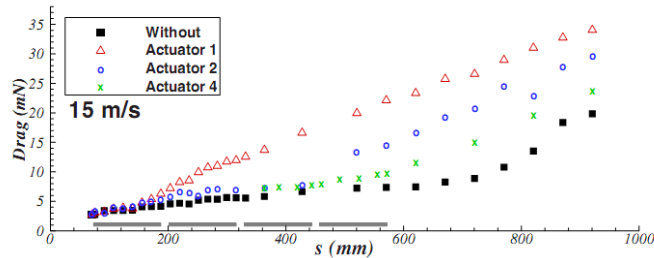
Plus récemment, Magnier *et al.* [84] ont utilisé des actionneurs DBD AC en configuration multiple à différentes positions d’action, en amont du début de la transition naturelle. Les actionneurs sont montés sur une plaque plane profilée (1,2 m de longueur), la vitesse de l’écoulement est de  $22 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  et le taux de turbulence d’environ 0,4 %. Les mesures effectuées au tube de pression d’arrêt en verre ont montré que la transition était dans tous les cas déclenchée de manière précoce, induisant alors une augmentation de la traînée de frottement (figure 3.7(b)). De plus, le déclenchement de la transition est initié au-dessus du groupe d’actionneurs multiples actif.

Il semble que dans ces trois études, les actionneurs plasmas introduisent des perturbations dans la couche limite, ce qui a pour effet d’avancer la transition par rapport aux cas sans contrôle. Dans ces cas, la couche limite ne semble pas pouvoir amortir les perturbations introduites par les actionneurs.





(a) Variation du facteur de forme pour plusieurs configurations de contrôle

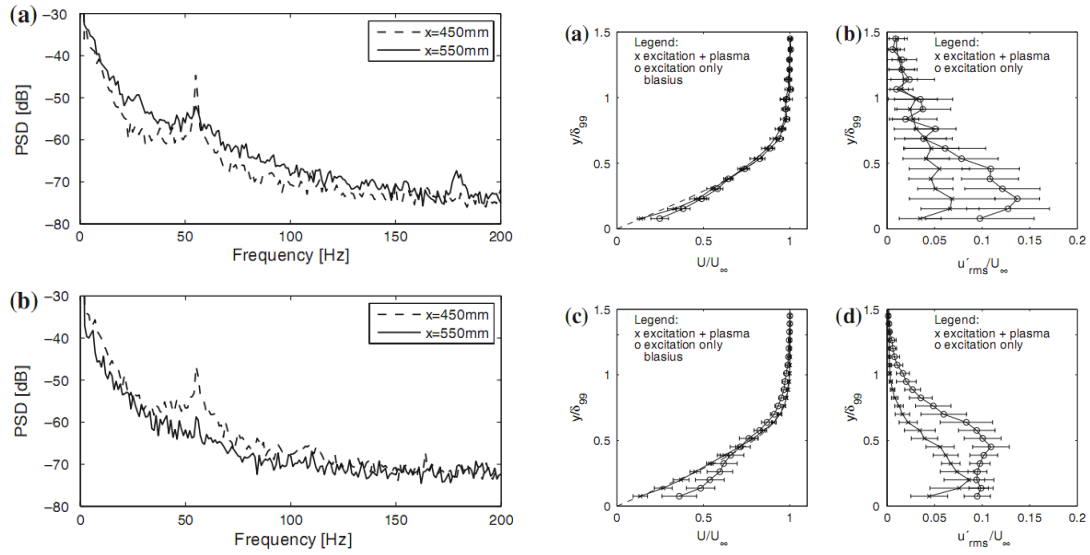


(b) Variation de la traînée le long de la plaque plane (8 kV et 1 kHz)

FIGURE 3.7 – Déclenchement de la transition d'après (a) Porter *et al.* [97] et (b) Magnier *et al.* [84].

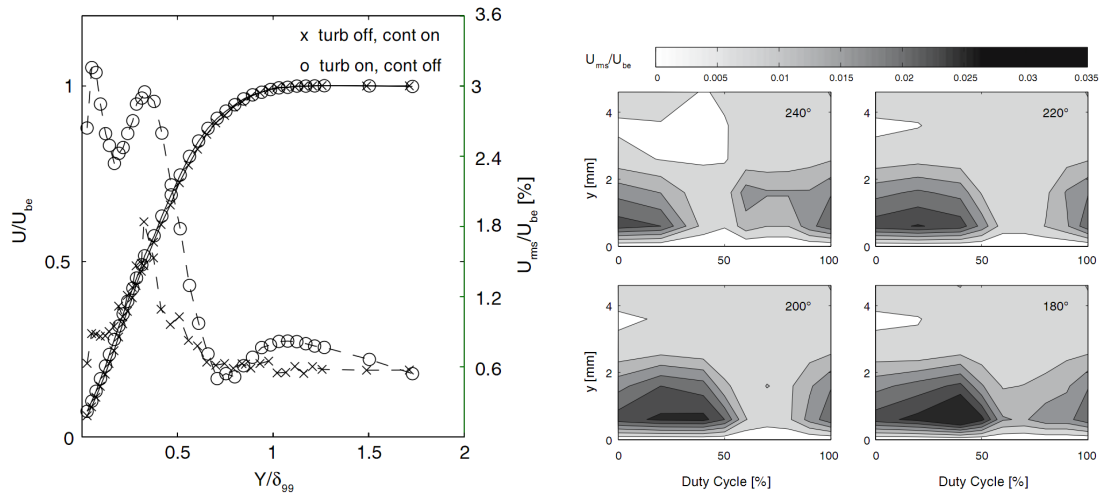
### Recul de la transition

Dans Grundmann et Tropea [52], des actionneurs DBD AC sont utilisés pour contrôler des perturbations introduites artificiellement dans l'écoulement. La couche limite laminaire se développe sur une plaque plane profilée (1,6 m de longueur). Un gradient de pression adverse est présent pour obtenir une transition naturelle au niveau de la première moitié de la plaque. La vitesse de l'écoulement est de  $6 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  et le taux de turbulence de 0,3 %. Le mécanisme de transition fait donc intervenir les ondes T-S. Un premier actionneur est positionné à 400 mm du bord d'attaque et fait office de turbulateur ( $V_{HT} = 4,6 \text{ kV}$ ,  $f_{HT} = 6 \text{ kHz}$ , pulsé à  $f_{puls} = 55 \text{ Hz}$ ). Deux autres actionneurs sont positionnés à 500 et 600 mm et fonctionnent en mode continu ( $V_{HT} = 10 \text{ kV}$ ,  $f_{HT} = 6 \text{ kHz}$ ). Ils ont permis de retarder le début de la transition en amortissant les instabilités présentes dans l'écoulement. On constate aussi une diminution de l'énergie cinétique turbulente et des fluctuations de vitesse plus faibles dans le cas avec contrôle (figure 3.8).



(a) Densité spectrale de puissance des fluctuations de vitesse sans contrôle (haut) et avec (bas) (b) Profils adimensionnés des vitesses moyennes et fluctuantes aux positions  $x = 650$  et  $730$  mm

FIGURE 3.8 – Recul de la transition, d'après Grundmann et Tropea [52].



(a) Profils adimensionnés des vitesses moyennes et fluctuantes,  $x = 590$  mm, rapport cyclique de 70 % et  $\phi = 220^\circ$  (b) Influence du rapport cyclique et du déphasage  $\phi$  sur les fluctuations de vitesse,  $x = 590$  mm et  $V_{HT} = 3\text{ kV}$

FIGURE 3.9 – Annulation active des ondes T-S introduites artificiellement, d'après Grundmann et Tropea [53].

Dans un second papier, Grundmann et Tropea [53] utilisent la même plaque plane mais le turbulateur est cette fois-ci mécanique. Les ondes T-S sont, dans ce cas, excitées acoustiquement. Les deux actionneurs en fonctionnant en mode pulsé ont permis aussi de retarder la transition ( $V_{HT} = 2,85 - 3,50$  kV,  $f_{HT} = 8$  kHz et  $f_{puls} = 110$  Hz). En superposant aux ondes T-S (introduites par le turbulateur) des perturbations (dues aux actionneurs), les auteurs ont mis en évidence l’annulation active des ondes T-S. De plus, l’étude sur l’importance de la tension d’alimentation, du rapport cyclique et du déphasage entre turbulateur et actionneurs a permis de montrer la sensibilité de la couche limite vis-à-vis de ces paramètres. L’effet le plus significatif sur la transition a été obtenu pour  $V_{HT} = 3$  kV,  $\phi = 220^\circ$  et un rapport cyclique de 70 % (figure 3.9). Comme précédemment, le recul de la transition se caractérise aussi par une diminution des fluctuations de vitesse. Dans ces deux études, la position de la transition est reculée d’environ 100 mm.

Dans sa thèse, Boucinha [23] détermine l’impact d’un actionneur plasma sur la position de la transition au moyen de mesures LDA. La couche limite se développe sur une plaque plane profilée (1,2 m d’incidence nulle) et la vitesse de l’écoulement est de  $10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ , avec un taux de turbulence de 0,4 %. Le type de transition s’apparente *a priori* au type naturel : avec la présence d’ondes T-S et le développement progressif de spots turbulents. L’actionneur (mode continu,  $V_{HT} = 12$  kV,  $f_{HT} = 1$  kHz) est placé 250 mm en aval du bord d’attaque. La LDA autorisant un sondage de la couche limite au sein de la décharge, les mesures ont clairement montré l’ajout de quantité de mouvement dû à l’actionneur qui se fait dans les premiers millimètres de la couche limite. Au sein du plasma, les fluctuations de vitesse dans la couche limite augmentent de manière importante par rapport au cas sans contrôle,  $U_{rms}^{max}/U_e = 0,14$  contre 0,02. Environ 8 mm en aval de l’actionneur, le niveau des fluctuations a beaucoup diminué ( $U_{rms}^{max}/U_e = 0,04$ ) mais reste néanmoins supérieur au cas non manipulé (figure 3.10). On obtient pour ce cas de contrôle un retard de la transition d’environ 100 mm. Ce recul de la transition est dû, selon l’auteur, à l’amortissement des instabilités naturelles de l’écoulement.

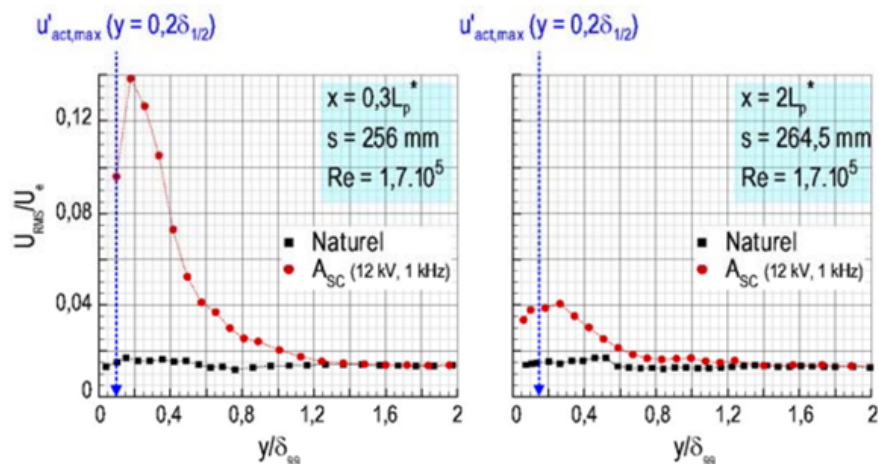


FIGURE 3.10 – Profils adimensionnés des fluctuations de vitesse, d’après Boucinha [23].

Dans Hanson *et al.* [56], une plaque plane profilée munie en bord de fuite d'un volet mobile (pour contrôler le gradient de pression) est équipée d'un dispositif permettant de perturber la couche limite (rugosités). On introduit ainsi artificiellement des perturbations linéaires en positionnant, transversalement à l'écoulement, une rangée de cinq cylindres à 150 mm du bord d'attaque (diamètre de 5 mm et hauteur de 1,29 mm). La vitesse de l'écoulement est de  $5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  et le taux de turbulence assez faible (0,05 %) pour obtenir une transition de type naturel (sans rugosité). Le dispositif de contrôle est constitué d'un réseau d'actionneurs DBD AC qui induisent un vent ionique dans une direction transverse à l'écoulement. Selon Roth *et al.* [108], une telle configuration d'actionneurs induit des tourbillons longitudinaux répartis périodiquement suivant l'envergure de la plaque plane. Le début du réseau d'actionneurs est situé 100 mm en aval de la rangée de rugosités et fonctionne en mode continu ( $V_{HT} = 2 \text{ kV}$ ,  $f_{HT} \approx 3 \text{ kHz}$ ). Les structures longitudinales (vraisemblablement ici des *streaks*<sup>(12)</sup>) viennent s'ajouter aux perturbations initialement présentes dans l'écoulement (figure 3.11). Comme ces deux types de perturbations sont en opposition de phase, il en résulte une diminution de l'énergie totale des fluctuations contenues dans la couche limite. Des diminutions de 45 à 70 % ont ainsi pu être obtenues. On note également qu'une augmentation de l'amplitude de la tension provoque le déclenchement précoce de la transition.

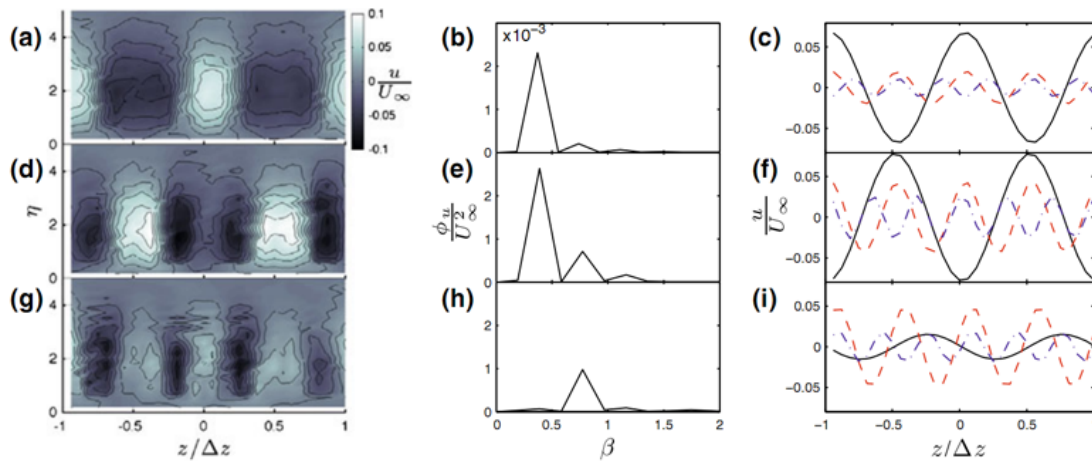


FIGURE 3.11 – (a) Contours de vitesse des perturbations longitudinales à  $x = 450 \text{ mm}$  (b) densité spectrale de puissance (c) trois premiers modes (mode 1 en trait plein) (d, e, f) concernent les perturbation produites par le réseau d'actionneurs sans rugosité (g, h, i) actionneurs en fonctionnement, d'après Hanson *et al.* [56].

Avec ces quelques éléments bibliographiques, on voit qu'il est possible d'obtenir aussi bien le déclenchement précoce de la transition que son recul. Si les fluctuations introduites par l'actionneur (le vent ionique pulsé) sont trop importantes, la transition est déclen-

(12). Les *streaks* peuvent être vus comme une modulation de la vitesse d'un écoulement, dans une direction transverse à celui-ci. Comme cette modulation de la vitesse se propage avec l'écoulement, elle se retrouve sur une plage de longueur plus ou moins grande suivant les conditions expérimentales. Ce phénomène peut alors générer des structures plus complexes, tridimensionnelles dans certains cas.

chée prématurément. Au contraire, il est possible de reculer le début de la transition en atténuant les perturbations naturelles de l'écoulement (ondes T-S ou *streaks*). On retient aussi qu'il est possible d'obtenir ce type de contrôle en utilisant les actionneurs en mode continu.

### 3 Dispositif expérimental

#### 3.1 Soufflerie, plaque plane et actionneur

##### 3.1.1 La soufflerie de type Eiffel

La soufflerie utilisée est de type Eiffel ; c'est-à-dire qu'elle fonctionne en circuit ouvert. Elle est équipée d'un ventilateur Delta Neu d'une puissance de 30 kW qui fonctionne en aspiration<sup>(13)</sup>. Cette soufflerie est constituée d'un convergent de rapport 4:1, au début duquel est placé un nid d'abeille afin de stabiliser l'écoulement aspiré. La veine d'essai a une section de  $50 \times 50 \text{ cm}^2$  et une longueur de 2 m. Les parois latérales sont en Plexiglas<sup>®</sup> transparent pour l'utilisation éventuelle de moyens de mesure optique.

##### 3.1.2 La plaque plane

La plaque plane (figure 3.12) est constituée principalement de trois parties en PVC :

- un bord d'attaque issu d'une partie d'un profil NACA0015 (de 0 à 30 % de corde). La longueur de cette partie est de 60 mm ;
- une partie plane sur laquelle seront montés les actionneurs et deux montants latéraux l'enchâssant de part et d'autre ;
- un bord de fuite issu du reste du profil NACA0015 (30 à 100 % de corde). Cette partie, d'une longueur de 140 mm, est solidaire de la partie plane. Cette partie ne joue en aucun cas ici le rôle d'un volet permettant de contrôler le gradient de pression dans la veine.

Par rapport aux études précédentes de l'équipe, un raccord en PVC a été rajouté entre le bord d'attaque et la partie plane équipée du diélectrique. En effet, la jonction entre le bord d'attaque et le diélectrique présentait une discontinuité qu'il était relativement difficile de corriger sur le montage précédent. À présent, cette jonction n'est plus discontinue. La plaque plane ainsi constituée est placée entre deux parois verticales (Plexiglas<sup>®</sup> transparent,  $L = 150 \text{ cm}$  et  $h = 50 \text{ cm}$ ) pour former un montage bidimensionnel. Les deux chants des parois verticales en amont de la plaque sont biseautés pour minimiser les perturbations (induites par les parois) sur l'écoulement.

---

(13). Comme son nom de l'indique pas, une soufflerie peut fonctionner, suivant le type considéré, comme un immense aspirateur. Dans ce cas-ci, le but est d'avoir un écoulement faiblement perturbé dans la veine d'essai, ce qui n'est pas le cas en soufflage.

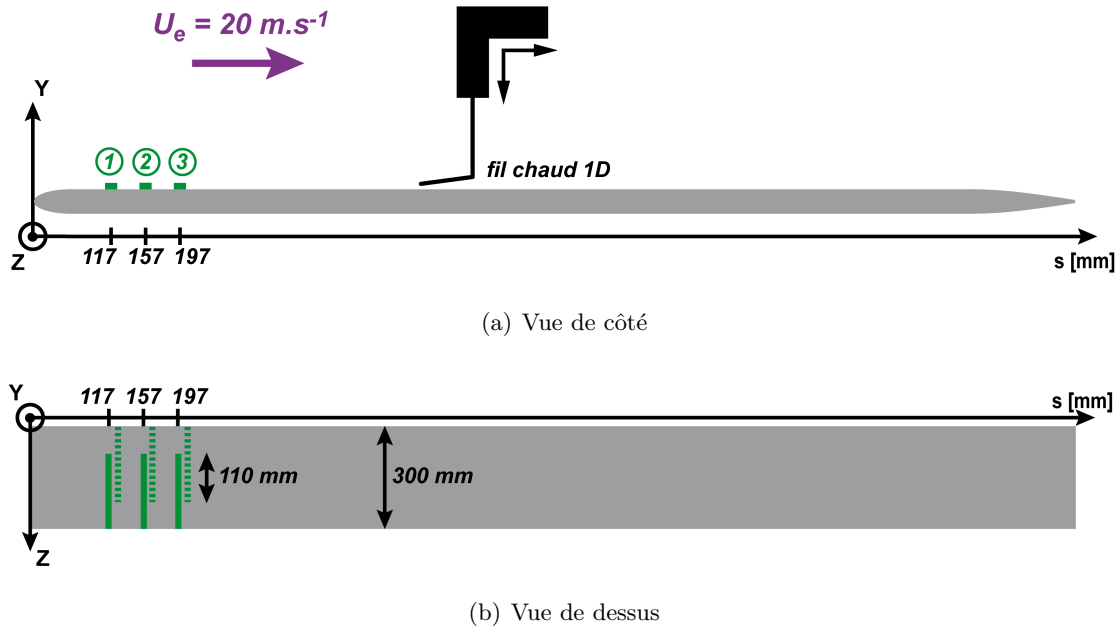


FIGURE 3.12 – Schémas de la plaque plane utilisée dans cette étude.

Au niveau des actionneurs, les connectiques se font dans la masse des montants latéraux afin de garantir une intrusivité minimale. Les fils de connectique ne sont pas apparents sur le dessus de la plaque plane et ressortent de la veine d'essai en courant sur l'extérieur des parois verticales du montage. L'angle d'incidence de la plaque a été contrôlé avec un niveau numérique (Lucas AngleStar<sup>®</sup> DP60) et est considéré comme nul ( $< 0,5^\circ$ ).

Comme le bord d'attaque de la plaque plane est arrondi, on ne considère pas l'axe cartésien des  $\vec{x}$ , mais l'axe basé sur l'abscisse curviligne du bord d'attaque,  $\vec{s}$ . En effet, la couche limite se développant à partir du point d'arrêt du bord d'attaque, il est nécessaire de prendre en compte la courbure du profil lors de l'étude de la couche limite. On utilisera donc, pour la suite de ce chapitre, le repère de coordonnées  $(O; \vec{s}, \vec{y}, \vec{z})$ , dont l'origine est placée au point d'arrêt. Le nombre de Reynolds basé sur la longueur de développement de la couche limite prend en compte cette abscisse curviligne et sera noté  $Re_s$ .

### 3.1.3 L'actionneur plasma

Un actionneur élémentaire est constitué d'un diélectrique en Mylar<sup>®</sup> (couche centrale) et en Kapton<sup>®</sup> (couches externes). La configuration des électrodes possède un espace inter-électrodes de 3 mm et une électrode de masse de 6 mm de longueur. Pour éviter toute discontinuité pouvant entraîner le déclenchement de la transition, le diélectrique est constitué d'un bloc de grandes dimensions ( $L = 50$  cm et  $l = 20$  cm) sur lequel sont installées les électrodes. Cette plaque diélectrique est équipée, sur sa face inférieure, de douze électrodes reliées à la masse. Deux couches de Kapton<sup>®</sup> sont rajoutées pour encapsuler ces électrodes

et éviter ainsi la formation du plasma de ce côté-ci. Cette plaque est ensuite fixée<sup>(14)</sup> sur la partie plane de la plaque. Suivant la position d'action désirée, l'électrode reliée à la haute tension sera positionnée sur la partie supérieure de la plaque diélectrique. Pour ces électrodes, la connectique se fait dans une cavité creusée dans les montants latéraux et les fils électriques ressortent à la manière de ceux des électrodes de masse. Les connections des électrodes de haute tension sont donc très peu intrusives (voire pas du tout) du point de vue de l'écoulement. Pour éviter l'allumage du plasma en amont de l'actionneur, une bande de Kapton<sup>®</sup> est rajoutée avant l'électrode de haute tension. Du point de vue de l'écoulement, ceci n'est pas forcément négatif. En effet, sans cette bande d'isolant, l'écoulement « voit » une marche de  $86\ \mu\text{m}$  de hauteur (épaisseur de l'électrode). En rajoutant cette bande isolante, l'écoulement se retrouve avec un escalier (marches de  $55\ \mu\text{m}$  et de  $86\ \mu\text{m}$ ) ; ce qui peut lui paraître plus doux à passer et donc induire moins de perturbations.

Dans cette étude, les trois premiers actionneurs ont été utilisés. L'espace entre deux actionneurs consécutifs est de 40 mm et le premier actionneur,  $A_1$ , est situé à  $s_{A_1} = 117\ \text{mm}$  du point d'arrêt. Le deuxième et le troisième actionneur sont placés respectivement en  $s_{A_2} = 157\ \text{mm}$  et  $s_{A_3} = 197\ \text{mm}$ .

### 3.2 Acquisition et traitement des données

L'étude de l'impact de l'utilisation d'un actionneur plasma sur un écoulement de type plaque plane se fait par sondage de la couche limite. Il faut donc mesurer la vitesse au plus proche de la paroi afin de pouvoir y calculer les grandeurs ( $u_f$  et  $\tau_p$ ) nécessaires à la caractérisation de la couche limite. De plus, la nature turbulente du fluide, que l'on va trouver dès la transition, nous impose de mesurer la vitesse avec une bonne fréquence d'acquisition. On utilise pour cela un fil chaud qui est un moyen de mesure fréquemment employé pour ce genre d'étude.

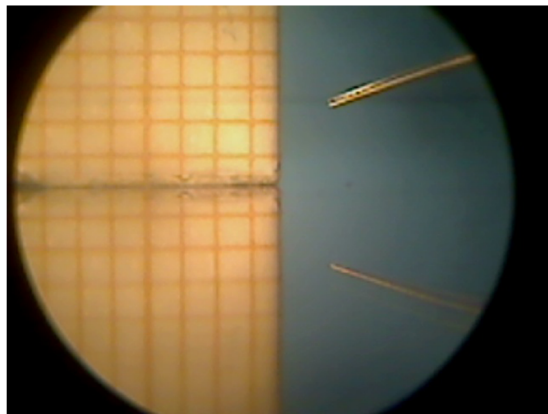
Le fil chaud utilisé, Dantec Dynamics<sup>®</sup> 55P15, est à une composante et est relié à une chaîne d'acquisition TSI<sup>®</sup>. La fréquence d'acquisition est fixée à 60 kHz<sup>(15)</sup> et le signal enregistré est filtré (passe-bas) pour obtenir une fréquence de 30 kHz. L'étalonnage est effectué chaque jour (voire deux fois par jour) à partir d'une soufflerie d'étalonnage Dantec Dynamics<sup>®</sup>. L'étalonnage est réalisé sur la gamme de vitesse 0,5 – 35 m/s en prenant 26 points de mesure (répartition logarithmique). Si l'écart entre les points de mesure au fil chaud et l'interpolation proposée par le logiciel StreamWare<sup>®</sup> gérant la chaîne d'acquisition dépasse  $\pm 0,4\ \%$ , l'étalonnage est recommencé jusqu'à validation de ce critère. La mesure de vitesse est compensée en température<sup>(16)</sup> en acquérant, sur une deuxième voie de la chaîne d'acquisition, le signal d'une sonde de température placée au début de la veine d'essai. Le temps d'acquisition est d'environ 11 s par point de mesure ce qui représente 327 680 échantillons à 30 kHz.

(14). On utilise pour cela du ruban adhésif double-face.

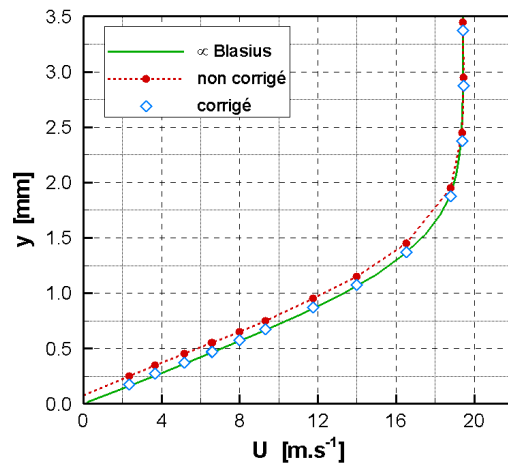
(15). En réalité, l'utilisateur règle seulement la fréquence de coupure et le logiciel applique un facteur 2 pour obtenir la fréquence d'acquisition.

(16). La compensation en température joue notamment un rôle clé dans la détermination de la vitesse moyenne de l'écoulement, à titre d'exemple on peut citer les travaux de Staicu *et al.* [125] (fig. 2.3).

Pour chaque profil de vitesse effectué dans la couche limite, la position du premier point de mesure a été vérifiée suivant les axes  $\vec{s}$  et  $\vec{y}$  par un dispositif optique. On utilise pour cela, une webcam couplée (Logitech QuickCam<sup>®</sup> Pro 9000) à une longue vue pour obtenir une image agrandie de la position du fil chaud (figure 3.13(a)). En utilisant une mire de papier millimétré, la hauteur du premier point de mesure est estimée à environ  $50 \mu\text{m}$  près. Lors du traitement des profils moyens de vitesse, la hauteur de ce premier point de mesure peut être légèrement corrigée pour obtenir la condition de vitesse nulle à la paroi. Pour cela, quand l'écoulement est laminaire, on réalise une extrapolation linéaire sur les points de mesure en proche paroi,  $y \leq 1 \text{ mm}$  (figure 3.13(b)). Les profils adimensionnés (par  $U_e$  et  $\delta_{99}$ ) sont alors confondus avec le profil théorique de Blasius, ce qui doit être le cas dans une couche limite laminaire. Dans le cas d'une couche limite qui transitionne ou qui est turbulente, une extrapolation de type linéaire ou spline cubique, suivant la hauteur du premier point et la forme du profil, est utilisée. Cette correction de la hauteur du premier point de mesure (de l'ordre de  $50$  à  $100 \mu\text{m}$ ) se retrouve dans la littérature, notamment dans Grundmann [51] et Hanson *et al.* [56].



(a) Visualisation du fil chaud avec le dispositif webcam+longue vue



(b) Correction des profils de vitesse

FIGURE 3.13 – Mesures au fil chaud de la couche limite.

Pour chaque profil de vitesse réalisé, la température de l'écoulement et son humidité relative (sonde Kimo HD100) sont relevées. Ceci permet de corriger les valeurs de la masse volumique de l'air humide :

$$\rho = \frac{1}{287,06 (T + 273,15)} \left[ P - 230,617 \text{ HR} \exp\left(\frac{17,5043 T}{241,2 + T}\right) \right] \quad (\text{E-3.22})$$

et de la viscosité cinématique :

$$\nu = (0,1155 T + 13,636) \cdot 10^{-6} \quad (\text{E-3.23})$$



On peut ainsi déterminer plus précisément la vitesse de frottement et la contrainte de cisaillement pariétal (cf. formules E-3.15 et E-3.14). Pour le calcul de cette dernière, on se base sur la détermination du gradient de vitesse entre la paroi et le premier point de mesure. Cette méthode est valide dans une couche limite laminaire, puisque la vitesse augmente linéairement avec l'éloignement à la paroi, mais peut être entachée d'erreurs dans le cas transitoire ou turbulent si le profil de vitesse ne descend pas assez bas dans la couche limite.

### 3.3 L'écoulement naturel : l'« objet » à contrôler

Avant toute chose, il est impératif de définir l'écoulement à contrôler afin de pouvoir mettre en évidence les mécanismes mis en jeu par les actionneurs lors de leur fonctionnement. On distingue trois types d'écoulement dans cette étude :

- l'écoulement naturel qui correspond à l'écoulement sans électrode de haute tension mise en place ;
- l'écoulement non-manipulé où l'électrode de haute tension est en place mais où l'actionneur ne fonctionne pas ;
- l'écoulement manipulé qui est le cas où l'actionneur plasma fonctionne.

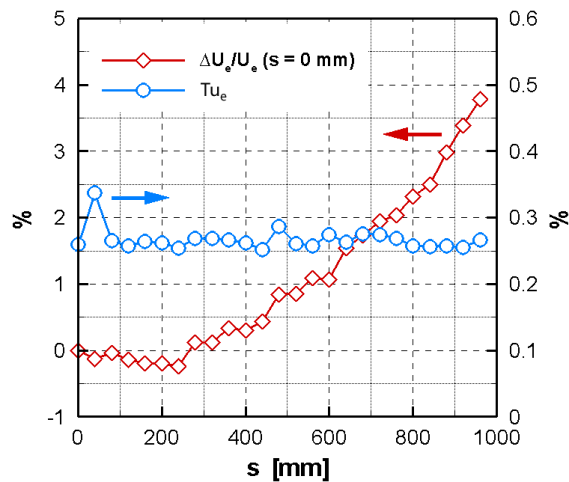


FIGURE 3.14 – Taux de turbulence et gradient de pression au-dessus de la plaque plane ( $y = 80$  mm).

Dans cette partie, on ne s'intéresse qu'au cas naturel. La vitesse de l'écoulement dans la veine est fixée à  $20 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  afin d'obtenir une transition située environ au milieu de la plaque plane. Le taux de turbulence et le gradient de pression de l'écoulement au-dessus de la plaque plane sont représentés sur la figure 3.14. Il est donc possible d'avoir une première idée de ce que pourrait être le mécanisme de transition de l'écoulement. Dans notre cas, le taux de turbulence moyen de l'écoulement est de 0,26 %, ce qui correspondrait plutôt

à une transition naturelle. On note également qu'il est constant sur toute la longueur de la plaque plane. On observe aussi la présence d'un léger gradient de pression favorable au-dessus de la plaque, de l'ordre de  $-20 \text{ Pa/m}$ . Comme le volet en bord de fuite est fixe, la section dans laquelle s'écoule le fluide au-dessus de la plaque est constante. Or, l'épaisseur de la couche limite augmente. Ceci entraîne alors une diminution de la section d'écoulement et la vitesse augmente pour conserver un débit constant créant ainsi un gradient de pression. On n'est donc pas complètement dans une expérience à zéro gradient de pression. Malheureusement, ce paramètre est difficilement contrôlable dans notre cas. En effet, la suppression de ce gradient impliquerait de disposer d'une plaque plane plus large et à volet mobile. On gardera donc à l'esprit la présence de ce gradient de pression au-dessus de la plaque plane.

### 3.3.1 Vitesse moyenne

L'écoulement naturel caractérisé, il convient d'étudier le développement de la couche limite sur la plaque plane. Pour cela, des profils de vitesse pour plusieurs positions longitudinales sont réalisés. La figure 3.15 représente ces profils, adimensionnés par l'épaisseur de couche limite et la vitesse à l'extérieur de la couche limite. L'adimensionnement de ces profils de vitesse permet de se rendre compte de l'auto-similarité de la couche limite.

Jusqu'à  $Re_s = 4,9 \cdot 10^5$ , les profils se superposent entre eux et sont similaires au profil théorique de Blasius; la couche limite est laminaire. Pour ces positions, le gradient de pression ne semble pas avoir d'effet sur l'écoulement. À partir de  $Re_s = 5,4 \cdot 10^5$ , le profil de vitesse commence à s'éloigner du profil de Blasius; la transition est initiée. Jusqu'à  $Re_s = 6,9 \cdot 10^5$ , les profils de vitesse tendent petit à petit vers celui de Prandtl puis, pour les positions suivantes, ils restent semblables entre eux. On est alors en présence d'une couche limite turbulente. Contrairement au cas laminaire, il existe un écart entre les profils expérimentaux turbulents et le profil de Prandtl ce qui est caractéristique de l'effet du gradient de pression sur l'écoulement (Schetz [115]). À partir des profils de vitesse moyenne, on peut estimer que la transition débute pour un nombre de Reynolds d'environ  $4,9 \cdot 10^5$  ( $s = 397 \text{ mm}$ ). Ceci est conforme avec la littérature, puisque Schlichting et Gersten [116] proposent une limite basse pour le début de la transition à  $3,2 \cdot 10^5$ .

À partir de ces profils, il est possible de déterminer l'épaisseur de couche limite  $\delta_{99}$  (figure 3.16(a)) et le facteur de forme  $H_{12}$  (figure 3.16(b)) afin de les comparer aux évolutions théoriques de Blasius (régime laminaire) et empirique de Prandtl (régime turbulent). On note que pour les premières positions de mesure,  $s = 117$  à  $397 \text{ mm}$ , l'épaisseur varie conformément à celle prévue par la théorie de la couche limite laminaire. De  $s = 437$  à  $957 \text{ mm}$ , l'épaisseur de couche limite s'écarte de la théorie de la couche limite laminaire pour approcher la variation prédite par Prandtl. Toutefois, on observe que l'épaisseur ne suit pas tout à fait la variation attendue, certainement en raison de la présence du gradient de pression longitudinal. La position du début de la transition peut être estimée, comme avec l'analyse des profils de vitesse adimensionnés, vers la position  $s = 397 \text{ mm}$ . Cette position est à nouveau confirmée en étudiant la variation longitudinale du facteur de

forme (figure 3.16(b)). On sait que le facteur de forme prend une valeur caractéristique en fonction du régime de la couche limite ( $H_{12} = 2,59$  pour le régime laminaire et  $H_{12} = 1,4$  en turbulent). Sur cette figure, on observe bien la valeur attendue pour le facteur de forme, pour les positions où la couche limite est laminaire. Puis, à partir de  $Re_s = 4,9 \cdot 10^5$ , ce facteur commence à diminuer jusqu'à atteindre approximativement la valeur du régime turbulent vers  $Re_s = 7,4 \cdot 10^5$ . Pour la suite de l'étude, on se basera sur le facteur de forme pour déterminer l'influence des actionneurs sur la position de la transition.

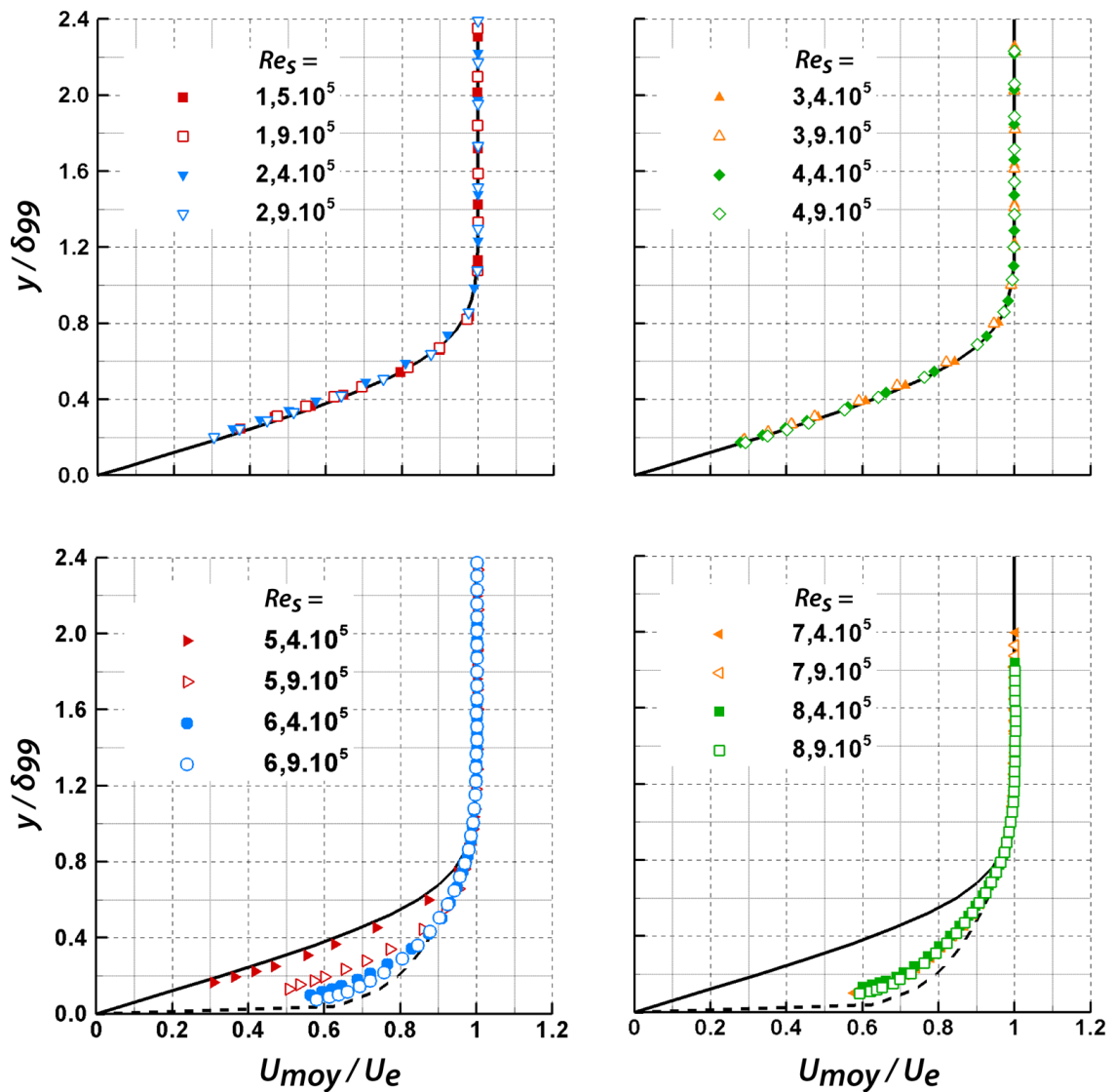


FIGURE 3.15 – Profils adimensionnés de la vitesse moyenne avec en trait continu le profil théorique de Blasius (laminaire) et en trait pointillé le profil empirique de Prandtl (turbulent).

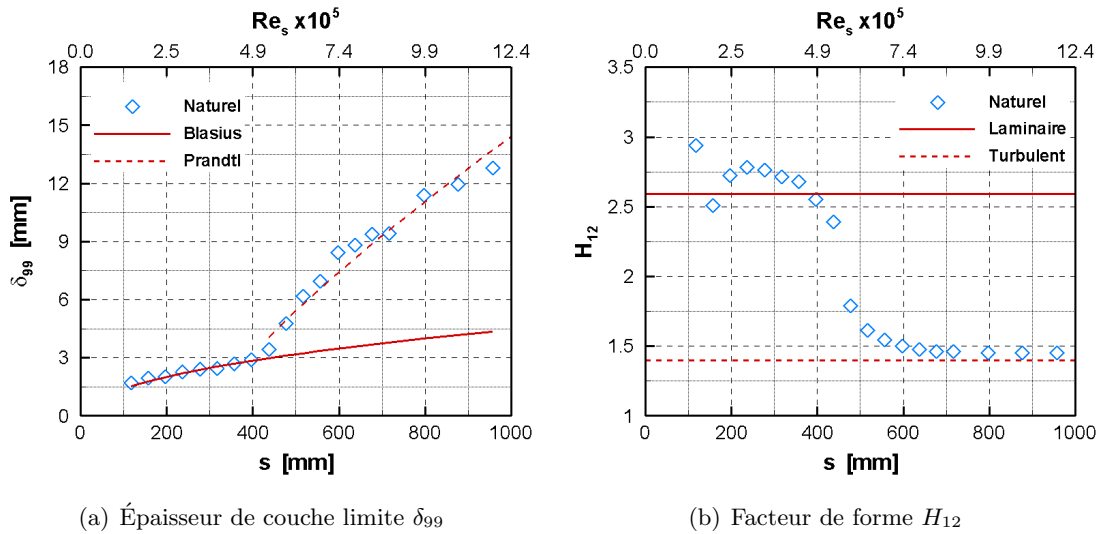


FIGURE 3.16 – Caractéristiques de la couche limite naturelle en fonction de la position longitudinale.

On l'a vu, il existe plusieurs mécanismes de transition. De fait, pour comprendre la manière dont la couche limite est perturbée par un actionneur en fonctionnement, il est impératif de savoir par quels mécanismes l'écoulement passe du régime laminaire au régime turbulent. Autrement dit, qu'est-ce qui est à l'origine de la transition ? Les ondes T-S ou d'autres types de perturbations ?

### 3.3.2 Vitesse instantanée

Il est possible d'avoir une idée du mécanisme de transition en étudiant les variations temporelles de la composante longitudinale de la vitesse. La figure 3.17 représente la variation de la vitesse instantanée sur une période de 300 ms à une hauteur fixe,  $y/\delta_{99} = 0,4$ , et pour douze positions longitudinales. On choisit de considérer cette hauteur particulière car c'est pour cette valeur que les fluctuations de vitesse sont les plus importantes (figure 3.18).

Pour les quatre premières positions tracées, l'écoulement est laminaire puisque les fluctuations restent très faibles par rapport à l'écoulement moyen. On note cependant qu'elles ont tendance à augmenter avec le Reynolds. À partir de  $Re_s = 3,9 \cdot 10^5$ , il commence à apparaître des variations de vitesse rapides et importantes. Elles correspondent en fait majoritairement à des baisses de vitesse, de l'ordre de 40 % et sont donc vraisemblablement dues au passage de spots turbulents d'après Schubauer et Klebanoff [117]. On a alors des phases où les fluctuations sont faibles (l'écoulement est laminaire) et d'autres où elles sont importantes (l'écoulement est turbulent). Pour les positions suivantes, les phases turbulentes sont de plus en plus nombreuses, jusqu'à représenter la totalité de l'écoulement à partir de  $Re_s = 7,4 \cdot 10^5$ .

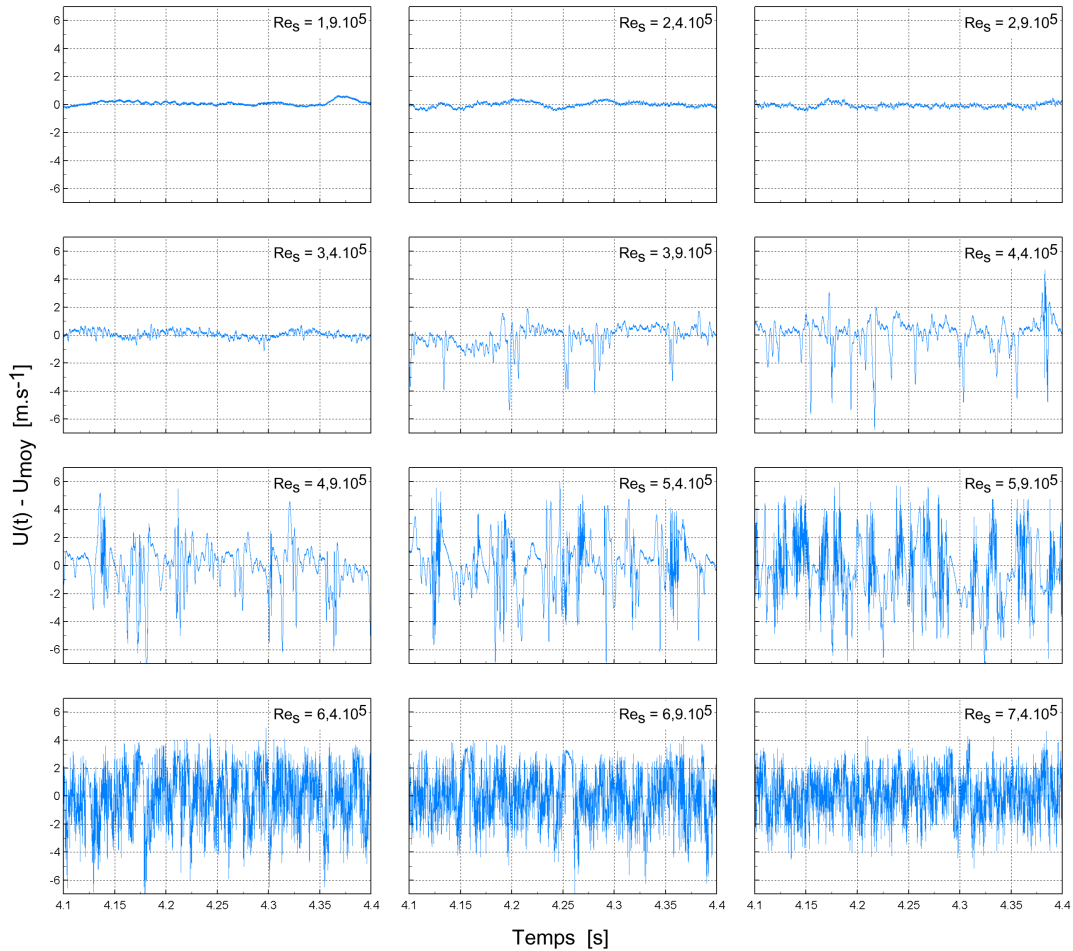


FIGURE 3.17 – Fluctuations de vitesse instantanée à  $y/\delta_{99} = 0,4$  pour différentes positions longitudinales.

Ces observations sont en adéquation avec celles tirées de l'étude des profils adimensionnés ou du facteur de forme. Ainsi, et comme établi précédemment, le début de la zone de transition se situe à  $Re_s = 4,9 \cdot 10^5$ , là où les phases turbulentes semblent prendre le pas sur les phases laminaires. En effet, elles représentent alors plus de 50 % de l'écoulement. On a vu précédemment que le régime turbulent débute vers  $Re_s = 7,4 \cdot 10^5$ , position à partir de laquelle les périodes où la couche limite est laminaire ne sont plus du tout présentes. On est donc en présence d'une montée progressive de l'amplitude et de la répétition des variations de fluctuations de vitesse que l'on associe aux spots turbulents.

### 3.3.3 Fluctuations de vitesse

La figure 3.18 représente les profils adimensionnés des fluctuations de vitesse. Pour les premières positions et jusqu'à  $Re_s = 3,4 \cdot 10^5$  inclus, les profils sont semblables. Le maximum de  $U_{rms}$  est atteint aux alentours de  $y/\delta_{99} = 0,4$  et vaut environ 1,5 % de la vitesse

à l'extérieur de la couche limite. On retrouve une forme de profil et des valeurs classiques d'une couche limite laminaire telles que celles présentées par Schubauer et Klebanoff [117]. À partir de  $Re_s = 3,9 \cdot 10^5$ , les profils commencent à augmenter jusqu'à atteindre une valeur de fluctuation maximale de l'ordre de 16 % de  $U_e$  : la couche limite est entrée dans sa phase de transition. Pour les positions suivantes, les profils changent de forme et diminuent légèrement pour se stabiliser autour d'une valeur qui reste supérieure à celle observée dans le cas laminaire. La couche limite a transitionné et est devenue pleinement turbulente. Les fluctuations maximales de vitesse sont alors de l'ordre de 8 % de  $U_e$ .

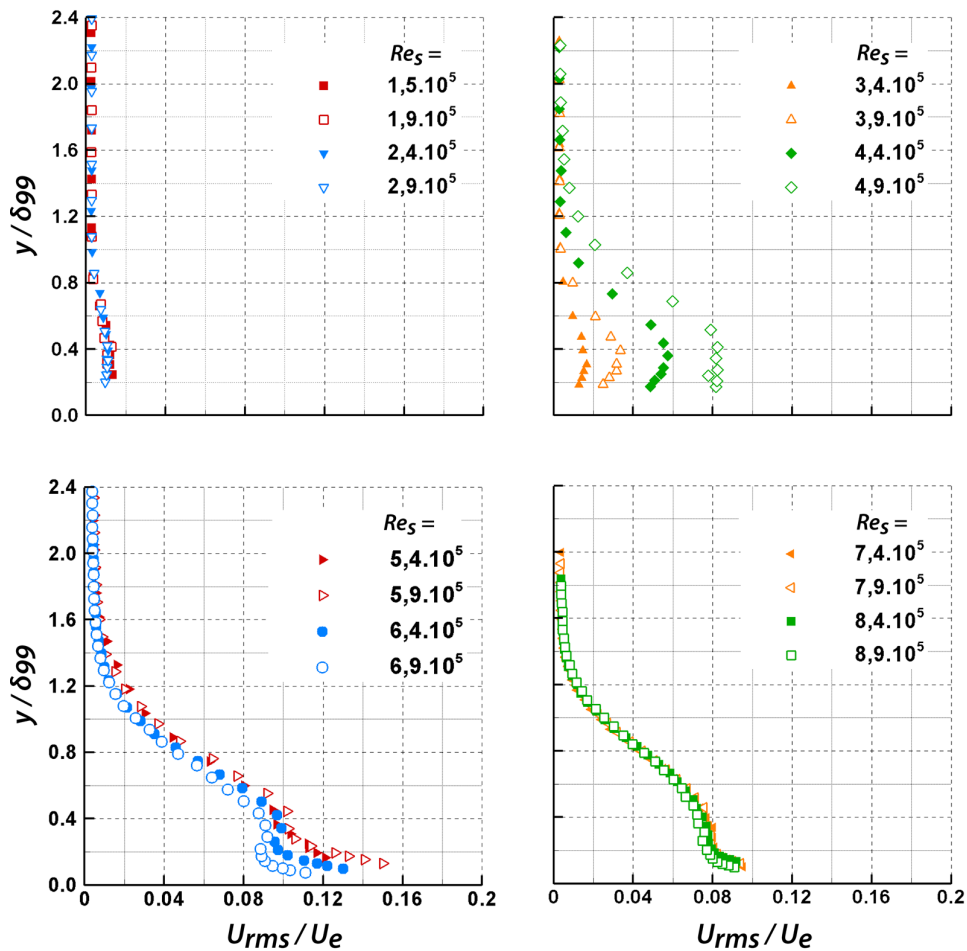


FIGURE 3.18 – Profils adimensionnés des fluctuations de vitesse.

Contrairement au régime laminaire, la forme des profils présente alors deux maxima. Le premier maximum mesuré se trouve au niveau du premier point de mesure, ce qui le place à une hauteur inférieure à  $y/\delta_{99} = 0,2$ . D'après la littérature, il est probable que le maximum de  $U_{rms}$  soit situé plus près de la paroi mais cela ne peut pas être vérifié avec nos moyens de mesure. Le maximum secondaire est, quant à lui, situé à environ  $y/\delta_{99} = 0,4$ . Cette forme bi-modale et la valeur moyenne des fluctuations de vitesse sont conformes à la littérature, notamment à Schubauer et Klebanoff [117].

Comme l'étude de la variation des fluctuations de vitesse va revêtir une importance particulière pour la suite de l'étude, il semble primordial de résumer son évolution pour chacun des régimes rencontrés :

- pour une couche limite laminaire, les profils sont semblables, avec un maximum de  $U_{rms}$  à  $y/\delta_{99} = 0,4$ , de l'ordre de 1,5 % de  $U_e$  ;
- un peu avant et lors de la transition, le niveau de fluctuation augmente jusqu'à atteindre au maximum 16 % de  $U_e$  (toujours à  $y/\delta_{99} = 0,4$ ) puis commence à diminuer ;
- pour une couche limite turbulente, les profils sont à nouveau semblables, avec une valeur maximale de l'ordre de 8 % de  $U_e$ . Dans ce cas, le maximum se situe au premier point de mesure et on observe un maximum secondaire vers  $y/\delta_{99} = 0,4$ .

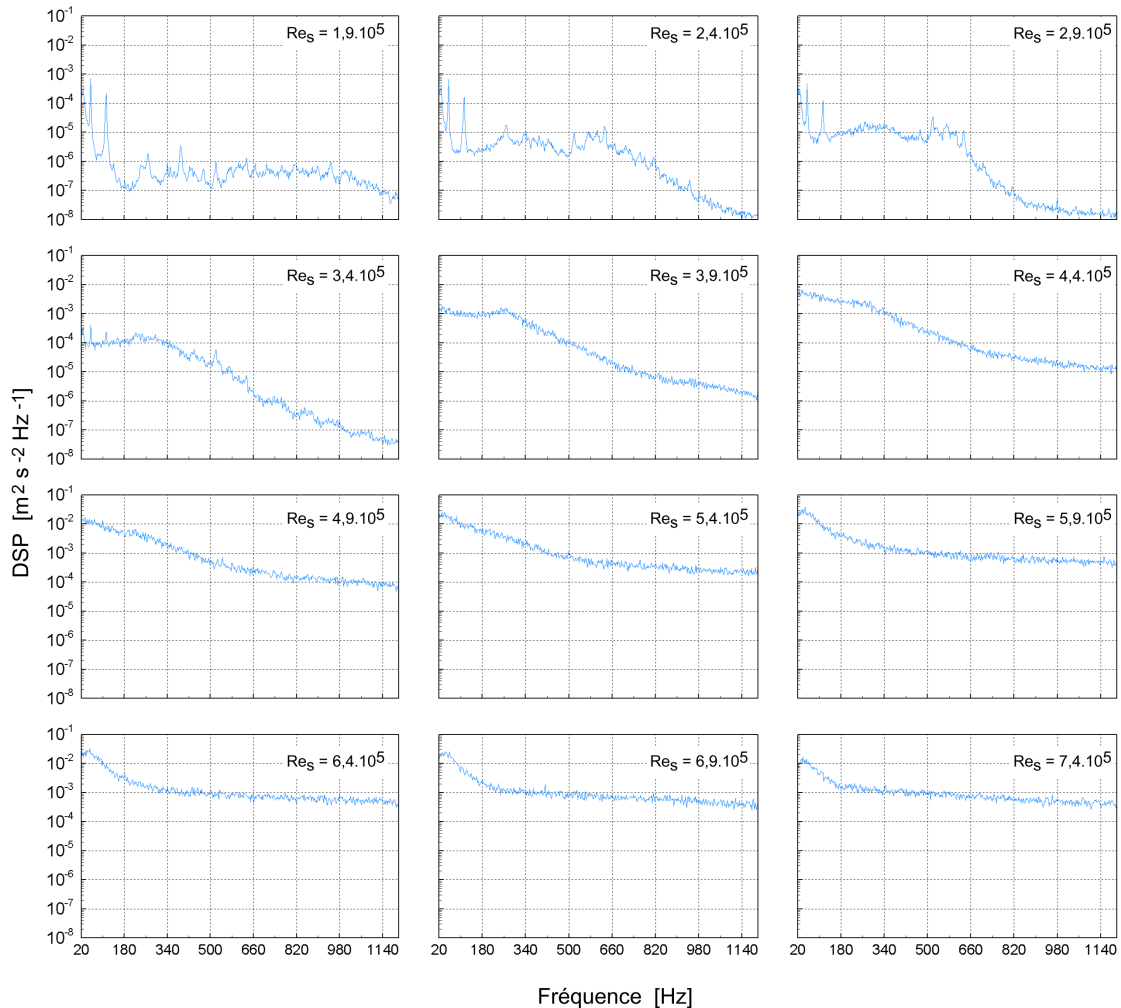


FIGURE 3.19 – Spectres des fluctuations de vitesse instantanée à  $y/\delta_{99} = 0,4$  pour différentes positions longitudinales.

3.3.4 Spectre des fluctuations de vitesse

Jusqu'à présent, il n'est pas encore possible de déterminer avec certitude le mécanisme de transition en jeu ici. L'étude des spectres<sup>(17)</sup> des fluctuations de vitesse (ou densités spectrales de puissance) permettra de dégager de manière préférentielle un mécanisme : la déstabilisation de la couche limite par des ondes T-S. La figure 3.19 représente, à la manière de la figure 3.17, l'évolution de ces spectres sur plusieurs positions longitudinales et pour une hauteur fixe de  $y/\delta_{99} = 0,4$ . Comme les fréquences naturelles d'un écoulement de type couche limite sont assez faibles d'après Schlichting et Gersten [116], on se concentre sur la bande de fréquence 20 - 1200 Hz.

Pour les quatre premières positions tracées, trois pics se détachent clairement du fond continu<sup>(18)</sup> (la figure 3.20 représente un agrandissement pour les basses fréquences pour la première position). On identifie le fondamental à une fréquence d'environ  $f_1 = 56$  Hz, l'harmonique d'ordre 2 à  $f_2 = 113$  Hz et la moitié du fondamental à  $f_{1/2} = 28$  Hz. Cette gamme de fréquences particulières se retrouve dans la littérature, où elle est liée aux ondes T-S comme le montrent Klebanoff et Tidstrom [66], Sohn et Reshotko [124] et Grundmann [51]. On identifie donc ces pics à la présence d'ondes T-S. Ces pics sont par ailleurs présents pour des positions  $y$  en dehors de la couche limite. Ainsi, ces fréquences particulières sont une caractéristique non pas de la couche limite mais de l'écoulement.

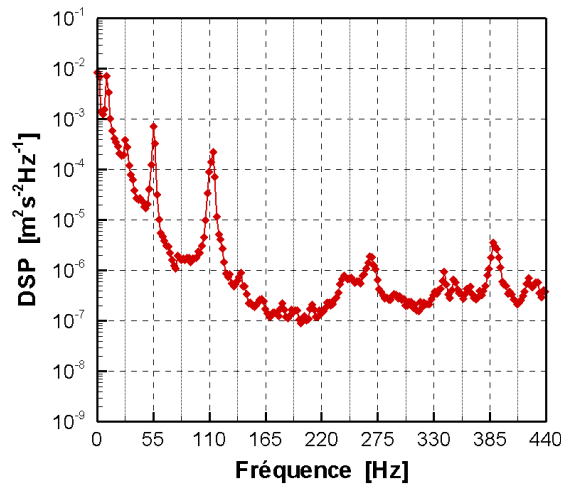


FIGURE 3.20 – Spectres des fluctuations de vitesse instantanée à  $y/\delta_{99} = 0,4$  pour la position  $Re_s = 1,9 \cdot 10^5$ .

Des perturbations sont présentes à l'extérieur de la couche limite. Elles pénètrent à l'intérieur de celle-ci et semblent conduire à sa déstabilisation. En régime laminaire, les fluctuations de vitesse dans la couche limite sont assez faibles ( $\approx 1,5$  % de  $U_e$ ). Les pics de

(17). Les spectres sont calculés par les périodogrammes de Welch sous le logiciel Matlab<sup>®</sup>.

(18). On appelle le fond continu, le spectre que l'on aurait sans la présence des pics de fréquence, caractéristiques d'un phénomène physique particulier.



fréquence associés aux ondes T-S étant clairement visibles, l'amplitude relative de ces ondes est importante par rapport à la couche limite non perturbée (c'est-à-dire le fond continu). Ces ondes T-S ont donc suffisamment d'énergie pour pouvoir initier la déstabilisation de la couche limite. En effet, on assiste à une énergisation de la couche limite qui se traduit par une augmentation des fluctuations de vitesse, conduisant ensuite à une transition vers le régime turbulent. À partir de  $Re_s = 3,9 \cdot 10^5$  et pour les positions suivantes, ces pics caractéristiques ne sont plus visibles et l'énergie de l'écoulement reste stable dans la bande de fréquence étudiée.

Il semble donc que la transition du régime laminaire au régime turbulent soit imputable, dans notre cas, à la présence d'ondes T-S. La transition est alors de type naturel. Dans ce cas de figure, on distingue généralement dans la littérature deux types d'action pour contrôler la transition : la stabilisation des profils de vitesse dans Boucinha [23], ou l'ajout de perturbations déphasées par rapport aux ondes T-S dans Grundmann et Tropea [52] et [53].

## 4 Contrôle de la transition : position ou tension variable

### 4.1 Comment utiliser les actionneurs plasmas ?

#### 4.1.1 Influence de la position d'action et des paramètres électriques

Dans cette étude, le parti a été pris de n'utiliser qu'un seul actionneur à la fois et ce afin de limiter les combinaisons possibles entre les différents actionneurs pour ne pas obtenir d'interaction entre ceux-ci. En ce qui concerne le choix de la position du contrôle, il est motivé par le fait de pouvoir agir en amont du début de la transition, là où les fluctuations de vitesse sont encore assez faibles. En effet, il semble difficile de pouvoir agir efficacement sur l'écoulement à une position où des fluctuations seraient trop importantes par rapport au vent ionique induit. Dans notre cas, et pour une vitesse d'écoulement de  $20 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ , il convient d'utiliser un actionneur se situant au maximum à  $s = 277 \text{ mm}$  ( $Re_s = 3,4 \cdot 10^5$ ). En effet, on a vu précédemment (figure 3.16) qu'au-delà de cette position les fluctuations de vitesse commencent à être turbulentes (spots). L'actionneur devra non plus retarder la transition mais re-laminariser la couche limite, ce qui ne présente pas les mêmes implications en termes de contrôle et de coût énergétique. On choisit donc de n'utiliser que les trois premiers actionneurs du montage, positionnés respectivement en  $s_{A_1} = 117 \text{ mm}$ ,  $s_{A_2} = 157 \text{ mm}$  et  $s_{A_3} = 197 \text{ mm}$ . De plus, pour ces positions l'écoulement n'est pas encore sous l'influence du gradient de pression (figure 3.14).

En ce qui concerne les paramètres d'alimentation de l'actionneur plasma, une fréquence est fixée à 1 kHz dans cette partie. Les actionneurs fonctionnent en mode continu. Trois amplitudes de tension sont testées pour mettre en évidence l'effet du vent ionique induit sur l'écoulement,  $V_{HT} = 8, 10$  ou  $12 \text{ kV}$ . À partir des travaux de Boucinha [23] (formule E2.6), il est possible d'estimer la vitesse maximale induite par l'actionneur en fonction des

paramètres d'alimentation. Pour les trois tensions testées, la vitesse maximale ( $U_{act}^*$ ) sera ainsi respectivement d'environ 2,2, 3,3 et 4,4  $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ . Cette vitesse maximale est localisée en proche paroi ( $y \leq 0,2 \text{ mm}$ ) et dans la zone de la décharge, là où le plasma est présent.

#### 4.1.2 Intrusivité des électrodes

Le second paramètre important à contrôler est l'intrusivité des électrodes de haute tension. En effet, il faut déterminer si le montage de l'électrode de haute tension sur la plaque plane vient perturber, ou non, la couche limite. En effet, on sait qu'un ajout de rugosité sur la plaque peut entraîner une transition précoce comme illustré par Schetz [115]. Pour contrôler cette intrusivité, seule une électrode de haute tension est mise en place et un sondage de la couche limite pour plusieurs positions longitudinales en aval de l'actionneur est effectué, sans le faire fonctionner. On est donc ici dans le cas non manipulé.

L'épaisseur de couche limite et le facteur de forme évoluent de manière identique pour l'écoulement naturel ou lorsqu'une électrode est positionnée sur la plaque plane (figure 3.21). Les légères différences sont de l'ordre de grandeur des erreurs de mesure. Pour une vitesse d'écoulement de  $20 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ , les électrodes de haute tension n'ont donc aucune incidence sur le développement de la couche limite. En effet, ceci peut s'expliquer en raison de la faible épaisseur de l'électrode ( $86 \mu\text{m}$ ). Si on exprime cette dernière en terme de hauteur de paroi, on trouve une valeur inférieure à  $y^+ = 3$ , quel que soit l'actionneur considéré ( $A_1$ ,  $A_2$  ou  $A_3$ ). L'actionneur se trouve donc dans la partie inférieure de la sous-couche visqueuse (figure 3.2), là où l'ajout d'une rugosité aura le moins d'impact sur la couche limite d'après Schlichting et Gersten [116]. Dans la suite de ce chapitre, c'est le cas naturel (sans électrode) qui sera utilisé comme référence.

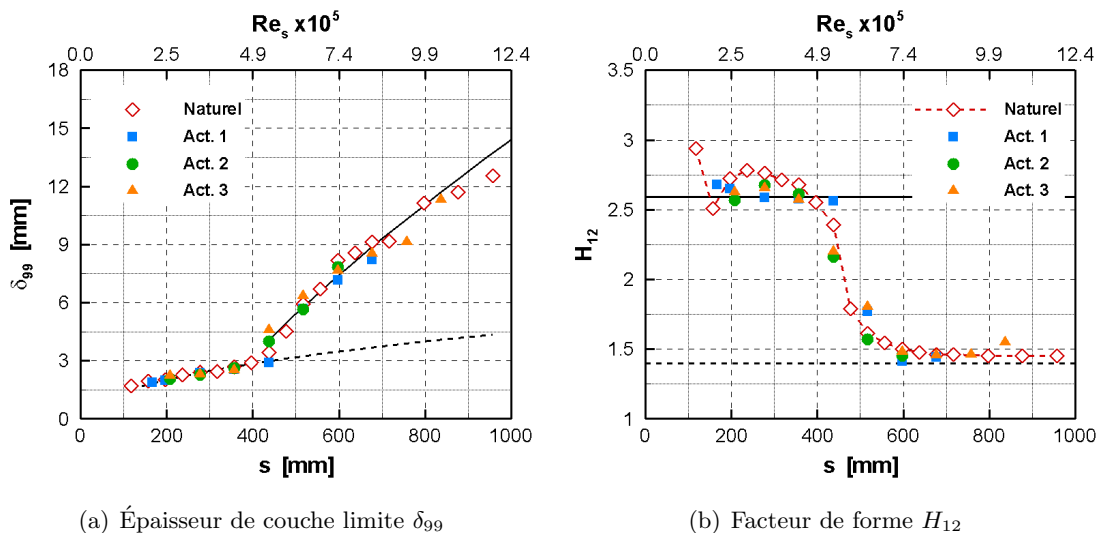


FIGURE 3.21 – Caractéristiques des couches limites naturelle et non manipulée en fonction de la position longitudinale.

### 4.2 Les effets du contrôle par plasma

Pour cette partie, neuf cas au total ont été testés (trois tensions à trois positions). Les effets sur la couche limite sont différents d'un cas à un autre aussi bien en termes qualitatif que quantitatif. Il a en effet été possible d'obtenir le déclenchement précoce de la transition ou son retardement. On distingue aussi un troisième type d'action où la position de la transition ne bouge pas.

Avant de considérer les résultats obtenus sur la modification de la transition, il est important de dire de dire quelques mots sur les mesures fil chaud réalisées à proximité d'une décharge électrique haute tension. Quand les actionneurs sont en fonctionnement, il n'est bien évidemment pas possible de réaliser des profils de vitesse trop près du plasma, sous peine d'endommager le fil chaud et la chaîne d'acquisition ou d'obtenir des mesures perturbées électroniquement. Pour ce faire, la première position longitudinale de mesure est localisée 50 mm après le début de la formation de plasma (environ 40 mm après la fin du plasma). Toutefois, en prenant cette précaution, il apparaît que les mesures réalisées au fil chaud à proximité de la décharge sont perturbées par du bruit électronique. En effet, des incréments très rapides de vitesse, d'une fréquence de 1 kHz, viennent se surimposer au signal enregistré par le fil chaud. Cependant, ces incréments sont de très faibles amplitudes (environ  $0,1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ ) ce qui ne nécessite pas de filtrer les signaux de vitesse enregistrés.

#### 4.2.1 Déclenchement de la transition

Lorsque l'actionneur  $A_1$  est en fonctionnement, la transition est déclenchée prématurément par rapport au cas naturel (figure 3.22(a)), quelle que soit la tension. L'actionneur  $A_2$  permet aussi d'obtenir cet effet, uniquement pour la tension 8 kV. Au maximum, l'avancement de la transition est estimé à environ 200 mm ( $A_1$  à 8 kV) et au minimum à approximativement 100 mm ( $A_2$  à 8 kV). Il semble exister un effet de la tension car, en considérant uniquement l'actionneur  $A_1$ , la position du début de la transition n'est pas la même. Cependant, pour déterminer précisément cet effet, il sera nécessaire de disposer de plus de points de mesure. Dans le cas du déclenchement, c'est la tension la plus faible de l'actionneur le plus éloigné du début de la transition naturelle qui induit l'effet le plus négatif sur la couche limite.

#### 4.2.2 Retardement de la transition

Le fonctionnement des actionneurs  $A_2$  (à 12 kV) et  $A_3$  (à 10 kV et 12 kV) a permis de retarder le début de la transition (figure 3.22(b)) d'au maximum 200 mm environ. Dans ce cas, l'effet de la tension est notable en considérant l'actionneur  $A_3$  : l'écart sur le retardement de la transition entre les deux tensions testées est significatif ( $\approx 100$  mm). On note également que ces deux actionneurs produisent un effet similaire sur la couche limite mais pour deux tensions différentes. Dans le cas du retardement de la transition, c'est la tension la plus élevée de l'actionneur le plus proche du début de la transition naturelle qui induit l'effet le plus bénéfique sur la couche limite.

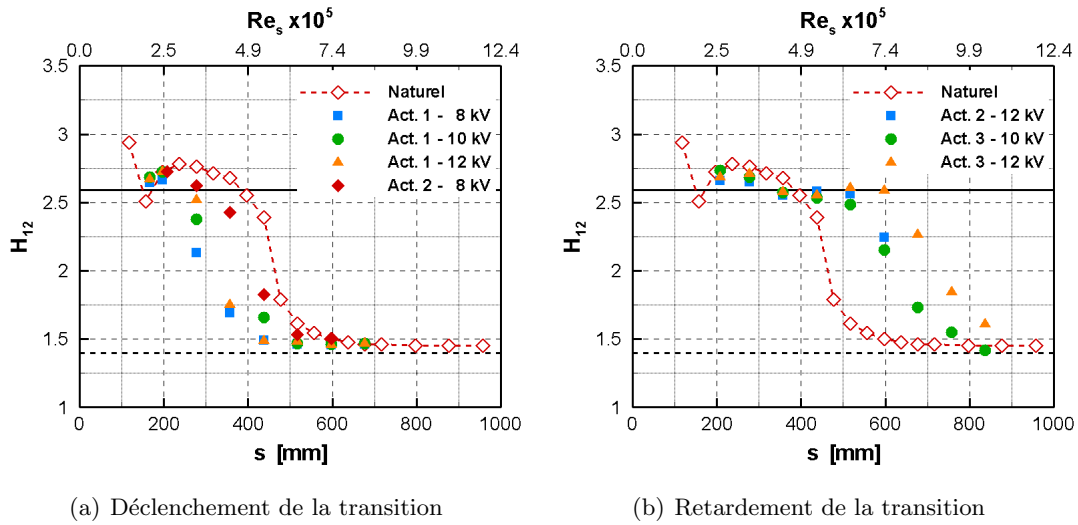


FIGURE 3.22 – Évolution du facteur de forme  $H_{12}$  avec l'actionneur 1, 2 ou 3 en fonctionnement.

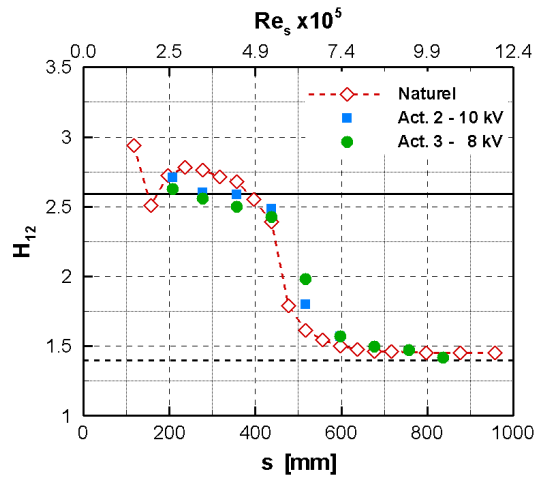


FIGURE 3.23 – Évolution du facteur de forme  $H_{12}$  dans les cas n'entraînant pas de modification de la transition

#### 4.2.3 Cas sans effet

Pour les actionneurs  $A_2$  (à 10 kV) et  $A_3$  (à 8 kV) un très faible déplacement du début de la transition a été observé (figure 3.23). Celui-ci est assimilé à une stagnation du point de transition. Comme pour le cas précédent, un effet similaire existe avec les deux actionneurs fonctionnant à deux tensions différentes. Il semble y avoir un « décalage » de tension au niveau des effets sur la transition pour les actionneurs  $A_2$  et  $A_3$ . En effet, si l'on diminue la tension d'alimentation de 2 kV (10 kV  $\rightarrow$  8 kV) tout en décalant la position de contrôle de 40 mm ( $s_{A_2} \rightarrow s_{A_3}$ ), on obtient les mêmes effets sur la transition.

4.2.4 Résumé des effets

Les différentes actions obtenues sur la transition sont regroupées au sein du tableau 3.1. À partir de ce tableau, deux tendances peuvent être dégagées dans le mécanisme d'action des actionneurs. On observe clairement un effet de la position (si on considère pour cela l'actionneur  $A_2$ ) et un effet de la tension d'alimentation (si on considère les cas à 10 kV).

Tableau 3.1 – Effets du contrôle sur la position du début de la transition.

	8 kV $U_{act}^* = 2,2 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$	10 kV $U_{act}^* = 3,3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$	12 kV $U_{act}^* = 4,4 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$
Actionneur $A_1$ $Re_s = 1,5 \cdot 10^5$	déclenchement –200 mm	déclenchement –200 mm	déclenchement <sup>–</sup> –150 mm
Actionneur $A_2$ $Re_s = 1,9 \cdot 10^5$	déclenchement <sup>–</sup> –100 mm	sans effet $\approx 0$ mm	retardement +100 mm
Actionneur $A_3$ $Re_s = 2,4 \cdot 10^5$	sans effet $\approx 0$ mm	retardement +100 mm	retardement <sup>+</sup> +200 mm

Si l'on considère la tension d'alimentation 10 kV, l'effet d'un actionneur plasma ne sera pas le même suivant la position de contrôle considérée alors que le vent ionique (et donc la quantité de mouvement ajoutée) sera identique (aux instabilités de la décharge près). La position à laquelle on ajoute de la quantité de mouvement est donc primordiale. On retrouve ainsi un résultat mentionné dans la littérature par Jolibois [63] et Boucinha [23].

En considérant maintenant l'actionneur  $A_2$ , le rôle du vent ionique induit est clairement mis en évidence. Plus la vitesse du vent ionique induit est importante, plus la transition sera reculée. Il semble néanmoins exister un seuil en dessous duquel l'effet de l'actionneur plasma sur l'écoulement est négatif : c'est la tension pour laquelle l'effet sur la couche limite est nul. De plus, cette tension seuil semble dépendre de la position de contrôle.

Plus l'actionneur plasma est positionné loin du début de la transition, plus il sera nécessaire d'augmenter la puissance pour réussir à reculer la transition. On retrouve ici certaines des conclusions que Jolibois [63] et Boucinha [23] ont obtenues dans leur thèse. En effet, ils ont montré que pour réduire le décollement de bord de fuite sur une géométrie de profil d'aile, il est nécessaire d'agir au plus près du point de décollement. Il existe donc une similitude avec les effets obtenus ici.

4.3 Les mécanismes de contrôle mis en jeu par les actionneurs plasmas

Comme on l'a vu ci-dessus, les neuf cas testés englobent tous les types d'action possibles allant du déclenchement au retardement de la transition. Par ailleurs, l'étude de la variation du facteur de forme n'a permis que de mettre en évidence les effets du contrôle sur la couche limite. Nous allons à présent nous concentrer sur les mécanismes mis en jeu lors du contrôle.

## 4.3.1 Fluctuations de vitesse

Les actionneurs étant positionnés à trois endroits différents dans le développement de la couche limite, on va se concentrer sur une position d'action unique afin d'avoir des paramètres de couche limite identiques comme références. On choisit d'après le tableau 3.1, l'actionneur  $A_2$  qui permet d'obtenir les trois effets sur la transition en jouant uniquement sur la tension d'alimentation. L'étude des fluctuations de vitesse (figure 3.24) permet de mettre facilement en évidence ce qu'il se passe au niveau de la vitesse de l'écoulement (dans la couche limite), qui est la première affectée par l'ajout de quantité de mouvement.

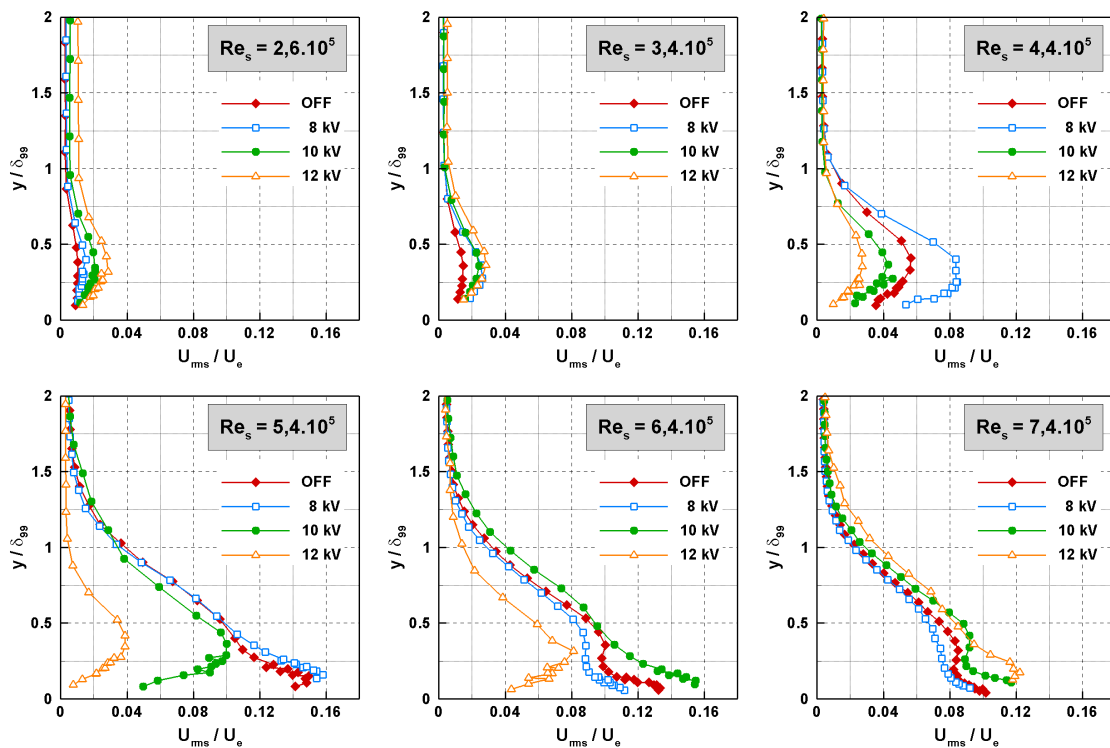


FIGURE 3.24 – Évolution des fluctuations de vitesse pour l'actionneur 2 en fonctionnement.

Lors du déclenchement précoce (8 kV), et dès la première position de mesure, les fluctuations de vitesse sont supérieures au cas naturel et elle augmentent jusqu'à  $Re_s = 5,4 \cdot 10^5$ . On retrouve, dans ce cas, le schéma classique de la transition naturelle précédemment observé (figure 3.18) : montée progressive des fluctuations de vitesse jusqu'à environ 16 % de  $U_e$ , puis diminution et stagnation à environ 8-10 % de  $U_e$ . La seule différence observée est que le mécanisme de transition est initié prématurément au cas non manipulé. Ceci constitue bien un déclenchement précoce de la transition, induit par une excitation de la couche limite. Les perturbations (le vent ionique) introduites dans celle-ci ne semblent pas pouvoir être amorties.

Dans le cas du retardement de la transition (12 kV), les fluctuations de vitesse sont à nouveau plus importantes (d'un facteur 2 environ) que dans le cas naturel dès la première position de mesure. Mais contrairement au cas naturel et à la configuration à 8 kV, elles conservent le même niveau ( $\approx 3\%$  de  $U_e$ ) sur environ 10 cm. La transition est initiée à partir de  $Re_s = 5,4 \cdot 10^5$  puisque le niveau des fluctuations commence à augmenter. Cependant, il semble que l'augmentation progressive de ces fluctuations se fasse plus « lentement » que dans le cas naturel. Du point de vue du mécanisme mis en jeu et comme précédemment, une excitation de la couche limite semble être à la source de la modification du comportement de la couche limite. Seulement ici, elle est plus importante et la couche limite semble y répondre différemment. *A priori*, on conserve ce niveau de fluctuations élevé (3 %), ce qui a pour conséquence de retarder la transition.

Pour le cas où il n'y a pas d'effet, c'est une combinaison des deux mécanismes vus ci-dessus qui est en jeu. En effet, pour les deux premières positions de mesure, la couche limite est excitée à un niveau supérieur au cas non manipulé. Ce niveau reste toutefois inférieur au cas où la transition est retardée ( $U_{rms}^{max}/U_e \approx 0,02$  au lieu de 0,03). Puis, pour les positions suivantes, le mécanisme de transition classique est initié, à peu près dans la même zone que pour le cas non manipulé. Il est alors cohérent de trouver que la localisation du début de la transition soit peu modifiée. Toutefois, on observe pour cette tension que l'effet du plasma est visible contrairement à ce qu'avait laissé voir l'étude du facteur de forme (figure 3.23). En effet, on note une différence pour la même position considérée entre les profils manipulé et naturel même si, au final, l'impact sur la transition est négligeable.

À partir de l'étude des fluctuations de vitesse, un mécanisme, caractéristique de l'utilisation d'un actionneur plasma pour ce type de contrôle, semble se dégager : l'introduction de quantité de mouvement (vent ionique) qui va induire une excitation de la couche limite. Cette dernière peut réagir de différentes manières : soit elle n'est pas en mesure d'amortir ces perturbations externes et la transition débute alors plus tôt, soit elle semble être stabilisée par ces perturbations et les amortit plus longtemps. Pour affiner la description de ce mécanisme de contrôle, les variations des spectres d'énergie cinétique turbulente sont à présent étudiées pour différents cas de contrôle.

#### 4.3.2 Étude spectrale

Pour la première position de mesure, la présence de pics bien définis (56 et 113 Hz) est observée pour les trois cas où les actionneurs fonctionnent (figure 3.25). Ces pics correspondent aux perturbations externes précédemment définies. Il apparaît que l'amplitude absolue de ces pics (la valeur de la DSP) est conservée entre les différents cas. Ceci laisse à penser que la fréquence et l'amplitude des perturbations qui pénètrent dans la couche limite ne sont pas modifiées par le fonctionnement de l'actionneur. Les mêmes phénomènes sont aussi observés pour les actionneurs  $A_1$  et  $A_3$ ). On observe également un pic de fréquence (1 kHz) caractéristique du forçage de la couche limite par l'actionneur plasma. De plus, on retrouve bien ce qu'avait été observé sur les profils des fluctuations : le niveau moyen d'énergie est supérieur à celui du cas sans contrôle quand l'actionneur fonctionne.

Pour la deuxième position de mesure, les pics de fréquence caractéristiques des perturbations extérieures et de l'actionneur plasma sont toujours visibles. Pour les cas non manipulé et 8 kV, l'énergie cinétique contenue dans l'écoulement augmente contrairement aux deux autres cas. Cette diminution est notamment importante à partir de 200 Hz. On commence par ailleurs à observer un écoulement plus énergétique à 10 kV qu'à 12 kV (excepté dans la bande 0-200 Hz).

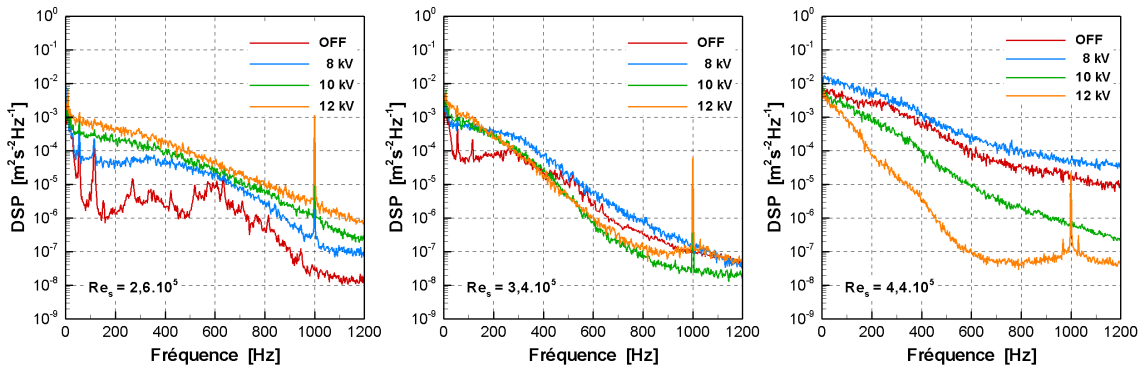


FIGURE 3.25 – Évolution des spectres des fluctuations de vitesse pour l'actionneur  $A_2$  en fonctionnement,  $y/\delta_{99} = 0,4$  pour les trois premières positions de mesure en aval de l'actionneur.

Pour la troisième position, les cas non manipulé et 8 kV voient leur énergie continuer à augmenter (la transition est initiée) : le cas 8 kV étant plus énergétique, la transition débutera plus tôt que dans le cas naturel. En revanche, pour le cas à 12 kV, le niveau d'énergie de l'écoulement continue à diminuer sur toute la bande de fréquence tracée, excepté entre 0 et 100 Hz environ. La transition va être retardée puisque dans ce cas, l'actionneur permet d'abaisser le niveau d'énergie de l'écoulement.

Du point de vue du mécanisme de contrôle mis en jeu, l'excitation de la couche limite ne peut pas être l'unique explication. Pour l'illustrer, il faut considérer les cas 10 kV et 12 kV. Si l'excitation de l'écoulement était le seul mécanisme d'action, on devrait obtenir, pour ces deux amplitudes, un déclenchement précoce de la transition. Or, ce n'est pas le cas ici. Un mécanisme en deux étapes est proposé pour permettre d'expliquer le déclenchement et le retardement de la transition.

La première étape de ce mécanisme est l'excitation de la couche limite par l'actionneur plasma, qui conduit à « relever » le fond continu du spectre d'énergie. Ce faisant, l'amplitude relative des perturbations extérieures se retrouve diminuée, l'amplitude absolue ne semblant pas être affectée par les actionneurs. Puis, seconde étape, si l'actionneur a transféré suffisamment d'énergie à l'écoulement, ce dernier « voit » passer des perturbations extérieures lui paraissant plus faibles que dans le cas naturel. Il lui est alors possible de les amortir ; ce qui a pour effet de retarder la transition (c'est le cas à 12 kV). Cependant, si l'amplitude relative des perturbations n'est pas assez réduite, l'écoulement se



retrouve toujours sensible à ces sollicitations extérieures, en plus d'être excité par l'actionneur plasma. Soumis à ces deux sources de perturbations, la transition est alors déclenchée prématurément (c'est le cas à 8 kV).

Ce mécanisme d'action semble s'appliquer pour les actionneurs  $A_2$  et  $A_3$  mais pas tout à fait pour l'actionneur  $A_1$  pour lequel il faut affiner le mécanisme proposé. Pour illustrer cela, considérons les spectres des trois cas de contrôle ( $A_1$ ,  $A_2$  et  $A_3$ ) à la première position de mesure (soit 50 mm en aval de l'actionneur actif) pour chacune des tensions testées (figure 3.26). À partir de cette figure, on se rend compte qu'à iso-tension, l'amplitude relative des pics des perturbations extérieures reste globalement la même et que les effets sur la transition entre  $A_1$  et  $A_3$  sont différents. Ce n'est donc pas uniquement ce processus qui conduit à la modification de la transition. En effet, il semble que l'actionneur  $A_1$  soit en mesure d'exciter de manière beaucoup plus importante la couche limite, principalement au-dessus de 200 Hz. Pour cet actionneur, même si l'amplitude relative des perturbations est réduite, il semble que ce soit l'ajout d'énergie dans ces fréquences qui conduise au déclenchement précoce de la transition.

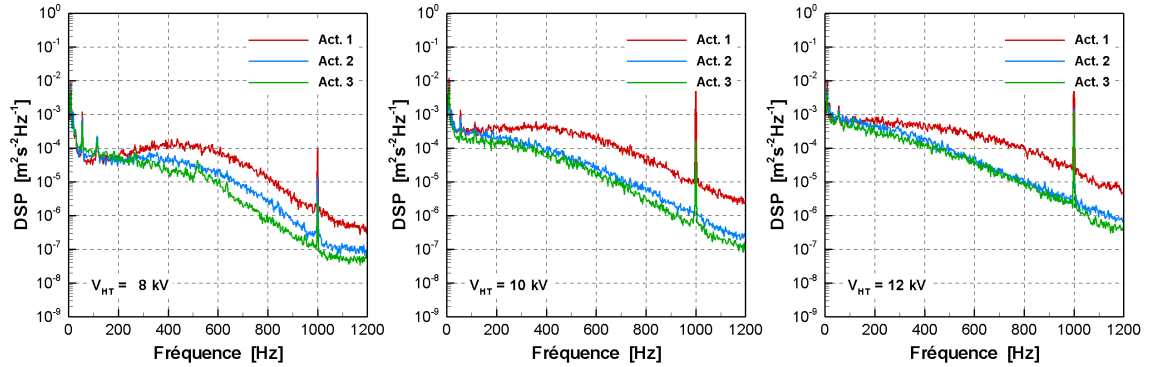


FIGURE 3.26 – Spectres des fluctuations de vitesse 50 mm après les actionneurs  $A_1$ ,  $A_2$  et  $A_3$  à iso-tension,  $y/\delta_{99} = 0,4$ .

#### 4.4 Comparaison des résultats par rapport à la littérature

Cette étude peut être mise en relation avec différents travaux que l'on retrouve dans la littérature. Du point de vue du dispositif expérimental, elle se rapproche de celle présentée par Boucinha [23] dans sa thèse. Les effets obtenus sur la transition  $y$  sont similaires puisqu'un recul de la transition est obtenu. Plus récemment, le *TU Darmstadt group* (SLA) a présenté des travaux qui peuvent être aussi comparés à l'étude présentée ici, notamment ceux de Grundmann et Tropea [54]. On retrouve une similarité du point de vue du mécanisme de contrôle mis en jeu par les actionneurs plasmas, notamment concernant leur impact sur les fluctuations de vitesse. Ces auteurs obtiennent eux aussi un recul de la transition lors du fonctionnement des actionneurs.

Comme ces trois différentes études ont été conduites avec des dispositifs expérimentaux et des conditions de mesure différents, il est utile de rappeler les principales caractéristiques de ces travaux (tableau 3.2). On note d'ailleurs, qu'entre ces travaux, des points particuliers sont similaires, tels que :

- une transition qui est de type naturel, avec la présence d'ondes T-S ;
- un actionneur qui fonctionne en mode continu ;
- un recul de la transition qui est obtenu (visible avec la variation du facteur de forme).

Tableau 3.2 – Paramètres des études de Boucinha [23], de Grundmann et Tropea [54] et de celle présentée ici, dans le cadre du recul de la transition.

Réf.	$U_e$ [m·s <sup>-1</sup> ]	$T_{U_e}$	$Re_{tr}$	$dP/dx$ [Pa·m <sup>-1</sup> ]	turbulateur ?
[23]	10	0,4 %	$2,9 \cdot 10^5$	-8	non
[54]	9,6	0,5 %	$3,6 \cdot 10^5$	-25	oui
cette étude	20	0,26 %	$4,9 \cdot 10^5$	-20	non

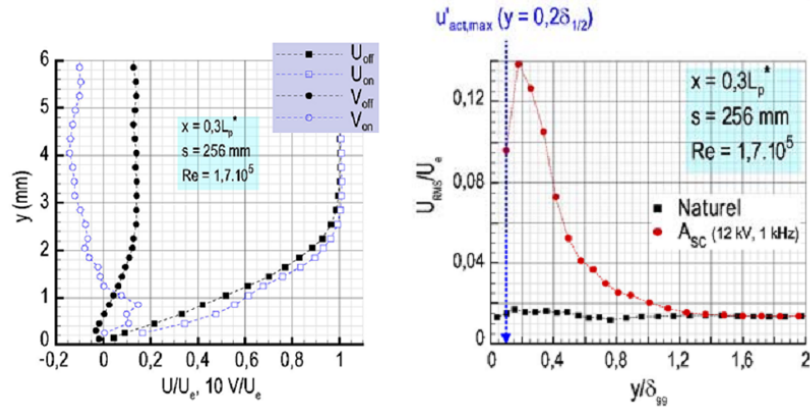
Réf.	$V_{HT}$ [kV]	$f_{HT}$ [kHz]	$P_{elec}$ [W·cm <sup>-1</sup> ]	P1 [mm] / $Re_s$	P2 [mm] / $Re_s$
[23]	12	1	0,64	248,5 / $1,6 \cdot 10^5$	-
[54]	5	6	0,68	500 / $3,0 \cdot 10^5$	600 / $3,6 \cdot 10^5$
cette étude	10-12	1	0,36-0,64	157 / $1,9 \cdot 10^5$	197 / $2,4 \cdot 10^5$

Ces deux études viennent compléter des mesures qui n'ont pas pu être effectuées ici : des mesures de vitesse par LDA dans et à proximité immédiate du plasma. Dans ces études et pour des vitesses d'écoulement et des actionneurs différents, on observe que l'actionneur plasma accélère suffisamment l'écoulement pour que l'ajout de vitesse soit clairement visible sur les profils de vitesse moyenne. De plus, cet ajout de quantité de mouvement dans les premiers millimètres de la couche limite se traduit aussi par une augmentation importante des fluctuations de vitesse au début de la formation du plasma, qui diminuent vers la fin de l'actionneur (figure 3.27).

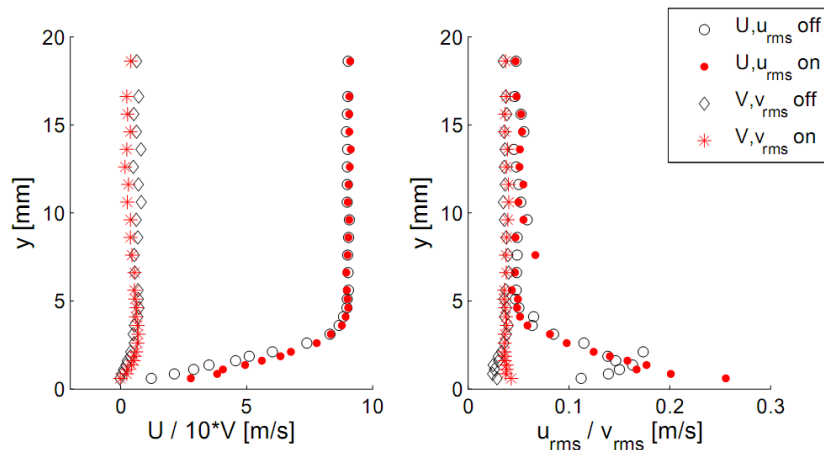
Une fois en aval de l'actionneur, les fluctuations de vitesse diminuent et se stabilisent autour d'une valeur qui semble rester constante, indépendamment de l'étude considérée dans les cas où la transition est reculée :  $U_{rms}^{max}/U_e \approx 0,025$  dans cette étude et  $U_{rms}^{max}/U_e \approx 0,021$  dans Grundmann et Tropea [54]. Cette stabilisation des fluctuations de vitesse perdure plus longtemps que dans le cas d'un écoulement naturel (figure 3.28). De ce fait, on réussit à conserver un niveau de fluctuations de vitesse faible plus longtemps, ce qui conduit à reculer le début de la transition.

La signature caractéristique des ondes T-S est visible sur le profil des fluctuations de vitesse dans le cas sans contrôle (figure 3.28). En effet, on distingue sur la courbe représentant la variation de  $u_{rms}$  sans contrôle (figure 3.28(b)), un premier maximum près de la paroi puis une diminution des fluctuations de vitesse (vers  $y = 4$  mm) qui est suivie par une augmentation des fluctuations (vers  $y = 6$  mm) et enfin une seconde décroissance jusqu'à une valeur constante. Les ondes T-S sont caractérisées par cette forme bi-modale du profil des fluctuations de vitesse longitudinale. Or, lorsque les actionneurs fonctionnent,

cette signature particulière est clairement supprimée : les ondes T-S sont donc fortement atténuées. Dans notre étude, la signature des ondes T-S n'est pas visible<sup>(19)</sup> sur les profils de fluctuations présentés (figure 3.24), au contraire de la signature « spectrale » (figure 3.25). Cependant, il existe de fortes ressemblances au niveau des fluctuations de vitesse, ce qui laisse penser que le mécanisme de contrôle de cette étude est le même que pour Grundmann et Tropea [54]. En effet, dans les cas sans contrôle, les fluctuations de vitesse augmentent progressivement (cas « OFF » des figures 3.24 pour cette étude et 3.27(b) et 3.28 pour Grundmann et Tropea [54]), et, pour les cas où la transition est retardée, les fluctuations augmentent à proximité de l'actionneur puis diminuent en aval (cas « 12 kV » de la figure 3.24 pour cette étude et cas « ON » des figures 3.27(b) et 3.28 pour Grundmann et Tropea [54]). De plus, cette comparaison sur les fluctuations de vitesse s'applique aussi aux résultats présentés dans la thèse de Boucinha [23].



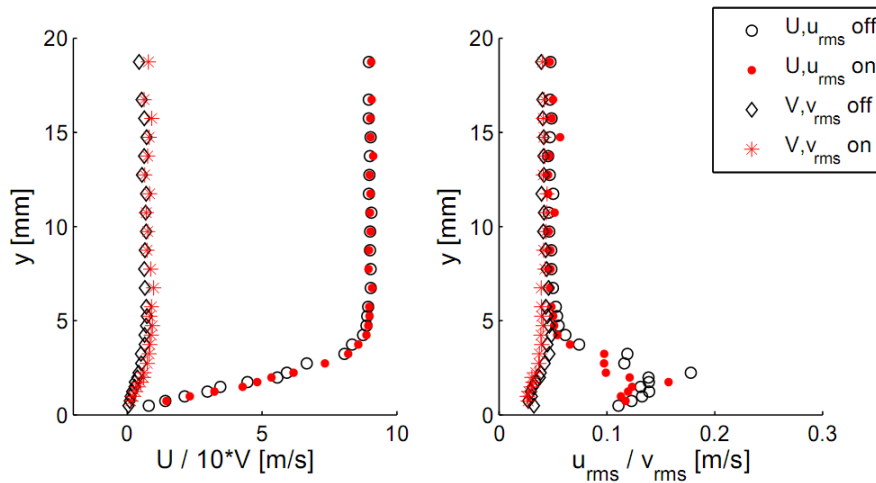
(a) 1,5 mm après le début du plasma, d'après Boucinha [23]



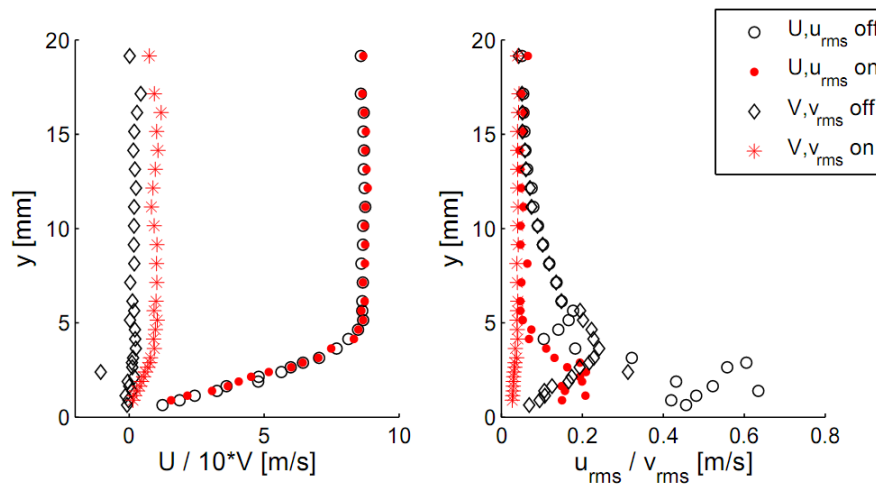
(b) Au droit de la fin du premier actionneur, d'après Grundmann et Tropea [54]

FIGURE 3.27 – Profils LDA de vitesse et de fluctuations de vitesse à proximité de l'actionneur plasma.

(19). Probablement du fait de leur amplitude peu élevée.



(a) Position 50 mm après le premier actionneur



(b) Position 50 mm après le second actionneur

FIGURE 3.28 – Profils LDA de vitesse et de fluctuations de vitesse en aval des actionneurs plasmas, d’après Grudmann et Tropea [54].

On a donc trois études réalisées dans des conditions différentes et qui produisent le même résultat : le recul de la transition par atténuation des perturbations naturelles de l’écoulement. *A priori*, cette atténuation est due à l’ajout de perturbations (le vent ionique pulsé) dans la couche limite, mais à une fréquence différente de celles naturelles (les ondes T-S). En effet, on a au minimum un ordre de grandeur entre les fréquences de ces deux types de perturbation (fréquence de l’actionneur de l’ordre du kHz et ondes T-S de l’ordre de 100 Hz). Ces trois études peuvent donc être mises en relation.

Toutefois, seule l'étude présentée dans ce chapitre met en lumière la sensibilité de l'efficacité du contrôle vis-à-vis de trois paramètres clés pour les actionneurs EHD, à savoir :

- la position de contrôle ;
- l'amplitude de la tension d'alimentation, qui va jouer sur la valeur du vent ionique ;
- la fréquence de la tension d'alimentation qui influe aussi sur le vent ionique mais surtout sur la fréquence des perturbations qui sont introduites dans l'écoulement (dans le cas d'une transition naturelle).

#### 4.5 Validité du contrôle par plasma

Dans le chapitre 2, on a vu que, lors de son fonctionnement, un actionneur chauffait, notamment sa surface. Or, le développement de la couche limite est sensible à la température de la paroi sur laquelle elle se développe, ce qui peut entraîner une modification de la position de la transition comme le montrent Gajusingh et Siddiqui [49]. Il est donc nécessaire, dans cette étude, de quantifier ou au moins de qualifier l'impact de l'élévation de la température à la surface de l'actionneur sur le développement de la couche limite, afin de séparer les effets thermiques et ceux liés à l'ajout de quantité de mouvement.

Pour cela, un fil résistif de faible diamètre ( $80\ \mu\text{m}$ ) est placé au niveau du quatrième actionneur, soit 40 mm en aval de l'actionneur  $A_3$ . Il est recouvert d'une bande d'isolant pour être maintenu en place en présence d'un écoulement. Ce fil est alimenté par une tension continue afin d'obtenir une température moyenne proche du cas 12 kV à 1 kHz sur une surface de mêmes dimensions que la zone de la décharge (si elle avait fonctionné). Le gradient longitudinal de température est aussi semblable à celui obtenu en faisant fonctionner l'actionneur. Toutefois, il faut garder à l'esprit que ce dispositif ne permet de reproduire que l'échauffement de la surface de l'actionneur. Il n'est pas possible dans ce cas de simuler la présence du gaz chaud (c'est-à-dire le plasma).

Mise à part une légère différence au niveau des fluctuations de vitesse, les profils adimensionnés de vitesse et de fluctuations de vitesse sont semblables (figure 3.29). Les principaux paramètres de la couche limite (Tableau 3.3) sont identiques pour les deux écoulements, aux variations de mesure près. Ceci laisse penser que l'écoulement n'est donc pas perturbé par l'échauffement de la paroi au niveau de l'actionneur.

Tableau 3.3 – Paramètres des cas avec et sans élément chauffant (40 mm en aval de  $A_3$ ),  $s = 397$  mm.

	$U_e$ [ $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ]	$\delta_{99}$ [mm]	$\delta_1$ [mm]	$\delta_2$ [mm]	$H_{12}$	$u_f$ [ $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ]	$\tau_p$ [Pa]
naturel	19,89	2,90	0,99	0,39	2,52	0,448	0,240
élé. chauff.	19,81	2,95	1,00	0,40	2,50	0,454	0,246

Abstraction faite de la présence du gaz chaud au-dessus du diélectrique, le fonctionnement de l'actionneur ne semble pas être intrusif vis-à-vis de la couche limite du point de vue thermique. On considérera donc dans cette étude que la modification de la position de la transition n'est due qu'à l'ajout de quantité de mouvement au sein de l'écoulement.

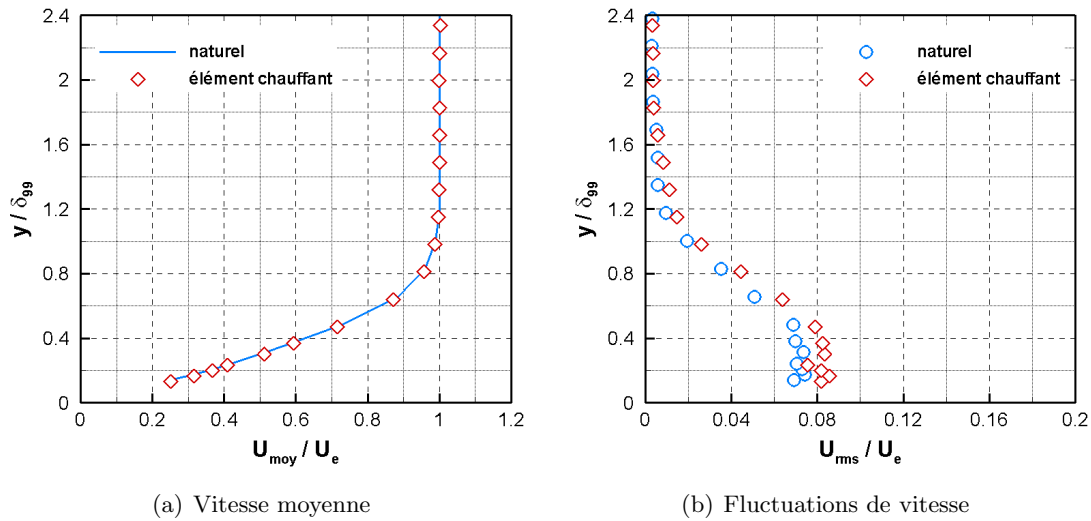


FIGURE 3.29 – Profils adimensionnés avec et sans élément chauffant (40 mm en aval de  $A_3$ ),  $s = 397$  mm.

## 5 L'importance de la fréquence

Comme on l'a vu dans la partie précédente, il est possible d'induire les trois types d'effets sur la couche limite à partir de l'actionneur  $A_2$  en modifiant sa tension. Dans cette partie, on conserve cette position d'action ( $s = 157$  mm) afin de tester l'influence de la fréquence du signal d'alimentation sur la modification de la transition.

### 5.1 Iso-vent ionique ou quantité de mouvement

Dans un premier temps, et pour mettre uniquement en évidence la sensibilité de la transition à la fréquence de la tension, une valeur de vent ionique de référence est choisie. Il s'agit ici de  $U_{act}^* = 3,3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  que l'on avait obtenue précédemment pour une amplitude de tension de 10 kV et une fréquence de 1 kHz (calculée à partir de la formule E2.6 de Boucinha [23]). Pour cela, la fréquence balaie la gamme 250 - 1500 Hz et l'amplitude de la tension est modifiée pour conserver à chaque fois  $U_{act}^* = 3,3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ .

Pour cette valeur particulière de vent ionique, il existe une bande de fréquence (figure 3.30) pour laquelle on passe d'une transition non perturbée ( $H_{12} \approx H_{12}^{OFF}$ ), à une transition déclenchée ( $H_{12} \approx 1,5$ ). Le changement de régime de l'écoulement est particulièrement rapide entre 750 et 850 Hz. La fréquence de la tension d'alimentation apparaît donc aussi comme une des grandeurs clés pour le contrôle de la transition, au même titre que l'amplitude de la tension (c'est-à-dire la quantité de mouvement) ou la position de l'actionneur. Cette fréquence correspond à la fréquence à laquelle on introduit de la quantité de mouvement dans l'écoulement. Autrement dit, c'est la fréquence d'excitation de la couche limite par l'actionneur plasma.

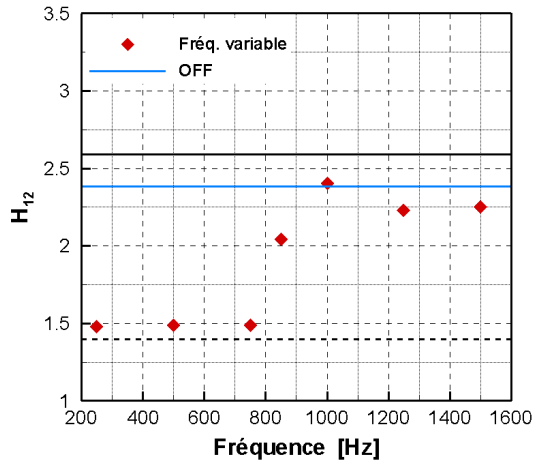


FIGURE 3.30 – Évolution du facteur de forme en fonction de la fréquence à iso-vent ionique, actionneur  $A_2$ ,  $s = 437$  mm.

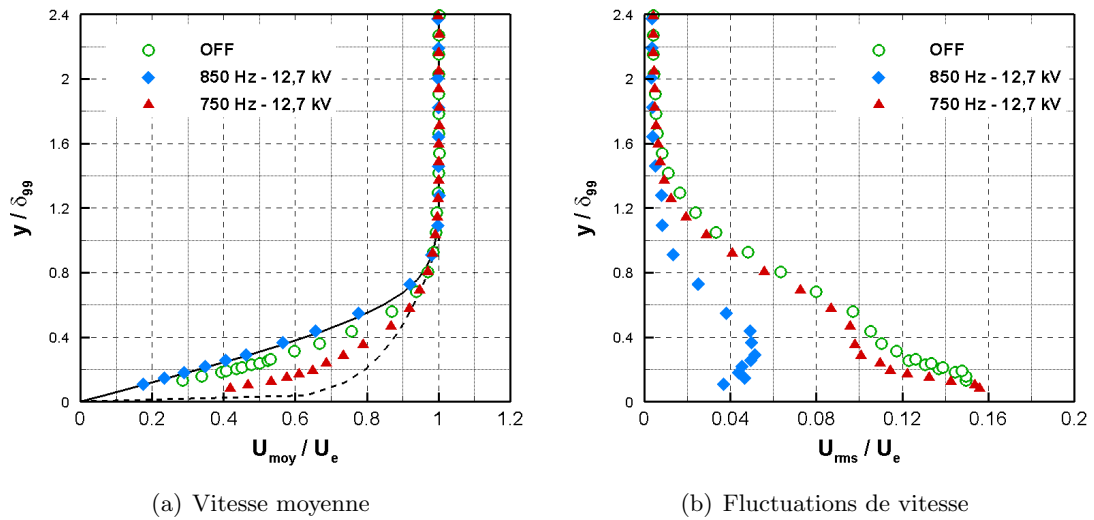


FIGURE 3.31 – Profils adimensionnés à iso-tension, actionneur  $A_2$ ,  $s = 437$  mm.

Pour déterminer si le brusque changement de nature de l'écoulement se retrouve pour une autre valeur de  $U_{act}^*$ , deux cas peu éloignés sont testés. On considère la même amplitude de la tension d'alimentation (12,7 kV) mais avec deux fréquences proches (750 et 850 Hz). Les deux écoulements induits créés ont alors sensiblement la même vitesse (différence de  $0,15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ ) mais les deux régimes sont obtenus (figure 3.31 et tableau 3.4). Pour la fréquence la plus élevée, la transition est clairement retardée puisque le profil de vitesse moyenne est équivalent au profil théorique de Blasius. Les fluctuations de vitesse sont encore assez faibles dans ce cas mais l'étude précédente laisse à penser qu'elles sont en train d'augmenter. On peut estimer un recul de la transition d'environ 80 mm. Pour la fréquence de 750 Hz, la transition est bien déclenchée prématurément, par rapport au cas

non manipulé, puisque le profil de vitesse moyenne s'apparente plus au profil empirique de Prandtl. Dans ce cas-ci, l'avance du début de la zone de transition est estimée à 40 mm par rapport au cas naturel.

Tableau 3.4 – Paramètres des cas de contrôle à iso-tension, actionneur  $A_2$ ,  $s = 437$  mm.

$f_{HT}$ [Hz]	$V_{HT}$ [kV]	$U_{act}^*$ [ $m \cdot s^{-1}$ ]	$\delta_{99}$ [mm]	$H_{12}$
750	12,7	4,41	4,42	1,73
850	12,7	4,56	2,74	2,57

Il est donc possible, en faisant varier la fréquence de seulement 100 Hz, de passer d'un retardement à un déclenchement anticipé de la transition. Si l'on considère que la théorie de stabilité linéaire peut s'appliquer pour cette étude, il doit alors exister une fréquence neutre (*a priori* entre 750 et 850 Hz) où la transition ne sera pas affectée par le fonctionnement de l'actionneur plasma.

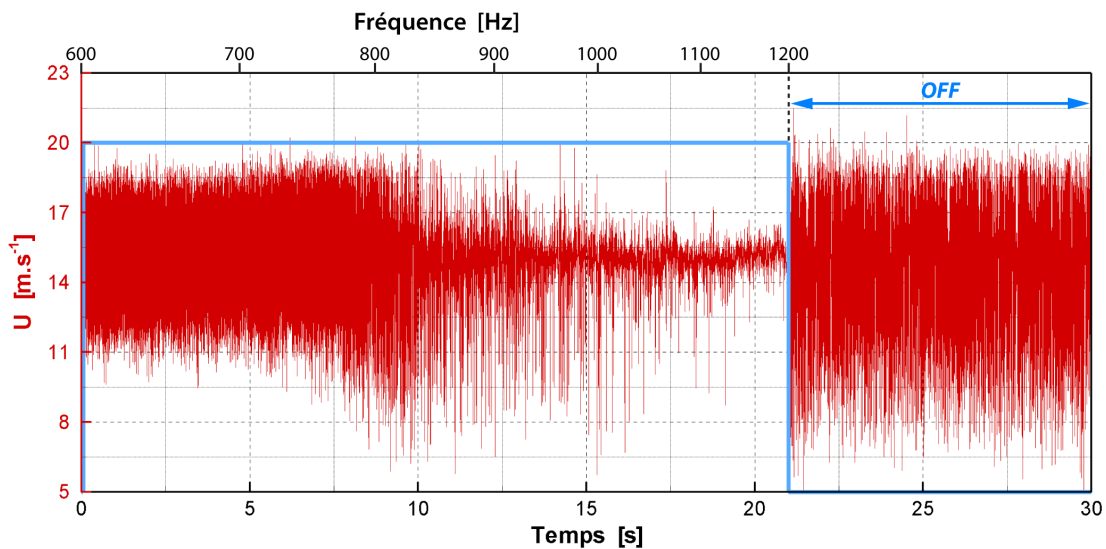


FIGURE 3.32 – Vobulation de fréquence, 600-1200 Hz, actionneur  $A_2$  à 12 kV,  $s = 437$  mm et  $y/\delta_{99} \approx 0,4$ .

## 5.2 Vobulation de la fréquence

Pour illustrer ce phénomène, on fait fonctionner l'actionneur en mode pulsé tout en modulant sa fréquence pendant la période où il est en marche. L'amplitude de la tension d'alimentation est maintenue constante (à  $V_{HT} = 12$  kV) durant cette manipulation, ce qui fait que la vitesse maximale du vent ionique  $U_{act}^*$  va varier durant la période de pulsation. Le mécanisme d'action de l'actionneur sur la couche limite va donc faire intervenir en même temps l'ajout de quantité de mouvement et la fréquence d'excitation induite dans la couche limite par l'actionneur. La période de pulsation est de  $T_{puls} = 30$  s et le plasma est présent pendant  $T_{ON}^{plasma} = 21$  s. On a donc 9 s pendant lesquelles l'écoulement se trouve



dans l'état non manipulé. La fréquence est modulée entre 600 et 1200 Hz, en débutant chaque période de fonctionnement par la fréquence la plus faible. La figure 3.32 représente une période de pulsation de l'actionneur. On distingue très nettement la variation des fluctuations de vitesse durant le fonctionnement de l'actionneur ainsi que les différences de régime entre les cas manipulé et non manipulé.

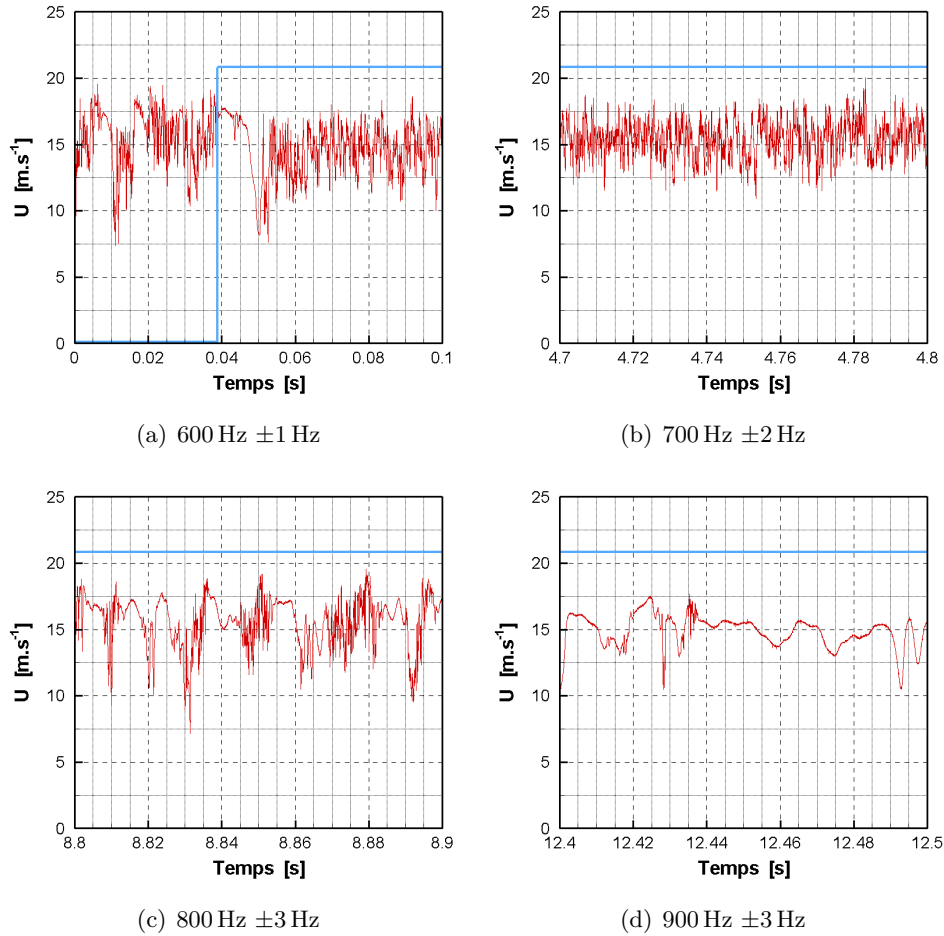


FIGURE 3.33 – Séries temporelles de la vitesse pour l'actionneur  $A_2$  à 12 kV,  $s = 437$  mm,  $y/\delta_{99} \approx 0,4$ .

Les figures 3.33 et 3.34 représentent la variation de la vitesse sur une période de 100 ou 200 ms pour différentes valeurs de la fréquence. Comme cette dernière varie continuellement du fait de la vobulation, la valeur moyenne de la fréquence sur la fenêtre temporelle présentée est considérée. La mise en route de l'actionneur semble induire un déclenchement précoce de la transition (figure 3.33(a)). En effet, durant les dix premières ms de son fonctionnement, l'actionneur semble re-laminariser l'écoulement car les fluctuations de la vitesse sont fortement atténuées. Après cette phase transitoire, ces fluctuations sont caractéristiques d'une couche limite turbulente. Avec l'augmentation continue de la fréquence, une diminution progressive des fluctuations de vitesse est observée jusqu'à l'arrêt de l'actionneur (figure 3.34(c)). La couche limite reste laminaire pendant environ 20 ms

après l'extinction de l'actionneur. Ce décalage correspond à l'advection de l'information par l'écoulement. En effet, il faut environ  $20 \text{ ms}$  à  $14 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  pour parcourir les  $280 \text{ mm}$  qui séparent l'actionneur  $A_2$  de cette position de mesure.

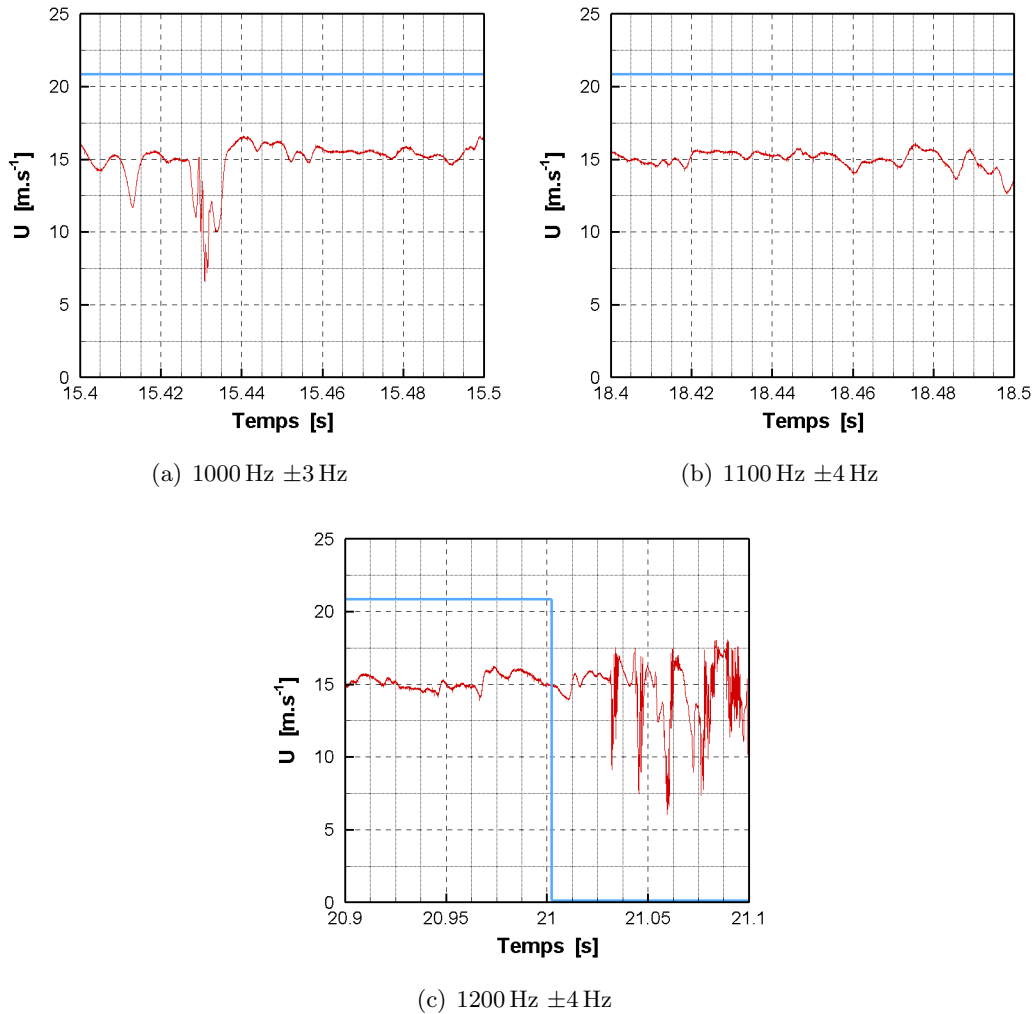


FIGURE 3.34 – Séries temporelles de la vitesse pour l'actionneur  $A_2$  à  $12 \text{ kV}$ ,  $s = 437 \text{ mm}$ ,  $y/\delta_{99} \approx 0,4$ .

À partir de ces séries temporelles, on peut déterminer la variation du rapport entre les fluctuations de vitesse et la vitesse de l'écoulement en fonction de la fréquence (figure 3.35). Les fluctuations de la vitesse sont calculées sur 5000 échantillons. Ainsi, chaque point de la figure correspond à une valeur du rapport  $U_{rms}/U_e$  relative à la fréquence moyenne sur 5000 échantillons. Il y est aussi représenté la valeur moyenne des fluctuations pour la période où l'écoulement est non manipulé. En augmentant progressivement la fréquence, la couche limite se re-laminarise petit à petit. Ce type de réponse de la couche limite à une perturbation extérieure de fréquence variable est caractéristique d'une transition de type naturel, comme l'ont montré Schubauer et Klebanoff [117]. Cela confirme à nouveau, que dans cette étude, la transition est bien naturelle et que les pics de fréquences caractéris-

tiques (56 et 113 Hz) sont bien associés aux ondes T-S. De plus, au regard de la littérature, notamment Schlichting et Gersten [116], on se trouve certainement sur la partie supérieure de la courbe neutre du diagramme de stabilité de l'écoulement non manipulé. En effet, on déstabilise la couche limite en diminuant la fréquence. La vitesse du vent ionique ne devrait alors avoir que peu d'impact dans ce cas de figure.

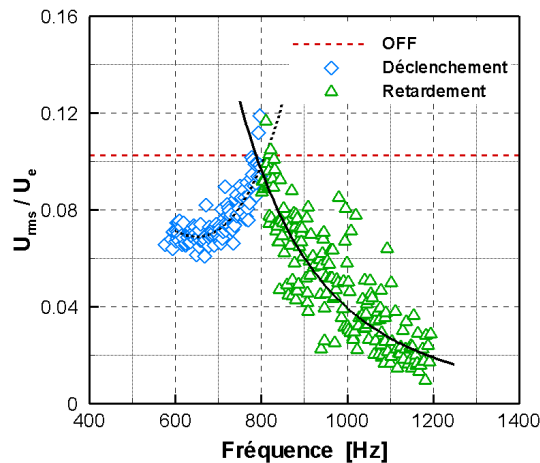


FIGURE 3.35 – Variation des fluctuations de vitesse normalisées avec la fréquence de fonctionnement de l'actionneur  $A_2$ ,  $s = 437$  mm,  $y/\delta_{99} \approx 0,4$ ,  $V_{HT} = 12$  kV, vobulation 600-1200 Hz.

Pour le cas testé ici (position de l'actionneur et vitesse de l'écoulement), la fréquence neutre est environ égale à 800 Hz (figure 3.35). Or, cette valeur de fréquence neutre se retrouve (approximativement) à partir du graphe de stabilité de la couche limite de Blasius. En effet, si l'on reporte la position de l'actionneur  $A_2$  sur le graphe de la figure 3.3, on trouve deux fréquences neutres,  $F_1 = 96$  et  $F_2 = 186$  (figure 3.36, intersections avec la courbe neutre). Or,  $F_2$  équivaut à une fréquence d'environ 750 Hz (pour  $U_e = 20$  m·s<sup>-1</sup>), ce qui est proche de la fréquence neutre trouvée expérimentalement. De plus, le déclenchement précoce de la transition que l'on observe lorsque la fréquence est inférieure à 800 Hz s'explique par le fait que l'on introduit des instabilités dont la fréquence est inférieure à la seconde fréquence neutre. On se trouve donc à l'intérieur de la courbe neutre, où les instabilités apportées à la couche limite conduisent à la déstabilisation de celle-ci et donc au déclenchement précoce de la transition. Théorie et expérience sont donc ici en bon accord.

Ce test de vobulation de fréquence permet ainsi de montrer que l'actionneur plasma est un outil performant pour modifier la position de la transition d'une couche limite. En effet, pour une amplitude de la tension suffisamment grande, on obtient très simplement le recul ou le déclenchement de la transition en modifiant seulement la fréquence d'alimentation de l'actionneur.

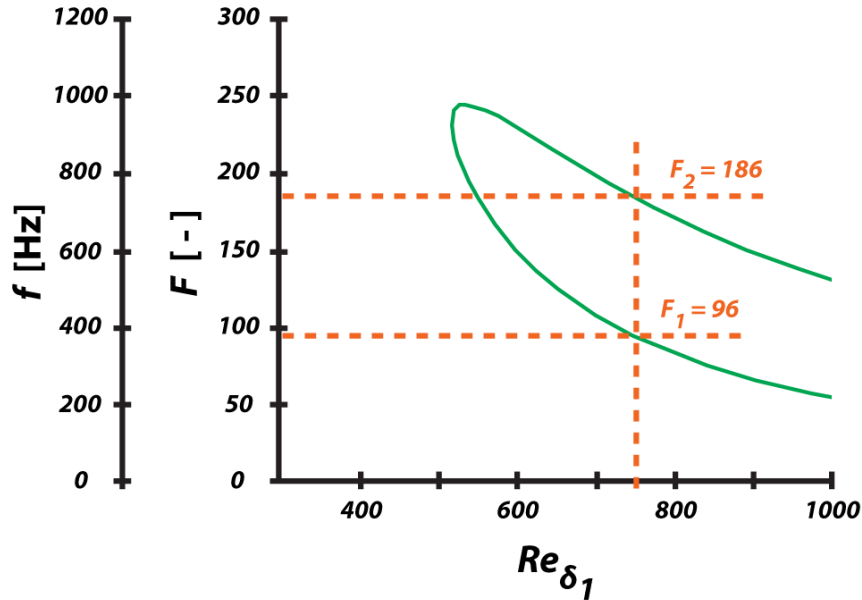


FIGURE 3.36 – Fréquences neutres pour l’actionneur  $A_2$  ( $Re_{\delta_1} = 750$ ) d’après le graphe de stabilité linéaire de la figure 3.3. On considère  $U_e = 20 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  pour le calcul de  $Re_{\delta_1}$  et  $F$ .

## 6 Synthèse et perspectives

### 6.1 Synthèse

Dans ce chapitre, la possibilité du contrôle de la transition d’une couche limite laminaire a été présentée. Cette couche limite se développe au-dessus d’une plaque plane sans incidence ( $U_e = 20 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ ,  $T_{U_e} = 0,26 \%$ ,  $Re_{crit} = 4,9 \cdot 10^5$ ). L’étude présentée ici n’est pas la première à être réalisée, puisque différents travaux dans la littérature se rapportent au contrôle de la transition sur ce type de géométrie. En revanche, ce travail s’en distingue par l’étude de la sensibilité de la transition vis-à-vis de trois paramètres essentiels dans le contrôle par plasma : la position de contrôle, l’amplitude et la fréquence de la tension d’alimentation. Le but de ce travail était donc triple :

- caractériser les effets sur la transition par rapport à ces trois paramètres ;
- obtenir le déclenchement et le recul de la transition ;
- expliquer quels sont les mécanismes de contrôle mis en jeu par les actionneurs EHD.

Dans ce travail, trois effets ont été obtenus lors du fonctionnement de l’actionneur : le déclenchement précoce, la stagnation ou le recul du début de la transition. L’effet sur l’écoulement de l’ajout de quantité de mouvement par l’actionneur a été mis en évidence avec l’étude des profils de vitesse moyenne et de ses fluctuations, l’analyse des spectres d’énergie cinétique turbulente et l’étude de la variation du facteur de forme.

Lors du déclenchement précoce, le début de la transition a été avancé d'au maximum 200 mm avec l'actionneur le plus en amont sur la plaque et pour la tension testée la plus faible. Dans le cas du recul, le début de la transition a été repoussé d'au maximum 200 mm avec l'actionneur le plus en aval sur la plaque et pour la tension testée la plus élevée. Le placement de l'actionneur par rapport au début de la transition et l'amplitude de la tension de fonctionnement de l'actionneur sont deux paramètres à prendre en considération pour le contrôle de la transition. On note également que l'on obtient les mêmes effets sur la transition (stagnation ou recul) pour deux configurations de contrôle différentes (positions et tensions). Ceci montre qu'il y a un recouvrement des effets induits sur la transition par les actionneurs si l'on considère des positions de contrôle différentes. On aura ainsi une certaine flexibilité pour agir sur ce type d'écoulement ; contrairement au contrôle des écoulements décollés où l'on doit agir directement en amont du point de décollement pour que cela soit efficace.

Avec les différents cas testés, on a pu mettre en avant un mécanisme de contrôle dans le cas du recul de la transition. Celui-ci peut se diviser en plusieurs étapes. Tout d'abord, avec les études de Boucinha [23] et de Grundmann et Tropea [54], on sait par les mesures LDA qu'au niveau du plasma, là où le vent ionique est induit, l'écoulement moyen est accéléré. Les fluctuations de vitesse y subissent aussi une augmentation importante. Ainsi, pour une position où l'écoulement est laminaire, les fluctuations de vitesse sont de l'ordre de grandeur de celles obtenues au début du régime turbulent ( $U_{rms}^{max}/U_e \approx 14\%$ ). Toutefois, la forme du profil selon la hauteur est différente. Étant donné qu'il existe de fortes similarités entre ce travail et les deux études précitées, on peut supposer qu'il se produit, ici, le même phénomène au niveau de l'actionneur plasma.

Une fois en aval de l'actionneur, on distingue difficilement l'accélération due au vent ionique. En revanche, la « signature » des actionneurs est visible au niveau des fluctuations de vitesse. Ces dernières vont conserver un niveau moyen supérieur à celui de l'écoulement non manipulé (pour la même position). Cette différence est aussi visible sur les spectres d'énergie cinétique turbulente. On y retrouve, dans le cas où la transition est reculée, des niveaux d'énergie plus faibles pour le cas manipulé par rapport au cas sans contrôle.

L'étude des spectres permet aussi de mettre en évidence l'existence de fréquences caractéristiques propres aux perturbations qui déstabilisent l'écoulement (les ondes T-S). On observe que, dans le cas du recul de la transition, l'amplitude relative de ces pics est réduite. Ce recul semble donc être dû à l'ajout de perturbations dans la couche limite qui vont la rendre moins sensible à celles provenant de l'écoulement en amont de la plaque : c'est l'idée de « perturbation stabilisante ».

De plus, comme la transition est de type naturel dans cette étude, la théorie de stabilité linéaire doit pouvoir s'y appliquer. Pour l'illustrer, on a considéré un actionneur particulier et on a modulé la fréquence d'alimentation (600 - 1200 Hz). Le résultat est sans équivoque : il existe une fréquence neutre (800 Hz) pour laquelle l'actionneur n'a aucun effet sur la couche limite, conformément à la théorie développée par Tollmien et Schlichting.

À partir de cette étude, il est clair que la polyvalence du contrôle de la transition par plasma est démontrée. En effet, il est possible d'obtenir les trois effets différents sur la position de la transition en jouant sur la position de l'actionneur, sa tension ou sa fréquence. Il est même envisageable de modifier rapidement la position de la transition en modifiant uniquement la fréquence de fonctionnement de l'actionneur. Ce changement de régime peut s'opérer sur quelques dizaines de millisecondes si la variation de fréquence se fait sur 1 ou 2 périodes, ce qui est envisageable avec le contrôle par plasma.

## 6.2 Ouvertures envisageables

On l'a vu, les trois types d'effets sur la transition ont été obtenus pour les neuf cas testés. Un mécanisme de contrôle a été proposé mais il demeure nécessaire de le confronter à des configurations d'écoulements différentes pour le valider ou l'étayer. On peut, tout d'abord, modifier la vitesse de l'écoulement dans la veine. L'idée ici est de modifier l'amplitude relative des perturbations naturelles. Si des effets différents sont obtenus dans ce cas, on pourra, par l'étude spectrale par exemple, valider ou non le mécanisme de contrôle. De plus, il est possible que dans le cas d'une diminution de vitesse on puisse, peut-être, reculer la transition pour des tensions qui ne l'ont pas permis dans cette étude ( $A_2$  à 10 kV ou  $A_3$  à 8 kV par exemple).

À l'image de ce qui a été fait pour l'actionneur  $A_2$ , on pourrait également tester l'actionneur  $A_3$  en modulation de fréquence. Si l'on respecte la théorie de stabilité linéaire, on devrait obtenir une fréquence neutre inférieure à 800 Hz. Des mesures LDA, dans et à proximité de la décharge, seraient sans doute utiles pour comprendre précisément comment le premier actionneur agit sur la couche limite. En effet, le mécanisme de contrôle pour cet actionneur présente certaines différences avec celui proposé pour les actionneurs  $A_2$  et  $A_3$ . Il serait pertinent de déterminer pourquoi cet actionneur en particulier est toujours en mesure de déclencher prématurément la transition.

Enfin, il conviendra, à l'avenir, de porter une attention toute particulière à la détermination de la vitesse de frottement,  $u_f$ . S'il est possible de la calculer en commettant une erreur minime, on pourra alors obtenir une estimation fidèle du coefficient de frottement et ainsi déterminer le gain en traînée lors du recul de la transition, ce qui représente le but ultime à atteindre lors de ce type d'expérience.

## Chapitre 4

# Amélioration des actionneurs plasmas : caractérisation de la géométrie « dents de scie »

### 1 Introduction

Ce chapitre est consacré à l'étude d'une nouvelle configuration d'actionneur plasma développée au cours de cette thèse. À partir de décembre 2008, la caractérisation d'un actionneur, doté d'une électrode de haute tension en forme de « dents de scie », a été initiée. L'étude de cette géométrie particulière a montré qu'elle possède deux avantages : premièrement, elle permet d'induire, pour une puissance active similaire, un vent ionique d'une vitesse supérieure à une configuration classique. Deuxièmement, cette configuration permet aussi de complexifier la topologie de l'écoulement induit en produisant des structures tridimensionnelles.

Une revue bibliographique est présentée au début de ce chapitre pour illustrer les voies de développement des actionneurs plasmas qui sont étudiées pour augmenter la vitesse du vent ionique induit. En effet, la vitesse maximale que réussissent à atteindre certains auteurs ne dépasse pas  $7 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ . Il semble que la limite de  $10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  proposée par Leonov *et al.* [77] ne puisse pas pouvoir être atteinte avec une configuration classique d'actionneur. Forte *et al.* [45] obtiennent, par exemple, des vitesses proches de  $7 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  mais l'apparition du régime de *spark* négatif ramifié se produit rapidement, limitant ainsi l'augmentation du vent ionique. De nombreuses études ont donc tenté de modifier les actionneurs pour augmenter la vitesse induite. De par leur conception, les actionneurs plasmas peuvent être modifiés aisément. On peut alors comparer facilement différentes configurations géométriques et vérifier le gain (ou la diminution) que ces modifications ont apportées sur la génération du vent ionique ou sur le rendement de l'actionneur. L'optimisation de ces paramètres est une étape importante dans la conception des actionneurs plasmas. Dans leur grande majorité, ces études ne montrent qu'une augmentation limitée de la production de vent ionique. Augmenter la vitesse d'un ordre de grandeur ne semble donc pas en-

core possible. Toutefois, certaines études modifient la forme de l'actionneur pour induire un écoulement pouvant être tridimensionnel. L'idée est alors de pouvoir contrôler plus efficacement des écoulements sans forcément avoir une vitesse de vent ionique importante.

La deuxième partie est dédiée à l'étude de la configuration dents de scie ou « DDS ». Afin de mettre en évidence l'apport de cette nouvelle géométrie d'actionneur, cette configuration a été comparée à une géométrie classique d'actionneur où l'électrode de haute tension est droite. La comparaison a été effectuée sur des paramètres de la décharge de surface créée et sur le vent ionique induit. On montrera que la configuration DDS modifie la topologie bidimensionnelle de l'écoulement induit pour introduire un mouvement tridimensionnel. Un moyen de mesure des trois composantes de la vitesse a donc été utilisé pour caractériser le plus fidèlement possible ce nouveau type d'actionneur. On montrera ainsi qu'un actionneur de type DDS produit plus de vent ionique tout en améliorant le rendement électromécanique.

## 2 Éléments bibliographiques

Les actionneurs plasmas ne produisent un écoulement que de quelques  $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ . Leur potentiel d'action sur un écoulement extérieur est donc limité même si des effets sont obtenus pour des grandes vitesses d'écoulement. Ceci constitue un des principaux aspects que la communauté tente d'améliorer à l'heure actuelle. Il faut en effet réussir à augmenter la vitesse du vent ionique pour améliorer l'efficacité des actionneurs plasmas. Ainsi, ils pourront être utilisés plus efficacement à des vitesses d'écoulement plus élevées (et réalistes pour une application de ces actionneurs). On peut principalement jouer sur deux points : soit on tente d'augmenter la vitesse du vent ionique induit, soit on modifie la géométrie de l'actionneur pour induire un écoulement spécifique pouvant avoir un effet positif sur un écoulement externe. La revue bibliographique de ce chapitre présente ces différentes pistes afin de se donner une idée des axes qu'il convient de développer de manière préférentielle.

### 2.1 Objectif : l'augmentation de la vitesse

Les simulations numériques de Boeuf et Pitchford [19] montrent que c'est la force EHD,  $\vec{f}_{EHD}$ , qui est à la base de la génération du vent ionique par un actionneur plasma. Il faut donc augmenter cette force pour induire un écoulement plus rapide. Or, cette force est proportionnelle à différentes grandeurs, formule E-1.1. Toutefois, on ne peut principalement agir que sur une seule de ces grandeurs : le champ électrique  $\vec{E}$ . Différents axes sont abordés pour améliorer la génération du vent ionique :

- la modification des paramètres géométriques de l'actionneur ;
- le changement du (ou des) matériau(x) constituant le diélectrique <sup>(1)</sup> du diélectrique ;
- la variation des paramètres électriques de l'alimentation ;
- la modification de la forme de l'actionneur.

---

(1). On joue alors sur sa permittivité relative  $\epsilon_r$ .



Tous ces paramètres vont avoir une influence sur le champ électrique qui est créé entre les deux électrodes. Une des conséquences sera une augmentation de la vitesse maximale du vent ionique, si les paramètres ont été judicieusement modifiés.

### 2.1.1 Paramètres géométriques

La figure 4.1 représente la géométrie générique d'un actionneur plasma. Trois paramètres géométriques sont facilement modifiables :

- l'espace inter-électrodes,  $g$  ;
- la longueur de l'électrode de masse <sup>(2)</sup>,  $L_{gnd}$  ;
- l'épaisseur du diélectrique,  $e$ .

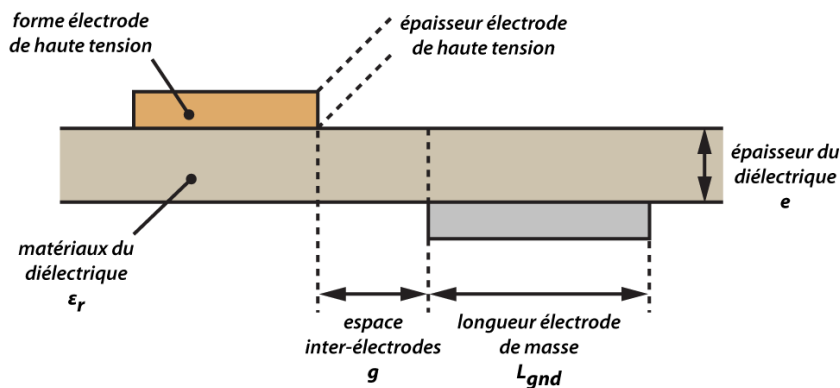


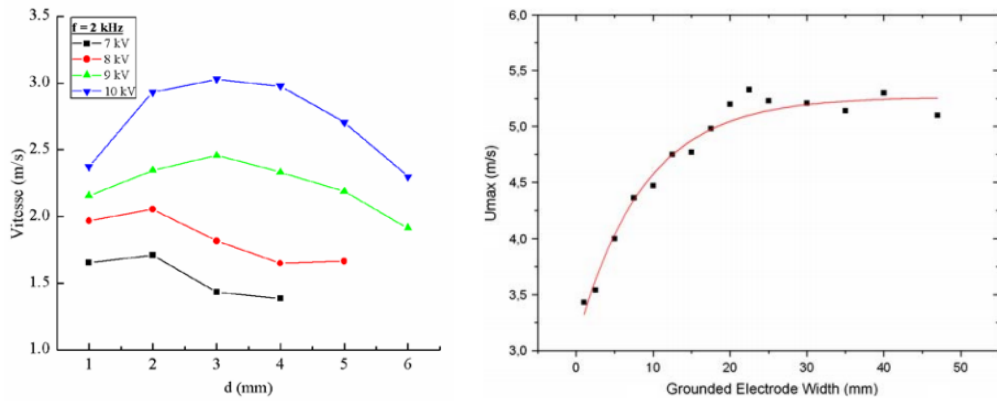
FIGURE 4.1 – Paramètres géométriques d'un actionneur plasma.

#### *L'espace inter-électrode*

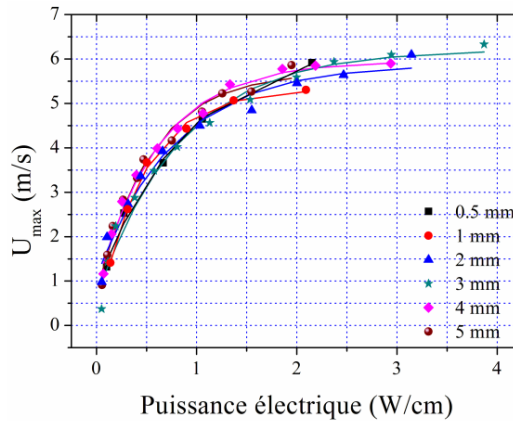
Peu d'études proposent une analyse détaillée de l'influence de l'espace inter-électrodes sur la génération du vent ionique. Seuls les travaux de Forte *et al.* [45] et Dong [35] montrent la variabilité du vent ionique vis-à-vis de l'espace entre les deux électrodes pour différents paramètres. Elles ont été réalisées sur différentes configurations d'actionneurs en mesurant la composante  $U$  du vent ionique à partir d'un tube de pression d'arrêt en verre.

Forte *et al.* ont mesuré que pour une valeur de  $g = 5$  mm, la vitesse du vent ionique était maximale. De même, Dong [35] montre que pour différentes amplitudes de la tension d'alimentation et différentes fréquences, il existe un optimum pour la valeur de  $g$  permettant d'obtenir un maximum de vitesse (figure 4.2). Cette valeur optimale de  $g$  varie avec la puissance active mais aussi avec la configuration d'actionneur puisque dans leur étude Forte *et al.* [45] trouvent une valeur différente de  $g$ .

(2). La longueur de l'électrode de haute tension ne semble pas avoir d'influence sur la génération du vent ionique d'après Boucinha [23].



(a) Influence de l'espace inter-électrode  $g$ , d'après Dong [35]      (b) Influence de la longueur de l'électrode de masse  $L_{gnd}$ , d'après Forte *et al.* [45]



(c) Influence de l'épaisseur du diélectrique  $e$ , d'après Jolibois [63]

FIGURE 4.2 – Influence des paramètres géométriques  $g$ ,  $L_{gnd}$  et  $e$  sur le vent ionique.

### La longueur de l'électrode de masse

La longueur de l'électrode de masse  $L_{gnd}$  correspond à la dimension de l'électrode selon l'axe de propagation du plasma : l'axe longitudinal. Là aussi, peu d'études proposent de caractériser l'influence de ce paramètre sur la vitesse du vent ionique créé. Les travaux de Van Dyken *et al.* [132] et de Enloe *et al.* [43] sont les premiers à mentionner l'importance de cette longueur dans la génération du vent ionique. Ces auteurs montrent que la vitesse du vent ionique (uniquement la composante  $U$ ) augmente avec  $L_{gnd}$  mais semble atteindre un plateau qui dépend de l'amplitude de la tension d'alimentation (figure 4.2). Les travaux de Forte *et al.* [45] et Dong [35] permettent de mettre aussi en évidence l'existence de ce plateau de vitesse. Ainsi, le plasma ne semble pas s'étendre au-delà de 20-25 mm environ (même si  $L_{gnd}$  est supérieure), ce qui empêche la vitesse de croître indéfiniment. Les mesures par photographie reflex de Boucinha [23] montrent bien, qu'effectivement, la

plasma ne semble pas se propager au-delà de celle limite. De plus, une étude récente de Thomas *et al.* [128] montre bien que la poussée induite par le vent ionique stagne pour des valeurs de  $L_{gnd}$  supérieures à 25 mm lors de l'utilisation d'un actionneur unique.

### *L'épaisseur du diélectrique*

L'étude de l'influence de cette grandeur est plus développée dans la littérature. On peut notamment citer les travaux de Forte *et al.* [45], Dong [35], Jolibois [63] et Thomas *et al.* [128].

En effet, le choix du matériau constituant le diélectrique impose souvent de choisir une épaisseur parmi plusieurs valeurs disponibles. Le test des matériaux est donc souvent accompagné d'une étude sur leur épaisseur. Dans l'ensemble, les conclusions de ces différentes études sont identiques : pour une même amplitude de tension, il est préférable d'utiliser un diélectrique peu épais pour obtenir la vitesse de vent ionique plus importante. Corke *et al.* [31] précisent dans leur article de synthèse que, dans un souci d'assurer une durée de vie des actionneurs correcte, il est préférable d'utiliser un diélectrique de quelques millimètres d'épaisseur (soit assez épais). Cette conclusion est confirmée par les mesures de Jolibois [63] faites à iso-puissance active : la vitesse maximale du vent ionique ne dépend que de la puissance active et pas de l'épaisseur  $e$  du diélectrique. Jolibois précise que le débit massique  $D_m$  est augmenté pour les diélectriques épais. Enfin, du point de vue de la décharge, certains auteurs observent que le régime de *spark* négatif ramifié est repoussé pour une valeur de  $e$  élevée. Cela se comprend très bien en considérant la formule E-2.1 qui est relative à la tension seuil de Toepler à partir de laquelle ces *sparks* apparaissent.

#### 2.1.2 Matériaux constitutifs du diélectrique

Il existe tout un panel de matériaux utilisables pour la fabrication des actionneurs plasmas, notamment pour son diélectrique. La littérature fait principalement mention du Kapton<sup>®</sup>, du Mylar<sup>®</sup>, du verre<sup>®</sup>, du Macor<sup>®</sup>, du PMMA, du Teflon<sup>®</sup>, du quartz ou du Delrin<sup>®</sup>. Chacun de ces matériaux est capable de servir de barrière diélectrique par leur capacité à s'opposer à la migration des charges électriques. Cette faculté se traduit par une grandeur : la constante diélectrique ou permittivité relative  $\epsilon_r$ . La communauté scientifique travaillant sur le sujet n'a pas encore tranché sur le comportement à adopter vis-à-vis de cette grandeur. Pons *et al.* [95], Forte *et al.* [45] et Dong [35] préconisent d'utiliser un matériau avec une faible permittivité ( $\epsilon_r \approx 3$ ). Toutefois, Jolibois [63] note que la vitesse maximale du vent ionique (de même pour la puissance) est linéaire avec la permittivité relative, ce qui semble confirmé par Thomas *et al.* [128] qui obtiennent la poussée la plus importante avec du Macor<sup>®</sup> ( $\epsilon_r \approx 6$ ). Toutefois, toutes ces études en jouant sur la permittivité relative ne montrent pas une augmentation importante de la vitesse du vent ionique.

### 2.1.3 Paramètres électriques

Il est aussi possible de jouer sur deux types de paramètres électriques : le premier, plus « quantitatif », concerne l'amplitude et la fréquence de la tension d'alimentation ; le second, plus « qualitatif », est relatif à la forme de ce signal.

#### *Amplitude et fréquence*

À peu près tout utilisateur d'un actionneur plasma s'est rendu compte que, plus l'amplitude ou la fréquence de la tension d'alimentation était élevée, plus le vent ionique produit par l'actionneur était rapide. De cette simple observation découle une question sur laquelle la communauté scientifique n'a toujours pas, à l'heure actuelle, statué : que doit-on augmenter en priorité pour obtenir plus de vent ionique ? L'amplitude ou la fréquence ? En effet, deux écoles s'« affrontent » : l'école française partisane de l'utilisation d'une amplitude élevée et d'une faible fréquence et l'école « anglo-saxonne » qui préfère travailler avec des amplitudes faibles mais des fréquences élevées. Ces deux visions sont principalement orientées par le type de diélectrique choisi ( $\epsilon_r$  et  $e$ ).

Néanmoins, quelle que soit la voie choisie, la vitesse maximale du vent ionique possède un comportement asymptotique avec la puissance active. Pour Enloe *et al.* [43], la variation de la vitesse maximale du vent ionique est de la forme  $U_{max} \propto V_{HT}^{7/2}$  où l'amplitude de la tension évolue en  $V_{HT} \propto P_{elec}^{1/3,35}$ . Ces auteurs mesurent également que la poussée évolue linéairement avec la puissance active. Ce résultat est d'ailleurs retrouvé par Abe *et al.* [2]. La force EHD semble donc varier linéairement avec la puissance active. Toutefois, Corke *et al.* [31] précisent qu'un régime filamentaire<sup>(3)</sup> vient brider le rendement électromécanique, ce qui a été vérifié récemment par Thomas *et al.* [128]. D'autres auteurs proposent une variation différente de  $U_{max}$  avec la puissance active. Ainsi, pour Pons *et al.* [95], Forte *et al.* [45], Dong [35], Boucinha [23] et cette étude, la vitesse maximale suit plutôt une variation du type  $U_{max} \propto (V_{HT} - V_0)^2$ . Là aussi, un régime filamentaire, celui des *sparks* négatifs ramifiés, vient détériorer le transfert de quantité de mouvement au-delà d'une certaine amplitude de la tension.

Même si la variation du maximum de vitesse semble dépendre de la configuration expérimentale choisie, Jolibois [63] a montré que la variation de  $U_{max}$  avec la puissance active était indépendante de la configuration choisie. Ceci a été vérifié plus récemment par Boucinha [23] (figure 4.3) qui a comparé les mesures effectuées par notre équipe à celles de Jolibois. La variation  $U_{max} \propto P_{elec}$  semble se retrouver quel que soit l'actionneur utilisé.

L'augmentation de la vitesse maximale du vent ionique va alors être limitée par plusieurs phénomènes. Lorsque l'on augmente trop  $V_{HT}$ , le régime de *spark* négatif ramifié, le claquage du diélectrique ou la limitation de l'alimentation peut intervenir. Lorsque  $f_{HT}$  augmente trop, on pourra atteindre le régime filamentaire « fréquentiel » ou la limite de

---

(3). Sans doute ici le régime « filamentaire fréquentiel ».

l'alimentation. Dans ce cas de figure, il est possible que les charges de surface n'arrivent plus à être évacuées assez vite, ce qui entraîne une diminution de l'efficacité de la force EHD comme le montrent Forte *et al.* [45].  $U_{max}$  atteint alors un plateau.

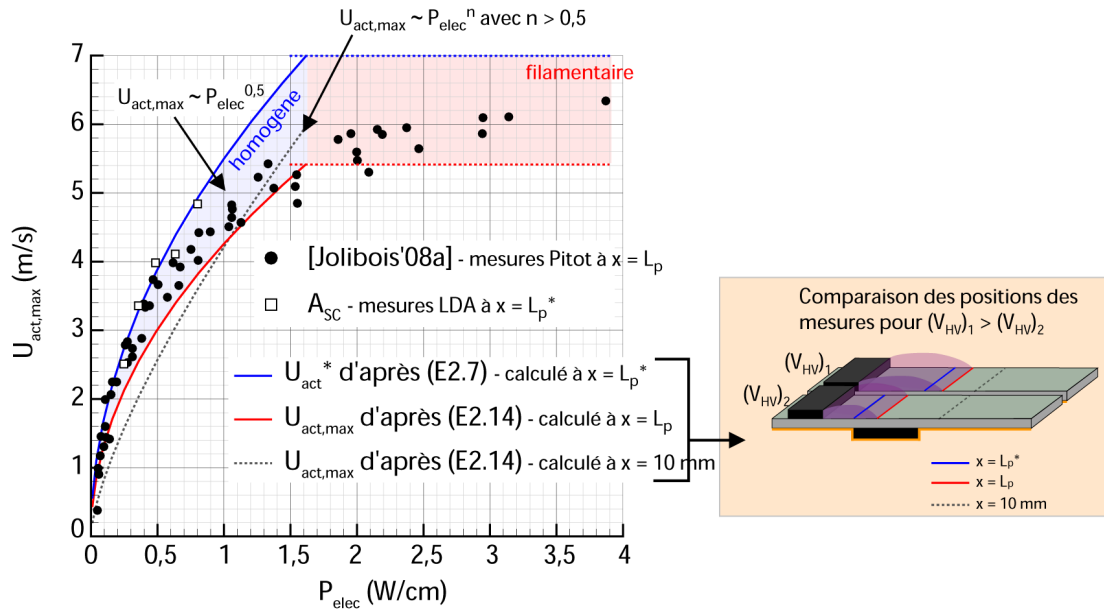


FIGURE 4.3 – Vent ionique maximal en fonction de la puissance active consommée, d'après Boucinha [23].

### Forme du signal d'alimentation

Seuls quelques auteurs ont testé l'influence de la forme des signaux électriques sur la génération du vent ionique. Enloe *et al.* [41] ont testé des signaux en forme de dents de scie, composés d'un front rapide puis d'une variation linéaire plus lente. Ils ont observé que pour un signal en dents de scie positive, la poussée était plus importante, quelle que soit la puissance active consommée. Du point de vue de l'actionneur, l'alternance négative sera de plus longue durée et pourra donc produire plus de vent ionique. Balcon *et al.* [10] retrouvent également ce résultat. Ils mesurent un vent ionique plus rapide lorsque la phase cathodique a une durée plus longue que la phase anodique.

Abe *et al.* [2] ont également testé différentes formes de signaux en jouant sur l'*offset* de la tension ou le rapport cyclique. Leur conclusion est qu'il est préférable de travailler avec un signal sinusoïdal symétrique et de valeur moyenne nulle pour maximiser la poussée produite. Cette conclusion est confirmée par l'étude de Jolibois [63] qui est, sans conteste, la plus complète sur la caractérisation de la forme du signal sur la vitesse du vent ionique. Il montre que les différentes formes testées, pour une même pente de la tension (carré, triangle, sinus, trapèze), se valent (figure 4.4). Toutefois, la forme sinusoïdale centrée semble induire la vitesse et le débit massique les plus élevés. Les rampes (positives ou négatives)

sont, d'après lui, à éviter pour obtenir une vitesse élevée, au contraire des observations de Thomas *et al.* [128], pour qui ce type de signal produit les plus fortes poussées. Toutefois, pour les différents signaux électriques testés, l'augmentation du maximum de vitesse du vent ionique induit n'est que limitée.

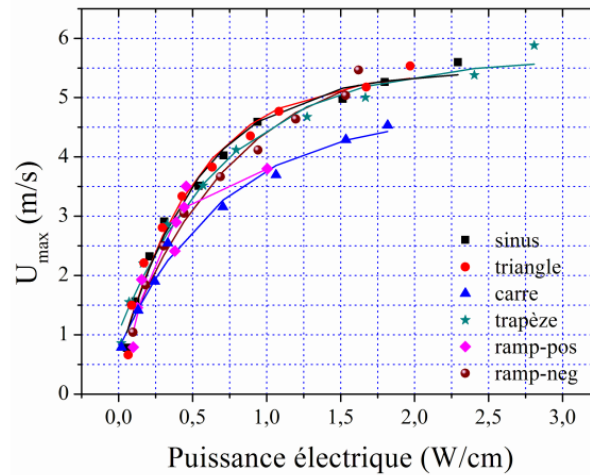


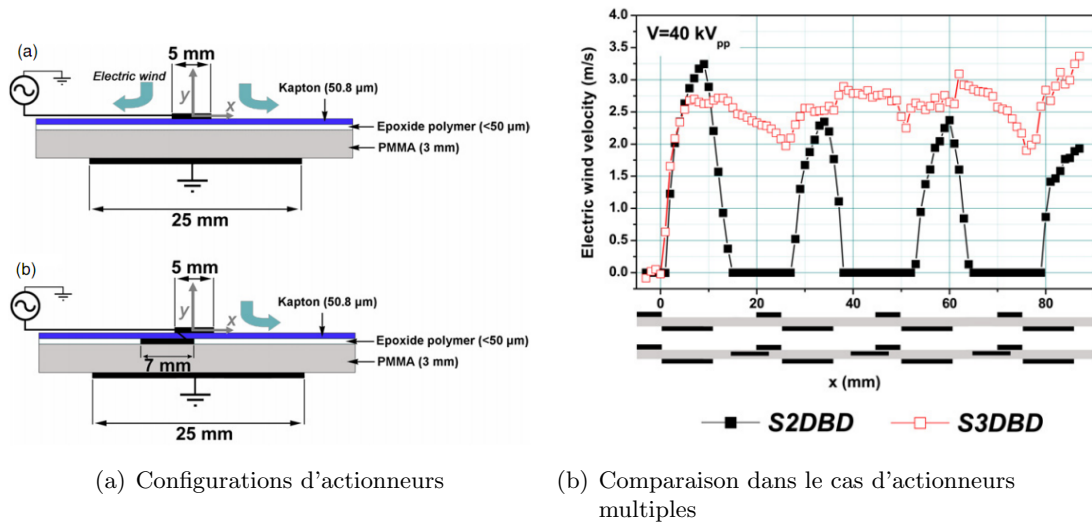
FIGURE 4.4 – Influence de la forme du signal d'alimentation, d'après Jolibois [63].

#### 2.1.4 Configuration de l'actionneur

Il est également possible d'agir sur la « forme » même de l'actionneur plutôt que sur l'une de ses dimensions. On peut ainsi soit travailler sur la construction de l'actionneur en s'éloignant de la classique DBD de surface à deux électrodes rectilignes ou conserver cette configuration en modifiant la forme des électrodes.

##### *La forme globale de l'actionneur*

La quasi-totalité des travaux portant sur les actionneurs plasmas sont basés sur l'utilisation d'une décharge de surface composée d'un diélectrique et des deux électrodes métalliques linéaires. Toutefois, l'équipe de Moreau a proposé un *design* original d'actionneur plasma. Dans les travaux de Bénard *et al.* [14] une configuration à trois électrodes est proposée. Dans un diélectrique multi-couches, une électrode au potentiel flottant est rajoutée. Dans une configuration à plusieurs actionneurs, ce type de décharge permet d'annihiler l'écoulement parasite se produisant entre deux actionneurs consécutifs, comme mentionné par Forte *et al.* [44]. Cet écoulement parasite est à l'origine du faible cumul de vent ionique se produisant quand plusieurs actionneurs classiques sont utilisés à la suite les uns des autres. Ce nouveau dispositif permet de ne plus avoir de vent ionique inverse, rendant alors possible le cumul de vent ionique. De plus, ce dispositif particulier permet de supprimer les tourbillons qui peuvent se créer entre deux actionneurs consécutifs, comme ceux montrés par Magnier [83] dans sa thèse.

FIGURE 4.5 – Configuration à trois électrodes, d'après Bénard *et al.* [14].

### La forme des électrodes

Travailler sur les électrodes consiste à en modifier leur forme, leur épaisseur ou le matériau les constituant. De plus, l'électrode de haute tension ou celle de masse (ou les deux) peut être modifiée.

Plusieurs études proposent des mesures de vent ionique ou de poussée pour des électrodes de haute tension dont l'un des paramètres a été modifié. Enloe *et al.* [43] ont montré que si l'électrode de haute tension est réalisée avec un fil cylindrique, plus le diamètre du fil est faible, plus la poussée induite (à iso-puissance) est importante. Ceci est dû à l'augmentation de la norme du champ électrique qui se produit lorsque le diamètre du fil diminue : c'est l'effet de pointe qui joue alors ici. Comme le champ électrique augmente, la force EHD augmente également et par conséquent le vent ionique induit. Abe *et al.* [2] retrouvent cette observation, mais pour des électrodes réalisées à partir de bandes adhésives métalliques plates : plus l'épaisseur de leur électrode de haute tension est faible, plus la poussée est élevée. Hoskinson et Hershkowitz [59] confirment ces résultats en montrant en plus, qu'à épaisseur équivalente, c'est l'électrode cylindrique qui produit la poussée la plus importante (figure 4.6). Là encore, l'effet de pointe est sans doute à l'origine de ces résultats. Ces deux auteurs observent également qu'entre ces deux formes d'électrodes (fil et bande), la puissance active est identique, quelle que soit l'épaisseur de l'électrode considérée. Enfin, il est aussi possible de modifier le matériau constituant l'électrode de haute tension. L'idée est de modifier le phénomène d'ionisation ou d'émission d'électrons en changeant de métal. Hoskinson *et al.* [60] ont comparé trois métaux : cuivre, tungstène et acier inoxydable. Il semble que pour la poussée induite ou pour la puissance active, le matériau de l'électrode ne joue pas de rôle dans la génération du vent ionique.

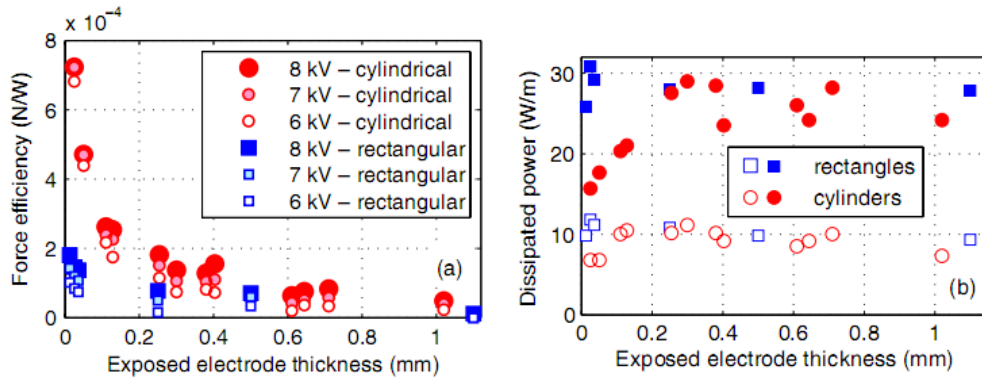
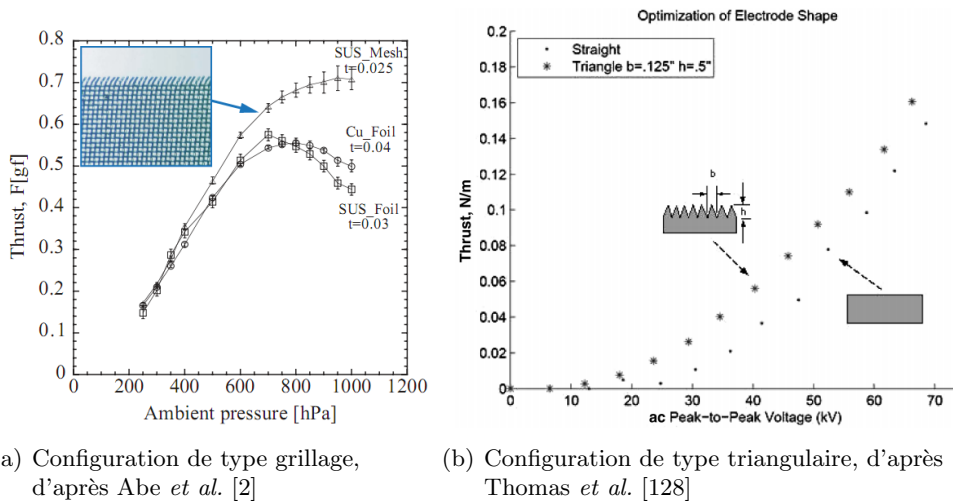


FIGURE 4.6 – Influence de la forme de l'électrode de haute tension, d'après Hoskinson et Hershkowitz [59].



(a) Configuration de type grillage, d'après Abe *et al.* [2]

(b) Configuration de type triangulaire, d'après Thomas *et al.* [128]

FIGURE 4.7 – Influence de la forme de l'électrode de haute tension.

On peut également améliorer la génération du vent ionique en conservant une électrode plate mais en changeant sa forme. Abe *et al.* [2] proposent notamment d'utiliser une électrode de haute tension réalisée à partir d'un grillage fin métallique. Les bords de cette électrode vont donc être constitués d'une succession de petites pointes métalliques. Ainsi, à pression atmosphérique, ils obtiennent, par rapport à une configuration classique, une augmentation de la poussée d'environ 50 % à amplitude de la tension égale (figure 4.7(a)). Sur le même principe, une nouvelle évolution a été proposée par Thomas *et al.* [128] : la partie linéaire de l'électrode de haute tension où le plasma est créé est remplacée par une série de petits triangles allongés. L'électrode de masse conserve une forme classique. L'utilisation d'une telle forme (figure 4.7(b)) a permis à ces auteurs d'obtenir jusqu'à 50 % d'augmentation de la poussée pour des amplitudes de tension identiques. L'effet de pointe est clairement à nouveau à l'origine de l'augmentation de la vitesse du vent ionique. L'introduction de formes pointues dans la géométrie de l'électrode de haute tension semble donc permettre d'améliorer de manière assez importante la vitesse du vent ionique.



## 2.2 Objectif : l'introduction d'écoulements complexes

### 2.2.1 La configuration « jet de plasma »

Ces actionneurs diffèrent des jets synthétiques (introduits dans l'article de Smith et Glezer [122]) et des jets pulsés (introduits par Seifert *et al.* [120]), dans le sens où ils ne nécessitent pas d'être alimentés en air ou d'aspirer de l'air dans une cavité pour ensuite l'expulser. Ils produisent cependant un écoulement normal à la surface pouvant éventuellement être orienté. Ces « jets de plasma » conservent de plus la propriété des actionneurs classiques de conservation de la masse : l'air est mis en mouvement sans introduction de matière supplémentaire.

La configuration générale d'un jet de plasma est en fait basée sur l'utilisation de deux actionneurs qui vont induire des écoulements de direction identique mais de sens opposé. Lorsque ces deux vents ioniques vont se rencontrer, un jet va se former. Deux types de configuration pour ces actionneurs de type « jet de plasma » ont été étudiées dans la littérature :

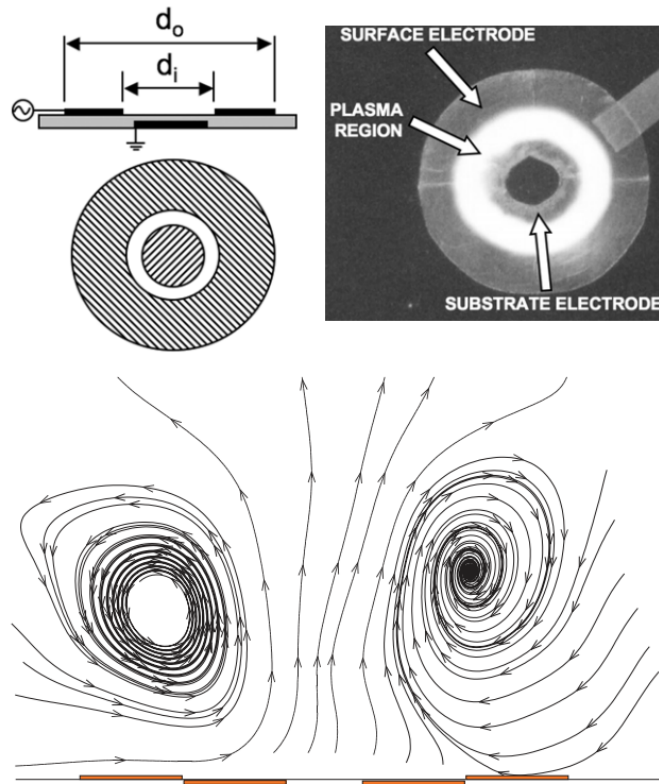
- avec des électrodes circulaires produisant ainsi des jets cylindriques ;
- ou avec des électrodes linaires afin d'obtenir un jet plan.

La configuration annulaire a été proposée par Santhanakrishnan *et al.* [113] et Santhanakrishnan et Jacob [112]. La vitesse mesurée au centre du jet reste faible (environ  $2 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ ). L'expulsion d'air au centre de ce jet crée une structure rotative toroïdale (figure 4.8(a)). Cette configuration a été améliorée par Bolitho et Jacob [20] en utilisant plusieurs électrodes circulaires concentriques. Toutefois, le gain sur la vitesse du jet est très modeste. Segawa *et al.* [119] utilisent également ce dispositif à différentes températures de fonctionnement pour modifier un jet de  $\text{CO}_2$  localisé au-dessus de l'actionneur.

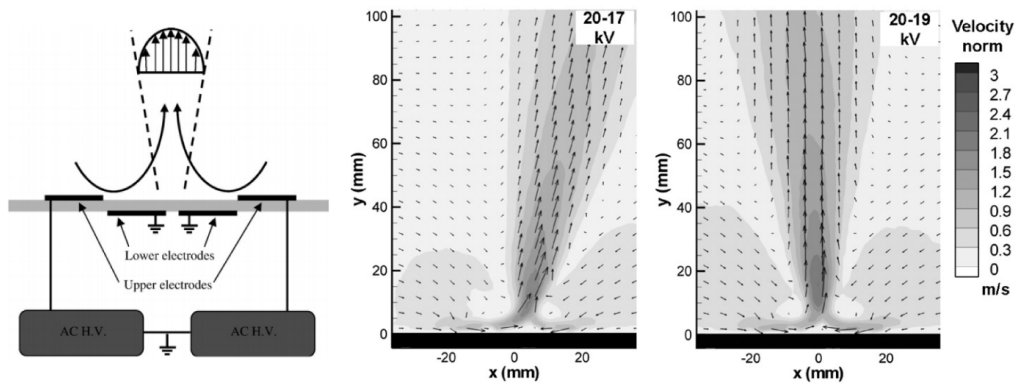
La configuration linéaire a également été introduite par Santhanakrishnan *et al.* [113] puis reprise notamment par Bénard *et al.* [13]. Deux électrodes linéaires, alimentées par deux sources de tension, sont utilisées. Si les amplitudes de la tension sont identiques, le jet est orienté suivant la normale à la paroi. Santhanakrishnan *et al.* [114] ont montré qu'il existait aussi pour cette configuration deux structures linéaires<sup>(4)</sup> contra-rotatives de chaque côté du jet. En alimentant les deux électrodes par des amplitudes de tension différentes, la direction d'éjection du jet peut être pilotée : c'est le principe de vectorisation de jet. Bénard *et al.* [13] et Porter *et al.* [96] montrent bien ce phénomène à partir de mesures PIV (figure 4.8). La vitesse du jet est à nouveau limitée : pour cette configuration, on mesure une vitesse d'environ  $3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ .

---

(4). En fait, il ne doit y avoir qu'une seule structure de forme rectangulaire entourant le jet.



(a) Configuration jet de plasma annulaire, d'après Santhanakrishnan et Jacob [112]



(b) Configuration jet de plasma linéaire, d'après Bénard *et al.* [13]

FIGURE 4.8 – Géométrie de l'actionneur de type « jet de plasma ».

Une évolution de la configuration du jet de plasma a été proposée par Porter *et al.* [96]. En plus de produire un jet vectorisé (ou non), les auteurs peuvent créer des variations périodiques de la vitesse en modifiant la forme de l'électrode de masse. Pour cela, ils considèrent deux formes d'électrodes : triangulaire et carrée. L'intérêt ici est de produire de la vorticité entre chaque jet produit (figure 4.9).   nouveau, le vent ionique crée reste de faible amplitude.

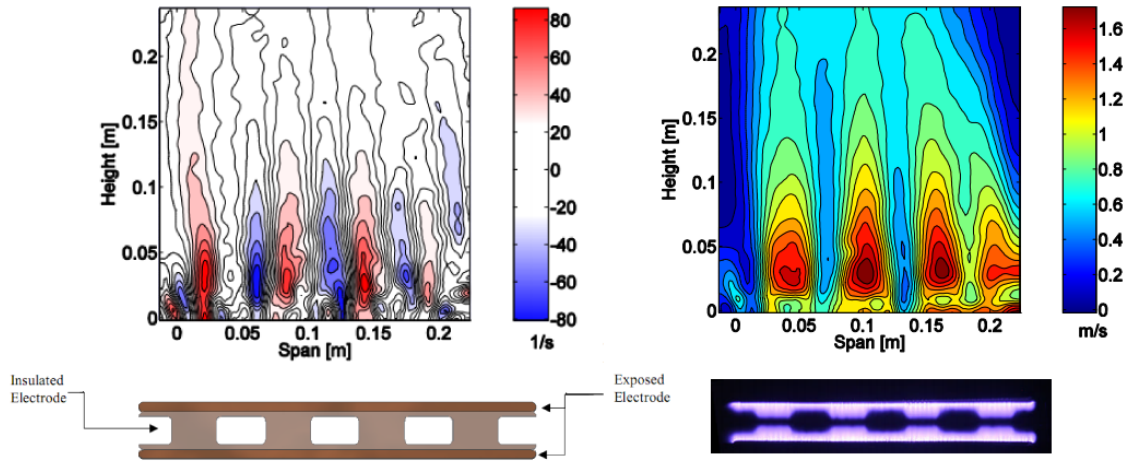


FIGURE 4.9 – Configuration jet de plasma avec une électrode de masse modifiée, d’après Porter *et al.* [96] (à droite : vorticité, à gauche : vitesse).

### 2.2.2 Des configurations « exotiques »

Deux auteurs ont proposé récemment des configurations en forme de serpent ou de fer à cheval. Pour Roy et Wang [111], ces configurations sont testées en présence d’un écoulement extérieur de  $10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ . Elles sont ainsi capables de produire un écoulement tridimensionnel et périodique : la composante de la vitesse normale à la paroi est comprise entre  $-2$  et  $2 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  au niveau des actionneurs. La configuration de type serpent semble même permettre de générer des *streaks* en aval de la décharge. Ces structures correspondent à une modulation transversale de l’amplitude de la vitesse d’un écoulement. Cette modulation se propage suivant la direction longitudinale à l’écoulement : des fluctuations transversales de la vitesse (entre  $5$  et  $10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ ) sont présentes en aval de la décharge (figure 4.10). L’aspect tridimensionnel de l’écoulement induit est démontré par Wang et Roy [134] qui ont effectué des simulations numériques sur ces configurations.

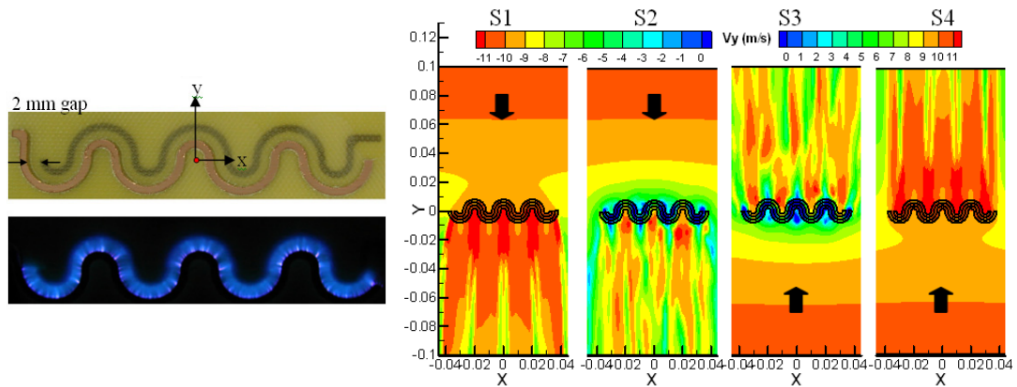


FIGURE 4.10 – Configuration en serpent, d’après Roy et Wang [111].

### 2.2.3 Synthèse et positionnement de l'étude

La revue bibliographique sur les modifications réalisables au niveau de la géométrie des actionneurs permet de dégager deux tendances. Premièrement, on constate que de nombreuses études ont été consacrées à l'amélioration du vent ionique induit par la modification de la géométrie de l'actionneur. Tous les paramètres définissant la géométrie de l'actionneur ont été étudiés. Il en ressort que la vitesse maximale du vent ionique peut être augmentée, mais pas de manière aussi importante que désiré. L'optimisation de ces paramètres géométriques ne semble donc pas permettre de dépasser la limite de vitesse d'une dizaine de  $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ . Il faut donc envisager de modifier l'actionneur d'une autre manière. La solution qui semble la plus prometteuse consiste alors à augmenter le champ électrique par l'intermédiaire de la géométrie de l'électrode de haute tension, afin de favoriser l'effet de pointe.

Secondement, la modification de la géométrie de l'électrode supérieure permettra de créer des structures tridimensionnelles dans l'écoulement à modifier. On retrouve ainsi cet objectif pour d'autres types d'actionneurs pour lesquels l'introduction de ces structures permet de contrôler efficacement les écoulements. Du point de vue des actionneurs plasmas, la principale voie d'étude est de créer un jet normal ou non à la paroi. Toutefois, il semble plus pertinent d'essayer d'introduire une modulation de la vitesse de l'écoulement en modifiant la forme de l'électrode de haute tension, comme l'utilisation d'une électrode en forme de serpent. Dans ce cas précis, la forme de l'électrode est périodique ce qui permet d'obtenir la modulation périodique de la vitesse extérieure.

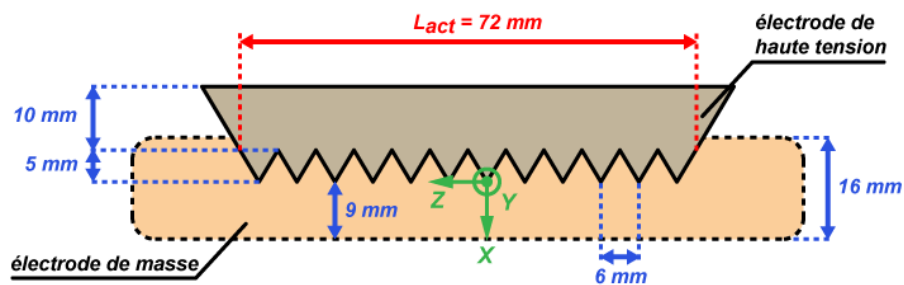
La géométrie à l'étude ici permet d'intervenir sur ces deux points. D'une part, on va induire un écoulement d'une vitesse plus importante par l'introduction de formes pointues : ici des dents de scie. D'autre part, du fait de la répétition de ce motif, on va réussir à créer un écoulement périodique qui va être capable, *a priori*, d'introduire des *streaks* dans un écoulement à contrôler. La caractérisation qui suit va mettre en évidence les spécificités de la géométrie dents de scie et va permettre de démontrer la supériorité de cette géométrie par rapport à une configuration classique d'actionneur plasma, où l'électrode de haute tension est linéaire.

## 3 L'actionneur de type DDS

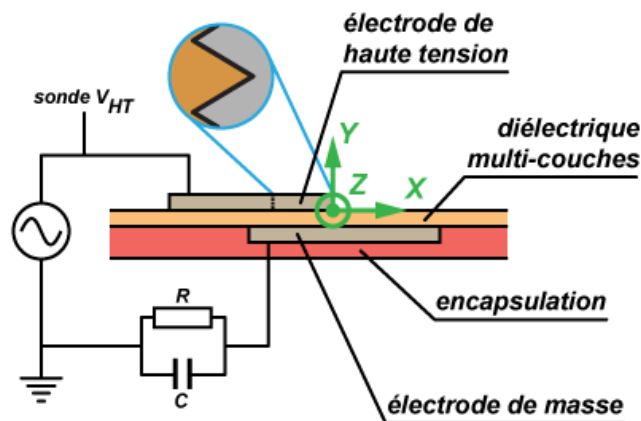
### 3.1 La configuration d'actionneur

L'actionneur de type dents de scie, ou DDS, est composé d'une électrode de haute tension dont l'un des côtés est en forme de dents de scie (figure 4.11). Douze dents sont présentes. Elles ont une base de 6 mm de largeur et une hauteur de 5 mm. Au niveau de chaque pointe des dents, l'angle est d'environ  $50^\circ$ . Le diélectrique est composé d'une feuille de Mylar<sup>®</sup> sur laquelle on est venu apposer une couche de Kapton<sup>®</sup> sur chaque face. On est donc en présence de la configuration classique de diélectrique utilisée au cours de cette

étude. L'électrode de masse a une forme classique rectangulaire. Pour cette géométrie, on choisit de ne pas considérer d'espace inter-électrodes pour ne pas devoir augmenter de manière trop importante l'amplitude de la tension, et risquer le claquage du diélectrique au niveau des pointes des dents. Entre la fin de chaque dent et la fin de l'électrode de masse, on considère un espace de 9 mm. La face inférieure de l'actionneur est recouverte de plusieurs couches de Kapton® pour inhiber la formation du plasma de ce côté-ci.



(a) Vue de dessus



(b) Vue de côté

FIGURE 4.11 – Géométrie de l'actionneur de type DDS.

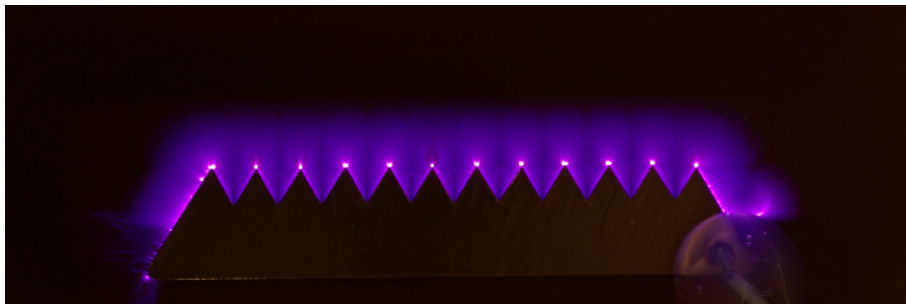
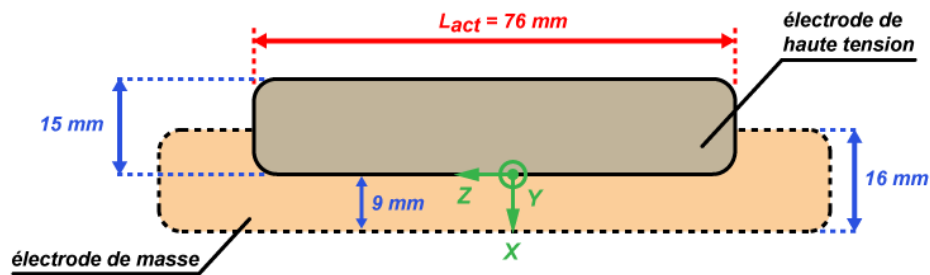
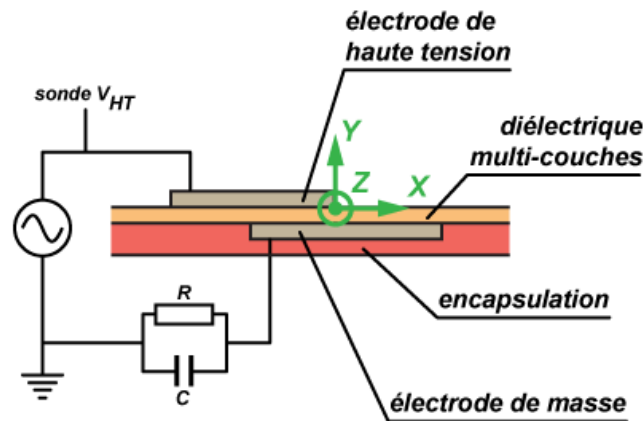


FIGURE 4.12 – Photographie reflex de l'actionneur DDS en fonctionnement, 10 kV et 1 kHz.

Pour mettre en évidence le changement induit par cette géométrie sur le vent ionique, il est nécessaire de comparer la géométrie DDS à une géométrie de référence. Pour cela, on considère une configuration classique d'actionneur, sans espace inter-électrodes (figure 4.13) pour rester cohérent avec la nouvelle configuration. On retrouve ici, le type d'actionneur utilisé lors des mesures de vitesse par PIV en moyenne de phase. Pour conserver au maximum les mêmes caractéristiques entre les deux configurations, l'électrode de haute tension recouvre sur plusieurs mm l'électrode de masse. La distance entre la fin de ces deux électrodes est également fixée à 9 mm.



(a) Vue de dessus



(b) Vue de côté

FIGURE 4.13 – Géométrie de l'actionneur classique.

### 3.2 Caractérisation de la décharge de surface

L'actionneur de type DDS faisant intervenir une forme d'électrode de haute tension particulière, il convient de vérifier les propriétés de la décharge de surface créée ici. Elles sont comparées à celles de la configuration classique.

## 3.2.1 Courant de décharge

Le courant de décharge instantané a été mesuré en branchant en série avec l'actionneur une résistance de  $50\ \Omega$ . On a considéré les paramètres d'alimentation suivants : 10 kV et 1 kHz. Quelle que soit la configuration d'actionneur retenue, la variation du courant de décharge en fonction du temps (figure 4.14) est classique. Durant la phase active de l'alternance positive, la décharge est caractérisée par une succession d'impulsions de courant rapides. Leurs durées sont de l'ordre de 20 ns pour des intensités de plusieurs dizaines de mA. Par contre, la répartition des impulsions de courant lors de la phase active positive n'est pas tout à fait la même. Pour la configuration classique, il semble y avoir des impulsions de courant plus intenses (ou plus nombreuses) vers la fin de cette phase. Pour la configuration DDS, les impulsions de courant semblent réparties de manière plus homogène durant cette phase. Cependant, seule une étude statistique, non réalisée ici, pourrait le démontrer. Lors de la phase active de l'alternance négative, les impulsions de courant pour l'actionneur DDS sont moins présentes et moins intenses que pour la configuration linéaire. L'origine de cette importante différence de morphologie du courant n'est pas encore clairement identifiée mais pourrait être due à la différence de forme des électrodes de haute tension. Il est possible qu'elle soit due, en partie, à un défaut d'encapsulation de l'électrode de masse comme le mettent en évidence Dong [35] et Laurentie *et al.* [73].

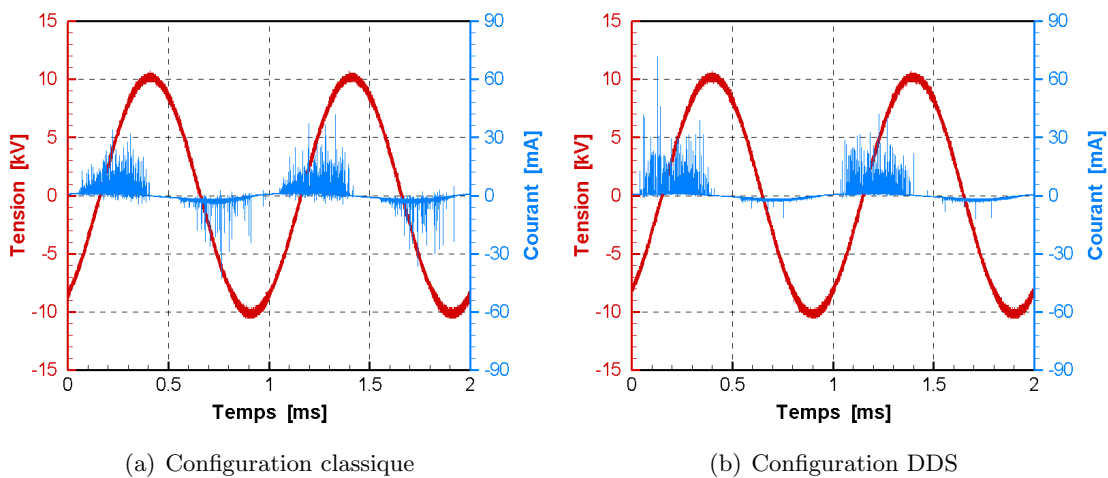


FIGURE 4.14 – Courant de décharge instantané, 10 kV et 1 kHz.

À partir des mesures de courant de décharge instantané, il est possible d'obtenir la composante continue de ce courant. Pour cela, on effectue la moyenne sur 1250 périodes du courant de décharge instantané. Comme lors des phases actives les impulsions de courant se produisent aléatoirement en fonction du dépôt de charge à la surface de l'actionneur, l'opération de moyenne va faire « disparaître » ces pics de courant<sup>(5)</sup>. On obtient alors un courant continu composé du courant capacitif, dû à la capacité équivalente de l'actionneur

(5). Après vérification, la moyenne du courant ne surestime que très légèrement la composante continue sur laquelle viennent se rajouter les impulsions de courant. Durant la phase active positive, on trouve un écart de 0,2-0,4 mA. Durant la phase active négative, l'écart est de l'ordre de 0,1-0,2 mA.

(de l'ordre de 10 pF dans les deux configurations), et du courant de type couronne (voir chapitre 2). Pour enlever la composante capacitive, on soustraie un signal sinusoïdal<sup>(6)</sup> au courant moyen (sur les 1250 périodes), ce qui permet d'obtenir le courant de type couronne (figure 4.15). Entre les deux configurations testées, on n'observe pas de différence remarquable. On mesure dans les deux cas, une valeur maximale du courant de décharge couronne plus importante lors de l'alternance négative. On retrouve ici entre les valeurs maximales négative et positive de chaque configuration un écart d'environ 40 %.

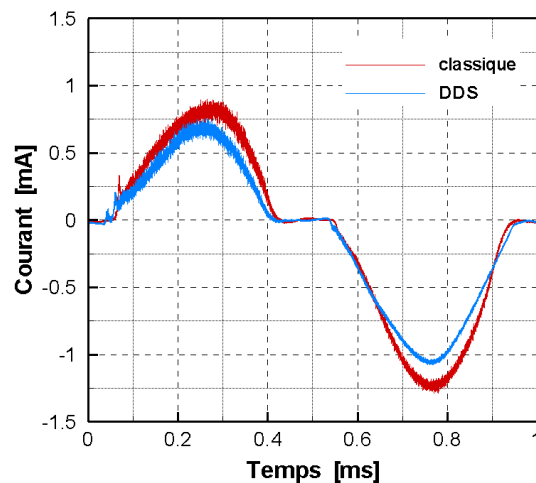


FIGURE 4.15 – Courant moyen de type décharge couronne, 10 kV et 1 kHz.

### 3.2.2 Puissance active

La puissance active a été mesurée afin d'établir si la forme particulière de l'électrode en dents de scie induisait une augmentation de la consommation. En effet, pour une même dimension caractéristique  $L_{act}$  (suivant l'axe  $Z$ ), la surface du plasma va être plus importante pour la configuration DDS. La puissance active doit donc logiquement être supérieure à celle de la configuration classique, à amplitude de tension équivalente. Afin de déterminer la différence de puissance consommée entre les deux configurations géométriques, on conserve le même protocole expérimental que celui présenté dans le chapitre 2<sup>(7)</sup> pour mesurer la puissance active.

Pour les deux configurations géométriques testées, la puissance active consommée est globalement la même (figure 4.16). La configuration DDS consomme un peu plus que la classique (en moyenne, entre 10 et 20 %). Cet écart est néanmoins à pondérer car

(6). Durant les phases de *quenching*, seul le courant capacitif est présent. Il suffit alors de reconstruire un signal sinusoïdal à partir de ces deux phases du courant. De plus, on observe un déphasage (en avance) d'environ  $95^\circ$  avec le courant de décharge, ce qui correspond bien à ce qui est obtenu pour le courant à travers un condensateur alimenté par une tension alternative.

(7). On fait fonctionner, pour chaque amplitude, trois fois l'actionneur pendant 5 s et on détermine la puissance sur les 2000 dernières périodes.



la longueur caractéristique de plasma  $L_{act}$  considérée n'est pas la même entre les deux configurations testées. Cette différence de puissance active est ici très certainement due à la différence d'aire du plasma entre les deux configurations. En effet, comme le plasma est un milieu résistif, plus la surface sur laquelle il se développe est grande plus sa consommation est importante<sup>(8)</sup>.

Du point de vue de la variation de la puissance en fonction de l'amplitude de la tension, on ne retrouve pas tout à fait un comportement du type de celui de la formule E-2.5. En effet, pour ces deux géométries, la tension d'allumage  $V_0$  étant très faible du fait de l'inexistence de l'espace inter-électrodes, la variation de la puissance active en fonction de l'amplitude sera du type :

$$P_{elec} = C_{act} f_{HT} L_{act} V_{HT}^n \quad (\text{E-4.1})$$

Le tableau 4.1 donne les valeurs des différents paramètres de l'équation E-4.1 pour les deux configurations testées. On remarque que la valeur de l'exposant  $n$  est plus proche de celle obtenue pour des actionneurs plasmas sans espace inter-électrodes (typiquement  $n = 7/2$  déterminé par Enloe *et al.* [42]).

Tableau 4.1 – Paramètres de la formule empirique E-4.1 pour les deux configurations étudiées.

Configuration	$L_{act}$ [ m ]	$C_{act}$ [ $\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{Hz}^{-1}\cdot\text{kV}^{-1}$ ]	$n$	$R^2$
classique	$7,60 \cdot 10^{-2}$	$5,71 \cdot 10^{-5}$	2,83	0,99
DDS	$7,20 \cdot 10^{-2}$	$4,41 \cdot 10^{-5}$	2,98	0,99

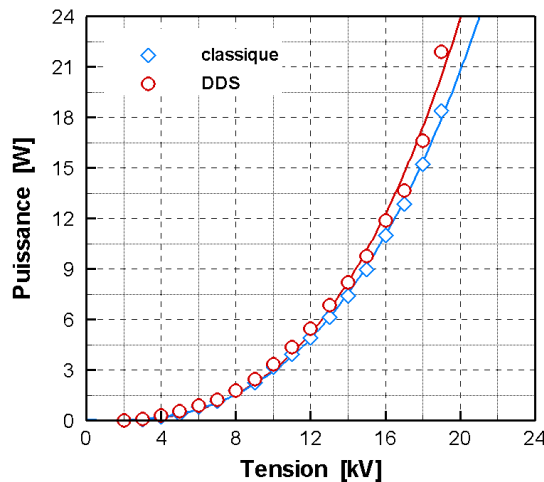


FIGURE 4.16 – Puissance active en fonction de l'amplitude de la tension, 1 kHz.

(8). Cette remarque reste vraie si le plasma conserve les mêmes propriétés d'une configuration à l'autre, ce qui est l'hypothèse faite pour cette étude.

À partir des caractéristiques de la décharge de surface présentées ici, il n'y a vraisemblablement pas lieu de penser que la physique mise en jeu dans ces deux configurations géométriques soit beaucoup différente. Les études disponibles dans la littérature s'appliquant à une configuration classique d'actionneur peuvent donc aussi s'appliquer à l'actionneur plasma de type DDS (les études de caractérisation des actionneurs plasmas par exemple).

### 3.3 Topologie de l'écoulement induit

#### 3.3.1 Un moyen de mesure tridimensionnel de la vitesse est-il nécessaire ?

Dans l'étude bibliographique sur les améliorations possibles des actionneurs plasmas, on a vu que les configurations en serpentin ou en fer à cheval produisaient un écoulement tridimensionnel. Avant d'utiliser un moyen de mesure complexe des trois composantes de la vitesse, il est nécessaire d'avoir une idée de la topologie de l'écoulement induit par la configuration DDS. Des visualisations pariétales réalisées à partir d'un enduit gras<sup>(9)</sup> sont donc réalisées. La recette de cet enduit est disponible dans l'étude d'Anne-Archard *et al.* [7].

À partir de la théorie des points critiques de Poincaré, la topologie d'un écoulement tridimensionnel peut être décrite sur la base d'une « photographie » du frottement pariétal sur une surface. Ainsi, en déposant de l'enduit sur la surface d'étude et en la soumettant à un écoulement extérieur (ici c'est le vent ionique), on fait apparaître le champ des vecteurs du frottement pariétal. Ce frottement est lié à la forme particulière de l'écoulement au-dessus de la surface. On voit alors apparaître à la surface de l'obstacle des lignes appelées « lignes de frottement pariétal » et dont l'ensemble constitue un spectre pariétal. En général, pour chaque point de la surface ne passe qu'une seule ligne de frottement. Cependant, il arrive que certains points ne satisfassent pas à cette condition. À ces positions particulières (les points singuliers), le vecteur frottement s'annule. Il existe plusieurs types de points singuliers (figure 4.17) : les nœuds, cols ou foyers. Or, d'après les travaux de Déleroy [34], un décollement est toujours associé à la présence d'au moins un col sur un spectre pariétal. En effet, au niveau de ce col, on trouve toujours une ligne de séparation sur le spectre correspondant au départ d'une surface de séparation<sup>(10)</sup>. Sous l'effet des **contraintes extérieures**, cette surface tend alors à s'enrouler pour former un tourbillon, qui n'est autre qu'une structure tridimensionnelle où la vorticité va se concentrer.

---

(9). Les enduits volatils sont proscrits ici puisqu'ils sont composés de produits inflammables.

(10). Les surfaces de séparation peuvent aussi arriver au niveau d'une ligne de séparation, tout dépend de la configuration de l'écoulement.

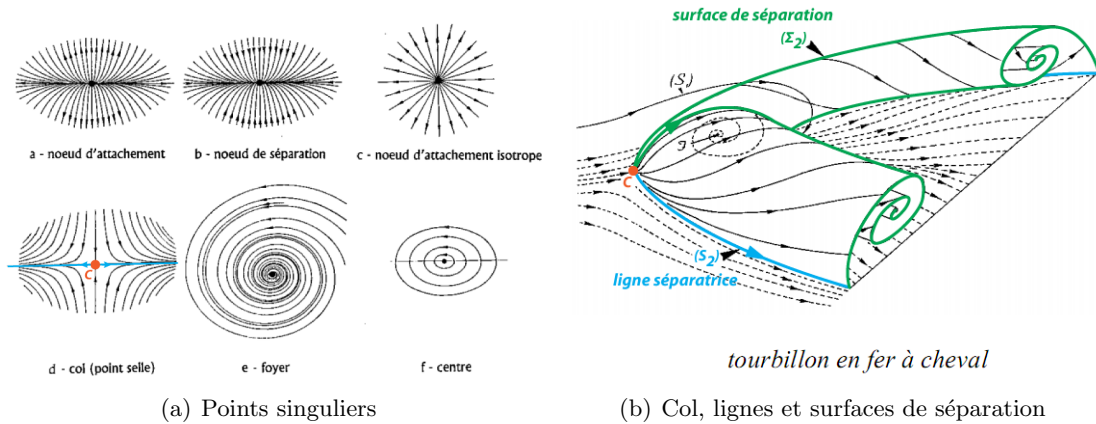
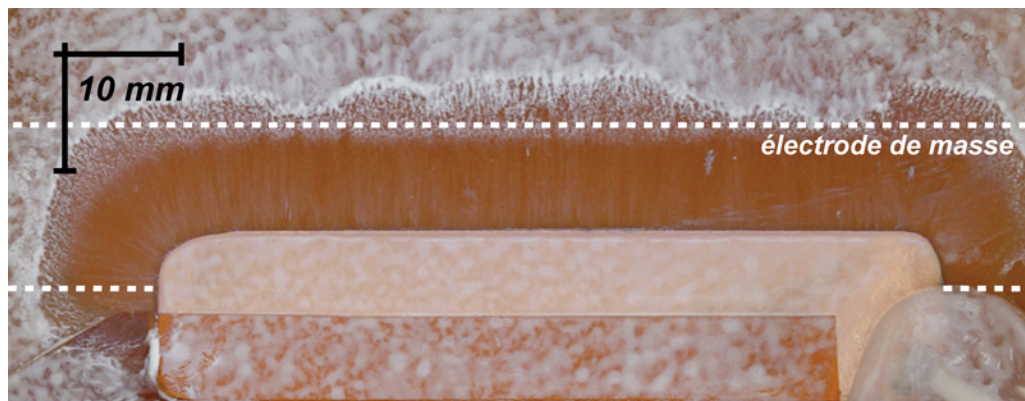


FIGURE 4.17 – Étude de spectre pariétal, d'après Déleroy [34].

Pour la configuration géométrique classique, on ne voit pas apparaître de point singulier sur le spectre pariétal (figure 4.18(a)). Le vent ionique est bien orienté dans la direction longitudinale de l'actionneur, en aval de celui-ci. Comme il n'apparaît pas de ligne de séparation, l'écoulement induit est donc bidimensionnel. On retrouve ainsi un résultat classique de la littérature. En revanche, pour la configuration DDS, le spectre pariétal montre l'existence de points singuliers et de lignes séparatrices (figure 4.18(b)). En effet, entre deux dents de scie consécutives, on observe à chaque fois la présence d'un col et d'une ligne séparatrice, orientée dans la direction longitudinale (figure 4.18(c)). La présence de ces singularités implique donc, d'après Déleroy [34], que le vent ionique induit par l'actionneur de type DDS est de nature tridimensionnelle. Pour caractériser l'écoulement induit par cette géométrie, un moyen de mesure des trois composantes de la vitesse est à utiliser : ici la LDA-3C.

La technique des visualisations pariétales est donc un moyen simple et rapide de contrôler la complexité d'un écoulement. Cependant, dans le cas présenté ici, il est nécessaire de se questionner sur la validité de cette technique. En effet, l'enduit est directement appliqué dans la zone de la décharge, là où le plasma est présent. On peut donc logiquement se demander si l'enduit ne vient pas perturber la décharge et donc la génération du vent ionique. On rejoint sur ce point, les critiques émises à l'encontre des mesures optiques qui nécessitent un ensemencement à base de fumée. Ce point particulier des mesures optiques sera présenté dans les deux paragraphes suivants.

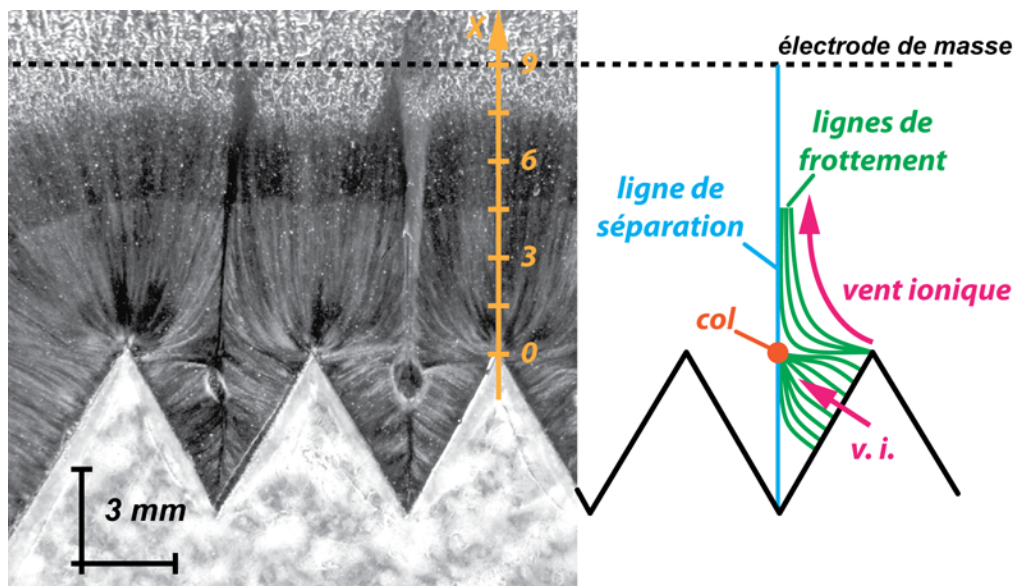
Au cours de cette mesure, l'actionneur plasma a répondu normalement à l'application d'un enduit sur sa surface. Le courant de décharge a été visualisé sur un oscilloscope numérique et n'a pas présenté de comportement inhabituel. De plus, les spectres pariétaux décrivent une topologie d'écoulement que l'on retrouve parfaitement avec les mesures de vitesse (voir par la suite). Dans ce cas, et en l'état actuel des connaissances, rien ne laisse envisager que l'utilisation des spectres pariétaux ne soit pas pertinente dans le cadre de cette étude.



(a) Configuration classique



(b) Configuration DDS

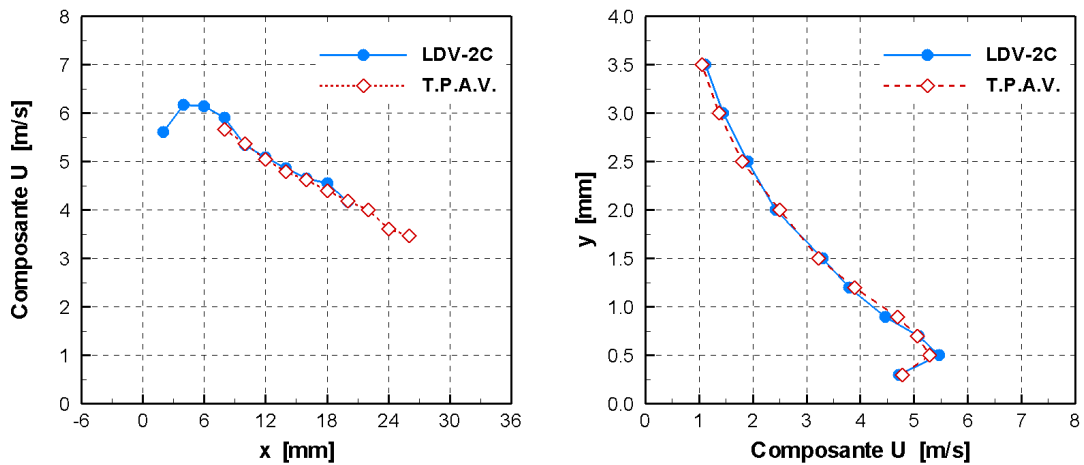


(c) Configuration DDS, agrandissement

FIGURE 4.18 – Spectres pariétaux, 10 kV et 1 kHz.

## 3.3.2 Validité des mesures de vitesse par LDA

Avant de présenter les résultats obtenus par LDA-3C, il est nécessaire de s'interroger sur la validité de ces mesures optiques de vitesse. En effet, lors de l'étude de l'écoulement induit par un actionneur plasma, la validité des mesures de vitesse par LDA ou PIV est souvent soulevée car ces techniques de mesure nécessitent un ensemencement. Dans cette étude, ce dernier est réalisé par un générateur de fumée (de type *Laskin nozzle*) produisant un brouillard de particules d'huile d'olive. Or, les actionneurs plasmas sont basés sur l'utilisation d'une décharge électrique haute tension. On peut donc logiquement se demander si les particules de fumée ne vont pas perturber le fonctionnement de la décharge. De plus, il est aussi possible, qu'au niveau du plasma, ces particules de fumée vont se charger électriquement. Une des conséquences envisageable est que, si les particules se chargent, leur parcours risque d'être modifié par le champ électrique au sein de la décharge et donc ne plus suivre le vent ionique. On mesurera alors la vitesse des particules chargées dans un champ électrique et non plus la vitesse du vent ionique induit ; ce qui nous intéresse ici. Toutefois, les mesures qui ont déjà été réalisées avec ce type d'ensemencement tendent à montrer que la fumée n'est pas intrusive du point de vue de la décharge et que les vitesses mesurées correspondent bien à celles des particules de fumée entraînées par le vent ionique, [63] et [23].



(a) Profil longitudinal,  $y = 0,5 \text{ mm}$ ,  $z = 0 \text{ mm}$  à 12 kV et 1 kHz

(b) Profil normal,  $x = 18 \text{ mm}$ ,  $z = 0 \text{ mm}$  à 15 kV et 1 kHz

FIGURE 4.19 – Comparaison de la mesure de vitesse par LDA-2C et tube de pression d'arrêt en verre (T.P.A.V.) pour la configuration DDS.

Pour s'en convaincre définitivement (figure 4.19), les mesures de vitesse réalisées par LDA (deux composantes) et par tube de pression d'arrêt en verre sont effectuées. Les profils de vitesse de la composante  $U$  ont été réalisés aux mêmes positions de mesure et pour les mêmes paramètres d'alimentation. Les mesures réalisées par LDA ont nécessité un ensemencement (Pivtec<sup>®</sup>, série PivPart30), au contraire des mesures de vitesse par le tube de pression d'arrêt en verre. Le diamètre moyen des particules d'huile d'olive est estimé à

1  $\mu\text{m}$  d'après les données fournies par le constructeur. Les profils de vitesse sont similaires, aux incertitudes de mesures près. Ceci montre donc, une fois de plus, que les mesures optiques de vitesse réalisées à partir d'un ensemencement sont valides et permettent bien de déterminer correctement et fidèlement la vitesse du vent ionique induit. Elles ne sont donc pas à remettre en cause.

### 3.3.3 L'écoulement induit

D'après les spectres pariétaux, l'écoulement induit par l'actionneur de type DDS est tridimensionnel. On choisit donc d'utiliser un système LDA-3C (détaillé en annexe E) qui permet de mesurer simultanément les trois composantes de la vitesse. On utilise un laser et un séparateur de couleurs pour créer six faisceaux lasers de trois couleurs : deux verts  $\lambda_v = 514,5 \text{ nm}$ , deux bleus  $\lambda_b = 488,0 \text{ nm}$  et deux violets  $\lambda_{vi} = 476,5 \text{ nm}$ . Comme pour le système de LDA-2C précédemment utilisé, les faisceaux verts et bleus sont transmis à une sonde émettrice/réceptrice par l'intermédiaire d'une fibre optique. La sonde, de focale 363 mm, permet de focaliser ces faisceaux lasers. À l'intersection de ces quatre faisceaux, deux volumes de mesure sont créés (un de chaque couleur) et permettent de mesurer deux composantes de la vitesse. Pour mesurer la troisième composante, on utilise une sonde supplémentaire (de même focale) dans laquelle sont envoyés les deux faisceaux violets. On crée ainsi un troisième volume de mesure pour déterminer la troisième composante de la vitesse.

Du point de vue du montage optique, il n'est pas possible d'orienter les sondes perpendiculairement à la composante de la vitesse que l'on souhaite mesurer comme on avait pu le faire avec le système de LDA-2C. Le positionnement des sondes permet de définir trois angles (figure 4.20) : ici  $\alpha = 19^\circ$ ,  $\beta = 17^\circ$  et  $\gamma = 6^\circ$ . Le système LDA-3C mesure donc les trois composantes  $V_1$ ,  $V_2$  et  $V_3$  de la vitesse, chaque composante étant définie dans le repère de la sonde. Les composantes cartésiennes  $U$ ,  $V$  et  $W$  de la vitesse sont donc obtenues à partir des trois composantes mesurées et de la matrice de transformation suivante :

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \beta & 0 & -\sin \beta \\ \sin \gamma \sin \beta & -\cos \gamma & \sin \gamma \cos \beta \\ \cos \alpha & 0 & \sin \alpha \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} U \\ V \\ W \end{bmatrix}$$

Pour illustrer la topologie particulière induite par l'actionneur de type DDS, on choisit de représenter chacune des trois composantes (cartésiennes) de la vitesse dans trois plans (figure 4.21). On distingue deux plans  $XY$  orientés dans la direction longitudinale, qui est la direction privilégiée de la génération du vent ionique, et un plan transversal  $YZ$  ( $x = 6 \text{ mm}$ ) qui va permettre d'observer la structure 3D du vent ionique. Un des deux plans  $XY$  ( $z = 0 \text{ mm}$ ) est aligné sur l'extrémité d'une dent de scie, le second est positionné entre deux dents consécutives au niveau du creux ( $z = -3 \text{ mm}$ ). Pour la configuration classique, le plan transversal  $YZ$  ( $x = 6 \text{ mm}$ ) et un plan longitudinal  $XY$  au milieu de l'actionneur ( $z = 0 \text{ mm}$ ) sont considérés.



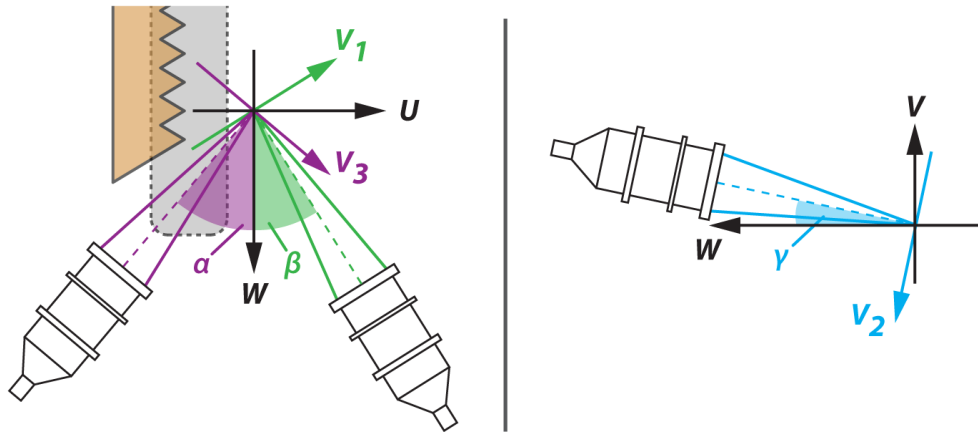


FIGURE 4.20 – Orientation des sondes du montage LDA-3C.

Dans chaque plan, des profils de vitesse sont réalisés à partir du système LDA-3C et les données sont ensuite interpolées<sup>(11)</sup> sur la surface afin de faciliter l'analyse des résultats. Chaque point de mesure est représenté par un point noir sur les figures.

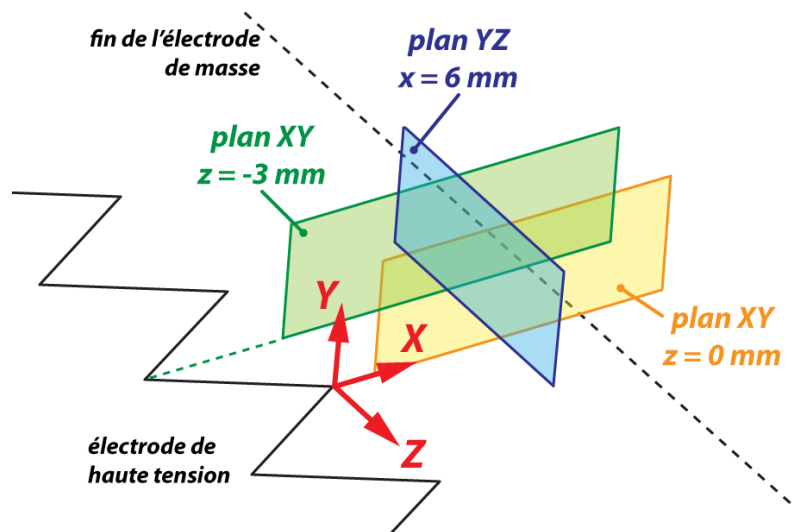


FIGURE 4.21 – Plans de représentation de la topologie, configuration DDS.

Dans le plan transversal considéré, on observe que la configuration classique induit un écoulement bidimensionnel. En effet, la composante  $W$  de l'écoulement induit est nulle (figure 4.22). Le vent ionique est orienté suivant la normale à ce plan. De plus, on retrouve bien le phénomène d'aspiration qui accompagne la création du vent ionique. Dans ce plan particulier, la composante  $U$  est de l'ordre de  $4 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  au maximum.

(11). L'interpolation est réalisée suivant la méthode de Kriging.

Pour la configuration DDS, on observe bien que l'écoulement induit est tridimensionnel puisque les trois composantes de la vitesse adoptent des topologies différentes (figure 4.23). On observe des zones où la vitesse est importante au niveau des extrémités des dents de scie. La composante  $U$  y atteint environ  $6 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ , alors qu'entre deux dents de scie elle est de l'ordre de  $4 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ . La forme pointue de la dent permet donc d'induire un écoulement de vitesse plus importante par rapport à une électrode rectiligne, pour les mêmes paramètres électriques. De plus, le déficit de vitesse dû à l'espacement des dents est relativement limité puisque l'on retrouve la valeur de vitesse de la configuration classique. De chaque côté d'une dent de scie, le vent ionique est expulsé suivant la normale à l'arête. On retrouve donc une alternance du signe de la composante  $W$  de part et d'autre de l'extrémité de chaque dent. De plus, si l'on considère deux dents consécutives, les vents ioniques issus de chacune des dents vont se rencontrer et être expulsés suivant la normale à la surface. On observe bien ce phénomène sur la composante  $V$ , où la vitesse est positive et importante au niveau du « creux » entre les deux dents.

Dans le plan longitudinal  $XY$ , on retrouve pour la configuration classique, un écoulement induit bidimensionnel (figure 4.24). Le vent ionique créé se propage bien en aval de l'électrode de haute tension et la position du maximum de la composante  $U$  tend à s'éloigner de la paroi : c'est le phénomène de diffusion. On observe également qu'au-dessus de la zone de décharge, l'air environnant est aspiré par l'actionneur. C'est le même phénomène qui avait été observé lors des mesures par PIV (voir le chapitre 2). Pour cette configuration d'actionneur, on considère que l'écoulement induit est bidimensionnel car la composante  $W$  dans ce plan est nulle, aux erreurs et incertitudes de mesure près. Pour ce type de mesure, la principale source d'erreur vient d'une mauvaise connaissance de l'orientation des axes de visée des deux sondes LDA. Cela introduit une incertitude dans les coefficients de la matrice de transformation ; ce qui conduit à surestimer la composante  $W$  dans le cas présent.

Pour la configuration DDS, on considère en premier lieu le plan aligné avec l'extrémité d'une dent de scie (figure 4.25). On observe encore ici, que le vent ionique induit par cette configuration est plus rapide que celui présent pour la géométrie classique. De plus, la diffusion du vent ionique est sensiblement plus faible que dans le cas à électrode rectiligne. En effet, on observe que la composante  $V$  reste négative sur une plus grande partie du plan de mesure. Comme pour le cas classique, on observe que la composante  $W$  est quasiment nulle dans ce plan. Le vent ionique induit par la dent de scie se propage donc uniquement dans les directions longitudinale et normale. Cependant, cette propriété n'est valable que dans un plan aligné sur l'extrémité d'une dent. En effet, entre deux dents successives, on n'observe plus de composante  $W$  majoritairement nulle (figure 4.26). Dans ce plan particulier, on trouve que la composante  $W$  est globalement positive. Cela peut être dû à un déséquilibre entre les deux vents ioniques générés par les deux dents de scie consécutives. On note également qu'entre les dents, l'écoulement est expulsé de la paroi et que la composante  $U$  du vent ionique y est plus faible. On retrouve ainsi les observations effectuées à partir du plan transversal.



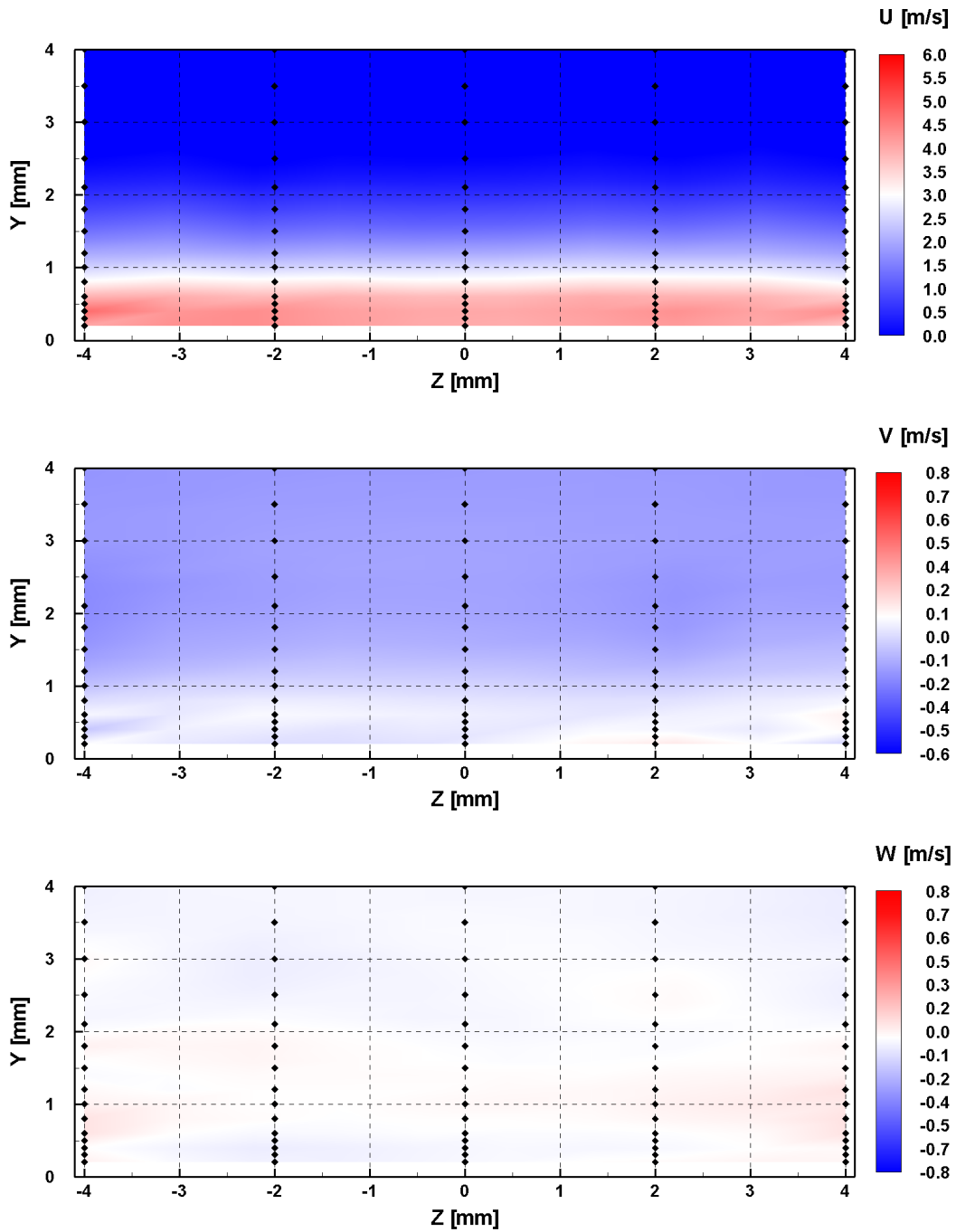


FIGURE 4.22 – Vitesse pour la configuration classique, plan  $YZ$ ,  $x = 6$  mm, 10 kV et 1 kHz (les points noirs indiquent les positions de mesure).

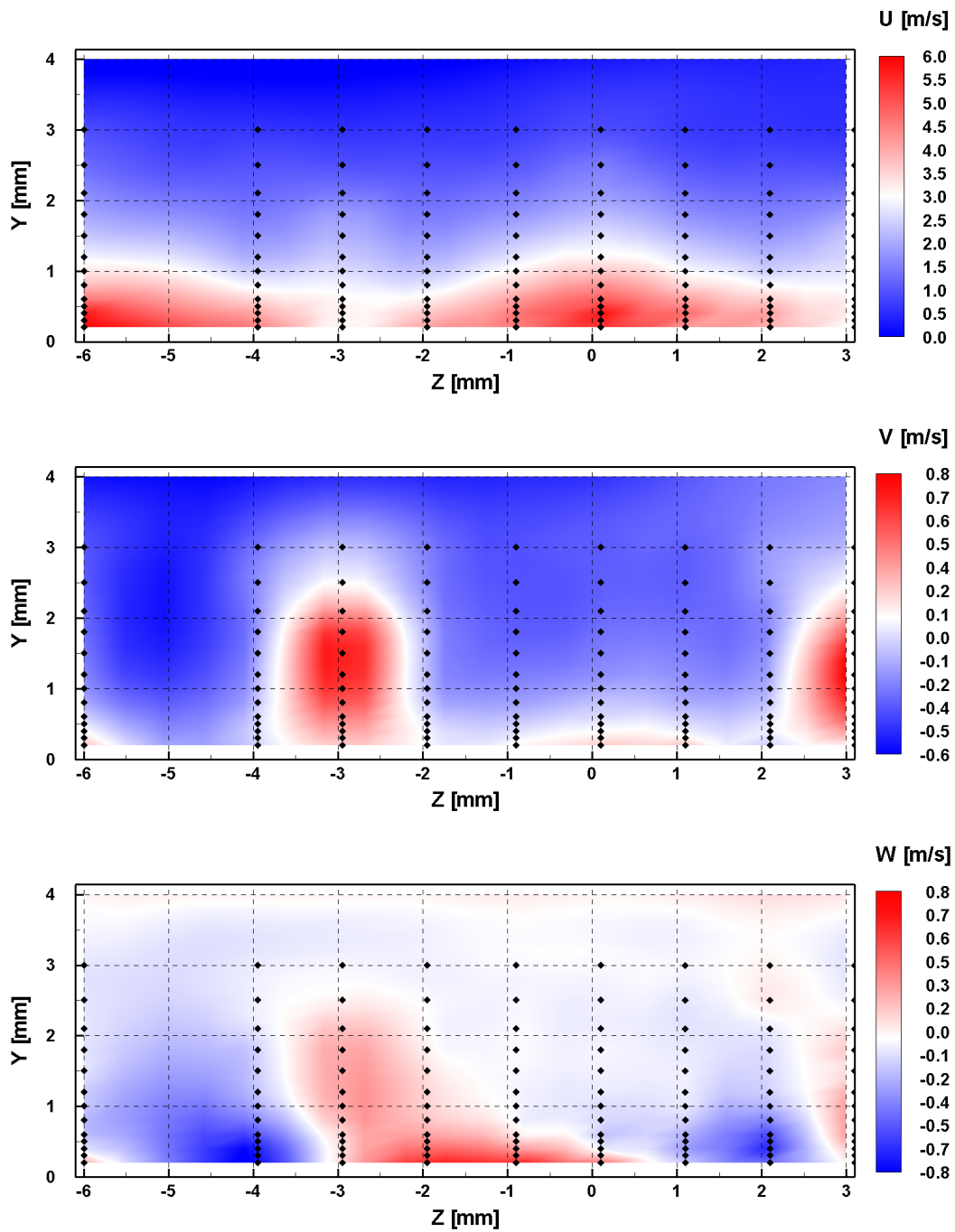


FIGURE 4.23 – Vitesse pour la configuration DDS, plan  $YZ$ ,  $x = 6$  mm, 10 kV et 1 kHz (les points noirs indiquent les positions de mesure).

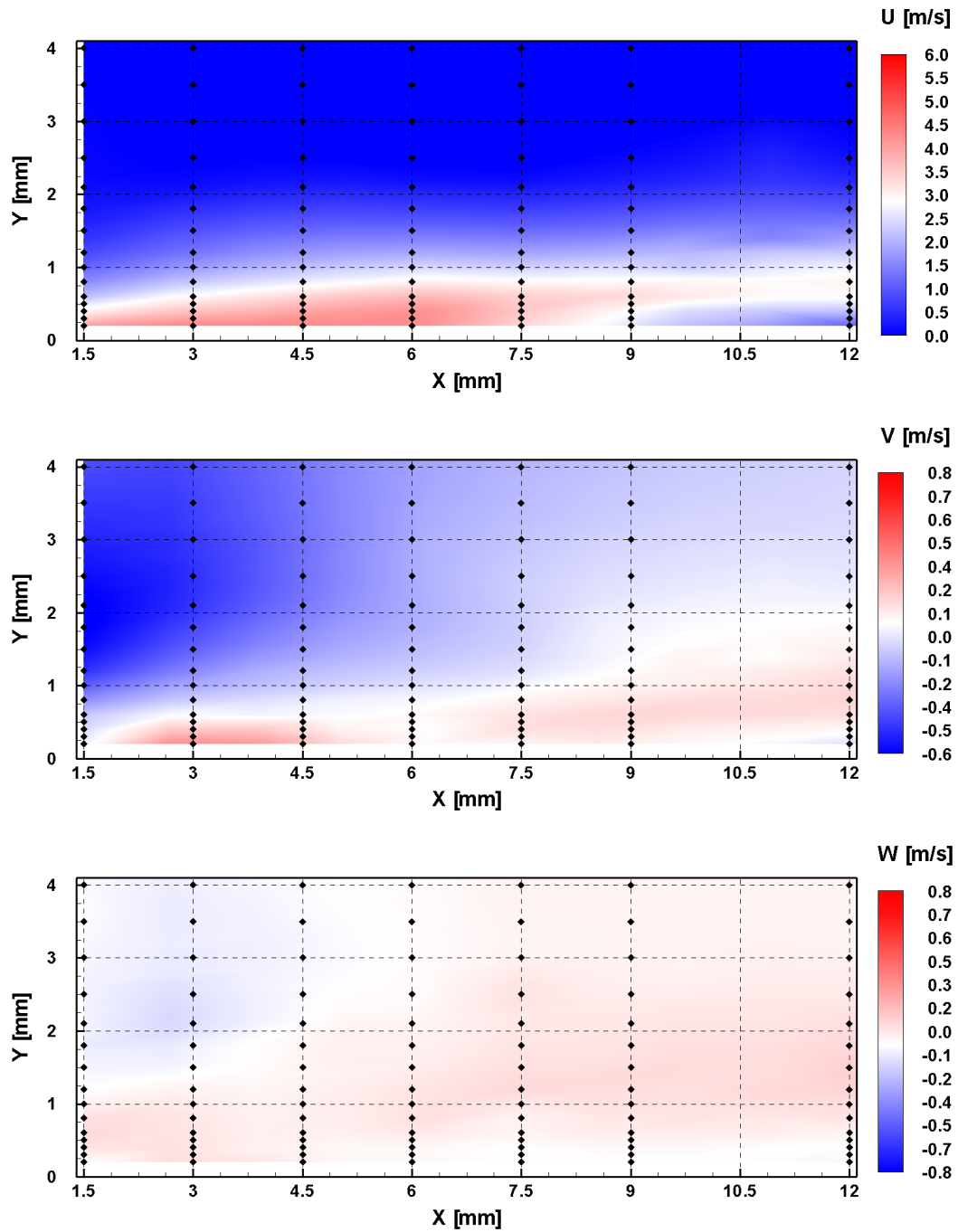


FIGURE 4.24 – Vitesse pour la configuration classique, plan  $XY$ ,  $z = 0$  mm, 10 kV et 1 kHz (les points noirs indiquent les positions de mesure).

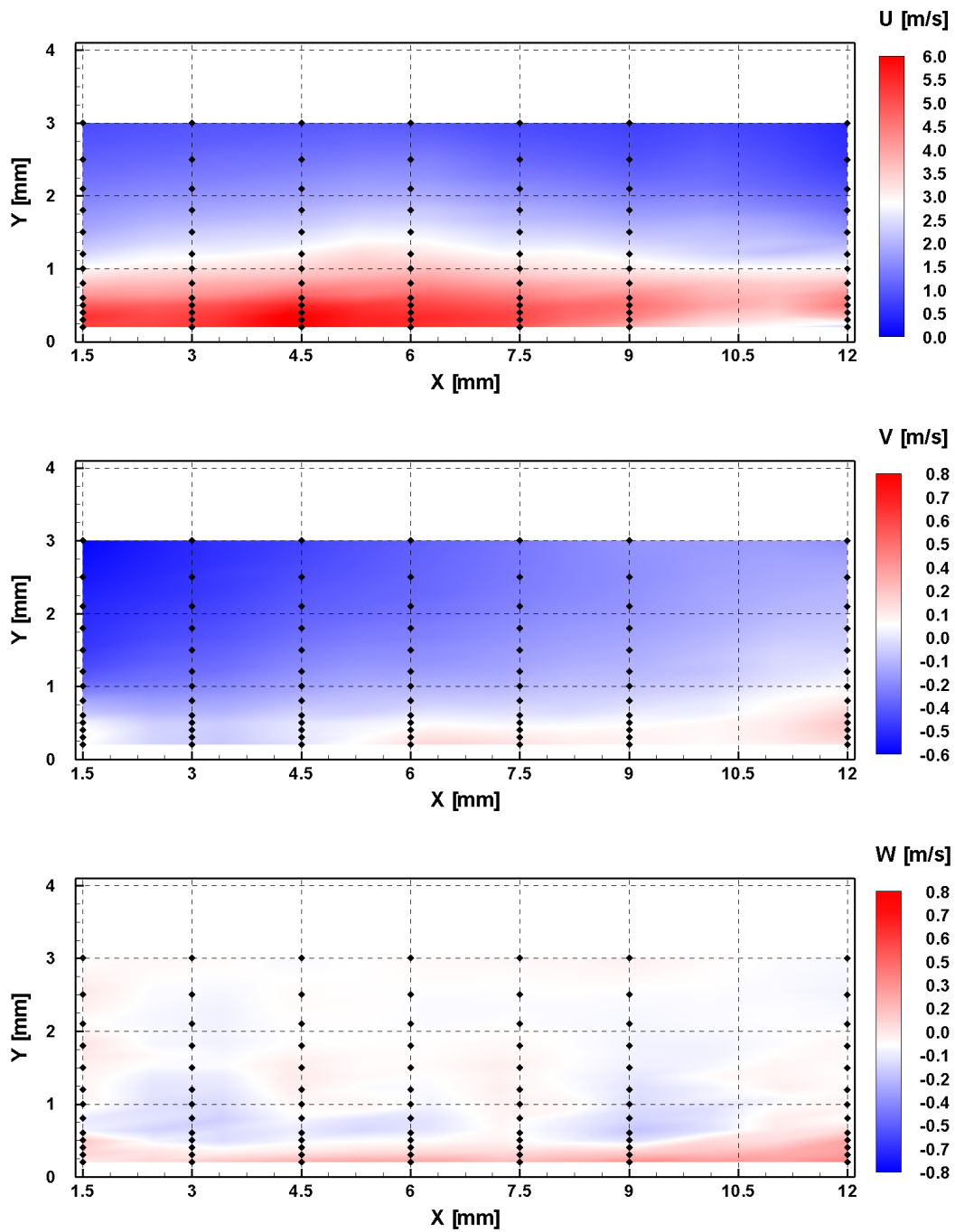


FIGURE 4.25 – Vitesse pour la configuration DDS, plan  $XY$ ,  $z = 0$  mm, 10 kV et 1 kHz (les points noirs indiquent les positions de mesure).

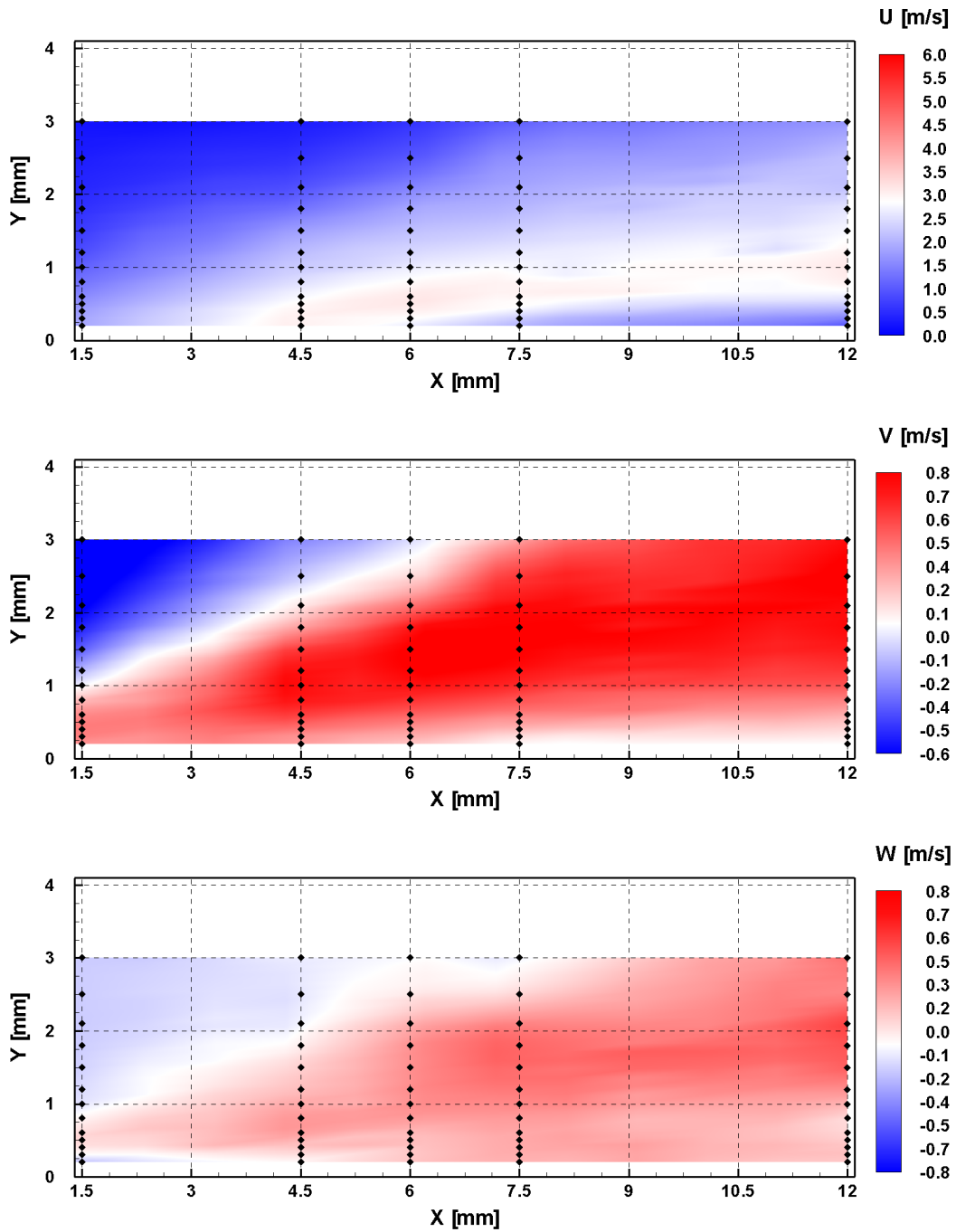


FIGURE 4.26 – Vitesse pour la configuration DDS, plan  $XY$ ,  $z = -3$  mm, 10 kV et 1 kHz (les points noirs indiquent les positions de mesure).

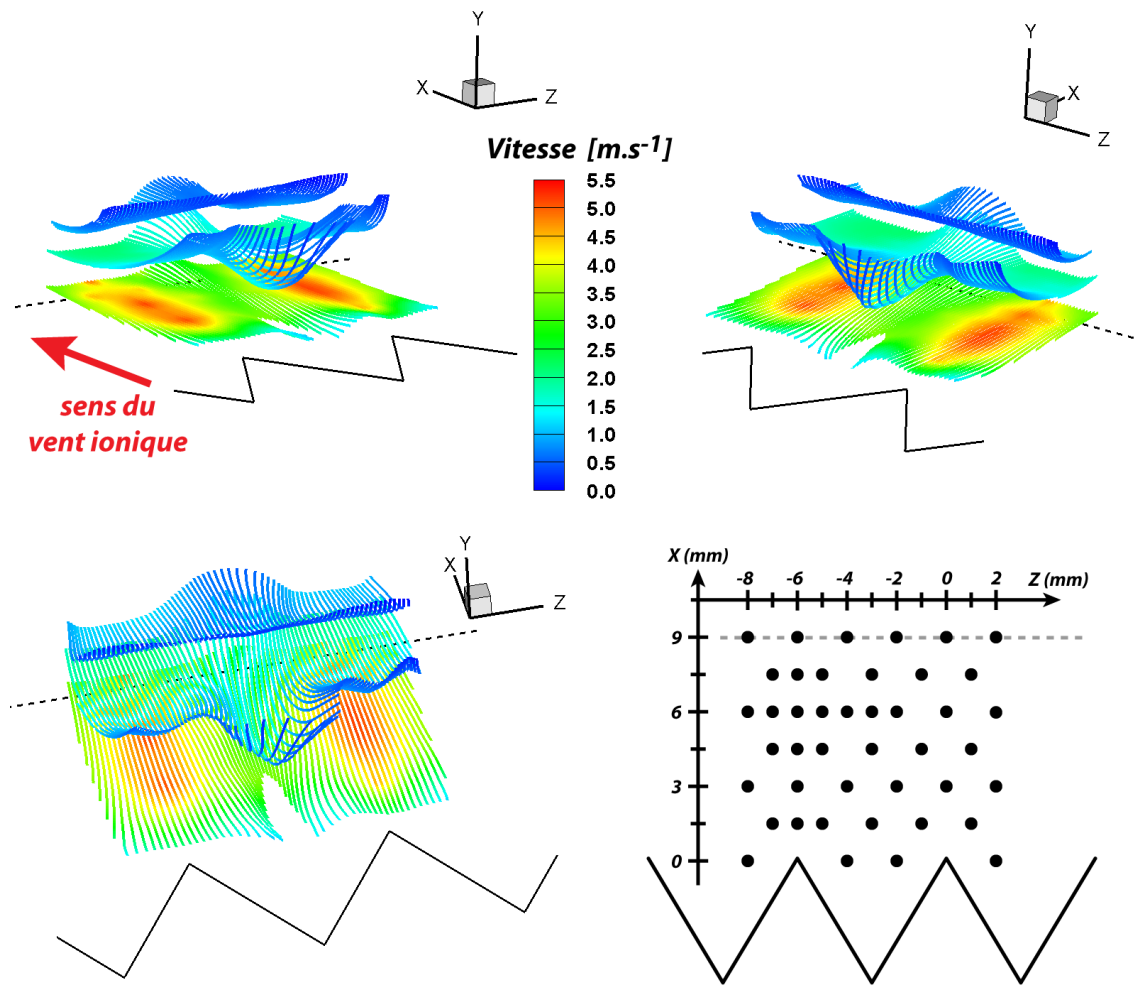


FIGURE 4.27 – Lignes de courant pour la configuration DDS, 10 kV et 1 kHz.

À partir de l'étude de ces différents plans, on observe que la configuration DDS génère un écoulement périodique dont on peut considérer que la longueur d'onde est environ égale à l'écartement entre les pointes des dents de scie (6 mm). Chaque dent va alors « créer » un canal de vent ionique qui va pouvoir interagir avec son voisin immédiat. Il en découle une topologie périodique et tridimensionnelle du vent ionique. Toutefois, en l'absence d'écoulement extérieur, cette topologie ne semble pas posséder de structure tourbillonnaire (figure 4.27). Cette visualisation par des lignes de courant a été réalisée en « maillant » un volume au niveau de la décharge, là où le vent ionique est généré (dimensions de  $9 \times 4 \times 10 \text{ mm}^3$ ). Au sein de ce volume, on interpole les points de mesure pour obtenir une meilleure résolution. Les lignes de courant montrent clairement que l'air est aspiré au-dessus de chaque dent, puis qu'il est fortement accéléré. Entre deux dents de scie consécutives, l'air est d'abord fortement aspiré puis il est expulsé vers le haut, au niveau du milieu du plasma. On ne constate pas l'enroulement des lignes de courant, ce qui aurait été le signe de la présence de structures tourbillonnaires. Toutefois, cette

géométrie d'actionneur est capable de produire de la vorticité (12) (figure 4.28). La vorticité est calculée avec les valeurs des trois composantes de la vitesse interpolées à partir des positions de mesure de la figure 4.23. En effet, on mesure, qu'au niveau de la ligne de séparation mise en évidence par les visualisations pariétales, il se crée de la vorticité suivant la direction longitudinale  $X$ . Les deux canaux de vent ionique se rencontrent au niveau de cette ligne et vont alors générer cette vorticité. Sans écoulement extérieur, on ne crée pas de structure tourbillonnaire car les vents ioniques doivent être similaires et donc se compenser. En revanche, en présence d'un écoulement extérieur, il est sans doute possible de former des tourbillons mais il conviendra de le vérifier par une étude future.

La configuration DDS ne semble donc pas produire de tourbillon dans l'air au repos. Toutefois, elle est capable d'induire une modulation transversale de la composante  $U$ , qui se propage dans la direction principale du vent ionique. Cette modulation se retrouve aussi suivant la hauteur (figure 4.29). On retrouve notamment cette propriété dans l'étude de Roy et Wang [111] où une modulation transversale périodique de la vitesse est mesurée, mais en présence d'un écoulement extérieur. Comme la configuration DDS est relativement proche de celle utilisée par ces auteurs, il est fort probable que l'on pourra aussi générer de telles structures en présence d'un écoulement extérieur. Dans ce cas-ci, la longueur d'onde de cette modulation transversale correspondra certainement à l'espacement entre deux dents de scie, avec des maxima alignés sur les extrémités des dents.

Cette topologie de l'écoulement crée par la configuration DDS rappelle celle induite par les *streaks*. Généralement, ces *streaks* sont introduits en utilisant des rugosités et, dans le cadre du contrôle, par des *vortex generators* (VGs). Ces dispositifs permettent notamment de réduire la traînée comme Pujals *et al.* [100] le démontrent pour le corps de Ahmed. Les *streaks* sont aussi utilisés dans l'étude de Hanson *et al.* [56] pour contrôler la transition de la couche limite sur une plaque plane avec l'idée de retarder le déclenchement de la transition et donc l'établissement du régime turbulent. Leur effet bénéfique dans le cadre du contrôle d'écoulement n'est donc plus à démontrer. L'intérêt des VGs est de créer, par l'intermédiaire des *streaks*, un échange de quantité de mouvement entre les basses couches de l'écoulement et les plus hautes : c'est l'effet *lift-up*. On peut raisonnablement imaginer que la configuration DDS sera en mesure de pouvoir aspirer un écoulement, de l'accélérer puis de l'expulser et ceci de manière périodique suivant une direction transversale à l'écoulement. On peut ainsi vraisemblablement reproduire l'effet *lift-up*. Les actionneurs plasmas de type DDS pourraient alors être particulièrement intéressants à utiliser dans le cadre du contrôle d'écoulement : le vent ionique généré est plus rapide que la configuration classique, tout en introduisant des structures particulières dans l'écoulement à contrôler.

(12). La vorticité correspond au rotationnel du vecteur vitesse et traduit une tendance de l'écoulement à former des tourbillons. Dans un plan  $YZ$ , c'est la composante suivant l'axe  $X$  qui est calculée par 
$$\Omega_X = \left( \frac{\partial V_Z}{\partial y} - \frac{\partial V_Y}{\partial z} \right).$$

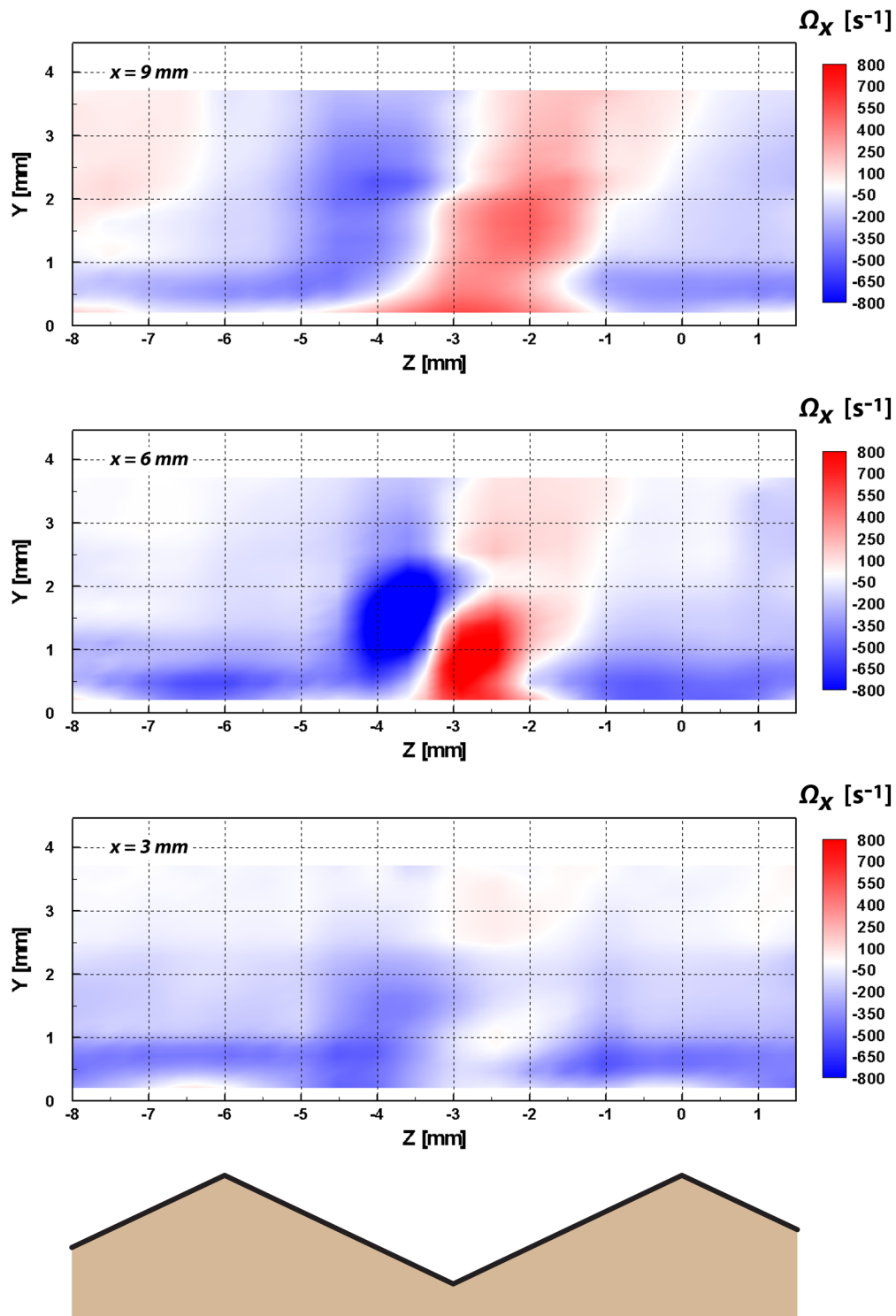


FIGURE 4.28 – Vorticité suivant l'axe  $X$  pour la configuration DDS, plans  $YZ$ , 10 kV et 1 kHz.



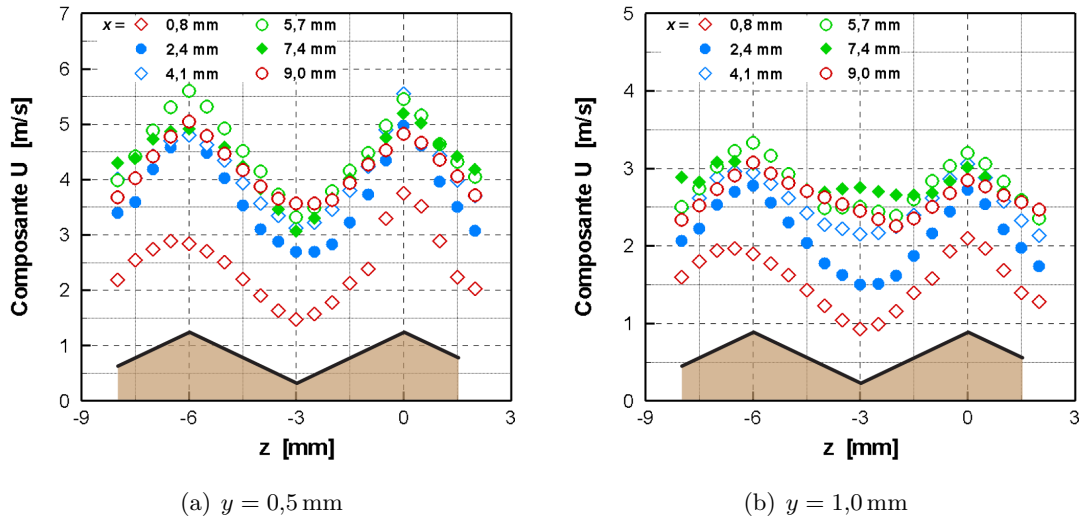


FIGURE 4.29 – Profils transversaux de la composante  $U$  pour la configuration DDS, 10 kV et 1 kHz.

### 3.4 Considérations énergétiques

À partir de l'étude de la topologie induite par l'actionneur DDS, on a démontré le gain « aérodynamique » qu'apporte une telle géométrie d'électrode :

- l'écoulement induit est tridimensionnel et périodique ; ce qui se révèle utile pour le contrôle d'écoulement ;
- à paramètres électriques égaux (amplitude et fréquence), la vitesse maximale du vent ionique induit est plus importante par rapport à une configuration classique.

Pour comparer objectivement ces deux géométries d'actionneurs, il convient encore de déterminer le rendement électromécanique  $\eta_{é-m}$  de chacune des configurations :

$$\eta_{ém} = \frac{D_{E_c}}{P_{élec}} \quad (\text{E-4.2})$$

cette grandeur prend en considération le vent ionique par l'intermédiaire du débit d'énergie cinétique  $D_{E_c}$  et la consommation de la décharge avec la puissance active  $P_{élec}$ . Le débit massique  $D_m$  que l'on retrouve dans de nombreuses études relatives au contrôle d'écoulement par plasma peut également être déterminé. Ces deux débits sont calculés à partir des formules suivantes :

- le débit massique, en  $\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$  :

$$D_m = \int_S \rho \vec{V} \cdot \vec{n} dS \quad (\text{E-4.3})$$

– le débit d'énergie cinétique, en  $\text{kg}\cdot\text{m}^2\cdot\text{s}^{-3}$  :

$$D_{E_c} = \int_S E_c \vec{V} \cdot \vec{n} dS \quad (\text{E-4.4})$$

Ces deux débits sont calculés sur une surface de contrôle contenue dans un plan transversal  $YZ$  localisé à  $x = 6 \text{ mm}$  (proche du maximum de vitesse). On considère une dimension transversale de  $6 \text{ mm}$  suivant l'axe  $Z$  qui correspond à une période de la géométrie DDS (c'est-à-dire une dent de scie). La puissance active est aussi rapportée à cette dimension transversale de  $6 \text{ mm}$  <sup>(13)</sup> pour ne prendre en compte que le plasma créé pour une seule dent de scie. Le tableau 4.2 regroupe les résultats des calculs effectués pour ces deux configurations géométriques. Pour ces trois grandeurs, le gain apporté par l'utilisation de la configuration DDS par rapport à la configuration classique peut donc être estimé. On constate que, quel que soit le paramètre choisi, la configuration DDS permet toujours d'obtenir de meilleures performances. On note ainsi une augmentation du rendement électromécanique de presque 25 % ce qui représente une caractéristique intéressante dans le cadre du contrôle d'écoulement.

Tableau 4.2 – Récapitulatif des grandeurs énergétiques pour les deux configurations étudiées, cas à 10 kV et 1 kHz.

	classique	DDS	gain [ % ]
$D_m$ [ kg/s ]	$3,3 \cdot 10^{-2}$	$5,1 \cdot 10^{-2}$	+52
$D_{E_c}$ [ $\text{kg}\cdot\text{m}^2\cdot\text{s}^{-3}$ ]	$1,7 \cdot 10^{-4}$	$2,3 \cdot 10^{-4}$	+38
$P_{elec}$ [ W ]	0,23	0,25	+9
$\eta_{ém}$ [ ‰ ]	7,4	9,2	+24

### 3.5 Positionnement par rapport aux autres actionneurs

À ce stade de l'étude, il est évident que la configuration DDS n'offre que des avantages par rapport à une configuration d'électrode linéaire. À paramètres électriques équivalents, le vent ionique maximal est supérieur mais aussi le vent ionique moyen. La structure de l'écoulement induit est complexifiée et rendue périodique par la répétition du motif en forme de dents de scie. L'augmentation de la consommation est relativement modérée ce qui permet d'induire une augmentation du rendement électromécanique.

Toutefois, toutes ces conclusions n'ont été obtenues que pour un couple de tension-fréquence. Des profils de vitesse ont donc été réalisés au niveau de la position où le maximum de vitesse est présent, pour trois amplitudes de tension différentes : 8 kV, 10 kV et 12 kV et ce, pour les deux configurations d'actionneurs. Comme le rapport entre la vitesse maximale du vent ionique (uniquement la composante  $U$ ) et la puissance active par unité de longueur semble varier de manière similaire quel que soit l'actionneur considéré, on reporte les points de fonctionnement de ces deux configurations sur la figure de l'étude

(13). On considère  $L_{act} = 6 \text{ mm}$  dans la formule E-4.1.

réalisée par Boucinha [23] (figure 4.30). Pour la configuration classique, la variation de la vitesse en fonction de la puissance active par unité de longueur suit une évolution proche de ce qui avait été rapporté. La différence de résultat au niveau des valeurs de la vitesse maximale peut s'expliquer par la différence de configuration. Dans l'étude précédente un espace inter-électrodes de 3 mm était présent. On constate ensuite un écart important de performance entre l'actionneur de type DDS et les autres actionneurs utilisés dans la littérature. Le point de fonctionnement à 12 kV permet même d'atteindre la vitesse maximale mesurée expérimentalement dans d'autres études ( $\approx 7 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ ) et qui est définie comme une limite d'après Boucinha [23]. Si l'on considère que pour la configuration DDS, l'évolution de la vitesse maximale suit une loi identique à celle de la configuration classique, on peut alors estimer la vitesse maximale qu'il serait possible d'atteindre avec ce dispositif : environ  $9 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ . La configuration DDS serait alors la première à approcher des vitesses d'écoulement induit aussi importantes pour une puissance consommée équivalente à celle d'une configuration classique.

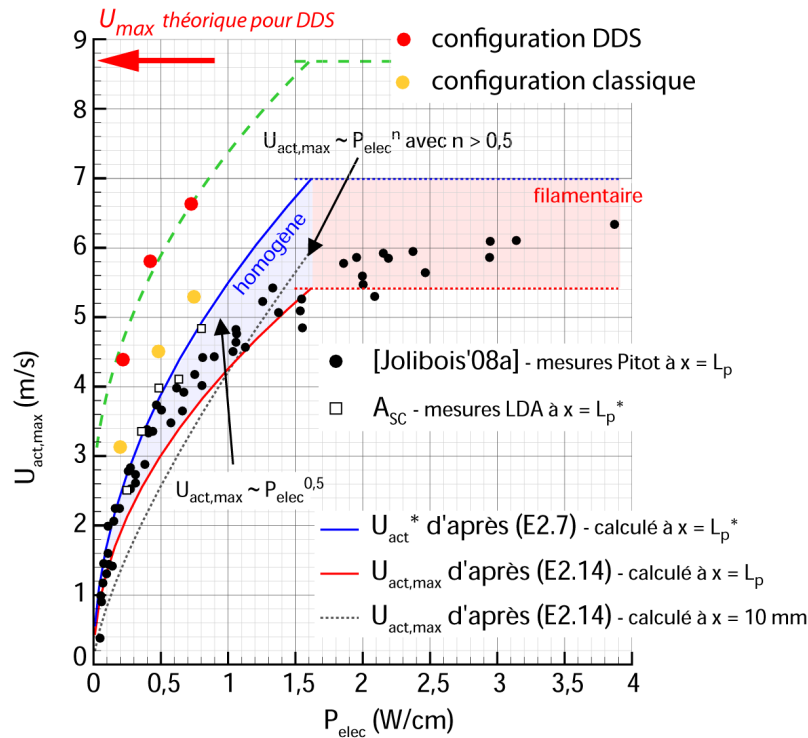


FIGURE 4.30 – Comparaison avec les mesures de vitesse maximale de vent ionique en fonction de la puissance active, synthétisées par Boucinha [23].

Pour démontrer ce potentiel, des mesures ont été réalisées récemment à partir du système de LDA-2C, sur une géométrie de type DDS. Pour ces mesures, la géométrie comprenait un espace inter-électrodes de 3 mm et une électrode de masse de 6 mm, la forme des dents et leur nombre restant identiques. Différentes positions de mesure ont été prises pour une amplitude de la tension de 15 kV et une fréquence comprise entre

1,5 et 3 kHz. Ces mesures ont permis d'observer des vitesses de vent ionique entre 7,6 et 9,3 m·s<sup>-1</sup> (tableau 4.3). La puissance active n'y est pas mentionnée car nécessitant des mesures complémentaires. On constate qu'il est possible d'atteindre une vitesse de 9 m·s<sup>-1</sup> pour différents cas. Le potentiel de cette géométrie est donc évident et il conviendra de mettre ce type d'actionneur en situation sur un écoulement à recoller (sur profil d'aile ou sur un corps de Ahmed).

Tableau 4.3 – Exploration de la configuration DDS avec  $g = 3$  mm et  $L_{gnd} = 6$  mm.

$x$ [ mm ]	$y$ [ mm ]	$z$ [ mm ]	$V_{HT}$ [ kV ]	$f_{HT}$ [ Hz ]	$U$ [ m·s <sup>-1</sup> ]
6	0.2	0	15	1.5	7.6
10	0.3	0	15	2.0	8.0
8	0.1	0	15	2.5	9.3
10	0.1	0	15	2.5	8.9
8	0.1	0	15	3.0	9.0
9	0.2	0	15	3.0	9.1

## 4 Conclusion

Ce chapitre a permis en premier lieu d'avoir une vue d'ensemble des différentes pistes qui ont été explorées par la communauté scientifique pour améliorer la génération du vent ionique. La plupart de ces études concerne la modification des paramètres géométriques pour tenter d'induire un écoulement d'une vitesse maximale plus importante. Ces paramètres sont maintenant, pour la plupart, optimisés et ont permis d'augmenter modérément la vitesse du vent ionique. Les matériaux du diélectrique ou les électrodes ont aussi été caractérisés et optimisés. Il en résulte, là aussi, une légère augmentation du vent ionique induit. La vitesse maximale du vent ionique est donc une caractéristique des actionneurs qu'il est difficile de pouvoir augmenter significativement. Comme de nombreuses configurations d'actionneur sont présentes dans la littérature, la vitesse maximale du vent ionique est rapportée à la puissance active pour comparer différentes études entre elles. En effet, il semble qu'il existe une certaine « universalité » dans la relation qui lie ces deux grandeurs.

La géométrie caractérisée au cours de cette étude est basée sur l'augmentation locale du champ électrique : c'est le concept des dents de scie. Le champ électrique est favorisé à partir de la création d'un effet de pointe important au bout de chaque dent de l'électrode de haute tension. Cette nouvelle géométrie permet de produire plus de vent ionique et une topologie d'écoulement induit tridimensionnelle et périodique. En effet, la forme particulière de l'électrode de haute tension a été également pensée pour créer un tel type d'écoulement par la répétition du motif de dents de scie.

Pour mettre en évidence le potentiel d'une telle configuration, la géométrie DDS a été comparée à une configuration classique d'actionneur comportant une électrode de haute tension droite. L'étude a été effectuée sur la comparaison des décharges de surface et des topologies moyennes des écoulements induits. Quelle que soit la grandeur considérée, la

décharge créée par la géométrie DDS est similaire à celle produite par la configuration classique. Que ce soit sur le courant de décharge instantané, le courant de la composante couronne ou la puissance active, les deux types d'actionneur ne montrent pas de différence particulière. Les écarts qui peuvent exister sont principalement dus à la surface de plasma qui n'est pas tout à fait la même entre les deux cas.

Du point de vue du vent ionique, il a été montré, à partir de visualisations pariétales, que l'écoulement induit par la géométrie DDS est tridimensionnel. Un moyen de mesure de type LDA-3C a donc été mis en œuvre pour ces mesures afin de déterminer le plus fidèlement possible la topologie de l'écoulement induit, notamment avec la mesure de la composante  $W$ . En sondant les écoulements des deux actionneurs suivant différents plans, on met clairement en évidence l'aspect tridimensionnel dans le cas de l'actionneur de type DDS. On montre que les vents ioniques maximal et moyen sont plus rapides pour cette configuration et que la topologie présente des variations périodiques pour les trois composantes de la vitesse. Pour la géométrie classique, on vient confirmer le caractère bidimensionnel de l'écoulement induit.

La configuration DDS est donc clairement supérieure à une configuration linéaire d'actionneur en terme de vent ionique. Elle l'est aussi au niveau du rendement électromécanique si l'on rapporte ces performances à la puissance active consommée pour créer cet écoulement. Une augmentation du rendement d'environ 25 % est obtenue. De plus, si l'on compare la géométrie DDS aux configurations d'actionneurs, on montre le gain important de performances. Ce gain est d'ailleurs confirmé par des mesures récentes réalisées sur une géométrie de type DDS et qui ont montrées que le vent ionique peut atteindre une vitesse de plus de  $9 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ .

La géométrie DDS présente donc beaucoup d'avantages par rapport à une configuration classique d'actionneur. Seule la fabrication manuelle de l'électrode de haute tension reste fastidieuse pour l'expérimentateur. . . À la vue de ces résultats, il serait dommage de gâcher un tel potentiel en ne l'appliquant pas à un cas de contrôle d'écoulement. De plus, l'utilisation des actionneurs plasmas dans le cadre du contrôle d'écoulement commence à être limitée par l'augmentation de la vitesse des écoulements à contrôler ou la taille des maquettes à équiper. Cette configuration permettrait ainsi peut-être de repousser le moment où les performances des actionneurs plasmas seront en retrait par rapport à d'autres dispositifs de contrôle.



# Conclusions et perspectives

Ce manuscrit a présenté les résultats obtenus sur la caractérisation, l'utilisation et l'amélioration d'un dispositif de contrôle actif : l'actionneur plasma. La problématique de l'axe de recherche dans lequel il s'inscrit est relative à la diminution des rejets de polluants pour les véhicules automobiles ou aériens. En effet, les normes environnementales imposent notamment de réduire la consommation des véhicules. De plus, comme la demande en carburant va très certainement croître durant les vingt prochaines années, entraînant ainsi des dépenses énergétiques de plus en plus importantes, le contrôle des écoulements est une thématique où de nombreuses équipes de recherche sont actives. Le contrôle d'écoulement consiste à amener un fluide dans un état souhaité. Le recul de la transition laminaire-turbulent ou le recollement des écoulements décollés sont par exemple des actions à réaliser.

Si des équipes de recherche en sont venues à utiliser des actionneurs basés sur la formation d'un plasma, c'est pour la capacité de ce 4<sup>ème</sup> état de la matière à générer un écoulement de quelques  $\text{km}\cdot\text{h}^{-1}$  : le vent ionique. En effet, les actionneurs plasmas sont basés sur l'utilisation d'une décharge à barrière diélectrique de surface. Le plasma est créé par la décharge haute tension et des particules chargées électriquement sont créées et mises en mouvement. Ces particules vont alors pouvoir rentrer en collision avec les espèces neutres de l'air. De la quantité de mouvement est transférée créant ainsi le vent ionique. Un actionneur plasma convertit donc directement l'énergie électrique en énergie mécanique. En les positionnant judicieusement, et en faisant fonctionner ces actionneurs sur des géométries aérodynamiques, on vient rajouter de l'énergie cinétique dans l'écoulement. La topologie de ce dernier est alors modifiée : le contrôle d'écoulement a été réalisé.

## Synthèse des travaux menés

Pour débiter cette étude, il a été nécessaire de définir certains termes tels que « décharge de surface », « DBD », « plasma », « vent ionique » ou encore « contrôle d'écoulement ». Le chapitre 1 a également permis de montrer qu'il existe différents types de décharge et qu'ils sont étudiés par les scientifiques depuis le début du XVIII<sup>ème</sup> siècle. Toutefois, ce n'est que depuis la fin des années 90 qu'un type de décharge en particulier a été proposé pour produire le vent ionique : la décharge à barrière diélectrique de surface. Pour la réaliser, on vient former un « sandwich » de plusieurs matériaux : une barrière diélectrique est placée entre deux électrodes métalliques. Si ce dispositif est alimenté par une haute tension alternative, une décharge de surface, caractérisée par la formation d'un

plasma, est produite. Les particules chargées y sont alors mises en mouvement par des forces dues à l'existence d'un champ électrique important. On a donc la capacité de produire un écoulement d'air à partir d'une décharge électrique.

Pour mieux comprendre le fonctionnement de ces actionneurs ou l'interaction du vent ionique avec l'écoulement à contrôler, ce manuscrit a abordé trois axes principaux. Le premier concerne la caractérisation de l'actionneur plasma utilisé par l'équipe de recherche orléanaise. Le deuxième est dédié à l'étude de l'effet du fonctionnement de cet actionneur sur une couche limite de type Blasius. Cet écoulement a été choisi car il est fondamental en mécanique des fluides. Ses mécanismes sont bien connus, permettant ainsi de comprendre l'action du vent ionique. Enfin, le dernier axe constitue une étude sur une nouvelle géométrie d'actionneur développée au cours de ces trois ans. Cette géométrie particulière induit un vent ionique supérieur à une configuration classique pour un coût énergétique semblable.

### *La caractérisation de la décharge*

Cette partie du manuscrit a permis de répondre à plusieurs questions que se posaient les utilisateurs d'actionneurs plasmas. La première est relative au régime dit « filamentaire ». Le moyen le plus simple pour augmenter la vitesse du vent ionique est d'augmenter la tension d'alimentation. Or, au-delà d'une certaine tension, dépendant de la configuration, de nombreuses études mentionnent l'apparition de ce régime qui conduit à brider les performances de l'actionneur. L'étude réalisée ici a permis de montrer que ces filaments se produisent lors de l'alternance négative, dès que l'on dépasse une tension particulière : la tension seuil de Toepler. C'est en fait un phénomène bien connu et qui est inhérent aux décharges de surface. Ces filaments apparaissent à cause du dépôt de charge qui se produit à la surface de l'actionneur. Ils prennent alors une forme anguleuse et le terme de *spark* négatif ramifié a été proposé. À moins de réussir à décharger la surface de l'actionneur, il semble qu'il faille faire avec ce régime particulier de la décharge. Un autre régime de filaments a aussi été observé lorsque la fréquence est augmentée. Son apparition n'est pas encore précisément expliquée et nécessitera une étude supplémentaire.

La mesure de la puissance active a aussi été étudiée. Cette grandeur intervient dans le calcul du rendement électromécanique et est donc un paramètre important dans le cadre du contrôle d'écoulement. La variation de la puissance sur plusieurs milliers de périodes de fonctionnement de l'actionneur a été étudiée. Une variation importante de cette puissance a notamment été observée sur les premières centaines de périodes de fonctionnement. Il conviendra à présent de « laisser passer » cette phase transitoire pour estimer le plus fidèlement possible la puissance consommée par l'actionneur. De plus, lors du régime de *spark* négatif ramifié, la dynamique temporelle de la décharge est mieux prise en compte.

Les mesures de température de surface ont constitué une partie importante de cette caractérisation. Elles ont été motivées par le peu d'informations disponibles dans la littérature. La température de surface a été mesurée par une caméra infrarouge pendant plusieurs



minutes et pour différents paramètres d'alimentation. Le plasma se comporte comme une source de chaleur puisqu'il chauffe la surface de l'actionneur au cours du fonctionnement de ce dernier. À partir d'un modèle 1D, déjà utilisé avec succès dans la littérature, la température maximale que peut atteindre la surface de l'actionneur a été estimée. Si l'on ne se trouve pas dans le régime de *spark* négatif ramifié, la température maximale de surface reste inférieure à 100 °C, ce qui n'est pas en mesure d'induire un écoulement par convection ou d'être la source d'une modification d'un écoulement extérieur comme une couche limite par exemple.

Du point de vue de l'étude du vent ionique, on s'est d'abord intéressé à sa mesure sans écoulement extérieur. Des mesures PIV en moyenne de phase ont été utilisées pour mettre en évidence la périodicité de la génération du vent ionique. La caractérisation de la décharge et les précédentes mesures résolues en temps ont montré l'existence de phénomènes différents suivant l'alternance considérée. L'apport de la PIV est l'aspect « spatial » de la mesure de vitesse : on a accès à toute la topologie du vent ionique sur une surface importante par rapport aux échelles qui le définissent. On retrouve bien la topologie que de nombreux auteurs observent et deux longueurs d'accélération sont clairement mises en évidence, une pour chaque alternance. De plus, la différence entre ces deux longueurs est similaire à celle observée entre les longueurs des *streamers* et des spots d'ionisation diffus. Il existe donc une forte corrélation entre la longueur du transfert de quantité de mouvement et la longueur des structures du plasma.

Les actionneurs plasmas sont placés sur des maquettes et testés en soufflerie pour estimer leurs performances. Peu d'études montrent comment le vent ionique se rajoute à l'écoulement extérieur. Les seules disponibles sont, de plus, réalisées en présence d'un écoulement extérieur de trop faible vitesse pour qu'il soit représentatif des situations dans lesquelles les actionneurs seront en définitive testés. Des mesures de vitesse par LDA réglée en moyenne de phase ont été effectuées. Pour cela, un actionneur a été placé sur le dessus d'une plaque plane dans un écoulement de  $10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ . Les mesures au niveau de la décharge ont montré que l'augmentation de la vitesse de l'écoulement est principalement due à l'alternance négative. Le transfert de quantité de mouvement conserve donc sa périodicité au cours d'une période de la tension d'alimentation, même en présence d'un écoulement. On observe également que, dès que l'on s'éloigne de la décharge, l'écoulement extérieur homogénéise rapidement ce phénomène, ce qui correspond à une accélération constante. De plus, on met en évidence que l'écoulement que l'on vient rajouter à l'écoulement extérieur varie de la même manière que le vent ionique mesuré sans écoulement. Seule une différence d'amplitude est observée puisque cet écoulement rajouté représente environ 80 % du vent ionique mesuré lors de la caractérisation de l'actionneur. On peut donc penser, que pour une vitesse supérieure, cette caractéristique sera conservée avec une valeur plus faible.

### *Utilisation de l'actionneur plasma*

De nombreuses géométries peuvent être équipées d'actionneurs plasmas. Les plus communes ont été présentées dans le chapitre 1. Durant cette thèse, il a fallu choisir une

géométrie sur laquelle tester les actionneurs plasmas utilisés dans l'équipe de recherche à Orléans. La démarche adoptée a été la suivante : plutôt que d'essayer de contrôler des écoulements complexes ou de rentrer dans la « course au Reynolds », tentons de comprendre, sur un écoulement dont les caractéristiques sont bien connues, quel est le mécanisme de modification de l'écoulement qui intervient lors du fonctionnement de l'actionneur. La plaque plane avec la transition laminaire-turbulent d'une couche limite de type Blasius a été retenue. Le but du contrôle est ici de modifier la position de la transition entre les deux régimes. Le recul de la transition induira alors une diminution de la traînée de frottement.

Après avoir identifié le mécanisme de transition, ici la transition naturelle, la non intrusivité de l'actionneur a été contrôlée. Les changements mesurés sur la couche limite ne sont donc imputables qu'au seul transfert de quantité de mouvement. Différentes positions d'action, amplitudes et fréquences ont été testées et les trois types d'effets sur la position de la transition ont été obtenus suivant les paramètres choisis. Il est donc possible de reculer ou de déclencher le début de la transition mais aussi de ne pas le changer. Ce résultat est le premier à être obtenu sur cette géométrie et avec ce type d'actionneur. En effet, l'étude bibliographique a montré que les études disponibles présentaient soit le recul de la transition soit son déclenchement. Les deux effets sont rarement obtenus pour une même configuration, les trois en même temps encore moins. Le mécanisme de recul de la transition a été identifié. L'actionneur plasma permet d'amortir les ondes de Tollmien-Schlichting en « relevant » le niveau moyen de l'énergie cinétique turbulente contenue dans l'écoulement dans les basses fréquences (d'un ordre de grandeur inférieur à la fréquence d'alimentation utilisée dans cette étude). Cette « excitation » de l'écoulement est aussi clairement visible sur les fluctuations de vitesse. Pour l'écoulement, les amplitudes des ondes T-S lui paraissent alors plus faibles ce qui permet de reculer le début de la transition. Suivant la manière dont le vent ionique réussit à rendre plus énergétique l'écoulement, on peut obtenir les trois effets sur le début de la transition.

Dans ce mécanisme de contrôle, il convient également de faire intervenir la fréquence avec laquelle se fait le transfert de quantité de mouvement. En effet, on montre que la fréquence est bien le paramètre fondamental dans le contrôle d'une transition naturelle de couche limite, comme l'avait déjà montré H. Schlichting en son temps. Pour une position particulière, une fréquence neutre de l'écoulement a été identifiée en déterminant la valeur des fluctuations de vitesse lors d'une modulation de la fréquence d'alimentation. Au-dessus de cette fréquence la transition est reculée, au-dessous elle est déclenchée.

### *Optimisation de la génération du vent ionique*

Le dernier point sur lequel cette thèse est articulée est l'optimisation du vent ionique. Il faut être clair, sans une augmentation significative de la vitesse du vent ionique induit, le contrôle d'écoulement avec des actionneurs plasmas pour des nombres de Reynolds importants sera fortement compromis. La revue bibliographique sur les pistes développées par les différentes équipes de recherche a permis de montrer que de nombreuses optimisations ont déjà été réalisées. On a maintenant une idée assez claire de l'influence des différents

paramètres géométriques qui définissent un actionneur plasma. Cependant, même optimisés, ces paramètres ne permettent pas d'augmenter significativement la vitesse du vent ionique induit. D'autres pistes sont donc à considérer.

Celle développée à partir de décembre 2008 dans l'équipe de recherche d'Orléans est basée sur le principe de la création d'un effet de pointe. Comme l'effet de pointe augmente localement la valeur du champ électrique, la force EHD le sera aussi, et donc le vent ionique induit également. Pour créer cet effet de pointe, une géométrie particulière d'électrode de haute tension a été mise en place. C'est la configuration « dents de scie », où le motif des dents se répète périodiquement. On choisit également des dimensions pour chaque dent de scie suffisamment grandes pour induire des structures tridimensionnelles dans la topologie du vent ionique.

À partir des mesures de différentes grandeurs, la décharge de surface produite par cette géométrie est semblable à celle créée par les autres configurations utilisées dans cette thèse. La structure tridimensionnelle de l'écoulement induit est mise en évidence par l'utilisation d'un moyen de mesure des trois composantes de la vitesse, mesures qui sont en accord avec des visualisations pariétales. En comparant cette configuration à une plus classique, le gain en vitesse est clairement démontré. De plus, le caractère particulier de cet actionneur est mis en évidence par la comparaison des mesures de vitesse et de puissance par rapport à d'autres actionneurs utilisés dans la littérature. D'ailleurs, une configuration d'actionneur de type dents de scie a permis d'obtenir une vitesse de plus de  $9 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  en augmentant la puissance active. Le potentiel de cette configuration n'est donc pas à négliger car il permettrait de contrôler des écoulements à un nombre de Reynolds plus important que ce qu'il se fait actuellement dans la littérature.

## Perspectives à envisager

À partir des résultats présentés dans ce manuscrit, on peut envisager plusieurs études à mener par la suite. Premièrement, il est nécessaire de définir dans quelles conditions intervient la création de *streamers* par effet collectif. Pierre Audier, doctorant en 2<sup>ème</sup> année au GREMI, s'attellera à cette tâche, en partie déjà initiée. Il semble que lorsque la fréquence de la tension d'alimentation augmente progressivement, cet effet disparaisse. Il convient donc de définir à quelle fréquence cela se produit et pourquoi. Les mesures de vitesse permettant d'obtenir une information temporelle sur la génération du vent ionique sont aussi à reproduire, mais dans le cas d'une atmosphère contrôlée. L'idée est de modifier les proportions d'oxygène et d'azote pour observer l'influence de ces deux composants sur la vitesse du vent ionique. De plus, en enregistrant par une caméra iCCD la morphologie de la décharge de surface, il serait intéressant de corréler les longueurs des *streamers* et des spots d'ionisation diffus avec les deux longueurs de quantité de mouvement que l'on a déterminées par PIV.

L'étude du contrôle de la transition laminaire-turbulent est également à poursuivre. Dans les mois qui viennent, des calculs de stabilité seront effectués afin d'améliorer la

compréhension des effets qui ont été observés. Comme ce processus de transition peut aussi être observé dans un écoulement autour d'un profil, il serait intéressant de comparer les mécanismes qui permettent de modifier la transition dans ce cas là. Est-ce que l'on obtient aussi une diminution de l'amplitude relative des perturbations extérieures ? Ou est-ce tout simplement l'ajout de quantité de mouvement qui rentre en jeu ?

Enfin, il serait particulièrement pertinent de tester la configuration DDS en « conditions réelles ». Lors de la réunion de clôture du GDR Contrôle Des Décollements en décembre 2009, l'équipe de Cossu au LadHyX a présenté des travaux relatifs au contrôle du décollement sur un corps de Ahmed réalisé à partir de rugosités placées sur le pavillon. L'intérêt des rugosités est ici de produire des *streaks* pour venir réduire le décollement au-dessus de la lunette. Comme la configuration DDS semble produire de telles structures, il serait judicieux de venir positionner un tel actionneur sur la lunette. De plus, un positionnement sur le pavillon diminuerait grandement les difficultés d'instrumentation de la maquette comme Vincent Boucinha (et l'auteur de ce manuscrit) a pu rencontrer.

Pour terminer ce manuscrit, j'aimerais donner un avis personnel sur mon ressenti au bout de ces trois ans d'utilisation quotidienne d'actionneurs plasmas. Durant la première partie de cette thèse, les actionneurs plasmas ne me semblaient pas être une technologie dans laquelle on pouvait se projeter dans l'avenir. Et puis un jour, j'ai couché sur papier la géométrie des dents de scie. La première utilisation de cette configuration fut alors pour moi un déclic. J'avais trouvé le « truc », je pouvais donc poursuivre ma thèse en me fixant un but : démontrer le potentiel de cette configuration. J'espère que je vous aurai convaincu de son potentiel. En tout cas, je le suis, et puis quelque part cet effet de pointe que l'on cherchait à tout prix à éviter à cause des risques de claquage, devient la clé des performances de cette géométrie d'actionneur. C'est ce (petit) pied de nez de la science qui m'a permis de rédiger jusqu'à ce dernier mot...

# Annexes



## Annexe A

# Compléments sur l'imagerie iCCD

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

### 1 La caméra iCCD

Les images des différents régimes de fonctionnement de la décharge de surface ont été réalisées à partir d'une caméra à capteur CCD intensifié de marque Andor<sup>TM</sup>, modèle iStar DH734-18F-905 (figure A.1), à laquelle est associé un objectif photographique Canon, modèle Zoom Lens FD 35-105 mm F/3,5. La caméra est dite rapide car elle permet une ouverture minimale de l'ordre de la ns. Dans le cas de l'étude du plasma créé par une décharge de surface, sa luminosité assez faible ne constitue pas un problème puisque le tube instensificateur de la caméra permet d'augmenter la luminosité. 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.

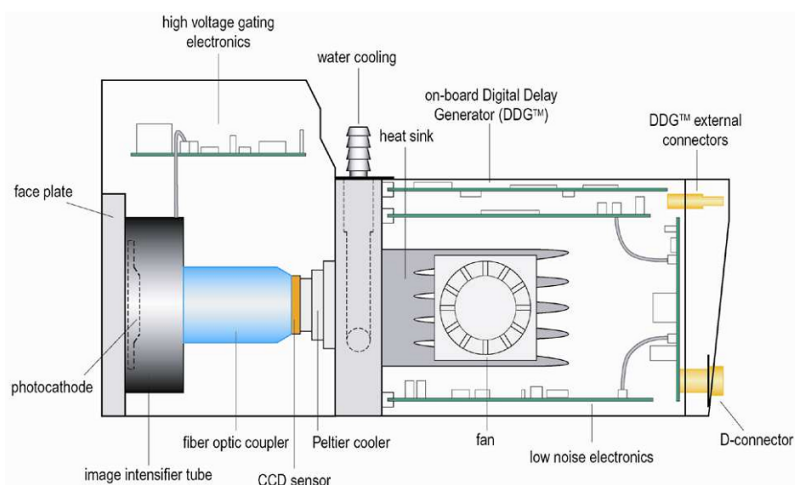


FIGURE A.1 – Schéma de la caméra iCCD Andor<sup>TM</sup> iStar (source : documentation Andor).

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 d'un nid d'abeille de canaux en verre d'environ  $10\ \mu\text{m}$  de diamètre chacun (figure A.2). À travers ce nid d'abeille, une différence de potentiel (500 - 1000 V) est créée pour induire un champ électrique. Quand un électron incident va pénétrer dans un de ces canaux, il y est accéléré. Il va alors impacter les parois du canal et produire d'autres électrons par émission secondaire. 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 (0-255). Dans ce manuscrit, un gain de 200 a été choisi pour obtenir des images du plasma suffisamment lumineuses.

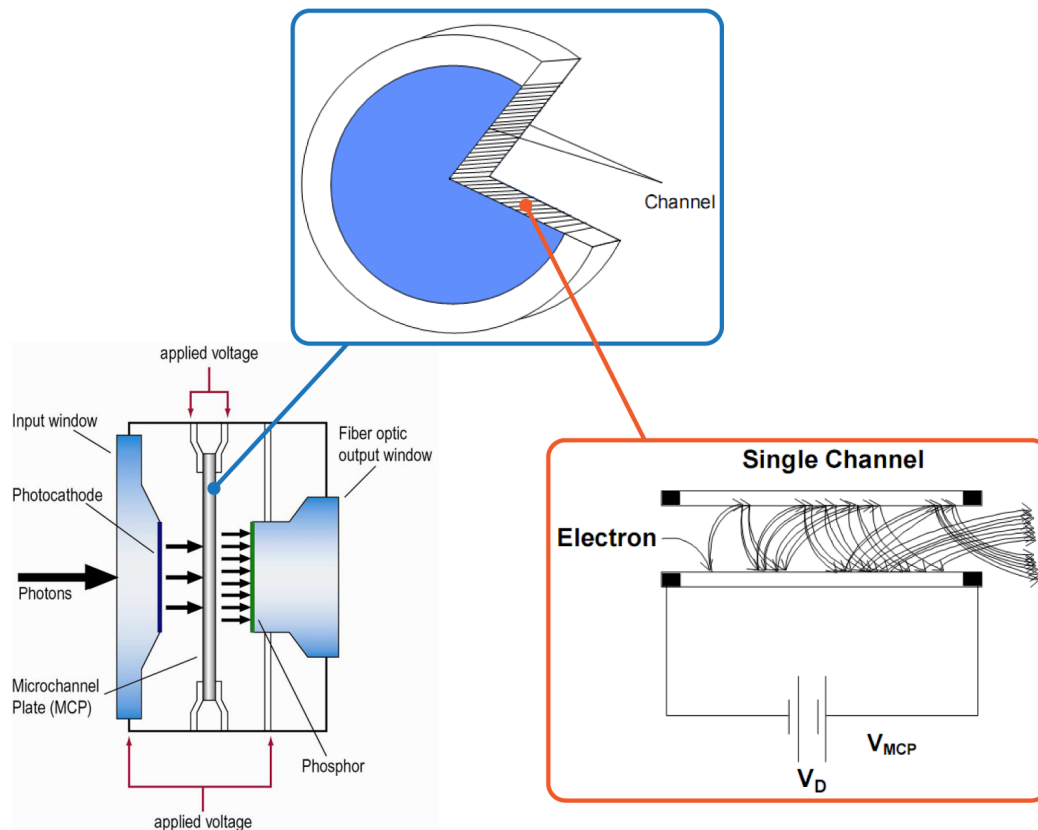


FIGURE A.2 – Schéma du composant MCP de la caméra ICCD (source : documentation Andor).

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  $1024 \times 1024$  pixels<sup>2</sup> d'une taille unitaire de  $13 \mu\text{m}^2$ . Une ligne supplémentaire<sup>(1)</sup> permet de « vider » la CCD. Chacune des 1024 lignes de la cellule est évacuée une par une, ce qui induit un temps entre chaque image assez long au regard du temps d'exposition de la caméra. Chacune des lignes est ensuite codée en une série de nombres binaires qui sont par la suite interprétés par le logiciel Andor<sup>TM</sup> Solis via une carte d'acquisition.

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. Le délai pour que la photocathode laisse passer les électrons est de l'ordre de la ns.

## 2 Montages optiques

Pour obtenir une image de la décharge sur la photocathode, on utilise un objectif photographique avec une ou deux lentilles convergentes. Le premier montage (figure A.3) permet d'obtenir une image de l'actionneur en entier. Le second montage (figure A.4) permet d'obtenir un agrandissement de la décharge en utilisant une seconde lentille. Dans les deux cas, la mise au point (MAP) est effectuée en réglant l'objectif pour obtenir une image nette d'une feuille de papier millimétré positionnée au niveau de la décharge<sup>(2)</sup>. Tous les éléments (caméra+objectif, lentille(s) et actionneur) sont placés sur des supports positionnés sur un rail optique. Lors de l'acquisition des images, l'obscurité est faite dans l'enceinte où sont placés ces différents éléments, ceci afin de minimiser le bruit qui peut être enregistré par la caméra.

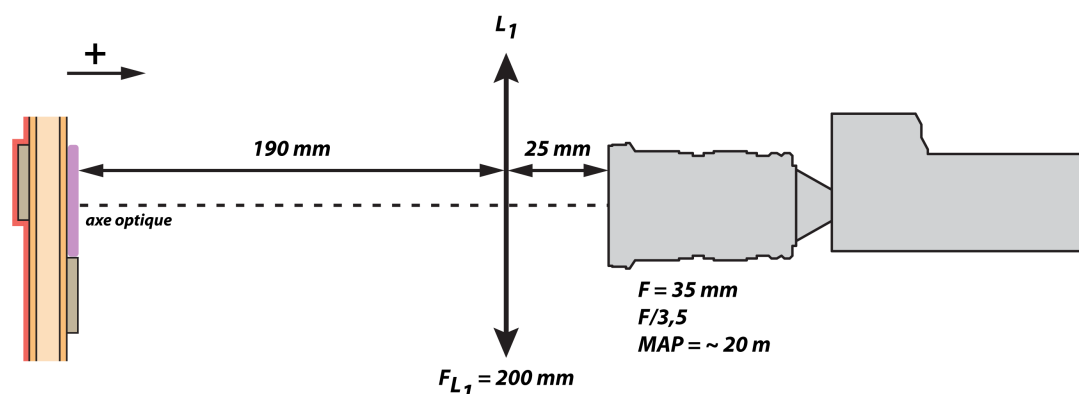


FIGURE A.3 – Montage optique permettant d'obtenir une image de  $107 \text{ mm}^2$ .

(1). La ligne de transfert est composée de 1024 pixels.  
 (2). L'actionneur ne fonctionne bien évidemment pas.

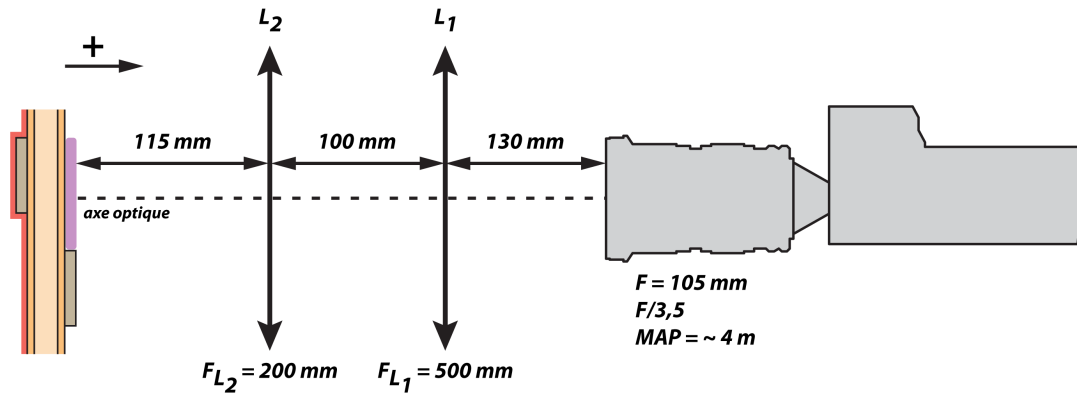


FIGURE A.4 – Montage optique permettant d'obtenir une image de  $33 \text{ mm}^2$ .

Une des limitations liée à l'utilisation d'un objectif commercial et de lentilles est la transmission de ces éléments optiques. En effet, ces derniers ont généralement un coefficient de transmission assez faible dans le domaine UV. Si l'on considère les lentilles utilisées, en verre BK7, la courbe de transmission spectrale montre qu'en dessous de  $330 \text{ nm}$  la transmission du rayonnement incident est inférieure à  $50 \%$  (figure A.5). Pour l'objectif, la gamme de produit dont il est issu ne permet généralement pas d'avoir une transmission élevée. On considère pour ce type d'objectif, qu'en dessous de  $380 \text{ nm}$  la transmission est inférieure à  $50 \%$ . Ce sont donc ces deux éléments qui induisent une limitation « spectrale » du montage optique. En effet, la bande passante de la caméra est comprise entre  $180$  et  $850 \text{ nm}$ . Il faudra donc garder à l'esprit qu'une partie du rayonnement émis par le plasma n'est pas capté en totalité puisque ce dernier émet majoritairement entre  $300$  et  $400 \text{ nm}$  environ.

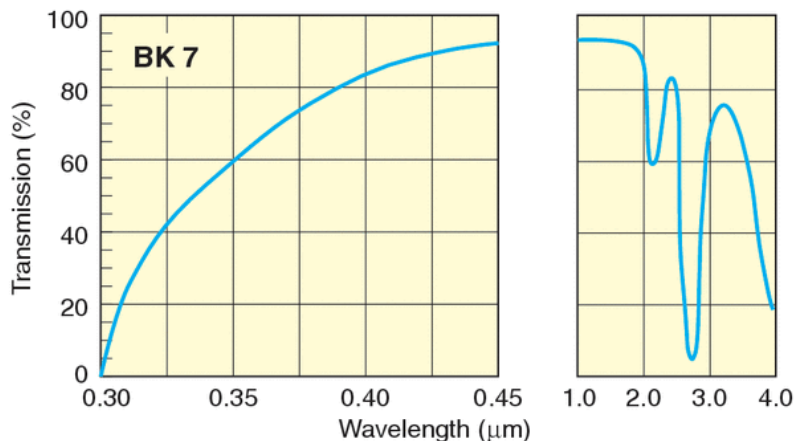


FIGURE A.5 – Courbe de transmission des lentilles utilisées dans les montages optiques (source : documentation Newport).

### 3 Traitement des images

Les images de la décharge sont enregistrées à partir du logiciel Andor<sup>TM</sup> Solis dans le format propriétaire .sif puis exportées dans un fichier ASCII, où chaque valeur de pixel est codée sur 16 bits. Le logiciel Matlab<sup>®</sup> convertit ensuite le fichier ASCII en format .mat, codée sur 8 bits, et les images sont représentées en niveaux de gris (256 niveaux, de 0 à 255). Pour augmenter le contraste, on utilise la fonction *brighten*<sup>(3)</sup> qui permet de modifier l'affichage des couleurs permettant ainsi de faire ressortir certains détails (figure A.6). Dans ce manuscrit, les images présentées correspondent au cas où un coefficient de -0,8 a été choisi. Ceci permet de mieux faire ressortir certains détails de la décharge, comme les décharges primaires négatives par exemple.

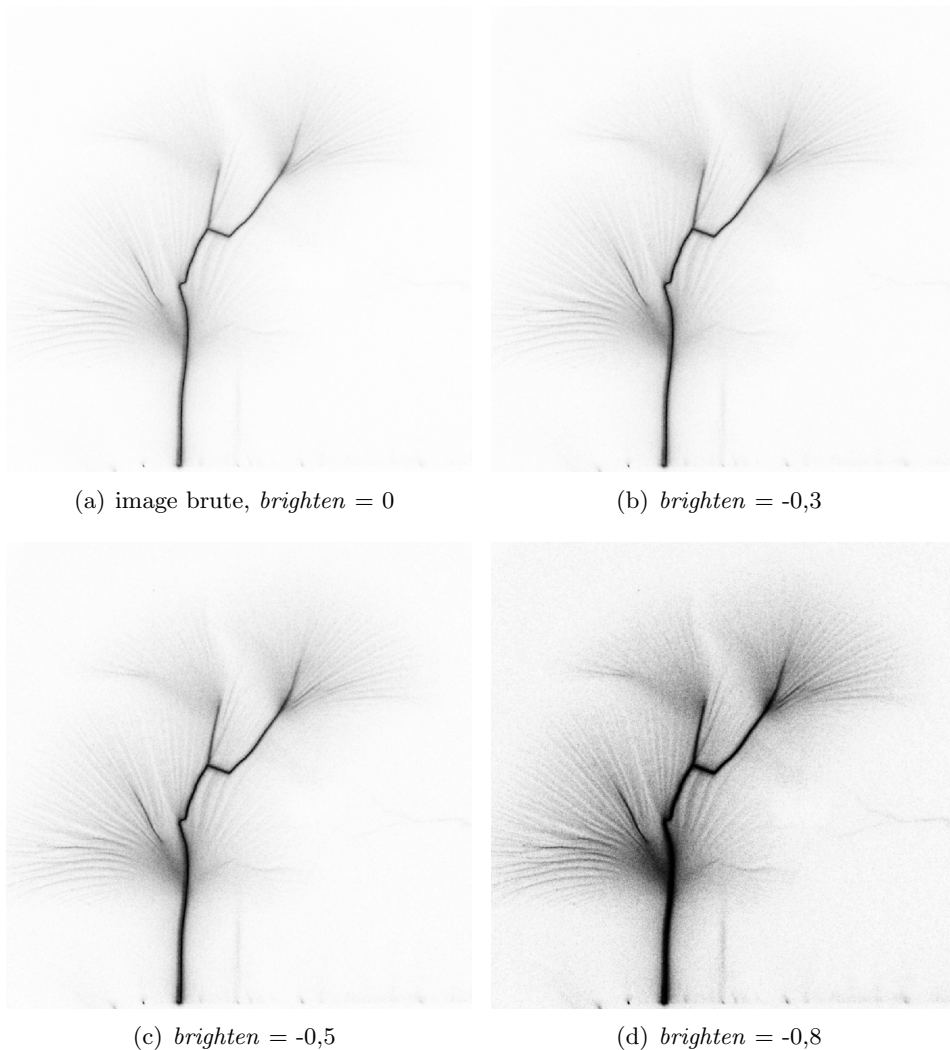


FIGURE A.6 – Traitement des images, influence de la fonction *brighten* de Matlab<sup>®</sup>.

(3). On doit lui fournir un coefficient de -1 (plus foncé) à +1 (plus clair).



## Annexe B

# Compléments sur la mesure de la puissance active

Cette annexe est consacrée à la présentation détaillée de la mesure de puissance par la méthode de Lissajous utilisée dans ce manuscrit.

### 1 Principe de mesure

Pour comprendre la mesure de la puissance active par la méthode de Lissajous, il faut considérer le schéma électrique équivalent d'un actionneur plasma (figure B.1). Ce circuit est composé de l'actionneur, représenté par sa capacité équivalente  $C_p$ , et d'un condensateur de mesure de capacité  $C_m$ . Ces deux composants sont alimentés par une tension  $V_{HT}$  alternative sinusoïdale.

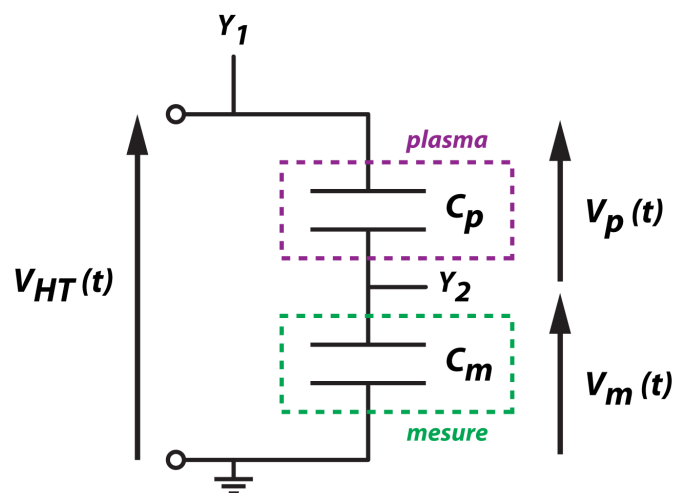


FIGURE B.1 – Schéma électrique équivalent d'un actionneur plasma pour la mesure de la puissance active.

La puissance active est la moyenne sur une période de la puissance instantanée consommée par la décharge de surface créée par l'actionneur plasma. La puissance instantanée est définie par la formule classique :

$$p(t) = \overline{V_p(t) i(t)} = \overline{V_p(t) \frac{dq}{dt}} \quad (\text{E-B.1})$$

avec  $p(t)$  la puissance instantanée,  $V_p(t)$  la tension aux bornes de l'actionneur,  $i(t)$  le courant qui le traverse le circuit et  $q$  la charge transférée à travers le circuit.

Comme le condensateur de mesure est en série avec la décharge, le courant le traversant est le même. On a donc :

$$\frac{dq}{dt} = C_m \frac{dV_m}{dt} \quad (\text{E-B.2})$$

avec  $C_m$  la capacité du condensateur de mesure et  $V_m$  la tension à ses bornes. On choisit une valeur de la capacité très grande par rapport à la capacité équivalente de l'actionneur plasma (de l'ordre de 10 pF). En effet, si le condensateur de mesure à une capacité élevée, la chute de tension à ses bornes sera faible. La tension mesurée par la sonde haute tension sera donc sensiblement égale à la tension aux bornes de l'actionneur plasma. On a alors si  $C_m \gg C_p$  :

$$V_{HT} = V_p + V_m \approx V_p \quad (\text{E-B.3})$$

À partir des formules E-B.1, E-B.2 et E-B.3, on a donc :

$$p(t) = V_{HT}(t) C_m \frac{dV_m}{dt} \quad (\text{E-B.4})$$

et la puissance active s'exprime comme :

$$P_{elec} = \frac{1}{T} \int_T p(t) dt = f_{HT} \int_T V_{HT}(t) C_m dV_m \quad (\text{E-B.5})$$

avec  $P_{elec}$  la puissance active,  $T$  la période et  $f_{HT}$  la fréquence de la tension d'alimentation.

La méthode de Lissajous consiste alors à calculer l'aire<sup>(1)</sup> sous la courbe  $V_{HT} = f(C_m dV_m)$  qui correspond au calcul de l'intégrale de la formule E-B.5 (figure B.2).

---

(1). On utilise la méthode des trapèzes pour déterminer numériquement l'intégrale.

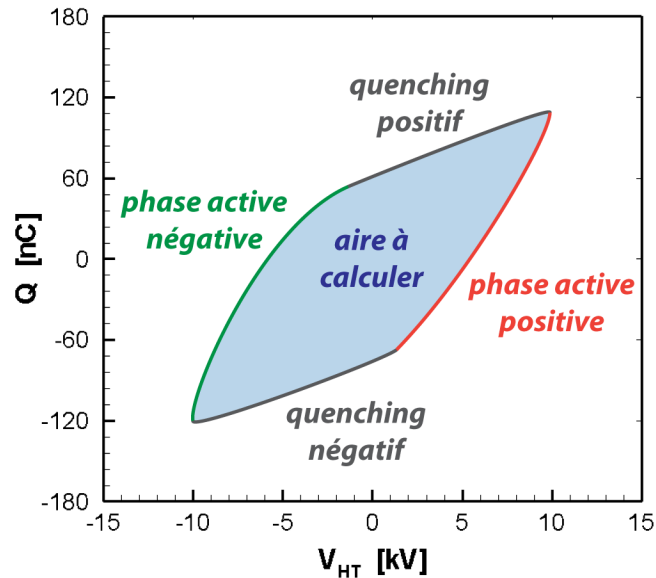


FIGURE B.2 – Courbe de Lissajous typique et phases d’une décharge surface (cas  $V_{HT} = 10$  kV et  $f_{HT} = 1$  kHz).

## 2 Traitement du signal

Pour déterminer la puissance active, il faut enregistrer simultanément la tension d’alimentation du circuit actionneur + condensateur de mesure et la tension du condensateur de mesure. L’enregistrement de ces deux tensions est effectué durant des périodes de fonctionnement de l’actionneur d’une durée de 5 s. Les deux signaux sont ensuite traités avec le logiciel Matlab<sup>®</sup> en appliquant l’algorithme suivant :

- le début et la fin de la période de fonctionnement de l’actionneur sont délimités (figure B.3) ;
- la « zone d’intérêt » sur laquelle sera calculée la puissance active est déterminée. Pour cela, la première et la dernière période de fonctionnement ne sont pas prises en compte. De plus, les tensions sont lissées<sup>(2)</sup> sur cette zone pour ne pas prendre en compte les fluctuations de tensions dues aux impulsions de courant (figure B.4) ;
- les annulations de la tension d’alimentation sont recherchées ce qui permet de déterminer ainsi toutes les demi-périodes de fonctionnement (figure B.5) ;
- pour chaque période, la courbe charge-tension est tracée (figure B.6) et l’aire sous chaque courbe est calculée pour déterminer la puissance active. En sommant la charge élémentaire  $C_m dV_m$ , la charge résiduelle est déterminée.

(2). La fonction *filtfilt* du logiciel Matlab<sup>®</sup> est utilisée pour filtrer les tensions. L’ordre de ce filtre a peu d’influence sur la valeur de la puissance calculée. Par défaut, il est réglé à 20 dans le cadre de cette étude.

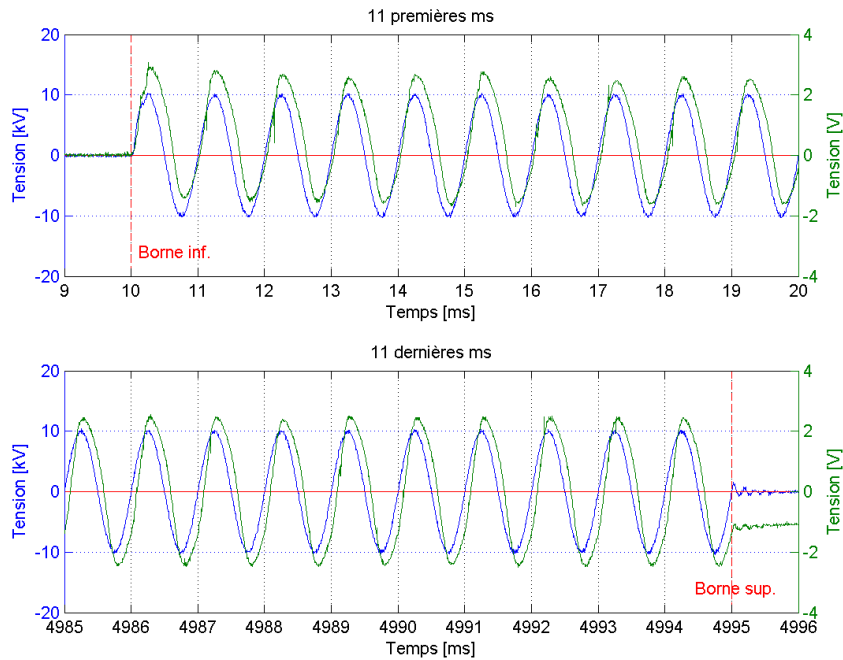


FIGURE B.3 – Début et fin de la période de fonctionnement de l'actionneur plasma,  $V_{HT} = 10 \text{ kV}$  et  $f_{HT} = 1 \text{ kHz}$ .

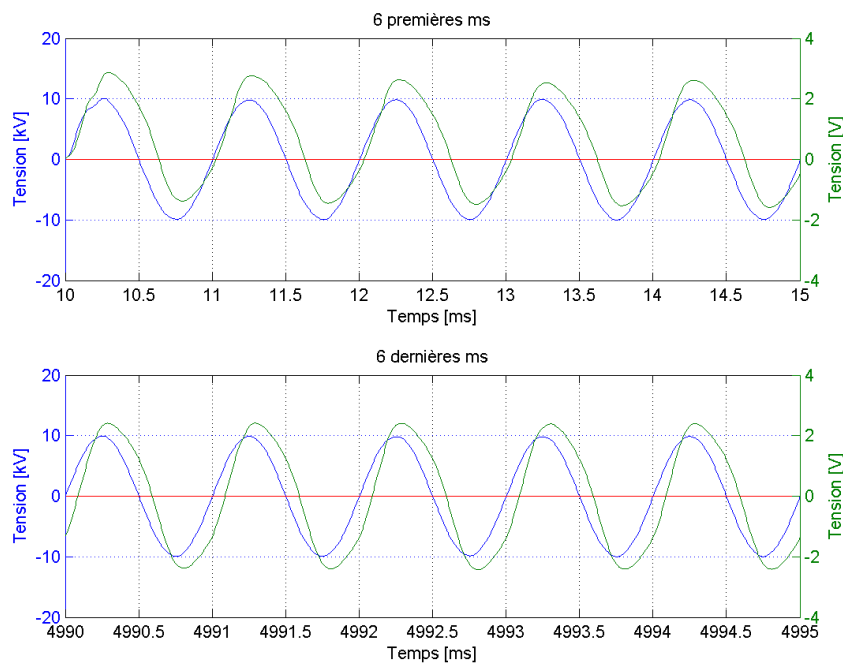


FIGURE B.4 – Début et fin de la zone d'intérêt des tensions lissées pour le calcul de la puissance active,  $V_{HT} = 10 \text{ kV}$  et  $f_{HT} = 1 \text{ kHz}$ .



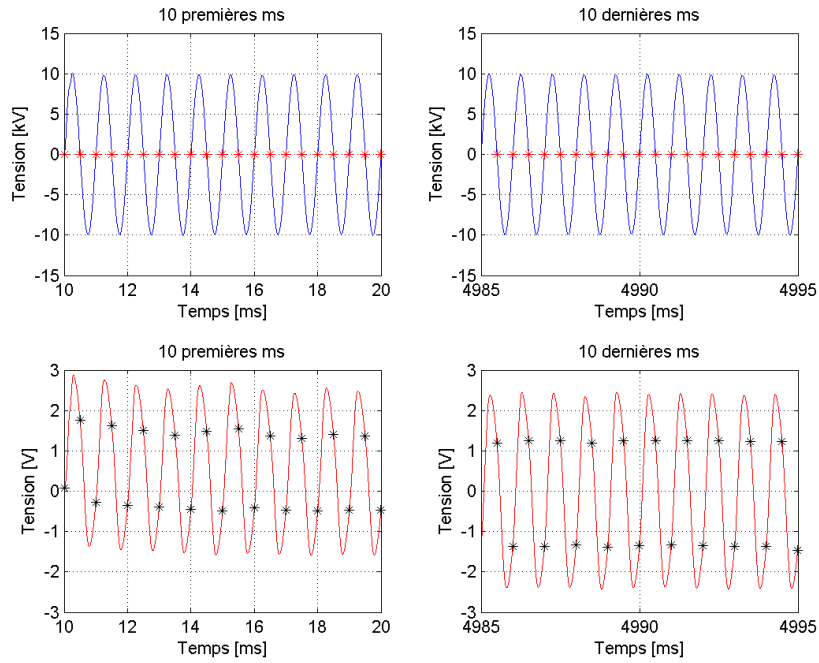


FIGURE B.5 – Détection des annulations de la tension d’alimentation de l’actionneur plasma,  $V_{HT} = 10 \text{ kV}$  et  $f_{HT} = 1 \text{ kHz}$ .

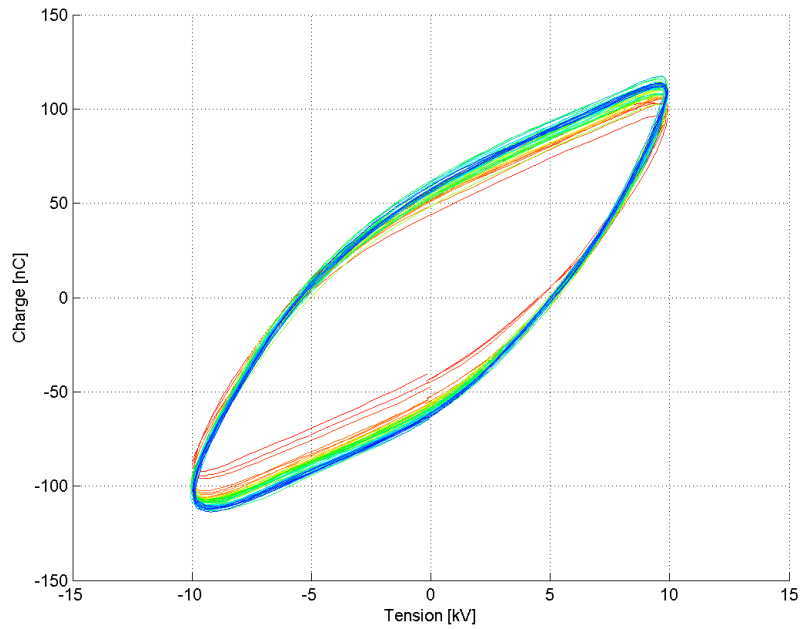


FIGURE B.6 – Courbes charge-tension d’alimentation tracées pour une période sur 100,  $V_{HT} = 10 \text{ kV}$  et  $f_{HT} = 1 \text{ kHz}$ .

### 3 Influence du condensateur de mesure

Différentes technologies de condensateur de mesure ont été testées afin de vérifier quelle pouvait être l'influence de ce paramètre sur le calcul de la puissance active. Les différentes caractéristiques des condensateurs testés sont résumées dans le tableau B.1.

Tableau B.1 – Principales caractéristiques des condensateurs de mesure.

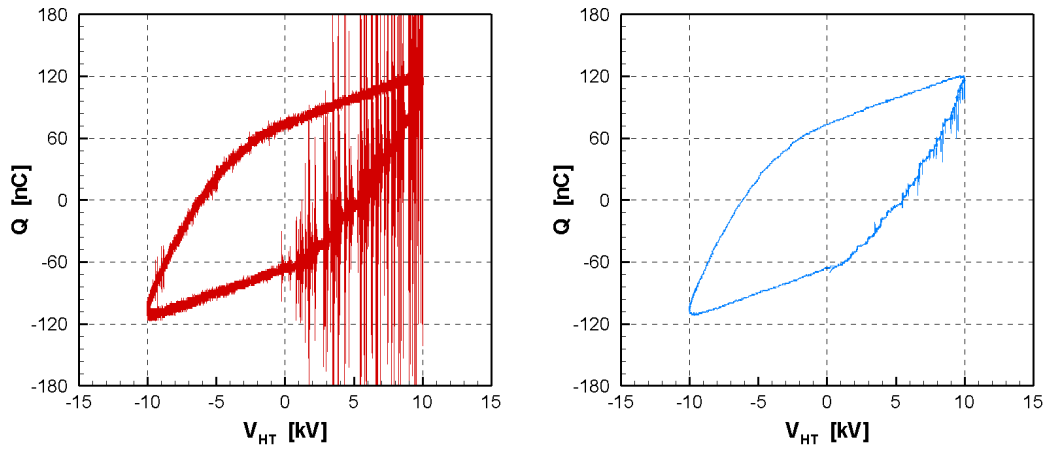
n°	Marque	Appellation	Technologie	
1	Cornell-Dubilier	série D	mica en argent trempé	
2	Arcotronics	R82 MKT	film polyester métallisé MKT	
3	Intertechnik / Audyn Cap	MKP-QS	film métallisé MKP	
4	Mundorf	MCAP	film polypropylène métallisé MKP	
5	Wima	MKS2	film polyester métallisé MKS	
6	Boîte à décades	-	-	
n°	Valeur	Précision	Tension	$\tan \delta$
1	47 nF	1 %	500 V c.c.	$\leq 0,0012 @ 1\text{kHz}$
2	100 nF	5 %	100 V c.c.	non précisé
3	0,10 $\mu\text{F}$	5 %	630 V c.c.	0,0003 @ 1kHz
4	0,10 $\mu\text{F}$	3 %	630 V c.c.	0,0002 @ 1kHz
5	68 nF	5 %	63 V c.c.	$\leq 0,008 @ 1\text{kHz}$
6	50 nF	1 %	-	-

La technologie du condensateur de mesure intervient dans la « qualité » du signal qui est enregistré avec l'oscilloscope. Comme le traitement des signaux de tension fait intervenir un lissage, il est important d'enregistrer un signal de tension où les impulsions de courant sont les moins présentes. Sur les différentes technologies testées, c'est le condensateur en mica argenté qui permet d'obtenir un signal de tension le moins « bruité » (figure B.7). Cela permet alors d'avoir une figure de Lissajous la plus régulière lorsque les tensions sont lissées. Ce faisant, l'erreur commise lors de la détermination de l'intégrale est minimisée. De plus, le condensateur en mica est celui dont la précision est la meilleure. Ses caractéristiques font que le calcul de la puissance apparaît le plus précis : la valeur de la puissance est dans la moyenne des différents cas et les fluctuations sont faibles (tableau B.2). C'est donc ce type de condensateur qui est utilisé dans ce manuscrit pour la mesure de la puissance.

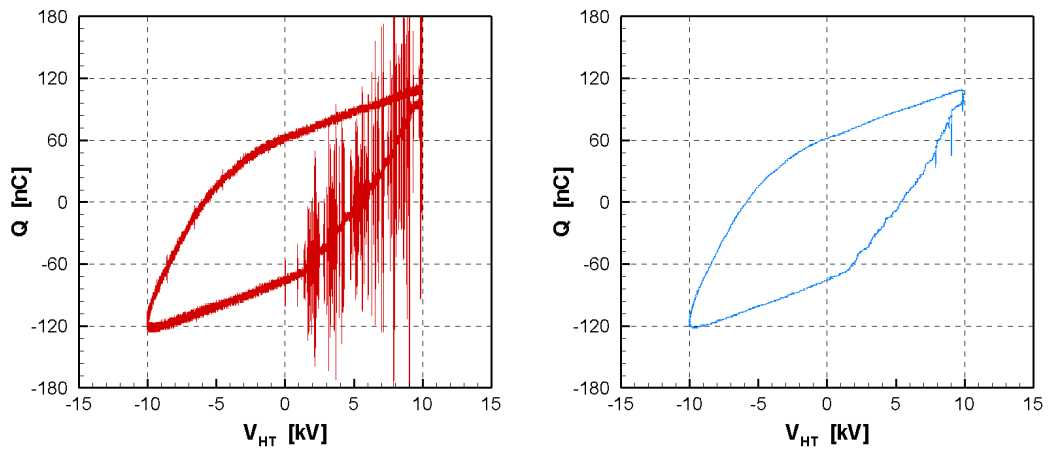
Tableau B.2 – Résultats du calcul de la puissance active pour les différents condensateurs testés,  $V_{HT} = 10\text{ kV}$  et  $f_{HT} = 1\text{ kHz}$ .

n°	Condensateur	$P_{moy}$ [W]	$P_{std}$ [W]
1	Mica argenté 47 nF	1.99	0,03
2	Arcotronics MKT 100 nF	1.98	0,04
3	Audyn Cap MKP 0,10 $\mu\text{F}$	1.98	0,04
4	Mundorf MKP 0,10 $\mu\text{F}$	2.07	0,05
5	Wima MKS2 68 nF	1.89	0,04
6	Boîtes à décades 50 nF	1.86	0,03

### 3. INFLUENCE DU CONDENSATEUR DE MESURE



(a) Boîte à décades  $C_m = 50$  nF, tensions brutes (b) Boîte à décades  $C_m = 50$  nF, tensions filtrées



(c) Mica argenté  $C_m = 47$  nF, tensions brutes (d) Mica argenté  $C_m = 47$  nF, tensions filtrées

FIGURE B.7 – Courbes de charge-tension d'alimentation pour une période,  $V_{HT} = 10$  kV et  $f_{HT} = 1$  kHz.



## Annexe C

# Compléments sur la mesure de la température par thermographie infrarouge

Cette annexe propose une présentation de la technique de mesure de la température de surface d'un actionneur par thermographie infrarouge ainsi qu'un descriptif de la caméra utilisée dans ce manuscrit pour réaliser ce type de mesure.

### 1 Mesure de température par caméra thermique

La mesure de température d'une surface par thermographie consiste à établir une cartographie du rayonnement infrarouge émis par cette surface pour obtenir une cartographie de température. Cette cartographie de température est appelée « thermogramme ». La technique de mesure est donc basée sur une mesure radiométrique : la caméra reçoit un flux  $\phi_i$  puis délivre une tension  $V_{\phi_i}$  proportionnelle à ce flux et, à partir de la loi d'étalonnage, la température est déterminée. Pour la caméra utilisée dans ce manuscrit, l'étalonnage a été réalisé avant sa commercialisation sur un corps noir dont la température était parfaitement connue, placé à courte distance de la caméra et dans des conditions maîtrisées pour ne pas parasiter la mesure avec des rayonnements autres que celui venant du corps noir. Cet étalonnage a permis d'établir la loi liant la tension  $V_{\phi_i}$  délivrée par la caméra et la température du corps.

Le flux arrivant sur la caméra est dit spectrique car il dépend de la longueur d'onde du rayonnement. Il est principalement composé de quatre flux (figure C.1) :

- $\phi_{\lambda_e}$  : le flux de chaque élément de la surface étudiée ;
- $\phi_{\lambda_r}$  : le flux réfléchi sur la surface étudiée ;
- $\phi_{\lambda_t}$  : le flux transmis à travers la surface étudiée ;
- $\phi_{\lambda_m}$  : le flux issu du milieu entre la surface et la caméra.

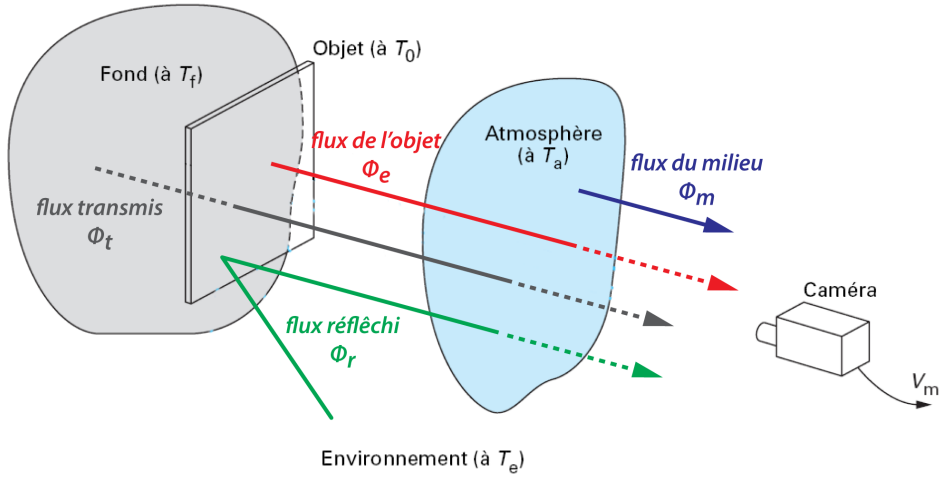


FIGURE C.1 – Flux thermiques enregistrables par une caméra thermique, d’après Pajani [93].

Les trois premiers flux sont atténués par le milieu de transmission, dans notre cas de l’air. De plus, dans le cas d’un actionneur en Mylar<sup>®</sup>, le flux transmis est pratiquement nul puisque le coefficient de transmission de ce matériau est très faible dans la gamme de longueur d’onde de la caméra. La tension  $V_{\phi_i}$  délivrée par la caméra vaut donc sur la bande passante  $\Delta\lambda$  de la caméra :

$$V_{\phi_i} = \int_{\Delta\lambda} S(\lambda) \phi_i d\lambda \approx \int_{\Delta\lambda} S(\lambda) (\phi_{\lambda_e} + \phi_{\lambda_r} + \phi_{\lambda_m}) d\lambda \quad (\text{E-C.1})$$

avec  $S(\lambda)$  la réponse spectrale de la caméra.

Pour la détermination de la température de surface, seul le flux  $\phi_{\lambda_e}$  est nécessaire. Pour pouvoir estimer les autres flux, on doit alors renseigner dans le logiciel gérant la caméra certaines grandeurs ; ce sont les grandeurs d’influence :

- $\epsilon$  : l’émissivité de la surface étudiée. On considère un corps gris dont l’émissivité directionnelle spectrique est constante ( $\epsilon_{\lambda, \Omega} = \epsilon$ ) ;
- $T_e$  : la température d’environnement autour de la surface étudiée ;
- $T_a$  : la température du milieu de transmission, ici de l’air ;
- $\tau_{a\lambda}$  : le facteur de transmission de l’air dans la gamme spectrale de la caméra.

Pour un corps gris d’émissivité  $\epsilon$ , placé dans une atmosphère à la température  $T_a$  où l’environnement à proximité de la surface est à la température  $T_e$  et éloigné de la caméra, cette dernière délivre une tension de la forme :

$$V_m = [\epsilon V_0 + (1 - \epsilon) V_e] \tau_a + (1 - \tau_a) V_a \quad (\text{E-C.2})$$

## 2 Principe de fonctionnement de la caméra

La caméra thermique utilisée au cours de cette thèse est de marque FLIR, modèle ThermaCAM<sup>®</sup> SC 3000. Elle est constituée d'une matrice de  $320 \times 240$  pixels<sup>2</sup> utilisant la technologie des photodétecteurs infrarouges à puits quantique ou QWIPs (Quantum Well Infrared Photodetector). Sa gamme spectrale est principalement comprise entre 8 et  $9 \mu\text{m}$  (figure C.2). En effet, l'atmosphère présente trois fenêtres spectrales où le rayonnement n'est que faiblement absorbé. Pour un corps noir à une température de  $60^\circ\text{C}$ , son maximum d'émission est situé vers  $8,7 \mu\text{m}$  d'après la loi du déplacement de Wien. La caméra thermique utilisée ici est donc bien adaptée à la mesure de température de surface des actionneurs plasmas.

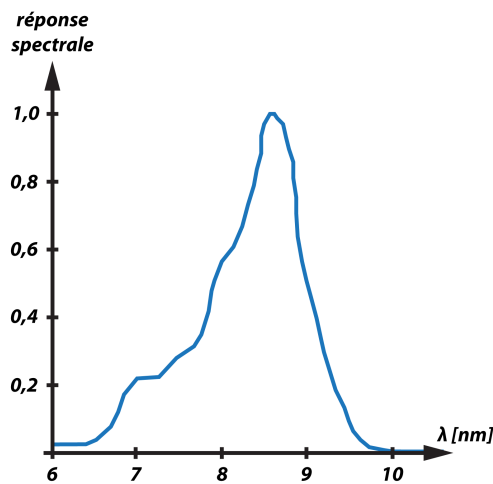


FIGURE C.2 – Réponse spectrale de la caméra thermique ThermaCAM<sup>®</sup> SC 3000 (source : documentation Flir).

### 2.1 Les photodétecteurs à puits quantique

Les détecteurs quantiques sont basés sur la transition électronique engendrée par l'absorption d'un photon. Les premiers QWIPs ont été fabriqués dans les laboratoires AT&T Bell au début des années 90. Cette technologie est largement répandue aujourd'hui pour la mesure de température par thermographie IR en raison des performances des détecteurs quantiques. La majeure partie des QWIPs utilisent des puits quantiques produits à partir de couches d'arséniure de gallium.

Pour réaliser un puits quantique, des électrons sont emprisonnés dans une couche semi-conductrice (le puits, en GaAs) placée entre deux couches d'un matériau isolant (les barrières de confinement, en AlGaAs ou InGaAs<sup>(1)</sup>) (figure C.3(a)). Un puits de potentiel est

(1). L'arséniure de gallium et aluminium et l'arséniure de gallium et indium ont en effet une affinité moins grande pour les électrons.

ainsi formé, dans lequel les niveaux d'énergie sont quantifiés. Généralement, deux niveaux d'énergie sont présents par puits. De plus, pour améliorer l'absorption des photons, chaque site de détection est composé d'une série de puits quantiques identiques (une dizaine environ). La série de puits est prise en sandwich entre deux couches de semi-conducteur et une différence de potentiel  $y$  est appliquée. Un champ électrique est ainsi créé, où les électrons peuvent s'y mouvoir (figure C.3(b)). Lorsque qu'un photon est absorbé, un électron est libéré et mis en mouvement<sup>(2)</sup>, ce qui induit l'existence d'un courant. Pour éviter les transitions électroniques dues aux phonons, les détecteurs quantiques sont refroidis. Pour la caméra utilisée dans ce manuscrit, les détecteurs sont refroidis à 70 K par un système Stirling.

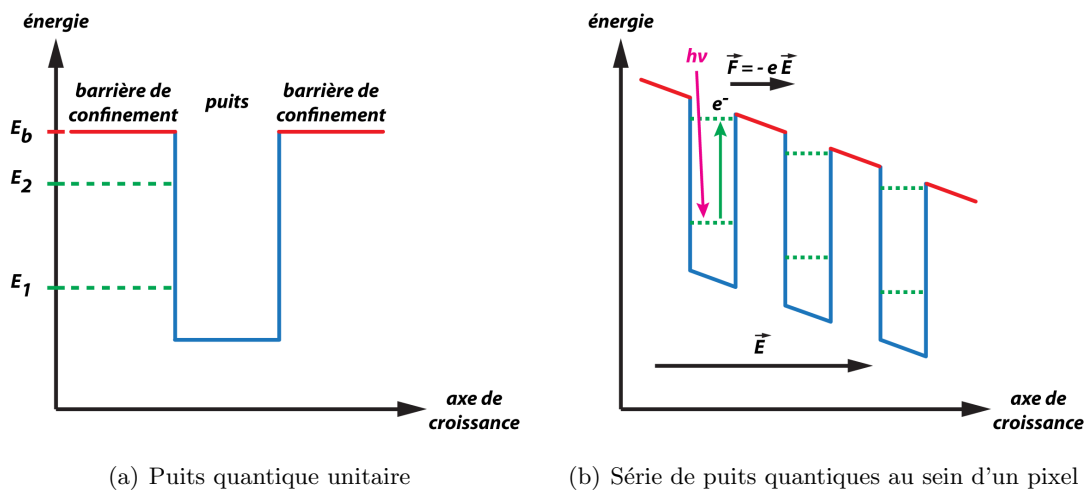


FIGURE C.3 – Schémas de principe des puits quantiques.

## 2.2 La matrice QWIP

La matrice QWIP est composée de pixels dont chacun est composé d'une série de puits quantiques identiques sur laquelle se trouve une structure de couplage optique (généralement un réseau de diffraction). Cette structure de couplage permet d'améliorer la collecte des photons car l'absorption du rayonnement arrivant à incidence normale est faible. Le courant créé par la mise en mouvement des électrons est enregistré sur chaque pixel. La tension  $V_{\phi_i}$  est ensuite déduite pour chacun des pixels et, à partir de la loi d'étalonnage, la température est déterminée. Ces informations sont ensuite transférées vers une carte d'acquisition qui permet au logiciel ThermaCam<sup>®</sup> Research d'afficher les thermogrammes. Ce logiciel permet également de piloter la caméra et de spécifier les grandeurs d'influence, nécessaires au calcul de la température.

(2). Les électrons sur le niveau supérieur du puits ( $E_2$  sur la figure C.3(a)) peuvent traverser les barrières de confinement par effet tunnel.



## Annexe D

# Compléments sur la mesure de vitesse par PIV

Cette annexe est dédiée à la présentation de la technique de mesure de vitesse par PIV, ainsi qu'au traitement des images PIV mis en œuvre dans ce manuscrit.

## 1 Principe de mesure

La vélocimétrie par imagerie de particules (PIV) est une technique de mesure optique et non intrusive qui permet d'obtenir une représentation spatiale de la vitesse d'un écoulement. De manière synthétique, ce type de mesure consiste à illuminer pendant deux très courts instants un écoulement ensemené par des particules de faibles dimensions. Les traceurs vont « briller » et, par un traitement statistique des deux images enregistrées (une pour chaque illumination), les vecteurs vitesse vont pouvoir être déterminés dans un plan (figure D.1). 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.

### 1.1 L'éclairement de l'écoulement

Les sources lasers sont à privilégier pour l'éclairement 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). Le faisceau laser est créé à partir d'une cavité et, en utilisant un interrupteur

(*Q-switch*), deux impulsions peuvent être créées. Plus précisément, on trouve dans ce type de dispositif, deux cavités qui permettent de générer deux faisceaux lasers. L'interrupteur est là pour déclencher la seconde impulsion après un délai qui est réglé par l'utilisateur en fonction de ses besoins (voir par la suite). La fréquence avec laquelle est répétée la double impulsion laser est généralement de l'ordre de 10 Hz. Pour le système de mesure utilisé au cours de cette thèse, cette fréquence est de 7,25 Hz. Le faisceau laser produit a une forme cylindrique avec un profil d'intensité qui s'apparente à une gaussienne. Pour former une nappe de dimensions importantes (une dizaine de cm) et de faible épaisseur, on place devant le laser une lentille cylindrique. Un plan laser d'une épaisseur de l'ordre du mm est ainsi créé. Dans le montage utilisé pour les mesures présentées dans ce manuscrit, le laser est placé perpendiculairement à la surface de l'actionneur et permet d'éclairer une portion d'environ 5 cm suivant la direction longitudinale (celle du vent ionique).

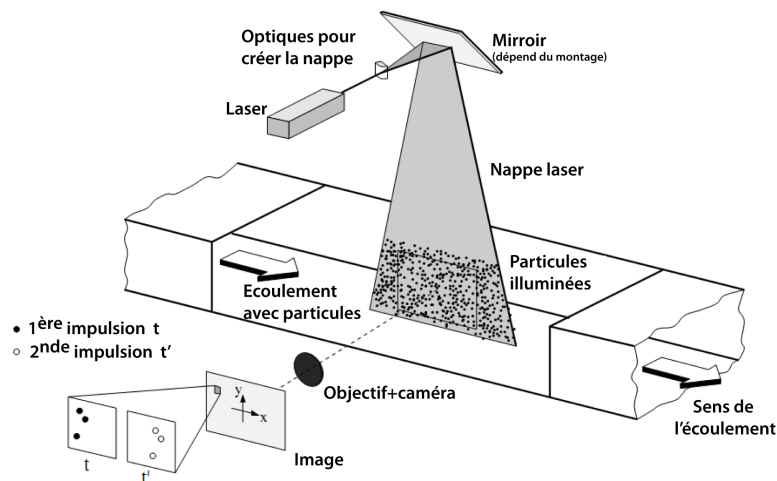


FIGURE D.1 – Schéma de principe de la mesure de vitesse par PIV, d'après Raffel *et al.* [102].

## 1.2 L'ensemencement de l'écoulement

L'ensemencement de l'écoulement est réalisé à partir de fines particules 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 de ces critères est la non intrusivité des traceurs. Il est bien évidemment 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 suffisamment 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 ces deux contraintes. Le générateur de fumée utilisé ici (Pivtec<sup>®</sup> série PivPart30) avec de l'huile d'olive permet d'obtenir un diamètre moyen des particules d'environ  $1\ \mu\text{m}$  (figure D.2).

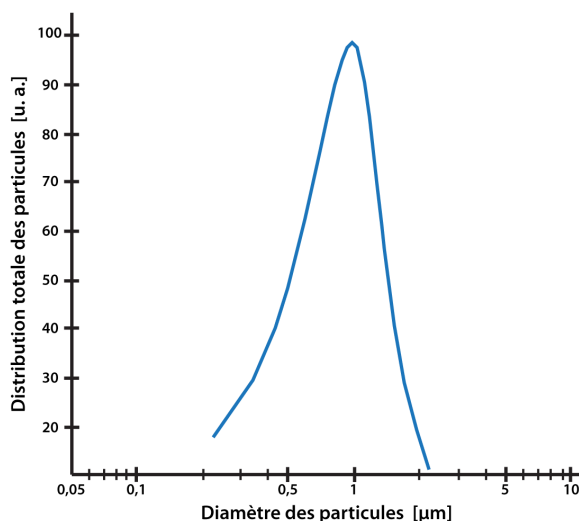


FIGURE D.2 – Fonction de distribution du diamètre des particules d'huile d'olive créé par le générateur Pivtec<sup>®</sup> série PivPart30 (source : documentation Pivtec).

### 1.3 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, les images de  $2048 \times 2048\ \text{pixels}^2$  sont divisées en zones d'interrogations de dimensions  $8 \times 8\ \text{pixels}^2$ . En utilisant une mire de papier millimétré, la taille de l'image est estimée à  $48 \times 48\ \text{mm}^2$ . Un paramètre important à régler lors des mesures PIV est le laps de temps entre les deux impulsions lasers consécutives. Généralement, le déplacement maximal d'une particule ne doit pas dépasser un quart de la fenêtre d'interrogation. Cela permet de respecter le critère de Nyquist qui assure un crénelage<sup>(1)</sup> (*aliasing*) minimal. Il est donc nécessaire d'estimer *a priori* 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 ( $\approx 0,2\ \text{mm}$ ), le temps entre les impulsions est fixé à environ  $5\ \mu\text{s}$  pour les mesures PIV de ce manuscrit.

(1). Sur une image, le crénelage est présent lorsqu'un objet représenté montre des bords en forme de « marches d'escalier ».

## 1.4 Traitement des images

Le traitement des images a pour but de détecter les déplacement des particules illuminées 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 D.3). 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 vitesse est aisément calculée, en connaissant le temps entre les deux images. L'incertitude sur la position du pic est ici d'un pixel. La section suivante se propose de détailler le traitement des images appliqué au cours de cette thèse.

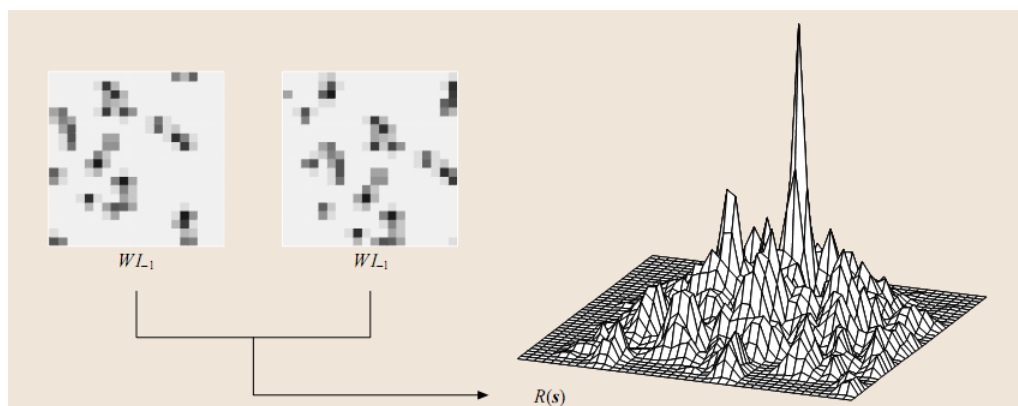


FIGURE D.3 – Schéma de principe de la détermination du déplacement le plus probable par inter-corrélation des niveaux de gris, d'après Tropea *et al.* [131].

## 2 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<sup>®</sup> 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  $64 \times 64$  pixels<sup>2</sup> à  $8 \times 8$  pixels<sup>2</sup>, ce qui permet d'obtenir une résolution finale d'environ 0,2 mm. 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.

Dans le cas de la mesure du vent ionique induit, la nappe laser vient impacter une surface assez brillante : le Kapton<sup>®</sup>. Sur les images PIV brutes, des réflexions au niveau de la surface de l'actionneur sont visibles. Ceci peut induire une saturation de certains pixels de la caméra CCD rendant ainsi impossible la détermination de la vitesse à proximité de la paroi. Pour minimiser ce phénomène, le niveau de gris moyen est enregistré dans l'air au repos (moyenne sur 210 images) et soustrait aux images PIV enregistrées lors d'une mesure (décharge en fonctionnement). Cela permet de mieux déterminer la vitesse sur les premiers points de mesure. De plus, deux tailles de fenêtre d'interrogation ont été testées :  $16 \times 16$  pixels<sup>2</sup> et  $8 \times 8$  pixels<sup>2</sup>. Comme les profils de vitesse ou les champs de vecteurs sont les mêmes quelque soit la taille des zones d'analyse (figure D.4(a)), les fenêtres de  $8 \times 8$  pixels<sup>2</sup> ont été choisies car elle permettent d'obtenir la meilleure résolution spatiale. Un lissage gaussien a également été appliqué et permet, dans certains cas, d'empêcher l'apparition de points incohérents ou de combler certaines zones d'analyse qui peuvent éventuellement être vides. Deux tailles de matrices de lissage ont été testées,  $3 \times 3$  pixels<sup>2</sup> et  $5 \times 5$  pixels<sup>2</sup>, mais elles ne présentent que peu de différences (figure D.4(b)).

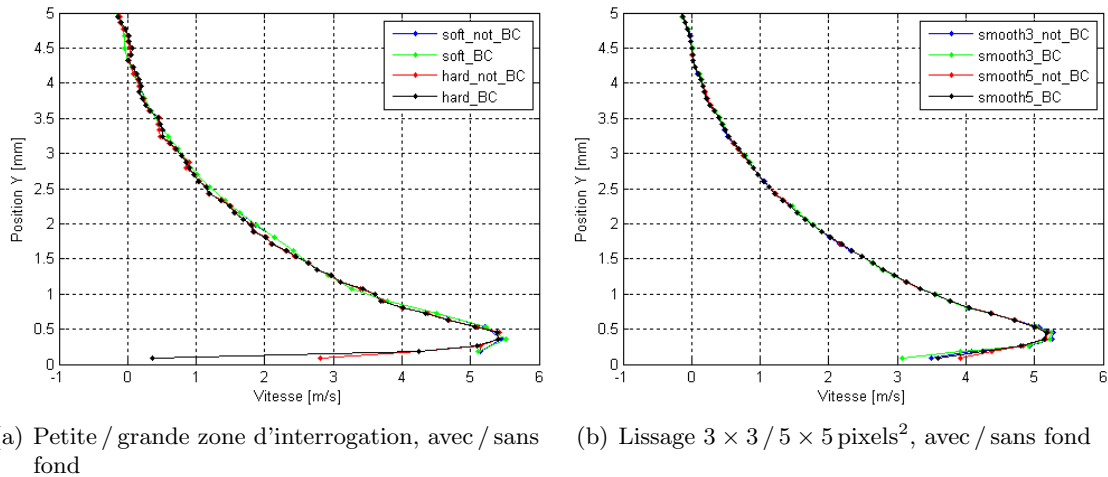


FIGURE D.4 – Différents traitements appliqués aux images PIV, position  $x = 6$  mm.

En définitive, le traitement appliqué dans ce manuscrit pour déterminer la vitesse prend en compte : la soustraction du niveau de gris moyen, des fenêtres d'interrogation de  $8 \times 8$  pixels<sup>2</sup>, un recouvrement de 50 % et un lissage gaussien par une matrice de  $3 \times 3$  pixels<sup>2</sup>. Cela permet de mieux résoudre les points à proximité de la paroi et d'obtenir un maximum de vitesse mieux défini sur les profils. En contre partie, la valeur de la vitesse est très légèrement sous-estimée (dû au lissage).



## Annexe E

# Compléments sur la mesure de vitesse par LDA

Cette annexe est dédiée à la présentation du principe de mesure de la vitesse par anémométrie laser Doppler, ainsi qu'aux caractéristiques des dispositifs LDA utilisés dans le cadre de cette thèse.

### 1 Principe de mesure

L'anémométrie laser Doppler, ou LDA, est une technique de mesure optique non intrusive et qui nécessite un ensemencement de l'écoulement. La LDA permet d'obtenir une information locale et temporelle de la vitesse d'un écoulement. Elle est basée sur l'enregistrement de la lumière émise par des particules d'ensemencement qui traversent un volume de mesure où sont présentes des franges de lumières créées par l'intersection de deux faisceaux lasers.

Historiquement, la mesure de vitesse par LDA ne nécessitait qu'un seul faisceau laser. Les particules qui passaient à travers ce faisceau diffusaient la lumière à une longueur d'onde différente de celle incidente, suivant leur vitesse et le sens de l'écoulement : l'effet Doppler-Fizeau était alors directement mesuré. Dans cette configuration, un décalage en fréquence était mesuré (l'effet Doppler) et la vitesse des particules pouvait ainsi être déterminée. Actuellement, les systèmes LDA utilisent deux faisceaux lasers pour créer des franges d'interférences au niveau de leur intersection. Dans ce cas-ci, on ne mesure plus un décalage en fréquence mais une modulation périodique de l'intensité lumineuse. Cependant le terme « fréquence Doppler » est conservé, en référence aux premières configurations des systèmes LDA.

Les différents faisceaux sont produits à partir d'un seul faisceau créé par un laser continu d'argon ionisé. Le faisceau est divisé en deux par son passage dans une cellule de Bragg (figure E.1) : une partie reste inchangée et l'autre voit sa fréquence modifiée de

40 MHz. Ce faisceau est dit « braggée ». Ce léger décalage<sup>(1)</sup> en fréquence permet, lors de l'intersection des faisceaux lasers (normal et braggé), de créer des franges d'interférences. En effet, pour que ces dernières existent, il faut une source de lumière monochromatique avec une cohérence temporelle suffisamment grande, ce qui est le cas avec un laser, mais aussi que l'un des faisceaux soit déphasé par rapport à l'autre. Le déphasage entre les faisceaux est réalisé dans la plupart des systèmes LDA à partir d'une cellule de Bragg. À la suite de cette cellule, un séparateur de couleur (prisme) permet de créer des faisceaux de différentes couleurs. Dans les systèmes LDA modernes, on privilégie les longueurs d'ondes suivantes : le violet à  $\lambda_{vi} = 476,5$  nm, le bleu à  $\lambda_b = 488,0$  nm et le vert à  $\lambda_v = 514,5$  nm. Chaque couleur permet ainsi de mesurer une composante particulière de la vitesse. Les faisceaux lasers (deux par couleur) sont ensuite transportés jusqu'à la sonde émettrice à travers une fibre optique. Dans les systèmes LDA utilisés pour les mesure présentées dans ce manuscrit, la sonde émettrice joue aussi le rôle de la sonde réceptrice.

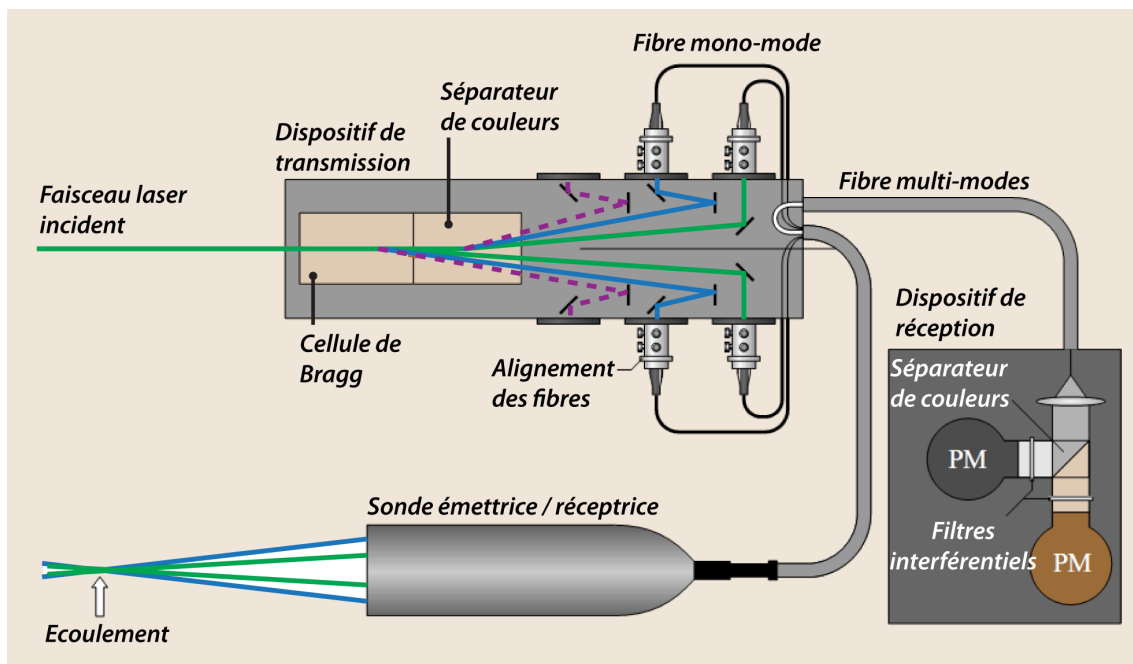


FIGURE E.1 – Dispositif classique de transmission et de réception d'un système LDA à deux composantes, d'après Tropea *et al.* [131].

La sonde émettrice permet de focaliser les différents faisceaux entre-eux en un même point : le volume de mesure. De par la nature de la lumière, des franges d'interférences vertes, bleues ou violettes sont créées (figure E.2). La taille du volume de mesure dépend principalement de la longueur d'onde de la lumière, de l'angle entre les faisceaux, de leur diamètre et de la focale de la sonde émettrice. Les volumes de mesure (un par couleur) ont une forme en ellipsoïde de révolution.

(1). La longueur d'onde du laser exprimée en fréquence vaut environ 100 THz.



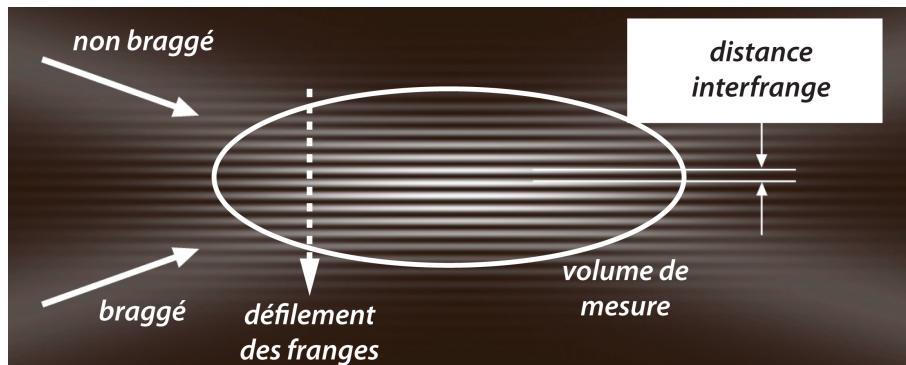


FIGURE E.2 – Réseau de franges d’interférences créé par l’intersection de deux faisceaux lasers, d’après Tropea *et al.* [131].

Lorsqu’une particule va passer dans le réseau de franges, elle va s’illuminer périodiquement du fait de l’alternance frange brillante-frange sombre-frange brillante. La lumière issue des particules est due à la diffusion de Mie et elle est collectée par une sonde réceptrice focalisée sur les volumes de mesure. La lumière est ensuite transportée par une fibre optique jusqu’à un photo-multiplicateur où elle est convertie en tension électrique. Cette tension présente alors, par moment, des variations rapides et périodiques de son amplitude : ce sont les bouffées Doppler (figure E.3). Elles correspondent aux passages de particules dans le volume de mesure. En déterminant la période du passage d’une particule dans le volume de mesure, on calcule, en connaissant la distance inter-franges, la vitesse de cette particule et donc celle de l’écoulement. Plus exactement, c’est la composante perpendiculaire aux franges qui est mesurée. Comme la détermination de la vitesse est directement liée au passage des particules, la fréquence d’acquisition n’est donc pas constante mais variable au cours d’un enregistrement. L’ordre de grandeur de la fréquence moyenne d’acquisition d’un système LDA est généralement de 10 kHz.

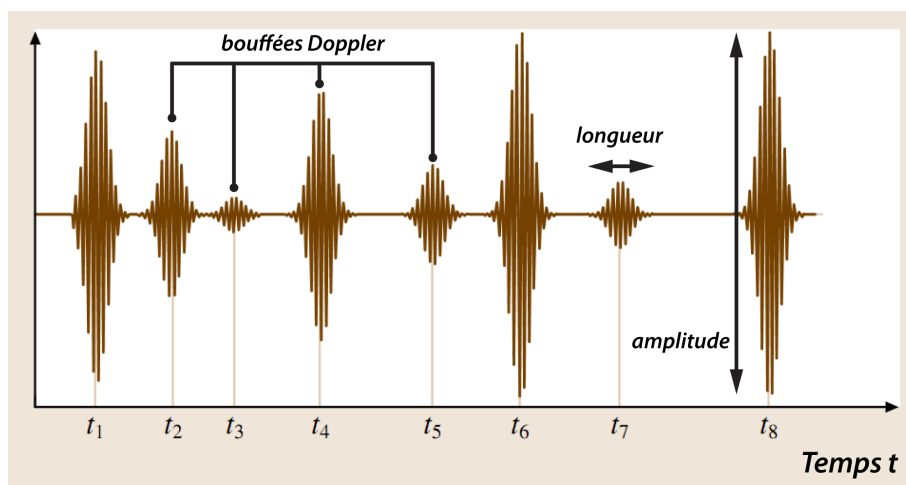


FIGURE E.3 – Arrivée irrégulière des bouffées Doppler, d’après Tropea *et al.* [131].

Pour déterminer le sens de déplacement des particules, on fait défiler le réseau de frange à une fréquence définie par l'utilisateur (proche de 40 MHz). Cette fréquence doit être impérativement supérieure à la vitesse maximale mesurable. On doit donc estimer la vitesse de l'écoulement *a priori*. Ce défilement des franges, du faisceau normal vers le faisceau braggé, va jouer sur la période de chaque bouffée Doppler. Pour une vitesse nulle, la période de la bouffée est celle de la fréquence de défilement. Dans une configuration classique, les faisceaux lasers sont orientés pour que le défilement des franges soit dans le sens positif de l'écoulement. Ainsi, pour une vitesse « négative », le mouvement de la particule va s'« opposer » au sens de défilement des franges et la période de la bouffée Doppler sera alors inférieure à la période de défilement ce qui permettra de déduire le sens de l'écoulement. À l'inverse, pour une vitesse positive la période des bouffées sera augmentée.

Les signaux de tensions sont ensuite traités pour n'isoler que les bouffées Doppler suffisamment bien résolues. Dans ce cas, la durée de la bouffée et son amplitude sont des caractéristiques importantes, notamment dans le rapport signal sur bruit.

## 2 Paramètres des systèmes LDA utilisés

### 2.1 Configuration LDA-2C

La configuration LDA-2C permet de mesurer deux composantes de la vitesse. Un système LDA de marque Dantec Dynamics<sup>®</sup>, série BSA 51N, est utilisé. La source de lumière est réalisée avec un laser continu d'argon ionisé de marque Spectra-Physics<sup>®</sup>, série 2000, d'une puissance de 15 W. Pour ce système, une seule sonde, de 500 mm de focale, est utilisée : elle joue à la fois le rôle de sonde émettrice et réceptrice. L'axe de visée de la sonde est orienté de 8° par rapport à l'horizontale pour permettre d'approcher au plus près la paroi. Deux volumes de mesure sont présents au niveau de l'intersection des quatre faisceaux (2 verts et 2 bleus). Les dimensions du volume de mesure bleus sont de  $77 \times 76 \times 1100 \mu\text{m}^3$  et de  $81 \times 80 \times 1080 \mu\text{m}^3$  pour le vert. Le contrôle du dispositif LDA et l'affichage des informations et de la vitesse se fait à partir du logiciel BSA Flow Software de Dantec.

### 2.2 La configuration LDA-3C

Le système LDA-3C permet de mesurer les trois composantes de la vitesse. Pour cela, un système TSI<sup>®</sup>, composé entre autres d'un photo-multiplicateur (modèle PDM 1000) et d'un analyseur (modèle FSA 4000), est utilisé. Le laser permettant de créer les faisceaux est identique à celui utilisé pour la configuration LDA-2C. Pour mesurer les trois composantes de la vitesse, deux sondes (TR 60 Series, focale de 363 mm) ont été nécessaires. La première permet de focaliser les faisceaux verts et bleus et joue aussi le rôle de sonde réceptrice. La seconde permet de créer le troisième volume de mesure (violet) au niveau des deux précédents. L'acquisition des signaux se fait par l'intermédiaire du logiciel FlowSizer de TSI.

Comme deux sondes sont utilisées, il est nécessaire de s'assurer de l'alignement des différents volumes de mesure pour mesurer les trois composantes de la vitesse au même endroit. Pour contrôler l'alignement, on fait passer les différents faisceaux dans un « trou d'aiguille » (ou *pinhole*). Ce dispositif de contrôle est constitué d'une ouverture circulaire de très faible diamètre. Étant donné les caractéristiques des faisceaux lasers, si ces derniers sont alignés correctement, des taches d'Airy vont se former sur un écran placé derrière ce dispositif. Si tous les faisceaux sont parfaitement alignés entre eux, la figure obtenue sur l'écran doit représenter quatre séries de cercles concentriques (faisceaux verts et bleus) qui forment une croix et deux séries de cercles concentriques (faisceaux violets) alignées avec un axe de la croix (figure E.4). L'alignement des volumes de mesure a ainsi été vérifié tous les jours pendant la campagne de mesure réalisée avec le système LDA-3C.

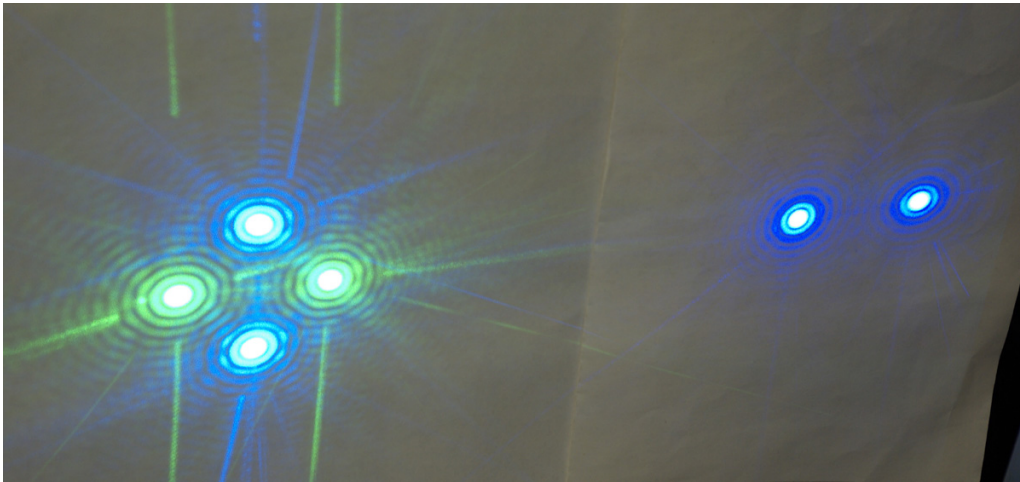


FIGURE E.4 – Contrôle de l'alignement des trois volumes de mesure.

### 2.3 Position des volumes de mesure

Dans le cas de la configuration LDA-2C, l'actionneur est placé dans une enceinte et reste fixe au cours des mesures. C'est la sonde, reliée à un système de déplacement (robot motorisé) qui se déplace.

Pour le système LDA-3C, comme il est impératif de conserver un alignement des volumes de mesure, les deux sondes sont fixées sur un même rail et restent alors immobiles au cours des mesures. Dans cette configuration, c'est l'actionneur qui se déplace puisqu'il est positionné sur un support relié à un robot motorisé.

Quelle que soit la configuration de mesure, un dispositif utilisant une longue vue et une webcam (Logitech QuickCam<sup>®</sup> Pro 9000) permet de vérifier la position où se situe le volume de mesure par rapport à la géométrie d'actionneur plasma étudiée (figure E.5). Par déplacements itératifs, la position de l'origine peut ainsi être trouvée.



FIGURE E.5 – Contrôle de la position du volume de mesure.

# Bibliographie

- [1] [http://fr.wikipedia.org/wiki/Physique\\_des\\_plasmas](http://fr.wikipedia.org/wiki/Physique_des_plasmas).
- [2] T. ABE, Y. TAKIZAWA, S. SATO et N. KIMURA : A parametric experimental study for momentum transfer by plasma actuator. *Dans 45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, AIAA Paper 2007-187, Reno, Nevada, Jan. 8-11, 2007.*
- [3] S. R. AHMED, G. RAMM et G. FAITIN : Some salient features of the time-averaged ground vehicle wake. *SAE, SAE-TP-840300, 1984.*
- [4] K. ALLEGRAUD : *Décharge à Barrière Diélectrique de Surface : Physique et procédé.* Thèse de doctorat, École Polytechnique, 2008.
- [5] K. ALLEGRAUD, O. GUAITELLA et A. ROUSSEAU : Spatio-temporal breakdown in surface DBDs : Evidence of collective effect. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 40:7698, 2007.
- [6] J. D. ANDERSON JR. : Ludwig Prandtl's Boundary Layer. *Physics Today*, 58(12):42–48, 2005.
- [7] D. ANNE-ARCHARD, D. du COLOMBIER, H. BOISSON et V. HERBERT : Analyse des enduits de visualisation pariétale utilisés en aérodynamique. *Dans 41ème Colloque National du Groupe Français de Rhéologie, Cherbourg, FRANCE, 18-20 Octobre 2006.*
- [8] P. AUDIER, R. JOUSSOT, D. HONG, H. RABAT et A. LEROY-CHESNEAU : Contribution à la caractérisation d'une décharge à barrière diélectrique surfacique par imagerie ICCD. *Dans 11ème Congrès de la Division Plasmas de la Société Française de Physique, Talence, France, Mai 2010.*
- [9] N. BALCON, N. BÉNARD, P. BRAUD, A. MIZUNO, G. TOUCHARD et E. MOREAU : Prospects of airflow control by a gliding arc in a static magnetic field. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 41:205204, 2008.
- [10] N. BALCON, N. BÉNARD, Y. LAGMICH, J.B. BOEUF, G. TOUCHARD et 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.
- [11] A. BEJAN et A. D. KRAUS : *Heat transfer handbook.* Wiley-Interscience, 2003.
- [12] N. BÉNARD, J. JOLIBOIS, M. FORTE, G. TOUCHARD et E. MOREAU : Control of an axisymmetric subsonic air jet by plasma actuator. *Exp. Fluids*, 43(4):603–616, 2007.
- [13] N. BÉNARD, J. JOLIBOIS, E. MOREAU, R. SOSA, G. ARTANA et G. TOUCHARD : Aerodynamic plasma actuators : A directional micro-jet device. *Thin Solid Films*, 516(19):6660–6667, 2008.

- [14] N. BÉNARD, A. MIZUNO et E. MOREAU : A large-scale multiple dielectric barrier discharge actuator based on an innovative three-electrode design. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 42:235204, 2009.
- [15] N. BÉNARD et E. MOREAU : Capabilities of the dielectric barrier discharge plasma actuator for multi-frequency excitations. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 43:145201, 2010.
- [16] N. BÉNARD, E. MOREAU, J. GRIFFIN et L. N. Cattafesta III : Slope seeking for autonomous lift improvement by plasma surface discharge. *Exp. Fluids*, 48(5):791–808, 2010.
- [17] P. BÉRARD : *Étude du vent ionique produit par décharge couronne à pression atmosphérique pour le contrôle d'écoulement aérodynamique*. Thèse de doctorat, École Centrale Paris, 2008.
- [18] H. BLASIUS : The boundary layers in fluids with little friction. *NACA Technical Memorandum*, 1256:57 pp, 1950.
- [19] J. P. BOEUF et L. C. PITCHFORD : Electrohydrodynamic force and aerodynamic flow acceleration in surface dielectric barrier discharge. *J. Appl. Phys.*, 97(10):103307, 2005.
- [20] M. BOLITHO et J. D. JACOB : Use of aggregate plasma synthetic jet actuators for flow control. *Dans 45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, AIAA Paper-0637, Reno, Nevada, Jan. 8-11, 2007*.
- [21] C. A. BORCHI, M. R. CARRARO et A. CRISTOFOLINI : Plasma and flow characterization in a flat panel one atmosphere uniform barrier discharge. *Dans 36th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference, AIAA-2005-5307, Toronto, Ontario, June 6-9, 2005*.
- [22] C. A. BORCHI, A. CRISTOFOLINI, C. LATINI, G. NERETTI, A. GURIOLI et R. PERTILE : Experimental Results in DBD Plasma Actuators for Airflow Control. *Dans 41st Plasmadynamics and Lasers Conference, AIAA-2010-4763, Chicago, Illinois, June 28-1, 2010*.
- [23] V. BOUCINHA : *Étude de l'écoulement induit par une décharge à barrière diélectrique surfacique - Contribution au contrôle des écoulements subsoniques par actionneurs plasmas*. Thèse de doctorat, Université d'Orléans, 2009.
- [24] V. BOUCINHA, R. JOUSSOT, P. MAGNIER, B. DONG, R. WEBER, A. LEROY-CHESNEAU et D. HONG : Characterization of the ionic wind produced by a DBD actuator designed to control the laminar-to-turbulent transition. *Dans 4th Flow Control Conference, AIAA-2008-4210, Seattle, Washington, June 23-26, 2008*.
- [25] J. L. BOULAY et S. LARIGALDIE : Comparison between long air-gap breakdowns, gliding surface discharges and lightning leaders. *ONERA - Tiré à part*, 1984-52:10, 1984.
- [26] G. L. BROWN et A. ROSHKO : On density effects and large structure in turbulent mixing layers. *J. Fluid Mech.*, 64(04):775–816, 1974.
- [27] M. H. BUSCHMANN et M. GAD-EL-HAK : Debate concerning the mean-velocity profile of a turbulent boundary layer. *AIAA journal*, 41(4):565–572, 2003.

- 
- [28] D. CARUANA, P. BARRICAU, P. HARDY, J. P. CAMBRONNE et A. BELINGER : The "Plasma Synthetic Jet" Actuator. Aero-thermodynamic Characterization and first Flow Control Applications. *Dans 47th AIAA Aerospace Sciences Meeting including The New Horizons Forum and Aerospace Exposition, AIAA-2009-1307, Orlando, Florida, Jan. 5-8, 2009.*
- [29] S. CELESTIN, G. CANES-BOUSSARD, O. GUAITELLA, A. BOURDON et A. ROUSSEAU : Influence of the charges deposition on the spatio-temporal self-organization of streamers in a DBD. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 41:205214, 2008.
- [30] COLLECTIF : *Lexique des règles typographiques en usage à l'Imprimerie Nationale.* Imprimerie Nationale, troisième édition, 2002.
- [31] T. C. CORKE, M. L. POST et D. M. ORLOV : Single dielectric barrier discharge plasma enhanced aerodynamics : Physics, modeling and applications. *Exp. Fluids*, 46(1):1–26, 2009.
- [32] C. COSSU : Retarder la transition vers la turbulence. *Techniques de l'Ingénieur*, RE85, 2007.
- [33] J. L. DELCROIX et A. BERS : *Physique des Plasmas, Vol. 1 et 2.* CNRS Edition, Paris, 1994.
- [34] J. DÉLERY : Introduction à la topologie des écoulements d'arrière-corps. *ONERA - Tiré à part*, TP 2000-43, 2000.
- [35] B. DONG : *Étude et caractérisation de plasmas destinés au contrôle actif d'écoulements gazeux subsoniques.* Thèse de doctorat, Université d'Orléans, 2008.
- [36] B. DONG, J-M. BAUCHIRE, J-M. POUVESLE, P. MAGNIER et D. HONG : Experimental study of a DBD surface discharge for the active control of subsonic airflow. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 41:155201, 2008.
- [37] B. ELIASSON et U. KOGELSCHATZ : Modeling and applications of silent discharge plasmas. *Plasma Science, IEEE Transactions on*, 19(2):309–323, 2002.
- [38] H. W. EMMONS : The laminar-turbulent transition in a boundary layer-Part I. *AIAA Journal*, 41(7-Supp-A):172–180, 2003.
- [39] C. L. ENLOE, M. G. MCHARG et T. E. MCLAUGHLIN : Time-correlated force production measurements of the dielectric barrier discharge plasma aerodynamic actuator. *Journal of Applied Physics*, 103:073302, 2008.
- [40] C. L. ENLOE, T. E. MCLAUGHLIN, J. W. GREGORY, R. A. MEDINA et W. S. MILLER : Surface potential and electric field structure in the aerodynamic plasma actuator. *Dans 46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, AIAA-2008-1103, Reno, Nevada, Jan. 7-10, 2008.*
- [41] C. L. ENLOE, T. E. MCLAUGHLIN, R. D. VANDYKEN, K. D. KACHNER, E. J. JUMPER et T. C. CORKE : Mechanisms and responses of a single dielectric barrier plasma actuator. *Dans 41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, AIAA-2003-1021, Reno, Nevada, Jan. 6-9, 2003.*
- [42] C. L. ENLOE, T. E. MCLAUGHLIN, R. D. VANDYKEN, K. D. KACHNER, E. J. JUMPER et T. C. CORKE : Mechanisms and responses of a single dielectric barrier plasma actuator : Plasma morphology. *AIAA journal*, 42(3):589–594, 2004.

- [43] C. L. ENLOE, T. E. McLAUGHLIN, R. D. VANDYKEN, K. D. KACHNER, E. J. JUMPER, T. C. CORKE, M. POST et O. HADDAD : Mechanisms and responses of a single dielectric barrier plasma actuator : Geometric effects. *AIAA journal*, 42(3):595–604, 2004.
- [44] M. FORTE, J. JOLIBOIS, F. BAUDOIN, E. MOREAU, G. TOUCHARD et M. CAZALENS : Optimization of a Dielectric Barrier Discharge actuator and non-stationary measurements of the induced flow velocity—Application to airflow control. *Dans 3rd AIAA Flow Control Conference, AIAA-2006-2863, San Francisco, California, June 5-8, 2006*.
- [45] M. FORTE, J. JOLIBOIS, J. PONS, E. MOREAU, G. TOUCHARD et M. CAZALENS : Optimization of a dielectric barrier discharge actuator by stationary and non-stationary measurements of the induced flow velocity : Application to airflow control. *Exp. Fluids*, 43(6):917–928, 2007.
- [46] M. FORTE, L. LEGER, J. PONS, E. MOREAU et G. TOUCHARD : Plasma actuators for airflow control : measurement of the non-stationary induced flow velocity. *Journal of Electrostatics*, 63(6-10):929–936, 2005.
- [47] A. FRIDMAN : *Plasma chemistry*. Cambridge University Press, 2008.
- [48] M. GAD-EL-HAK : *Flow control : Passive, active, and reactive flow management*. Cambridge University Press, 2000.
- [49] S. T. GAJUSINGH et M. H. SIDDIQUI : The influence of wall heating on the flow structure in the near-wall region. *Int. J. Heat Fluid Flow*, 29(4):903–915, 2008.
- [50] K. R. GROSSMAN, B. Z. CYBYK et D. M. VANWIE : SparkJet actuators for flow control. *Dans 41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, AIAA-2003-57, Reno, Nevada, Jan. 6-9, 2003*.
- [51] S. GRUNDMANN : *Transition Control using Dielectric Barrier Discharge Actuators*. Thèse de doctorat, Technischen Universität Darmstadt, 2008.
- [52] S. GRUNDMANN et C. TROPEA : Experimental transition delay using glow-discharge plasma actuators. *Exp. Fluids*, 42(4):653–657, 2007.
- [53] S. GRUNDMANN et C. TROPEA : Active cancellation of artificially introduced Tollmien–Schlichting waves using plasma actuators. *Exp. Fluids*, 44(5):795–806, 2008.
- [54] S. GRUNDMANN et C. TROPEA : Experimental damping of boundary-layer oscillations using DBD plasma actuators. *Int. J. Heat Fluid Flow*, 30(3):394–402, 2009.
- [55] O. GUAITELLA : *Nature de la synergie plasma-photocatalyseur pour la destruction d'un composé organique volatil type : l'acétylène*. Thèse de doctorat, École Polytechnique, 2006.
- [56] R. E. HANSON, P. LAVOIE, A. M. NAGUIB et J. F. MORRISON : Transient growth instability cancelation by a plasma actuator array. *Exp. Fluids*, 49(6):1339–1348, 2010.
- [57] P. HARDY, P. BARRICAU, A. BELINGER, D. CARUANA, J. P. CAMBRONNE et C. GLEYZES : Plasma synthetic jet for flow control. *Dans 40th Fluid Dynamics Conference and Exhibit, AIAA-2010-5103, Chicago, Illinois, June 28-1, 2010*.



- 
- [58] J. N. HEFNER : Dragging down fuel costs. *Aerosp. Am.*, 26, 1988.
- [59] A. R. HOSKINSON et N. HERSHKOWITZ : Differences between dielectric barrier discharge plasma actuators with cylindrical and rectangular exposed electrodes. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 43:065205, 2010.
- [60] A. R. HOSKINSON, N. HERSHKOWITZ et D. E. ASHPIS : Force measurements of single and double barrier DBD plasma actuators in quiescent air. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 41:245209, 2008.
- [61] A. R. HOSKINSON, L. OKSUZ et N. HERSHKOWITZ : Microdischarge propagation and expansion in a surface dielectric barrier discharge. *Appl. Phys. Lett.*, 93(22):221501, 2009.
- [62] M. O. IQBAL, A. KOZLOV, D. SCHATZMAN, H. OTHMAN, F. THOMAS et T. CORKE : Parametric Optimization of Single Dielectric Barrier Discharge (SDBD) Plasma Actuators. *Dans APS Meeting Abstracts*, 2006.
- [63] J. JOLIBOIS : *Étude et développement d'un actionneur plasma à décharge à barrière diélectrique : application au contrôle d'écoulement sur profil d'aile*. Thèse de doctorat, Université de Poitiers, 2008.
- [64] T. JUKES et K. S. CHOI : Active control of a cylinder wake using surface plasma. *Dans IUTAM Symposium on Unsteady Separated Flows and their Control*, Corfu, Grèce, Juin 2007.
- [65] T. N. JUKES, K. S. CHOI, T. SEGAWA et H. YOSHIDA : Jet flow induced by a surface plasma actuator. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part I : Journal of Systems and Control Engineering*, 222(5):347–356, 2008.
- [66] P. S. KLEBANOFF et K. D. TIDSTROM : Mechanism by Which a Two-Dimensional Roughness Element Induces Boundary-Layer Transition. *Physics of Fluids*, 15(7):1173–1188, 1972.
- [67] B. G. B. KLINGMANN, A. V. BOIKO, K. J. A. WESTIN, V. V. KOZLOV et P. H. ALFREDSSON : Experiments on the stability of Tollmien-Schlichting waves. *European Journal of Mechanics. B, Fluids*, 12(4):493–514, 1993.
- [68] U. KOGELSCHATZ : Dielectric-barrier discharges : Their history, discharge physics, and industrial applications. *Plasma Chem. Plasma Process.*, 23(1):1–46, 2003.
- [69] J.D. KRAUS : *Electromagnetics - 3rd Edition*. McGraw-Hill, 1984.
- [70] Y. LAGMICH, T. CALLEGARI, L. C. PITCHFORD et J. P. BOEUF : Model description of surface dielectric barrier discharges for flow control. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 41:095205, 2008.
- [71] I. LANGMUIR : Oscillations in ionized gases. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, 14(8):627, 1928.
- [72] 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.
- [73] J.C. LAURENTIE, J. JOLIBOIS et E. MOREAU : Surface dielectric barrier discharge : Effect of encapsulation of the grounded electrode on the electromechanical characteristics of the plasma actuator. *Journal of Electrostatics*, 67(2-3):93–98, 2009.

- [74] C. O. LAUX, T. G. SPENCE, C. H. KRUGER et R. N. ZARE : Optical diagnostics of atmospheric pressure air plasmas. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 12:125, 2003.
- [75] E. S. LEE et C. M. FOUST : Measurement of Surge Voltages on Transmission Lines Due to Lightning. *General Electric Review*, 30(3):135–145, 1927.
- [76] L. LÉGER : *Contrôle actif d'un écoulement d'air par un plasma froid surfacique*. Thèse de doctorat, Université de Poitiers, 2003.
- [77] S. B. LEONOV, D. A. YARANTSEV, V. G. GROMOV et A. P. KURIACHY : Mechanisms of flow control by near-surface electrical discharge generation. *Dans 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, AIAA-2005-780, Reno, Nevada, Jan. 10-13, 2005*.
- [78] G. C. LICHTENBERG : Nova Methodo Naturam Ac Motum Fluidi Electriciti Investigandi. *Novi Commentarii Societatis Regiae Scientiarum Gottingensis*, 8:168–180, 1777.
- [79] M. A. LIEBERMAN : "Plasma" and "Sheaths"—The Discharge Science of Irving Langmuir. *Bulletin of the American Physical Society*, 2005.
- [80] A. V. LIKHANSKII, M. N. SHNEIDER, S. O. MACHERET et R. B. MILES : Modeling of dielectric barrier discharge plasma actuator in air. *J. Appl. Phys.*, 103:053305, 2008.
- [81] C. LOUSTE, G. ARTANA, E. MOREAU et G. TOUCHARD : Sliding discharge in air at atmospheric pressure : Electrical properties. *Journal of Electrostatics*, 63(6–10):615–620, 2005.
- [82] H. LUDWIG et W. TILLMANN : Investigations of the wall shearing stress in turbulent boundary layers. *NACA Technical Memorandum*, 1285:1–25, 1950.
- [83] P. MAGNIER : *Étude expérimentale du contrôle d'écoulements aérodynamiques sub-soniques par action de plasmas froids surfaciques à pression atmosphérique*. Thèse de doctorat, Université d'Orléans, 2007.
- [84] P. MAGNIER, V. BOUCINHA, B. DONG, R. WEBER, A. LEROY-CHESNEAU et D. HONG : Experimental Study of the Flow Induced by a Sinusoidal Dielectric Barrier Discharge Actuator and Its Effects on a Flat Plate Natural Boundary Layer. *J. Fluids Eng.*, 131(1):011203, 2009.
- [85] M. MATSUBARA et P. H. ALFREDSSON : Disturbance growth in boundary layers subjected to free-stream turbulence. *J. Fluid Mech.*, 430:149–168, 2001.
- [86] R. E. MAYLE : A theory for predicting the turbulent-spot production rate. *Journal of Turbomachinery*, 121:588, 1999.
- [87] F. H. MERRILL et A. Von HIPPEL : The atomphysical interpretation of Lichtenberg figures and their application to the study of gas discharge phenomena. *J. Appl. Phys.*, 10:873, 1939.
- [88] A. MONOKROUSOS, L. BRANDT, P. SCHLATTER et D. S. HENNINGSON : DNS and LES of estimation and control of transition in boundary layers subject to free-stream turbulence. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 29(3):841–855, 2008.
- [89] E. MOREAU : Airflow control by non-thermal plasma actuators. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 40:605, 2007.

- 
- [90] E. ODIC, A. GOLDMAN, M. GOLDMAN, M. DHAINAUT et R. DUSSART : Current distribution of AC surface discharges and associated chemistry. *Journal of Electrostatics*, 64(7-9):477–484, 2006.
- [91] H. OERTEL : *Prandtl's essentials of fluid mechanics - 3rd Edition*. Springer Verlag, 2010.
- [92] D. F. OPAITS, M. N. SHNEIDER, R. B. MILES, A. V. LIKHANSKII et S. O. MACHETRET : Surface charge in dielectric barrier discharge plasma actuators. *Physics of Plasmas*, 15(7):073505, 2008.
- [93] D. PAJANI : Thermographie : principes et mesure. *Techniques de l'Ingénieur*, R2740, 2001.
- [94] D. R. PITTS et L. E. SISSOM : *Schaum's Outline of Heat Transfer*. McGraw-Hill Companies, 1998.
- [95] J. PONS, E. MOREAU et G. TOUCHARD : Asymmetric surface dielectric barrier discharge in air at atmospheric pressure : Electrical properties and induced airflow characteristics. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 38:3635, 2005.
- [96] C. PORTER, A. ABBAS, K. COHEN, T. MCCLAUGHLIN et C. L. ENLOE : Spatially Distributed Forcing and Jet Vectoring with a Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuator. *Dans 46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, AIAA-2008-1374, Reno, Nevada, Jan. 7-10, 2008*.
- [97] C. PORTER, T. MCCLAUGHLIN, C. L. ENLOE, G. FONT, J. RONEY et J. BAUGHN : Boundary layer control using a dbd plasma actuator. *Dans 45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, AIAA-2007-786, Reno, Nevada, Jan. 8-11, 2007*.
- [98] L. PRANDTL : Motion of fluids with very little viscosity. *NACA Technical Memorandum*, 452:17 pp, 1928.
- [99] L. PRANDTL et A. BETZ : Ergebnisse der Aero dynamischen Versuchsanstalt zu Gottingen. *Munchen und Berlin*, 1927.
- [100] G. PUJALS, S. DEPARDON et C. COSSU : Drag reduction of a 3D bluff body using coherent streamwise streaks. *Exp. Fluids*, 49(5):1–10, 2010.
- [101] H. RABAT, V. CAILLAUD, R. JOUSSOT, J-M. BAUCHIRE et D. HONG : Investigation of positive discharge patterns of a flexible plasma actuator using an ICCD camera. *Dans Aerospace Thematic Workshop on Fundamentals of Aerodynamics-Flow and Combustion Control by Plasmas*, Les Houches, France, Octobre 2009.
- [102] M. RAFFEL, C. WILLERT, S. T. WERELEY et J. KOMPENHANS : *Particle Image Velocimetry. A Practical Guide - 2nd Edition*. Springer Verlag, 2007.
- [103] Y. P. RAIZER : *Gas discharge physics*. Springer Verlag, Berlin, 1991.
- [104] 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.
- [105] M. ROBINSON : Movement of air in the electric wind of the corona discharge. *AIEE Winter General Meeting, New-York, USA*, 1961.

- [106] J. R. ROTH : *Industrial Plasma Engineering : Applications to Nonthermal Plasma Processing, Vol. 2*. Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 2001.
- [107] J. R. ROTH : Aerodynamic flow acceleration using paraelectric and peristaltic electrohydrodynamic effects of a One Atmosphere Uniform Glow Discharge Plasma. *Physics of Plasmas*, 10:2117, 2003.
- [108] J. R. ROTH, D. M. SHERMAN et S. P. WILKINSON : Electrohydrodynamic flow control with a glow-discharge surface plasma. *AIAA journal*, 38(7):1166–1172, 2000.
- [109] J. R. ROTH, D. M. SHERMAN et S. P. WILKINSON : Boundary layer flow control with a one atmosphere uniform glow discharge surface plasma. *Dans Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, AIAA-1998-328, 36th, Reno, NV, Jan. 12-15, 1998*.
- [110] J. R. ROTH, P. P. TSAI, C. LIU, M. LAROSSI et P. D. SPENCE : *One atmosphere, uniform glow discharge plasma*, 9 May 1995. US Patent 5,414,324.
- [111] S. ROY et C. C. WANG : Bulk flow modification with horseshoe and serpentine plasma actuators. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 42:032004, 2009.
- [112] A. SANTHANAKRISHNAN et J. D. JACOB : Flow control with plasma synthetic jet actuators. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 40:637, 2007.
- [113] A. SANTHANAKRISHNAN, J. D. JACOB et Y. B. SUZEN : Flow control using plasma actuators and linear/annular plasma synthetic jet actuators. *Dans 3rd AIAA Flow Control Conference, AIAA-2006-3033, San Francisco, California, June 5-8, 2006*.
- [114] A. SANTHANAKRISHNAN, D. A. REASOR JR. et R. P. LEBEAU JR. : Characterization of linear plasma synthetic jet actuators in an initially quiescent medium. *Physics of Fluids*, 21:043602, 2009.
- [115] J. A. SCHETZ : *Boundary Layer Analysis*. Prentice Hall, 1983.
- [116] H. SCHLICHTING et K. GERSTEN : *Boundary-layer theory*. Springer Verlag, 2000.
- [117] G. B. SCHUBAUER et P. S. KLEBANOFF : Contributions on the mechanics of boundary layer transition. *NACA Technical Note*, 3489:299–315, 1955.
- [118] G. B. SCHUBAUER et H. K. SKRAMSTAD : Laminar-boundary-layer oscillations and transition on a flat plate. *NACA Technical Report*, 909:31 pp, 1948.
- [119] T. SEGAWA, H. FURUTANI, H. YOSHIDA, T. JUKES et K. CHOI : Wall normal jet under elevated temperatures produced by surface plasma actuator. *Dans 45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, AIAA-2007-784, Reno, Nevada, Jan. 8-11, 2007*.
- [120] A. SEIFERT, T. BACHAR, D. KOSS, M. SHEPSHELOVICH et I. WYGNANSKI : Oscillatory blowing : A tool to delay boundary-layer separation. *AIAA journal*, 31(11):2052–2060, 1993.
- [121] A. SÉRAUDIE, E. AUBERT, N. NAUDÉ et J. P. CAMBRONNE : Effect of plasma actuators on a flat plate laminar boundary layer in subsonic conditions. *Dans 3rd AIAA Flow Control Conference, AIAA-2006-3350, San Francisco, California, June 5-8, 2006*.
- [122] B. L. SMITH et A. GLEZER : The formation and evolution of synthetic jets. *Physics of fluids*, 10(9):2281, 1998.

- 
- [123] F. SOETOMO : The influence of high voltage discharge on flat plate drag at low Reynolds number air flow. Mémoire de D.E.A., Iowa State University, 1992.
- [124] K. H. SOHN et E. RESHOTKO : Experimental study of boundary layer transition with elevated freestream turbulence on a heated flat plate. *NASA Contractor Report*, 187068, 1991.
- [125] A. D. STAICU, W. W. WATER et G. J. F. HEIJST : *Intermittency in turbulence*. Technische Universiteit Eindhoven, 2002.
- [126] S. A. STANFIELD : *A spectroscopic investigation of a surface-discharge-mode, dielectric barrier discharge*. Thèse de doctorat, Wright State University, 2009.
- [127] Y. TAKIZAWA, A. MATSUDA, K. KIKUCHI, A. SASOH et T. ABE : Optical Observation of Discharge Plasma Structure in DBD Plasma Actuator. *Dans 38th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference, AIAA-2007-4376, Miami, Florida, June 25-28, 2007*.
- [128] F. THOMAS, T. CORKE, M. IQBAL, A. KOZLOV et D. SCHATZMAN : Optimization of Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuators for Active Aerodynamic Flow Control. *AIAA Journal*, 47(9):2169–2178, 2009.
- [129] E. TOCQUE et C. TRAVERS : Pétrole. *Techniques de l'ingénieur. Génie énergétique*, BE8520, 2010.
- [130] M. TOEPLER : Zur Kenntnis der Gesetze der Gleitfunkenbildung. *Annalen der Physik*, 326(12):193–222, 1906.
- [131] C. TROPEA, A. L. YARIN et J. F. FOSS : *Springer Handbook of Experimental Fluid Mechanics*. Springer Verlag, 2007.
- [132] R. VAN DYKEN, T. E. MCCLAUGHLIN et C. L. ENLOE : Parametric investigations of a single dielectric barrier plasma actuator. *Dans 42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, AIAA-2004-846, Reno, Nevada, Jan. 5-8, 2004*.
- [133] H. VELKOFF et J. KETCHAM : Effect of an electrostatic field on boundary layer transition. *AIAA Journal*, 6(7):1381–1383, 1968.
- [134] C. C. WANG et S. ROY : Flow shaping using three-dimensional microscale gas discharge. *Appl. Phys. Lett.*, 95(8):081501, 2009.



« *We have to go back!* »

Jack Shephard (1969 - 2007)





## ÉTUDE, CARACTÉRISATION ET AMÉLIORATION D'UN ACTIONNEUR PLASMA - APPLICATION AU CONTRÔLE DE LA TRANSITION D'UNE COUCHE LIMITE DE BLASIUS

### Résumé :

Le contrôle actif d'écoulement est une voie envisagée actuellement pour améliorer les caractéristiques aérodynamiques des véhicules aériens ou terrestres. La diminution de la traînée (force opposée au mouvement) est notamment visée, ce qui permettrait de baisser la consommation en énergie entraînant ainsi une réduction des émissions polluantes. Depuis une dizaine d'années, les actionneurs plasmas sont utilisés comme dispositifs de contrôle. À Orléans, ils sont basés sur l'utilisation d'une décharge à barrière diélectrique créant à sa surface un plasma qui induit un écoulement de quelques  $\text{km}\cdot\text{h}^{-1}$  : le vent ionique. L'actionneur plasma est caractérisé avec l'étude des différents régimes de décharge. Celui où des arcs énergétiques apparaissent est analysé. La température de surface de l'actionneur est également étudiée en fonction de plusieurs paramètres. Elle reste inférieure à  $100\text{ }^\circ\text{C}$ , ce qui confirme que les effets des actionneurs plasmas sur un écoulement ne sont dus qu'au vent ionique. Une caractérisation du vent ionique permet aussi de confirmer le lien entre le vent ionique et l'extension du plasma : deux phases distinctes existent, pendant lesquelles il est créé. Le contrôle de la transition d'une couche limite de Blasius est effectué sur une géométrie de type plaque plane. En fonction de la position de l'actionneur ou de la puissance consommée, le recul, le déclenchement précoce ou le cas sans effet est obtenu. Le mécanisme d'action est identifié et est lié à une excitation de l'écoulement qui devient plus ou moins sensible aux ondes de Tollmien-Schlichting. La fréquence de fonctionnement de l'actionneur apparaît comme le paramètre principal pour ce type de contrôle. Une nouvelle géométrie d'actionneur est proposée et caractérisée. La décharge conserve des propriétés identiques au cas classique et le sondage du vent ionique par un moyen de mesure 3D permet de montrer le gain en vitesse et l'existence de structures 3D susceptibles de contrôler plus efficacement un écoulement.

Mots clés : actionneur plasma, DBD, vent ionique, contrôle d'écoulement, transition, couche limite.

## STUDY, CHARACTERIZATION AND ENHANCEMENT OF A PLASMA ACTUATOR - APPLICATION ON TRANSITION CONTROL OF A BLASIUS BOUNDARY LAYER

### Abstract :

Active flow control is a route currently being considered to improve aerodynamic performances of vehicles (airplanes or cars). Drag reduction (force opposite to motion) is particularly concerned and provides reduction of energy consumption of vehicles what induces low exhaust gases emissions. Plasma actuators are used as control devices since a decade. In Orléans, they are based on the use of surface dielectric barrier discharge which creates plasma on its surface and induces a flow of few  $\text{km}\cdot\text{h}^{-1}$  : the ionic wind. The plasma actuator is characterized with the study of different discharge regimes. One in which sparks occur is analyzed. The actuator surface temperature is also studied in function of several parameters. Surface temperature remains below  $100\text{ }^\circ\text{C}$  what confirms effects of plasma actuators on the flow are only due to the ionic wind. Characterization of ionic wind has also confirmed the link between induced flow and plasma spread over actuator surface : two distinct phases exist where a flow is every time induced. Transition control of a Blasius boundary layer is performed on flat plate geometry. Depending on plasma actuator position or power consumption, promotion, delay or neutral case are obtained on transition location. The mechanism of action is identified and linked to an excitation of the flow that becomes more or less sensitive to Tollmien-Schlichting waves. The operating frequency also appears as the main parameter for this type of control. New actuator geometry is proposed and characterized. The discharge keeps identical properties to a classical configuration of plasma actuator. Ionic wind measurements by means of a 3D device allow us to show the gain in speed and presence of 3D structures in the induced flow topology what is more effectively to control external flows.

Keywords : plasma actuator, DBD, ionic wind, flow control, transition, boundary layer.