



HAL
open science

Etude de décharges électriques dans l'air pour le développement d'actionneurs plasmas – Application au contrôle de décollements d'écoulements

Alexandre Labergue

► **To cite this version:**

Alexandre Labergue. Etude de décharges électriques dans l'air pour le développement d'actionneurs plasmas – Application au contrôle de décollements d'écoulements. Dynamique des Fluides [physics.flu-dyn]. Université de Poitiers, 2005. Français. NNT: . tel-00012120

HAL Id: tel-00012120

<https://theses.hal.science/tel-00012120>

Submitted on 11 Apr 2006

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.

THESE

Pour l'obtention du grade de

Docteur de l'Université de Poitiers

Faculté des sciences fondamentales et appliquées
(Diplôme National-Arrêté du 25 avril 2002)

Ecole doctorale : Sciences pour l'ingénieur

Secteur de recherche : Génie Electrique

présentée par

Alexandre Labergue

Etude de décharges électriques dans l'air pour le développement d'actionneurs plasmas – Application au contrôle de décollements d'écoulements

Directeur de thèse : Eric Moreau

Soutenue le 25 novembre 2005
Devant la commission d'examen

Jury

Patrick ALNOT	Professeur, LPMIA, Université Henri Poincaré, Nancy	Rapporteur
Jean-Pierre BOEUF	Directeur de Recherches, CPAT, Université de Toulouse	Rapporteur
Jean-Paul BONNET	Directeur de Recherches, LEA, Université de Poitiers	Examineur
Christophe LAUX	Professeur, EM2C, Ecole Centrale Paris	Examineur
Eric MOREAU	Maître de Conférences, LEA, Université de Poitiers	Examineur
Gérard TOUCHARD	Professeur, LEA, Université de Poitiers	Examineur
Yves GERVAIS	Professeur, LEA, Université de Poitiers	Invité
Erwan COLLIN	Maître de Conférences, LEA, Université de Poitiers	Invité

"Celui qui ne connaît pas son passé ne peut comprendre le présent et n'a pas d'avenir"

Otto von Habsburg*

*Est le descendant des Ducs de Lorraine ainsi que du trône d'Autriche-Hongrie.

REMERCIEMENTS

Malgré qu'un seul nom d'auteur figure sur la couverture d'un mémoire de thèse, il est important de préciser qu'une telle entreprise constitue surtout un effort collectif. C'est pourquoi je tiens à remercier de près ou de loin les personnes qui ont participé à l'avancement et aboutissement de ce travail.

Tout d'abord je remercie sincèrement Monsieur Eric MOREAU qui a su encadré et dirigé ce travail avec beaucoup de compétences et de sympathie. Sous sa direction, j'ai pu apprécier sa rigueur et sa franchise qui ont grandement contribué à la réussite de ce travail. De la même façon, je tiens à souligner la patience qu'il a su témoigner lors de l'écriture d'articles pour corriger mon anglais scolaire.

Mes remerciements s'adressent également à Messieurs Patrick ALNOT et Jean Pierre BŒUF pour avoir manifesté un grand intérêt pour le sujet en acceptant d'être rapporteur de cette thèse. Je remercie vivement les autres membres du jury : Christophe LAUX, Jean Paul BONNET, Gérard TOUCHARD, Yves GERVAIS et Erwan COLLIN. Que ce dernier reçoive toute ma reconnaissance pour ses précieux conseils en mécanique des fluides.

Je tiens également à remercier un grand Monsieur, Gérard TOUCHARD, pour son éternelle joie de vivre, sa générosité, ses compétences professionnelles et tous les échanges qui ont souvent dépassés le cadre scientifique.

Je souhaite également exprimer toute ma gratitude aux divers services technique et informatique du laboratoire : notamment Laurent DUPUIS, Yvan JOLIT, Francis BOISSONEAU et Vincent HURTEVENT ; que Monsieur Patrick BRAUD trouve ici toute ma reconnaissance pour m'avoir épaulé lors des divers mesures expérimentales. Je voudrais également présenter mes remerciements à Luc LEGER, mon partenaire de travail et de hockey, ainsi qu'à sa défunte AX rouge pour tous les services qu'elle nous a rendus.

Enfin, il me reste à remercier tous les thésards pour tous les bons moments passés ensemble et qui ont été obligé de côtoyer un vosgien, individu curieux et hors du commun pour les habitants du sud de la Loire. Pour finir, je tiens à remercier mes proches de ma lointaine Lorraine. Je dédie donc ce travail à mes parents, mes neveux et nièces, mon frère et ma sœur, et enfin à mon grand et fidèle ami Davy ainsi qu'à son fils Aymeric.

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE.....	1
PARTIE 1 : L’ACTIONNEUR PLASMA.....	5
INTRODUCTION.....	7
CHAPITRE I : REVUE BIBLIOGRAPHIQUE.....	9
I. Décharges Electriques dans les Gaz.....	11
I.1 Définitions.....	11
I.2 Chocs Elastiques et Inélastiques.....	11
I.3 Caractérisation des Décharges Electriques.....	12
I.3.1 Paramètres physiques des plasmas.....	12
I.3.2 Classification des plasmas.....	13
I.3.3 Mécanismes de formation et processus physiques des décharges électriques.....	14
I.3.4 Les décharges électriques à pression atmosphérique.....	16
II. Décharges Couronnes « Volumiques ».....	16
II.1 Mécanisme de la Décharge Couronne.....	16
II.1.1 Principe et géométrie de la décharge.....	16
II.1.2 Pointe – plaque positive.....	17
II.1.3 Pointe – plaque négative.....	18
II.1.4 Décharge en régime alternatif.....	19
II.2 Le Vent Ionique.....	20
II.2.1 Historique.....	20
II.2.2 Vitesse du vent ionique.....	20
III. Décharges à Barrière Diélectrique.....	22
III.1 La Décharge à Barrière Diélectrique Volumique.....	22
III.1.1 La décharge silencieuse.....	22
III.1.2 Décharge lumineuse homogène.....	23
III.2 La Décharge à Barrière Diélectrique Surfaccique.....	23
III.2.1 Premières études – Travaux de Roth.....	23
III.2.2 Poursuites des études sur la « OAUGDP ».....	25
IV. Conclusion.....	28
CHAPITRE II : DEVELOPPEMENT DE L’ACTIONNEUR PLASMA.....	29
V. Etude de la Décharge Couronne de Surface DC.....	31
V.1 Introduction.....	31
V.2 Etudes Préliminaires.....	32
V.2.1 Description et principes de l’actionneur.....	32
V.2.2 Propriétés électriques.....	33
V.2.2.1 Caractéristiques du courant de décharge.....	33
V.2.2.2 Caractéristiques des différents régimes de décharges.....	35
V.2.3 Propriétés mécaniques – Etude du vent ionique.....	37
V.2.3.1 Formation du vent ionique.....	37
V.2.3.2 Analyse de la vitesse du vent ionique au tube de Pitot.....	38

V.3 Etude Complémentaires de la Décharge Couronne de Surface.....	39
V.3.1 Introduction.....	39
V.3.2 Protocole expérimental.....	40
V.3.2.1 Description des plaques étudiées.....	40
V.3.2.2 Appareils haute tension et équipements électriques.....	40
V.3.2.3 Mesure du vent ionique par tube de Pitot.....	41
V.3.3 Etude en régime continu DC.....	42
V.3.3.1 Topologie du vent ionique.....	42
V.3.3.2 Etude paramétrique.....	43
V.3.3.3 Mesure instantanée du vent ionique.....	48
V.3.4 Etude en régime alternatif AC.....	50
V.3.4.1 Utilisation d'un signal carré.....	50
V.3.4.2 Utilisation d'un signal sinusoïdal.....	53
V.4 Influence de l'Écoulement Extérieur sur la Décharge.....	56
V.4.1 Protocole expérimental et principe.....	56
V.4.2 Vent ionique dans le même sens que l'écoulement.....	56
V.4.3 Vent ionique dans le sens contraire à l'écoulement.....	58
V.4.4 Influence sur le courant instantané.....	59
V.5 Conclusion.....	60
VI. Etude de la Décharge à Barrière Diélectrique – DBD.....	63
VI.1 Introduction.....	63
VI.2 Protocole Expérimental.....	63
VI.2.1 Principe et configuration de la décharge.....	63
VI.2.2 Equipements et méthode de mesures électriques.....	65
VI.2.3 Mesure du vent ionique.....	65
VI.2.3.1 Mesure au tube de Pitot.....	65
VI.2.3.2 Mesure par « Laser Doppler Velocimetry » - LDV.....	66
VI.3 Caractérisations Electriques.....	67
VI.3.1 Etude du courant.....	67
VI.3.2 Etude de la puissance électrique consommée.....	69
VI.3.3 Etude paramétrique.....	69
VI.4 Propriétés Mécaniques – Etude du Vent Ionique.....	70
VI.4.1 Mesure au tube de Pitot.....	70
VI.4.1.1 Topologie du vent ionique.....	70
VI.4.1.2 Etude paramétrique.....	71
VI.4.1.3 Analyse électro-mécanique.....	74
VI.4.2 Mesure instantanée par LDV.....	75
VI.4.2.1 Influence de la fréquence.....	75
VI.4.2.2 Temps de réponse de l'actionneur.....	76
VI.5 Comparaison avec la Décharge Couronne Continue.....	77
VI.5.1 Caractéristiques électriques.....	77
VI.5.2 Caractéristiques mécaniques.....	78
VI.6 Conclusion.....	79
CONCLUSION	81

PARTIE 2 : APPLICATION AU CONTROLE DU DECOLLEMENT ET RECOLLEMENT.....	85
INTRODUCTION.....	87
CHAPITRE I : REVUE BIBLIOGRAPHIQUE.....	89
VII. Transition et Décollement.....	91
VII.1 Couche Limite Laminaire/Turbulente – Transition.....	91
VII.2 Le Décollement.....	91
VII.3 Méthodes de Contrôle.....	93
VIII. Les Couches de Mélange.....	96
VIII.1 Couches de Mélange Planes Bidimensionnelles.....	96
VIII.1.1 Descriptions.....	96
VIII.1.2 Méthodes de contrôle.....	97
VIII.2 Les Jets.....	98
VIII.2.1 Descriptions.....	98
VIII.2.2 Méthodes de contrôle.....	99
VIII.2.3 Les diffuseurs.....	100
IX. Contrôle d’Ecoulements par Plasmas.....	102
IX.1 Contrôle par Décharge Couronne de Surface.....	102
IX.1.1 Etudes expérimentales.....	102
IX.1.2 Etudes numériques.....	105
IX.2 Contrôle par Décharge à Barrière Diélectrique.....	105
X. Conclusion.....	107
CHAPITRE II : APPLICATION AU CONTROLE DU DECOLLEMENT ET DU RECOLLEMENT.....	109
XI. Contexte de l’Etude – Projet COS.....	111
XI.1 Introduction.....	111
XI.2 Présentation et Principaux Objectifs.....	111
XI.2.1 Cadre général et concept.....	111
XI.2.2 Objectif de l’électroaérodynamique.....	112
XI.2.2.1 Domaine de l’étude et d’application.....	112
XI.2.2.2 Programme et échancier des travaux.....	114
XI.3 Collaboration et Partenariat.....	115
XI.4 Remarques sur les Méthodes de Mesures Expérimentales.....	118
XI.4.1 Les méthodes optiques.....	119
XI.4.2 Tube de Pitot et fils chauds.....	119
XI.4.3 Adaptation à notre actionneur.....	120
XI.5 Conclusion.....	121
XII. Etude de la Dynamique du Recollement et du Décollement le long d’un Plan Incliné.....	123
XII.1 Introduction.....	123

XII.2	Protocole Expérimental.....	123
XII.2.1	Soufflerie et profil.....	123
XII.2.2	Description de la décharge.....	125
XII.2.3	Méthode de mesures.....	126
XII.2.3.1	Visualisations.....	126
XII.2.3.2	Vélocimétrie par Imagerie de Particules.....	126
XII.3	Résultats des Visualisations de l'Écoulements.....	128
XII.3.1	Etude des phases de recollement et de décollement.....	128
XII.3.2	Comparaison avec la méthode de soufflage.....	129
XII.4	Résultats de PIV.....	130
XII.4.1	Champs moyens.....	130
XII.4.2	Champs instantanées.....	131
XII.5	Contrôle par Décharge Pulsée.....	132
XII.6	Conclusion.....	134
XIII.	Influence du Contrôle du Recollement et Décollement dans le cas d'une Couche de Mélange Plane.....	135
XIII.1	Introduction.....	135
XIII.2	Protocole Expérimental.....	135
XIII.2.1	Caractéristique de la soufflerie et des profils.....	135
XIII.2.1.1	Description de la soufflerie.....	135
XIII.2.1.2	Description des profils.....	136
XIII.2.2	Description de l'actionneur et montage électrique.....	139
XIII.2.3	Méthode de mesure.....	139
XIII.3	Etude du Recollement – Cas A.....	140
XIII.3.1	Contrôle à l'aide d'une décharge continue.....	141
XIII.3.1.1	Influence de la décharge à 6 m/s.....	141
XIII.3.1.2	Influence de la décharge à 16 m/s.....	144
XIII.3.2	Contrôle à l'aide d'une décharge pulsée.....	147
XIII.4	Etude du Décollement – Cas B.....	148
XIII.4.1	Contrôle à l'aide d'une décharge continue.....	149
XIII.4.2	Contrôle à l'aide d'une décharge pulsée.....	150
XIII.5	Conclusion.....	152
XIV.	Etude du contrôle du décollement dans le cas d'un jet à section rectangulaire. 155	
XIV.1	Introduction.....	155
XIV.2	Qualification de la Soufflerie et de l'Écoulement.....	156
XIV.2.1	La soufflerie.....	156
XIV.2.2	Description des actionneurs.....	157
XIV.2.2.1	La décharge couronne DC.....	157
XIV.2.2.2	La décharge à barrière diélectrique DBD.....	159
XIV.2.3	Méthode de mesure.....	160
XIV.2.4	Caractérisation de l'écoulement naturel sans diffuseur.....	161
XIV.2.5	Caractéristiques de l'écoulement naturel avec diffuseur.....	164
XIV.3	Etude Paramétrique du Décollement sur le Biseau Inférieur.....	165
XIV.3.1	Introduction.....	165
XIV.3.2	Contrôle par décharge couronne DC.....	166
XIV.3.2.1	$U_o = 10$ m/s.....	166
XIV.3.2.2	$U_o = 15$ m/s.....	169

XIV.3.2.3	$U_o = 20$ m/s.....	170
XIV.3.2.4	$U_o = 30$ m/s.....	171
XIV.3.2.5	Conclusion.....	172
XIV.3.3	Contrôle par décharge à barrière diélectrique (DBD).....	173
XIV.3.3.1	Introduction.....	173
XIV.3.3.2	Décharge en position P1.....	173
XIV.3.3.3	Décharge en position P2.....	175
XIV.3.3.3.1	$U_o = 10$ m/s.....	176
XIV.3.3.3.2	$U_o = 15$ m/s.....	178
XIV.3.3.3.3	$U_o = 20$ m/s.....	179
XIV.3.3.3.4	$U_o = 30$ m/s.....	180
XIV.3.4	Conclusion partielle.....	182
XIV.4	Influence des Paramètres Electriques de la DBD.....	182
XIV.4.1.1	Influence de la fréquence.....	182
XIV.4.1.2	Influence de la forme du signal d'onde HT.....	184
XIV.4.1.2.1	$U_o = 10$ m/s.....	184
XIV.4.1.2.2	$U_o = 30$ m/s.....	186
XIV.4.1.3	Conclusion partielle.....	187
XIV.5	Conclusion.....	187
CONCLUSION.....		189
CONCLUSION GENERALE.....		195
PERSPECTIVES.....		199
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....		203
PARTIE 3 : ANNEXES.....		211
ANNEXE 1 :		
PUBLICATIONS.....		213
ANNEXE 2 :		
ETUDE DU RECOLLEMENT ET DECOLLEMENT LE LONG D'UN BISEAU.....		215
ANNEXE 3 :		
ETUDE COMPLEMENTAIRE SUR LE JET A SECTION RECTANGULAIRE.....		217

INTRODUCTION GENERALE

La thématique de cette thèse se situe à la frontière de deux domaines scientifiques que sont la Mécanique des Fluides et la Physique des Plasmas. Ces domaines sont très distincts et l'interaction entre eux ne porte pas de nom officiel dans la communauté scientifique. Le Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques (LEA) possède une équipe, à laquelle j'ai été rattaché durant ma thèse, qui étudie l'interaction entre les phénomènes électriques et la mécanique des fluides. Cette thématique a reçu le nom d'Electrofluidodynamique. A l'origine, les études étaient essentiellement axées sur l'électrisation par écoulement ou la mise en mouvement d'un liquide sous l'effet d'une différence de potentiel. Les recherches concernant ces phénomènes sont encore d'actualité.

Mais depuis six ans, il a été décidé de mettre en mouvement un gaz à partir d'une injection de charges afin de mettre au point un actionneur pour le contrôle actif d'écoulement : c'est l'électroaérodynamique. En effet, tout le monde connaît la célèbre expérience du tourniquet qui tourne sur lui-même par application d'un haut potentiel électrique à ses extrémités. En ces points, il apparaît une injection de charges qui joue alors le rôle de « jet » induisant le mouvement. Ce jet est plus connu sous le nom de *vent ionique*. Ainsi, l'idée est venue d'utiliser cet écoulement induit pour contrôler un écoulement.

Contrôler un écoulement consiste à modifier ses caractéristiques pour l'amener à un état souhaité. Les enjeux économiques du contrôle d'écoulements sont multiples et interviennent dans de nombreux domaines, principalement dans l'industrie aéronautique. Par exemple, le contrôle d'écoulement peut conduire à une diminution de 10 % de la traînée d'un avion civil, ce qui entraîne une réduction de la consommation en carburant de 50 millions de litres durant sa vie (**Heffner, 1988**).

Le principe de l'actionneur « plasma » est de générer un plasma froid à la surface d'un obstacle pour y modifier les propriétés d'un écoulement. Typiquement, *l'actionneur est une décharge électrique qui s'établit dans l'air à pression atmosphérique entre deux électrodes disposées à la paroi du profil*. Cette disposition des électrodes entraîne alors la génération d'un vent ionique tangentiel à la paroi du profil.

Cette méthode active de contrôle convertit directement l'énergie électrique en énergie cinétique. L'avantage de ce dispositif est l'absence de partie mécanique mobile, ce qui le rend plus robuste et fiable. De plus, son contrôle tout électrique permet des temps de réaction très courts et une modulation en temps et amplitude très simple.

Le travail entrepris dans *cette thèse a consisté à mettre en œuvre et développer expérimentalement des actionneurs plasmas pour le contrôle actif d'écoulements*.

Ce manuscrit est divisé en deux parties indépendantes. La première partie est entièrement consacrée à l'étude et développement des décharges électriques. La seconde partie consiste tout naturellement à appliquer et tester ces décharges en présence d'un écoulement d'air. Bien que le travail de ces deux parties ait été mené parallèlement au cours de la thèse, j'ai volontairement choisi de séparer ces travaux pour que le lecteur, qu'il soit plutôt physicien ou plutôt mécanicien, puisse lire une partie sans que la lecture de l'autre partie soit nécessaire.

Les deux parties sont construites sur le même schéma. Elles sont divisées en deux chapitres. Le premier chapitre consiste en une recherche bibliographique. Puis les travaux effectués sont exposés dans un second chapitre.

Dans la première partie, nous allons nous attacher principalement à l'étude de deux décharges électriques : la décharge couronne de surface et la décharge à barrière diélectrique de surface. Dans un premier chapitre, des rappels sur les plasmas et décharges électriques sont d'abord donnés avant de passer en revue la bibliographie concernant les deux décharges considérées. Ensuite, nous exposons les travaux réalisés. *L'objectif est de modifier ou adapter la configuration originale de chacune de ces décharges électriques pour qu'elles soient stables, et donc applicables au contrôle d'écoulement.* Puis, nous avons étudié leur fonctionnement à travers divers paramètres *en mesurant le courant de décharge et l'écoulement induit* (vent ionique).

La validation et l'étude des performances de ces deux décharges sont présentées dans la seconde partie. Dans le premier chapitre, nous exposons les notions élémentaires en mécanique des fluides : transition de la couche limite, phénomène de décollement et leurs méthodes de contrôle. *L'application principale des deux décharges qui a été fixée dans cette thèse est le contrôle du décollement et recollement.* Cette voie a été désignée suite à l'engagement de notre laboratoire à un projet de recherche sur le futur supersonique (projet COS). Après une étude préliminaire à basse vitesse, nous nous sommes orientés vers deux configurations d'écoulement bien précises : la couche de mélange plane et le jet.

Enfin, nous concluons par un bref rappel des principaux résultats obtenus et par une discussion sur les nombreuses perspectives qui ont été ouvertes lors de cette étude.

PARTIE 1 :
L'ACTIONNEUR PLASMA

INTRODUCTION

L'objectif principal de cette thèse est de développer et de mettre en œuvre des actionneurs plasmas en vue de contrôler un écoulement autour d'un obstacle. Il s'agit plus particulièrement, ici, de plasmas froids ou plasmas non thermiques. Ce type de plasma est actuellement de plus en plus développé et étudié car les applications sont toutes aussi nombreuses que variées. Parmi ces applications, on peut par exemple citer l'études sur les écrans plasmas (**Bœuf, 2003 ; Bœuf, 1998**), le traitement des surfaces (**Massines et Gouda, 1998**) ou le dépôt de couche minces (**Lamara et al., 2004 ; Leroy et al., 2004**).

Notre thématique est par contre moins répandue sur le territoire national. Dans notre cas, il s'agit plus précisément de développer des actionneurs plasmas. *Ces actionneurs plasmas sont des décharges électriques et sont établies dans l'air à pression atmosphérique entre deux électrodes posées à la surface d'un isolant.* Deux types de décharges électriques ont été étudiées : la décharge couronne et la décharge à barrière diélectrique. La première a commencé à être étudiée, il y a environ six ans au LEA (**Léger, 2000**). L'étude de la seconde décharge a commencé en 2003 (**Pons et al., 2004**). Une propriété de ces décharges est l'écoulement induit qu'elles génèrent tangentiellement à la paroi de l'isolant : *le vent ionique.* *L'idée est donc d'utiliser le vent ionique comme dispositif de contrôle d'écoulement.*

Cette première partie est composée de deux chapitres. Le premier chapitre propose d'abord une revue bibliographique des décharges électriques dans les gaz avant de donner un bilan sur la littérature concernant la décharge couronne et la décharge à barrière diélectrique.

Après cette étude bibliographique, le second chapitre traite des travaux réalisés sur le développement de la décharge couronne et la décharge à barrière diélectrique. La principale difficulté rencontrée tout au long de ces études a été d'obtenir une décharge homogène, stable dans le temps (variation du courant moyen ou apparition d'arcs) avec le vent ionique le plus important possible. La vérification de ces conditions d'homogénéité et de stabilité est nécessaire si l'on désire, par la suite, appliquer la décharge pour un contrôle efficace et optimal. Ainsi, le second chapitre consiste principalement en l'étude et la caractérisation du courant électrique et du vent ionique pour la décharge couronne d'abord, puis pour la décharge à barrière diélectrique ensuite.

Bien que le cadre de cette thèse soit le contrôle actif d'écoulement, nous tenons à souligner qu'aucune notion en mécanique des fluides ou aérodynamique ne sont nécessaires

pour la compréhension de cette première partie. Nous n'aborderons ici que des phénomènes physiques liés aux plasmas et décharges électriques.

CHAPITRE I ; REVUE BIBLIOGRAPHIQUE DES DECHARGES ELECTRIQUES DANS LES GAZ

L'objet de ce premier chapitre est d'effectuer une brève synthèse bibliographique sur les différentes décharges électriques à pression atmosphérique.

Ce chapitre est composé de quatre parties. Les décharges électriques étant considérées comme un plasma, nous commençons dans un premier temps par quelques rappels et généralités sur les plasmas. Nous rappellerons les différents paramètres et processus physiques qui interviennent au sein des plasmas et qui permettent ainsi de les classer.

Dans un second temps, nous allons présenter les décharges couronnées. Nous nous attarderons plus précisément sur la décharge couronne volumique, bien connue, qui constitue la base de développement de notre décharge couronne de surface. La base de notre actionneur plasma étant le vent ionique, une section est donc consacrée à cette singulière propriété des décharges couronnées. Plus précisément, nous allons en expliquer l'origine et déterminer sa vitesse.

Pour terminer, nous nous intéresserons au cas de la décharge à barrière diélectrique où nous aborderons également l'origine du vent ionique.

Enfin, il faut préciser que la forme et contenu de ce chapitre s'inspire du manuscrit de l'HDR de Moreau (**Moreau, 2004a**).

I. DECHARGES ELECTRIQUES DANS LES GAZ

I.1 DEFINITIONS

Les plasmas sont désignés comme étant le quatrième état de la matière faisant suite dans l'échelle des températures aux trois états classiques : solide, liquide et gaz. Le terme de « plasma » (du grec « matière informe ») a été introduit la première fois en 1923 par les physiciens américains I. Langmuir et L. Tonks pour désigner, dans les tubes à décharge, certaines régions équipotentielles contenant un gaz ionisé électriquement neutre.

Ainsi, un plasma est défini comme étant analogue à un gaz mais constitué de particules chargées, d'ions et d'électrons telle que cet ensemble soit globalement électriquement neutre. De façon plus générale, la physique des plasmas joue un rôle très important en astrophysique puisque l'on estime que près de 99 % de l'univers est constitué par de la matière à l'état plasma.

Par la suite, les plasmas ont toujours suscité un vif intérêt en vue d'applications aussi bien dans l'industrie (torche à plasma) que dans la vie quotidienne (téléviseurs à écran plasma). Néanmoins, cette discipline se heurte à une étude théorique assez complexe. C'est pourquoi, nous nous limiterons par la suite à donner et décrire quelques éléments fondamentaux qui nous permettront de bien situer le cadre général des décharges électriques (décharge couronne et décharge à barrière diélectrique) utilisées durant cette thèse.

I.2 CHOCS ELASTIQUES ET INELASTIQUES

Soumises à un champ électrique et donc à la force de Coulomb, les particules chargées vont entrer en collision avec les espèces chimiques environnantes. On distingue alors les collisions élastiques des collisions inélastiques. Dans les chocs élastiques, les atomes conservent la même structure interne, seule leur vitesse est accrue. Globalement, l'énergie cinétique du système reste inchangée.

Par contre, dans les chocs inélastiques, l'énergie interne des particules change. L'énergie de la particule incidente, dans ce cas, est suffisante pour que la particule heurtée passe à un niveau excité plus haut ou soit ionisée. Les chocs inélastiques sont donc la source d'un nombre important de réaction physico-chimiques qui vont alors modifier les propriétés macroscopiques du gaz.

On distingue alors les phénomènes ionisants :

- Excitation : lorsqu'un atome a acquis suffisamment d'énergie pour qu'un des électrons passe à un niveau (orbital) d'énergie plus élevé. L'atome passe alors de son état *fondamental* à un état *excité*.
- Ionisation : dans ce cas, l'énergie absorbée par l'atome lors de la collision est suffisante pour qu'un de ses électrons soit arraché de l'attraction du noyau. L'électron est alors soit attaché à un autre atome (attachement), soit il s'éloigne à l'infini.

Puis les phénomènes déionisants :

- Recombinaison : la recombinaison est le phénomène d'attachement de particules lorsqu'un ion positif rencontre un électron ou lorsque deux ions de signes contraires se rencontrent.
- Détachement : c'est le phénomène qui se produit lorsqu'un ion perd son électron supplémentaire.

I.3 CARACTERISATION DES DECHARGES ELECTRIQUES

I.3.1 Paramètres physiques des plasmas

Tous les plasmas n'ont pas les mêmes caractéristiques et peuvent être ainsi classifiés en fonction de certains paramètres précis. Ces paramètres sont essentiellement :

- Densité électronique : la densité électronique n_e est le nombre d'électrons libres par unités de volume (cm^{-3}).
- Taux d'ionisation : le taux d'ionisations τ_i représente le rapport du nombre d'électrons libre n_e sur le nombre de particules totales $n_e + N$, où N est le nombre de particules neutres par unité de volume. Le taux d'ionisation est alors donné par :

$$\tau_i = \frac{n_e}{n_e + N}$$

On utilise également le rapport n_e/N qui traduit l'importance des collisions entre particules chargées par rapport aux collisions entre particules chargées et neutres.

- Température électronique : T_e est la température électronique qui correspond à la température absolue en Kelvin ($^{\circ}\text{K}$) des électrons. On utilise aussi parfois l'énergie électronique kT_e (en électron-volt eV) avec k la constante de Boltzman, sachant que $1 \text{ kTe} \approx 1,4 \times 10^4 \text{ K}$.

- Libre parcours moyen : le libre parcours moyen λ correspond à la distance moyenne parcourue par une particule chargée entre deux collisions. Il dépend de la vitesse des particules, ainsi que de la probabilité de collision.
- Longueur de Debye : la longueur de Debye λ_D définit la longueur à partir de laquelle le champ électrique Coulombien issue d'une particule chargée est neutralisé par un ensemble de particules de signe opposées dans le volume environnant. Elle est donnée par la relation suivante

$$\lambda_D = \left(\frac{2\varepsilon_0 k T_e}{n_e e^2} \right)^{1/2}$$

avec ε_0 la permittivité du vide ($8,84 \times 10^{-12}$ F/m) et e la charge élémentaire d'un électron ($1,6 \times 10^{-19}$ C).

I.3.2 Classification des plasmas

A partir des paramètres ci-dessus, il est possible alors de distinguer et classer les différents plasmas. La Figure I-1 propose une classification des différents plasmas en fonction de la densité électronique, de l'énergie électronique et de la longueur de Debye (**Hollahan et Bell, 1974**). Cette classification permet alors de ressortir deux grandes catégories de plasmas : les plasmas « froids » et les plasmas « chauds ».

Les plasmas chauds (ou thermiques) présentent une température électronique qui est proche de celle du gaz, de 5000 à 50 000 °K. Ces plasmas sont dits à l'équilibre thermodynamique. Les énergies mises en jeu sont importantes. Les arcs et les torches à plasmas (utilisées en industrie pour la découpe et la soudure) sont des exemples de ce type de plasma.

A l'inverse, les plasmas froids sont caractérisés par leur état hors équilibre thermodynamique. La température du gaz est dans ce cas proche de la température ambiante alors que celle des électrons (jusqu'à 10^4 °K) est suffisante pour permettre un taux élevé de collisions inélastiques. La majeure partie de l'énergie injectée est alors convertie en réactivité chimique, et non pas en énergie thermique.

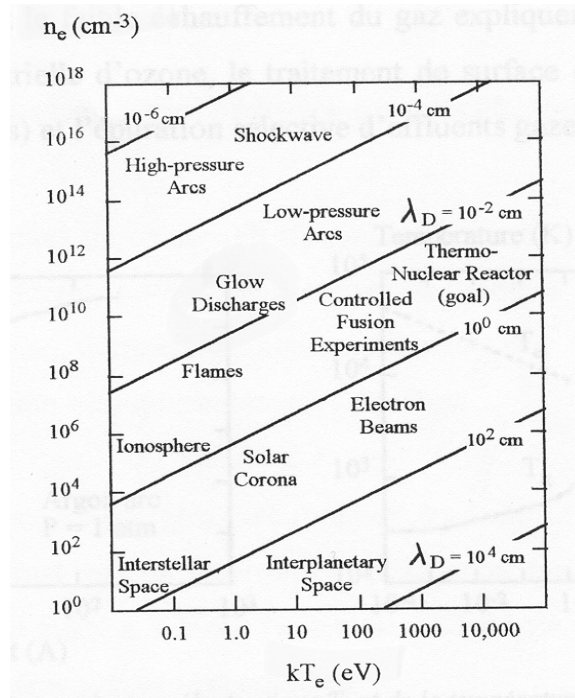


Figure I-1 : Différentiation des plasmas en fonction de la densité électronique n_e , l'énergie électronique kT_e et la longueur de Debye λ_D .

I.3.3 Mécanismes de formation et processus physiques des décharges électriques

Un électron placé dans un champ électrique uniforme ($E = V/d$, où V est la différence de potentiel appliquée entre deux électrodes de distance d) est accéléré et peut ioniser des atomes ou des molécules, tel que $A + e^- \rightarrow A^+ + 2e^-$. L'ionisation d'une espèce conduit donc à la formation d'une particule chargée et à la libération d'un électron supplémentaire, qui à son tour va être accéléré et acquérir une énergie suffisante pour ioniser une seconde particule. Ce mécanisme d'ionisation successive est connue sous le nom « d'avalanche électronique » ou « décharge de Townsend ».

Pour que la décharge soit auto-entretenu, il est nécessaire que tout électron qui quitte la zone d'ionisation soit remplacé. Chaque électron doit créer suffisamment d'ions positifs, de photons et d'espèces métastables pour qu'au moins l'un d'eux puisse produire un nouvel électron.

Sous l'influence du champ électrique appliqué, toutes les particules ainsi créées vont se déplacer dans l'espace inter-électrodes et générer un courant électrique, le courant de

décharge. La Figure I-2 décrit le comportement du courant en fonction de la valeur de la tension appliquée (Parisi, 1999). La courbe permet de distinguer quatre régimes :

- Régime I : le courant est très faible ($\leq 10^{-12}$ A/cm²), dû à la présence d'ions issus de la radioactivité naturelle ou rayonnement cosmique. Dans ce cas, le champ électrique est trop faible pour assurer l'avalanche électronique.
- Régime II : lorsque la tension atteint une valeur seuil V_0 , le champ est assez intense pour qu'un électron puisse ioniser une particule environnante. Le processus d'avalanche se déclenche alors sans que le critère d'auto-entretien soit pour autant satisfait. La décharge a besoin d'une source externe complémentaire : on parle de régime de Townsend non entretenu. Le courant reste faible ($\leq 10^{-9}$ A/cm²).
- Régime III : ici la décharge ne s'éteint plus car la condition d'auto-entretien est atteinte. La composante continue (représentative de la charge d'espace) augmente avec la tension.
- Régime IV : les courants de décharges deviennent très importants car toute l'énergie passe par un même canal préférentiel dans l'espace inter-électrodes. C'est le régime des décharges disruptives tel que les arcs électriques.

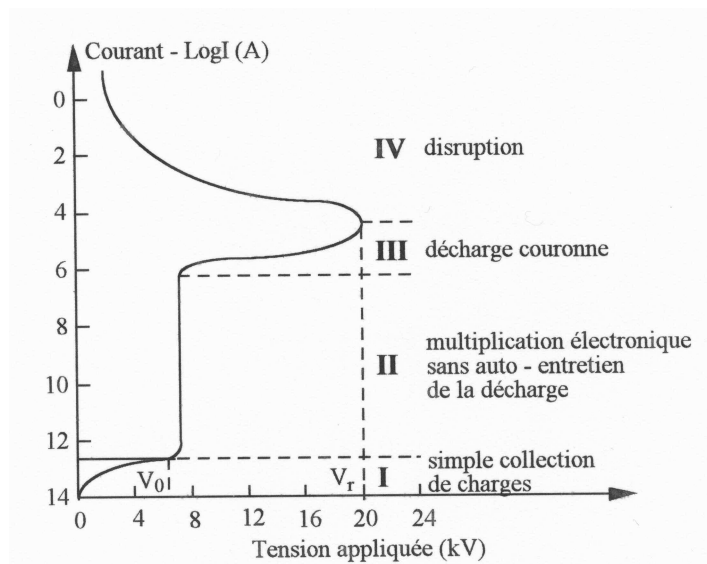


Figure I-2 : Caractéristique courant-tension des décharges à pression atmosphériques.

I.3.4 Les décharges électriques à pression atmosphérique

Ainsi, la caractérisation des plasmas ci-dessus permet de situer les décharges électriques. Les décharges électriques sont alors des plasmas froids et sont générées par une différence de potentiel électrique. Cependant, dans la plupart des cas, les décharges électriques sont établies à basse pression (tube à néon par exemple) car elles sont plus faciles à obtenir et plus stables qu'à pression atmosphérique. La création de décharges électriques à pression atmosphérique constitue un challenge pour le physicien.

Parmi les décharges électriques à pression atmosphérique (**Schütze *et al.*, 1998**), on trouve les arcs et torches à plasmas, la décharge couronne et la décharge à barrière diélectrique. C'est l'étude de ces deux dernières décharges que nous allons maintenant poursuivre.

II. DECHARGES COURONNES « VOLUMIQUES »

II.1 MECANISME DE LA DECHARGE COURONNE

II.1.1 Principe et géométrie de la décharge

Les décharges couronnes se situent dans le régime III de la Figure I-2. La décharge est classiquement établie entre une électrode active et une électrode passive (électrode reliée à la terre). L'électrode active est une pointe (ou un fil de petit diamètre) à laquelle on va appliquer un haut potentiel électrique tandis que l'électrode passive est une plaque ou une grille (Figure II-1). On obtient alors une décharge couronne volumique. La dissymétrie des électrodes conduit à un champ électrique inhomogène dans l'espace inter-électrodes. En l'absence de charge d'espace, **Hartmann (1977)** a établi une expression du champ électrique E en fonction du potentiel appliqué à la pointe le long de l'axe de symétrie x :

$$E(x) = \frac{V}{(x + r/2) \ln \left[\frac{2d + r}{r} \right]}$$

avec V le potentiel, d la distance inter-électrodes, r le rayon de courbure de la pointe et x l'abscisse du point considéré par rapport à l'extrémité de la pointe prise comme origine. Dans une configuration fil-plaque, **Lacoste *et al.* (2004)** ont utilisé :

$$E(x) = E_i \frac{r}{x}$$

avec E_i le champ électrique à la surface du fil que l'on peut déterminer par la formule empirique de Peek (157 kV/cm)

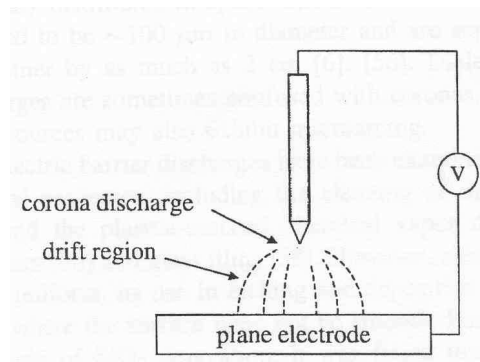


Figure II-1 : Topographie de la décharge couronne volumique en configuration pointe-plaque (Schütze *et al.*, 1998).

Dans cette configuration pointe-plaque, le champ électrique au voisinage de la pointe est intense ce qui permet l'ionisation. Cette région d'ionisation se caractérise par une zone « bleutée » au bout et tout autour de la pointe. La forme en couronne autour de la pointe a donc donnée le nom à la décharge. Après cette zone d'ionisation se trouve une région de champ plus faible où les particules ionisées dérivent. L'électrode passive sert alors à collecter les charges. Par ailleurs, la décharge couronne est le siège d'une forte activité physico-chimique. Enfin, selon la polarité du potentiel appliqué à la pointe on distingue la décharge couronne positive de la décharge couronne négative. C'est ce que nous allons voir maintenant.

II.1.2 Pointe – plaque positive

La décharge couronne positive est celle qui se produit quand la pointe est portée à un potentiel positif et la plaque à la terre. Dans ce cas, dans la zone de champ intense autour de la pointe, des électrons sont produits par photo-ionisation et sont accélérés vers l'anode (la pointe). Autour de celle-ci, se développe alors une région de forte ionisation : zone en pointillé à la Figure II-2. Les ions positifs ainsi créés sont repoussés par l'anode, sous l'effet des forces de Coulomb, jusqu'à une distance de la pointe (inférieur au millimètre) au-delà de laquelle le champ électrique trop faible (< 30 kV/cm dans l'air à pression atmosphérique) ne permet plus la création d'ions positifs. Les ions positifs migrent donc vers la cathode (la plaque). Cette zone unipolaire, puisqu'il n'y a que des ions positifs (Lacoste *et al.*, 2004), est appelée région de « dérive » (Figure II-2).

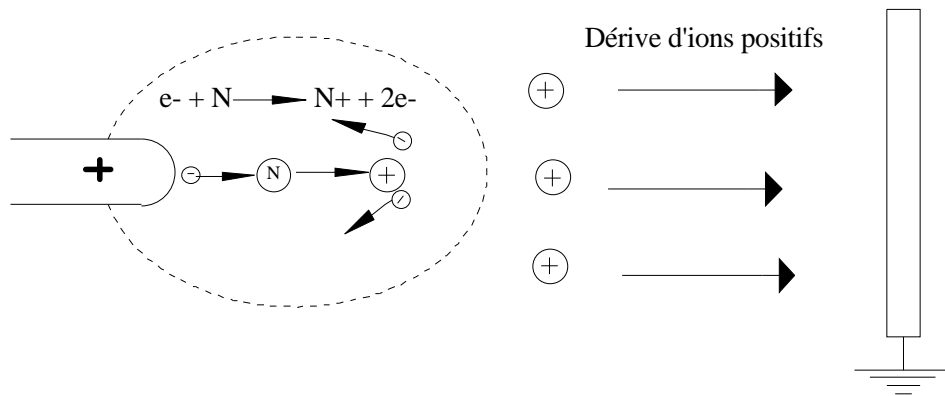


Figure II-2 : Descriptif de la décharge couronne positive.

Pour cette décharge, il y a avancement de streamers, qui se propage en quelque sorte comme une extension de l'anode. D'après les modélisations de **Loiseau *et al.* (2002)**, la décharge est composée d'une phase de propagation du streamer (durée de la propagation de 50 ns à la vitesse de 2×10^5 m/s) et d'une phase de restauration pendant laquelle les ions dérivent. Ces deux phases forment un cycle de fréquence 10 kHz. Le courant de décharge n'est donc pas continu, mais correspond à une succession de phénomènes transitoires. **Goldman *et al.* (1985)** indique qu'un courant positif de 50 μ A se décomposerait en un courant unipolaire continu de 20 μ A, distribué uniformément à la surface de la cathode, et de streamers contribuant à 30 μ A percutant la cathode à une fréquence de 10 kHz.

II.1.3 Pointe – plaque négative

Dans le cas où la pointe est portée à un potentiel négatif, il y a toujours création d'électrons par photo-ionisation et apparition de la zone d'ionisation autour de la pointe. **Goldman et Sigmond (1982)** expliquent que les ions positifs alors créés reviennent rapidement à la cathode (Figure II-3). Seuls les ions négatifs créés par attachement dans une zone où le champ est plus faible peuvent migrer vers la plaque. De plus, lorsque la haute tension dépasse un seuil, il y a passage à l'arc.

Le courant de cette décharge est du à des impulsions de Trichel à une fréquence qui dépend de la tension appliquée (**Dascalescu, 1993**). Ces impulsions sont régulières et sont dues au champ électrique qui s'affaiblit au voisinage de la cathode. Les ions négatifs empêchent en effet la multiplication des avalanches électroniques. Une fois ces ions migrés

vers l'anode, de nouvelles avalanches apparaissent. L'intervalle entre deux pics de courant, impulsions de Trichel, dépend donc du temps nécessaire aux ions négatifs à atteindre l'anode.

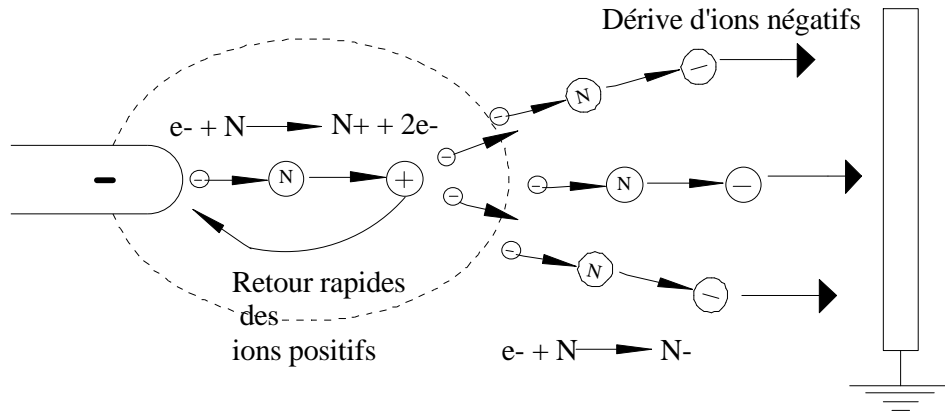


Figure II-3 : Descriptif de la décharge couronne négative.

Les mécanismes physico-chimiques au sein des décharges couronnes sont assez complexes et sont encore amplement étudiés par les physiciens des plasmas, car ils ne sont pas encore totalement connus. On peut par exemple citer les travaux déjà de **Loeb (1965)** ou **Dascalescu (1993)**.

II.1.4 Décharge en régime alternatif

A la place d'un potentiel continu appliqué à la pointe, on peut également y appliquer un signal sinusoïdal à valeur moyenne nulle. Dans ce cas, les processus de la décharge soumise à une excitation alternative sont identiques à ceux décrits pour une excitation continue, dans la mesure où l'intervalle de temps entre les inversions de polarité est suffisamment long pour que toutes les charges résiduelles de l'alternance précédente soient écoulées. Ceci implique l'existence d'une fréquence f et d'une distance inter-électrodes d limites reliées par l'expression suivante (**Parissi, 1999**):

$$d_{\max} = \frac{\mu E_o}{\pi f} \Leftrightarrow f_{\max} = \frac{\mu E_o}{\pi d}$$

avec μ la mobilité des ions et E_o l'amplitude du champ électrique. Si l'excitation est supérieure à cette fréquence f_{\max} , la charge d'espace va osciller et augmenter à chaque période entre les électrodes. Cet effet cumulatif aura pour conséquence des passages à l'arc pour des potentiels plus faibles qu'en continu.

Goldman et al. (1985) a identifié trois composantes du courant dans le cas d'une tension alternative :

- le courant capacitif dû à l'intervalle gazeux entre les électrodes qui jouent le rôle d'un condensateur,
- le courant synchrone, continu et en phase avec la tension appliquée,
- et le courant impulsionnel, somme des impulsions « streamers » pour les alternances positives et des impulsions de « Trichel » lors des alternances négatives.

On peut aussi utiliser des décharges couronnes pulsées. Elles consistent à appliquer des pics de forte tension mais pendant un très court instant ($< 1 \mu\text{s}$) pour limiter le passage à l'arc. Dans ce cas, la valeur moyenne de la tension n'est pas nulle.

II.2 LE VENT IONIQUE

II.2.1 Historique

Même si l'existence des forces électrostatiques est connue depuis l'antiquité, Niccolò Cabeo (contemporain à Galileo) est le premier à faire part des phénomènes de répulsions électrostatiques en 1629. Cependant, il faut attendre 1672 et attendre l'invention de la machine à générer de hauts potentiels de Otto Von Guericke pour obtenir les premières décharges couronnes. Entre 1740 et 1750, plusieurs chercheurs tel que Nollet et Franklin confirment l'observation de Hauksbee, en 1709, qui rapporte une sensation de soufflage avec un tube chargé. Ensuite, Wilson et Hamilton mettent au point le « tourniquet électrique », mécanisme célèbre pour mettre en évidence le vent ionique. En 1838, Faraday affirme dans son ouvrage consacré aux décharges électriques que le vent ionique est le résultat d'un transfert de quantité de mouvement entre les particules chargées et les autres. Pourtant, il faut attendre la découverte des ions en 1896 pour que Chattock, en 1899, donne une explication quantitative réaliste du mécanisme du vent ionique.

II.2.2 Vitesse du vent ionique

Du fait du rapport de masse entre les électrons et les ions, et malgré une fréquence de collision électron-neutre plus élevée que celle entre ions-neutres, les ions contribuent essentiellement à l'échange de quantité de mouvement. **Roth (1998)** a montré qu'en négligeant la viscosité tout en prenant un rendement de 100 % lors du transfert d'énergie

cinétique lors des chocs, un rapport de 800 entre la vitesse due aux ions et celle due aux électrons.

Dans la configuration pointe-plaque le vent ionique va toujours de la pointe vers la plaque quelque soit la polarité de la pointe. Lorsque la pointe est positive, le vent ionique est produit par des ions positifs obtenus par détachement d'un électron. Et dans le cas d'une pointe négative, le vent ionique est issu des ions négatifs obtenus par attachement d'un électron. C'est Robinson (1961) qui, le premier, a relié le courant de décharge i avec la vitesse du vent ionique v_G :

$$v_G = k \times \sqrt{\frac{i}{\rho\mu}}$$

avec k une constante qui dépend principalement de la géométrie des électrodes, ρ la masse volumique du gaz et μ la mobilité des ions. Cette expression montre donc que *la vitesse du vent ionique varie avec la racine carrée du courant de décharge*.

Par la suite, de 1970 à 2000, **Goldman (1982, 1985 et 1993)** et ses étudiants (**Ballereau, 1980 ; Parissi, 1999**) ont beaucoup travaillé sur la décharge couronne en redonnant une expression plus précise que celle de Robinson pour le vent ionique :

$$v_G = \sqrt{\frac{id}{\rho\mu A_G}}$$

avec d la distance inter-électrodes et A_G la section de la décharge couronne. La Figure II-4 montre l'évolution du vent ionique en fonction de courant de décharge (**Ballereau, 1980**).

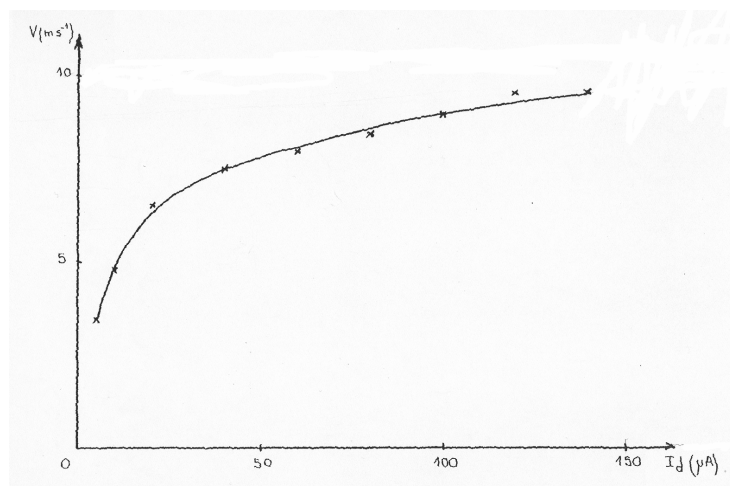


Figure II-4 : Variation de la vitesse du vent ionique en fonction du courant de décharge (Ballereau, 1980).

Le vent ionique est mesuré expérimentalement dans le cas d'une pointe portée à un potentiel négatif et une grille à la masse distante de 4 mm. La courbe montre bien une évolution en racine carrée. La vitesse atteint une valeur maximale de 10 m/s avec une forte augmentation jusqu'à une distance 2,5 mm, définissant ainsi une zone active de production de vent ionique. Plus récemment, **Loiseau et al. (2002)** ont mesuré et simulé numériquement des vitesses du même ordre en estimant même que la vitesse peut atteindre localement 30 m/s dans l'axe de la pointe.

III. DECHARGES A BARRIERE DIELECTRIQUE

III.1 LA DECHARGE A BARRIERE DIELECTRIQUE VOLUMIQUE

Les décharges à barrières diélectriques (DBD) utilisent généralement des tensions alternatives à valeur moyenne nulle. Elles s'établissent entre deux électrodes séparées l'une d'elle par un isolant, le diélectrique. Cet isolant permet de limiter les arcs et rend donc la décharge plus stable.

III.1.1 La décharge silencieuse

C'est la première qui a été observée. Le diélectrique joue le rôle d'un condensateur en série avec le plasma, ce qui a un effet stabilisateur et conduisant à un grand nombre de micro-décharges de petite impulsion dans tout l'espace inter-électrodes. Ces micro-décharges ont un diamètre de quelques centaines de micromètres, un temps de vie de 100 ns, ces caractéristiques dépendant de la nature et de la pression du gaz (**Eliasson et Kogelschatz, 1991**). La Figure III-1 illustre un exemple où les deux électrodes sont recouvertes d'un isolant. Les électrodes forment un nuage suivi d'un filament de charges positives issues des avalanches (Figure III-1.a). Les charges négatives traversent l'espace inter-électrodes et sont bloquées sur la surface isolante. Leur accumulation entraîne la formation d'un champ électrique local inverse stoppant les avalanches électroniques et le flux de courant après quelques nano-secondes (**Eliasson et Kogelschatz, 1988 ; Kanazawa et al., 1988**) (Figure III-1.b).

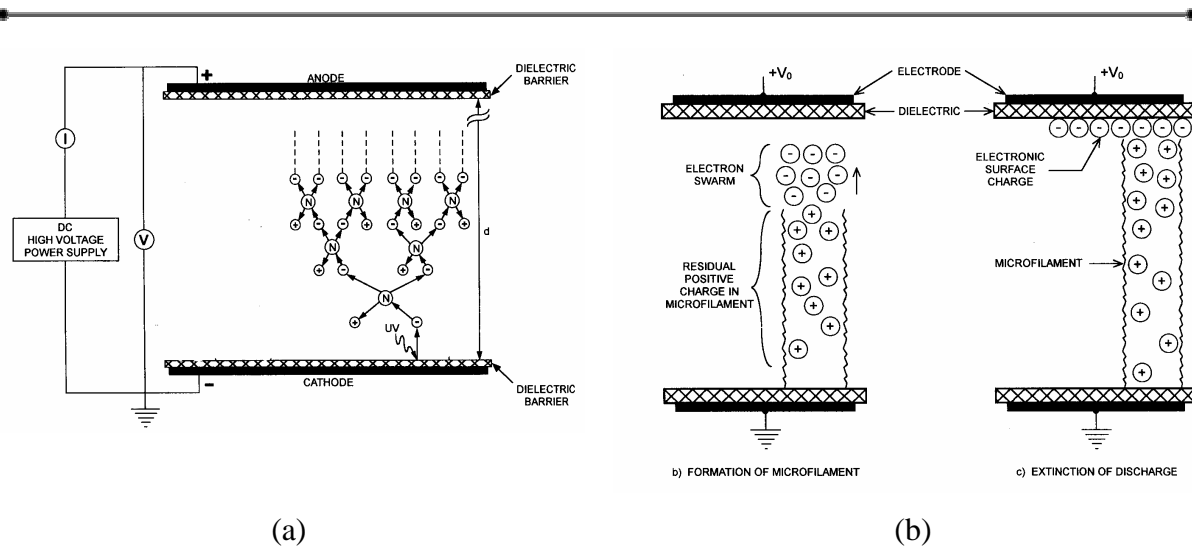


Figure III-1 : Etapes de la formation d'une micro décharge dans une DBD (Roth, 2001).

III.1.2 Décharge lumineuse homogène

Il est toute fois possible d'obtenir des décharges lumineuse et homogène (sans filaments) dans l'air à pression atmosphérique en appliquant des champs électriques de quelques dizaines de kV/cm à des fréquences de l'ordre du kHz et avec des distances inter-électrodes de 0,5 à 3 cm (Roth, 2001). Dans ce cas, la décharge silencieuse est remplacée par un régime lumineux homogène (d'un point de vue macroscopique). En remplaçant l'électrode plane par une grille, Okazaki *et al.* (1993) ont obtenu des décharges lumineuses avec une fréquence de l'ordre de 50 Hz. Dans tous les cas, la décharge est contrôlée par une barrière diélectrique qui rend la décharge de courte durée et une répartition de charges telle que les micro-décharges soient rares (Massines *et al.*, 1998) contrairement aux décharges silencieuses. Massines *et al.* (1998) ont montré que ce type de décharge est caractérisé par un courant de décharges périodiques, et qu'il a la même structure que les décharges observées à basse pression.

III.2 LA DECHARGE A BARRIERE DIELECTRIQUE SURFACIQUE

III.2.1 Premières études – Travaux de Roth

A la fin des années 90 aux Etats-Unis, le Pr Roth met au point une nouvelle configuration de DBD de surface et qu'il nomme « OAUGDP » (One Atmosphere Uniform

Glow Discharge Plasma). L'objectif est d'appliquer sa décharge comme actionneur pour contrôler un écoulement.

Cette décharge est établie entre au moins deux électrodes placées de part et d'autre d'un diélectrique et est dite surfacique car il n'y a plus, comme précédemment, d'espace gazeux entre les électrodes (le diélectrique occupant tout l'espace inter-électrodes). La Figure III-2 montre les trois premières configurations que Roth a testées (Roth, 2000). Les électrodes sont des plaques très fines et sont distantes de quelques millimètres. Une haute tension sinusoïdale à valeur moyenne nulle est appliquée entre les électrodes posées sur la face supérieure du diélectrique et la (ou les) électrode(s) de la face inférieure reliée(s) à la terre. La haute tension est de plusieurs kV avec des fréquences de 1 à 20 kHz, la puissance électrique alors consommée est de l'ordre de 500 W/m² de plasma.

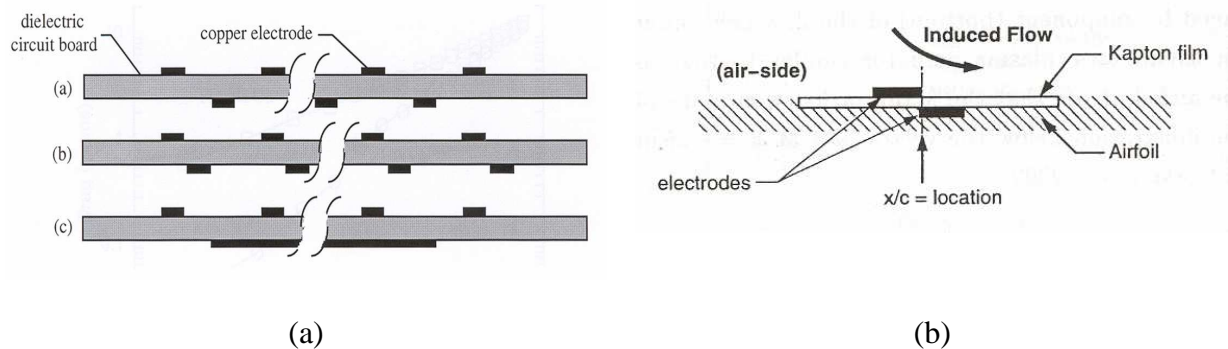


Figure III-2 : Configuration géométrique des électrodes utilisées par Roth pour établir la « OAUGDP » (a) (Roth et Sherman, 1998) et sens de l'écoulement induit (b) (Post et Corke, 2003).

Comme pour la décharge couronne, la DBD est le siège d'un écoulement induit, le vent ionique. Roth explique sa formation par la force « paraélectrique » exprimée par :

$$F = \frac{d}{dx} \left(\frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 \right)$$

avec E le champ électrique, ϵ_0 la constante diélectrique de l'air et x la direction horizontale vers la droite sur la Figure III-2.b (schéma d'après Corke *et al.*, 2004). Cette force est donc proportionnelle au gradient du carré du champ électrique. En effet, la dissymétrie des électrodes crée un gradient du champ électrique et conduit donc à un écoulement.

A partir de sa décharge, Roth a effectué des visualisations mettant en évidence l'effet du plasma sur un écoulement à faible vitesse (0,5 m/s) ainsi que des mesures de profils de

vitesse (Figure III-3) et de force induite (Figure III-4). Les profils de vitesse, tracés pour plusieurs valeurs de tension, montrent que la vitesse augmente avec la tension appliquée et atteint un maximum de 3,4 m/s environ à quelques millimètres de la paroi. Puis, le calcul de la force générée par le plasma montre également qu'elle augmente avec la tension. Elle atteint 10 mN pour 5 kV environ.

Depuis, Roth et son équipe ont mis au point d'autres configurations qui sont résumées dans **Roth et al. (2004)**. Dans la deuxième partie de ce rapport consacré au contrôle d'écoulement, nous détaillerons certaines applications de la décharge de Roth.

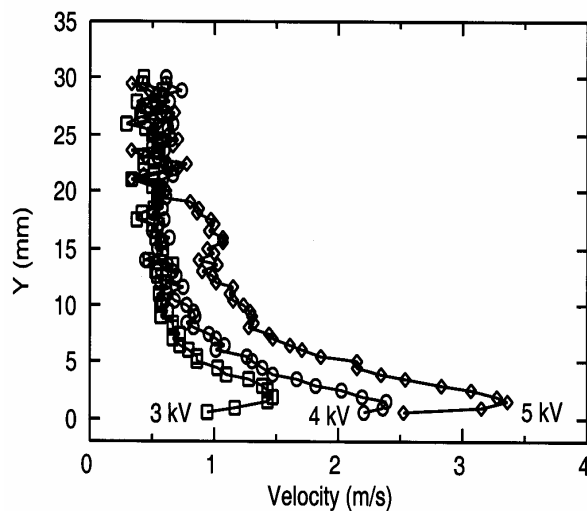


Figure III-3 : Profils de vitesse induit par la « OAUGDP », pour différentes tensions à 3 kHz (Roth et Sherman, 1998).

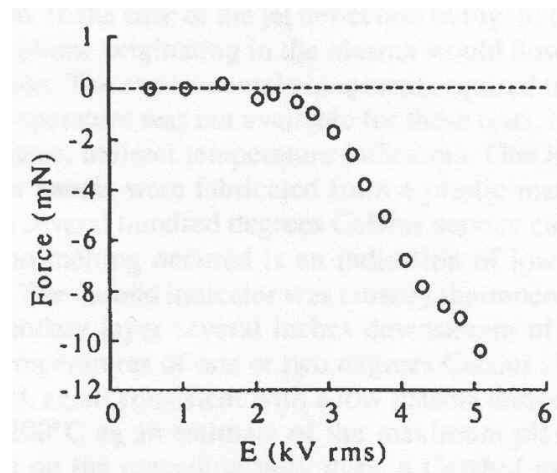


Figure III-4 : Force induite par la « OAUGDP » pour une longueur d'électrode de 27 cm (Roth et Sherman, 1998).

III.2.2 Poursuites des études sur la « OAUGDP »

Après Roth, d'autres chercheurs américains se sont intéressés à l'application de la « OAUGDP » pour le contrôle des écoulements mais sans chercher à optimiser l'actionneur ou à comprendre son fonctionnement. Seules deux équipes ont cherché à déterminer les mécanismes régissant la mise en mouvement du fluide : le Pr **Enloe (2004)** et **Shyy et al. (2002)**. Ces travaux constituent encore une première approche et aucune explication précise n'a encore été trouvée.

Shyy et al. (2002) a proposé un modèle numérique pour décrire la dynamique de la décharge. La Figure III-5 présente par exemple des profils de vitesse adimensionnés pour

plusieurs valeurs de vitesse d'écoulement libre calculés le long d'une plaque plane. Les résultats montrent qu'à 2 m/s, le plasma parvient à générer un écoulement 5,5 fois plus grand que l'écoulement libre, soit 11 m/s. Ce résultat est assez surprenant car le vent ionique aurait une vitesse de 9 m/s environ ce qui n'a jamais été mesuré expérimentalement.

Van Dyken *et al.* (2004) et Enloe *et al.* (2004a, 2004b, 2004c) proposent des résultats expérimentaux peut être un peu plus proches de la réalité avec une configuration décrites à la Figure III-6. La décharge consiste en deux électrodes disposées de part et d'autre d'un diélectrique dont au moins une des électrodes est dite « encapsulée » (« insulated electrode » sur la Figure III-6), car elle est recouverte par un autre diélectrique. Le diélectrique est du Kapton® (0,3 mm d'épaisseur) et les électrodes sont des bandes de cuivre.

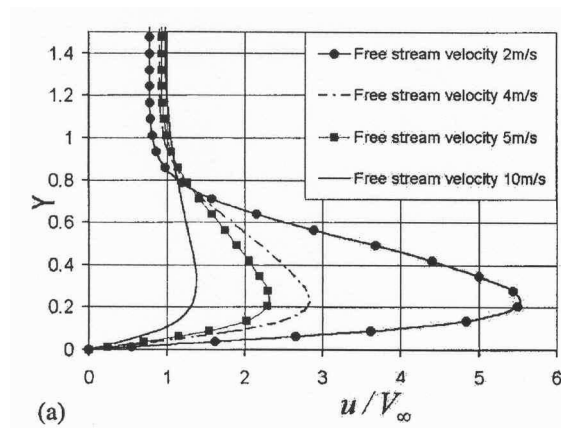


Figure III-5 : Profils de vitesse adimensionnée pour des vitesses d'écoulement de 2, 4, 5 et 10 m/s (Shyy *et al.*, 2002).

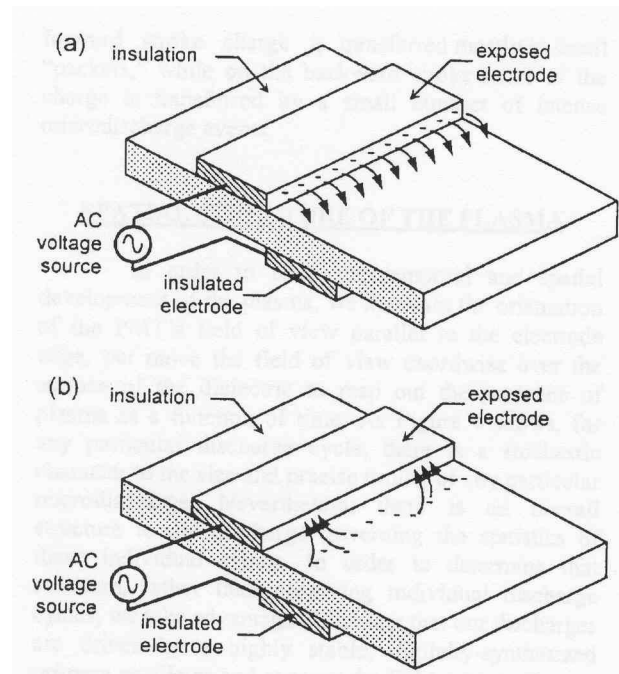


Figure III-6 : Schéma de principe de la DBD de surface (Enloe *et al.*, 2004a).

A partir de cette configuration, ils ont réalisé une étude paramétrique en regardant la géométrie des électrodes, la fréquence d'excitation, l'épaisseur du diélectrique et la forme d'onde du signal haute tension. Nous verrons que nous avons effectué une étude similaire à partir d'une configuration également similaire. L'action mécanique du plasma a été mesurée à l'aide d'une balance qui mesure la force générée par le plasma. La Figure III-7 présente par

exemple la force longitudinale (parallèlement à la décharge) en fonction de la puissance électrique consommée. Les courbes montrent que l'effet est plus important pour une tension positive (0,1 g pour 15 W). En optimisant la décharge, **Van Dyken et al. (2004)** a atteint 0,9 g pour 50 W et a mesuré une force perpendiculaire à la décharge, égale au dixième environ de la force longitudinale. Enfin, ils ont effectués des mesures d'émission lumineuse pour analyser les phénomènes physiques dans le plasma. La Figure III-8 montre que la luminescence présente des pics d'intensité au début de chaque alternance de tension.

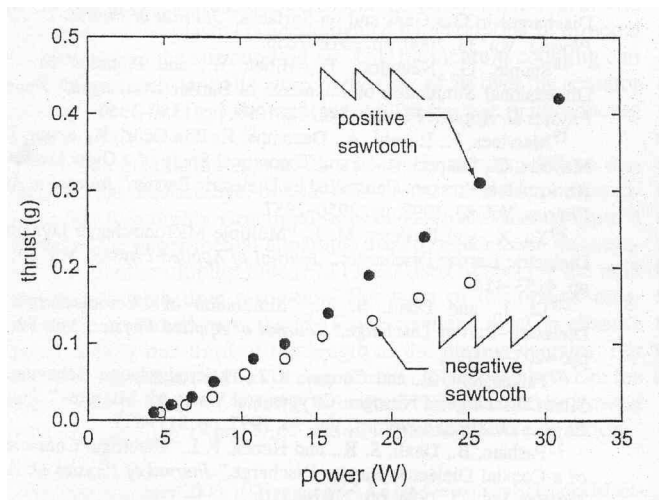


Figure III-7 : Force générée par la DBD en polarité positive et négative, en fonction de la puissance électrique consommée par le plasma (Enloe et al., 2004b).

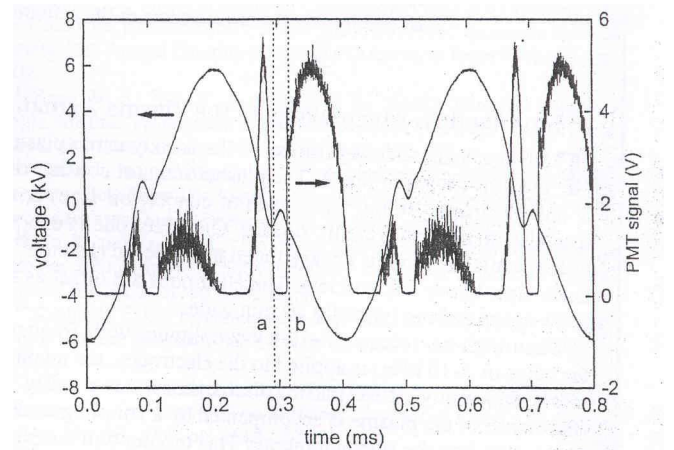


Figure III-8 : Emission lumineuse du plasma en fonction du temps (Enloe et al., 2004b).

Enfin, des travaux numériques ont été réalisés récemment au CPAT de Toulouse en France (**Bœuf et Pitchford, 2005**) concernant la DBD de surface. L'objectif de cette étude numérique est de fournir quelques estimations sur l'origine de la force induite par la décharge afin de mieux comprendre ses possibilités en tant qu'actionneurs pour le contrôle d'écoulement.

La Figure III-9 représente la configuration de la DBD et le domaine de calcul pour la simulation. Les résultats ont montré que la force induite dans la DBD est de la même nature que celle présente dans la décharge couronne et qu'elle est due au vent ionique. Toutefois, le calcul indique que la force induite par la DBD est plus importante que celle généralement observée par la décharge couronne, bien que dans le cas de la DBD la force agit dans un petit volume et sur un temps très court.

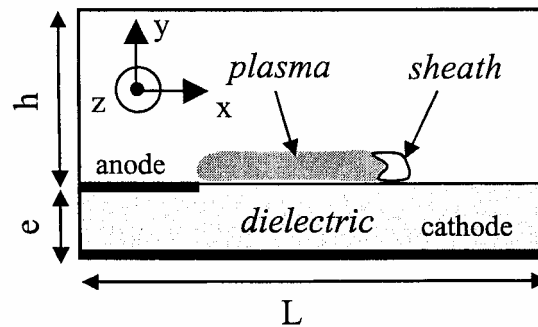


Figure III-9 : Configuration de la décharge et domaine de calcul utilisé (Bœuf et al., 2005).

IV. CONCLUSION

Dans cette partie, nous avons présenté de manière bibliographique la décharge couronne volumique et la décharge à barrière diélectrique (DBD). Ces deux décharges électriques, ayant lieu dans l'air et à pression atmosphérique, font parties des plasmas froids pour lesquels les énergies mises en jeu sont faibles.

La décharge couronne, étudiée depuis longtemps, est établie entre une pointe (portée à un potentiel soit continu, positif ou négatif, soit à un signal alternatif) et une plaque. La DBD, découverte plus récemment, est obtenue en accolant au moins une électrode à un isolant. Nous avons essentiellement présenté la décharge mise au point par Roth : la « OAUGDP ». Cette décharge est constituée d'électrodes collées de part et d'autre d'un isolant.

Nous avons vu que la principale propriété et qui nous intéresse est l'apparition d'un écoulement de quelques m/s. Cet écoulement secondaire (vent ionique) constitue donc la base de nos travaux au LEA puisque l'objectif est de contrôler un écoulement par l'intermédiaire du vent ionique.

Nous allons maintenant présenter les résultats concernant le développement et l'étude de la décharge couronne et de la DBD.

CHAPITRE II ; DEVELOPPEMENT DE L'ACTIONNEUR

PLASMA DE « SURFACE »

Dans ce chapitre, nous allons présenter les travaux concernant le développement des deux décharges étudiées dans cette thèse. Une première partie est donc consacrée à la décharge couronne et une seconde partie à la décharge à barrière diélectrique. Les résultats pour les deux décharges décrivent les propriétés électriques (courant de décharge) et mécaniques (écoulement induit).

La décharge couronne a été utilisée dès le début dans notre laboratoire dans le cadre du contrôle actif d'écoulement par plasmas froids. Cependant, bien que des résultats significatifs ont été observés dans ce domaine, il s'avère que l'efficacité de l'actionneur dépend grandement des propriétés de la décharge et plus spécialement des caractéristiques du vent ionique induit. En effet, le principal inconvénient de la décharge couronne est l'apparition d'arcs qui altèrent les performances du contrôle. Comme autre inconvénient majeure observé, on peut signaler des zones d'ombre le long des électrodes où le plasma semble éteint. Ainsi, le vent ionique derrière ces zones est nul et limite donc l'efficacité du contrôle. Afin d'améliorer ses défauts, nous avons effectué une étude paramétrique. Par exemple, l'influence de la nature de l'isolant, de la forme et de la géométrie des électrodes, ainsi que des caractéristiques du signal électrique appliqué (régime DC ou AC) est analysée.

Dans le but d'obtenir un actionneur plus stable et homogène que la décharge couronne, nous nous sommes lancés dans l'étude de la décharge à barrière diélectrique. L'étude de cette décharge est nettement plus récente et a débuté à la fin de cette thèse avec les travaux de Pons (**Pons *et al.*, 2004**) et Forte (**Forte, 2004**). Ces premières études ont essentiellement consisté à caractériser le vent ionique pour plusieurs configurations de décharges. Nous avons ainsi regardé l'influence de la nature du diélectrique, de la configuration des électrodes ou des paramètres électriques comme la fréquence et l'amplitude du signal HT.



V. ETUDE DE LA DECHARGE COURONNE DE SURFACE DC

V.1 INTRODUCTION

Nous commençons ce second chapitre par l'étude de la décharge couronne de surface. Le cas de la décharge couronne à pression atmosphérique établie entre deux électrodes à la surface d'un matériau isolant a été très peu étudiée. En effet, l'interaction de la décharge avec la paroi du diélectrique rend la situation et l'étude complexe. Par conséquent, on peut imaginer que les propriétés du vent ionique sont différentes de la décharge couronne volumique.

Dans cette partie, nous nous proposons d'exposer les résultats concernant l'étude de la décharge couronne de surface et plus spécialement, les caractéristiques du vent ionique induit. Dans l'optique d'optimiser le contrôle actif d'écoulement cette étape semble désormais indispensable.

Dans un premier temps, nous allons commencer par présenter les principaux résultats déjà obtenus lors d'études préliminaires effectuées au laboratoire. Nous décrirons d'une manière générale la décharge avant de donner quelques propriétés sur ses caractéristiques électriques et sur le vent ionique.

Dans un second temps, nous allons exposer les résultats obtenus lors d'étude complémentaires. Cette étude se concentre essentiellement sur des mesures de vent ionique effectuées au tube de Pitot. Dans une première étape, nous allons décrire la topologie du vent ionique et l'influence de plusieurs paramètres (comme la géométrie des électrodes ou la nature de l'isolant par exemple) sur le comportement de la décharge dans le cas d'une décharge en régime continu. Dans une seconde étape, le cas d'une décharge en régime alternatif est également étudiée avec un signal carré et sinusoïdal.

Enfin, nous allons regarder le comportement de la décharge lorsque celle-ci est en présence d'un écoulement externe. En effet, les travaux présentés ci-dessus ont été conduits en statique or il s'est avéré, pendant les expériences de contrôle d'écoulement en soufflerie, qu'un écoulement influe de manière non négligeable sur le courant et la stabilité de la décharge.

V.2 ETUDES PRELIMINAIRES

V.2.1 Description et principes de l'actionneur

Le schéma de la Figure V-1 (vue en coupe) donne une représentation générale de la décharge couronne de surface utilisée tout au long de cette thèse. La décharge est établie à l'aide de *deux électrodes placées à l'intérieur de rainures usinées dans un matériau isolant*. La profondeur de ces rainures est égale au diamètre des électrodes. Cette configuration a été finalement adoptée suite aux travaux de **Léger (2003)** durant sa thèse. Dans les configurations initialement testées (**Artana et al., 2000**), l'anode et la cathode étaient respectivement un fil de cuivre et une bande d'aluminium. Ces électrodes étaient directement posées à la surface d'une plaque de PMMA (PolyMethyl-MethAcrylate) et distantes l'une de l'autre de 4 cm. Cependant, cette décharge fut difficile à stabiliser. Ceci était probablement dû au fait que les électrodes étaient directement en vis-à-vis, ce qui rendait la stabilité de la décharge plus sensible aux défauts et imperfections des électrodes. Ainsi, et après plusieurs essais de configurations diverses, la cathode fut remplacée par un autre fil, mais de diamètre plus grand que l'anode, et les deux électrodes ont été insérées à l'intérieur de rainures pour palier au vis-à-vis. La distance entre ces rainures est toujours de 4 cm. La configuration de la Figure V-1 a donc permis une décharge plus stable (moins d'arcs) avec des courants plus importants.

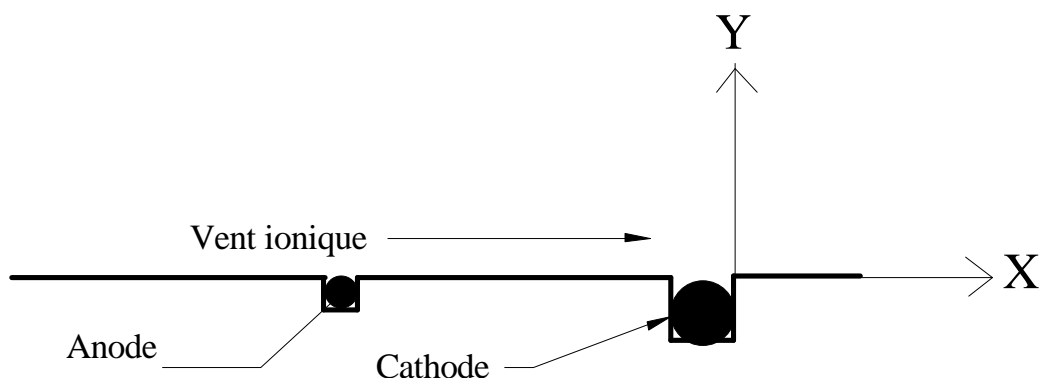


Figure V-1 : Schéma de principe de la décharge couronne.

Lorsqu'on applique la haute tension entre les deux électrodes avec cette configuration et à pression atmosphérique dans l'air, un écoulement secondaire apparaît et est dirigé de l'anode vers la cathode. Cet écoulement secondaire est généralement désigné sous le vocable

de «*vent ionique*». Le mécanisme de formation et l'origine du vent ionique seront décrits plus précisément dans la section V.2.3 ci-après.

V.2.2 Propriétés électriques

V.2.2.1 Caractéristiques du courant de décharge

La haute tension est obtenue à l'aide de deux alimentations haute tension (HT) DEL®, l'une positive (+ 40 kV et 3,75 mA) et l'autre négative (− 40 kV et 3,75 mA). La précision est de 0,1 kV. Le courant moyen est donné par un capteur interne aux alimentations avec une précision de 10 μ A.

Avant de continuer, nous allons préciser et définir les notations des grandeurs électriques que nous allons rencontrer à partir de maintenant tout au long de ce rapport :

- (1) Le champ électrique **E** (kV/cm) : **E** correspond à la différence de potentiel **V** appliquée divisée par la distance inter-électrode **d**.
- (2) La densité de courant **I** (mA/m) : **I** est égal à la valeur du courant de décharge moyen **i** divisée par la longueur des électrodes **L**.
- (3) La puissance électrique moyenne consommée **P_{élec}** (W) : **P_{élec}** est le produit de la différence de potentiel **V** par le courant de décharge moyen **i**.
- (4) La puissance électrique par unité de surface de plasma **P** (mW/cm²) : **P** est égal à la puissance électrique consommée (**P_{élec}**) divisée par la surface du plasma comprise entre les 2 électrodes (**d × L**).

Lors de nos essais, nous appliquons d'abord une tension de − 10 kV à la cathode et on ajuste le potentiel positif à l'anode. Cette décharge bipolaire permet de limiter l'interaction de la décharge avec les objets environnants placés à la terre ou non. La Figure V-2.a décrit un comportement typique du courant de décharge moyen **I** (mA/m) en fonction du champ électrique moyen appliqué **E** (kV/cm). Par abus de langage nous emploierons le vocable « courant-tension » pour désigner les caractéristiques qui décrivent le comportement du courant moyen en fonction du champ électrique.

Nous avons vu dans le chapitre précédent que pour la configuration pointe-plaque, le courant de décharge **i** augmente avec la différence de potentiel **V** suivant l'expression (**Loeb, 1965**) :

$$i = CV(V - V_o)$$

avec V_0 le potentiel d'amorçage ou seuil d'ionisation à partir duquel la décharge s'allume. La constante C dépend de la géométrie de la décharge et de la nature du gaz environnant. Dans l'air et à pression atmosphérique, C est de l'ordre de $0,1$ à $1 \mu\text{A/kV}$. Dans notre cas, nous voyons que le courant n'évolue pas de la même manière puisque la courbe extrapolée de la Figure V-2.a ne correspond pas aux points expérimentaux (symboles \blacksquare). La décharge surfacique ne se comporte donc pas comme une décharge volumique.

Dès les premiers essais avec la décharge surfacique, il est apparu une hystérésis dans la zone d'allumage de la décharge. Un exemple de ce phénomène est illustré à la Figure V-2.b où l'on a tracé l'évolution de I en fonction de E en augmentant le potentiel (symboles \blacksquare) et en diminuant le potentiel (symboles \bullet). Cet hystérésis est due à l'existence du potentiel d'amorçage de la décharge qui dépend de plusieurs facteurs comme la géométrie des électrodes ou des conditions extérieures de l'environnement de la décharge (humidité relative ou présence d'un écoulement par exemple). Enfin, nous considérerons par la suite les courbes de la phase descendante car elles ont conduit à des résultats plus répétitifs.

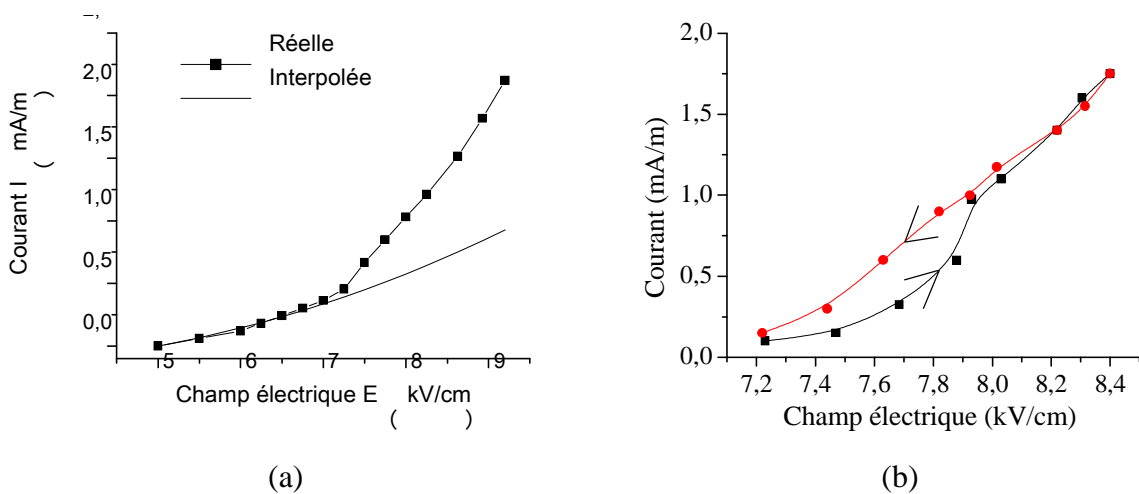


Figure V-2 : Courbes typiques courant-tension de la décharge couronne (a) puis visualisation du phénomène d'hystérésis (b).

La Figure V-3 représente le comportement du courant de décharge i en fonction du temps pour un courant moyen de $150 \mu\text{A}$ (a) et un courant de $500 \mu\text{A}$ (b). Ces courbes montrent que le courant se compose d'une composante continue et de pics impulsionnels (composante alternative) dont leurs nombres augmentent avec le courant moyen. La durée de ces pics de courants est de l'ordre de quelques microsecondes et pourraient correspondre aux « streamers » observés par **Goldman et al. (1985)**.

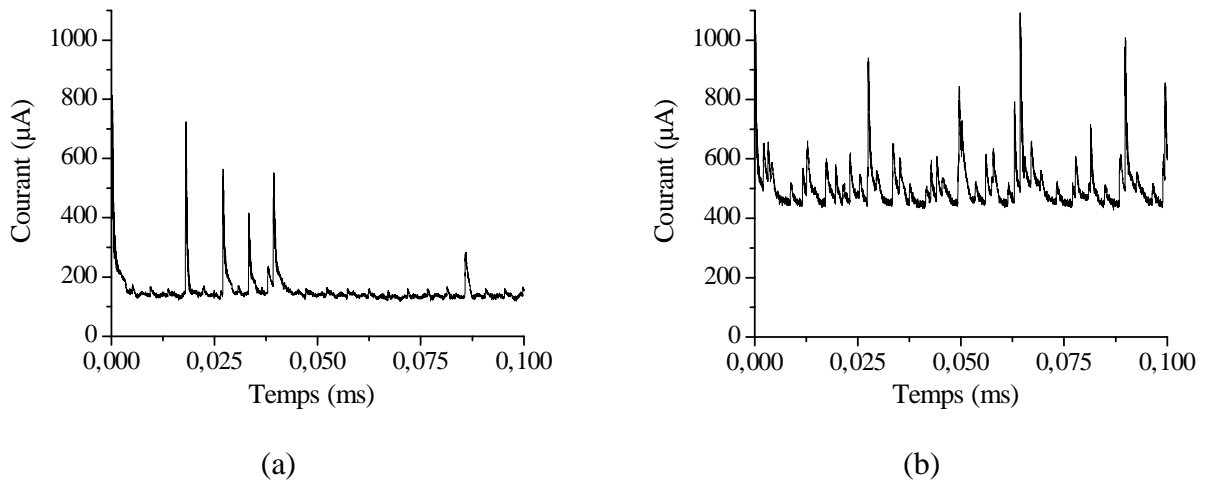


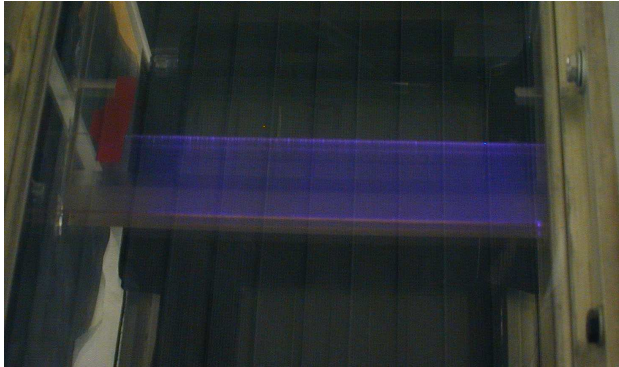
Figure V-3 : Courant de décharge en fonction du temps pour un courant moyen de 150 μA (a) et un courant moyen de 500 μA .

V.2.2.2 Caractéristiques des différents régimes de décharges

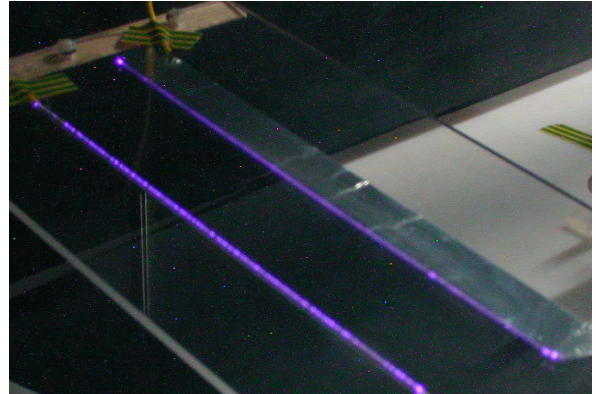
Lorsqu'on augmente la différence de potentiel, on peut observer cinq régimes de décharges illustrés par les photos de la Figure V-4.

- (5) « **SPOT** » : pour $I \leq 0,2 \text{ mA/m}$ et $P \leq 15 \text{ mW/cm}^2$. C'est le premier régime qui apparaît. La décharge est inhomogène car elle se caractérise par quelques points concentrés sur les électrodes. Le nombre de ces points augmente avec la différence de potentiel. Ces points apparaissent au niveau des imperfections des électrodes. Ils entraînent alors des concentrations locales de lignes de champ, créant ainsi une zone préférentielle de décharge.
- (6) « **STREAMER CORONA** » : pour $0,2 \leq I \leq 0,8 \text{ mA/m}$ et $15 \leq P \leq 50 \text{ mW/cm}^2$. Ce second régime apparaît pour des potentiels plus élevés. La décharge devient plus lumineuse de façon plus ou moins homogène dans l'espace inter-électrode (Figure V-4.a). Le plasma prend une couleur bleutée et est collé à la surface de l'isolant. Comme pour le régime précédent, l'homogénéité du plasma dépend une nouvelle fois de la qualité et défauts des électrodes. Il peut en effet y avoir des zones sombres encadrées de zones lumineuses. De plus, ceci s'accompagne généralement de « *streamers* » ou décharges filamenteuses.

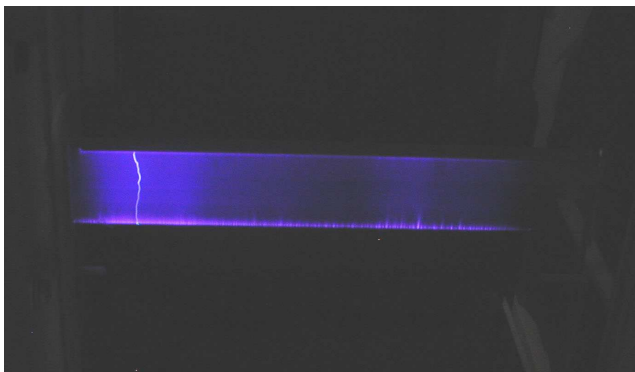
- (7) « **GLOW CORONA** » : pour $0,8 \leq I \leq 2,5 \text{ mA/m}$ et $50 \leq P \leq 200 \text{ mW/cm}^2$. Dans ce régime, la couleur bleutée précédente disparaît et on retrouve les points lumineux du premier régime. Néanmoins, leur nombre est beaucoup plus important pour ne former finalement qu'une ligne continue, également bleue, sur tout le long des électrodes (Figure V-4.b). Ce troisième régime est beaucoup plus stable et permet d'atteindre des courants plus importants.



(a)



(b)



(c)

Figure V-4 : Visualisations de la décharge couronne en régime « streamer » (a), en régime « glow » (b) puis en régime « filamentaire » (c).

- (8) **Régime « FILAMENTARY »** : dans ce régime, quelques points autorisent la formation d'une décharge concentrée en un canal appelé filament (Figure V-4.c). Ces points sont surtout ceux qui se trouvent sur les imperfections des électrodes. Ces filaments apparaissent pour des courants supérieurs à $0,6 \text{ mA/m}$ et rendent la décharge très instable (passage à l'arc de manière sporadique).
- (9) **Régime « ARC »** : lorsqu'on continue à augmenter le potentiel dans le régime précédent, on voit apparaître la concentration de filaments. Dans ce cas, toute la puissance passe par un de ces filaments, ce qui entraîne un fort appel de courant et

une hausse de la température : c'est le passage d'un arc. Ce régime conduit à des détériorations de l'isolant et l'appel de courant, même bref, peut endommager les alimentations HT.

Ainsi, dans le cadre du contrôle des écoulements, nous utilisons les régimes « streamer corona » et « glow corona » puisqu'ils sont plus stables et permettent d'atteindre des courant plus important susceptibles d'augmenter la vitesse du vent ionique. En effet, nous avons vu dans le chapitre précédent que la vitesse du vent ionique était proportionnelle à la racine carrée du courant de décharge i .

V.2.3 Propriétés mécaniques – Etude du vent ionique

V.2.3.1 Formation du vent ionique

Dans les conditions énoncées précédemment V.2.1, l'application d'une haute tension entre deux fils à la surface d'un isolant induit un écoulement secondaire appelé vent ionique. Les deux fils sont de diamètres différents. L'anode est généralement l'électrode de petit diamètre et la cathode celle de diamètre plus grand (Figure V-1). Schématiquement, des ions positifs sont créés à l'anode et des électrons à la cathode. Sous l'influence des forces coulombiennes, ces charges migrent vers l'électrode opposée et échangent alors de la quantité de mouvement avec les particules neutres dans l'espace inter-électrode. Un modèle physique simple établi par **Roth (1998)**, a montré que la vitesse induite par le déplacement des électrons est 400 à 800 fois plus faible que l'écoulement induit par les ions. En effet, la masse des électrons est très inférieure comparée à celle des ions. Par conséquent, leur contribution à l'échange de quantité de mouvement est faible. Le vent ionique est donc essentiellement dû aux ions positifs et est dirigé de l'anode vers la cathode. Cependant, si on inverse la polarité (anode : grosse électrode ; cathode petite électrode) le vent ionique ira alors de la grosse vers la petite électrode. Ce point sera abordé ultérieurement.

Le vent ionique, tangentiel à la paroi de l'isolant, constitue donc la base du contrôle d'écoulement. L'idée est d'appliquer cette propriété intéressante de la décharge au niveau de la couche limite d'un écoulement afin d'augmenter localement (*i.e.* proche de la paroi) la vitesse ou de la diminuer selon si le vent ionique est dans le même sens ou non que l'écoulement. Dans le même sens, l'effet recherché avec le vent ionique sera d'augmenter la vitesse alors que dans le sens contraire on cherchera plutôt à la diminuer. Ainsi, selon la

méthode de contrôle à effectuer l'anode ou la cathode sera en amont ou en aval pour que le vent ionique soit dans le sens désiré.

V.2.3.2 Analyse de la vitesse du vent ionique au tube de Pitot.

La mesure de la vitesse du vent ionique s'effectue à l'aide d'un tube de Pitot. Ce tube de Pitot est en fait une prise de pression en verre, donc isolant, afin de sonder la vitesse dans l'espace inter-électrode. En déplaçant le tube de Pitot nous allons procéder à la mesure de profils de vitesse du vent ionique. Ce déplacement est repéré par les axes X,Y dont l'origine se situe juste derrière la cathode (Figure V-1).

Etablir un profil de vitesse consiste à mesurer la vitesse à plusieurs points Y en partant de la surface de la plaque ($Y = 0$) jusqu'à quelques centimètres au dessus de celle-ci lorsque la vitesse du vent ionique tend vers 0. Afin de rendre compte de l'évolution horizontal du vent ionique, les profils sont mesurés à plusieurs valeurs de X. Cette méthode simple et rapide ne donne néanmoins que **la composante horizontale** du vent ionique.

La Figure V-5 donne un exemple typique de profils de vitesse obtenus sur une plaque plane en PMMA avec une anode et une cathode de diamètre respectif de 0,6 et 2 mm. Ces profils ont été tracés dans l'espace inter-électrode à $X = -10$ mm (*i.e.* 10 mm devant la cathode) pour 4 valeurs de courants I. Ils montrent que :

- La vitesse du vent ionique augmente avec le courant de décharge I,
- La vitesse maximum du vent ionique (de 2 à 3,5 m/s) est obtenue proche de la paroi ($0,5 \text{ mm} < Y < 2 \text{ mm}$),

La Figure V-6 présente la vitesse instantanée du vent ionique pendant 2 secondes à $X = -10$ mm et $Y = 1$ mm, pour un courant I de 0,3 et 1,5 mA/m. D'une part, cette figure confirme bien que la vitesse moyenne du vent ionique augmente avec le courant I. Et d'autre part, on observe une augmentation des fluctuations de vitesse avec le courant I. Ceci tend à démontrer que sur un point de vue mécanique, la décharge est moins stable lorsque I augmente.

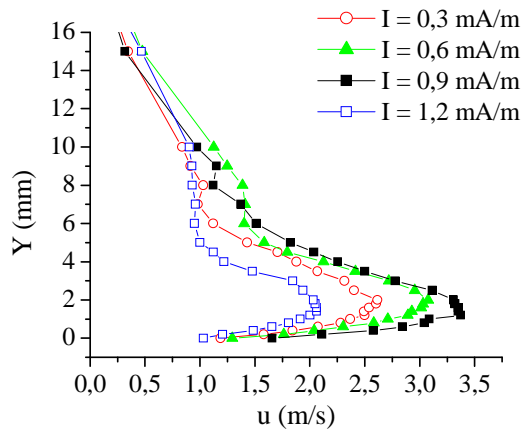


Figure V-5 : Comportement typique des profils de vitesse en fonction du courant de décharge mesurés à $X = -10$ mm en amont de la cathode.

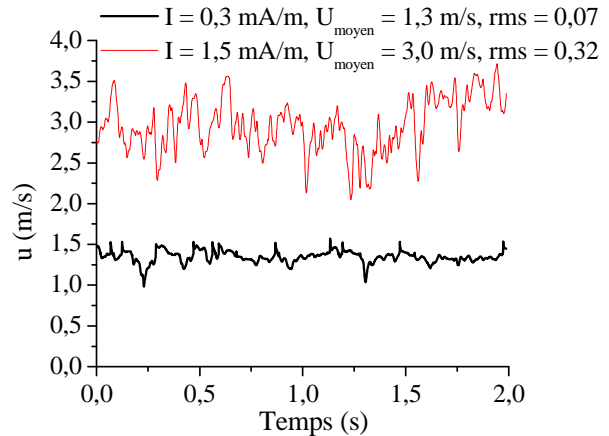


Figure V-6 : Vitesse instantanée en fonction du temps mesurée à $X = -10$ mm et en $Y = 1$ mm, pour deux valeurs de courant.

V.3 ETUDE COMPLEMENTAIRES DE LA DECHARGE COURONNE DE SURFACE¹

V.3.1 Introduction

Dans le souci de toujours augmenter les performances de l'actionneur, nous devons constamment étudier la décharge afin de mieux cerner son fonctionnement. Nos efforts se concentrent essentiellement sur le vent ionique et sur la stabilité de la décharge. En d'autres termes, l'objectif recherché est d'obtenir un vent ionique le plus important possible sans avoir d'arcs. Pour augmenter la vitesse du vent ionique, il faut augmenter le courant de décharge (on rappelle une nouvelle fois que la vitesse du vent ionique est proportionnelle à la racine carré du courant de décharge i), donc augmenter le potentiel sans pour autant atteindre la limite de claquage dans l'air. L'objectif de cette partie est de regarder le comportement du vent ionique, mais aussi du courant de décharge, pour plusieurs configurations de décharge et trouver ainsi une configuration optimale apte à être utilisée ensuite pour le contrôle

¹ Les résultats présentés dans cette partie « V.3 Etude Complémentaire de la Décharge Couronne de Surface » sont issus de travaux d'abord menés par Eric Moreau (Moreau, 2004a ; Moreau *et al.*; 2005) puis ensuite par moi-même (Labergue *et al.*, 2005).

d'écoulement. Les principaux paramètres étudiés sont : le diamètre des électrodes, la distance inter-électrode et la nature du diélectrique sur lequel s'établit la décharge. Le cas d'une décharge DC et AC est envisagé.

V.3.2 Protocole expérimental

V.3.2.1 Description des plaques étudiées

Afin de mener cette étude paramétrique, il a été nécessaire de concevoir plusieurs plaques. Nous avons ainsi regardé l'influence du diamètre des électrodes \varnothing (trois plaques), de l'espace inter-électrodes d (quatre plaques) et de la nature du diélectrique (cinq plaques). Les électrodes sont placées à l'intérieur de rainure comme indiquée à la Figure V-1. Leur profondeur correspond au diamètre \varnothing des électrodes. Pour toutes les plaques, la longueur L des électrodes est de 20 cm. En plus des paramètres ci-dessus, nous avons également analysé l'influence de la polarité. C'est-à-dire que dans un premier cas nous avons mesuré le vent ionique lorsque l'anode est la petite électrode et la cathode la grosse électrode (Sens 1) alors que dans un second cas, l'anode et la cathode sont respectivement la grosse et la petite électrode (Sens 2). ***Par la suite, nous noterons toujours \varnothing_+ le diamètre correspondant à l'anode et \varnothing_- le diamètre correspondant à la cathode.***

V.3.2.2 Appareils haute tension et équipements électriques

La photo de la Figure V-7 illustre l'ensemble de l'équipement électrique dont nous disposons au laboratoire pour effectuer nos expériences. Dans le cas de la décharge couronne continue DC, l'anode est connectée à une alimentation positive HT DEL® (+ 40 kV et 3,75 mA) et la cathode à une seconde alimentation négative HT DEL® (- 40 kV et 3,75 mA). Pour les expériences conduites en régime AC, nous avons étudié le cas d'un signal carré et sinusoïdal. Pour le cas du signal carré, nous avons connecté un amplificateur HT TREK® 20/20C (± 20 kV, ± 20 mA, 20 kHz) à l'anode et l'alimentation négative HT DEL® est reliée à la cathode. Pour le signal sinusoïdal, nous avons utilisé deux amplificateurs HT TREK® monté en série et en opposition de phase. Ceci a été rendu nécessaire pour obtenir une décharge puisque chacun des deux amplificateurs disponibles ne fournit pas une HT suffisante. Ainsi, chacune des deux électrodes est connectée à un premier amplificateur HT TREK® 20/20C (± 20 kV, ± 20 mA, 20 kHz) et à un second amplificateur HT TREK®

30/30C (± 30 kV, ± 40 mA, 20 kHz). Sur la Figure V-7 on peut voir par exemple l'amplificateur HT TREK® 20/20C.



Figure V-7 : Visualisation des différents équipements électriques : alimentations et amplificateurs HT, GBF et oscilloscope.

V.3.2.3 Mesure du vent ionique par tube de Pitot

La Figure V-8 donne un schéma de principe pour la mesure de la vitesse du vent ionique à l'aide d'un tube de Pitot. Nous avons vu précédemment que ce tube de Pitot est une sonde de pression en verre, ou capillaire. Ce matériau isolant nous permet donc la mesure du vent ionique dans le plasma même. Le rayon du capillaire est de 0,2 mm. Le capillaire est relié à un micromanomètre Furness® (pleine échelle 12 m/s, précision de 1 % et bande passante de 50 Hz) par l'intermédiaire d'un tube isolant Tygon®.

Le déplacement du tube de Pitot est repéré par les axes X,Y. L'origine est localisée comme dans la Figure V-1, juste derrière la cathode. Le déplacement le long de l'axe Y est réalisé par un moteur pas à pas (précision inférieur à 50 μ m) piloté par un logiciel (Testpoint®). La fréquence d'échantillonnage pour chaque point de mesure est 1000 Hz pendant 2 s. Pour les mesures le long de l'axe X, le déplacement est manuel et réalisé à l'aide d'une vis sans fin (précision de 0,1 mm) équipée de graduations. Le capillaire donne en fait la pression totale. La vitesse est donc déduite en soustrayant la pression statique, donnée par

une seconde prise de pression, de la pression totale. Enfin, on rappelle que ce type de mesure ne nous donne que la composante horizontale de la vitesse.

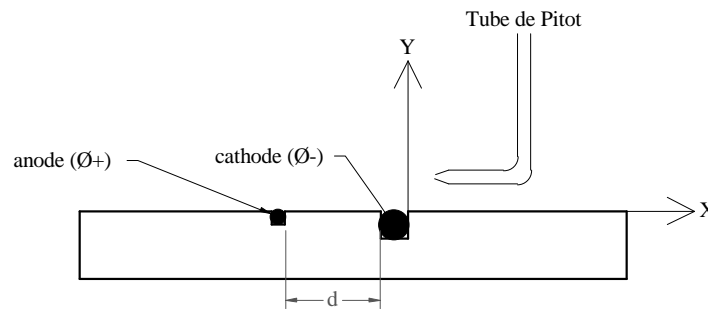


Figure V-8 : Schéma de principe du système de déplacement pour la mesure de la vitesse du vent ionique au tube de Pitot.

V.3.3 Etude en régime continu DC

Dans ce paragraphe, nous allons présenter les résultats concernant une décharge couronne en régime continu. Nous commençons par montrer l'origine et la formation du vent ionique avant de continuer avec les résultats de l'étude paramétrique. Et nous terminons avec quelques mesures instantanées du vent ionique.

V.3.3.1 Topologie du vent ionique

Ici, l'objectif est d'essayer d'expliquer l'origine de la masse mise en mouvement par la décharge. Pour y parvenir, l'idée est de mesurer la vitesse du vent ionique en fonction de X. La Figure V-9 présente des profils de vitesses pour 3 valeurs de X pour un courant moyen $I = 0,45 \text{ mA/m}$ (a) et pour un courant moyen $I = 0,9 \text{ mA/m}$ (b). La Figure V-9.a indique que pour $X < -37 \text{ mm}$, le Pitot ne détecte aucune vitesse horizontale. Le vent ionique ne prend donc pas naissance juste après l'anode mais 3 mm plus en aval. En effet, à $X = -37 \text{ mm}$, on mesure une vitesse de l'ordre de $0,75 \text{ m/s}$ très proche de la paroi. Ensuite plus X augmente et se rapproche de la cathode, plus la vitesse maximum augmente. Plus en aval ($X = 10 \text{ mm}$), la vitesse diminue car il y a diffusion vers les Y positifs (Figure V-10). Les profils de la Figure V-9.b pour un autre courant décrivent le même comportement. Ceci démontre donc que la quantité de mouvement ne vient pas de la région en amont de l'anode, mais de la région placée au dessus de l'anode (Figure V-11).

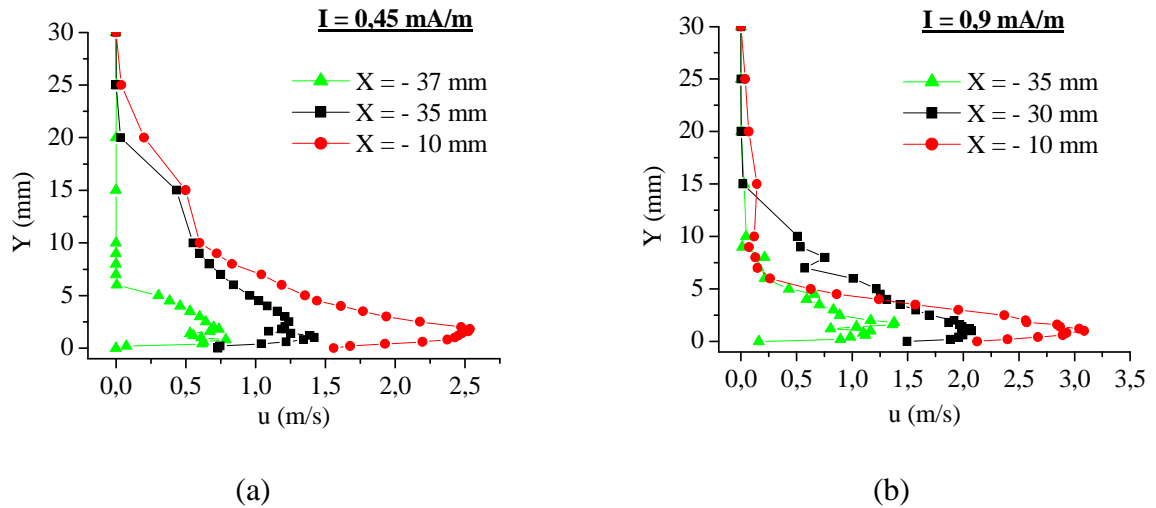


Figure V-9 : Profils de vitesses pour différentes valeurs de X pour $I = 0,45 \text{ mA/m}$ (a), et pour $I = 0,9 \text{ mA/m}$ (b).

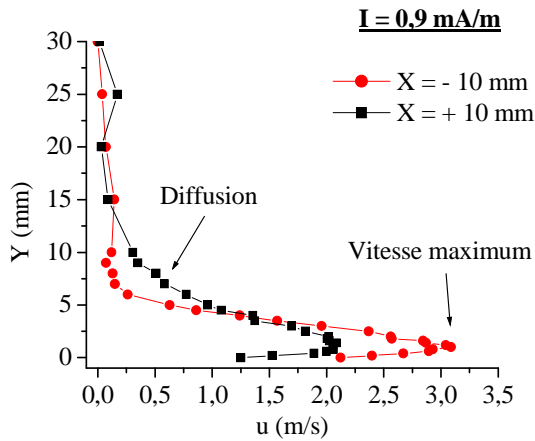


Figure V-10 : Profil de vitesse pour $I = 0,9 \text{ mA/m}$ tracé à 10 mm en amont et en aval de la cathode.

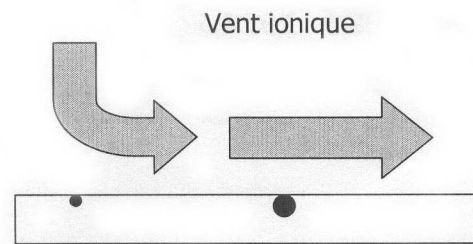


Figure V-11 : Schéma de principe représentant l'origine de la masse mis en mouvement par la décharge.

V.3.3.2 Etude paramétrique

Nous allons ici exposer successivement les résultats concernant l'influence du diamètre des électrodes, de la distance inter-électrodes, de la nature du diélectrique et de la polarité des électrodes. Dans chaque cas, les propriétés électriques de la décharge et les profils de vitesse sont décrits.

- Influence du diamètres des électrodes

Le premier paramètre envisagé est le diamètre des électrodes. Trois plaques avec des diamètres d'électrode différente ont été étudiées. Chacune des ces trois plaques est en PMMA avec une distance inter-électrodes de 4 cm. Pour la première plaque, l'anode et la cathode ont respectivement un diamètre de $\varnothing_+ = 0,8$ mm et $\varnothing_- = 2$ mm. Pour la seconde plaque, $\varnothing_+ = 0,4$ mm et $\varnothing_- = 2$ mm et pour la troisième plaque, $\varnothing_+ = 0,4$ mm et $\varnothing_- = 0,8$ mm. La Figure V-12 présente les caractéristiques courant-tension (E-I) pour les trois configurations d'électrode étudiées. Ces courbes montrent que plus les électrodes sont petites, plus le courant I est important pour une même valeur de E. Par commodité, nous dirons « petites » ou « grosses » électrodes pour désigner leur diamètre. En fait, plus les rayons de courbures des électrodes sont petits, plus le gradient du champ électrique augmente à leur proximité et l'ionisation est alors favorisée.

Les profils de vitesse pour les trois configurations ont été tracés à $X = 10$ mm pour un courant I de 1,5 mA/m (Figure V-13). Ces profils montrent que le maximum de vitesse (2,7 m/s à $Y = 1$ mm) du vent ionique est obtenu avec $\varnothing_+ = 0,4$ mm et $\varnothing_- = 2$ mm, c'est à dire pour la configuration présentant la plus grande dissymétrie des électrodes. Les deux autres profils sont similaires et ont un maximum de vitesse plus petit (2,2 m/s à $Y = 1$ mm).

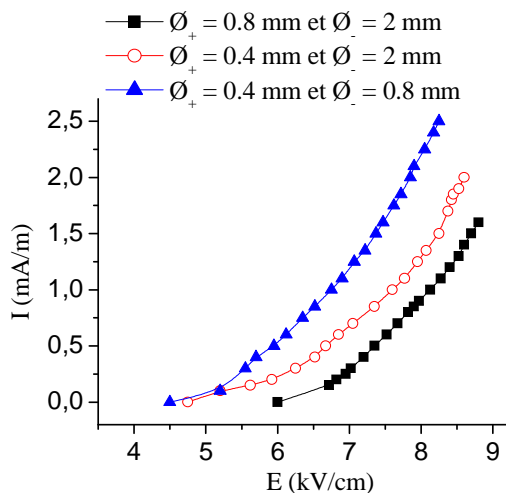


Figure V-12: Courbes courant-tension en fonction de la dissymétrie des électrodes.

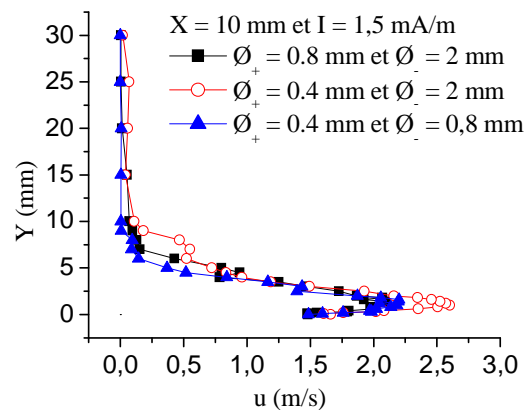


Figure V-13: Profils de vitesse pour différents diamètres d'électrodes tracés à $X = 10$ mm pour un courant moyen $I = 1,5$ mA/m.

L'étude de ce premier paramètre nous montre que plus le diamètre de l'anode est petit comparativement à celui de la cathode, plus le vent ionique induit est important. Par ailleurs, il s'est avéré que, lors des essais, cette *augmentation de la dissymétrie des électrodes limite également le passage à l'arc*.

- Influence de la distance inter-électrodes

Le second paramètre étudié est la distance inter-électrodes d . Quatre distances ont été analysées : 2, 4, 6 et 8 cm. Ces quatre plaques sont en PMMA avec comme diamètre d'électrode : $\varnothing_+ = 0,8$ mm et $\varnothing_- = 2$ mm. Pour $d = 2$ cm, il a été difficile d'allumer la décharge. Beaucoup d'arcs apparaissent. Cet essai semble montrer qu'il existe une distance d minimale entre les deux électrodes puisqu'à partir de $d = 4$ cm la décharge s'allume correctement.

La Figure V-14 représente les courbes courant-tension pour les trois autres distances envisagées. Ces caractéristiques montrent que le courant I augmente avec d . La Figure V-15 décrit les profils de vitesse pour les trois valeurs de d à $X = 10$ mm pour un courant $I = 1$ mA/m.

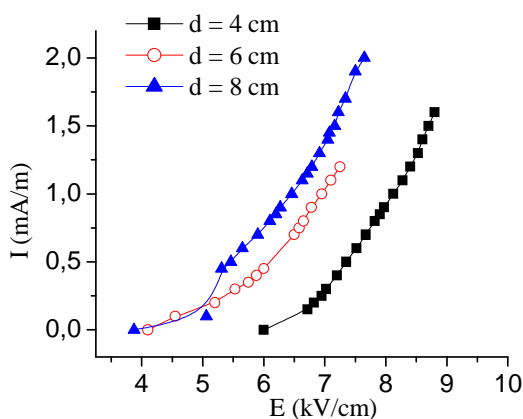


Figure V-14: Courbes courant-tension pour différentes distances inter-électrodes.

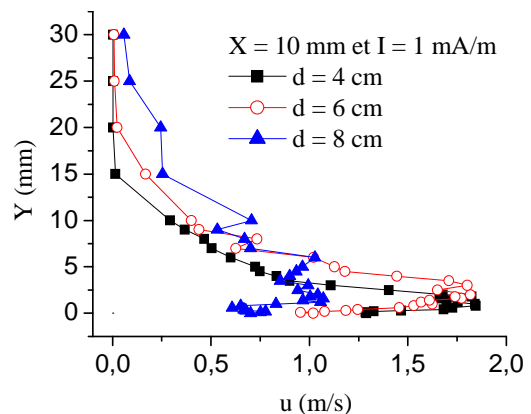


Figure V-15: Profils de vitesse pour différentes distances inter-électrodes tracés à $X = 10$ mm pour un courant moyen $I = 0,85$ mA/m.

Bien que le courant le plus important soit obtenu pour la plus grande distance ($d = 8$ cm), le profil de vitesse à cette distance montre un vent ionique plus faible (1,1 m/s au

maximum) par rapport à 4 et 6 cm (valeur maximale de 1,8 m/s). De plus, la vitesse maximum de vent ionique est obtenue à une valeur plus grande de Y lorsque d augmente. En effet, si d augmente alors les lignes de champ électrique occupent un volume plus grand au dessus de l'espace inter-électrodes. Par conséquent, le volume dans lequel s'effectue l'échange de quantité de mouvement entre les ions et particules neutres est également plus important. Ainsi, plus d augmente, plus le vent ionique se diffuse en aval de la cathode et se situe à une distance plus haute au dessus de la surface. Ceci se traduit par des profils de vitesse plus larges dans le sens des Y (Figure V-15).

- Influence du matériau

Nous allons maintenant nous intéresser à la nature du diélectrique. Des plaques en PMMA, en PVC (PolyVinylChloride), en médium (Medium Density Fiberboard, matériau à base de fibre de bois) et en alumine (céramique de constitution physico-chimique Al_2O_3 à 97,7%) sont analysées. Ces quatre plaques ont une distance inter-électrodes de 4 cm avec $\varnothing_+ = 0,8$ mm et $\varnothing_- = 2$ mm. Le cas de l'alumine est assez singulier. En effet, nous verrons juste ci-dessous que le vent ionique est plus important lorsque la petite et la grosse électrode sont respectivement l'anode et la cathode. Pour l'alumine nous avons observé que l'écoulement induit est négligeable dans ce cas. Par contre, en inversant la polarité des électrodes on détecte un vent ionique bien plus significatif. Cette expérience précise bien que *l'influence et l'interaction avec le matériau est très importante.*

Ne pouvant comparer la plaque d'alumine avec les trois autres matériaux pour raison de polarité, la Figure V-16 décrit les caractéristiques courant-tension pour les plaques en PMMA, PVC et médium. Cette figure montre clairement que le courant le plus important est obtenu avec la plaque en PMMA. Par ailleurs, la décharge avec le PVC et le médium conduisait rapidement à des arcs même pour de faibles courants.

La Figure V-17 montre les profils de vitesse pour ces trois matériaux tracés à $X = 10$ mm avec un courant $I = 0,56$ mA/m. On remarque que le maximum de vitesse est atteint avec la plaque en PMMA (2,2 m/s à $Y = 1$ mm) et que des résultats similaires sont observés pour le PVC et médium (1,5 m/s environ à $Y = 2,5$ mm).

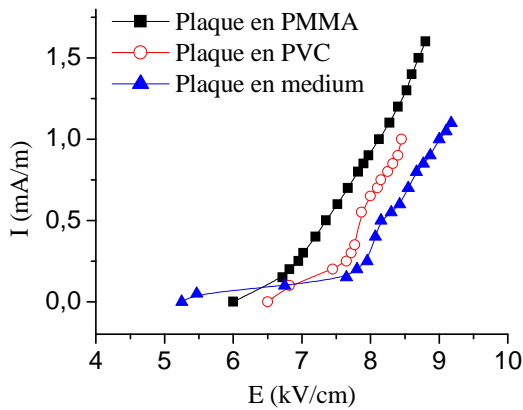


Figure V-16: Courbes courant-tension pour différents matériaux.

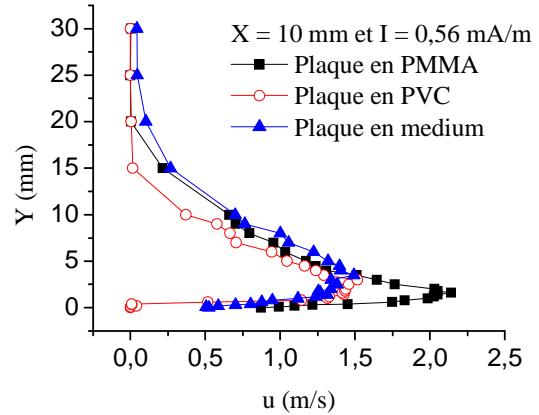


Figure V-17: Profils de vitesse pour différents matériaux tracés à $X = 10$ mm pour un courant moyen $I = 0,56$ mA/m.

- Influence de la polarité des électrodes

L'étude de l'influence du diamètre des électrodes \varnothing , de la distance inter-électrode d et du diélectrique a montré des résultats plus satisfaisant pour une plaque en PMMA avec $d = 4$ cm et avec des diamètres d'anodes les plus petits possibles: $\varnothing_+ = 0.4$ mm associé à $\varnothing_- = 2$ mm et $\varnothing_+ = 0.4$ mm associé à $\varnothing_- = 0.8$ mm.

Nous allons désormais poursuivre ce travail avec ces deux configurations en regardant l'influence de la polarité. Dans un premier cas (Sens 1), nous considérons toujours l'anode et la cathode comme respectivement la petite et la grosse électrode (Figure V-18.a). Puis dans un second cas, l'anode et la cathode deviennent respectivement la grosse et la petite électrode (Figure V-18.b). La Figure V-19 représente les profils de vitesse tracés à $X = 10$ mm dans chaque sens pour les diamètres d'électrode de 0.4 mm associée à 2 mm (a) et pour 0.4 mm associée à 0.8 mm (b), avec un courant $I = 1,5$ mA/m.

Pour les deux plaques, deux principaux constats peuvent être établis :

- 1) Le maximum de vitesse du vent ionique est atteint lorsque l'anode et la cathode sont respectivement la petite et la grosse électrode (Sens 1 ; symboles -■-),
- 2) Le plasma, et donc le vent ionique, est plus proche de la paroi lorsque l'anode et la cathode sont respectivement la petite et la grosse électrode (sens 1).

D'autres essais pour d'autres courant confirment ce phénomène : la vitesse du vent ionique est toujours plus faible pour le Sens 2 que pour le Sens 1. Cependant, on rappelle que la plaque en alumine avait conduit à un résultat inverse.

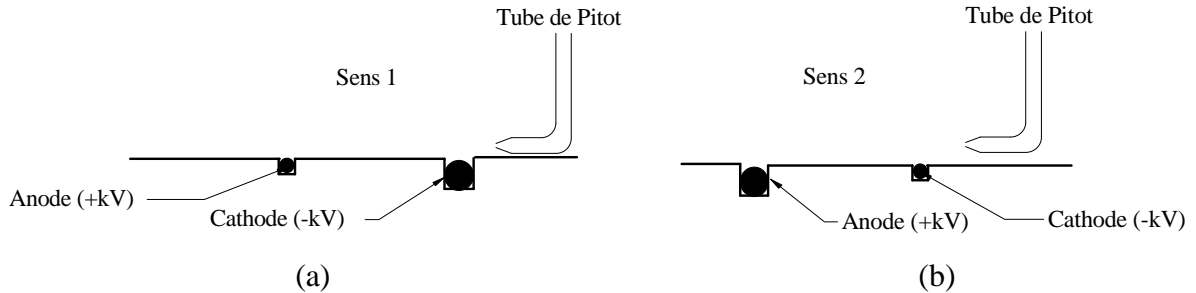


Figure V-18: Représentation schématique pour l'étude de la polarité dans le cas où le tube de Pitot est derrière la grosse électrode, Sens 1, (a) et dans le cas où il est derrière la petite électrode, Sens 2, (b).

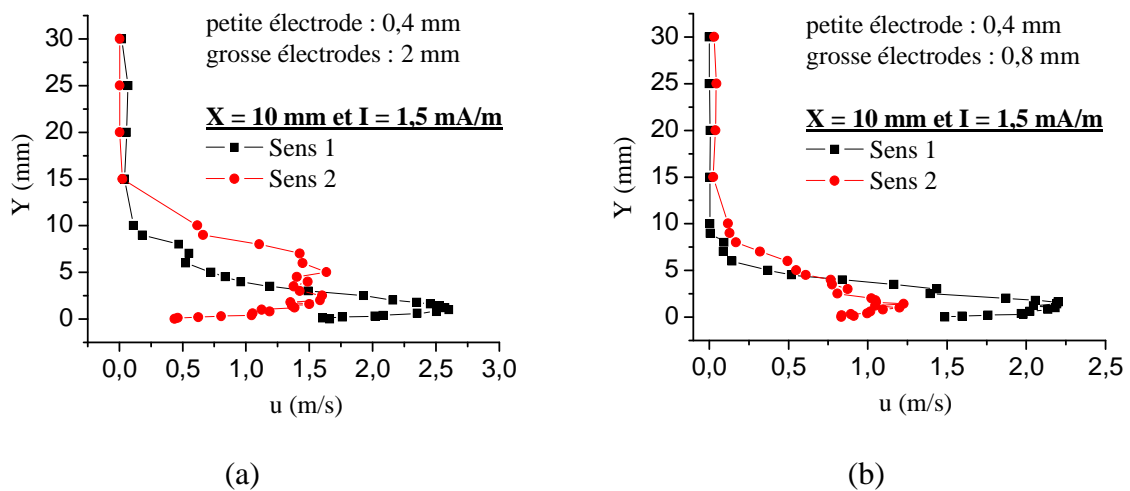


Figure V-19: Profils de vitesses tracés à X = 10 mm dans les sens 1 et sens 2 pour la plaque P1 (a) et pour la plaque P2 (b).

V.3.3.3 Mesure instantanée du vent ionique

Nous achevons l'étude avec le régime DC en présentant quelques mesures instantanées effectuées avec les deux plaques en PMMA, de distance $d = 4$ cm et de configurations d'électrodes $\varnothing_+ = 0.4$ mm associé à $\varnothing_- = 2$ mm et $\varnothing_+ = 0.4$ mm associé à $\varnothing_- = 0.8$ mm.

La Figure V-20 décrit le comportement du vent ionique en fonction du temps (pendant 2 secondes) à $X = 10$ mm et à $Y = 1$ mm pour un courant $I = 1,5$ mA/m et pour les configurations d'électrodes ci-dessus. Lors de l'étude de l'influence du diamètre des électrodes, nous avons précisé que l'utilisation de petites électrodes limitait les arcs. Toutefois, la courbe correspondant à la plaque avec $\varnothing_- = 0.8$ mm présente de grandes fluctuations de vitesse (Figure V-20). Ces fluctuations sont de 0,08 m/s et 0,35 m/s pour respectivement les plaques ayant un diamètre de cathode $\varnothing_- = 2$ mm et $\varnothing_- = 0.8$ mm. Soit un rapport supérieur à 4. Cette mesure montre clairement que **plus l'anode est petite devant la cathode, plus le vent ionique est constant et stable dans le temps**. On retrouve à nouveau l'intérêt d'avoir une plus grande dissymétrie d'électrode possible.

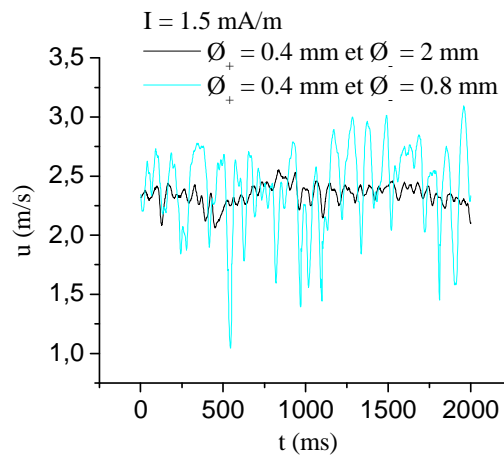


Figure V-20: Vitesse instantanée en fonction du temps en $X = 10$ mm et $Y = 1$ mm pour $I = 1,5$ mA/m (b).

En effet, si le diamètre des électrodes est similaire alors l'injection d'ions au voisinage des électrodes conduit à une injection de charges négatives et positives également similaire. De ce fait, il apparaît deux vents ioniques induits qui sont alors de sens opposés. Par conséquent, la dualité de ces deux écoulements entraîne un écoulement induit globalement instable. Dans le cas $\varnothing_+ = 0.4$ mm et $\varnothing_- = 0.8$ mm, la faible différence de diamètre entre les deux électrodes peut expliquer le comportement de la courbe correspondante (Figure V-20). Il doit en effet exister une injection de charges non négligeable à la cathode comparée à celle présente à l'anode. Par contre, la configuration $\varnothing_+ = 0.4$ mm associée à $\varnothing_- = 2$ mm au vu de sa plus grande dissymétrie doit limiter plus

significativement l'injection cathodique. Ce qui se traduit par une courbe comportant moins de fluctuations (Figure V-20).

V.3.4 Etude en régime alternatif AC

Dans cette partie nous allons maintenant traiter des résultats obtenus avec une décharge couronne en régime alternatif AC. Dans un premier temps, nous commençons avec le cas d'une décharge pulsée (signal carré en plus d'une composante continu) et dans un second temps, nous considérons le cas d'une décharge purement alternative (signal sinusoïdale à valeur moyenne nulle). Pour les deux cas nous allons décrire les propriétés électriques de la décharge ainsi que les caractéristiques du vent ionique induit.

V.3.4.1 Utilisation d'un signal carré

- Propriétés électriques

La plaque utilisée dans ce cas, est une plaque en PMMA avec une distance inter-électrodes de 4 cm. L'anode et la cathode ont un diamètre respectif de 0,8 et 2 mm. Pour obtenir une décharge pulsée, nous appliquons une tension positive pulsée avec l'amplificateur HT TREK® 20/20C à l'anode. En fait, nous utilisons le terme « pulsé » par abus de langage car cette décharge n'est pas réellement pulsée puisque la largeur des impulsions dans ce cas est alors typiquement $\leq 1 \mu\text{s}$.

L'amplitude de ce signal pulsé est de + 20 kV (Figure V-21). Cependant, cette tension est insuffisante pour allumer la décharge sur une distance inter-électrodes de 4 cm. Une tension négative est alors appliquée à la cathode et ajustée afin d'allumer la décharge. Cette composante continue a une valeur typique de - 12 kV. La fréquence et le rapport cyclique peuvent être aisément modifiés. La Figure V-21 représente un exemple de tension pulsée pour une fréquence de 1 Hz avec un rapport cyclique de 50 %. A $t \approx 0,28$ s, un front HT apparaît et un fort pic de courant (≈ 1 mA) apparaît également avant d'atteindre une valeur moyenne de 300 μA . Au même instant, le champ électrique atteint alors la valeur de 8 kV/cm ce qui est suffisant pour obtenir une décharge. A $t \approx 0,78$ s, la tension positive et le courant est nul (front descendant). Le champ électrique est étant alors de 5 kV/cm, la décharge est donc éteinte.

- Mesure instantanée du vent ionique

Un exemple de mesure instantanée du vent ionique (à $X = 10$ mm et $Y = 1$ mm) est illustrée à la Figure V-22 dans le cas d'une décharge pulsée à 1 Hz avec un rapport cyclique de 50 % et un courant moyen $I = 0,45$ mA/m.

Nous voyons qu'à basse fréquence, une décharge pulsée induit un vent ionique pulsé à la même fréquence.

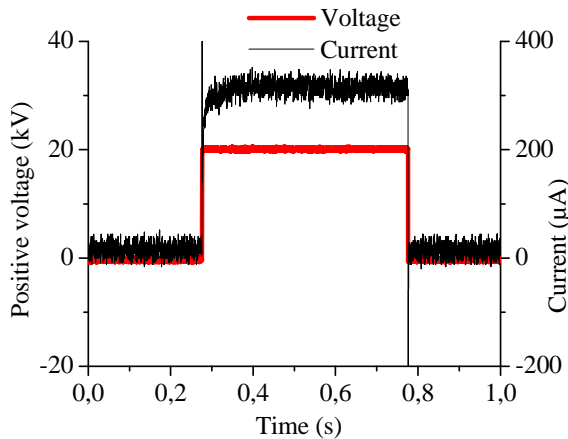


Figure V-21 : Courant de décharge et tension positive en fonction du temps pour un courant moyen de 150 µA et une fréquence de 1 Hz.

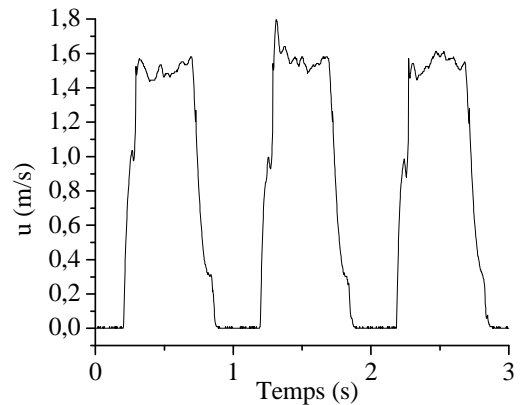


Figure V-22 : Vitesse instantanée (à $X = 10$ mm et $Y = 1$ mm) en fonction du temps, dans le cas d'une décharge pulsée à 1 Hz avec un rapport cyclique de 50 % et un courant moyen de 0,45 mA/m.

- Influence du rapport cyclique sur le vent ionique induit

Nous allons ici regarder l'influence du rapport cyclique. Nous rappelons que le rapport cyclique (RC) est le rapport du temps haut t_h d'un signal électrique sur sa période T .

La Figure V-23 représente les profils de vitesse moyenne pour différents RC à champ électrique constant $E = 8$ kV/cm et à $X = -10$ mm. Ces profils montrent d'une part que le vent ionique induit augmente avec la valeur de RC. D'autre part, plus RC est grand, plus la vitesse est proche de la paroi. Néanmoins, nous ne pouvons conclure si cet effet est dû au rapport cyclique ou à la valeur du courant car celui-ci diminue quand RC diminue.

Pour répondre à cette question, des mesures de profils de vitesse ont été réalisées pour différentes valeurs de RC mais avec un courant constant $I = 0,45$ mA/m (Figure V-24). Pour maintenir I constant, il suffit de diminuer la valeur de la composante continue négative v^- à la

cathode lorsque on augmente RC. Ces profils ont été tracés pour $f = 10$ Hz (Figure V-24.a) et pour $f = 100$ Hz (Figure V-24.b). Ainsi, ces profils montrent bien que l'augmentation de vitesse est bien due à l'augmentation de RC puisque le courant est ici constant. De plus, ce constat se vérifie pour les deux valeurs de fréquence regardées. Dans cette gamme de fréquence (≤ 100 Hz), il semble donc que l'utilisation d'une décharge pulsée ne soit pas rentable puisque un RC faible impose une augmentation du potentiel et donc un risque de claquage. De plus, le vent ionique obtenu est assez faible.

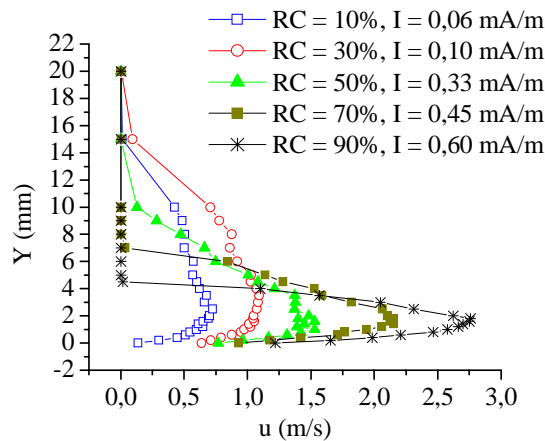


Figure V-23 : Profils de vitesse pour différents rapports cycliques (RC) avec $E = 8,1$ kV/cm, $f = 10$ Hz et $X = -10$ mm.

Enfin, l'effet de la fréquence sur le vent ionique induit a été également analysé. La Figure V-25 présente des profils de vitesse pour deux fréquences (10 et 100 Hz) tracés à $X = -10$ mm avec un courant $I = 0,45$ mA/m et $RC = 90\%$. Les profils de vitesse alors obtenus sont similaires. Les deux fréquences conduisent à un maximum de vitesse de 2,2 m/s à la même valeur de Y (1 mm). Cette expérience prouve donc que dans la gamme étudiée ($f \leq 100$ Hz), la fréquence n'a aucune influence sur le comportement du vent ionique.

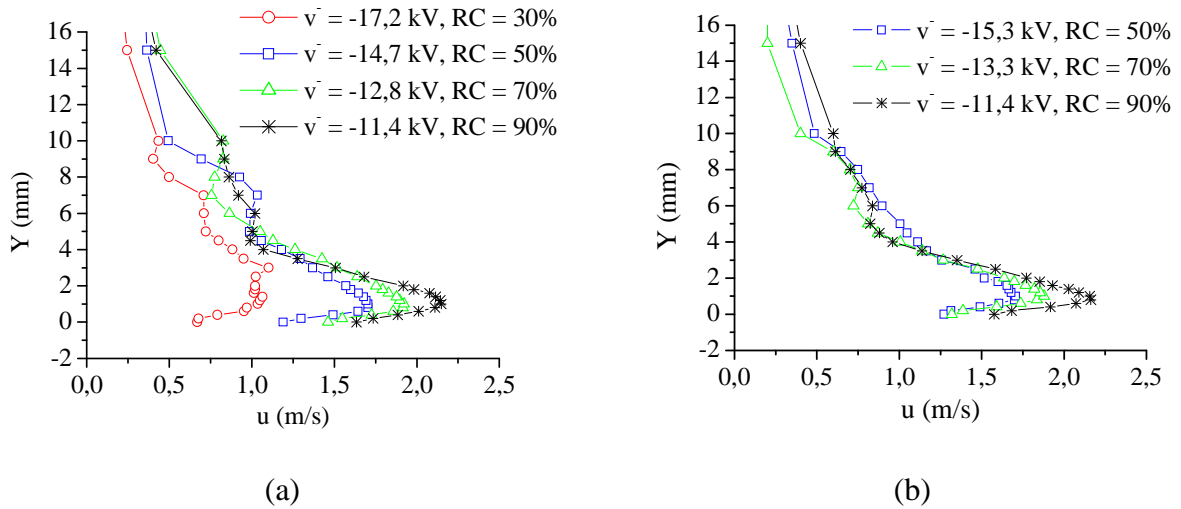


Figure V-24 : Profils de vitesse à $X = -10$ mm pour différents rapports cycliques pour $f = 10$ Hz (a) et pour $f = 100$ Hz (b) à courant constant $I = 0,45$ mA/m.

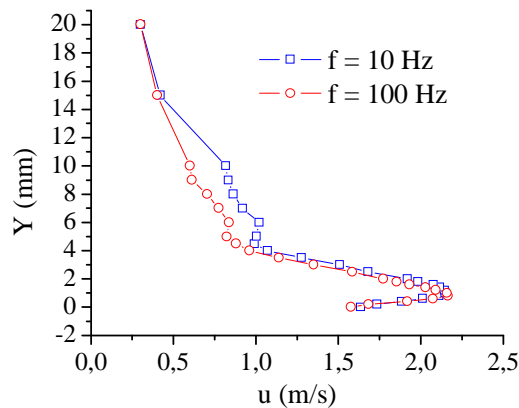


Figure V-25: Profils de vitesse à $f = 10$ Hz et $f = 100$ Hz avec $I = 0,45$ mA/m, RC = 90 % et $X = -10$ mm.

V.3.4.2 Utilisation d'un signal sinusoïdal

Lors de l'étude en régime DC, nous avons vu que les résultats les plus satisfaisants sont ceux obtenus avec une plaque en PMMA, avec une distance inter-électrodes de 4 cm et avec les deux configurations d'électrodes suivantes : 0,4 mm associée à 2 mm et 0,4 mm associée à 0,8 mm. Ces configurations sont alors utilisées en appliquant un signal sinusoïdal.

- Propriétés électriques

La distance inter-électrodes étant ici de 4 cm, l'utilisation d'un seul amplificateur HT n'est pas suffisante pour amorcer la décharge. L'amplitude maximale que nous avons à

disposition était de 30 kV ce qui correspond à un champ électrique de 7,5 kV/cm : valeur trop faible pour allumer la décharge. Par conséquent, nous avons alors connecté en série et en opposition de phase deux amplificateurs HT TREK® à chacune des deux électrodes. L'amplitude de la haute tension appliquée est alors de 34,5 kV. On a alors $E = 8,6$ kV/cm, ce qui permet l'allumage la décharge.

La Figure V-26 donne, pour une fréquence de 0,5 Hz, un exemple de tension appliquée et d'évolution du courant de décharge (ici, le courant $i(t)$ est filtré et moyenné) en fonction du temps pour la configuration d'électrode 0,4 mm associée à 2 mm (a) et pour 0,4 mm associée à 0,8 mm (b). A chaque alternance de tension, il apparaît alors un pic de courant de même signe que la tension.

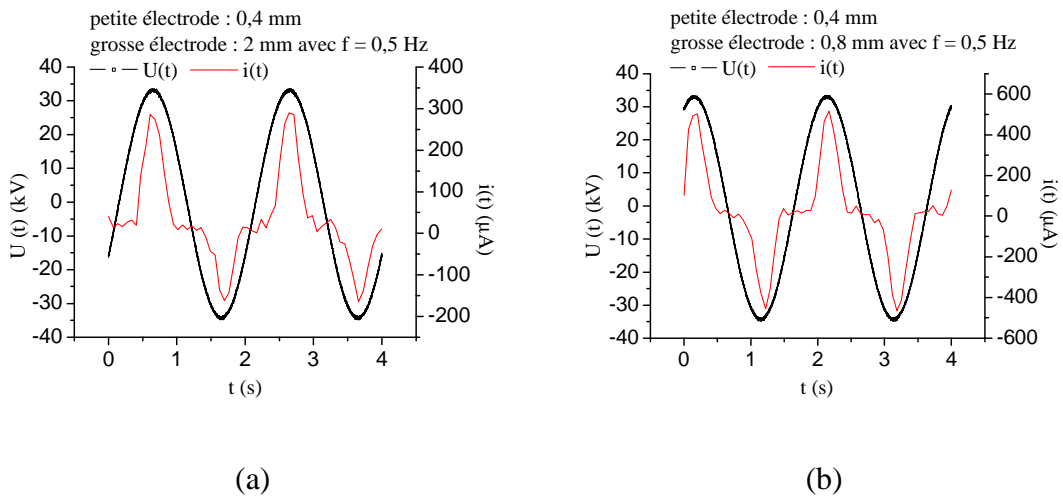


Figure V-26: Courbes de courant et de tension en fonction du temps pour $f = 0,5$ Hz avec des diamètres d'électrodes de 0,4 mm associée à 2 mm (a) et de 0,4 mm associée à 0,8 mm (b).

- Mesure instantanée du vent ionique

A la Figure V-27, on a représenté l'évolution du vent ionique induit et du courant de décharge en fonction du temps à 1 Hz pour les deux configurations d'électrodes. Pour les deux plaques on observe un pic important de vitesse induite à la même fréquence que le courant de décharge. Ces pics de vitesse apparaissent pendant l'alternance positive du courant.

Néanmoins, on peut remarquer un fait intéressant pour la configuration d'électrode 0,4 mm avec 0,8 mm (Figure V-27.a). En effet, on observe également un second pic de vitesse lors de l'alternance négative du courant alors qu'il n'existe pas pour la configuration 0,4 mm avec 2 mm (Figure V-27.b). Ce second pic positif est plus faible ($\approx 0,4$ m/s) mais se retrouve aussi à $f = 2$ Hz (non représenté). *Il existe donc un vent ionique pour les deux alternances du courant pour la plaque ayant les plus petites électrodes* : 0,4 mm associé à 0,8 mm.

Ce résultat est à mettre en relation avec la mesure instantanée précédemment présentée en régime DC. On avait effectivement dit qu'une faible dissymétrie des électrodes peut entraîner la formation de deux vents ioniques opposés dus à des injections de charges anodiques et cathodiques. La Figure V-27.b confirme donc ce phénomène. Pendant l'alternance positive du courant, on mesure un pic de vitesse essentiellement dû à l'injection anodique. Puis lors de l'alternance négative, il apparaît un second pic de vitesse puisque la cathode légèrement plus grosse que l'anode conduit à une injection de charges plus faible mais non négligeable. On n'observe pas ce phénomène avec 0,4 mm associé à 2 mm car la dissymétrie est trop grande pour avoir une injection cathodique assez importante et induire ainsi un vent ionique de la cathode vers l'anode.

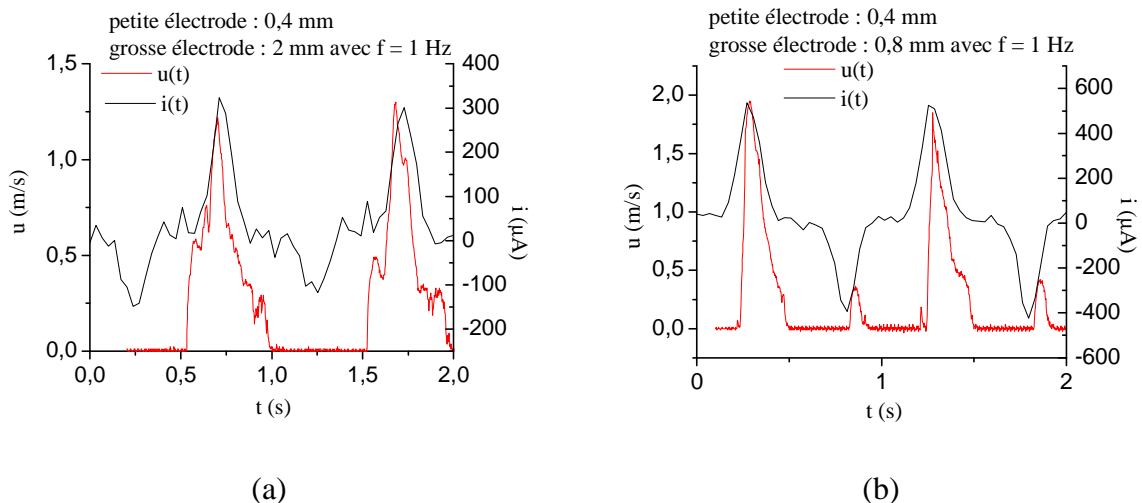


Figure V-27: Vitesse instantanée et courant de décharge en fonction du temps pour la configuration d'électrode de 0,4 mm associé à 2 mm (a) et pour configuration d'électrode de 0,4 mm associé à 0,8 mm (b) avec $f = 1$ Hz lorsque le tube de Pitot est à $X = 10$ mm et $Y = 1$ mm derrière la grosse électrode.

V.4 INFLUENCE DE L'ÉCOULEMENT EXTERIEUR SUR LA DÉCHARGE

V.4.1 Protocole expérimental et principe

Pour clore cette partie concernant l'étude et le développement d'une décharge couronne de surface, nous allons maintenant envisager le cas où l'actionneur est en présence d'un écoulement externe U_o . Dans les deux chapitres précédents (V.2 et 0), la décharge n'était pas en présence d'écoulement ($U_o = 0$) mais les expériences en contrôle d'écoulement ont montré une forte influence d'un écoulement d'air sur le comportement de la décharge. Nous nous proposons donc ici d'analyser les propriétés électriques pour deux cas distincts. Dans un premier cas, nous considérons un écoulement dans le même sens que celui du vent ionique et dans un second cas, le vent ionique et l'écoulement sont dans des sens opposés (Figure V-28 et Figure V-30).

Ces essais ont été effectués en soufflerie (section de la veine d'essai : $30 \times 30 \text{ cm}^2$ avec longueur de 2 m ; plage des vitesses : jusqu'à 35 m/s) avec une plaque en PMMA, pour une distance inter-électrodes de 4 cm, et des diamètres respectifs d'anode et cathode de 1 et 2 mm. Leur longueur est de 30 cm. Les résultats présentés sont des courbes courant-tension dans le cas d'une décharge couronne continue pour différentes valeurs de champ électrique E et de vitesse d'écoulement U_o .

V.4.2 Vent ionique dans le même sens que l'écoulement

La Figure V-28 décrit le cas où le vent ionique et l'écoulement sont dans le même sens. Considérons la direction x toujours dans le même sens que U_o . La densité de courant local J_x dans la direction x s'exprime alors :

$$J_x = D \frac{\partial \rho_c}{\partial x} + \rho_c (\mu E_x + u_x)$$

avec ρ_c la densité de charge locale, D le coefficient de diffusion des ions, μ la mobilité des ions, E_x le champ électrique local et u_x la vitesse locale des ions. Ici, nous pouvons négliger le terme de diffusion. Par contre, du fait de la présence de l'écoulement U_o , le terme de convection est ici important et ne peut être négligé. Nous pouvons alors comparer u_x à U_o . Toutefois, du fait de la couche limite le long de la plaque, la vitesse réelle au sein de la décharge est très inférieure à U_o .

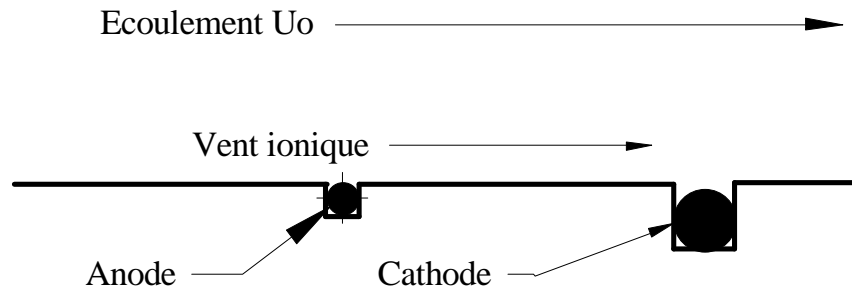


Figure V-28 : Schéma de principe dans le cas où le vent ionique et l'écoulement extérieur U_0 sont dans le même sens.

Dans la Figure V-29, le comportement du courant I en fonction de E est décrit pour plusieurs valeurs de U_0 (a) et en fonction de U_0 pour plusieurs valeurs de E (b). La Figure V-29.a montre que pour une valeur de E donnée, le courant I augmente avec U_0 . Nous en déduisons que le terme convectif ($\rho_c \times u_x$) augmente avec U_0 . De plus, la pente des courbes égale à $\rho_c \times \mu$ augmente avec U_0 . Ces remarques suggèrent donc que le terme convectif u_x et que le terme ($\rho_c \times \mu$) sont fortement couplés : une augmentation de U_0 conduit à une augmentation de la densité de charge ρ_c .

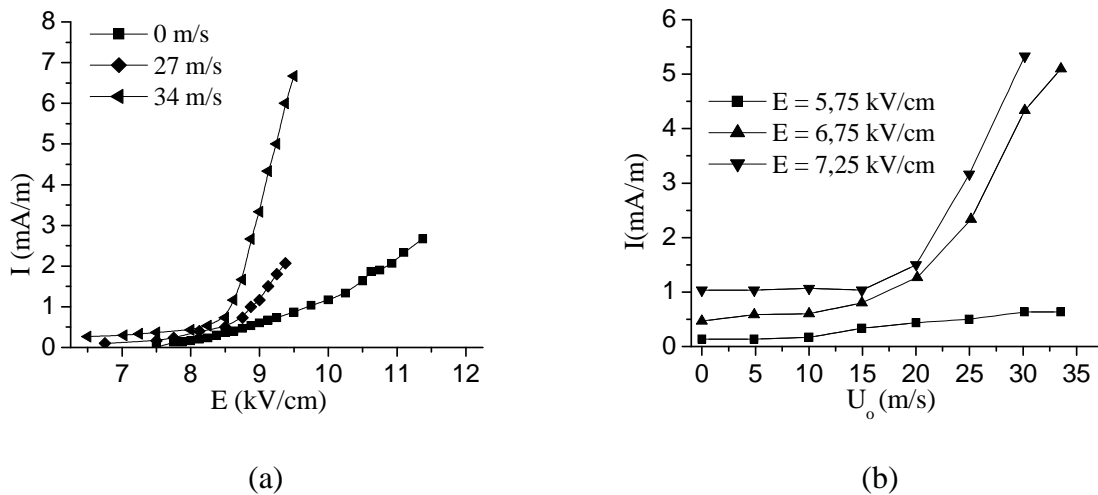


Figure V-29: Courant moyen en fonction du champ électrique pour trois vitesses d'écoulement (a) et en fonction de la vitesse d'écoulement pour trois valeurs de champs électrique (b) dans le cas où le vent ionique est dans le même sens que l'écoulement.

Ensuite à la Figure V-29.b, nous pouvons observer deux comportements du courant en fonction de U_0 pour trois valeurs de E . Premièrement, pour $E = 5,75$ kV/cm, le courant

augmente lentement. Et d'autre part, pour $E = 6,75$ kV et $E = 7,25$ kV, on remarque que le courant augmente brusquement à partir de $U_o = 20$ m/s. Enfin, lors de ces expériences nous avons constaté que pour $U_o \leq 15$ m/s le régime de décharge atteint est le régime « glow » alors qu'avec $U_o \geq 15$ m/s, on passe au régime « streamer ». Par ailleurs, l'écoulement a tendance à stabiliser la décharge en limitant le nombre d'arcs. Paradoxalement alors que ce régime « streamer » est moins stable en absence d'écoulement, il devient beaucoup plus stable lorsque la vitesse d'écoulement augmente.

Toutes ces observations ont été vérifiées pour d'autres plaques (**Moreau et al., 2004b**). Finalement, nous pouvons conclure que :

- de plus forts courants sont atteints quand U_o augmente,
- la densité de charge ρ_c augmente avec U_o ,
- l'écoulement modifie le régime de la décharge et la rend beaucoup plus stable.

V.4.3 Vent ionique dans le sens contraire à l'écoulement

L'écoulement et le vent ionique sont maintenant de sens opposés (Figure V-30). Ainsi, on a désormais $E_x < 0$, $u_x > 0$ et $J_x < 0$. Les courbes courant-tension tracées à la Figure V-31.a montrent deux différences comparées à la Figure V-29.a. Dans un premier point, il semble que les pentes des courbes sont ici indépendantes de la valeur de U_o . Et dans un second point, pour une même valeur de E , la valeur absolue du courant I diminue lorsque U_o augmente. Visiblement, la valeur absolue du courant I diminue avec U_o car les deux termes $(\rho_c \times \mu)$ et $(\rho_c \times u_x)$ sont maintenant soustraits à J_x alors qu'ils étaient additionnés dans le cas précédent (V.4.2). La Figure V-31.b confirme bien que le courant I diminue lorsque U_o augmente quelque soit la valeur de E .

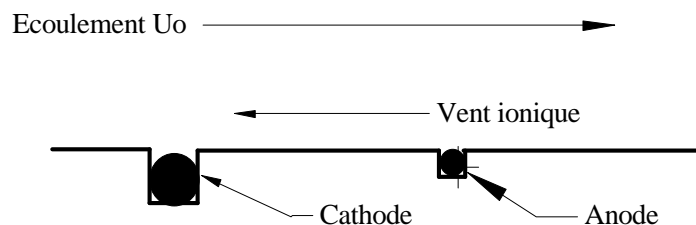


Figure V-30 : Schéma de principe dans le cas où le vent ionique et l'écoulement extérieur U_o sont de sens opposés.

Dans le paragraphe précédent (V.3) nous avons vu que des paramètres géométriques (comme le diamètre des électrodes ou la distance inter-électrodes) influent sur le comportement de la décharge. Dans cette partie, de simples expériences nous montrent par ailleurs que la physionomie de la décharge change radicalement lorsque elle est soumise à un écoulement externe.

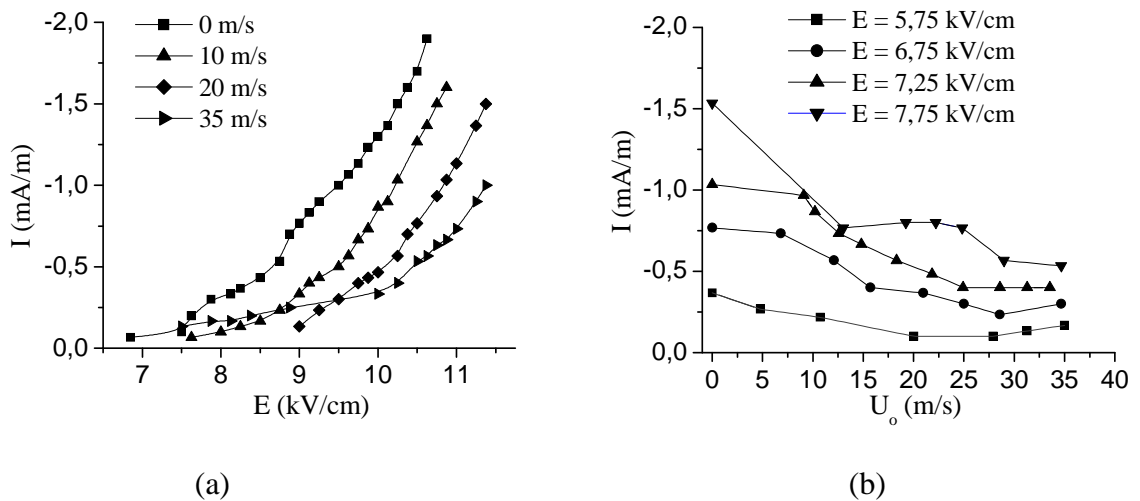


Figure V-31: Courant moyen en fonction du champ électrique pour trois vitesses d'écoulement (a) et en fonction de la vitesse d'écoulement pour trois valeurs de champs électrique (b) dans le cas où le vent ionique est dans le sens contraire que l'écoulement.

V.4.4 Influence sur le courant instantané

Les résultats ci-dessus sont confirmés par la Figure V-32. Cette figure caractérise l'évolution du courant en fonction du temps en absence (a) et en présence (b) d'écoulement ($U_o = 30$ m/s) pour un courant moyen de 1 mA/m. Dans ce cas, le courant est visualisé par l'intermédiaire d'un capteur de courant ACCT BERGOZ® (10 mA, précision $< 3 \mu\text{A}$ et bande passante de 300 kHz). Ce capteur est un transformateur de courant faible, de forme toroïdale (le câble HT est passé à travers) et suivi d'un amplificateur courant-tension. Il donne accès à la composante alternative du courant mesuré.

La Figure V-32 indique que le nombre de pics de courant, et donc de streamers, augmente avec la vitesse de l'écoulement. L'accroissement de ces pics de courant est très caractéristique d'une décharge en régime « streamer ».

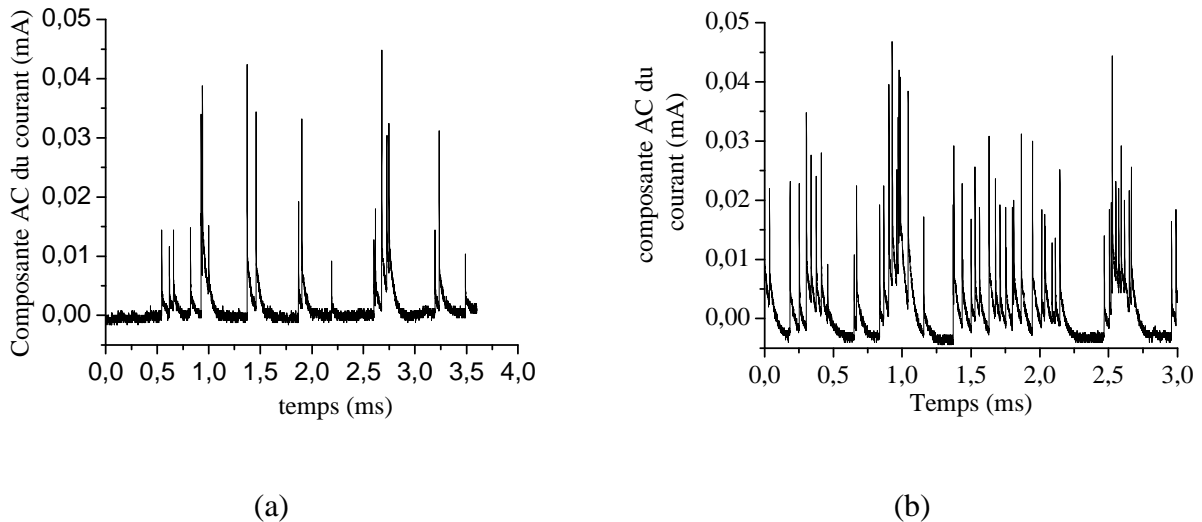


Figure V-32: Composante alternative du courant de décharge en fonction du temps en absence (a) et en présence d'un écoulement de vitesse $U_0 = 30$ m/s (b) avec un courant moyen $I = 1$ mA/m.

V.5 CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons présenté des résultats concernant le développement d'une décharge couronne de surface dans l'optique d'utiliser cette décharge comme actionneur en contrôle actif d'écoulement.

La décharge est établie par application d'une haute tension entre deux électrodes, deux fils de diamètres différents, accolées à la paroi d'un diélectrique. Une propriété importante de la décharge est l'apparition d'un écoulement induit, vent ionique, qui constitue la base du contrôle d'écoulement.

Des études préliminaires avaient montrés qu'il existait plusieurs régimes de décharges en fonction de la valeur du champ électrique appliqué. Ces régimes se caractérisent principalement par leur aspect visuel, leur valeur de courant et leur stabilité. *Nous avons alors constaté que deux de ces régimes étaient susceptibles d'être employé pour le contrôle d'écoulement : les régimes « streamer » et « glow ».* Cependant, l'inconvénient majeur de cette décharge reste son instabilité (passage à l'arc) et inhomogénéité.

Afin, d'augmenter les performance du contrôle, nous avons approfondie l'étude de la décharge en regardant le comportement du courant, sa stabilité et en mesurant le vent ionique. L'objectif est alors de trouver une configuration optimale pour la décharge qui allie

à la fois stabilité de la décharge et vent ionique induit de vitesse importante. Une étude paramétrique (diamètre des électrodes, distance inter-électrodes et nature du diélectrique) a alors montré que des courants plus grands et un vent ionique plus stable (moins de fluctuations) sont obtenus pour une décharge établie sur une plaque en PMMA avec une distance inter-électrodes de 4 cm et pour des dissymétrie d'électrodes importantes (diamètre d'anode le plus petit possible comparé à celui de la cathode).

En régime alternatif avec un signal carré ou sinusoïdal jusqu'à 2 Hz, nous avons mesuré un vent ionique pulsé à la même fréquence. En signal carré, la vitesse moyenne du vent ionique diminue lorsque le rapport cyclique diminue quelque soit la valeur du courant et jusqu'à 100 Hz, la valeur de la fréquence n'influence pas sur la vitesse du vent ionique.

Enfin, l'application d'un écoulement à la décharge modifie de façon significative la valeur du courant. Lorsque l'écoulement et le vent ionique sont dans le même sens, le courant de décharge augmente avec la vitesse de l'écoulement. Par contre, si le vent ionique et l'écoulement sont dans des sens opposés, le courant diminue avec la vitesse de l'écoulement.

VI. ETUDE DE LA DECHARGE A BARRIERE DIELECTRIQUE – DBD

VI.1 INTRODUCTION

Dans cette partie, nous allons traiter de l'étude de la décharge de surface à barrière diélectrique (DBD). Ces premières études ont commencé avec l'arrivée dans notre laboratoire de J. Pons, post-doctorant CNRS en 2003-2004, puis de M. Forte, étudiant en DEA l'année suivante. Pour ma part, je n'ai pas pleinement participé à ces travaux puisque depuis le début de mes recherches je me suis concentré sur le développement de la décharge couronne uniquement. Mon intervention s'est ainsi limitée à l'aide de mise en œuvre des moyens expérimentaux pour l'étude de la DBD: équipements électriques et méthodes de mesure pour le vent ionique. Inversement, ces premières connaissances acquises par Pons et Forte m'ont permis d'appliquer la décharge à barrière diélectrique lors de mes dernières expériences en contrôle actif d'écoulement (voir Partie 2 ; Chapitre II_XIV). Par conséquent, l'essentiel des résultats qui suivent sont issus des travaux de **Pons *et al.* (2005)** et **Forte (2004)**, et ce paragraphe VI est inspiré de **Moreau (2004a)**.

Nous commençons par décrire le principe général de la DBD ainsi que l'ensemble du protocole expérimental mis en œuvre. Tout comme la décharge couronne de surface, l'influence de plusieurs paramètres est examinée à la fois sur les propriétés électriques et mécaniques (vent ionique induit) de la décharge. L'analyse des propriétés électriques est effectuée dans un premier temps. Et dans un second temps, des mesures de l'écoulement induit par tube de Pitot et par LDV sont présentées.

Enfin, nous terminons cette partie en comparant brièvement les caractéristiques électro-mécaniques de la décharge DBD avec la décharge couronne continue DCC.

VI.2 PROTOCOLE EXPERIMENTAL

VI.2.1 Principe et configuration de la décharge

La décharge est établie à la surface d'une surface isolante, diélectrique, entre deux électrodes disposées de part et d'autre de l'isolant (Figure VI-1). Ces électrodes sont, dans notre cas, des bandes d'aluminium alimentaire de faible épaisseur (quelques dizaines de μm) et collées directement sur la surface du diélectrique. Ces électrodes ont une largeur l typique de quelque mm. Leur longueur L est de 20 cm mais peut changer en fonction de la plaque.

Lors des expériences, la distance d prise entre les électrodes peut être nulle ou varier jusqu'à quelques mm. La nature de l'isolant étudié est soit du PMMA, du verre ou du PTFE (Téflon). L'épaisseur e de ce dernier a un ordre de grandeur de quelques mm. Comme plusieurs configurations de décharge ont été employées, tous ces paramètres (nature du diélectrique, valeurs de d , e , l et L) seront précisés au fur et à mesure de la présentation des résultats.

Pour obtenir la décharge, on applique une haute tension alternative (généralement sinusoïdale) entre les deux électrodes, l'une d'entre elles étant reliée à la terre. ***Par la suite, nous considérons la configuration classique suivante: sur la face supérieure, l'électrode active désigne l'électrode reliée au signal HT et sur la face inférieure, l'électrode de masse désigne l'électrode reliée à la terre.*** Lorsque la haute tension est appliquée, un plasma de couleur bleutée se forme à la surface du diélectrique sur les deux faces. Il s'étend à l'extrémité d'une électrode vers l'extrémité la plus éloignée de l'électrode opposée (Figure VI-1) et est réparti de façon assez homogène le long des électrodes.

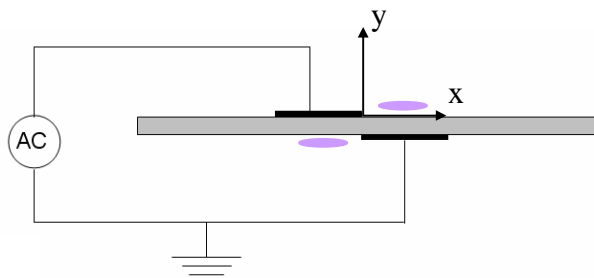


Figure VI-1: Schéma de principe de la décharge et repère utilisé.

Enfin, tout comme la décharge couronne de surface, une propriété intéressante de la DBD est l'écoulement induit qu'elle génère le long de la surface du diélectrique. Cet écoulement induit, vent ionique, apparaît sur les deux faces du diélectrique et sont de sens opposés. Du côté de l'électrode active, le vent ionique est dirigé de cette électrode vers l'extrémité la plus éloignée de l'électrode de masse. Et pour l'autre face, le vent ionique est dirigé de l'électrode de masse vers l'électrode active. Le mécanisme de formation du vent ionique induit s'explique de la même façon que pour le cas de la décharge couronne. Des charges sont injectées au niveau des électrodes et migrent, en échangeant de la quantité de mouvement avec les particules non ionisées, sous l'action des forces coulombiennes.

VI.2.2 Equipements et méthode de mesures électriques

La haute tension nécessaire est générée par les amplificateurs HT TREK® 20/20C (± 20 kV, ± 20 mA, 20 kHz) et TREK® 30/30C (± 30 kV, ± 40 mA, 20 kHz). D'une manière générale, l'amplitude de la HT est comprise entre 10 et 30 kV et les fréquences du signal sont comprises entre 0,3 et 2 kHz. Par abus de langage, l'amplitude de la tension sinusoïdale sera désormais appelée « la tension ».

Un des objectifs d'étude de la DBD est de caractériser le courant de décharge ainsi que la puissance dissipée. Le courant est mesuré au moyen d'une résistance de 1 k Ω connectée entre l'électrode de masse et la terre (Figure VI-2). La puissance électrique P_{elec} se détermine à partir de la caractéristique charge-tension. La charge Q est calculée par l'intermédiaire d'une capacité de 36 nF placée également en série (au lieu de la résistance) et la tension U est mesurée en sortie de l'amplificateur HT à l'aide d'une sonde HT interne. La puissance électrique consommée pendant une période correspond à l'aire de la courbe lorsque Q et U sont visualisés en mode XY (courbe de Lissajous). La puissance est donc obtenue en multipliant cette énergie par la fréquence f du signal appliquée (**Pons et al., 2005**):

$$P_{elec} = f \int_{cycle} Q dU$$

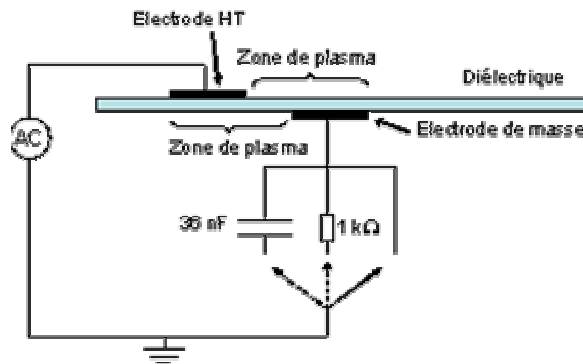


Figure VI-2: Représentation schématique pour la mesure du courant et le calcul de la puissance dissipée.

VI.2.3 Mesure du vent ionique

VI.2.3.1 Mesure au tube de Pitot

Le second objectif est d'analyser le vent ionique induit par la décharge. Le procédé est identique à celui employé pour la décharge couronne. La Figure VI-3 décrit le principe de mesure du vent ionique à l'aide d'un tube de Pitot qui donne *la composante horizontale*. On

utilise toujours un capillaire en verre afin de pouvoir mesurer la vitesse dans le plasma. Le capillaire est relié à un micromanomètre Furness® (pleine échelle 12 m/s, précision de 1 % et bande passante de 50 Hz) par l'intermédiaire d'un tube isolant Tygon®. La fréquence d'échantillonnage est de 3000 Hz pendant 3 secondes.

Le déplacement du capillaire est repéré par le repère X,Y. L'origine de ce repère étant située à l'extrémité droite de l'électrode active (Figure VI-3). Le capillaire se déplace selon Y à l'aide d'un moteur pas à pas (précision du déplacement inférieur à 50 µm) et selon X manuellement. On calcule la vitesse à partir de la pression dynamique, qui correspond à la pression totale moins la pression statique.

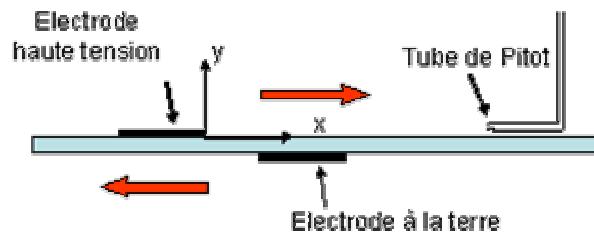


Figure VI-3: Schéma de principe pour la mesure de l'écoulement induit au tube de Pitot.

VI.2.3.2 Mesure par « Laser Doppler Velocimetry » - LDV

La méthode de mesure de vitesse par tube de Pitot est simple à utiliser et à mettre en œuvre mais elle ne nous permet d'accéder ni à la composante verticale, ni aux valeurs instantanées de la vitesse. Pour remédier à ces inconvénients, des mesures de LDV (Laser Doppler Velocimetry) ont été alors entreprises. La Figure VI-4 présente les différents organes équipant la L.D.V. ainsi que le dispositif expérimental mis en œuvre.

Le principe de la L.D.V. est de mesurer la diffusion de lumière (effet Doppler) émise par une particule d'ensemencement. La L.D.V. est une méthode assez lourde qui nécessite des moyens (générateur de fumée) et des réglages assez complexes (lasers et optiques). Néanmoins, le gros avantage de ce procédé est qu'il donne les composantes horizontales et verticales de la vitesse, avec une bande passante de 5 à 10 kHz.

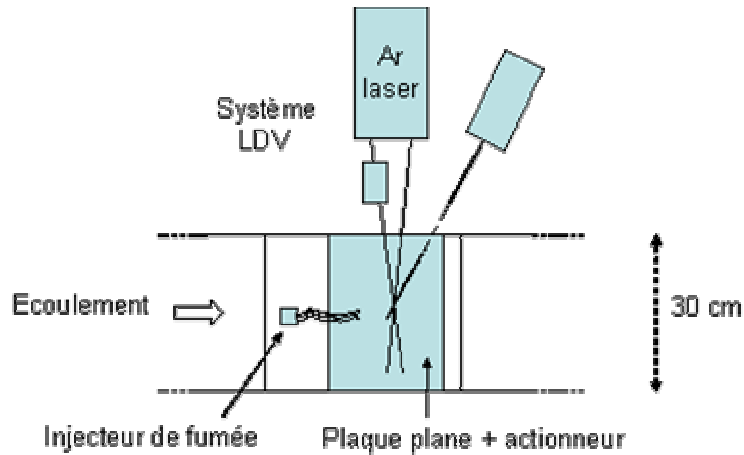


Figure VI-4: Vue de dessus du principe de mesure de la vitesse par L.D.V..

VI.3 CARACTERISATIONS ELECTRIQUES

Dans cette section, on s'intéresse d'abord au courant de décharge ainsi qu'à la puissance électrique dissipée. Puis, nous étudions l'influence de divers paramètres (e , d et f) sur les propriétés électriques de la décharge. La nature du diélectrique employé ici est du verre d'épaisseur $e = 4$ mm, avec une distance inter-électrodes $d = 5$ mm (sauf pour l'étude paramétrique où e et d vont varier). Enfin, les électrodes ont une longueur L de 20 cm avec une largeur l de 1 cm.

VI.3.1 Etude du courant

La Figure VI-5 représente un exemple typique de courbes de la tension et du courant de décharge en fonction du temps pour une tension $U = 20$ kV et $f = 300$ Hz. Le courant est constitué de séries d'impulsions apparaissant à chaque demi-période, s'initiant généralement à peu près au moment de l'inversion de polarité et s'éteignant après que la tension atteigne sa valeur maximale. Cette forme de courant est typique des séries de microdécharges qui apparaissent dans une décharge à barrière diélectrique. Les pics de courant peuvent atteindre des valeurs de 20 mA mais pour des durées relativement courts (de l'ordre de la μ s). Enfin, en observant la courbe du courant, on peut remarquer la présence d'une forte composante capacitive qui se superpose aux impulsions. Cette composante s'explique par l'influence mutuelle des électrodes.

Sur la Figure VI-5 apparaissent simultanément les contributions de chaque face de la décharge. Pour les découpler, une bande d'aluminium beaucoup plus large pour l'électrode de

masse a été remplacée (Figure VI-6.a). De cette façon, la génération de microdécharge sur cette face de l'actionneur est limitée. On obtient alors un courant dont la forme est représentée à la Figure VI-6.b. Dans ce cas, les impulsions de courant sont plus intenses lors de l'alternance positive que lors de l'alternance négative. En inversant le rôle des électrodes (grande électrode active et petite électrode à la masse) montre l'effet inverse : courant plus intense lors de l'alternance négative.

Cette simple expérience met en évidence que, pour la configuration classique de la Figure VI-1 (électrode active à la face supérieure et électrode de masse à la face inférieure), *les impulsions positives* sont majoritairement liées au plasma de *la face supérieure* alors que les impulsions négatives sont liées au plasma de la face inférieure.

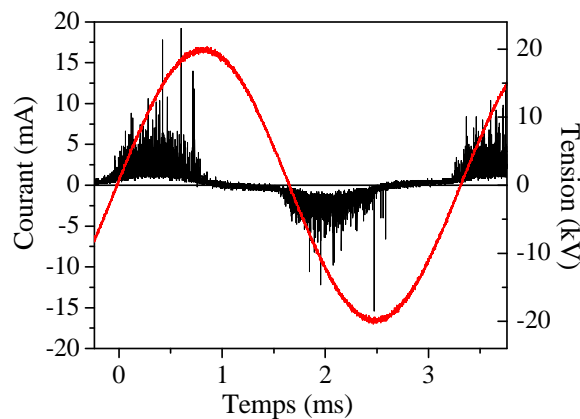
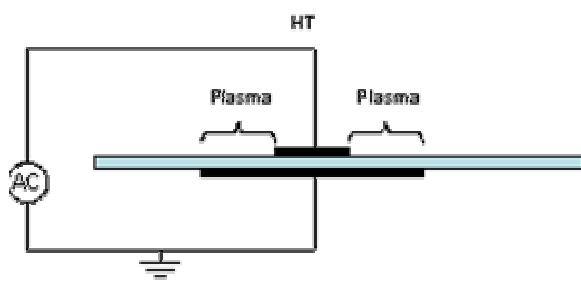
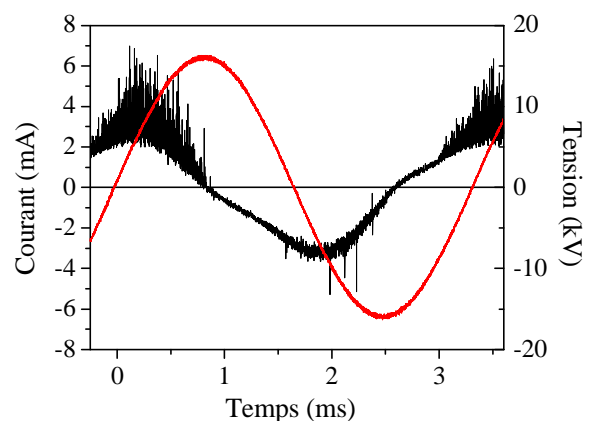


Figure VI-5: Courbes du courant et de la tension en fonction du temps pour $U = 20 \text{ kV}$ et $f = 300 \text{ Hz}$.



(a)



(b)

Figure VI-6: Représentation schématique du procédé pour supprimer la décharge lors de l'alternance négative (a), et courbes du courant et de la tension dans ce cas (b) pour $U = 16 \text{ kV}$ et $f = 300 \text{ Hz}$.

VI.3.2 Etude de la puissance électrique consommée

En utilisant le protocole décrit dans la section VI.2.2, on obtient les caractéristiques Q-U de la Figure VI-7, pour trois valeurs de tension appliquée U. On remarque que les trois caractéristiques ont la même forme globale. La Figure VI-7 montre donc que l'aire des courbes de Lissajous augmente avec la valeur de U. Les énergies correspondantes sont de l'ordre de 1 à 10 mJ. La charge Q transférée pendant une demi-période peut dépasser 1 μC , dont une partie correspond au courant capacitif et le reste aux microdécharges qui ont lieu entre une électrode et la surface du diélectrique. En multipliant l'aire obtenue (l'énergie consommée par la décharge) par la fréquence f on obtient alors la puissance électrique consommée P_{elec} (voir VI.2.2). A partir de ce calcul, nous avons tracé la variation de P_{elec} en fonction de la tension appliquée U (Figure VI-8). Cette figure nous montre donc que P_{elec} augmente avec U dans la gamme de tension appliquée (de 10 à 30 kV). La puissance reste inférieure à 40 W et varie en $(U - U_{\text{min}})^2$ où U_{min} est la tension minimale d'amorçage pour allumer la décharge.

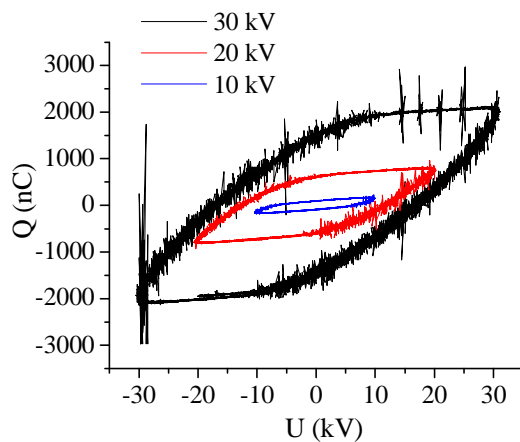


Figure VI-7: Caractéristique Q-U pour différentes valeurs de tension U.

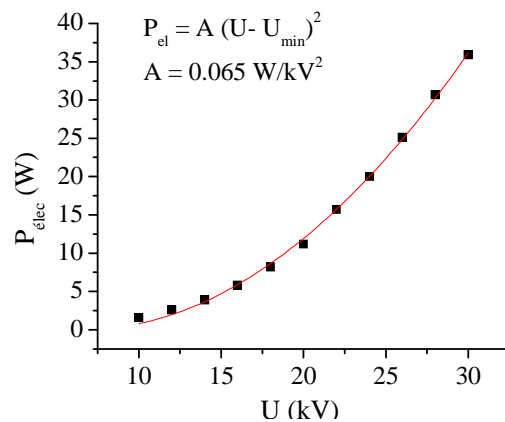


Figure VI-8: Puissance électrique consommée par la décharge en fonction de la tension appliquée.

VI.3.3 Etude paramétrique

La finalité de cette décharge est de l'appliquer en tant qu'actionneur sur un profil pour y contrôler un écoulement. De la même manière que le cas de la décharge couronne, nous devons optimiser l'actionneur DBD afin d'atteindre un contrôle le plus efficace possible.

Ainsi pour mieux comprendre les mécanismes de la DBD, nous avons réalisé une étude paramétrique. Les paramètres étudiés sont les suivants : la fréquence d'excitation f (de 100 à 1 kHz), la distance inter-électrodes d (- 5, 2 et 5 mm) et l'épaisseur du diélectrique e (2, 3 et 4 mm). Ici, nous présentons l'effet de ces paramètres sur les propriétés électrique de la décharge (l'effet sur le vent ionique sera décrit dans la section VI.4.1.2 ci-dessous). Ainsi, les principaux résultats montrent que :

- la puissance P_{elec} augmente avec f ,
- la puissance P_{elec} atteint un maximum à $d = 2$ mm,
- la puissance P_{elec} diminue avec e .

VI.4 PROPRIETES MECANQUES – ETUDE DU VENT IONIQUE

Cette section est consacrée à l'étude du vent ionique induit par la décharge DBD de surface. Tout d'abord, des mesures par tube de Pitot permettent d'obtenir la vitesse moyenne de l'écoulement induit par le plasma, puis des mesures par L.D.V. d'accéder à la valeur instantanée.

VI.4.1 Mesure au tube de Pitot

Pour ces mesures, la configuration de la décharge est identique à celle employée lors de la caractérisation électrique (partie VI.3) : plaque de verre d'épaisseur 4 mm, avec des électrodes distantes de 5 mm, larges de 1 cm et longues de 20 cm. Néanmoins, plusieurs valeurs de d et e seront prises pour l'étude paramétrique ci-dessous.

VI.4.1.1 Topologie du vent ionique

La Figure VI-9 présente les profils de vitesse mesurés au dessus de la plaque (face électrode active) et en dessous (face électrode de masse), avec $U = 20$ kV et $f = 300$ Hz. On remarque que la vitesse induite est plus importante du côté HT (symboles -■-), et qu'elle atteint environ 3,25 m/s à une distance proche de la paroi ($Y \approx 0,5$ mm). L'épaisseur de couche d'air mise en mouvement est de l'ordre de 6 mm. Enfin, le fait que le vent ionique soit plus faible du côté terre (symboles -○-) indique l'importance et l'influence de la polarité des électrodes.

De la même manière qu'avec la décharge couronne, des profils de vitesse ont été tracés, du côté électrode active, pour plusieurs valeurs de X afin mettre en évidence l'origine du vent ionique induit par la décharge (Figure VI-10).

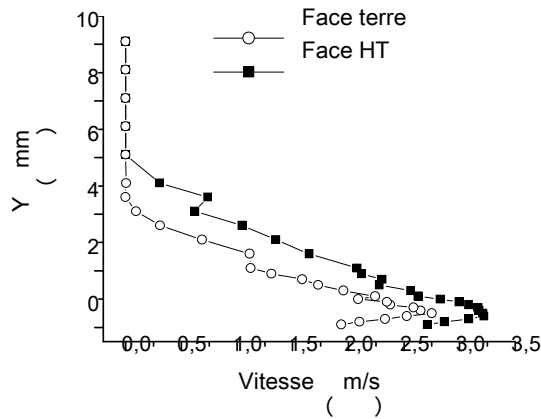


Figure VI-9: Profils de vitesse obtenus sur les deux faces du diélectrique, avec $U = 20$ kV et $f = 300$ Hz.

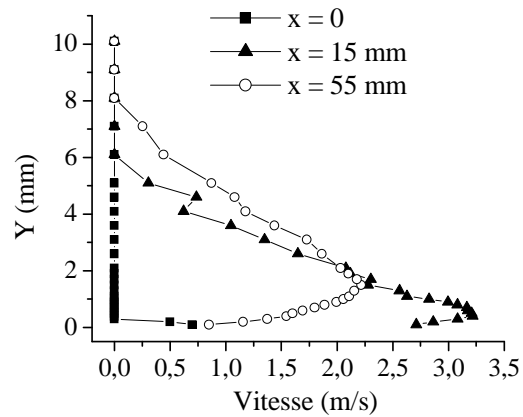


Figure VI-10: Profils de vitesse obtenus pour différentes positions X, avec $U = 20$ kV et $f = 300$ Hz.

Ces profils montrent qu'à $X = 0$, la composante horizontale est très faible et qu'elle atteint son maximum à $X = 15$ mm (*i.e.* juste au dessus de l'extrémité droite de l'électrode de masse). Puis à $X = 55$ mm, on observe une diminution de la vitesse et la diffusion de quantité de mouvement vers les Y positifs. Ainsi, comme pour la décharge couronne, ces résultats montrent que la masse mise en mouvement provient de la région située au dessus du plasma.

VI.4.1.2 Etude paramétrique

On s'intéresse ici à l'action de paramètres influençant la décharge sur les propriétés du vent ionique induit. Ces paramètres sont soit électriques (tension U et fréquence f appliquée), soit géométrique (distance inter-électrodes d et épaisseur du diélectrique e) ou soit relatif à la nature du diélectrique.

- Influence des paramètres électriques

La Figure VI-11 représente des profils de vitesse du vent ionique induit tracés à $X = 15$ mm (*i.e.* 15 mm en aval de l'électrode active et au dessus de l'électrode de masse), pour plusieurs valeurs de tension U avec une fréquence de 300 Hz. Cette figure montre que la

forme des profils dépend fortement de U : la vitesse du vent ionique augmente avec U et la vitesse maximale est plus proche de la paroi lorsque U augmente.

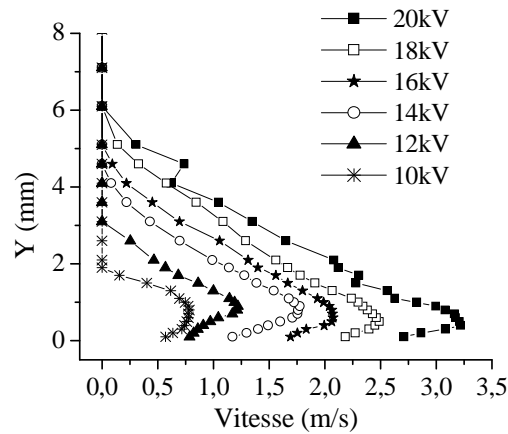


Figure VI-11: Profils de vitesse tracés à $X = 15$ mm pour différentes valeurs de tension appliquée, avec $f = 300$ Hz.

Dans le Tableau 1 est donné les valeurs de vitesse maximums V_{\max} du vent ionique induit à $X = 15$ mm pour trois valeurs de fréquences avec une tension appliquée $U = 14$ kV. Ce tableau montre nettement que V_{\max} croît linéairement avec f . En effet, quand f augmente, le nombre de microdécharges augmente. Par conséquent, le flux de charges est plus important ce qui conduit alors à une croissance des échanges de quantité de mouvement, donc de la vitesse induite. Par ailleurs, ce comportement linéaire de la vitesse en fonction de la fréquence est identique à celui de la puissance électrique (Pons *et al.*, 2005).

	$f = 300$ Hz	$f = 750$ Hz	$f = 1000$ Hz
V_{\max} (m/s)	1,3	2,4	2,8

Tableau 1: Valeur maximum V_{\max} de la vitesse du vent ionique induit à $X = 15$ mm en fonction de la fréquence d'excitation f , avec $U = 14$ kV.

- Influence de la distance inter-électrodes, de l'épaisseur et de la nature du diélectrique

L'influence de la distance inter-électrodes d et de l'épaisseur du diélectrique e sur la valeur maximale V_{\max} de la vitesse induite est présentée respectivement dans les Tableau 2 et Tableau 3, pour $U = 20$ kV et $f = 300$ Hz. On remarque qu'une augmentation de d produit plus de vitesse alors que la puissance électrique atteint un maximum pour $d = 2$ mm. Ensuite

un matériau plus épais conduit à une vitesse V_{max} plus faible (Tableau 3). Toutefois l'effet sur la vitesse est assez peu marqué, puisqu'une augmentation de 50 % de e entraîne seulement une diminution de 10 % de la vitesse.

	$d = -5 \text{ mm}$	$d = 2 \text{ mm}$	$d = 5 \text{ mm}$
$V_{max} \text{ (m/s)}$	2,5	2,8	3,2

Tableau 2: Valeur maximum V_{max} de la vitesse du vent ionique induit à $X = 15 \text{ mm}$ en fonction de la distance inter-électrodes d , avec $U = 20 \text{ kV}$ et $f = 300 \text{ Hz}$.

	$e = 2 \text{ mm}$	$e = 3 \text{ mm}$	$e = 4 \text{ mm}$
$V_{max} \text{ (m/s)}$	3,6	3,5	3,2

Tableau 3: Valeur maximum V_{max} de la vitesse du vent ionique induit à $X = 15 \text{ mm}$ en fonction de l'épaisseur du diélectrique e , avec $U = 20 \text{ kV}$ et $f = 300 \text{ Hz}$.

Dans le Tableau 4 nous décrivons l'influence de la nature du diélectrique afin de changer sa permittivité. Une plaque de PMMA (PolyMethyl-MethAcrylate), de PTFE (Teflon) et deux de verres (d'épaisseurs différentes) sont étudiées. L'épaisseur de ces plaques n'est pas constante, ce qui veut dire que deux paramètres changent entre deux plaques (e et ϵ_r). Néanmoins, nous avons vu dans le Tableau 2 qu'une variation de 2 mm sur l'épaisseur de la plaque ne conduisait pas à une variation importante de la vitesse.

	<i>Verre</i> ($\epsilon_r \approx 9,5$) $e = 4 \text{ mm}$	<i>PMMA</i> ($\epsilon_r \approx 4$) $e = 4,5 \text{ mm}$	<i>Verre</i> ($\epsilon_r \approx 9,5$) $e = 2 \text{ mm}$	<i>PTFE</i> ($\epsilon_r \approx 3$) $e = 1,5 \text{ mm}$
$V_{max} \text{ (m/s)}$	3,2	2,1	3,6	3,15

Tableau 4: Valeur maximum V_{max} de la vitesse du vent ionique induit à $X = 15 \text{ mm}$ en fonction de la nature du diélectrique employé, avec $U = 20 \text{ kV}$ et $f = 300 \text{ Hz}$.

Ainsi, nous pouvons estimé que la plaque de verre ($\epsilon_r = 9,5$) de 4 mm d'épaisseur peut être comparée avec la plaque de PMMA ($\epsilon_r = 4$) d'épaisseur 4,5 mm (soit une variation de 0,5 mm). Puis, la plaque de verre de 2 mm d'épaisseur ainsi que la plaque de PTFE de 1,5 mm

d'épaisseur peuvent être également comparées. Le Tableau 4 nous montre que la vitesse maximum augmente avec la valeur de la permittivité ϵ_r . Cette augmentation est plus prononcée pour la plaque de PTFE que pour la plaque de PMMA. Ceci est peut être du au fait que la plaque de PMMA est comparée avec une plaque plus fine alors que la plaque de PTFE est comparée avec une plaque plus épaisse.

VI.4.1.3 Analyse électro-mécanique

La Figure VI-11 nous avait indiqué que la vitesse du vent ionique augmentait avec la valeur de la tension appliquée U . D'une manière générale, on peut dire que la vitesse maximum du vent ionique V_{\max} augmente avec U .

Cependant, la vitesse maximale n'est pas forcément représentative de l'écoulement généré par le plasma. Nous avons ainsi tracé l'évolution de la puissance mécanique $P_{\text{méc}}$ du vent ionique (voir explication V. lors du cas de la décharge couronne pour le calcul de $P_{\text{méc}}$) en fonction de X (Figure VI-12). La courbe montre que $P_{\text{méc}}$ est maximum à $X = 15$ mm qui correspond à l'extrémité droite du plasma, puis qu'elle diminue ensuite en aval de celui-ci. Ce point $X = 15$ mm est donc l'endroit où la vitesse et la puissance mécanique du vent ionique sont maximales. Toutefois, il ne faut pas oublier que dans la *zone au dessus de l'électrode* active la vitesse est *essentiellement verticale*.

Enfin, nous avons également tracé la puissance mécanique en fonction de la valeur de la tension U appliquée, pour $X = 15$ mm (Figure VI-13).

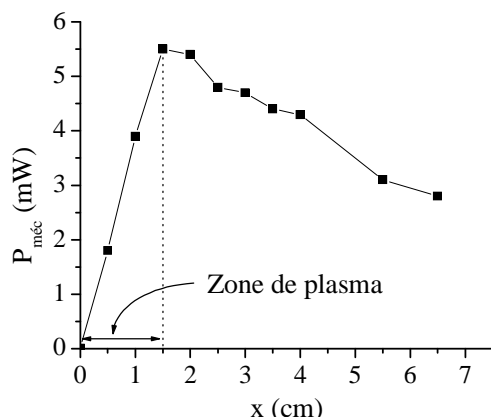


Figure VI-12: Puissance mécanique du plasma en fonction de X , à tension constante.

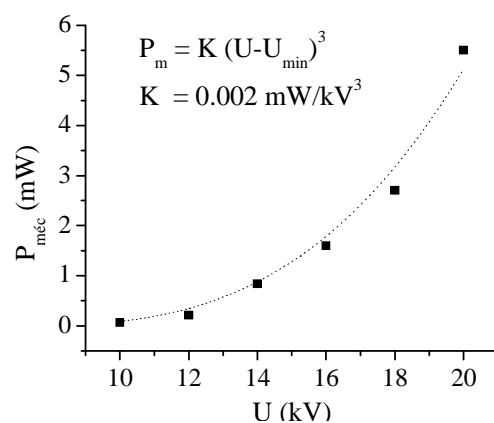


Figure VI-13: Puissance mécanique du plasma en fonction de la tension U appliquée.

La courbe montre que $P_{\text{méc}}$ évolue en $(U - U_{\text{min}})^3$. En déterminant la puissance électrique et à partir de la puissance mécanique nous en déduisons la valeur du rendement en statique (sans écoulement). Les valeurs du rendement sont de l'ordre de 0,1 % et augmentent avec la tension appliquée U .

VI.4.2 Mesure instantanée par LDV

Lors des expériences entreprises avec la LDV, une plaque en PTFE (Téflon) d'épaisseur $e = 1,5$ mm a été utilisée. Les électrodes ont une largeur de 3 cm, une longueur de 20 cm et sont distantes l'une de l'autre de 4 mm. L'extrémité droite du plasma est ici à $X = 34$ mm. L'amplitude de la tension est 18 kV. Les mesures de LDV nécessitant de la fumée, nous avons placé la plaque à l'intérieur d'une soufflerie afin de convecter la fumée. La vitesse de l'écoulement généré par la soufflerie est de 1,5 m/s (l'écoulement à cette vitesse est instable car la soufflerie n'est pas optimisée à de si faibles vitesses).

VI.4.2.1 Influence de la fréquence

La Figure VI-14.a montre un exemple de mesure de la vitesse du vent ionique en fonction du temps au point ($X = 5$ mm ; $Y = 2$ mm), pour $U = 18$ kV et $f = 300$ Hz.

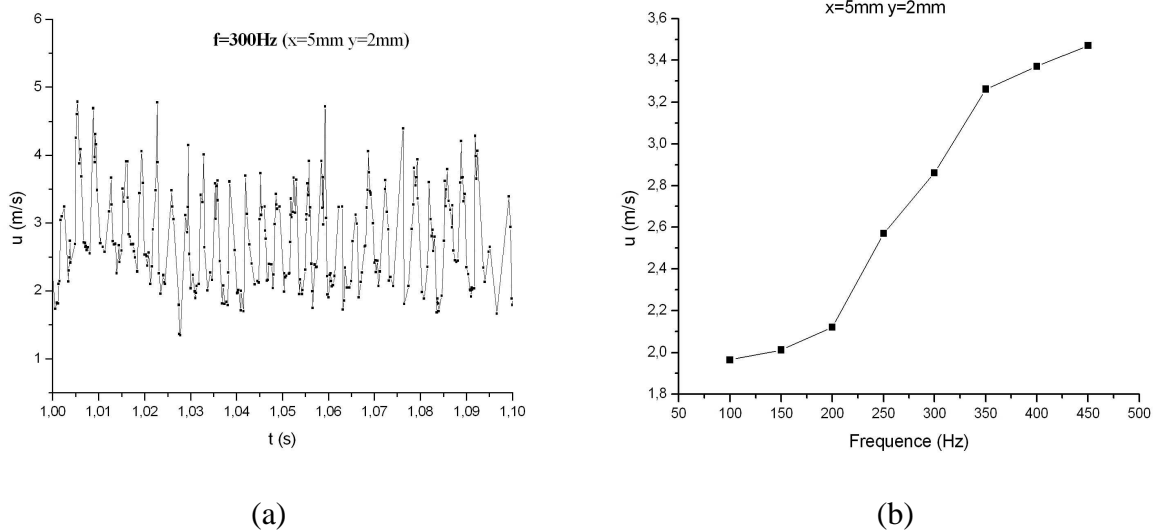


Figure VI-14: Vitesse instantanée (à $X = 5$ mm et $Y = 2$ mm) pour $U = 18$ kV et $f = 300$ Hz (a) et évolution de la vitesse moyenne au point ($X = 5$ mm, $Y = 2$ mm) en fonction de f (b).

L'évolution de la courbe nous indique que la vitesse n'est pas constante dans le temps mais qu'elle « suit » la fréquence de la tension appliquée. En effet, sur une durée de 100 ms, on observe 30 pics de vitesse. Ceci tend à prouver que la DBD n'agit pas de la même façon sur l'écoulement selon l'alternance positive ou négative de la tension. Ici, il semble en effet qu'une accélération de l'écoulement apparaisse sur la face supérieure du diélectrique (côté électrode active) lorsque le plasma est actif de ce côté.

Cette mesure a été répétée pour plusieurs valeurs de la fréquence au même point. L'évolution de la vitesse moyenne a alors été tracée à la Figure VI-14.b. Comme le montre la courbe, la vitesse moyenne augmente avec la fréquence f . Ce résultat est conforme à celui préalablement observé avec les mesures effectuées au tube de Pitot (Tableau 1).

VI.4.2.2 Temps de réponse de l'actionneur

La méthode de mesure par LDV permet aisément de déterminer le temps de réponse de l'actionneur. Pour cela, le signal haute tension est appliqué 0,5 s après le début de l'acquisition par le système de LDV. La mesure de la vitesse est effectuée à $Y = 1$ mm au dessus de l'actionneur et le long de l'axe X afin de suivre l'évolution de la dynamique de la mise en mouvement du fluide par le plasma.

La Figure VI-15 montre deux exemples d'acquisition à $X = 10$ mm (a) et à $X = 40$ mm (b), avec $U = 18$ kV et $f = 700$ Hz. En l'absence de décharge, la vitesse de l'écoulement principal oscille vers 1,5 m/s. A $t = 0,5$ s, la décharge est établie et on observe une accélération du fluide qui atteint une vitesse de 5 m/s environ dans un intervalle de temps de 10 ms à peu près (Figure VI-15.a). Si on soustrait la valeur de la vitesse de l'écoulement à 5 m/s, le vent ionique a donc une vitesse de 3,5 m/s environ. En agrandissant la courbe dans la partie accélérée de l'écoulement (entre $t = 0,7$ s et $t = 0,75$ s à la Figure VI-15.a), on observe la structure pulsée de l'écoulement à la fréquence de la tension d'alimentation (35 impulsions en 50 ms, soit $f = 700$ Hz).

Enfin, à la Figure VI-15.b, la même mesure a été réalisée à $X = 40$ mm avec le même délai de 0,5 s. A partir de cette seconde courbe, deux points peuvent être soulignés. D'une part, on remarque que le temps de réponse a doublé par rapport à $X = 10$ mm puisqu'il passe à 20 ms environ. D'autre part, la partie droite de la courbe montre que l'on a plus une vitesse pulsée, mais « moyennée » du fait des phénomènes visqueux du fluide.

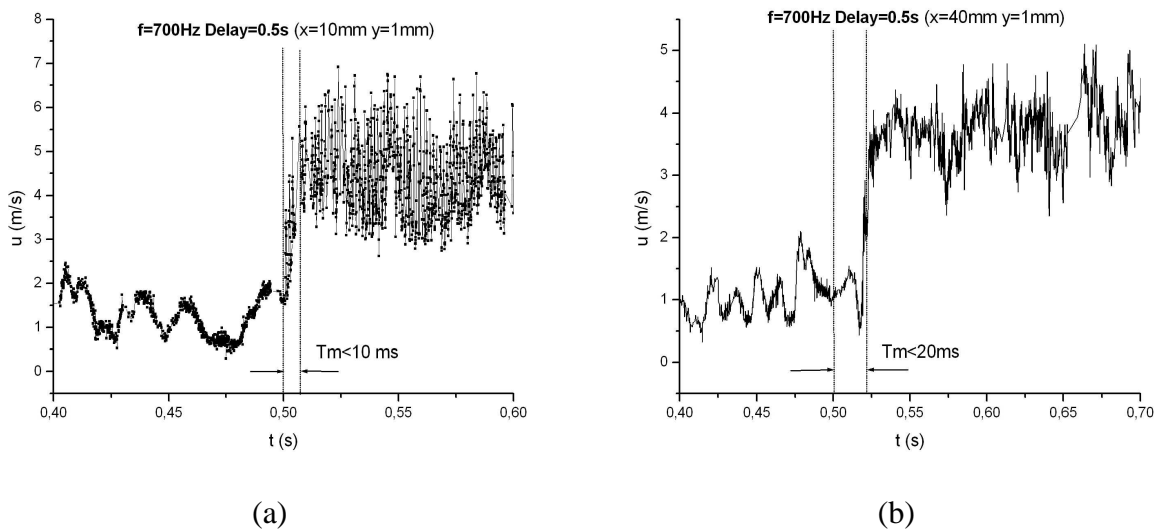


Figure VI-15: Evolution temporelle de la vitesse induite par un allumage retardé de l'actionneur pour $U = 18$ kV et $f = 700$ Hz au point en (a) et au point ($X = 40$ mm, $Y = 2$ mm) en (b).

VI.5 COMPARAISON AVEC LA DECHARGE COURONNE CONTINUE

Pour achever cette partie, il est intéressant de comparer – brièvement – les caractéristiques électro-mécaniques des décharges couronnes continues (DCC) et décharges à barrières diélectrique (DBD). L'objectif ici est de déterminer lequel de ces actionneurs est le plus apte pour le contrôle d'écoulement sachant que celui doit apporter le plus de vitesse possible à la paroi d'un profil avec le maximum de stabilité. Le rendement de l'actionneur est également un facteur que l'on doit prendre en compte.

VI.5.1 Caractéristiques électriques

En ce qui concerne la DBD, celle-ci présente principalement deux avantages comparés à la DCC. Premièrement, la DBD étant moins sensible aux conditions atmosphériques, surtout l'humidité. L'apparition d'arcs est très rare ce qui rend la décharge plus stable dans le temps. Les propriétés de la DBD sont ainsi plus reproductibles. Le second avantage est la plus grande homogénéité de la DBD le long des électrodes. Dans le cas de la DCC, et quel que soit le régime considéré (*streamer* ou *glow*), il existe parfois des zones le long des électrodes qui sont éteintes.

Malgré tout, la DBD présente deux principaux inconvénients dus à l'alimentation HT alternative :

- 1) Les problèmes d'isolation électrique. En effet, il est plus difficile d'isoler de la HT alternative à haute fréquence (car l'impédance de l'isolant, en $1/C\omega$, chute rapidement à haute fréquence) que de la HT continue jusqu'à plusieurs dizaines de kV.
- 2) Les problèmes de pics de puissance. Dans le cas d'une décharge couronne, la puissance électrique instantanée, donnée par le produit $u(t)$ par $i(t)$, est relativement stable dans le temps. La Figure VI-16.a donne un exemple de puissance instantanée avec $U = 32$ kV et $I = 1,5$ mA/m. La puissance électrique consommée moyenne est alors de 16 W, avec des pics atteignant 35 W soit deux fois la puissance moyenne. La Figure VI-16.b montre le cas de la DBD avec une puissance moyenne de 10 W. Dans ce cas, les pics de puissances peuvent atteindre 400 W soit quarante fois la puissance moyenne. Ces pics nécessitent donc une alimentation plus puissante et des problèmes de rayonnement électromagnétiques apparaissent.

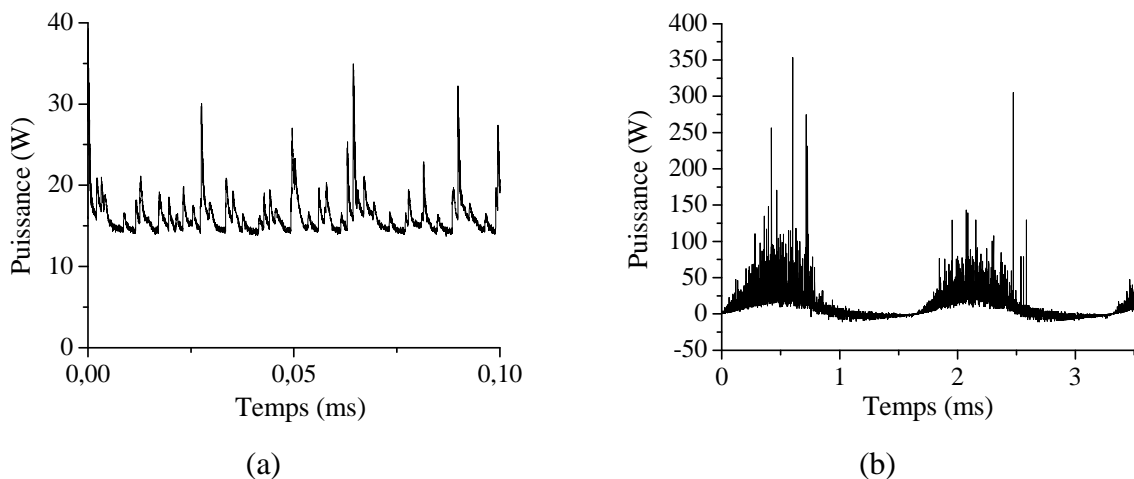


Figure VI-16: Puissance électrique instantanée en fonction du temps, dans le cas d'une décharge couronne continue DCC (a) et d'une décharge à barrière diélectrique DBD (b).

VI.5.2 Caractéristiques mécaniques

La Figure VI-17 montre deux exemples de profils de vitesse obtenus avec la DCC et avec la DBD pour une puissance électrique de 13 W (a) et de 28 W (b).

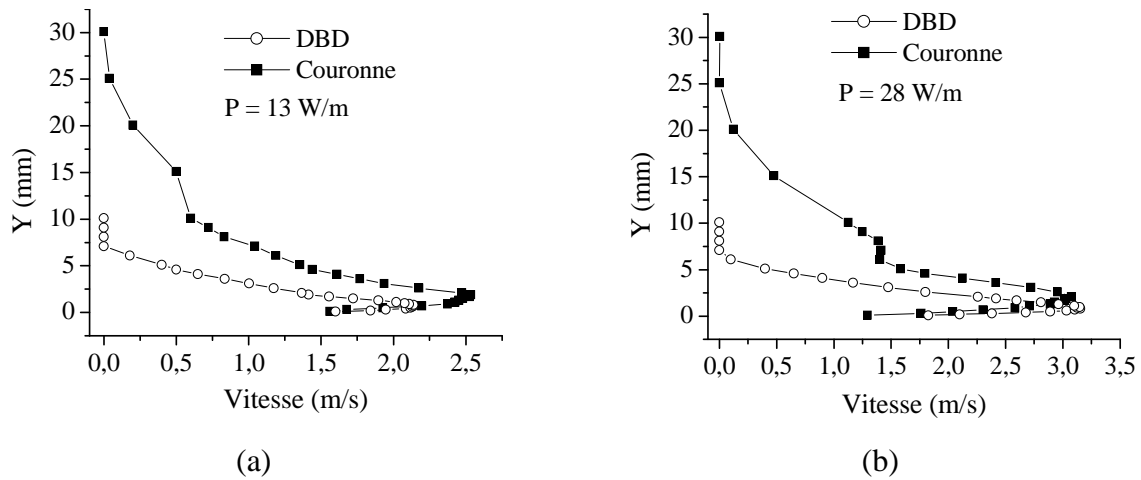


Figure VI-17: Profils de vitesse du vent ionique pour une décharge couronne et une DBD pour une puissance de 13 W/m (a) et de 28 W/m (b).

Pour 13 W, la vitesse maximum est plus élevée avec la DCC qu'avec la DBD : 2,55 m/s au lieu de 2,2 m/s. De plus, le profil de vitesse pour la DC étant plus large vers les Y positifs, ceci montre que l'échange de quantité de mouvement est plus important avec la décharge couronne. La puissance mécanique créée est par conséquent plus importante pour la DC (29 mW/m) qu'avec la DBD (10 mW/m). Pour une puissance électrique de 28 W, les vitesses maximales sont semblables (3,2 m/s environ) mais la quantité de mouvement échangée par la décharge couronne est toujours plus grande (Figure VI-17.b). La puissance mécanique ainsi développée par la DCC est de 58 mW/m contre 30 mW/m pour la DBD.

Le rendement dans les deux cas est donc à peu près deux fois plus important pour la DCC que pour la DBD. Ce résultat était prévisible puisque la DBD génère un écoulement de chaque côté du diélectrique. Or l'écoulement de la face inférieure (côté électrode de masse) n'est pas pris en compte lors du calcul de la puissance mécanique.

VI.6 CONCLUSION

Dans cette partie, nous avons présenté les résultats concernant l'étude de la décharge de surface à barrière diélectrique DBD. Après la décharge couronne de surface, la DBD est le deuxième actionneur mis au point au laboratoire dans l'optique d'application en contrôle d'écoulement.

La décharge est établie par l'application d'une haute tension (quelques dizaines de kV) alternative (fréquence inférieure à 1 kHz) entre deux électrodes accolées de part et d'autre d'une plaque isolante (diélectrique). Le courant de décharge peut présenter des pics de

20 mA, la puissance moyenne pour 20 kV est de 10 W environ et est généralement le double de celle de la décharge couronne. La DBD génère un vent ionique des deux côtés du diélectrique avec une vitesse maximale de l'ordre de 3 m/s à 0,5 mm de la paroi. Le rendement de la décharge reste toujours faible et est de l'ordre de 0,1 %.

Le principal avantage de la DBD par rapport à la décharge couronne est sa stabilité dans le temps et sa meilleure homogénéité le long des électrodes. Ainsi, sa stabilité électrique dans le temps conduit à des conditions expérimentales plus favorables. Par contre, la puissance électrique consommée est toujours supérieure à celle de la décharge couronne.

Ces résultats constitue une première approche de l'étude de la décharge de surface à barrière diélectrique et ouvre la voie à des travaux complémentaires afin d'optimiser l'actionneur. Il reste par exemple à étudier plus en détails l'influence du matériau ou à établir une décharge pour avoir un vent ionique encore plus proche à la paroi. Néanmoins, ces études préliminaires ont permis d'utiliser, pour la première fois au laboratoire, la DBD pour contrôler un écoulement dans le cas d'un jet. Ce travail est présenté à la dernière partie de ce rapport.

***CONCLUSION DE LA PARTIE 1 :
L'ACTIONNEUR PLASMA***

Cette première partie était entièrement consacrée à l'étude de l'actionneur « plasma ». Dans un premier chapitre nous avons réalisé une synthèse bibliographique principalement axée sur les décharges électriques à pression atmosphérique.

Cette synthèse bibliographique a d'abord montré, à travers des critères descriptifs généraux sur les plasmas, que l'actionneur plasma est un plasma non thermique.

Ensuite, nous avons décrit plus précisément la décharge couronne volumique et la décharge à barrière diélectrique (DBD). La première décharge s'établit à l'origine entre une pointe, portée à un haut potentiel électrique (continue ou alternatif), et une plaque reliée à la terre. La seconde décharge s'établit en appliquant un signal HT alternatif entre deux électrodes séparées par un isolant recouvrant au moins une d'entre elles.

Une des propriétés communes aux deux décharges est l'écoulement induit qu'elles génèrent. Cet écoulement est plus connu sous le nom de « vent ionique » et a une vitesse de l'ordre de quelque m/s. *Dans le cas de la décharge couronne, le vent ionique est proportionnel à la racine carrée du courant de décharge* et est dirigé de la pointe vers la plaque. Quand à la « OAUGDP », Roth précise l'origine du vent ionique par une force paraélectrique, force proportionnelle au gradient du champ électrique. Cependant, la mise en mouvement du fluide dans cette seconde décharge ne peut s'expliquer également que par la dérive d'ions sous l'effet des forces coulombiennes.

Dans un second chapitre, nous avons présenté les travaux effectués au laboratoire concernant l'étude de la décharge couronne de surface d'abord, et de la décharge à barrière diélectrique surfacique ensuite.

La décharge couronne de surface envisagée ici est établie entre deux électrodes disposées sur la paroi d'un isolant. Ses caractéristiques électriques sont : champ électrique moyen de 8 kV/cm, courant moyen de 1 mA/m environ pour une puissance électrique moyenne de 80 mW/cm². Le vent ionique induit est de 3 m/s environ à 1 mm de la paroi. Le but ici est de développer un actionneur capable d'être appliqué pour le contrôle d'écoulement. Pour cela, il faut être en présence d'une décharge homogène, stable dans le temps avec un vent ionique le plus important possible. En effet, plus la vitesse du vent ionique est importante, plus l'effet sur l'écoulement est efficace. Pour ce faire, nous avons caractérisé le courant de décharge et le vent ionique en fonction de plusieurs paramètres : configuration et géométrie des électrodes, nature de l'isolant, et forme du signal électrique appliqué. Une plus grande stabilité et une vitesse de vent ionique plus importante sont observées lorsque la différence de diamètre entre l'anode et la cathode est la plus grande possible. Un isolant en

PMMA (PolyMethyl-MethAcrylate) favorise également la stabilité et l'obtention d'un vent ionique plus important. L'application d'un signal alternatif a montré qu'il était possible de générer un vent ionique pulsé à la même fréquence que la décharge. Enfin, nous avons remarqué qu'un écoulement extérieur influence le comportement de la décharge, notamment sur la valeur du courant et sa stabilité.

Les travaux concernant l'étude de *la décharge à barrière diélectrique* sont moins nombreux car ceux-ci ont débuté il y a deux ans. La décharge est établie en appliquant une haute tension alternative de valeur moyenne nulle entre deux électrodes placées de part et d'autre d'un isolant. Les électrodes utilisées sont des bandes d'aluminium alimentaire. La tension généralement appliquée est de plusieurs kV avec une fréquence allant de 100 Hz à quelques kHz. La mesure du vent ionique a montré une vitesse du même ordre de grandeur que pour la décharge couronne : jusqu'à 3 m/s à 0,5 mm de la paroi. Comparativement à la décharge couronne de surface, la DBD se caractérise par une plus grande stabilité et homogénéité. Par contre, de forts pics de courant apparaissent, conduisant à des pics de puissance qui peuvent atteindre quarante fois celle de la décharge couronne.

PARTIE 2 :
APPLICATION AU CONTROLE DU
DECOLLEMENT ET RECOLLEMENT

INTRODUCTION

Dans la première partie de ce mémoire, nous avons parlé des décharges électriques dans les gaz. Nous nous sommes essentiellement attachés à étudier deux types de décharges : la décharge couronne de surface et la décharge barrière diélectrique (DBD) de surface. Classiquement, il s'agit de créer un plasma surfacique entre deux électrodes établies le long de la paroi d'un obstacle. La décharge est alors obtenue par application d'une haute tension électrique, généralement continu pour la décharge couronne et alternatif pour la DBD.

Une propriété intéressante est l'apparition d'un écoulement induit par la décharge: le vent ionique. Ainsi, l'étude de ces décharges électriques a été effectuée dans l'esprit de mettre au point des actionneurs « plasmas » afin d'appliquer ces dispositifs pour contrôler les écoulements. *C'est l'objet de cette seconde partie où l'idée est d'appliquer le vent ionique comme stratégie de contrôle.* Contrôler un écoulement consiste à modifier ses propriétés pour l'amener dans un état souhaité. Ceci permet d'agir principalement sur trois phénomènes de mécanique des fluides : la transition de la couche limite de l'état laminaire à l'état turbulent, le décollement ou séparation, et la turbulence. L'action sur un de ces trois phénomènes peut avoir des conséquences sur la traînée ou la portance d'un profil, l'augmentation du mélange ou le bruit généré par les écoulements.

Cette seconde partie est divisée en deux chapitres. Le premier chapitre expose, de manière bibliographique, les notions élémentaires du phénomène de décollement ainsi que les caractéristiques des couches de mélange et jets. Parallèlement, une synthèse concernant les méthodes de contrôle des écoulements est réalisée. Enfin, nous verrons également que le contrôle par plasma présente déjà une littérature non moins intéressante.

Le second chapitre traite directement des travaux effectués durant cette thèse. Ces travaux s'inscrivent dans un programme national, projet COS, concernant le développement du futur supersonique. *Notre objectif est alors de contrôler le décollement et recollement d'un écoulement en utilisant l'actionneur plasma.* L'ensemble du travail est divisé en plusieurs étapes. La première étape constitue une étude préliminaire avant de contrôler le décollement dans le cas d'une couche de mélange plane et d'un jet.

Enfin, nous tenons à préciser qu'aucunes notions spécifiques sur les plasmas ne sont nécessaires au lecteur pour la compréhension de la seconde partie.

CHAPITRE I ; REVUE BIBLIOGRAPHIQUE DU CONTROLE DES ECOULEMENTS

Ce chapitre est consacré à la revue bibliographique concernant le contrôle d'écoulement. Nous rappelons que contrôler un écoulement consiste à modifier ses caractéristiques pour l'amener à un état souhaité. Les méthodes de contrôle sont divisées en deux catégories : les méthodes passives et les méthodes actives.

Les premières consistent à modifier la forme de la surface sur laquelle l'écoulement se développe. L'avantage de cette stratégie est qu'elle ne nécessite aucun apport d'énergie. L'inconvénient est qu'elle n'est pas amovible, donc définitive et inutile pour certaines conditions d'écoulements.

La seconde stratégie consiste à injecter de l'énergie dans l'écoulement à l'aide d'un actionneur pilotable. L'avantage de ces technologies est qu'elles sont amovibles et contrôlables à tout moment. Dans le cas d'un avion par exemple, l'objectif de l'actionneur peut être d'augmenter les performances (portance ou poussée) pendant les phases de décollage ou d'atterrissage seulement. En régime de croisière par contre, l'actionneur, si il n'était pas amovible, pourrait justement entraver les performances de l'avion. Par contre, l'inconvénient du contrôle actif est qu'il coûte de l'énergie. Le bilan énergétique n'est pas toujours favorable. Dans ce chapitre, nous nous attarderons essentiellement sur ces méthodes.

Ce chapitre est divisé en trois parties. Dans ce rapport, la principale application de l'actionneur plasma est le contrôle du décollement d'un écoulement. Dans une première partie, nous allons donc donner quelques notions de mécanique des fluides concernant d'abord la transition laminaire/turbulent dans la couche limite avant d'expliquer l'importance de la transition sur le décollement. Les différentes méthodes existantes qui permettent le contrôle de la transition, et donc le décollement, sont ensuite présentées.

La seconde partie expose les deux principales configurations aérodynamiques testées : la couche de mélange plane bidimensionnelle et le jet. Pour chacune de ces deux configurations, un résumé des méthodes de contrôle est également effectué.

Enfin, la troisième partie porte sur l'électroaérodynamique ou plus précisément sur les interactions entre une décharge électrique et un écoulement. Nous verrons en effet que depuis quelques années, l'actionneur plasma est en plein développement et suscite un vif intérêt.

VII. TRANSITION ET DECOLLEMENT

VII.1 COUCHE LIMITE LAMINAIRE/TURBULENTE – TRANSITION

C'est Prandtl, en 1904, qui introduit pour la première fois la notion de couche limite pour expliquer un nombre important de phénomènes inexplicables par la théorie des fluides parfait. En effet, la viscosité du fluide conduit à diviser l'écoulement en deux domaines : un domaine proche de la paroi où les forces de viscosité ne peuvent être négligées et un autre où l'écoulement est considéré comme parfait.

Le premier domaine est appelé couche limite. Les gradients de vitesse transversaux sont importants et une légère modification de ceux-ci peut entraîner de grandes modifications sur l'écoulement aval.

La couche limite d'abord laminaire soumise à de petites perturbations (ondes de Tollmien-Schlichting) va devenir, après une zone de transition, turbulente. La transition peut être provoquée par de petites rugosités sur la paroi. La couche limite turbulente est caractérisée généralement par son épaissement et une augmentation du coefficient de frottement sur la paroi. Cependant, une couche limite turbulente résiste mieux aux gradients de pressions adverses ce qui a pour effet de retarder le décollement.

VII.2 LE DECOLLEMENT

Le décollement³ d'un écoulement est le phénomène qui apparaît lorsque le fluide se détache de la paroi d'un obstacle. Ce phénomène se caractérise par une zone de recirculation et une augmentation du rotationnel de l'écoulement proche de la paroi. La dynamique et les raisons du décollement sont assez complexes et mal connues. Néanmoins, ce phénomène est souvent causé par un gradient de pression adverse ou une modification brusque de la géométrie de la paroi (Figure VII-1).

Pour le premier cas, on peut citer l'exemple du profil d'aile d'un avion. Lorsque l'incidence de celle-ci est trop importante il y a décollement de l'écoulement sur l'extrados : c'est ce qu'on nomme le « décrochage » (Figure VII-1.a). D'après le principe fondamental de la dynamique, les forces en équilibre dans la couche limite se réduisent aux forces d'inertie, de viscosité et de pression. Cet équilibre est sensible au champ de pression. L'effet d'un gradient

³Le terme de décollement est parfois désigné sous le vocable de séparation ou de détachement mais ils correspondent au même phénomène physique.

de pression peut être quantifié par l'écriture des équations de la couche limite. En particulier, en appliquant les hypothèses de couche limite sur l'équation longitudinale de quantité de mouvement on obtient :

$$\rho \left(\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial t} \right) = - \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial \tau}{\partial y}$$

où $\tau = \mu \frac{\partial U}{\partial y} - \rho \overline{u'v'}$ représente le frottement total, somme de la contribution visqueuse et turbulente. A la paroi, les composantes de la vitesse s'annulent et l'équation du mouvement moyen se réduit à :

$$\mu \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \Big|_{y=0} = \frac{\partial P}{\partial x}$$

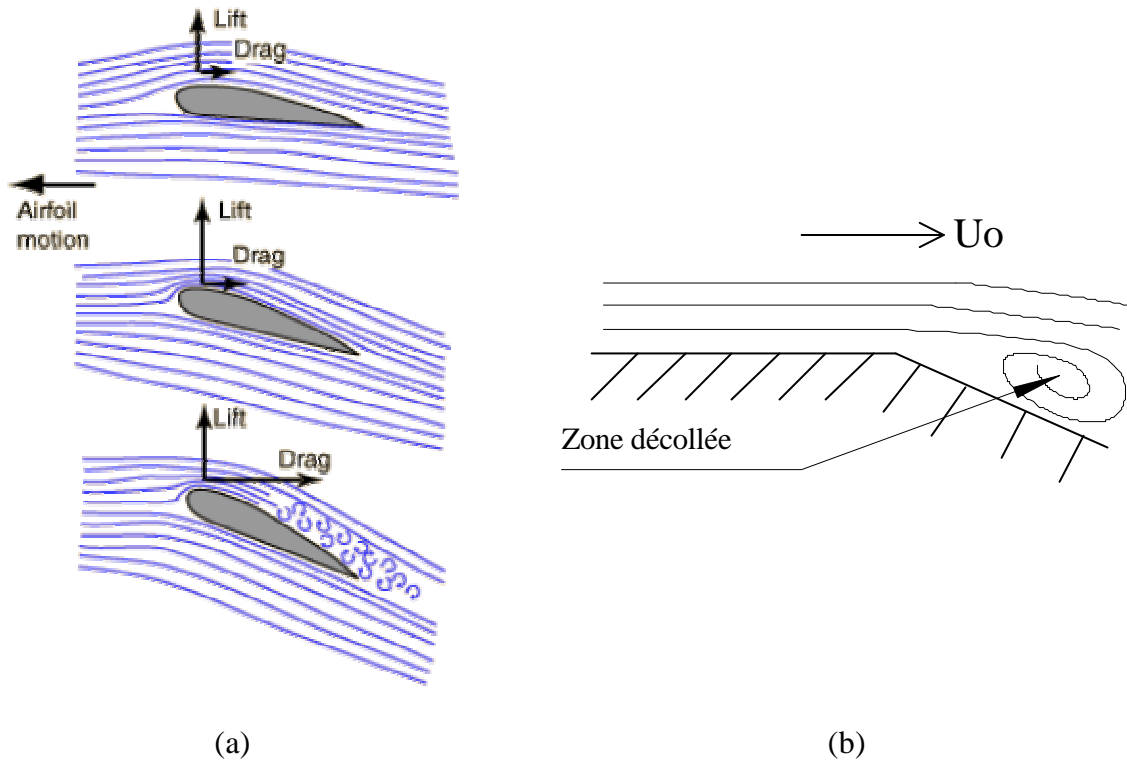


Figure VII-1 : Représentation du phénomène de décollement causé par un gradient de pression adverse le long d'un profil (a) ou par une aberration de la géométrie de la paroi, décollement inertiel (b).

Le gradient de pression est dit favorable, ou négatif ($\partial P / \partial x < 0$), lorsque la pression aval diminue dans le sens de l'écoulement. Le profil de vitesse de la couche limite correspondant est décrit à la Figure VII-2.a. Au contraire, lorsque le gradient de pression est

positif ($\partial P / \partial x > 0$), l'augmentation de la pression dans le sens de l'écoulement ralentit le fluide. Si ce gradient est assez important, alors le fluide peut être complètement stoppé ; c'est le décollement. Dans ce cas, le profil de vitesse présente un point d'inflexion (Figure VII-2.b).

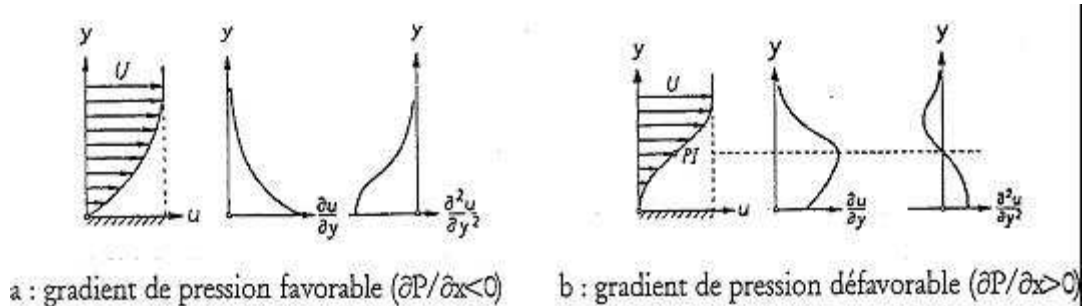


Figure VII-2 : Profils de couche limite en fonction du gradient de pression.

Dans le second cas, on considère un écoulement le long d'une paroi d'abord horizontale puis inclinée en aval. Lorsque l'angle de l'inclinaison dépasse une valeur limite, le décollement se produit et une zone de recirculation du fluide apparaît dans la zone décollée (Figure VII-1.b). On parle alors de décollement « inertiel ». La valeur de la vitesse de l'écoulement a très peu d'influence sur la valeur de l'angle limite. Par contre, l'état de la couche limite amont de la paroi inclinée conditionne plus amplement le décollement. Si la couche limite est laminaire, l'écoulement décollera alors à une valeur plus faible que pour une couche limite turbulente. *Cette configuration topologique du décollement sera celle que nous allons surtout rencontrer lors de nos travaux sur le contrôle d'écoulements.*

VII.3 METHODES DE CONTROLE

En aérodynamique, le décollement est un phénomène qu'on cherche généralement à éviter sauf cas précis comme pour les avions où on provoque volontairement (aérofreins) le décollement à l'aide d'aérofreins situés sur les ailes. L'action des aérofreins augmente la traînée et diminue la portance ce qui permet de raccourcir les distances d'atterrissage.

La technique du contrôle consiste à modifier le profil de vitesse au sein de la couche limite pour provoquer la transition de l'état laminaire à l'état turbulent. La littérature concernant le contrôle des écoulements est abondante car les enjeux économiques mis en jeu motivent le développement des techniques de contrôle. Il n'est pas question ici d'effectuer une revue d'ensemble des différentes méthodes mais d'en exposer les principales. L'ouvrage de Gad-el-Ak (**Gad-el-Ak, 2000**) propose une synthèse de l'état de

l'art dans tous les domaines de la mécanique des fluides : transition, retardement du décollement, réduction de traînée, augmentation de la portance, contrôle de la turbulence et du bruit, ou encore l'augmentation des transferts de chaleur. Les principales méthodes sont donc :

- L'aspiration : Elle fut introduite par Prandtl en 1904. Elle consiste à diminuer l'accroissement de la couche limite (Figure VII-3). De nombreux travaux ont porté sur l'optimisation de ce système, notamment sur la répartition des orifices d'aspiration (**Schlisting, 1979** ; **Gad-el-Ak, 2000**). On peut également citer les essais menés par Dassault et par Airbus sur l'A320 (**Arnal, 1999**). Le principal inconvénient de cette technique est l'obstruction des orifices par des insectes ou de la glace à haute altitude. La fiabilité est aléatoire et la maintenance difficile.

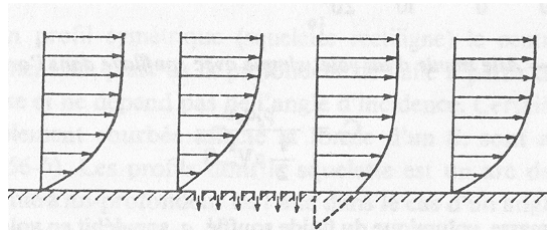


Figure VII-3 : Schéma de principe de l'aspiration de la couche limite (Comolet, 1994).

Le soufflage : le soufflage consiste à injecter de la quantité de mouvement de manière normale ou tangentielle à la paroi à l'aide d'un jet d'air. Le soufflage tangentiel (Figure VII-4) est de loin la méthode la plus utilisée, notamment au bord d'attaque pour éviter le décollement lors d'abaissements des volets hypersustentateurs des avions. **Tensi et al. (2002)** ont annulé le décollement autour d'un cylindre à l'aide d'un soufflage normal continu à l'aval du cylindre (Figure VII-5). **Délery (1985)** fournit une revue sur le contrôle du décollement. Lorsque le débit massique moyen est nul, on parle alors de jet synthétique (excitation périodique). L'excitation acoustique avec l'utilisation de haut-parleurs est un exemple. Le haut-parleur sert de piston pour produire de la vorticité. **Ahuja et Burrin (1984)** ont montré qu'à certains couples fréquence-amplitude, une excitation acoustique externe pouvait retarder le décollement d'une couche limite turbulente.

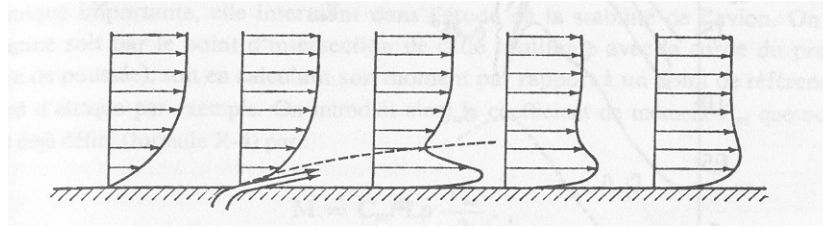


Figure VII-4 : Schéma de principe de soufflage tangentiel de la couche limite (Comolet, 1994).

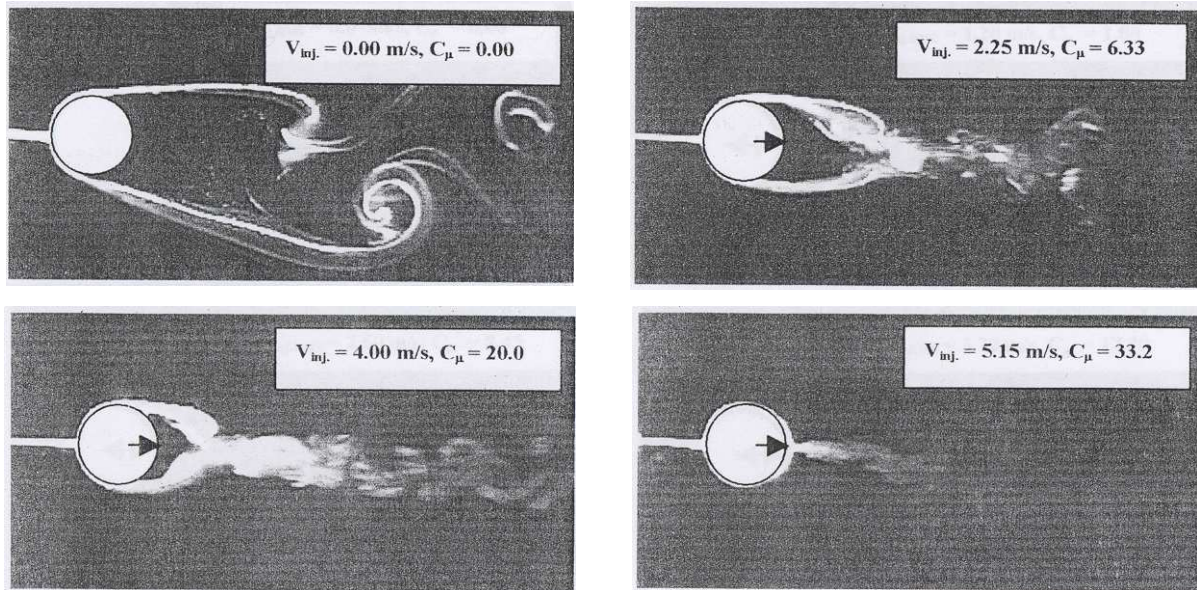


Figure VII-5 : Visualisation de l'écoulement d'air de 0.2 m/s autour d'un cylindre, dans le cas d'un soufflage continu normal à l'aval du cylindre (Tensi *et al.* 2002). La valeur C_{μ} correspond au débit d'air soufflé par rapport à l'écoulement principal.

- Les MEMS : Actuellement, une nouvelle série d'actionneurs de petite taille est en train de se développer ($< 100 \mu\text{m}$) et qui sont appelés MEMS (MicroElectroMechanical Systems). Parmi leurs modes de fonctionnement on retrouve le soufflage ou les jets synthétiques. **Gad-el-Ak (1999)** et **Löfdahl et Gad-el-Ak (1999)** fournissent plusieurs détails sur l'application des MEMS en turbulence et contrôle d'écoulement. Le principal avantage des MEMS est bien évidemment leur petite taille comparativement aux autres méthodes. Leur succès a même contribué à la création de plusieurs journaux qui leur sont consacrés, comme par exemple *IEEE/ASME Journal of MicroElectromechanical Systems*, *Journal of Micromechanics and Microengineering* et *Microscale Thermophysical Engineering*.

VIII. LES COUCHES DE MELANGE

Dans cette section, nous allons décrire deux configurations aérodynamiques qui font intervenir des couches de mélange : les couches de mélange planes bidimensionnelles et les jets.

VIII.1 COUCHES DE MELANGE PLANES BIDIMENSIONNELLES

VIII.1.1 Descriptions

La couche de mélange plane se forme entre deux écoulements parallèles de vitesses ou de viscosités différentes qui se rencontrent à l'aval d'une plaque séparatrice mince. Cette zone est appelée couche de mélange cisailée libre. Au sein de la couche de mélange se développent deux types de structures tourbillonnaires. Il y a d'abord les grosses structures transversales, dites structures primaires, résultant de l'étirement des instabilités transversales de Kelvin-Helmoltz liées au caractère inflexionnel du profil de vitesse, que celui-ci soit laminaire ou turbulent. Ces structures primaires (Figure VIII-1) ont été mises en évidence par **Brown et Roshko (1974)** et par **Roshko (1976)**.

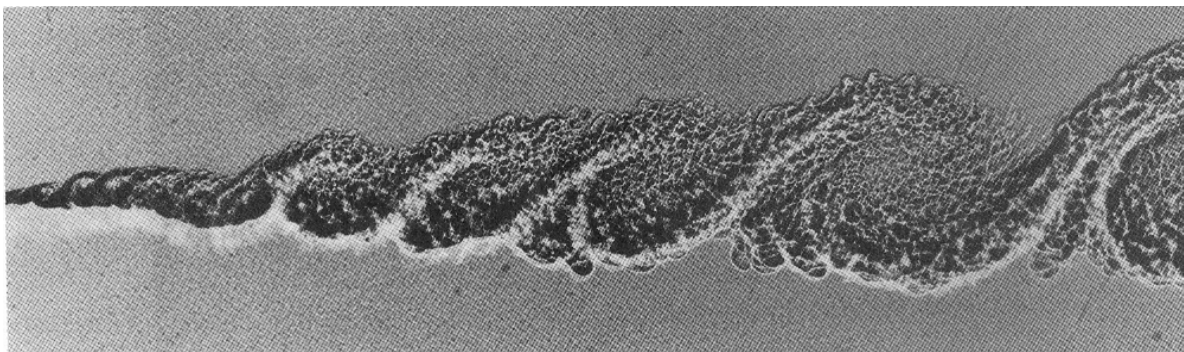


Figure VIII-1 : Visualisation des structures primaires créées par un écoulement d'hélium à 10 m/s (en haut) et un écoulement de nitrogène à 3,78 m/s (en bas), d'après Brown et Roshko (1974).

Les structures secondaires, mises en évidence par les travaux de **Bernal et Roshko (1986)** et ceux de **Lasheras et Choi (1988)**, sont des petits tourbillons contra-rotatifs longitudinaux qui prennent naissance entre les structures primaires. La Figure VIII-2

propose une reconstitution en trois dimensions des structures primaires et secondaires au sein d'une couche de mélange.

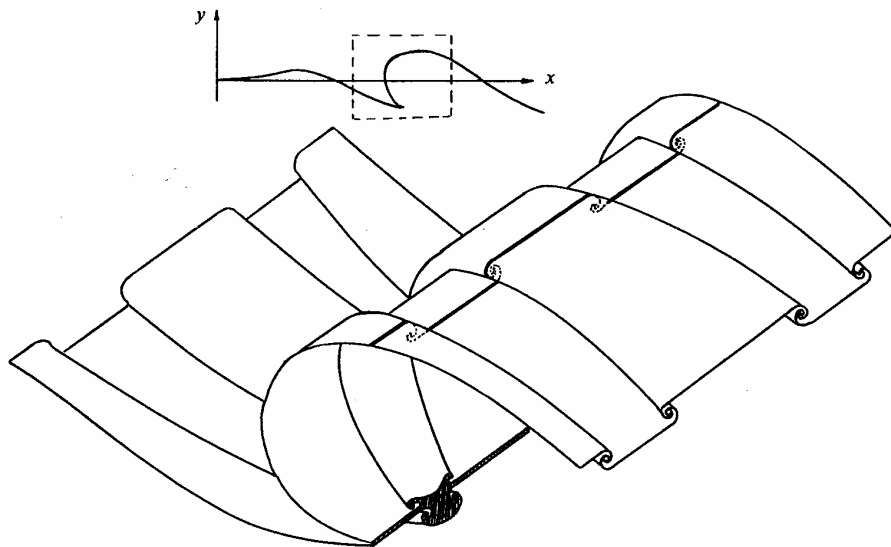


Figure VIII-2 : Reconstitution tridimensionnelle des structures primaires et secondaires de la couche de mélange plane, d'après Lasheras *et al.* (1986).

VIII.1.2 Méthodes de contrôle

La structure de la couche de mélange, son élargissement, ses propriétés d'entraînement, sont très sensibles aux excitations et peuvent être contrôlées par des perturbations artificielles. **Oster et Wygnansky (1982)** ont montré que le taux d'accroissement de la couche de mélange est sensible à une excitation périodique, même lorsque l'excitation est si petite qu'elle ne peut contribuer à l'énergie initiale des fluctuations. Ils ont montré à l'aide de perturbations introduites au bord de fuite par un mince volet pivotant, que lorsque les oscillations sont de faible amplitude, l'épaisseur de couche de mélange augmente plus rapidement. Les structures primaires de grande amplitude apparaissent avec un espacement régulier et une fréquence de passage égale à la fréquence d'excitation.

D'autres méthodes de contrôle par jet synthétique (**Ghosh et Smith 2002**) ou par excitations acoustiques (**Huang et Ho, 1990; Zohar et Ho, 1996**) ont également fait l'objet d'études. Toutes montrent que les couches de mélange sont très sensibles, même à de faibles excitations, et que l'évolution des structures peut être contrôlée (Figure VIII-3).

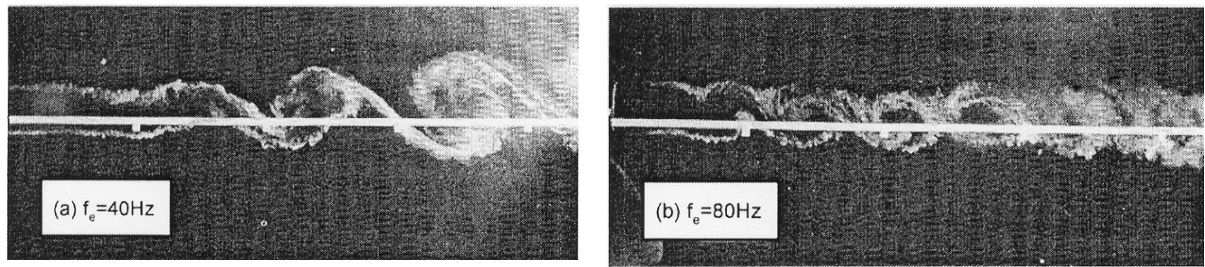


Figure VIII-3 : Visualisations d'une couche de mélange plane bidimensionnelle excitée à 40 et 80 Hz, d'après Wagnanski (2000).

VIII.2 LES JETS

VIII.2.1 Descriptions

La Figure VIII-4 décrit la configuration aérodynamique d'un jet. D'une manière générale, il s'agit d'un écoulement de vitesse U_0 issu d'une buse d'éjection et débouchant dans un milieu environnant de vitesse U_1 . La buse d'éjection peut être de section rectangulaire ou circulaire. Dans ce dernier cas, on parle de jet axisymétrique ou annulaire.

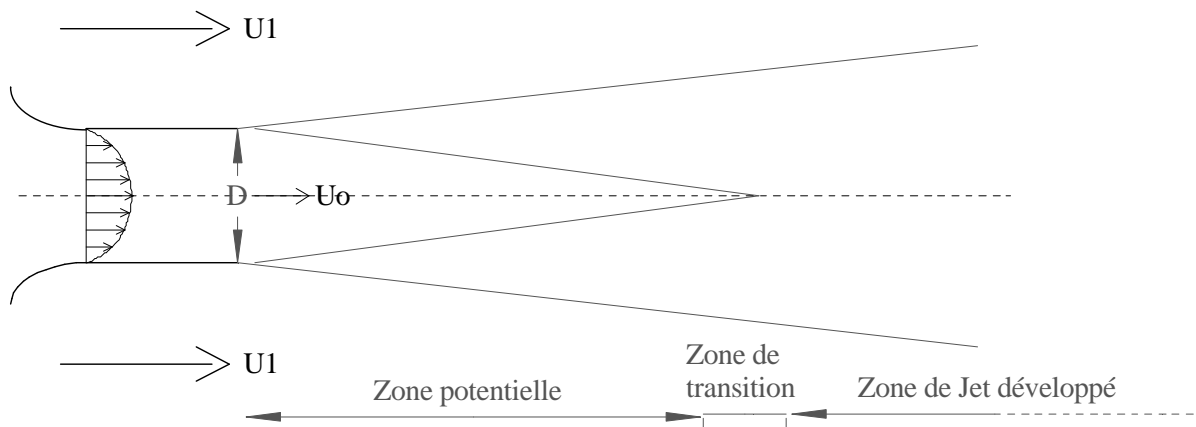


Figure VIII-4 : Représentation schématique d'un jet débouchant à l'air libre.

Dans la majorité des cas rencontrés, on a souvent $U_1 = 0$ (milieu environnant au repos). Quoiqu'il en soit, et parce que les vitesses sont différentes, l'interaction entre le jet et le milieu environnant conduit à la création de deux couches de mélange au niveau de chacune des deux lèvres de la buse. Elles définissent alors une zone de potentiel, située entre la sortie de la buse et le lieu de rencontre des deux couches de mélange, à l'intérieur

de laquelle la vitesse est constante et égale à U_0 (Figure VIII-4). A la fin du cône de potentiel, commence la zone de jet développé, précédée par une zone plus courte dite de transition, caractérisée par l'accroissement de l'écoulement tridimensionnel. Dans les zones potentielles et de jet développé, le jet obéit à des lois de similitude différentes.

Le développement des structures tourbillonnaires du jet est similaire à celles de la couche de mélange plane. Cependant, la dimension de la buse entraîne l'apparition d'une nouvelle instabilité dit "de colonne de jet" (**Denis, 2000**), caractérisée par une fréquence f à laquelle on associe un nombre de Strouhal dit de jet :

$$St = \frac{U_0 f}{D}$$

où D est la dimension caractéristique de la buse (hauteur ou diamètre pour une buse respectivement à section rectangulaire ou circulaire) et U_0 la vitesse d'éjection.

VIII.2.2 Méthodes de contrôle

Comme pour la couche de mélange plane, contrôler un jet revient à exciter le développement des structures tourbillonnaires. L'objectif principal de l'excitation est d'augmenter le mélange, afin de diminuer le bruit généré, ou de vectoriser le jet. Vectoriser un jet consiste à changer la direction de propagation du jet. Une application pratique de la vectorisation est de contrôler la direction de la poussée pour les réacteurs d'avions.

Comme stratégie de contrôle, on peut citer les méthodes passives. Par exemple, l'utilisation de chevrons (« tabs » en anglais), placés à 180° de chaque côté à la sortie de la buse, a permis d'observer une vectorisation du jet (**Bradbury et Khadem, 1975**). Mais l'essentiel des études est réalisé par des méthodes actives : soufflage ou jets synthétiques au niveau des lèvres de la buse (lieu de réceptivité maximum).

Davis (1982) a disposé deux jets transversaux au jet principal et diamétralement opposés sur la buse. Il a noté une augmentation du mélange et une vectorisation du jet lorsque les deux jets transversaux ne sont pas appliqués simultanément. **Raman et Cornelius (1995)** ont employé des tubes résonnants également disposés de chaque côté de la buse (180°) dans le cas d'un jet rectangulaire. Ces tubes sont pourvus d'ouvertures qui permettent de générer une alternance soufflage-aspiration en opposition de phase. Une augmentation du mélange a été observée. De la même manière, on peut citer l'étude de Collin (**Collin, 2001**) sur l'injection radiale de fluide dans une couche de mélange qui se développe à la sortie d'un jet

axisymétrique en supersonique. Les résultats montrent une augmentation du mélange mais sans modifier le taux d'expansion de la couche de mélange.

Enfin, de nombreuses recherches à l'aide de jets synthétiques ont été entreprises expérimentalement (Smith et Glezer, 2002 ; Pack et Seifert, 2001 ; Rapoport *et al.*, 2003) ou numériquement (Guo *et al.*, 2003) pour tenter de vectoriser les jets. Toutefois, la complexité de ces méthodes réside dans la mise au point d'actionneurs capable de générer des jets oscillants à la fréquence et amplitude désirée. Le développement actuel des MEMS est alors un bon candidat pour répondre à ce cahier des charges.

VIII.2.3 Les diffuseurs

Le diffuseur est un divergent qui se fixe à la sortie de la buse. L'introduction d'un diffuseur implique des modifications au développement du jet qui dépendent de deux paramètres : l'angle que fait le divergent par rapport à la direction du jet principal et la longueur du diffuseur. En jouant sur ces deux paramètres, l'emploi d'un diffuseur est donc une méthode de contrôle passive où la stratégie consiste à modifier l'état collé ou décollé du jet le long des parois du diffuseur. Kline *et al.* (1957 ; 1959a ; 1959b), Fox et Kline (1962), Cockrell et Markland (1963) et Reneau *et al.* (1967) ont été les premiers à étudier ces dispositifs et ont mis en évidence les différents régimes d'écoulement à l'intérieur des diffuseurs. Considérons le diffuseur à section rectangulaire de la Figure VIII-5 où L et θ sont respectivement la longueur et l'angle du diffuseur.

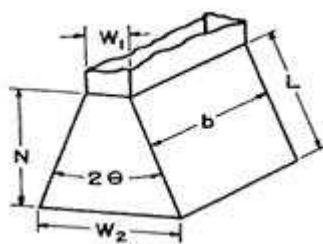


Figure VIII-5 : Représentation schématique d'un diffuseur à section rectangulaire, d'après Renault *et al.* (1967).

En augmentant progressivement l'angle du diffuseur θ , on observe ainsi quatre régimes d'écoulement différents :

- Régime d'écoulement non décollé (Figure VIII-6.a): pour de faibles angles θ et pour de faibles rapports de section (W_1/W_2), les profils de vitesse et de pression

sont symétriques par rapport au plan médian du diffuseur et indépendants du temps.

- Régime d'écoulement transitoire (Figure VIII-6.b) : l'écoulement est très irrégulier, des zones décollées peuvent apparaître et disparaître ce qui crée de larges fluctuations de pression. L'écoulement est alors tridimensionnel et instationnaire.
- Régime d'écoulement décollé 2D (Figure VIII-6.c): le point de décollement se situe au niveau de la buse et se développe généralement que sur un seul côté arbitraire du divergent. Une perturbation à l'entrée ou à la sortie du diffuseur peut faire basculer le décollement sur l'autre face du divergent.
- Régime d'écoulement de type jet (Figure VIII-6.d): dans ce cas précis, on retrouve les structures classiques des jets internes.

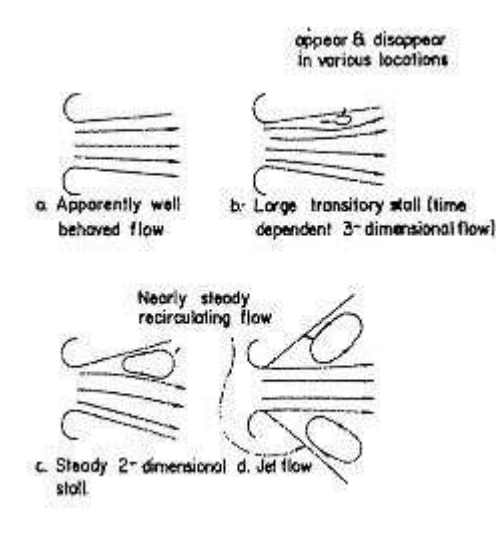


Figure VIII-6 : Représentation des quatre régimes d'écoulement à l'intérieur d'un diffuseur à section rectangulaire, d'après Kline *et al.* (1957).

Cette mise en évidence des quatre régimes s'est réalisée en augmentant l'angle du diffuseur mais il est important de signaler qu'il apparaît un effet d'hystérésis lorsqu'on diminue l'angle : les régimes d'écoulement n'apparaissent pas aux mêmes valeurs de θ lors des phases de montée ou de descente.

Toutefois, il est possible de combiner l'emploi du diffuseur avec une méthode active de contrôle. **Perret (2001)** a effectué une étude paramétrique en associant un diffuseur avec un dispositif de soufflage au niveau de la sortie de la buse sur un jet à section rectangulaire.

Les paramètres analysés sont l'angle et la longueur du diffuseur ainsi que la direction du soufflage par rapport à celle du jet principal. Les résultats ont montrés une vectorisation (jusqu'à 28° pour un angle de diffuseur de 30°) plus efficace avec un soufflage à contre courant. **Pack et Seifert (1999)** ont également associé un diffuseur avec un jet synthétique dans le cas d'un jet axisymétrique. L'étude montre comment la vectorisation est aussi bien influencée par la géométrie du diffuseur (longueur et angle du diffuseur) que par les caractéristiques du jet (fréquence et direction relative de l'excitation). L'excitation périodique a augmenté le mélange et a conduit au rattachement du jet du côté de l'excitation. La vectorisation est plus sensible à la direction qu'à la fréquence de l'excitation. Enfin, l'effet est plus grand pour des angles et longueurs de diffuseur importants.

Le cas du diffuseur sera traité dans la dernière partie de ce rapport puisque nous allons appliquer l'actionneur plasma au cas d'un jet à section rectangulaire muni d'un diffuseur.

IX. CONTROLE D'ÉCOULEMENTS PAR PLASMAS

L'utilisation de plasmas froids constitue une méthode active de contrôle et a été très peu étudié jusqu'en 2000. Depuis, la discipline s'est considérablement développée, particulièrement aux Etats-Unis. En France, les Universités d'Orléans et Toulouse, ainsi que l'ONERA, commence à s'intéresser à cette nouvelle technologie. Ici, nous proposons une brève revue des travaux concernant le contrôle des écoulements par décharges couronnes d'abord et par décharges à barrières diélectriques ensuite.

IX.1 CONTROLE PAR DECHARGE COURONNE DE SURFACE

IX.1.1 Etudes expérimentales

Velkoff et Ketcham (1968) ont étudié l'effet d'une décharge couronne sur la transition dans le cas d'une plaque plane pour une vitesse d'écoulement de près de 60 m/s. La décharge est établie entre quatre électrodes à une hauteur de 1,4 cm au dessus de la plaque et à 32 cm du bord d'attaque (Figure IX-1.a). Le champ électrique est composé d'une composante continue de 9 kV et d'une composante alternative de 2 kV de fréquence variable. Le courant moyen de cette configuration a conduit à une valeur de 1 mA. A l'aide d'une sonde en verre, ils ont pu observer un retardement de la transition de 7 cm (Figure IX-1.b).

Soetomo (1992) a observé l'influence d'une décharge couronne DC et AC (à 60 Hz) sur la traînée d'une plaque de verre pour des Reynolds de quelques 10^3 (vitesse de quelque m/s) Les électrodes, constituées de deux lames de rasoir, sont collées à la surface de la plaque perpendiculairement à l'écoulement (Figure 16), de manière à générer un vent ionique dans le sens de l'écoulement. La distance inter-électrodes est de 2 cm. Soetomo rapporte que la décharge est plus uniforme en régime AC par rapport au régime DC. Les résultats indiquent une réduction du coefficient de traînée allant jusqu'à 73% pour des vitesses faibles.

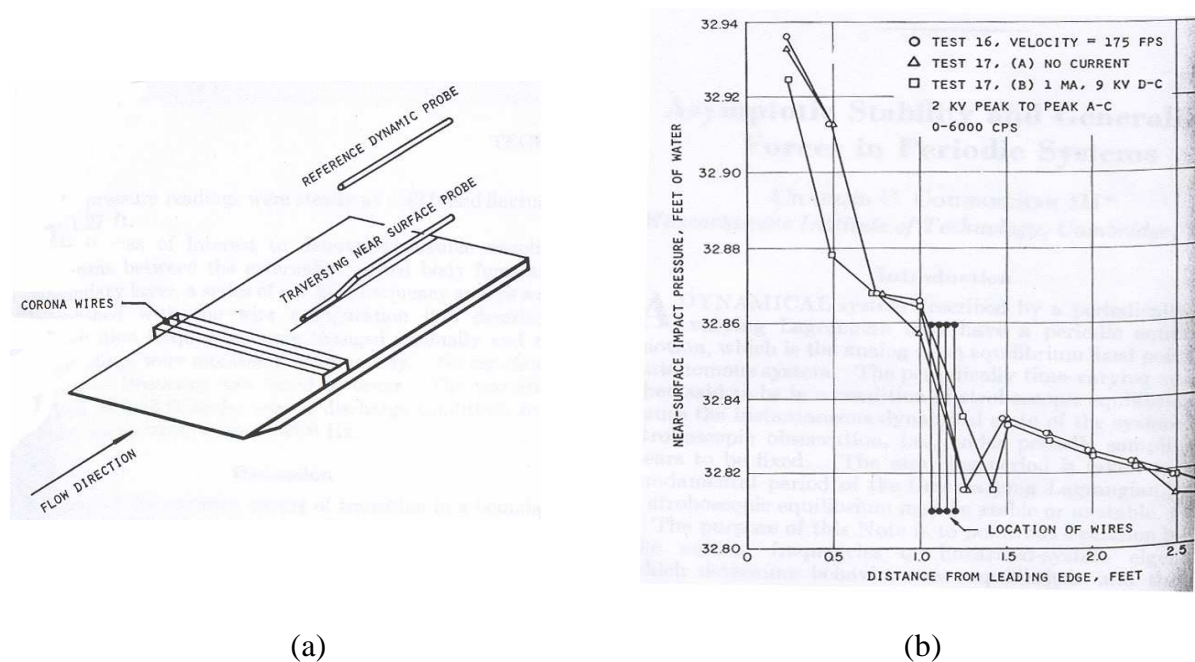


Figure IX-1 : Configuration utilisée par Velkoff et Ketcham (a) et retard de la transition observé (b), d'après Velkoff et Ketcham (1968).

Plus récemment au LEA, **Léger (2003)** a consacré la plus grande partie de sa thèse au développement et mise au point de la décharge couronne dans le cas de la plaque plane. L'objectif est de tester la décharge sur un phénomène de référence bien connue en mécanique des fluides : la couche limite sur plaque plane. Deux plaques et configurations d'électrodes ont été principalement étudiées (Figure IX-2.a et Figure IX-3.b). Pour chacune des deux plaques, l'anode et la cathode sont des fils à l'intérieur de rainures et de diamètre respectif égal à 0,7 et 2 mm. La distance inter-électrodes est de 4 cm et le champ électrique appliqué et nécessaire pour allumer la décharge est de l'ordre de 8 kV/cm. Des mesures au tube de Pitot ainsi que des mesures de pression pariétale ont été effectuées en soufflerie. La Figure IX-2.b

décrit par exemple l'évolution de l'épaisseur de la couche limite sur la première plaque plane (Figure IX-2.a) pour un écoulement à 20 m/s. On remarque alors que la décharge permet de diminuer cette valeur. Puis, les profils de vitesse tracés à 1 cm derrière la cathode (Figure IX-3.a) et mesurés sur la seconde plaque (Figure IX-3.b) montre que la décharge augmente la vitesse. Par ailleurs, la vitesse augmente avec le courant de décharge.

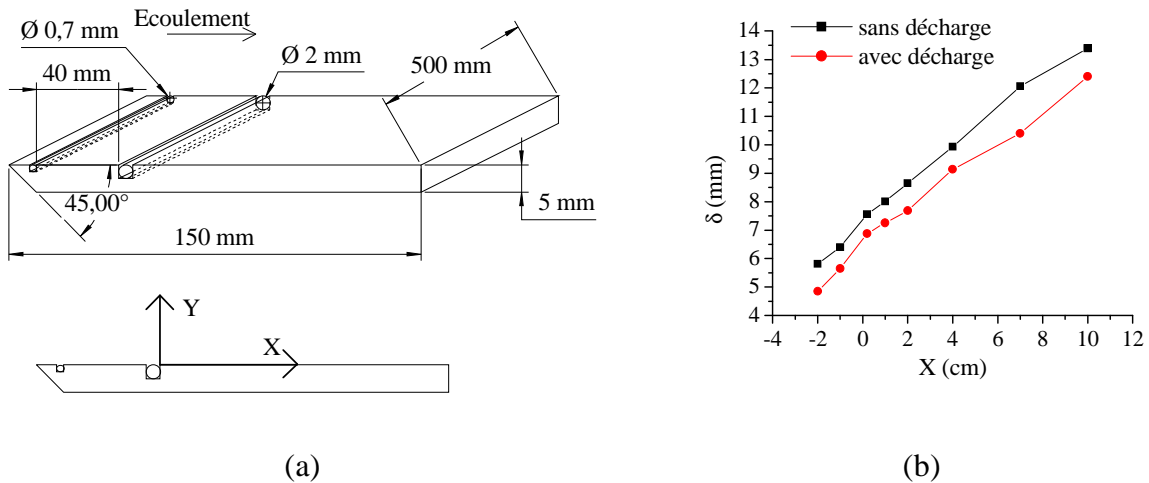


Figure IX-2 : Représentation schématique de la première plaque testée par Léger (a) et évolution de l'épaisseur de couche limite le long de la plaque à 20 m/s (b), d'après Léger (2003).

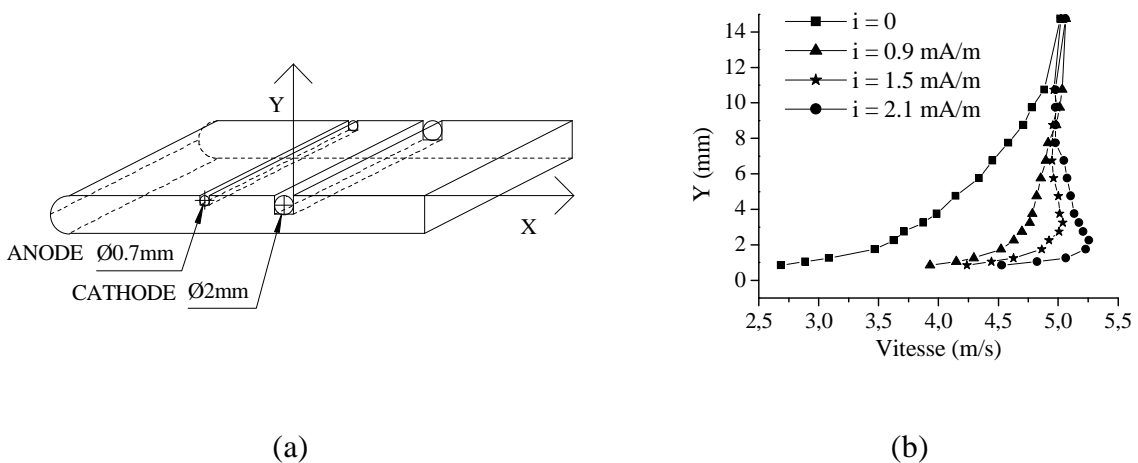


Figure IX-3 : Représentation schématique de la seconde plaque testée par Léger (a) et profils de vitesse à 5 m/s et X = 1 cm pour plusieurs valeurs de courant de décharge (b), d'après Léger (2003).

IX.1.2 Etudes numériques

El-Khabiry et Colver (1997) ont étendu le travail de Soetomo par une étude numérique. Ils considèrent l'écoulement autour d'une plaque plane sur laquelle sont posées deux électrodes (Figure IX-4.a). Le modèle considère les équations de la mécanique des fluides (continuité, Navier-Stokes) bidimensionnelles stationnaires augmentées d'un terme électrique, simplifiées avec l'hypothèse de couche mince, sans terme de pression, mais couplé aux équations de Poisson et de conservation de charge. Ils retrouvent une accélération du profil de vitesse (Figure IX-4.b) qui augmente avec le champ électrique et avec la diminution de la vitesse de l'écoulement extérieur.

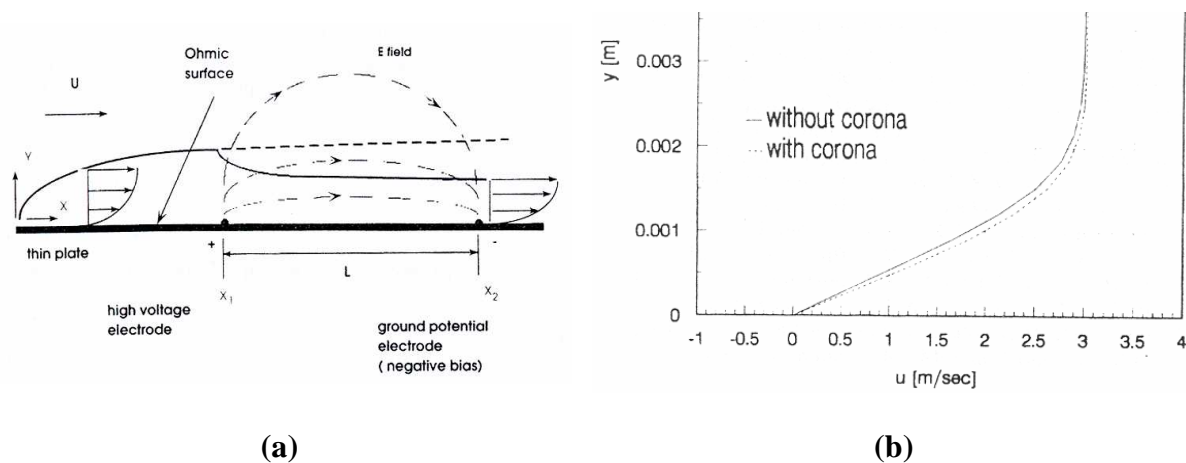


Figure IX-4 : Représentation schématique de la configuration utilisée par Colver et El-Khabiry (a) et profils de vitesse avec et sans décharge pour un écoulement à 3 m/s (b), d'après El-Khabiry et Colver (1997).

IX.2 CONTROLE PAR DECHARGE A BARRIERE DIELECTRIQUE

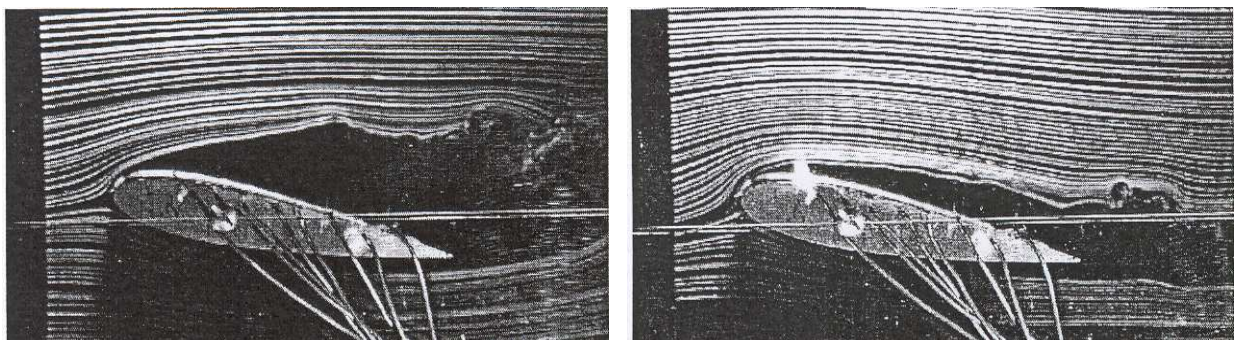
L'emploi d'une décharge à barrière diélectrique (DBD) pour contrôler un écoulement est beaucoup plus récent car il faut attendre la mise au point de l'actionneur par Roth en 1998. Il a nommé cette décharge la « OAUGDP » (voir III.2 ; Partie 1). Les deux premières publications sont celles de **Roth et Sherman (1998 ; 2000)** qui traitent de l'effet de la DBD sur la couche limite le long d'une plaque plane. Le système est composé de circuit imprimé double face en résine époxy pour trois dispositions des électrodes. Selon ces dispositions, les auteurs observent une diminution ou une augmentation de la vitesse proche

de la paroi. Ils expliquent l'effet de la décharge par une force « paraélectrique » proportionnelle au gradient du champ électrique au carré.

La décharge « OAUGDP » a été ensuite testée pour le recollement sur un profil d'aile, un NACA 0015 (Roth, 2002). L'expérience a été réalisée avec une vitesse d'écoulement de 2,85 m/s et un angle d'incidence de 8°. Sans décharge (Figure IX-5.a), l'écoulement sur l'extrados est décollé alors qu'avec décharge (Figure IX-5.b), l'écoulement est recollé. Le recollement est par ailleurs plus efficace lorsque les électrodes sont au bord d'attaque du profil plutôt qu'au bord de fuite.

Poursuivant les travaux de Roth avec la « OAUGDP », Post et Corke (2003) ont montré la possibilité d'augmenter et de diminuer respectivement le coefficient de portance et de traînée d'un NACA 663-018 (Figure IX-6). D'autres travaux sur un NACA 0015 (Corke et al., 2004) ont montré une augmentation de la portance pour un angle d'incidence supérieur à 15°, et que l'effet est plus important pour une excitation instationnaire (Figure IX-7).

Enfin, il existe une application de la décharge à barrière diélectrique dans le cas d'un jet axisymétrique (Dekoschak ; 2004). L'objectif est la réduction de bruit généré par le jet. Nous verrons dans le chapitre suivant que cette étude est semblable à la nôtre. Dekoschak a mis au point différents actionneurs plasma et les a fait agir dans le sens de l'écoulement ainsi que dans le sens azimutal. Toutefois, elle n'obtient pas les résultats escomptés car le jet qu'elle utilise à une vitesse de Mach 0.3 tandis que l'écoulement induit par les actionneurs est de l'ordre de quelques m/s. Il semble que les perturbations requises ne sont donc pas suffisantes pour affecter l'écoulement.



(a)

(b)

Figure IX-5 : Écoulement d'air autour d'un NACA 0015 à 8° d'incidence à 2.85 m/s (Roth, 2002) sans décharge (a) et avec décharge (4,3 kV, 4,2 kHz) (b).

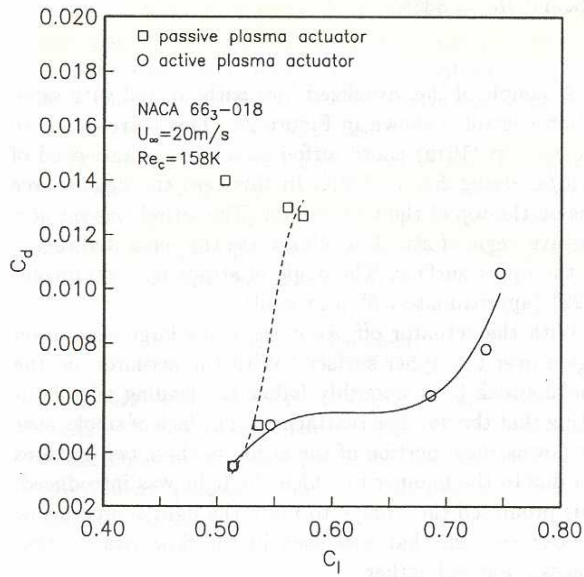


Figure IX-6 : Coefficient de traînée C_d en fonction du coefficient de portance C_l d'un NACA 663-018, à 20 m/s, avec et dans décharge (Post et Corke, 2003).

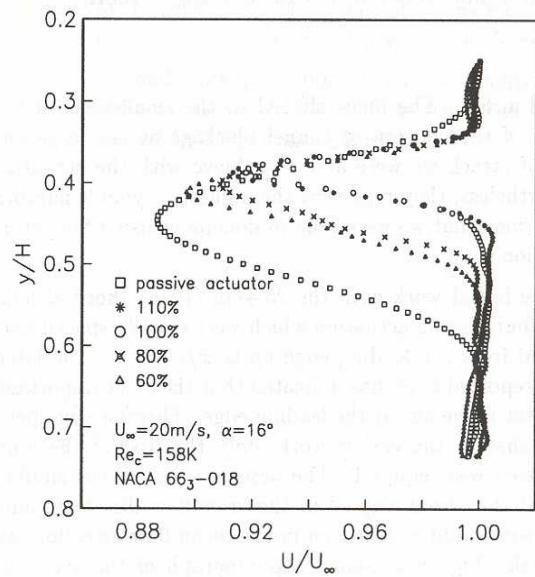


Figure IX-7 : Coefficient de portance C_L d'un NACA 0015 à 21 m/s, sans décharge, puis avec décharge, en excitation stationnaire et instationnaire (Corke *et al.*, 2004).

X. CONCLUSION

Dans ce chapitre nous avons d'abord donné quelques notions élémentaires en mécanique des fluides. Nous avons tout particulièrement décrit la couche limite et le phénomène de décollement ou de séparation qui en découle. Nous avons ainsi souligné que le passage de la couche limite de l'état laminaire à l'état turbulent permettait de retarder ou supprimer le décollement.

Ensuite, nous avons passé en revue les différentes stratégies pour contrôler un écoulement en insistant essentiellement sur les méthodes actives. Leur but est de contrôler la transition de la couche limite, et donc par voie de conséquence le décollement, mais aussi les phénomènes liés à la turbulence des écoulements. Les principaux inconvénients de ces méthodes sont qu'elles présentent souvent des parties mobiles, ce qui entraîne des problèmes liés à l'usure mécanique, ainsi que des difficultés à rendre les systèmes avionnables du fait de leur complexité. Cependant, le développement actuel de la technologie des MEMS étant très encourageant, les recherches dans cette voie sont ainsi relancées.

Ensuite, nous avons décrit deux configurations aérodynamiques, la couche de mélange plane et le jet, où le contrôle de l'état collé ou décollé est primordial pour le développement aval de l'écoulement. Ces deux types d'écoulement constituent deux de nos applications. La stratégie de notre actionneur résidera donc à rendre la couche limite laminaire ou turbulente selon que l'on désire décoller ou recoller l'écoulement. De plus, nous pouvons espérer que la combinaison d'un diffuseur et de la décharge pour contrôler un jet conduira à des résultats encore plus prometteurs.

Enfin, nous avons terminé ce chapitre par une revue bibliographique du contrôle des écoulements par plasmas. Cette discipline est également prometteuse car l'actionneur plasma présente l'avantage d'être robuste et simple à mettre en œuvre.

CHAPITRE II ; APPLICATION AU CONTROLE DU DECOLLEMENT ET RECOLLEMENT

Dans ce second chapitre, nous allons présenter les résultats expérimentaux obtenus lors de l'application d'une décharge électrique pour contrôler l'état collé ou décollé d'un écoulement. Ces résultats sont précédés d'une première partie qui présente et introduit le contexte de l'étude. En effet, notre laboratoire participe à un programme de recherche national (projet COS) auquel est rattachée cette thèse. ***Dans ce programme, nous verrons qu'il nous est demandé d'agir sur le décollement et le recollement*** sachant que l'objectif à long terme est d'évaluer l'impact du contrôle sur le bruit généré par un jet similaire à celui d'un réacteur d'avion. ***Toutefois, les expériences présentées dans ce rapport ne sont que des phases préliminaires donnant une idée de la faisabilité et du potentiel de l'actionneur plasma.*** En effet, nos conditions expérimentales sont bien loin de celles rencontrées dans un réacteur d'avion, surtout en ce qui concerne les vitesses d'écoulement mises en jeu.

Après cette introduction sur le contexte de l'étude, la suite du chapitre décrit l'effet du contrôle du décollement et recollement à travers trois exemples.

Dans une première partie, nous présentons les premiers résultats obtenus par PIV et visualisations d'écoulement à très faibles vitesses ($U_0 < 2$ m/s) avec une décharge couronne. Le profil utilisé est une plaque épaisse avec un plan incliné au bord de fuite. Dans une seconde partie, l'effet d'une décharge couronne sur les propriétés de développement d'une couche de mélange bidimensionnelle à l'aide de mesure PIV pour des vitesses plus élevées ($U_0 \leq 16$ m/s) est analysé. Dans une troisième partie, nous avons étudié le décollement dans le cas d'un jet à section rectangulaire. Par ailleurs, ***ces dernières expériences ont été l'occasion d'employer pour la première fois la décharge à barrière diélectrique*** en plus de la décharge couronne. L'action des deux décharges est évaluée par PIV pour des vitesses allant jusqu'à 30 m/s.

Enfin, une autre série d'expérience a été réalisée dans le but de contrôler le décollement le long d'un biseau mobile au bord de fuite d'une plaque plane. Cette étude n'est pas présentée dans ce chapitre mais un article la concernant se trouve en annexe de ce manuscrit (voir Partie 3 ; Annexe2).

XI. CONTEXTE DE L'ETUDE – PROJET COS

XI.1 INTRODUCTION

Les travaux effectués tout au long de cette thèse s'inscrivent dans le cadre du projet COS (Comité d'Organisation pour le Supersonique) et c'est pourquoi il est d'abord judicieux de présenter ce programme avant d'exposer les résultats qui y correspondent.

Dans un premier temps, nous allons introduire le cadre général du projet COS en précisant plus particulièrement ses participants et en définissant ses grands axes de recherches. Puis, nous allons voir par la suite quels sont nos objectifs au sein de ce projet.

Dans un second temps, nous allons présenter brièvement les autres équipes du laboratoire qui participent au projet et avec lesquelles nous collaborons. Ce sera également l'occasion d'effectuer une synthèse des travaux effectués depuis la participation du LEA au projet COS.

Enfin, dans une dernière partie nous allons exposer les particularités de mise en oeuvre de mesures aérodynamiques en présence de haute tension. Nous allons effectivement voir que toutes les méthodes de mesures aérodynamiques existantes ne sont pas adaptées à notre cas où nécessitent quelques précautions.

XI.2 PRESENTATION ET PRINCIPAUX OBJECTIFS

XI.2.1 Cadre général et concept

Afin d'anticiper la fin de mise en service du Concorde (projet franco-britannique), le Ministère de la Recherche (sous la directive du ministre C. Allègre alors ministre de la recherche à cette époque) et le ministre des transports (J.C. Gayssot) organisèrent une réunion le 23 septembre 1999 pour élaborer la mise sur pied d'un nouveau programme de recherche concernant un nouvel avion supersonique. Ce programme, intitulé « Comité d'Organisation pour le Supersonique » a pour objectif de créer un groupe de travail et de proposer les axes prioritaires pour l'élaboration du futur successeur du Concorde.

Cependant, le contexte du transport aérien d'aujourd'hui est sensiblement différent de celui de l'époque contemporaine au Concorde. En effet, le constructeur actuel d'un supersonique doit pouvoir proposer un produit avec le double souci de rentabilité et de respect de l'environnement. Pour le constructeur, la rentabilité peut se calculer à partir du rapport du nombre de passagers transportés sur la consommation en carburant par vol. Pour limiter la

consommation en carburant on peut alors jouer sur deux facteurs : le poids total de l'avion et ses performances aérodynamiques.

Deux premiers axes de recherches apparaissent alors. Le premier concerne l'élaboration de nouveaux matériaux plus légers pour la structure de l'avion. Par conséquent, le poids ainsi gagné permet d'augmenter le nombre de passagers. Le second axe est l'optimisation aérodynamique. En effet, la diminution de la traînée implique d'importantes économies pour les compagnies aériennes. Enfin d'un point de vue environnemental, les émissions polluantes et les nuisances sonores font l'objet de réglementations de plus en plus restrictives. Ceci introduit à nouveau deux nouveaux axes de recherches dont l'effort principal se concentre sur le développement de moteurs plus performants, moins polluants et moins bruyants. Ces deux axes concerneront alors la combustion et le bruit.

A partir de ce constat, le Comité d'Organisation a défini cinq groupes de travail ou domaines d'études. Ces cinq domaines s'intituleront alors : « matériaux et structures », « optimisations aérodynamiques », « propulsion et bruit », « combustion et environnement » et « systèmes ». Chacun de ces domaines regroupe plusieurs équipes de différents laboratoires en partenariat avec des organismes de recherches publiques (ONERA ou CNES) et industriels (SNECMA ou EADS).

Notre laboratoire, le LEA, se situe alors dans le groupe de travail « bruit et propulsion » auquel il faut ajouter les laboratoires du LMA (Marseille), du LAUM (Le Mans) ou le LMFA (Ecole Centrale de Lyon). L'objectif de ce groupe sera alors d'optimiser à la fois le contrôle de couches de mélanges ou jets et d'effectuer des mesures sonores de ces configurations aérodynamiques. Notre équipe s'étant spécialisée dans le contrôle actif d'écoulement, notre rôle sera alors d'intervenir tout naturellement dans le contrôle de couche de mélange et jets.

XI.2.2 Objectif de l'électroaérodynamique

XI.2.2.1 Domaine de l'étude et d'application

Nous avons donc vu que la diminution des nuisances sonores était une contrainte essentielle pour tous les constructeurs actuels de réacteurs d'avion. Le cas du futur supersonique est d'autant plus concerné que ce dernier sera équipé de réacteurs à double flux. Or ce type de réacteur présente un faible taux de dilution entre les flux primaires et

secondaires (Figure XI-1) qui est en majeure partie responsable des principales sources de bruit.

Les flux primaires et secondaires qui se rejoignent au niveau de la lèvre ont des vitesses différentes et sont donc à l'origine du développement d'une couche de mélange. Selon les études aéroacoustiques de **Powell (1964)** et de **Mitchell *et al.* (1985)**, l'appareillement de deux structures co-rotatives est à l'origine du bruit généré dans les zones de cisaillement. **Bogey (2000)** a montré numériquement que la fréquence d'appareillement de ces structures correspond à celle du niveau acoustique généré. Malgré ces premières approches, le bruit issu des couches de mélange reste un phénomène complexe. En effet, il est certainement ambitieux de vouloir et pouvoir supprimer toutes les nuisances sonores. Le contrôle de ces structures entraîne plutôt la modification du spectre sonore de la couche de mélange. La stratégie est donc de modifier ce spectre pour que celui-ci ne soit plus perceptible par le système auditif humain. La première approche pour diminuer le bruit serait alors de contrôler les structures créées dans la couche de mélange afin de modifier le processus d'appareillement. Ce contrôle peut s'effectuer en contrôlant l'état collé et décollé au niveau de la lèvre. Un contrôle optimal implique donc une utilisation temporelle de l'actionneur facilement adaptable aux fréquences propres de l'écoulement. L'actionneur électroaérodynamique du fait de son contrôle tout électrique semble être un candidat bien adapté à cette condition.

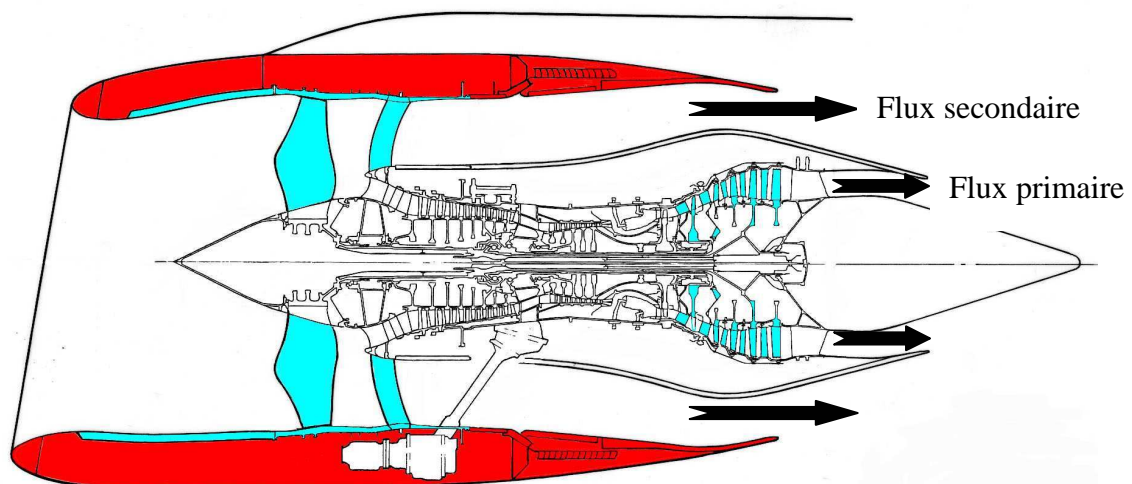


Figure XI-1 : Schéma de principe d'un réacteur à double flux type CFM56 (SNECMA moteur).

Ainsi, l'idée de notre actionneur est d'appliquer la propriété du vent ionique de la décharge au niveau de la lèvre pour y modifier l'état collé ou décollé de l'écoulement.

L'objectif à long terme est d'alterner les phases de recollement et de décollement des deux côtés de la lèvre afin de créer un effet de « battement » dans l'écoulement aval (Figure XI-2). Cette succession d'état collé et décollé modifierait l'appareillement des structures tourbillonnaires et par conséquent le spectre sonore de la couche de mélange.

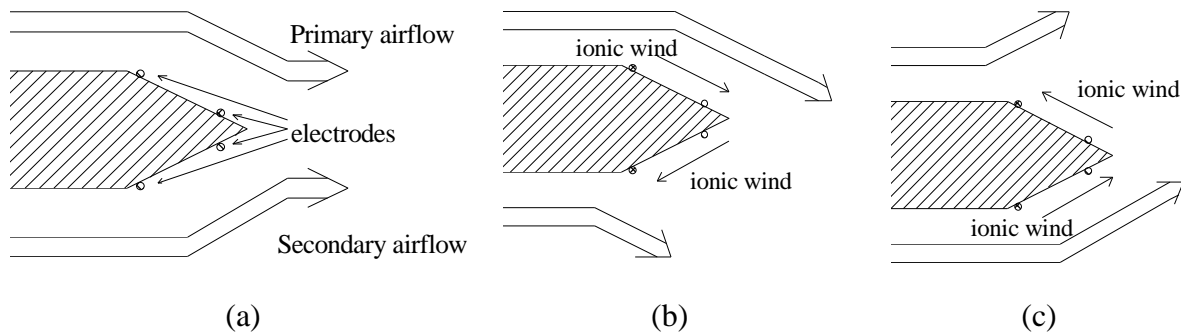


Figure XI-2: Représentation schématique du contrôle alterné des phases de recollement et de décollement.

Mais étant donné que le développement et l'utilisation de l'actionneur électroaérodynamique n'en est qu'à son balbutiement, le cadre de cette thèse se limite à l'analyse de l'aptitude d'une décharge électrique à modifier le décollement et recollement d'un écoulement le long d'un plan incliné, ou biseau.

XI.2.2.2 Programme et échéancier des travaux

Les travaux présentés dans ce rapport suivront alors un ordre chronologique établi à partir du programme COS. De ce fait, chaque campagne expérimentale constitue une étape fixée par l'échéancier de ce programme. L'axe majeur de ce programme en électroaérodynamique est de développer progressivement cette nouvelle technologie en partant de configurations aérodynamiques simples et à faible vitesse sachant que l'objectif final est de concevoir un démonstrateur de type jet axisymétrique à haute vitesse (80 m/s).

Ainsi, dans un premier temps, l'effet de l'actionneur sera testé à faible vitesse (2 m/s maximum) sur une maquette constituée d'une plaque munie d'un biseau au bord de fuite. L'objet de la seconde campagne expérimentale est le cas d'une couche de mélange plane. Enfin, la dernière étape de cette thèse concerne l'application de l'actionneur dans le cas d'un jet à section rectangulaire pour des vitesses jusqu'à 30 m/s. Cette étape est importante en vue de l'élaboration du démonstrateur bien que le passage d'une configuration rectangulaire en jet

axisymétrique ne soit pas évident. Néanmoins, nous verrons que les résultats obtenus sont très intéressants et nous éclairerons grandement à la préparation du jet axisymétrique.

XI.3 COLLABORATION ET PARTENARIAT

Dans l'optique du contrôle du mélange, nous travaillons essentiellement avec deux autres équipes du LEA spécialisées dans le contrôle actif d'écoulement. Notre équipe n'ayant pas une formation approfondie en mécanique des fluides, cette collaboration nous permet de profiter des compétences en aérodynamique de ces deux équipes pour élaborer nos manipulations. Nous avons ainsi utilisé les infrastructures et installations (équipement de mesure, soufflerie, etc...) de ces deux équipes et pu adapter notre actionneur dans des configurations aérodynamiques déjà existantes. Mais avant de présenter nos travaux, voyons également quelques résultats obtenus par ces équipes.

La première équipe avec qui nous avons travaillé est celle de J. Tensi, ingénieur de recherche à l'ENSMA (Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et Aérodynamique de Poitiers). Cette étude consistait à recoller un écoulement initialement décollé le long d'un biseau. Ce biseau fait un angle de 15° par rapport à la direction de l'écoulement et a une longueur L de 20 cm. Cette expérience fut réalisée à très basse vitesse (0,6 m/s) et des visualisations ont été effectuées. La méthode pour recoller l'écoulement est de souffler tangentiellement le long du biseau et dans le même sens que l'écoulement.

Les images de la Figure XI-3 illustrent cette étude et permettent de visualiser la dynamique du recollement. Le soufflage (flèche) est tangentiel au biseau et a une vitesse de 2,13 m/s. A t = 0 s, le soufflage est établi et on peut observer les différentes étapes de la phase de recollement à différents temps. On peut considérer la fin du recollement à t = 261 ms.

A partir de t = 78 ms (Figure XI-3), on aperçoit la création d'une importante structure le long du biseau qui est convectée vers le bord de fuite. Cette structure a été nommée par **Bonnet et al. (2002)** « starting vortex » puisque son origine s'explique au moment où le soufflage est appliqué. Pour caractériser le phénomène, un temps adimensionnel t* est introduit et définit par:

$$t^* = t \times \frac{U_o}{L}$$

avec t le temps de recollement et décollement mesuré, U_o la vitesse de l'écoulement et L = 20 cm la longueur du biseau. Nous utiliserons t* lorsque nous présenterons les résultats de la partie XII. En effet, notre première étude sur le recollement se basera sur le travail de Tensi puisque nous utiliserons un profil identique et des conditions expérimentales similaires.

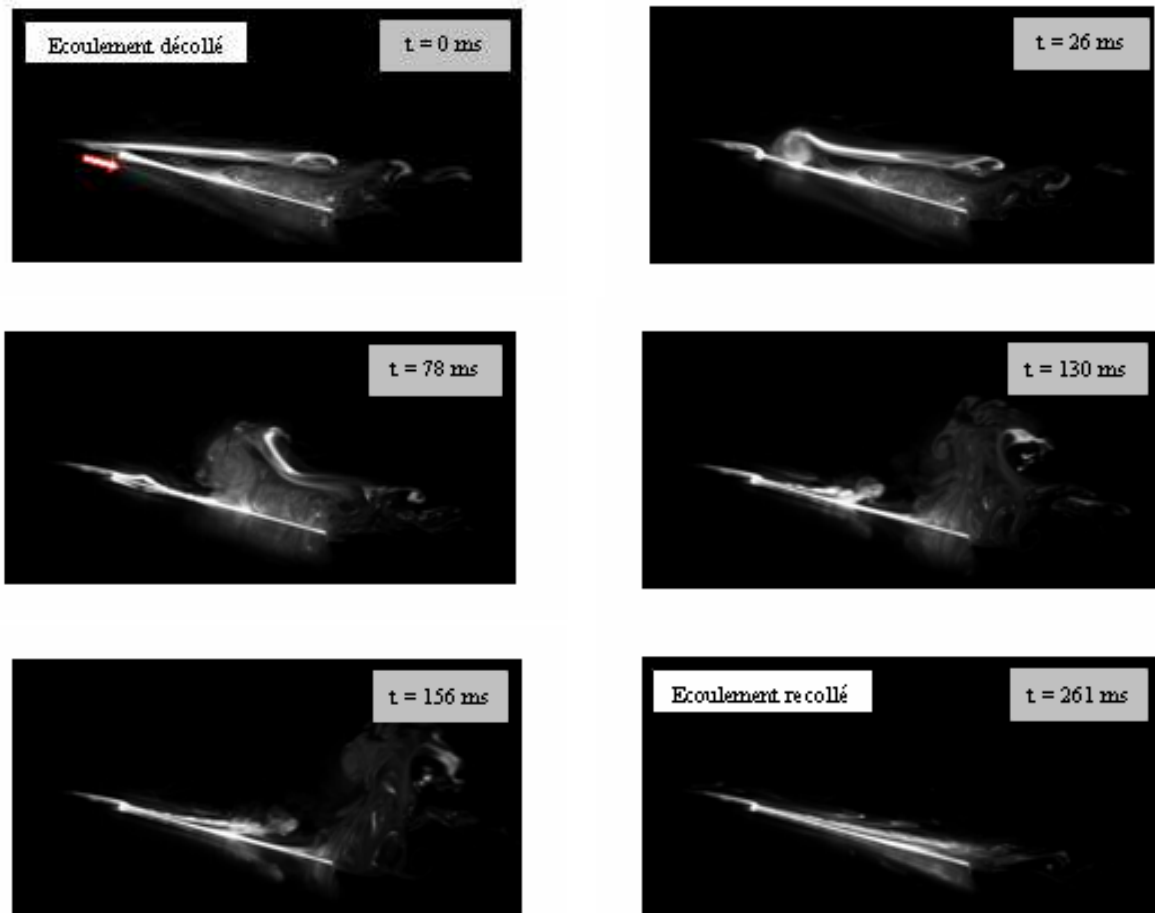


Figure XI-3: Visualisation du recollement et du « starting vortex ».
(Bourgeois S. *et al.*, 2005).

Dans une deuxième étape nous avons appliqué notre actionneur dans le cas d'une couche de mélange. Ceci nous a amené à travailler avec une seconde équipe, « Equipe 1 : Turbulence » et tout particulièrement avec J.P. Bonnet, E. Collin et J. Delville.

La configuration aérodynamique alors étudiée est une couche de mélange bidimensionnelle. Cette dernière se développe en aval d'une plaque séparatrice épaisse dont le bord de fuite est un biseau axisymétrique (Figure XI-4). L'objectif est de contrôler l'état collé et décollé le long du biseau du côté de la vitesse de plus grande vitesse U_1 . La méthode de contrôle est également un soufflage juste avant le biseau mais perpendiculairement à l'écoulement U_f .

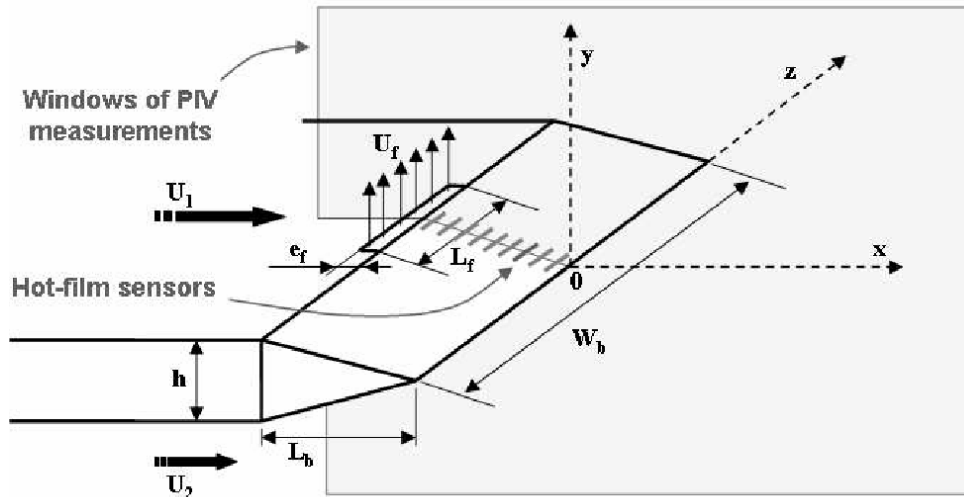


Figure XI-4: Schéma du profil utilisé pour la méthode de contrôle par soufflage avec la fente de soufflage situé du côté de vitesse de plus grande vitesse U_1 , d'après Mathis *et al.* (2004).

Dans cette étude, qui fait l'objet de la thèse à R. Mathis, des mesures de PIV, de fils chauds et au tube de Pitot ont été réalisées. Un exemple de résultat obtenu par PIV est illustré à la Figure XI-5 puis les mesures au tube de Pitot ont permis de tracer les courbes de la Figure XI-6. La Figure XI-5 présente le champ de vecteurs moyens au voisinage du biseau sans soufflage (a) et avec soufflage (b). Le soufflage dans cet exemple est appliqué continuellement dans le temps. Sans actionneur, l'écoulement au dessus du biseau est collé alors que l'application du soufflage entraîne une forte diminution de la vitesse dans cette région. L'écoulement est totalement décollé.

Ensuite, la Figure XI-6 présente l'évolution de l'épaisseur moyenne de la couche de mélange b_{moy} , à 10% de U_1 et U_2 , avec et sans jet de soufflage. Ces courbes nous permettent d'observer deux effets du jet sur le mélange. D'une part, l'application du soufflage continue contribue à l'augmentation de l'épaisseur de la couche de mélange et d'autre part, le taux d'expansion de la couche de mélange (db/dx) est multiplié par deux avec le soufflage. Nous allons alors utiliser la même configuration aérodynamique mais en substituant le système de soufflage par la décharge couronne.

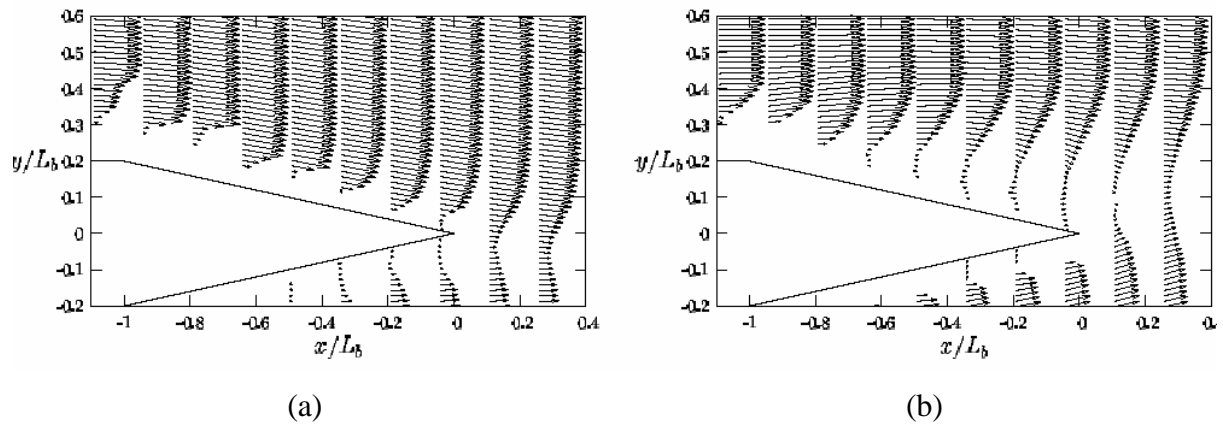


Figure XI-5: Champs de vitesse moyens au dessus du biseau sans soufflage (a) et avec soufflage (b), d’après Mathis *et al.* (2004).

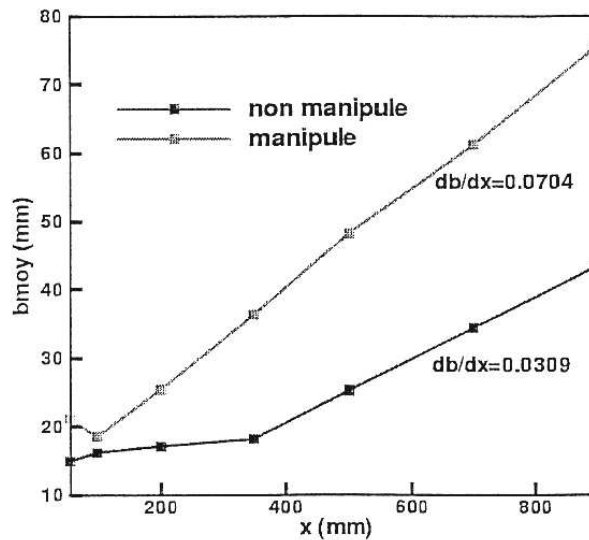


Figure XI-6: Evolution de l’épaisseur moyennée de la couche de mélange, d’après Mathis (2002).

XI.4 REMARQUES SUR LES METHODES DE MESURES EXPERIMENTALES

Nous voulons ici montrer les difficultés et précautions à respecter pour entreprendre des mesures aérodynamiques en présence de haute tension. En effet, la plupart des systèmes de mesures classiques en mécanique des fluides ne sont pas prévus pour être employés à proximité de haute tension. De ce fait, nous avons dû sélectionner ou adapter les systèmes de mesures nécessaires à nos études.

XI.4.1 Les méthodes optiques

Parmi les méthodes optiques couramment utilisées en mécanique des fluides il existe la LDV (Vélocimétrie par Diffraction Laser) et la PIV (Vélocimétrie par Imagerie de Particules) qui permettent d'accéder à des champs de vecteurs d'un écoulement. Sans entrer dans le détail sur la théorie de fonctionnement de ces deux méthodes, il est toutefois nécessaire de signaler que ces systèmes sont constitués d'appareils (caméra, lasers et PC d'acquisition) parfaitement synchronisés entre eux et qu'ils ont besoin de fumée (ensemencement) pour effectuer les mesures de vitesse.

La synchronisation est assurée par des signaux TTL (0 ; + 5 V) qui peuvent être perturbés lorsqu'un arc apparaît dans la décharge occasionnant alors des problèmes d'acquisition et de fonctionnement du système de mesure. Ensuite, le principe de la LDV et de la PIV consiste à mesurer la vitesse d'une particule convectée par l'écoulement. Les particules sont susceptibles de se charger au voisinage de la décharge et sous les effets des forces de Coulomb, leurs trajectoires peuvent ne plus être celles des lignes de courant de l'écoulement. D'où la possibilité d'obtenir des mesures erronées.

Léger (2003), en injectant de la fumée à 6 cm en aval de la décharge, pour éviter de charger les particules, a montré que l'effet observé n'est pas uniquement dû à la présence d'ensemencement. De plus, des mesures simultanées à l'aide de la PIV, puis d'un tube de Pitot ont montré des résultats similaires. Si le phénomène d'électrification des particules n'est plus une contrainte, le dépôt de la fumée sur les électrodes en est une bien plus gênante. La fumée en se déposant dans l'espace inter-électrodes modifie considérablement les propriétés et le régime de la décharge. La décharge devient instable, le courant chute et des arcs apparaissent. Ce problème, d'ordre plus pratique, nous oblige à effectuer des nettoyages de l'espace inter-électrodes assez fréquemment.

Pour éviter les problèmes dus à la fumée, on peut employer des mesures ne nécessitant pas de fumée.

XI.4.2 Tube de Pitot et fils chauds

Les mesures au tube de Pitot et avec des fils chauds n'ont pas besoin de fumée. Néanmoins, nous ne pouvons utiliser ces systèmes de mesures sans un minimum de précautions. Les tubes de Pitot commercialisés sont entièrement en métal. Des mesures à proximité de la décharge sont donc exclues. De même, les fils chauds sont tout aussi intrusifs.

D'abord parce que les fils chauds sont constitués de fils métalliques que l'on ne peut approcher de la décharge pour les mêmes raisons que le tube de Pitot. Ensuite, ces fils jouent le rôle d'antenne pour la décharge qui émet des rayonnements électromagnétiques. Des erreurs de mesures s'ensuivent alors en plus de fuite de courant. En utilisant un transformateur de découplage pour isoler les fils chauds et une transmission optique du signal, **Wilkinson (2003)** n'a pu s'approcher de la décharge à moins de 4 cm. Jusque maintenant, aucune mesure n'a été effectuée par la méthode des fils chauds dans notre cas.

XI.4.3 Adaptation à notre actionneur

Ainsi, les expériences de ce mémoire se sont essentiellement déroulées avec des mesures par PIV et de pression. Pour la PIV, la première précaution à prendre réside dans le choix de la fumée pour l'ensemencement. Celle-ci doit être isolante afin de ne pas perturber la décharge dans l'espace inter-électrodes. Nous avons alors utilisé de l'huile de paraffine et des huiles cosmétiques qui sont fortement isolantes. Ensuite, pour éviter les interférences entre la décharge et la synchronisation de la PIV lors d'un arc, nous avons isolé les deux circuits électriques. De plus, les croisements des câbles de synchronisation de la PIV et de commande de la décharge sont soigneusement évités.

Enfin, nous avons résolu le problème de mesure de pression près de la décharge. A partir de pipettes habituellement utilisées par les chimistes, **Léger (2003)** a confectionné des prises de pression en verre, donc isolantes et non intrusives pour la décharge (Figure XI-7). Malgré sa fragilité, des mesures à l'intérieur même de la décharge sont possibles.



Figure XI-7: Photographie de la prise de pression totale en verre.

Il reste cependant un inconvénient majeur avec les méthodes que nous avons utilisées puisque aucune analyse temporelle précises n'est possible. En effet, la PIV ne travail qu'a

quelques hertz (4 à 15 Hz) et le temps de réponse des capteurs de pression est également trop faible. Dans ces conditions et à hautes vitesses une étude de la dynamique d'un écoulement n'est pas envisageable. C'est pourquoi, la majeure partie des résultats qui vont suivre ne sera que des résultats de champs moyens.

XI.5 CONCLUSION

Dans cette partie nous avons présenté le contexte (le programme de recherche national COS) et les objectifs des travaux à effectuer lors de cette thèse. Nous avons vu que le travail défini par COS a été partagé en cinq domaines ou axes de recherches. Cinq groupes de travail se répartissant alors le travail ont ensuite été formés. Ces groupes de travail rassemblent plusieurs équipes issues de différents laboratoires et travaillent sur une même thématique.

Notre laboratoire est inscrit dans le domaine « bruit et propulsion » et travaille sur la thématique du contrôle du mélange. A partir du programme établi par le projet COS, le contrôle du décollement et recollement le long d'un biseau a été défini comme le principal objectif.

Nous avons également introduit les deux autres équipes du LEA qui participent au projet COS et avec lesquelles nous collaborons. Ces équipes travaillent également sur le contrôle du décollement et du mélange en utilisant un système de soufflage comme méthode de contrôle. Cette collaboration nous a permis de profiter de leur compétence en contrôle actif d'écoulements et de leurs infrastructures pour mener nos travaux.

Enfin, nous avons souligné les difficultés concernant les méthodes de mesures aérodynamiques en présence de la décharge. En effet, la haute tension nous limite sur les possibilités existantes et nous oblige à modifier ou adapter la méthode de mesure utilisée. Ainsi, par commodité, toutes les expériences présentées dans ce mémoire ont été entreprises par PIV et par mesure de pression.

XII. ETUDE DE LA DYNAMIQUE DU RECOLLEMENT ET DU DECOLLEMENT LE LONG D'UN PLAN INCLINE

XII.1 INTRODUCTION

Cette étude est la première partie du contrat COS que nous avons réalisée. Elle a été l'objet de mon DEA et a été menée en collaboration avec Luc Léger en thèse à l'époque. Cette première étape a déjà été en partie présentée dans son mémoire de thèse (**Léger, 2003**). Nous allons donc ici faire un bref résumé soulignant les points et résultats importants. Ainsi, il s'agit ici d'observer la dynamique des phases de recollement et de décollement le long d'un biseau à faible vitesse (0,4 à 1,8 m/s) et, plus précisément, de donner un ordre de grandeur des temps caractéristiques mis en jeu.

Dans un premier temps, nous allons rappeler les caractéristiques du profil utilisé ainsi que les moyens expérimentaux à disposition avant de présenter des visualisations par tomographie laser de l'écoulement à 0,4 m/s. Ces visualisations nous ont permis de donner un premier ordre de grandeur des temps de recollement et de décollement. Ces premiers résultats obtenus avec la décharge permettent une comparaison avec ceux obtenus par la méthode de soufflage de **Bonnet et al. (2002)**.

Dans un second temps, des mesures de PIV à 1,8 m/s ont complété cette première étude. En effet, l'estimation visuelle des fins de recollement, mais surtout de fin de décollement, à partir des visualisations n'étant pas évidente ; l'étude des champs instantanés nous a permis de caractériser plus précisément l'état collé ou décollé.

Enfin, nous terminons par des essais menés avec une décharge pulsée pour analyser l'influence de la fréquence sur le recollement et décollement le long du biseau.

XII.2 PROTOCOLE EXPERIMENTAL

XII.2.1 Soufflerie et profil

Les expériences ont été conduites dans une soufflerie décrite par la Figure XII-1. La section de la veine d'essai est $1,2 \times 1,2 \text{ m}^2$. La plage des vitesses de nos expériences s'étend de 0,4 à 2 m/s. La prise d'air du convergent se faisait directement à l'extérieur du bâtiment et la sortie de la soufflerie donnait également à l'extérieur. Ceci a occasionné quelques

problèmes pour la décharge soumise parfois à un fort taux d'humidité. De plus, un écoulement naturel pouvait apparaître à l'intérieur de la soufflerie. Toutefois, et avec certaines précautions, nous avons pu réaliser nos expériences et obtenir des mesures satisfaisantes.

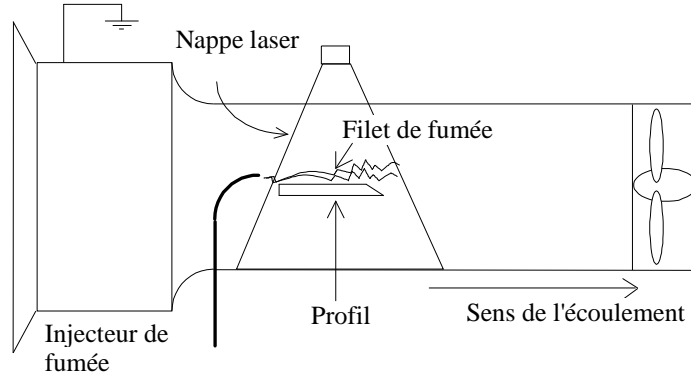


Figure XII-1 : Représentation schématique de la soufflerie.

La Figure XII-2 représente la maquette du profil utilisé. Ce profil a une corde de 124 cm, pour 120 cm d'envergure et 5 cm d'épaisseur. Le bord d'attaque est arrondi et le bord de fuite est un biseau dont l'angle avec l'horizontale (direction de l'écoulement) est de 15° et sur une longueur L de 20 cm. Toute la structure et l'armature sont en bois et toute la surface supérieure ainsi que la surface du biseau est en PMMA. L'écoulement se dirige de la gauche vers la droite et est présent tout autour du profil (*i.e.* au dessus et en dessous du profil).

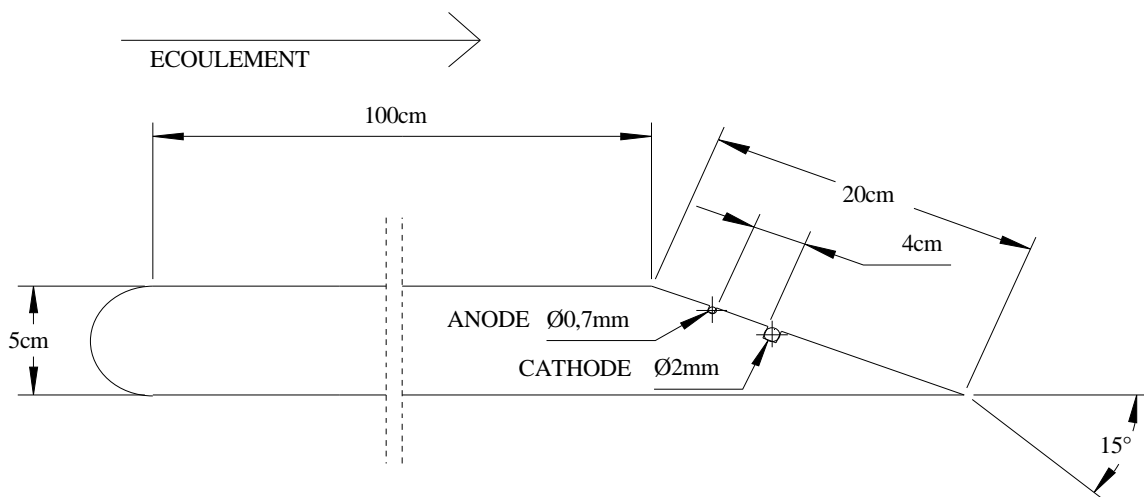


Figure XII-2: Schéma du profil utilisé.

Les électrodes de l'actionneur se situent sur le biseau. C'est une configuration fil/fil. L'anode est un fil de cuivre de diamètre de 0,7 mm placé dans une rainure large de 0,8 mm et profonde de 1,2 mm. La cathode est également un fil de cuivre de diamètre de 2 mm placé à

l'intérieur d'une rainure de $2 \times 2 \text{ mm}^2$. L'espace inter-électrodes est de 4 cm. La longueur de ces électrodes est de 30 cm. L'idée pour recoller l'écoulement est d'ajouter de la quantité de mouvement dans le sens de l'écoulement en utilisant le vent ionique. Pour que celui-ci ait la même direction que l'écoulement, nous avons donc placé l'anode en amont et la cathode en aval.

XII.2.2 Description de la décharge

Pour établir la décharge, on utilise un amplificateur HT (haute tension) TREK® ($\pm 20 \text{ kV}$, 10 mA) relié à la cathode. Une tension de -10 V est appliquée à l'entrée de l'amplificateur HT afin d'obtenir une tension de -20 kV à la cathode. Cependant, la tension maximale que peut fournir l'amplificateur est insuffisante pour allumer la décharge sur une distance inter-électrodes de 4 cm. C'est pourquoi l'anode est reliée à une autre alimentation HT DC DEL® (40 kV, 3,75 mA) réglée sur environ $+15 \text{ kV}$. Ce potentiel positif permet l'allumage et l'extinction de la décharge lorsque l'amplificateur TREK® délivre respectivement -20 kV et 0 V .

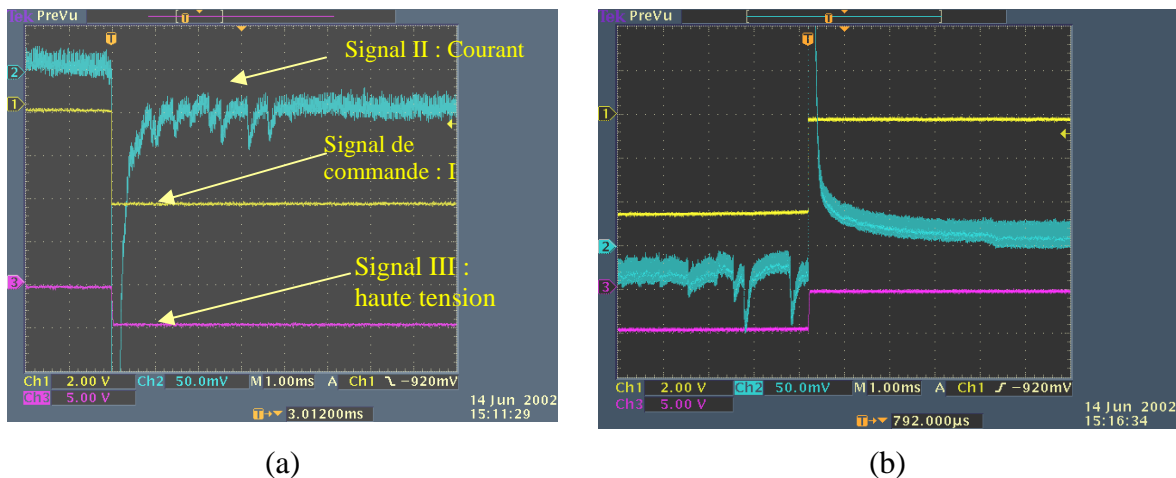


Figure XII-3: Oscillogrammes représentant l'établissement de la décharge (a) et son extinction (b).

La géométrie de disposition des électrodes et la configuration fil/fil utilisée a conduit au régime de décharge « glow corona » pour les visualisations et les mesures de PIV. L'établissement de la décharge est réalisé en appliquant le signal de commande à -10 V (Figure XII-3.a, signal I). La réponse de l'amplificateur est pratiquement instantanée (Figure XII-3.a, signal II), la cathode est alors portée à un potentiel de -20 kV . On observe alors que la réponse de l'actionneur, c'est-à-dire le courant de décharge (Figure XII-3a, signal III),

s'établit, après un pic, en 1 ms environ. Sa valeur est négative car fournie par l'amplificateur HT délivrant – 20 kV. A l'extinction de la décharge, le signal de commande passe de – 10 V à 0 V, le potentiel de la cathode passe de – 20 kV à 0 kV, après un pic, le courant de décharge s'annule en 2 ms environ (Figure XII-3.b). Ces temps, caractéristiques de notre actionneur, sont comme on le verra par la suite, très inférieurs au temps mis en jeu par rapport à ceux trouvés pour le recollement et décollement.

XII.2.3 Méthode de mesures

XII.2.3.1 Visualisations

Les visualisations ont été conduites dans la soufflerie de la Figure XII-1 précédente. L'écoulement est visualisé en 2D par une nappe laser d'une puissance de 0,4 W. L'ensemencement est une fumée constituée de particules de paraffine vaporisées par un générateur de fumée CF-Tailor®. La vitesse de l'écoulement de 0,4 m/s est contrôlée par un micro-manomètre (Furness FC0012®, 5.6 m/s à pleine échelle et avec une précision de 1 %). L'enregistrement des images est réalisé à l'aide d'un caméscope numérique Panasonic® à une fréquence de 25 Hz.

XII.2.3.2 Vélométrie par Imagerie de Particules

Pour cette étude, les mesures de PIV ont été réalisées dans la même soufflerie que les visualisations et nous avons utilisé le banc de mesures DANTEC®. Le Tableau 1 donne toutes les précisions et caractéristiques du matériel de ce banc (caméra et laser) ainsi que le réglage des paramètres lors de l'acquisition et du traitement des données. Le temps Δt est le temps entre les deux impulsions du laser. La fumée a été obtenue en utilisant le même générateur de fumée que les visualisations et avec la même huile de paraffine.

La résolution de cette méthode de mesure peut s'exprimer à l'aide de trois facteurs. Le premier dépend de la vitesse de l'écoulement, donc du temps écoulé entre les deux images (2800 μ s), le second dépend de l'optique utilisée c'est-à-dire du rapport d'échelle (1/ 2,73), le troisième est la résolution possible. Le constructeur assure pouvoir obtenir une résolution de 1/64 pixel. Nous considérerons une résolution classiquement obtenue de 1/20 (Calluaud, 2003). La résolution de la mesure est alors donnée par :

$$\Delta U = \frac{1}{20} \times \frac{1}{2,73} \times \frac{1}{2800} \approx 0.06 \text{ m/s}$$

Pour l'étude des champs instantanés, et donc pouvoir mesurer les temps de recollement et décollement, nous avons conçu un système de synchronisation externe (Figure XII-4). Par exemple, la Figure XII-5 montre l'évolution dans le temps de la PIV et de la décharge dans le cas du recollement. Pour observer la phase de recollement, on déclenche l'acquisition de la P.I.V. à t_0 à l'aide d'une commande manuelle (Figure XII-4), puis $t_0 + 890$ ms (retardateur de la Figure XII-4) l'amplificateur TREK® applique la haute tension à la cathode établissant ainsi la décharge.

SYSTEME : <i>Dantec</i> ® ; Logiciel : <i>FlowMap</i>			
Caméra	Laser		f échantillonnage
768×484 pixels	<ul style="list-style-type: none"> • Twins de chez Quantel® • Yag à doubles impulsions • Longueur d'onde $\lambda = 532$ nm • Energie E = 30 mJ 		15 Hz, soit 1 champ toutes les 66 ms
REGLAGE DES PARAMETRES			
U_0	dt	Nombre de champs	Traitements
1,8 m/s	2800 μ s	200	<ul style="list-style-type: none"> • Inter corrélations • Fenêtre interrogation 32×32 pixels • 50 % de taux de recouvrement • Filtre signal sur bruit Q = 1,2

Tableau 1 : Description du banc PIV utilisé puis des paramètres de mesure et calculs réglés.

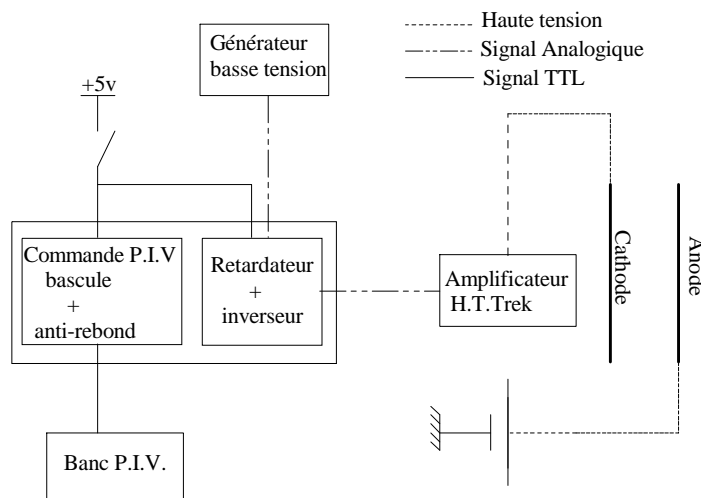


Figure XII-4 : Schéma de principe du montage de synchronisation entre le système de PIV et le système de génération de la décharge.

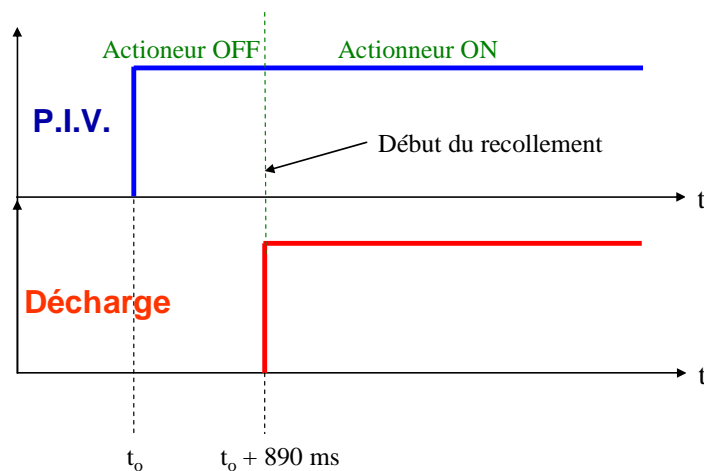


Figure XII-5 : Chronogramme de fonctionnement du retardateur lors du recollement.

XII.3 RESULTATS DES VISUALISATIONS DE L'ÉCOULEMENTS

XII.3.1 Étude des phases de recollement et de décollement

Concernant l'étude des visualisations, deux cas ont été envisagés. Dans le premier cas on part d'un écoulement naturellement décollé et on applique la décharge pour observer la phase de recollement. Dans un second temps et en laissant la décharge allumée, l'écoulement étant alors maintenu dans un état collé le long du biseau, on observe la phase de décollement en éteignant la décharge. La phase de recollement est illustrée par les quatre images de la Figure XII-6. A $t = 0$, l'écoulement est naturellement décollé (a). On distingue en effet un filet de fumée horizontal et une zone tourbillonnaire au dessus du biseau. Au même instant on applique la décharge. La densité de courant de la décharge est $0,73 \text{ mA/m}$. Le nombre hydrodynamique N_{EHD} correspondant est $N_{\text{EHD}} = 26,5$. La phase de recollement commence puisque les filets de fumée sont déviés et s'inclinent progressivement le long du biseau (b) et (c). A $t = 240 \text{ ms}$, on estime que l'écoulement est totalement recollé (d). Les images du décollement (non présentées) sont semblables à la phase du recollement avec, évidemment, une évolution inverse. Dans ce cas, le temps de décollement estimé à partir des correspondantes est de 480 ms .

On a pu toutefois remarquer que la fin du décollement est difficile à déterminer visuellement. Cependant, le temps de décollement ($t_d = 480 \text{ ms}$) semble être dans une première approximation le double du temps de recollement ($t_r = 240 \text{ ms}$).

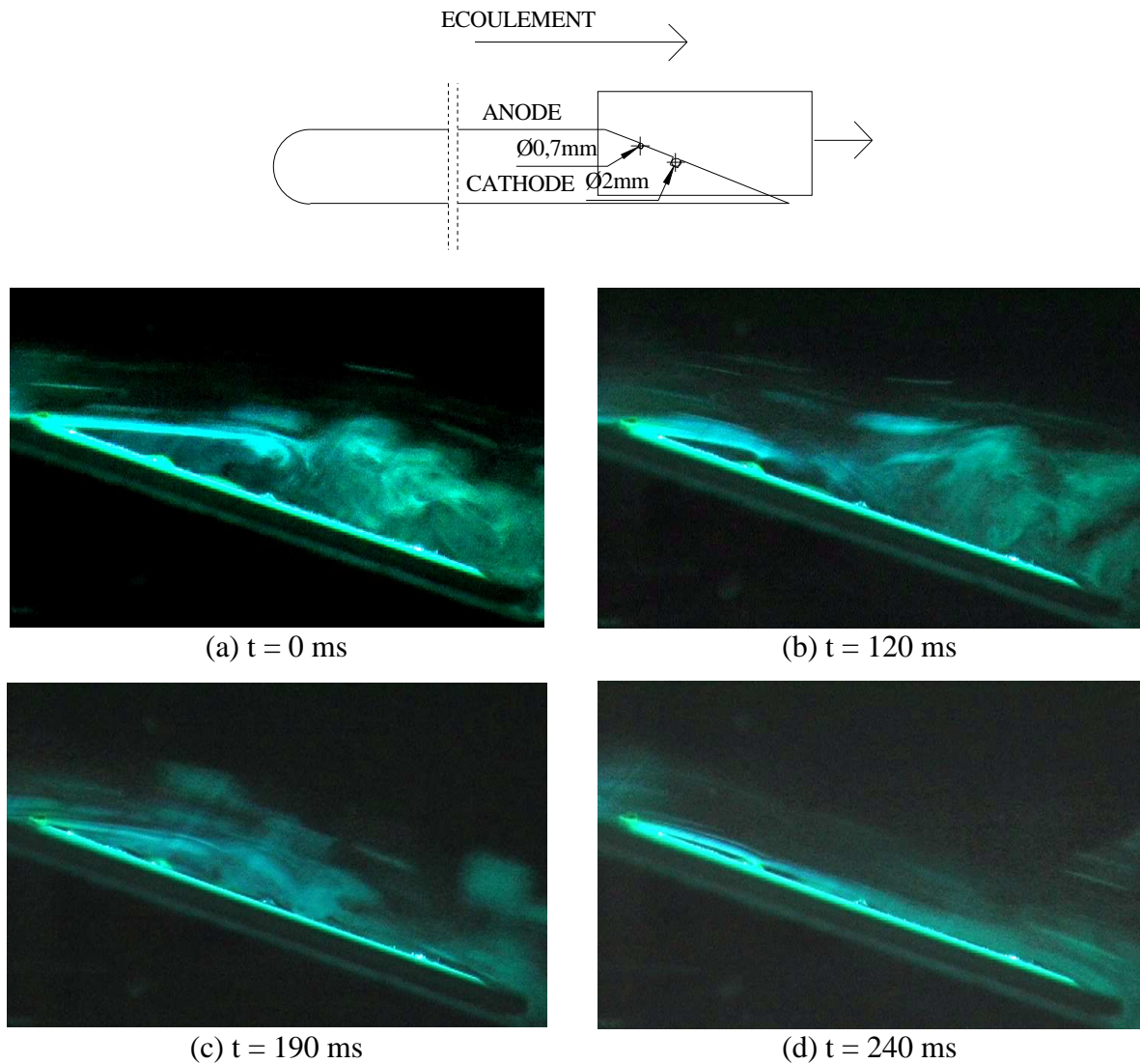


Figure XII-6 : Visualisations du recollement pour $U_0 = 0,4 \text{ m/s}$, $I = 0,73 \text{ mA/m}$ et $N_{EHD} = 26,5$.

XII.3.2 Comparaison avec la méthode de soufflage

Dans la partie précédente (Partie XI.), nous avons montré des visualisations effectuées par Tensi et indiqué la formation d'une structure dénommée « starting vortex ». Si l'on observe l'écoulement plus en aval dans notre cas, on s'aperçoit que le recollement conduit à une formation d'une structure très similaire au « starting vortex » (Figure XII-7). En effet dans les deux cas, le vent ionique de la décharge électrique et le soufflage ont créé un écoulement tangentiel au biseau. Ainsi, la formation de la structure de la Figure XII-7 peut s'expliquer de la même façon que celle du « starting vortex » lors du soufflage. Par ailleurs, la présence de cette structure est un élément positif car il correspond à une amplification de l'effet recherché : augmenter le mélange.

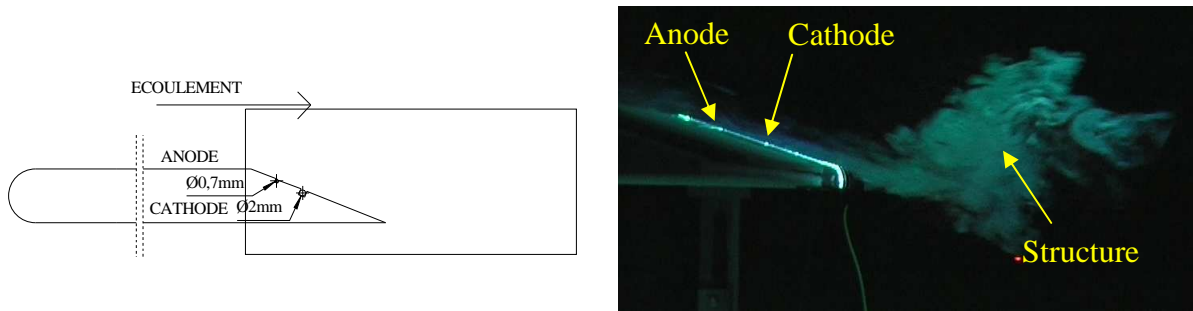


Figure XII-7 : Visualisation de la structure tourbillonnaire en aval du bord de fuite pour $U_0 = 0,4$ m/s, $I = 0,73$ mA/m et $N_{EHD} = 26,5$.

Enfin, nous avons introduit précédemment le temps adimensionnel t^* défini par **Bonnet et al. (2002)**. Ce temps caractéristique correspondrait à celui que met le « starting vortex » pour parcourir la longueur L du biseau convecté à la vitesse U_0 de l'écoulement en négligeant toutefois l'angle entre le biseau et la direction de l'écoulement ($\cos 15^\circ \approx 1$). Dans le cas du soufflage, on rappelle que le temps de recollement est de 260 ms environ ce qui correspond à un temps caractéristique $t^* \approx 0,78$. Dans notre cas, le temps de recollement trouvé à 0,4 m/s est de 240 ms correspondant à $t^* = 0,48$. Ces temps adimensionnels sont du même ordre de grandeur pour 0,4 et 0,6 m/s. Nous verrons également par la suite que les temps caractéristiques de recollement et décollement semblent indépendant de la vitesse de l'écoulement U_0 .

XII.4 RESULTATS DE PIV

XII.4.1 Champs moyens

La Figure XII-8 montre les isovitesse du champ moyen (moyenne sur 200 champs) sans décharge (a) et avec décharge (b). Sans décharge (a) on observe la faible valeur des isovitesse (de l'ordre de 0,9 m/s) en dessous de $Y = 80$ mm, soit au dessus du biseau. De plus, les isovitesse ne suivent pas la paroi du biseau mais la même direction que l'écoulement. Ceci traduit un écoulement décollé. En établissant la décharge (b), $I = 0,73$ mA/m et $N_{EHD} = 1,31$, la vitesse dans la zone au dessus du biseau a nettement augmenté et atteint la valeur de 1,7 m/s environ. Cette valeur étant proche de celle de U_0 , l'écoulement est donc collé le long du biseau.

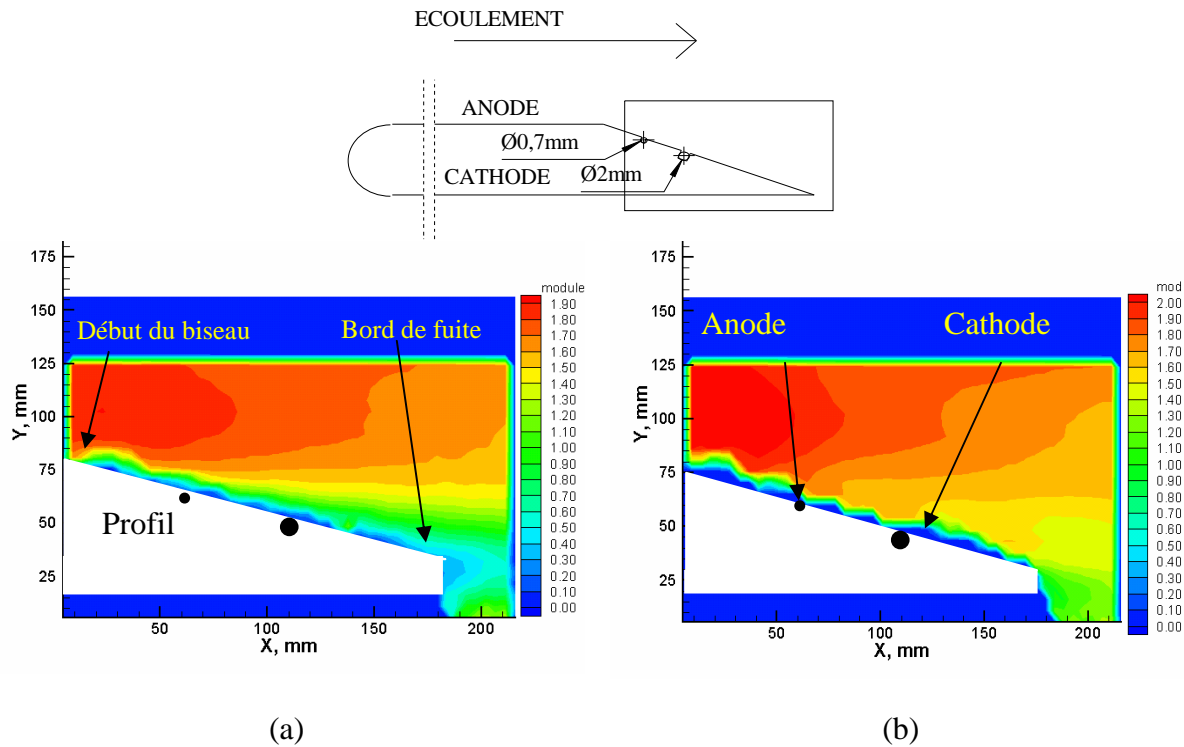


Figure XII-8: Isovitesses du module du champ moyen pour $U_0 = 1,8$ m/s, sans décharge (a) et avec décharge, $I = 0,73$ mA/m et $N_{EHD} = 1,31$ (b)

XII.4.2 Champs instantanées

Dans cette partie, et à l'aide du système de synchronisation, on va observer la dynamique des phases de recollement et de décollement à partir des champs instantanés et ainsi pouvoir donner les temps correspondants. En effet, lors des visualisations, si on arrive assez bien à estimer la fin du recollement, il est assez difficile de distinguer la fin du décollement. Nous avons alors résolu le problème en calculant un critère quantitatif qui caractérise les états collé et décollé de l'écoulement. Comme la variation de vitesse entre ces deux états est importante, nous avons décidé de calculer le module de la vitesse moyenne U_{moy} à l'intérieur d'une région définie en hachuré dans la Figure XII-9.a.

Nous avons en fait calculé U_{moy} pour chaque étape du processus recollement/décollement et ceci pour huit séries d'acquisitions. Une moyenne de phase sur ces 8 expériences a ensuite été réalisée. Le résultat est donné par la Figure XII-9.b qui montre l'évolution de U_{moy} à l'application et à l'extinction de la décharge. Avant $t = 0$, la décharge est éteinte. On a alors $U_{moy} = 1,3$ m/s dans le sillage (zone hachurée) alors que $U_o = 1,8$ m/s. A $t = 0$ on établit la décharge. La vitesse moyenne augmente pour atteindre U_o à $t = 0,2$ s. Le fait que l'on ait $U_{moy} = U_o$ à $t = 0,2$ s prouve que l'écoulement est recollé. Le temps de recollement est donc 200 ms environ. Ensuite, à $t = 0,5$ s on éteint la décharge et on voit U_{moy}

retrouver sa valeur initiale de 1,3 m/s à $t = 0,85$ s environ. L'écoulement redécoule donc en 350 ms.

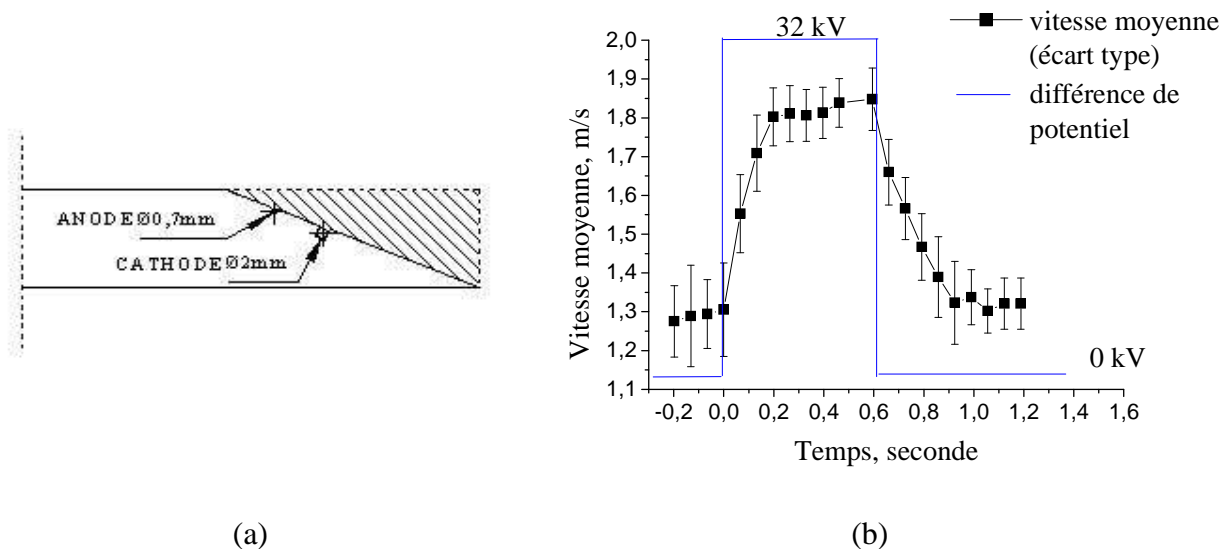


Figure XII-9: Evolution de la vitesse moyenne de la zone de décollement en fonction du temps.

Ces temps de recollement et de décollement ont une précision de ± 66 ms (fréquence d'acquisition de la PIV de 15 Hz). Les temps trouvés avec les visualisations et la PIV sont néanmoins du même ordre de grandeur. Avec les visualisations on avait un temps de recollement de 240 ms à 0,4 m/s et avec la PIV ce temps est de 200 ms à 1,8 m/s. En multipliant la vitesse par 4,5 le temps de recollement ne change pas considérablement. On a le même constat pour le décollement. A faible vitesse ces temps semblent être indépendants de la vitesse. On peut expliquer ceci par le fait que le nombre électrohydrodynamique soit supérieur à 1 ($N_{EHD} = 1,31$) indiquant la prépondérance de l'effet de l'actionneur par rapport à celui de l'écoulement.

XII.5 CONTROLE PAR DECHARGE PULSEE

En remplaçant le signal continu à l'entrée de l'amplificateur TREK® par un signal périodique on peut étudier l'influence d'un tel signal sur l'écoulement le long du biseau. Le type du signal, son amplitude, sa fréquence et son rapport cyclique peut être aisément modifié. Un exemple de décharge pulsée est illustré par la Figure XII-10 avec une fréquence et un rapport cyclique respectivement égaux à 1 Hz et 50 %. Le courant est lu à partir du capteur de courant de l'amplificateur HT TREK® (pleine échelle 20 mA, précision de quelque μA et

bande passante de 10 KHz). A $t \approx 0,28$ s, on observe un front montant pour la tension. Un pic de courant apparaît (≈ 1 mA) et le courant atteint ensuite une valeur moyenne égal à $300 \mu\text{A}$.

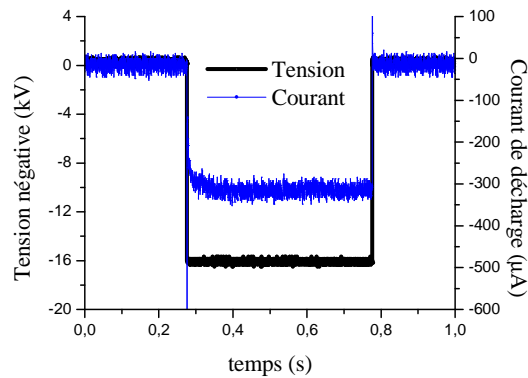


Figure XII-10 : Courant de décharge et tension négative pour une fréquence de 1 Hz et un rapport cyclique de 50 %.

Dans notre cas, nous avons appliqué un signal carré d'amplitude -20 kV à la cathode et le potentiel continu de $+15$ kV est constamment maintenu à l'anode. Dans de telles conditions, lorsque la cathode est à -20 kV et à 0 V la décharge est respectivement allumée et éteinte. Nous avons utilisé des fréquences jusqu'à des valeurs de 30 Hz. Le rapport cyclique est le rapport du temps haut du signal sur la période du signal. Si on se base sur les temps trouvés avec les visualisations, le rapport cyclique doit être de $(240/(240 + 480)) \approx 33\%$ correspondant à une fréquence maximum de $1,4$ Hz. Si on dépasse cette fréquence, le décollement et le recollement n'ont plus le temps de s'établir pleinement.

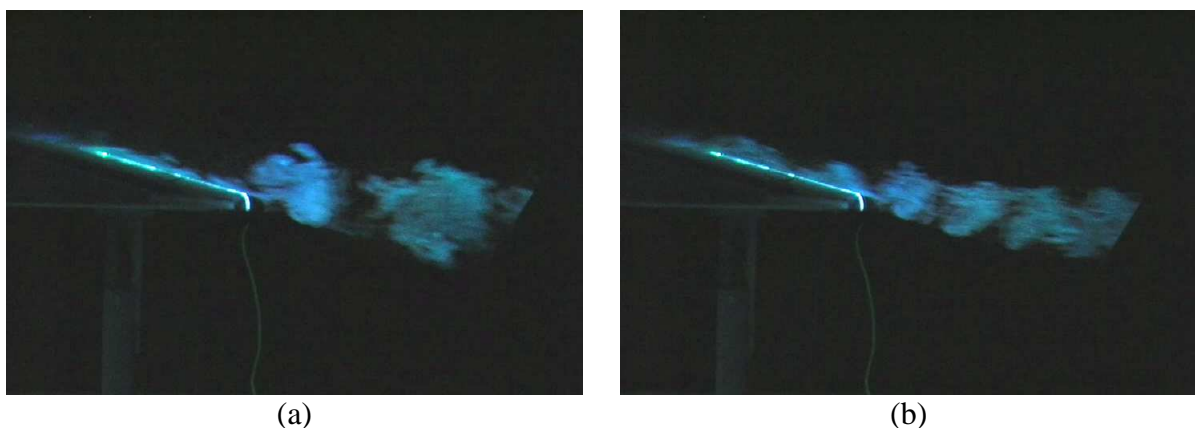


Figure XII-11 : Visualisation de l'écoulement à $U_0 = 0,4$ m/s, pour $f = 6,5$ Hz (a) et $f = 14$ Hz (b).

C'est ce que l'on peut observer avec la Figure XII-11 où le rapport cyclique est de 50 %. Cette figure montre deux visualisations pour une fréquence de 6,5 Hz (a) et 14,1 Hz. On remarque que l'écoulement n'a pas le temps de se décoller complètement entraînant la formation de petites structures au bord de fuite. Il est intéressant de noter que le nombre de structures passant au bord de fuite en une seconde correspond exactement à la valeur de la fréquence d'excitation. Ce constat se faisant visuellement, il est difficile de distinguer les différentes structures au-dessus de 20 Hz.

XII.6 CONCLUSION

Des visualisations à 0,4 m/s ainsi que des mesures de PIV à 1,8 m/s ont permis l'étude du recollement d'un écoulement naturellement décollé à l'aide d'une décharge électrique de type couronne. La phase de décollement a également été observée en éteignant la décharge.

L'étude des visualisations a montré que le temps de décollement est environ le double de celui du recollement. A l'établissement de la décharge on retrouve la même structure, le « starting vortex », que celle observée par **Bonnet et al (2002)**. Ce détachement tourbillonnaire dont la convection vient amplifier l'effet excitateur des décollements des couches de mélange, contribue ainsi à notre objectif d'augmenter le mélange.

L'étude des champs moyens issue de la PIV confirme les visualisations. La décharge électrique peut recoller un écoulement décollé. De plus, la formation du « starting vortex » a également été observée avec les champs instantanés représentant la phase de recollement. Puis l'utilisation d'un critère quantitatif montre que le recollement s'effectue en 200 ms environ et le décollement en 330 ms. Les temps caractéristiques de l'écoulement à 0,4 m/s et 1,8 m/s sont du même ordre de grandeur. Il semble que ces temps soient indépendants de la vitesse.

En utilisant une décharge pulsée, il a été possible de contrôler le nombre de structures créées en modifiant la valeur de la fréquence de décharge. Le nombre de structures émises au bord de fuite en une seconde est égal à la fréquence de décharge.

XIII. INFLUENCE DU CONTROLE DU DECOLLEMENT ET RECOLLEMENT DANS LE CAS D'UNE COUCHE DE MELANGE PLANE

XIII.1 INTRODUCTION

Cette seconde étude constitue la deuxième étape du projet COS où nous allons appliquer notre actionneur dans le cas d'une couche de mélange plane bidimensionnelle se développant en aval d'une plaque épaisse biseautée à son bord de fuite. L'objectif de ces expériences est alors de modifier l'état collé ou décollé d'un écoulement le long du biseau, et d'observer les conséquences du contrôle sur les propriétés de la couche de mélange.

Comme nous nous intéressons à des états initialement décollé et collé, il a été nécessaire de concevoir deux profils pour vérifier ces conditions. Dans un premier, l'écoulement est naturellement décollé et l'objectif est de le recoller ; dans le second, il s'agit de décoller un écoulement naturellement collé. De la même manière que le contrôle par soufflage (**Mathis *et al.*, 2004**), nous agirons avec notre actionneur du côté de plus grande vitesse.

Après avoir présenté la soufflerie et décrit plus précisément les deux profils, nous exposerons les résultats obtenus par PIV. Les vitesses mises en jeu dans ces expériences sont plus élevées que dans l'étude précédente. Ces vitesses s'échelonnent de 6 à 16 m/s. Dans les deux cas, nous analyserons l'effet d'une décharge continue et pulsée.

XIII.2 PROTOCOLE EXPERIMENTAL

XIII.2.1 Caractéristique de la soufflerie et des profils

XIII.2.1.1 Description de la soufflerie

La configuration aérodynamique envisagée ici est une couche de mélange. Par conséquent, nous avons travaillé dans une soufflerie qui permet d'obtenir deux vitesses différentes de chaque côté des profils. Cette soufflerie à recirculation, présentée Figure XIII-1 a une section de la veine d'essai de $30 \times 30 \text{ cm}^2$ longue de 2 m. La plage des vitesses s'étend jusqu'à 35 m/s.

Le convergent est divisé à mi-hauteur en deux sections indépendantes par une plaque séparatrice horizontale. Au début de la veine d'essai, chaque section a une hauteur de 15 cm et une largeur de 30 cm. Une grille de tranquillisation est placée à l'entrée du convergent juste au début de la plaque séparatrice. Afin d'obtenir des vitesses différentes de part et d'autre de la plaque séparatrice, des mousses d'épaisseurs différentes ont été ajoutées devant la grille dans la partie inférieure et supérieure du convergent conduisant à des pertes de charges différentes. Ainsi, la vitesse supérieure, notée U_0 , est plus importante que la vitesse inférieure notée U_1 . Durant toutes les expériences qui suivent, nous maintiendrons toujours la condition $U_0 > U_1$. De chaque côté de la plaque séparatrice sont posées des bandes rugueuses dans le but de déclencher la transition et de disposer de couches limites turbulentes des deux côtés de la plaque.

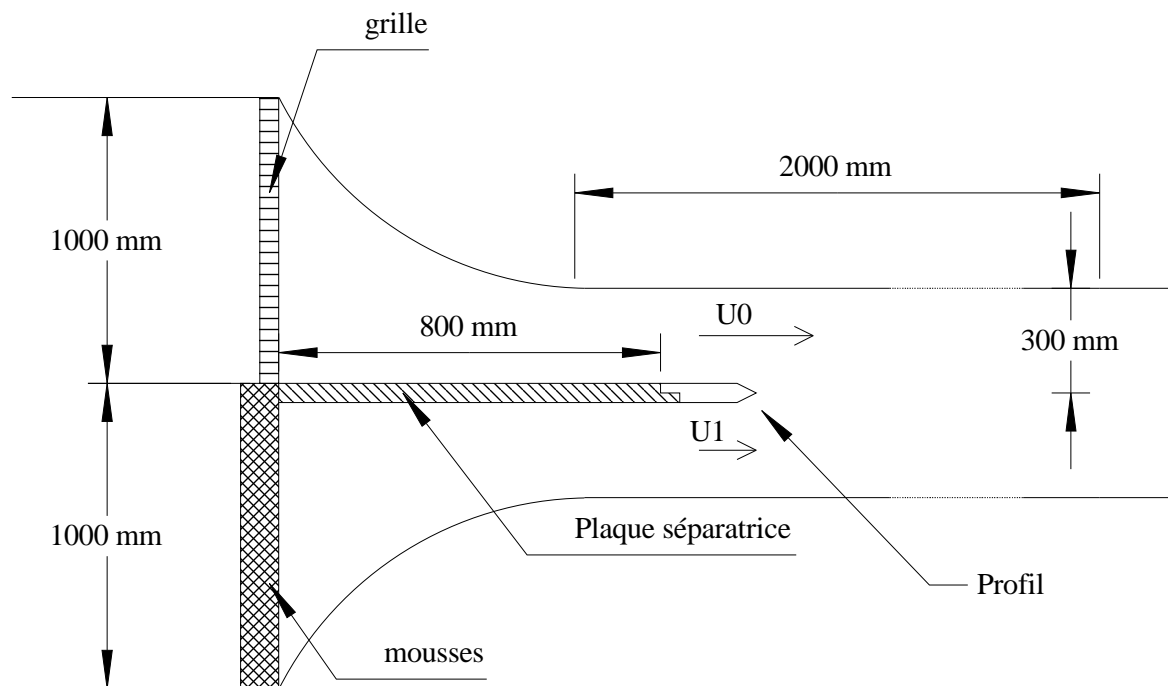


Figure XIII-1: Vue de côté du convergent et de la veine d'essai de la soufflerie.

XIII.2.1.2 Description des profils

Les deux profils sont deux plaques épaisses en PMMA (PolyMethyl-MethAcrylate) avec un biseau axisymétrique. Chacune des deux plaques vient se fixer à l'extrémité de la plaque séparatrice à l'intérieur de la veine d'essai Figure XIII-1. Les deux plaques sont de

même épaisseur et même largeur, respectivement 1,9 et 30 cm. Les différences entre ces deux profils sont la valeur de l'angle du biseau et la configuration des électrodes. Deux cas sont alors étudiés.

Dans un premier temps, cas A, nous devons étudier le recollement. L'écoulement doit être alors naturellement décollé de chaque côté du biseau. Un angle de 19° permet d'atteindre cette condition (Figure XIII-2). Lors de ces expériences nous cherchons à contrôler l'écoulement du côté de plus grande vitesse (U_0). Notre actionneur se trouve donc sur la partie supérieure du biseau. Tout comme notre première étude (voir l'étude précédente de la partie XII.), l'idée pour recoller l'écoulement est d'ajouter de la quantité de mouvement dans le même sens que l'écoulement U_0 à l'aide du vent ionique. L'anode est donc placée sur la partie horizontale de la plaque et la cathode en aval sur le biseau (Figure XIII-2). Ainsi, le vent ionique et l'écoulement U_0 sont de même sens. On note ce sens le sens +.

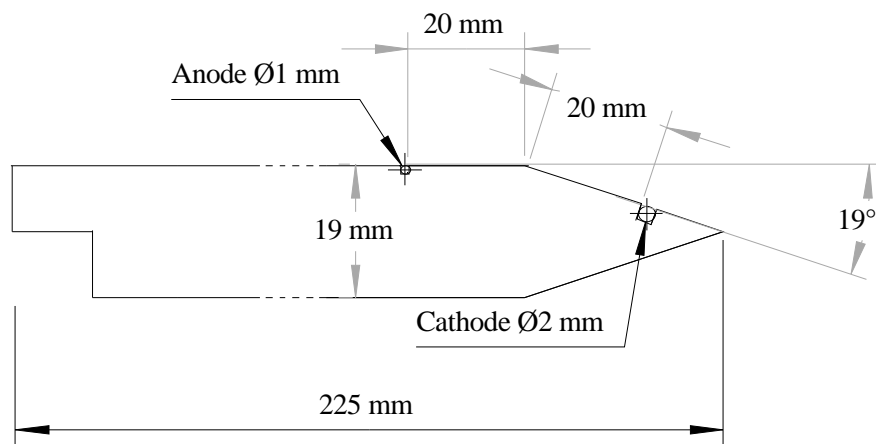


Figure XIII-2: Vue de côté du profil où l'écoulement est naturellement décollé le long du biseau (cas A).

Dans un second temps, cas B, nous devons étudier le décollement pour un écoulement naturellement collé le long du biseau. L'angle du biseau est cette fois de 17° (Figure XIII-3). Afin de forcer le décollement, l'idée est maintenant d'opposer le vent ionique à l'écoulement U_0 pour imposer un gradient de pression adverse. Dans ce cas, la cathode est sur la partie horizontale de la plaque et l'anode sur le biseau en aval. Dans cette configuration, le vent ionique et l'écoulement U_0 sont de sens opposés. Ce second sens est noté sens -.

Une photo du montage est illustrée Figure XIII-4. Cette photo représente le cas où l'écoulement est naturellement décollé (cas A). On reconnaît le profil du cas considéré, avec

l'anode sur la face horizontale supérieure du profil et la cathode sur le biseau, qui est fixé à l'extrémité de la plaque séparatrice au début de la veine d'essai.

Enfin, *l'origine du repère X,Y utilisé est prise au bord de fuite du biseau* pour chacune des plaques utilisées (voir par exemple sur la Figure XIII-4).

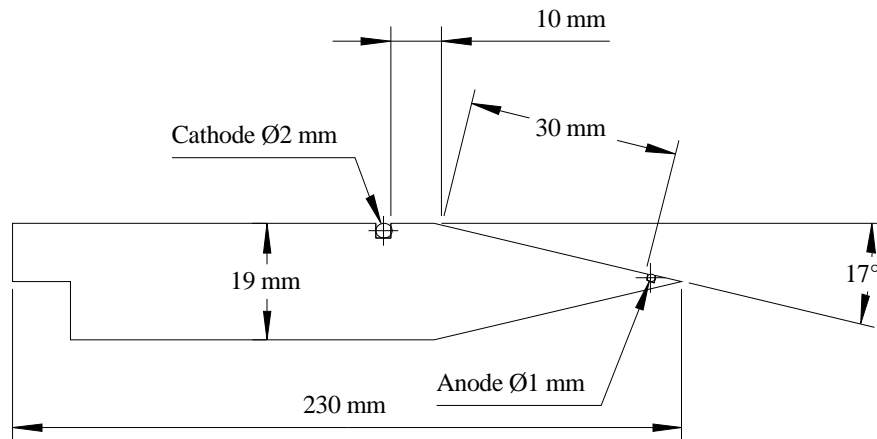


Figure XIII-3: Vue de côté du profil où l'écoulement est naturellement collé le long du biseau (cas B).

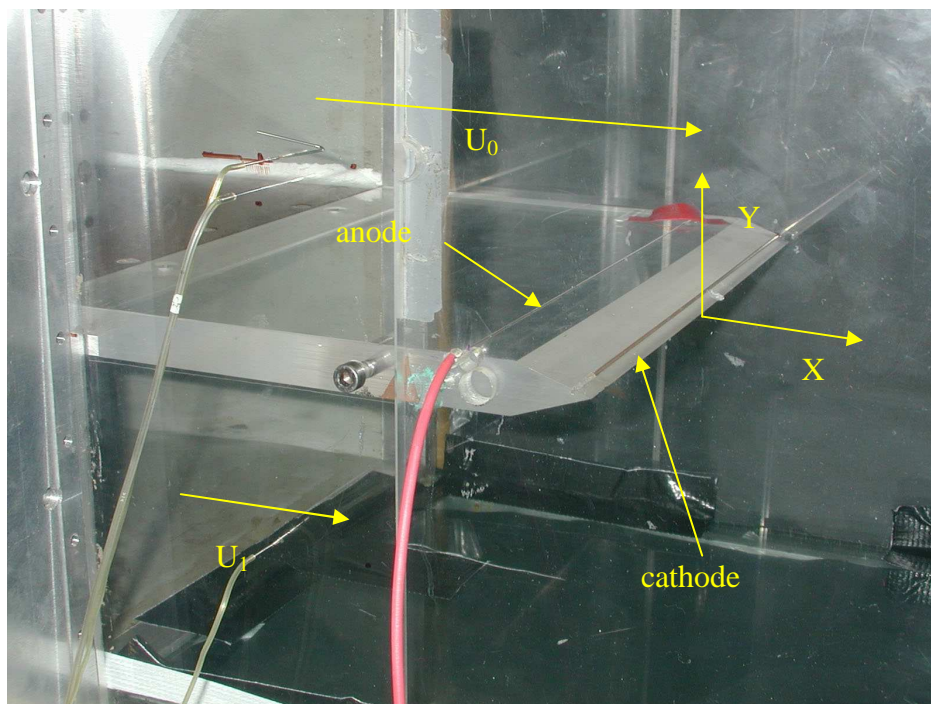


Figure XIII-4: Photographie du montage expérimental pour le cas où l'écoulement est naturellement décollé (cas A).

XIII.2.2 Description de l'actionneur et montage électrique

Pour les deux profils, l'anode est un fil rigide en argent de 1 mm de diamètre placé à l'intérieur d'une rainure de profondeur et de largeur 1 mm. La cathode est un fil de cuivre de 2 mm de diamètre également placé à l'intérieur d'une rainure de 2 mm de profondeur et de largeur. La longueur de ces électrodes est de 30 cm et elles sont distantes de 4 cm.

Pour les expériences avec une décharge continue, les deux électrodes sont connectées à deux alimentations HT DEL® (+ 40 kV et - 40 kV, 3,75 mA). L'anode est portée à un potentiel de + 20 kV environ et un potentiel de - 10 kV environ est appliqué à la cathode.

Des expériences complémentaires ont été menées à l'aide d'une décharge pulsée pour des fréquences jusqu'à 1500 Hz et avec un rapport cyclique de 50 %. Le montage électrique est le même que celui utilisé lors de la première étude expérimentale (voir Partie XII.). L'amplificateur HT TREK® (± 20 kV, 10 mA) est connecté à la cathode et l'anode est toujours connectée à l'alimentation HT DEL®. L'amplitude négative à la cathode est alors réglée à - 16 kV alors que nous maintenons le même potentiel positif de + 20 kV à l'anode. Ainsi nous vérifions que lorsque la cathode est à - 16 kV, la décharge est allumée. Par contre, quand la cathode est à 0 kV la décharge est éteinte.

Le contrôle de l'écoulement ayant lieu du côté de plus grande vitesse (U_o), nous avons calculé le nombre N_{EHD} en utilisant la valeur de U_o .

XIII.2.3 Méthode de mesure

Toutes les mesures qui décrivent l'effet de la décharge sur l'écoulement ont été entreprises en employant le système LAVISON® (Tableau 1). Ce nouveau système de PIV est plus performant que le banc Dantec® précédent au niveau de la définition de la caméra mais aussi au niveau du calcul et post-traitements des données. Par exemple, nous avons utilisé un nouveau filtre : le filtre médian. Le filtre médian calcule une moyenne de 8 vecteurs voisins et compare le vecteur central avec cette moyenne \pm la déviation des 8 voisins. Si le vecteur central n'est pas compris dans la fourchette définie par la moyenne \pm la déviation des 8 voisins, alors ce dernier est rejeté et non remplacé. La fumée nécessaire a été obtenue en vaporisant de l'huile de paraffine à l'aide du générateur de fumée CF-Taylor®. L'utilisation continue de la fumée au cours des expériences a obstrué progressivement la mousse à l'entrée du convergent. ***Le rapport des deux vitesses U_o/U_1 a donc sans cesse évolué dans le temps.***

En conséquence, la comparaison des résultats, notamment entre les premières et dernières expériences, reste délicate.

La résolution du système LAVISION® est calculée de la même façon que pour le banc DANTEC® (cf : partie II de ce chapitre). On obtient alors :

$$\Delta U \leq \frac{1}{20} \times \frac{1}{11,56} \times \frac{1}{16} \approx 0,25 \text{ m/s à 6 m/s}$$

$$\Delta U = \frac{1}{20} \times \frac{1}{11,56} \times \frac{1}{65} \approx 0,13 \text{ m/s à 14,15 et 16 m/s}$$

SYSTEME : Lavision® ; LOGICIEL : Davis®				
Caméra		Laser		f échantillonnage
<ul style="list-style-type: none"> • CCD Flowmaster de chez Lavision® <ul style="list-style-type: none"> • 1280×1024 pixels • 12 bits • 4096 niveaux de gris 		<ul style="list-style-type: none"> • Twins de chez Quantel® • Yag à doubles impulsions <ul style="list-style-type: none"> • $\lambda = 532 \text{ nm}$ • $E = 30 \text{ mJ}$ 		4 Hz, soit 1 champ toutes les 250 ms
REGLAGE DES PARAMETRES				
U_o	dt	Nombre de champs	traitements	
6 m/s 14, 15 et 16 m/s	65 μs 16 μs	300	<ul style="list-style-type: none"> • Inter corrélations • Fenêtre interrogation initiale 64×64 et finale 32×32 pixels <ul style="list-style-type: none"> • Recouvrement 50 % ⇒ Nombre de vecteurs : 5120 • Filtre signal sur bruit Q = 1,4 • Filtre médian 	

Tableau 1 : Description du banc PIV utilisé puis des paramètres de mesure et calculs réglés.

XIII.3 ETUDE DU RECOLLEMENT – CAS A

Dans cette partie, nous souhaitons recoller un écoulement naturellement décollé le long du biseau. L'anode est donc en amont et la cathode en aval de façon à avoir le vent ionique et l'écoulement dans le même sens (sens +).

XIII.3.1 Contrôle à l'aide d'une décharge continue

XIII.3.1.1 Influence de la décharge à 6 m/s

Les champs de vecteurs moyens avec et sans décharge sont présentés en Figure XIII-5. La forme noire représente la forme du profil avec le biseau. Afin de ne pas alourdir la représentation, les électrodes ne sont pas dessinées. Les vitesses supérieures et inférieures sont respectivement $U_o = 6$ m/s et $U_1 = 2$ m/s.

On voit que sans décharge (a) la vitesse des deux côtés du biseau et en aval est faible. L'écoulement est donc initialement décollé des deux côtés du biseau. En appliquant la décharge (b), la vitesse le long de la surface supérieure du biseau et dans la zone de sillage augmente. L'écoulement est donc recollé du côté où on applique la décharge. Sur le côté inférieur du biseau, l'effet de la décharge semble moindre.

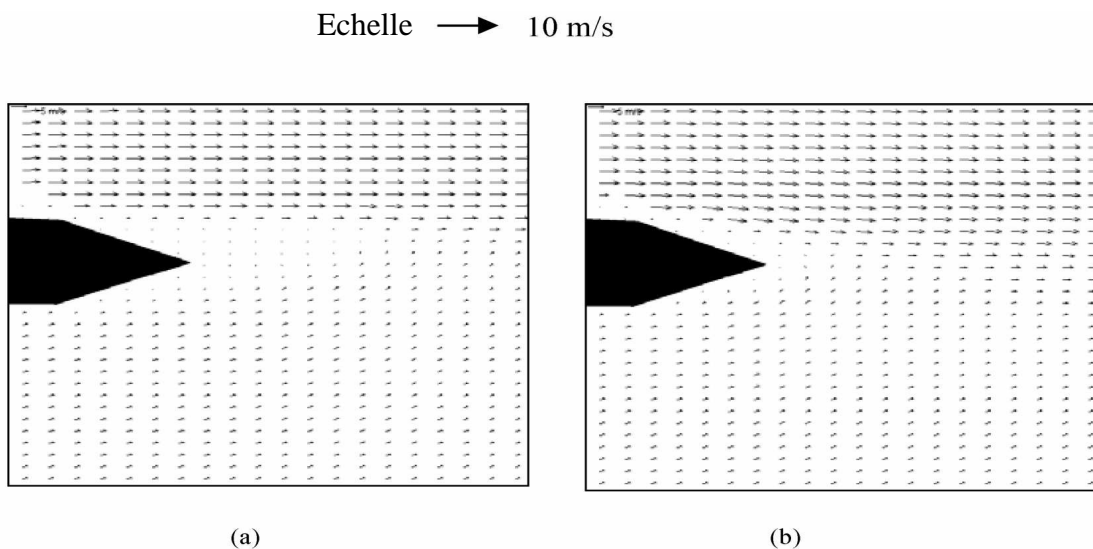


Figure XIII-5: Champs de vecteurs moyens pour $U_o = 6$ m/s et $U_1 = 2$ m/s sans décharge (a) et avec décharge (b) ($I = 1,7$ mA/m et $N_{EHD} = 0,27$).

L'évolution de l'épaisseur de la couche de mélange $d_{mélange}$ avec et sans décharge est représentée par Figure XIII-6. Cette épaisseur est déterminée lorsque la vitesse $U(X)$ à l'intérieur de la couche de mélange, pour chaque valeur de X , vérifie la condition $0,9 \times U_o > u(X) > 0,9 \times U_1$ (i.e. $u(X)$ à 90% de U_o et U_1). Ainsi, pour chaque X , deux bornes pour Y sont obtenues : Y_{max} quand $u < 0,9 \times U_o$ et Y_{min} quand $u > 0,9 \times U_1$. La valeur de la couche de mélange est donc exprimée par $d_{mélange}(X) = Y_{max} - Y_{min}$. A cause de la zone de sillage du bord de fuite (i.e. $X = 0$) jusqu'à $X = 30$ mm, $d_{mélange}$ n'est pas calculée. On observe

donc une augmentation d'environ 50 % de $d_{\text{mélange}}$ lorsque la décharge est établie. De plus, la pente de la droite avec décharge apparaît plus élevée : le taux d'expansion de la couche de mélange augmente avec la décharge.

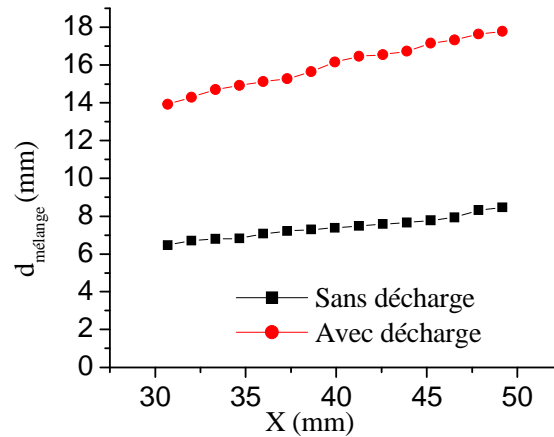


Figure XIII-6: Evolution de l'épaisseur de couche de mélange avec et sans décharge ($U_0 = 6 \text{ m/s}$, $U_1 = 2 \text{ m/s}$, $I = 1,7 \text{ mA/m}$, et $N_{\text{EHD}} = 0,27$).

De la même manière, nous avons calculé pour chaque valeur de X l'évolution de l'épaisseur de vorticité $\delta_w(X)$ défini par :

$$\delta_w(X) = \frac{U_0 - U_1}{\left(\frac{\partial u}{\partial Y}\right)_{\text{max}}}$$

Ce paramètre donne un ordre de grandeur des grosses structures tourbillonnaires présentes dans la couche mélange. Pour la même raison que l'épaisseur de couche de mélange, δ_w a été calculée de X = 30 mm jusqu'à 50 mm. Le résultat du calcul est montré à la Figure XIII-7. Le calcul de ce nouveau paramètre est en accord avec l'évolution de l'épaisseur de couche de mélange car nous retrouvons le même comportement: la décharge entraîne une augmentation de l'épaisseur de vorticité et la différence entre δ_w sans décharge et avec décharge augmente en aval. Pour augmenter δ_w , soit le gradient $(\partial u / \partial Y)_{\text{max}}$ diminue ou soit la différence de vitesse $U_0 - U_1$ augmente. En aucun cas la décharge ne peut modifier les valeurs de U_0 et U_1 . Donc, seule une diminution du gradient de vitesse maximum $(\partial u / \partial Y)_{\text{max}}$ est envisageable. Ce gradient maximum correspond en fait au point d'inflexion du profil de vitesse. Or, en regardant le profil adimensionné du module de la vitesse à la Figure XIII-8.a en X = 50 mm, on voit que la pente de la courbe avec décharge est plus faible que celle sans décharge. Ceci est confirmé par la Figure XIII-8.b qui représente l'évolution de la dérivée de

la vitesse à la même abscisse. En effet, on voit bien que la dérivée maximale avec décharge, $(\partial u/\partial Y)_{\max ON}$, est plus petite que celle sans décharge, $(\partial u/\partial Y)_{\max OFF}$. Par conséquent, $U_o - U_1$ étant constant on a donc $\delta_w(X)$ qui augmente par application de la décharge. Ceci se vérifie pour tout X où δ_w est calculé.

Enfin, la carte d'isovorticité moyenne WZ_{moy} de la Figure XIII-9 montre clairement l'augmentation de la vorticité dans la partie inférieure de l'écoulement. De plus, on voit que le taux d'expansion de la vorticité avec décharge est plus grand que sans décharge. Ceci confirme la pente plus élevée de la droite avec décharge de la Figure XIII-7.

A partir du profil de vitesse précédent (Figure XIII-8.a), on peut également justifier l'augmentation de l'épaisseur de couche de mélange $d_{\text{mélange}}$. On voit en effet que la décharge « abaisse » la borne inférieure Y_{\min} vers le bas de l'écoulement. La borne supérieure Y_{\max} a très peu changé. Y_{\min} ayant donc augmenté en valeur absolue, on a bien $d_{\text{mélange}}$ qui augmente lorsqu'on applique la décharge.

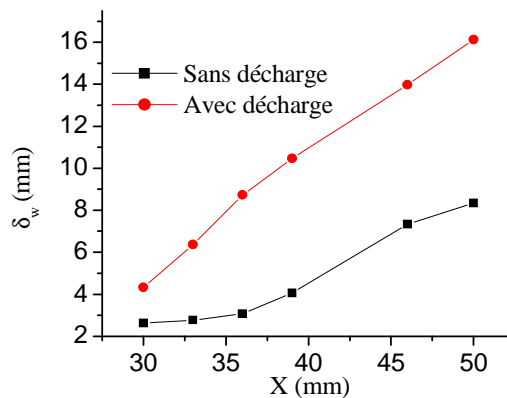


Figure XIII-7: Evolution de l'épaisseur de vorticité avec et sans décharge ($U_0 = 6$ m/s, $U_1 = 2$ m/s, $I = 1,7$ mA/m, et $N_{EHD} = 0,27$).

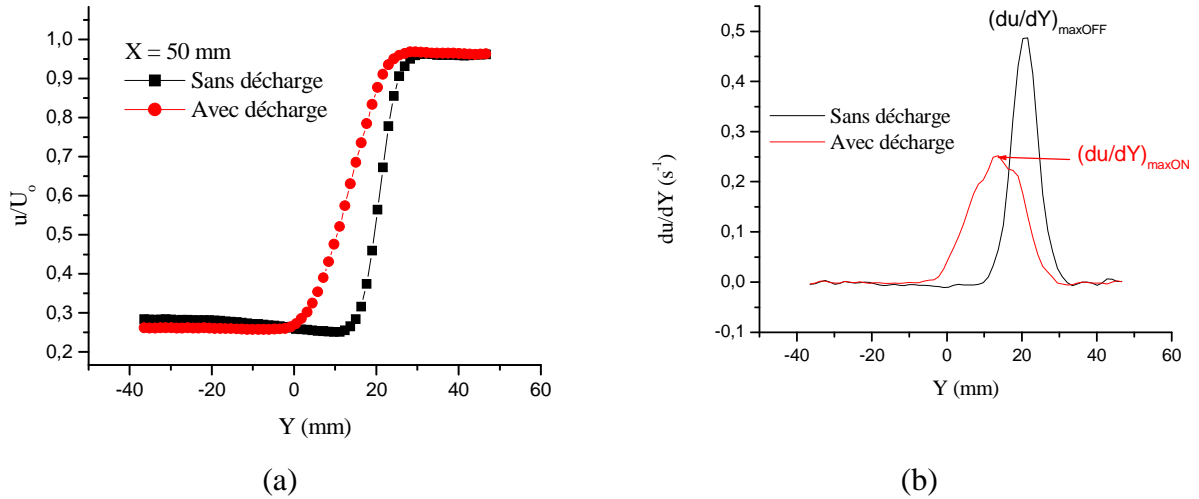


Figure XIII-8: Profils de vitesse adimensionné à $X = 50$ mm (a) et l'évolution de sa dérivée (b), ($I = 1,7$ mA/m, et $N_{EHD} = 0,27$).

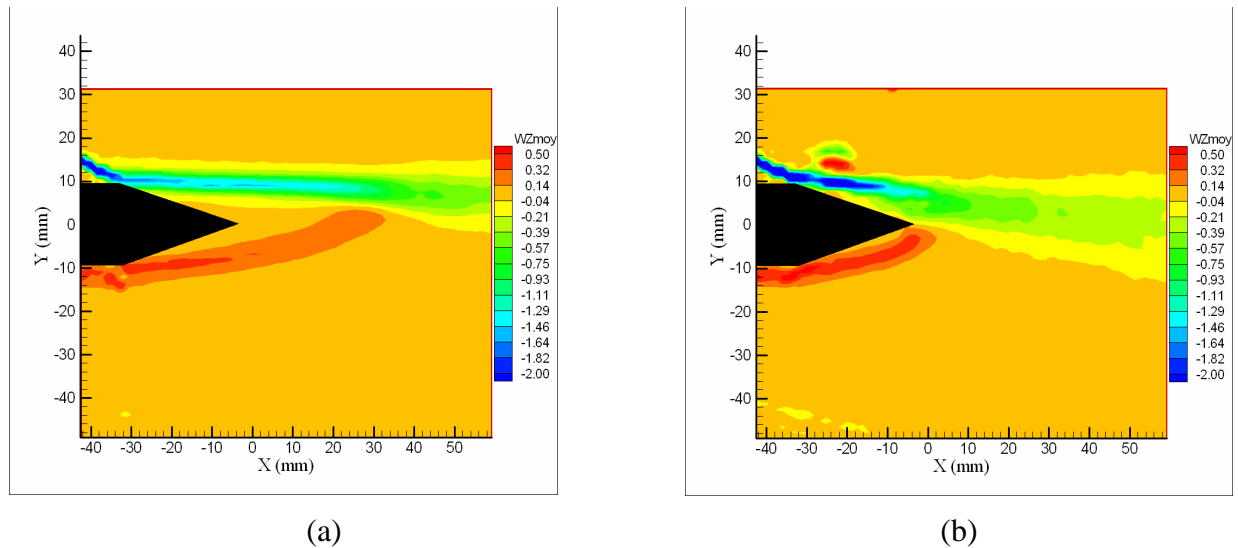


Figure XIII-9: Isovorticité moyenne WZ_{moy} de l'écoulement sans décharge (a) et avec décharge (b) ($I = 1,7$ mA/m, et $N_{EHD} = 0,27$).

XIII.3.1.2 Influence de la décharge à 16 m/s

A cette vitesse, il s'est avéré que l'écoulement naturel n'est plus aussi décollé sur la partie supérieure du biseau mais dans un état instationnaire collé/décollé. L'état décollé étant indépendant de la vitesse à cette gamme, la modification du décollement est certainement due à l'obstruction de la mousse par la fumée. En effet, cette expérience a été effectuée après celle à 6 m/s et la mousse a pu se boucher entraînant une modification de l'état de la couche limite

en amont du biseau. Celle-ci, plus turbulente, résiste mieux au gradient de pression adverse et décolle moins facilement. L'analyse sur le recollement est donc plus difficile mais un effet est tout de même observé sur les propriétés de la couche de mélange.

Un second plan de PIV a été utilisé pour étudier les effets plus en aval. De ce fait, l'écoulement est observé jusqu'à 150 mm en aval du biseau. Les deux plans se chevauchent de 25 mm (Figure XIII-10). Malheureusement, il est également difficile de comparer les deux plans car l'acquisition des images n'ayant pas eu lieu en même temps, le courant de décharge ainsi que les vitesses U_0 et U_1 peuvent différer d'un plan à l'autre. Dans ce cas, les valeurs des vitesses et courant seront précisées si nécessaires.

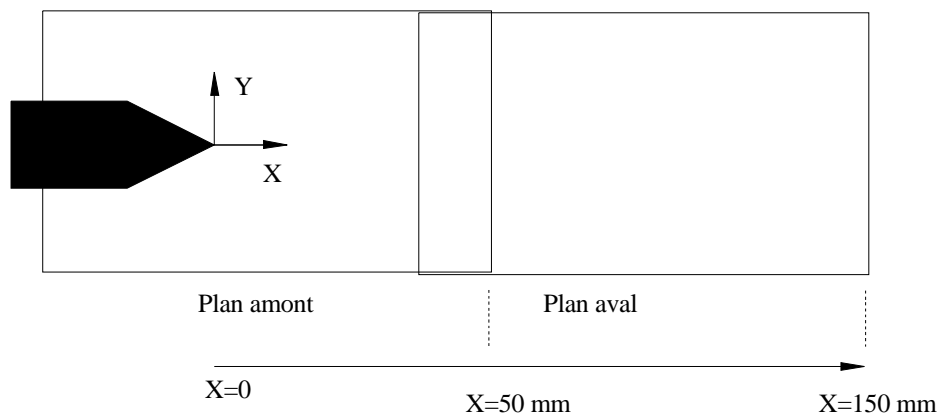


Figure XIII-10 : Schéma des deux plans de PIV utilisés.

A cette vitesse, l'effet de la décharge n'est plus aussi discernable sur les deux champs de vecteurs avec et sans décharge. En faisant la différence du champ de vecteurs avec décharge moins celui sans décharge ($U_{ON} - U_{OFF}$) il est alors possible de visualiser les parties de l'écoulement qui sont modifiées par la décharge (Figure XIII-11). L'absence de vecteurs au-dessus du biseau (a) est due à la réflexion de la nappe laser sur les électrodes. Les deux figures montrent des profils paraboliques en fonction de X. On note une augmentation de vitesse d'environ de 1,7 m/s du bord de fuite jusqu'à 50 mm (a). Cette augmentation de vitesse diminue avec X mais perdure jusqu'à 150 mm du biseau avec une augmentation de 1,5 m/s environ (b). Deux profils adimensionnés du module U de la vitesse avec et sans décharge ont été tracés à $X = 2$ et 60 mm (*i.e.* près du bord de fuite et à l'extrémité aval du premier plan de PIV) pour $U_0 = 15$ m/s, $U_1 = 6,7$ m/s et $I = 3,3$ mA/m (Figure XIII-12.a). A $X = 2$ mm, les deux profils sont très similaires. Dans les deux cas, l'écoulement est décollé. A $X = 60$ mm, on retrouve l'augmentation de vitesse observée dans la Figure XIII-11 (1,7 m/s

environ). On observe également que la couche de mélange est légèrement décentrée par rapport à la pointe du biseau, d'environ 5 mm au-dessus lorsque la décharge est appliquée.

L'effet sur l'épaisseur de couche de mélange, calculée jusqu'à $X = 50$ mm, est très faible ((Figure XIII-12.b). Aucune conclusion ne peut être déduite car les courbes avec et sans décharge se croisent et sont similaires. On peut d'ailleurs confirmer ce fait à l'aide des profils de vitesses car les bornes inférieures et supérieures de Y sont quasi confondues.

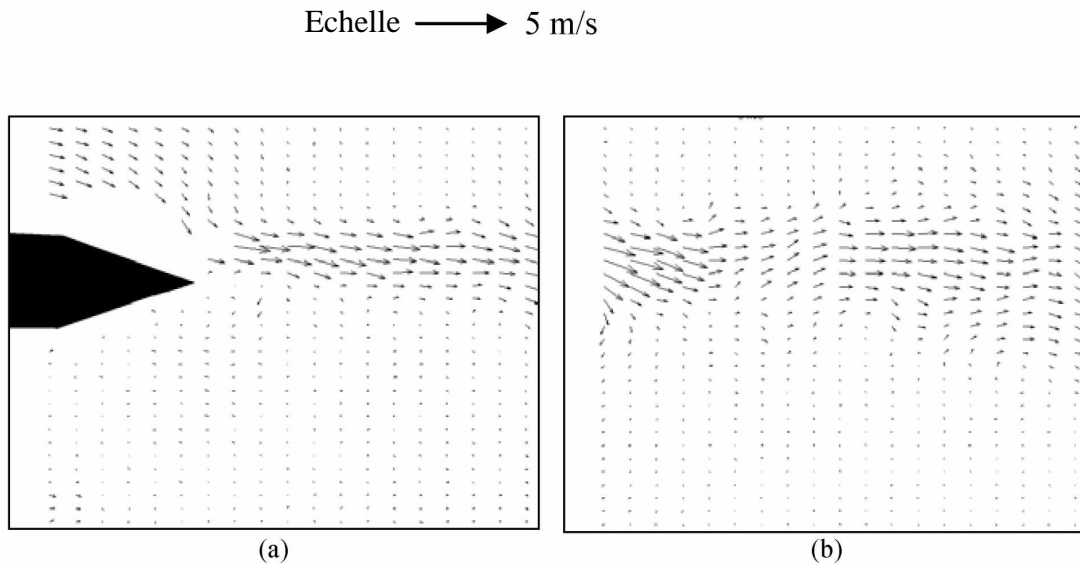


Figure XIII-11: Différence entre les champs de vecteurs avec et sans décharge pour (a) le plan amont ($U_0 = 15$ m/s, $U_1 = 6,7$ m/s; $I = 3,3$ mA/m, $N_{EHD} = 0,085$) et le plan aval (b), ($U_0 = 16$ m/s, $U_1 = 6,9$ m/s, $I = 3,3$ mA/m, $N_{EHD} = 0,074$).

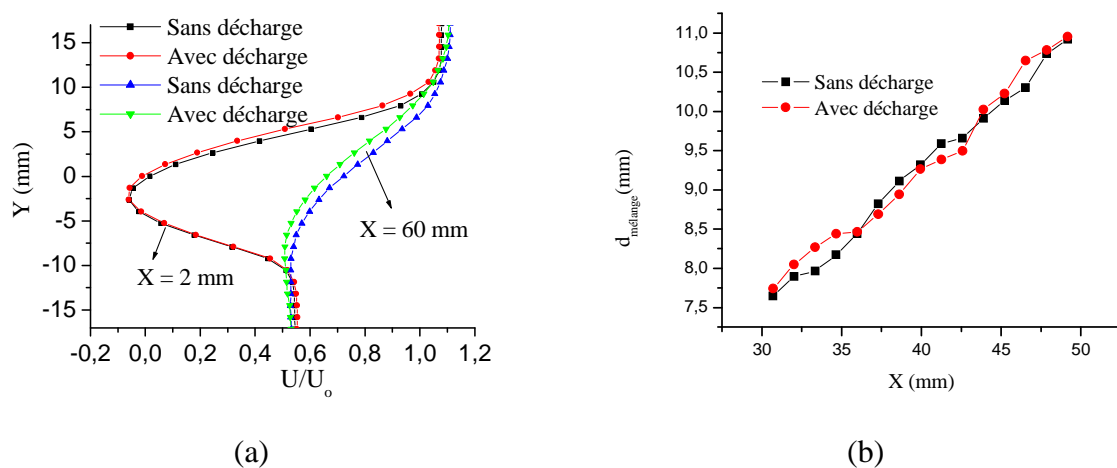


Figure XIII-12: Profils adimensionnés pour $X = 2$ et $X = 60$ mm avec et sans décharge (a) et évolution de l'épaisseur de couche de mélange en fonction de X (b), pour $U_0 = 15$ m/s, $U_1 = 6,7$ m/s, $I = 3,3$ mA/m et $N_{EHD} = 0,085$.

XIII.3.2 Contrôle à l'aide d'une décharge pulsée

L'objectif du contrôle pulsé est de comparer l'efficacité d'un tel contrôle avec une décharge continue. Le vent ionique est toujours de même sens que l'écoulement; l'alimentation DC DEL® connectée à la cathode a juste été remplacée par l'amplificateur HT TREK®.

La Figure XIII-13 représente un exemple de différence entre les champs de vecteurs moyens avec et sans décharge, dans le plan du biseau (a) et en aval du biseau (b), pour $f = 250$ Hz. L'échelle du second plan est volontairement plus grande pour bien mettre en évidence la structure de l'écoulement. Au dessus et proche du biseau l'augmentation de vitesse est de l'ordre de 2 m/s. Cette augmentation diminue en aval (1 m/s environ) mais *le contrôle pulsé semble faire apparaître d'importantes modifications dans la structure de la couche de mélange*. Ce résultat a été observé pour d'autres fréquences, et est reproductible.

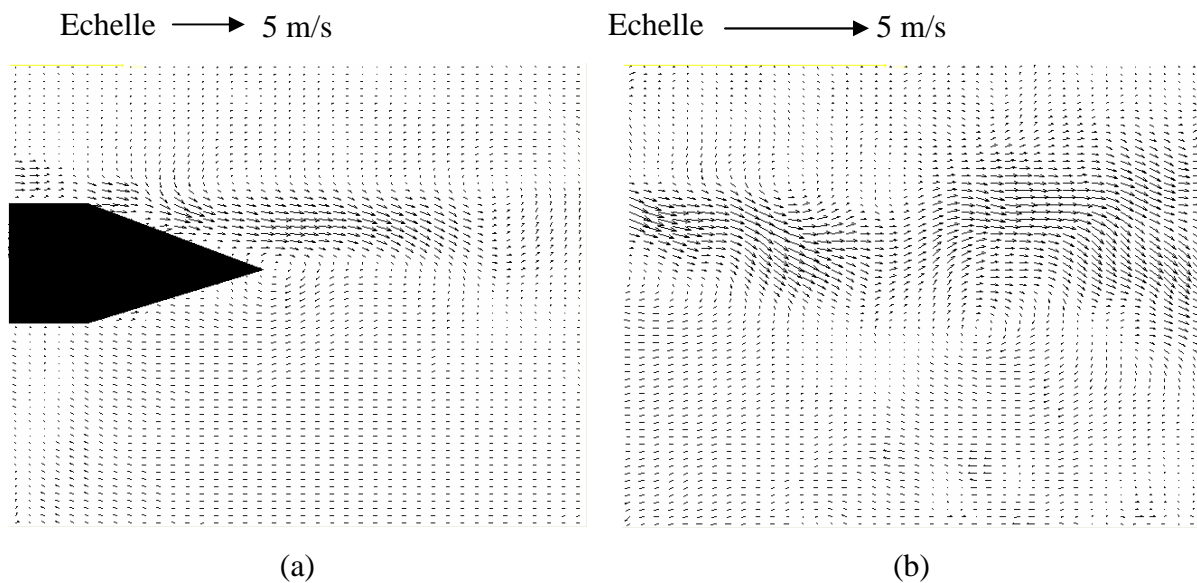


Figure XIII-13 : Différence entre les champs de vecteurs moyens avec et sans décharge pour (a) le plan amont ($U_0 = 15$ m/s, $U_1 = 7$ m/s; $I = 1,5$ mA/m, $N_{EHD} = 0,02$) et le plan aval (b), ($U_0 = 15$ m/s, $U_1 = 6$ m/s, $I = 1,3$ mA/m, $N_{EHD} = 0,02$) pour $f = 250$ Hz.

La Figure XIII-14 représente les profils de la différence de vitesse entre les cas avec et sans décharge, pour trois fréquences d'excitation et pour deux abscisses différentes ($X = 2$ mm et $X = 60$ mm). Seule la composante suivant X, composante u, a été tracée car sa valeur est dans tous les cas très proche du module de la vitesse U.

Proche du biseau, la décharge de fréquence 210 Hz semble avoir le plus d'efficacité comparée aux décharges à 90 Hz et 1,5 kHz. Elle permet une augmentation de vitesse d'environ 1,5 m/s. Par contre, l'effet ne semble pas perdurer puisqu'à $X = 60$ mm, le gain de vitesse est identique pour les décharges à 1,5 kHz et à 210 Hz. Le gain est d'environ + 0,7 m/s et ne se situe pas à la même ordonnée. Ces valeurs sont du même ordre de grandeur que celles du cas continu. Cependant, cet effet est plus efficace car le courant moyen de la décharge pulsée est inférieur (du fait que le courant est établi sur une demie période) que dans le cas continu. **La puissance électrique consommée est par conséquent moindre. Le rendement est donc meilleur dans le cas de la décharge pulsée.** Ensuite, on observe que la décharge à 1,5 kHz a un gain maximum à environ 5 mm au-dessus du biseau alors que celui de la décharge à 210 Hz se situe 5 mm en dessous. L'excitation pulsée de la décharge modifie donc la structure de la couche de mélange. L'effet semble de plus dépendre de la fréquence.

Pour préciser et pouvoir expliquer l'influence de la fréquence, il est nécessaire d'effectuer d'autres expériences mais en réalisant une étude temporelle avec une plus grande fréquence d'acquisition (mesure par LDV par exemple).

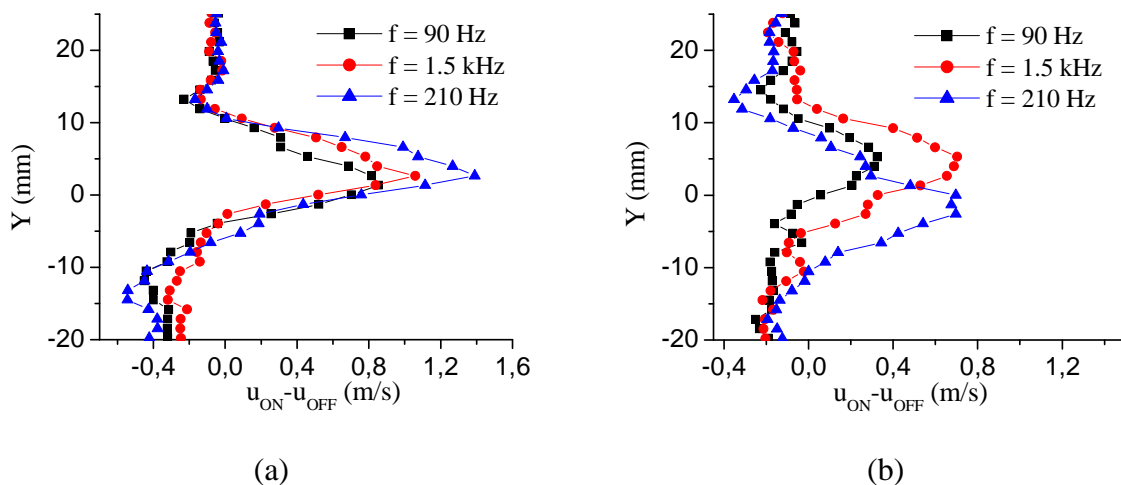


Figure XIII-14: Profils de la différence de vitesse (composante u) entre les cas avec et sans décharge pour trois fréquences d'excitation pour (90 Hz, 210 Hz, 1,5 kHz) à $X = 2$ mm (a) et $X = 60$ mm (b).

XIII.4 ETUDE DU DECOLLEMENT – CAS B

Dans cette dernière partie, nous souhaitons étudier l'aptitude de la décharge à décoller un écoulement initialement collé le long du biseau. L'anode est placée sur le biseau et la

cathode est en amont. Le sens du vent ionique est donc opposé à celui de l'écoulement (sens -).

XIII.4.1 Contrôle à l'aide d'une décharge continue

La Figure XIII-15 montre la différence de champs de vecteurs moyens avec et sans décharge dans les deux plans de PIV pour $U_0 = 14$ m/s, $U_1 = 5,2$ m/s et $I = 2$ mA/m. A l'inverse du cas A, l'application de la décharge entraîne une diminution de la vitesse. Cette diminution approche les 2,5 m/s juste au dessus des électrodes (a) et perdure dans le sillage (b) avec -2 m/s environ. L'écoulement est plus décollé qu'à son état naturel. De plus, il semble que ce décollement entraîne une légère augmentation de la vitesse le long de la face inférieure du biseau. Comparativement au recollement, cas A, la diminution de vitesse est plus importante que l'augmentation. A première vue, *il semble donc que l'effet de la décharge est plus efficace en décollement qu'en recollement.*

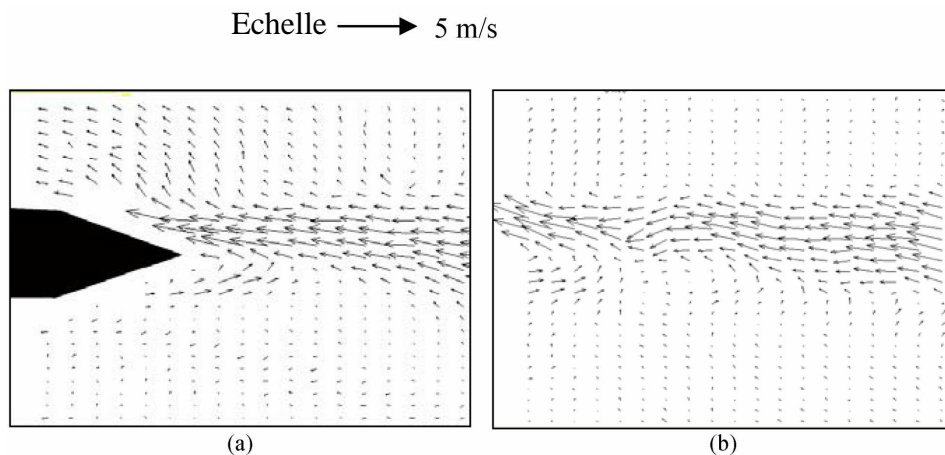


Figure XIII-15: Différence entre les champs de vecteurs moyens avec et sans décharge, dans le plan du biseau (a) et en aval (b), pour $U_0 = 14$ m/s, $U_1 = 5,2$ m/s, $I = 2$ mA/m, $N_{EHD} = 0,05$.

La diminution de vitesse s'observe plus précisément avec les profils de vitesses de la Figure XIII-16. Cette Figure représente les profils de la composante u adimensionnés et tracés à $X = 38$ mm et $X = 68$ mm pour $U_0 = 14$ m/s et $U_1 = 5,2$ m/s.

A partir d'autres profils tracés pour $X = 30$ jusque 50 mm, on a calculé l'épaisseur de la couche de mélange (à 90 % de U_0 et U_1) et celle de la vorticité. L'évolution de ces deux grandeurs est représentée par la Figure XIII-17. Dans les deux cas, la décharge conduit à

l'augmentation de ces épaisseurs sans toutefois modifier le taux d'expansion de la décharge : les pentes des droites sont à peu près similaires.

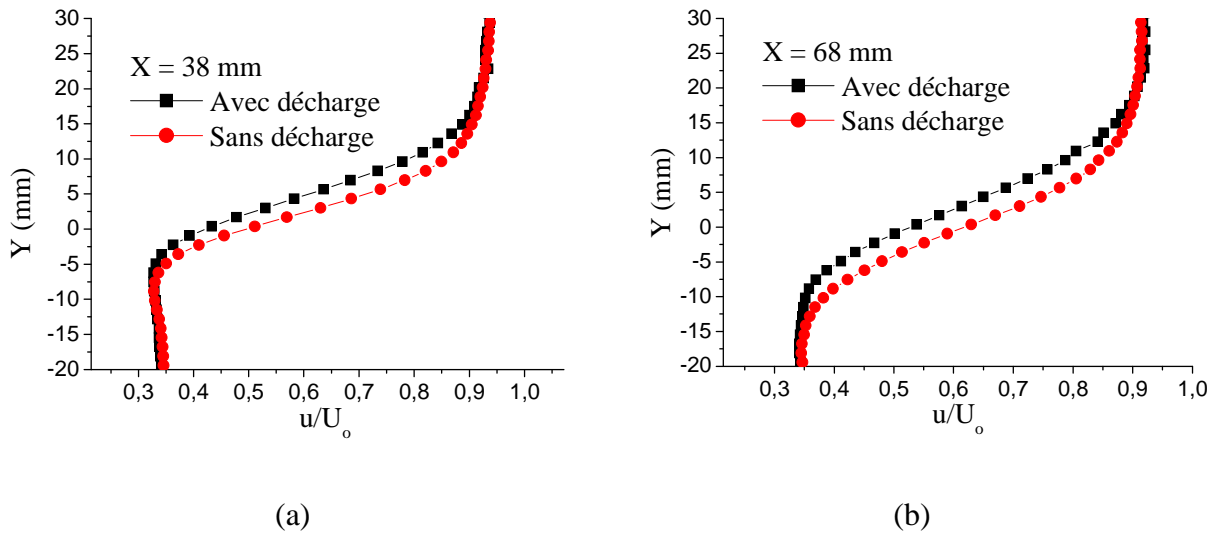


Figure XIII-16: Profils de vitesse adimensionnés à X = 38 mm (a) et à X = 68 mm (b) pour U₀ = 14 m/s, U₁ = 5,2 m/s, I = 2 mA/m et N_{EHD} = 0,05.

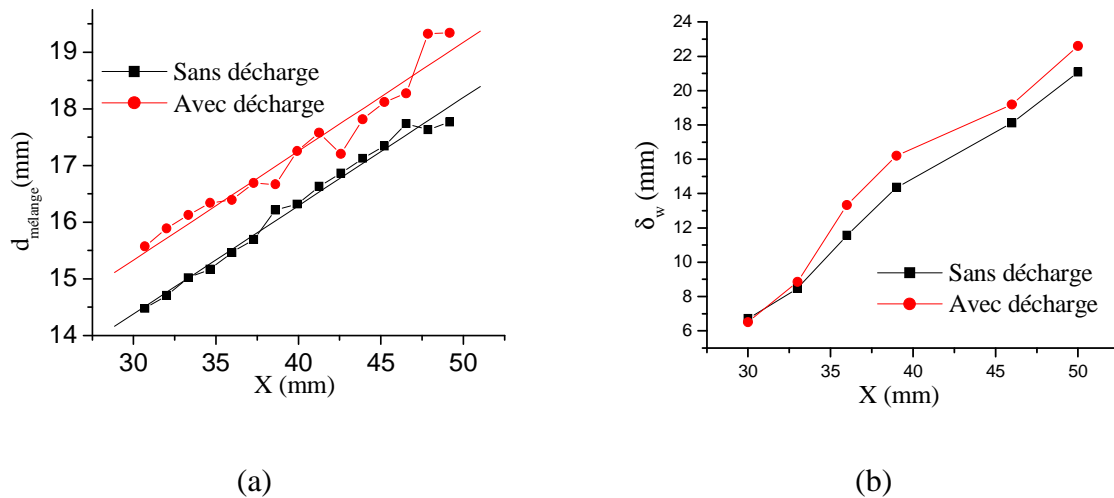


Figure XIII-17: Evolution de l'épaisseur de couche de mélange (a) et de l'épaisseur de vorticité (b) pour U₀ = 14 m/s, U₁ = 5,2 m/s, I = 2 mA/m et N_{EHD} = 0,05.

XIII.4.2 Contrôle à l'aide d'une décharge pulsée

La Figure XIII-18 montre un exemple de différence de champs de vecteurs moyens avec et sans décharge dans les deux plans de PIV pour f = 250 Hz. Proche et en aval du biseau (a), on aperçoit une diminution de la vitesse de 2,5 m/s environ. Dans le second plan (b), cette

diminution est moindre et est de l'ordre de 2 m/s (b). Par ailleurs, ce second plan laisse apparaître, comme pour le cas précédent du recollement, des modifications assez importantes dans la structure de la couche de mélange.

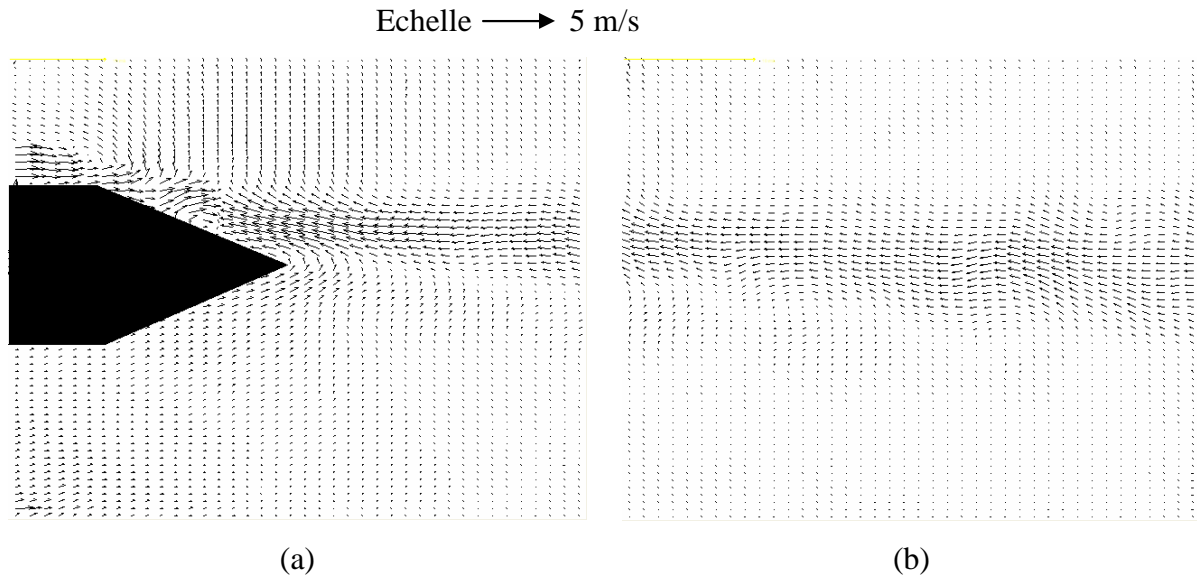


Figure XIII-18 : Différence entre les champs de vecteurs avec et sans décharge pour (a) le plan amont ($U_0 = 15$ m/s, $U_1 = 6$ m/s; $I = 1,3$ mA/m, $N_{EHD} = 0,02$) et le plan aval (b), ($U_0 = 15$ m/s, $U_1 = 8$ m/s, $I = 2$ mA/m, $N_{EHD} = 0,03$) pour $f = 250$ Hz.

La Figure XIII-19 montre les profils de la différence de vitesse avec et sans décharge, pour $f = 50, 240$ et 1 kHz et pour $X = 2$ et 60 mm. La plus grande diminution de vitesse est obtenue pour $f = 1$ kHz à $Y = 0$ mm et est de l'ordre de $3,25$ m/s à $X = 2$ mm (a) et de l'ordre de $2,5$ m/s à $X = 60$ mm (b). L'effet reste ici centré à $Y = 0$ mm pour les trois valeurs de fréquences.

De la même manière que pour l'étude du cas A (recollement), il est nécessaire d'effectuer des mesures temporelles à plus haute fréquence pour préciser l'effet de la fréquence. Par ailleurs, nous avons noté que pour le cas continu l'effet de la décharge est plus important lorsque celle-ci agit pour provoquer le décollement. Ce constat est une nouvelle fois mis en évidence dans le cas de la décharge pulsée puisque la valeur de la diminution de vitesse est plus importante que celle de l'augmentation.

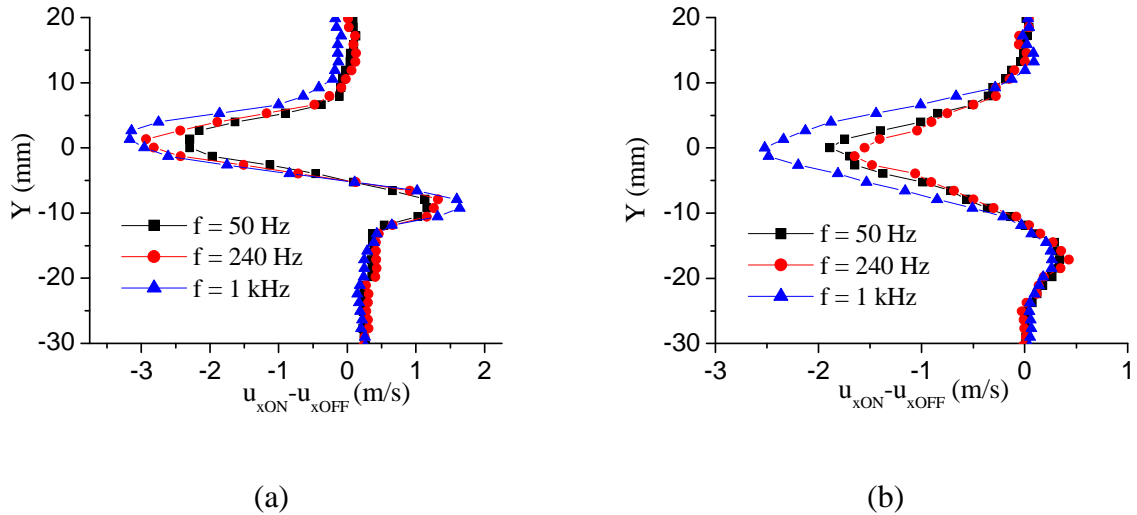


Figure XIII-19: Profils de la différence de vitesse entre les cas avec et sans décharge pour trois fréquences d'excitation (50 Hz, 240 Hz, 1 kHz) et pour deux abscisses : $x = 2 \text{ mm}$ (a) et $x = 60 \text{ mm}$ (b).

XIII.5 CONCLUSION

L'aptitude d'une décharge continue ou pulsée à modifier les propriétés d'une couche de mélange en aval d'un biseau axisymétrique a été analysée. Deux configurations aérodynamiques ont été envisagées. Dans le premier cas, cas A, l'écoulement le long du biseau était décollé et on a cherché à le recoller. Dans le second, cas B, on voulait provoquer le décollement d'un écoulement naturellement collé le long du biseau.

Le comportement du courant de décharge en fonction de l'écoulement et des mesures de PIV ont été effectuées. Puis dans une première approche, seule une étude des champs moyens a été réalisée.

Dans le cas A, et pour un écoulement à 6 m/s, le recollement a été observé. Les épaisseurs de couche de mélange et de vorticité augmentent avec la décharge. De plus, nous avons vu que la décharge a pour effet d'augmenter le taux d'expansion de la couche de mélange. A 16 m/s, on n'observe plus de recollement ni d'augmentation des épaisseurs de couche de mélange ou de vorticité. Toutefois, la vitesse dans la couche de mélange est augmentée d'environ 1,75 m/s et cette augmentation se poursuit jusqu'à 150 mm en aval du biseau.

Dans le cas B, la décharge conduit à une diminution de la vitesse de l'ordre de 2,5 m/s ainsi qu'à une augmentation des épaisseurs de couche de mélange et de vorticité. L'effet perdure aussi jusqu'à 150 mm en aval. Cependant, la décharge n'agit pas sur le taux d'expansion de la couche de mélange.

L'utilisation d'une décharge pulsée, dans les cas A et B, a montré que l'effet est quasiment identique qu'avec une décharge continue mais avec un meilleur rendement électrique. Ensuite, l'augmentation de la vitesse et le mode d'action sur l'écoulement dépendent de la valeur de la fréquence d'excitation.

A l'issue de cette seconde étude sur le recollement/décollement, la décharge semble plus efficace pour décoller un écoulement qu'  le recoller.

Enfin, pour une étude approfondie, il serait nécessaire d'effectuer une analyse temporelle des instabilités de la couche de mélange. Cependant, la fréquence de fonctionnement du banc de PIV utilisée est insuffisante pour une telle étude. C'est pourquoi, dans une première approche, seule une étude des champs moyens est effectuée.

XIV. ETUDE DU CONTROLE DU DECOLLEMENT DANS LE CAS D'UN JET A SECTION RECTANGULAIRE

XIV.1 INTRODUCTION

Ce chapitre décrit la dernière application de l'actionneur dans le cas d'un jet à section rectangulaire en vue de modifier les propriétés de développement du jet. Cependant, les phénomènes mis en jeu dans le cas d'un jet étant complexes, il nous a paru judicieux de débiter l'étude par une étude paramétrique du contrôle du décollement au niveau de la sortie du jet. Dans ce cas, le contrôle du décollement s'effectuera au niveau d'un diffuseur à la sortie du jet qui est constitué de deux biseaux mobiles.

L'objectif principal de ces dernières expériences est donc de déterminer une configuration optimale de l'actionneur pour provoquer le décollement d'un écoulement naturellement collé le long du biseau inférieur. Pour ce faire, plusieurs paramètres sont envisagés. Nous allons d'abord regarder l'influence de la vitesse du jet (de 10 à 30 m/s), la position de l'actionneur (deux positions) mais aussi le type de décharge. En effet, nous allons pour la première fois appliquer la décharge à barrière diélectrique (DBD) pour contrôler un écoulement en plus de la décharge couronne. Toutes les mesures pour décrire l'effet du contrôle ont été effectuées par PIV.

Dans une première partie, nous décrirons la soufflerie et le dispositif expérimental, puis nous caractériserons l'écoulement par des mesures au tube de Pitot. Dans la seconde partie nous étudierons l'influence de la position et du type de décharge employée sur le décollement pour des vitesses d'écoulement allant de 10 à 30 m/s. A partir de cette seconde partie, nous en déduirons donc la configuration optimale (position et type de décharge) qui permet un contrôle du décollement le plus efficace. Ainsi dans une dernière partie, nous analyserons l'influence de certains paramètres électriques avec cette configuration.

Par ailleurs, des expériences complémentaires ont été effectuées à la suite des précédentes mesures. Lors de ces mesures complémentaires, deux points ont été essentiellement abordés. Nous nous sommes d'abord attachés à étudier l'influence de la dissymétrie du diffuseur sur la vectorisation du jet. Puis, nous avons aussi étudié le cas où la décharge est établie dans le but de recoller l'écoulement naturellement décollé dans le

diffuseur. Ces expériences complémentaires ne seront pas présentées dans cette partie XIV mais constitueront une partie entière en annexe (voir Partie 3 ; Annexe3).

XIV.2 QUALIFICATION DE LA SOUFFLERIE ET DE L'ÉCOULEMENT

XIV.2.1 La soufflerie

L'obtention d'un jet plan est réalisée par l'intermédiaire d'une soufflerie décrite par la Figure XIV-1. Le ventilateur a une puissance de 5,5 kW dont la vitesse de rotation est ajustable grâce à un variateur de fréquence. Il permet ainsi de régler la vitesse de sortie du jet jusqu'à 30 m/s. La chambre de tranquillisation est destinée à réduire la turbulence et d'homogénéiser l'écoulement. Le convergent a un rapport de contraction de 24 et à sa sortie est fixée la veine d'essai (buse d'éjection) de section rectangulaire ($50 \times 300 \times 125 \text{ cm}^3$). Cette dernière est décrite plus en détails par la Figure XIV-2. Au bord de fuite de la veine est ajouté le diffuseur. La veine ainsi que le diffuseur est en PMMA. Le diffuseur est constitué de deux biseaux mobiles indépendants dont les angles, mesurés par rapport au sens du jet de vitesse U_o , varient de 0 à 40°. On note α_b et α_h respectivement l'angle du biseau inférieur et supérieur. La longueur des biseaux est de 6 cm.

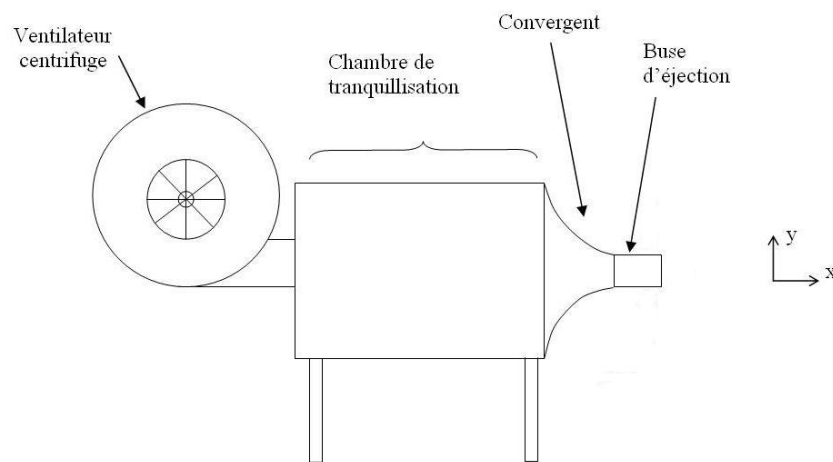


Figure XIV-1 : Schématisation de la soufflerie.

L'origine du repère utilisé est localisée en bas à la sortie de la veine sur la plaque inférieure juste au début du biseau inférieur. L'axe X est dirigé dans le sens de propagation du jet, l'axe Y est dans la direction vertical dirigé vers le haut, puis l'axe Z est dans le sens

d'envergure de la veine. L'axe Z correspond également à l'axe de rotation du biseau inférieur (Figure XIV-2).

Sur la Figure XIV-2 on aperçoit également la location des deux positions pour l'actionneur. La première position se situe 15 mm en amont du biseau inférieur ($X = -5$ mm) et la seconde position se trouve sur le biseau inférieur à 5 mm de l'axe de rotation. Par la suite, nous noterons P1 et P2 les positions respectives en amont du biseau et sur le biseau. Nous avons également vu que deux types de décharges seront utilisées : la décharge couronne DC et la décharge à barrière diélectrique DBD. Ainsi, en P2 nous analyserons l'effet de la DC et de la DBD puis en P1, seulement la DBD sera appliquée.

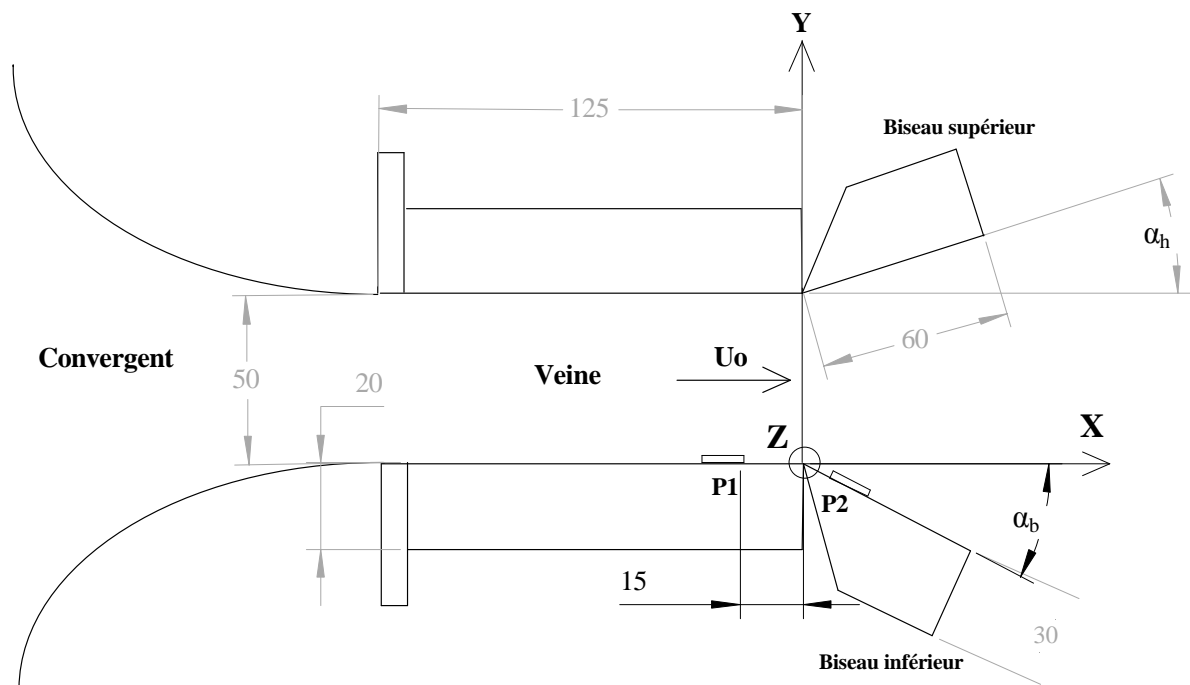


Figure XIV-2 : Schéma de la veine d'essai et du diffuseur.

XIV.2.2 Description des actionneurs

XIV.2.2.1 La décharge couronne DC

Pour cette décharge, nous avons utilisé une anode avec un diamètre de 0,4 mm et une cathode de 0,8 mm de diamètre. Leur longueur est de 30 cm et elles sont distantes de 4 cm. Nous avons pris ces dimensions suite aux premiers résultats obtenus lors de l'étude de la décharge couronne (voir paragraphe V. de la Partie 1) qui ont montré que de telles électrodes

permettaient d'obtenir des courants plus importants sans l'apparitions d'arcs. Cependant, une analyse plus approfondie de ces données a été effectuée après cette étude du jet et elle a finalement montré que cette configuration d'électrodes (0,4 et 0,8 mm) conduisait à des vents ioniques assez faibles en plus de problèmes d'inhomogénéité du plasma le long des électrodes. Par contre, en prenant une cathode de 2 mm de diamètre avec la même anode (0,4 mm), la décharge est plus homogène, le courant moyen plus stable dans le temps et le vent ionique plus important. ***Ainsi, avoir utilisé des électrodes de 0,4 et 0,8 mm a été une erreur mais nous ne le savions pas encore lors de cette étude sur le jet.***

Ensuite, nous rappelons qu'il s'agit ici de décoller un écoulement naturellement collé et que l'idée pour y parvenir est d'imposer le vent ionique dans le sens contraire de l'écoulement. D'un point de vue pratique, nous désignons cette configuration de décharge par sens -. Ainsi, la cathode est à 5 mm de l'axe Z sur le biseau et à 4 cm en aval de celle-ci se situe l'anode (Figure XIV-3). Avec cette disposition, le vent ionique est donc de sens opposé au jet.

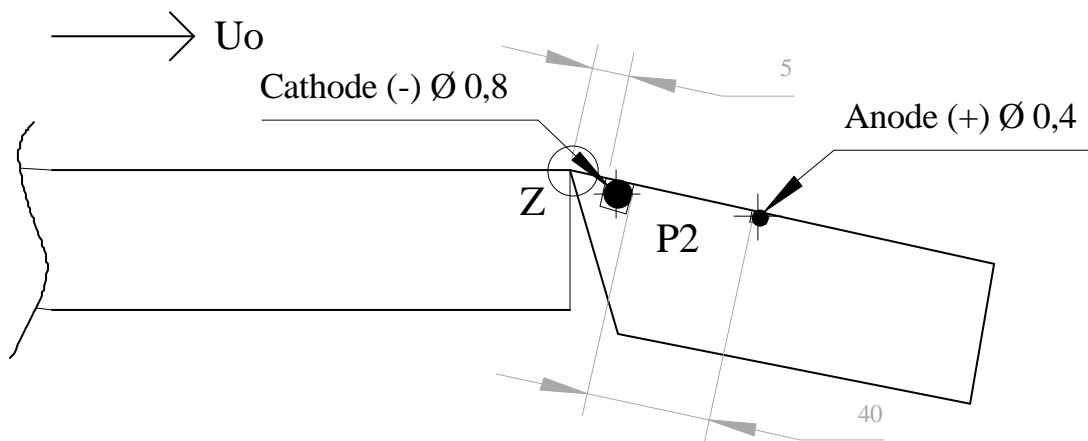


Figure XIV-3 : Détails de la décharge couronne DC.

La décharge est ensuite établie en connectant les électrodes aux deux alimentations HT DC DEL® (+ 40 kV et - 40 kV, 3,75 mA). Pour toutes les expériences qui vont suivre avec la décharge couronne, l'anode sera toujours portée à un potentiel de + 23 kV environ et un potentiel de - 10 kV est appliqué à la cathode. Avec une distance inter-électrodes de 4 cm, le champ électrique moyen E est : $E = 8,25 \text{ kV/cm}$. Le courant moyen obtenu est $i \approx 300 \mu\text{A}$ ce qui correspond à une densité de courant de 1 mA/m ($300 \mu\text{A} / 30 \text{ cm}$). La puissance électrique P_{elec} est donc : $P_{\text{elec}} \approx 11 \text{ W}$. ***Les vitesses étudiées s'échelonnent de 10 à 30 m/s ce***

qui correspond à des nombres électrohydrodynamiques N_{EHD} de 0,05 à 0,006 environ. Ces valeurs de N_{EHD} sont donc très faibles. Enfin, le régime de décharge obtenu est le régime « glow corona ».

XIV.2.2.2 La décharge à barrière diélectrique DBD

La décharge est établie à la surface du profil (en P1 et P2) entre deux électrodes situées de part et d'autre de la plaque. Le diélectrique ici est du PMMA. L'épaisseur du diélectrique aux deux positions est de 3,5 mm. Les électrodes sont des bandes d'aluminium alimentaire de largeur 5 mm et de longueur 30 cm. La distance entre les deux électrodes est de 5 mm (Figure XIV-4).

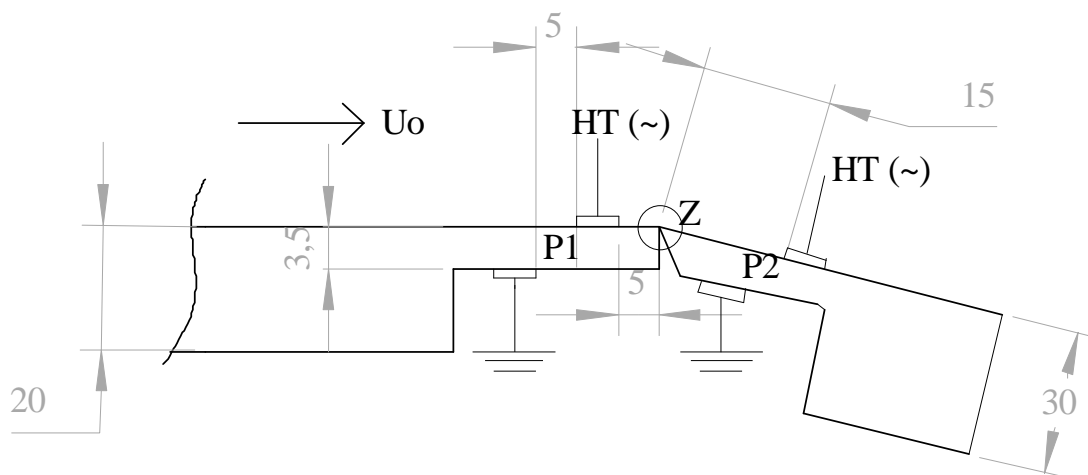


Figure XIV-4 : Détails de la décharge aux deux positions P1 et P2.

Puis, comme pour la décharge couronne, l'objectif est d'établir un vent ionique de sens contraire à l'écoulement afin de provoquer le décollement. De plus, on rappelle que dans le cas de la DBD le vent ionique va de l'électrode active (électrode à laquelle on applique la haute tension AC) vers la seconde électrode reliée à la terre (électrode de masse). Ainsi pour les deux positions, l'électrode supérieure (côté jet) est l'électrode active et 5 mm en amont de l'autre côté de la plaque se situe l'électrode de masse. De ce fait, le vent ionique est bien de sens opposé à celui du jet (sens -). La haute tension est générée en utilisant l'amplificateur HT TREK® (20 kV, 20 mA) commandé par un générateur de signaux (GBF).

Les valeurs des grandeurs électriques (tension U , fréquence f et puissance électrique P_{elec}) seront précisées lors de la présentation des résultats.

XIV.2.3 Méthode de mesure

L'influence de la décharge sur le décollement est évaluée par vélocimétrie laser (PIV). Comme dans le chapitre précédent (couche de mélange), le système employé est le banc Lavigation® avec toutefois une caméra de plus haute définition conduisant à un nombre de vecteurs plus grand (Tableau 1). L'ensemencement est obtenu par vaporisation d'huile cosmétique à l'aide du générateur de fumée CF-Tailor®. La fumée générée est ensuite directement introduite à l'entrée du ventilateur par aspiration.

SYSTEME : Lavigation® ; LOGICIEL : Davis®				
Caméra		Laser		f échantillonnage
<ul style="list-style-type: none"> • CCD Flowmaster de chez Lavigation <ul style="list-style-type: none"> • 1280×1024 pixels • 12 bits • 4096 niveaux de gris 		<ul style="list-style-type: none"> • Twins de chez Quantel® • Yag à doubles impulsions <ul style="list-style-type: none"> • $\lambda = 532 \text{ nm}$ • $E = 30 \text{ mJ}$ 		4 Hz, soit 1 champ toutes les 250 ms
REGLAGE DES PARAMETRES				
U_0	dt	Nombre de champs	traitements	
10 m/s 15 m/s 20 m/s 30 m/s	50 μs 30 μs 20 μs 15 μs	300	<ul style="list-style-type: none"> • Inter corrélations • Fenêtre interrogation initiale 64×64 et finale 32×32 <ul style="list-style-type: none"> • Recouvrement 50 % ⇒ Nombre de vecteurs : 5590 • Filtre signal sur bruit $Q = 1,4$ • Filtre médian 	

Tableau 1 : Description du banc PIV utilisé puis des paramètres de mesure et calculs réglés.

La Figure XIV-5 illustre schématiquement la disposition de la caméra et du plan laser par rapport à la veine. Le plan laser choisi est donc le plan médian de la veine à $Z = 0$. Deux plans ont été visualisés. L'objectif de ces expériences étant surtout d'étudier le décollement le

long du biseau inférieur, le premier plan utilisé était centré sur le biseau inférieur (Plan 1). Ensuite, nous avons pris un plan plus large (Plan 2) permettant de mieux visualiser l'impact de la décharge sur le jet en aval du diffuseur.

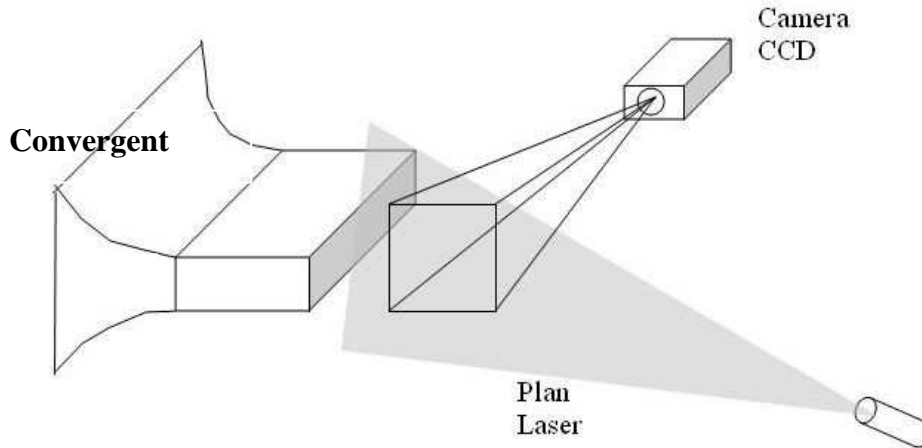


Figure XIV-5 : Schéma simplifié du montage expérimental de la PIV

XIV.2.4 Caractérisation de l'écoulement naturel sans diffuseur

Les résultats présentés dans cette partie ont pour objectif de caractériser l'état de l'écoulement dans la veine sans les deux biseaux du diffuseur. Ces mesures ont été effectuées au tube de Pitot dans le plan médian ($Z = 0$) et au bord de fuite de la veine ($X = 0$). La sonde est reliée à un micromanomètre Furness® (Model 4, 0-120 m/s, précision 1% pleine échelle). Le déplacement du tube de Pitot est réalisé manuellement à l'aide d'une vis sans fin graduée et de précision 0,5 mm.

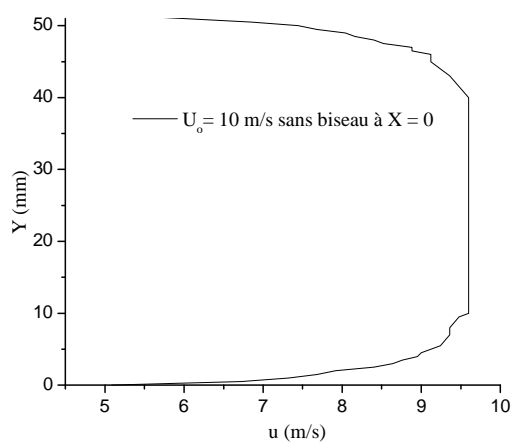
La Figure XIV-6 représente les profils de vitesse obtenus pour 10 (a), 20 (b) et 27 m/s (c) au bord de fuite de la veine ($X = 0$). Ces profils de vitesse permettent d'avoir accès aux grandeurs caractéristiques des couches limites qui se développent en bas ($Y = 0$) et en haut ($Y = 50$ mm) de la veine. Ces grandeurs sont présentées dans les tableaux 2, 3 et 4 et correspondent aux calculs suivants :

$$\text{Epaisseur de couche limite } \delta_{99} \text{ telle que } \frac{\bar{U}}{U_0} = 0.99$$

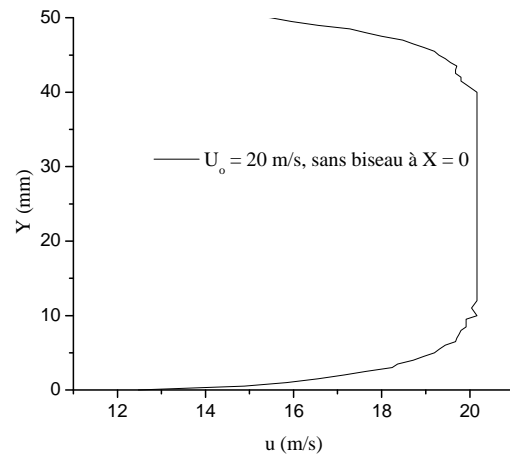
$$\text{Epaisseur de déplacement } \delta_1 = \int_{-\infty}^{+\infty} \left(1 - \frac{\bar{U}}{U_0} \right) dy$$

$$\text{Epaisseur de quantité de mouvement } \delta_2 = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\bar{U}}{U_0} \left(1 - \frac{\bar{U}}{U_0} \right) dy$$

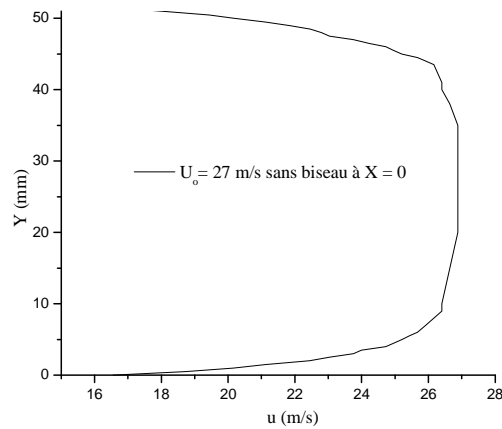
$$\text{Facteur de forme } H = \frac{\delta_1}{\delta_2}$$



(a)



(b)



(c)

Figure XIV-6 : Profils de vitesse dans le plan médian de la soufflerie ($Z = 0$) au bord de fuite de la buse ($X = 0$) à 10 m/s (a), 20 m/s (b), et 27 m/s (c).

Les valeurs de δ_{99} à 10 et 20 m/s montrent une valeur assez différente entre le haut et le bas. L'écoulement n'est donc pas tout à fait symétrique en haut et en bas de la veine pour ces deux vitesses. Par contre, à 27 m/s les valeurs sont identiques des deux côtés de la veine. Les valeurs de ces épaisseurs de couche de mélange sont assez importantes car proche du centimètre. Ceci peut s'expliquer par le faible nombre de points mesurés dans la couche limite du justement à la précision du déplacement. Toutefois, les valeurs du facteur de forme H pour les trois vitesses indiquent que les couches limites inférieures et supérieures sont turbulentes ($H < 1,4$). Ce constat est en accord par le fait que des bandes rugueuses sont collées juste à la sortie du convergent pour provoquer la transition de la couche limite.

$U_o = 10 \text{ m/s}$	Haut	Bas
$\delta_{99} \text{ (mm)}$	8,5	8
$\delta_1 \text{ (mm)}$	1,07	0,84
$\delta_2 \text{ (mm)}$	0,83	0,66
H	1,3	1,26

Tableau 2 : Caractéristiques des couches limites à 10 m/s.

$U_o = 20 \text{ m/s}$	Haut	Bas
$\delta_{99} \text{ (mm)}$	10	8
$\delta_1 \text{ (mm)}$	1,06	0,75
$\delta_2 \text{ (mm)}$	0,84	0,62
H	1,26	1,21

Tableau 3 : Caractéristiques des couches limites à 20 m/s.

$U_o = 27 \text{ m/s}$	Haut	Bas
$\delta_{99} \text{ (mm)}$	8	8
$\delta_1 \text{ (mm)}$	1,09	0,83
$\delta_2 \text{ (mm)}$	0,87	0,67
H	1,26	1,24

Tableau 4 : Caractéristiques des couches limites à 27 m/s.

XIV.2.5 Caractéristiques de l'écoulement naturel avec diffuseur

Dans cette partie nous nous intéressons maintenant à l'état de l'écoulement lorsque nous ajoutons les deux biseaux mobiles du diffuseur sans décharge. Plus précisément, nous voulons déterminer à partir de quel angle α_b l'écoulement est décollé le long du biseau inférieur lorsque le biseau supérieur est horizontal ($\alpha_h = 0^\circ$). Cette étape nous permet ainsi de dégager les angles importants et de restreindre ainsi l'intervalle des angles à utiliser lorsque nous allons appliquer la décharge. Ces résultats sont issus des mesures de PIV avec le premier plan (Plan 1).

La Figure XIV-7 représente les profils adimensionnés du module de la vitesse à 10 m/s et en fonction de l'angle du biseau inférieur α_b à $X = 60$ mm (*i.e.* au bord de fuite du biseau inférieur) et à $X = 80$ mm (à l'extrême droite de la fenêtre du Plan 1). Ces profils montrent que jusqu'à 16° l'écoulement est encore collé ($U/U_o > 0$) alors qu'à partir de 18° la valeur négative de U/U_o entre $Y = -10$ et $+10$ mm indique le décollement de l'écoulement. La transition collé/décollé est donc entre 16 et 18° . Nous nous intéresserons alors à cet intervalle lors du contrôle par décharge. De la même manière pour 30 m/s, les profils de vitesse de la (Figure XIV-8) tracés aux mêmes valeurs de X , indiquent que la transition collé/décollé a lieu entre 16 et 18° . Des mesures également effectuées à 20 m/s, mais non présentées ici, montrent des courbes similaires avec une transition entre 16 et 18° .

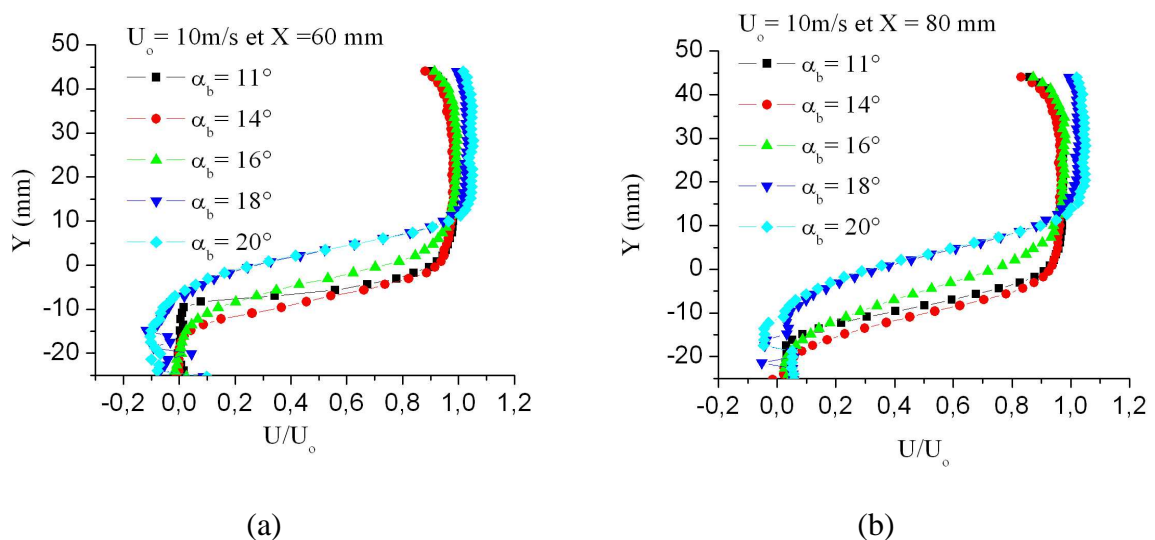


Figure XIV-7 : Evolution des profils de vitesse en fonction de l'angle du biseau inférieur à $X = 60$ mm (a) et à $X = 80$ mm (b) pour $U_o = 10$ m/s.

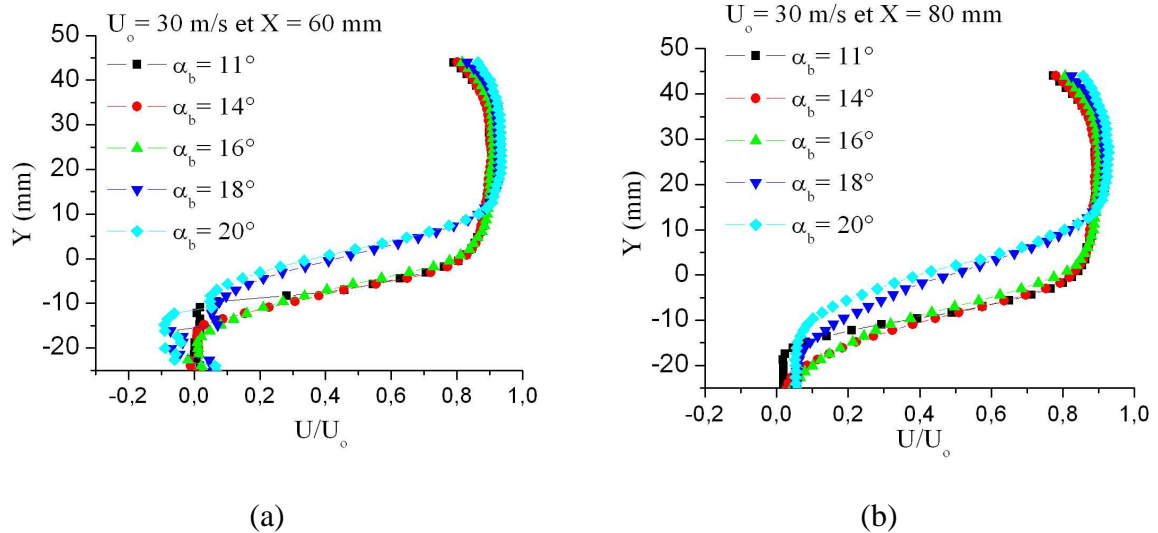


Figure XIV-8 : Evolution des profils de vitesse en fonction de l'angle du biseau inférieur à $X = 60$ mm (a) et à $X = 80$ mm (b) pour $U_0 = 30$ m/s.

Ainsi, nous déduisons de ces mesures préliminaires que le décollement le long du biseau inférieur est indépendant de la vitesse du jet et qu'il a lieu entre 16 et 18° . Cette observation sera confirmée par la suite.

XIV.3 ETUDE PARAMETRIQUE DU DECOLLEMENT SUR LE BISEAU INFÉRIEUR

XIV.3.1 Introduction

L'objectif de cette partie XIV.3 est de déterminer le type de décharge (décharge couronne et décharge à barrière diélectrique) et la position de cette décharge (en amont du biseau inférieur P1 et sur le biseau inférieur P2) pour lesquels le décollement le long du biseau inférieur est le plus important. Cette partie est ainsi divisée en deux sections. Dans une première section (XIV.3.2), nous nous intéressons d'abord au cas de la décharge couronne lorsque celle-ci est appliquée sur le biseau inférieur (P2). Puis la seconde section (XIV.3.3) concerne la décharge à barrière diélectrique lorsque celle-ci est d'abord appliquée en amont du biseau inférieur (P1) et sur le biseau inférieur ensuite (P2). Pour ces deux sections, les mesures seront effectuées à 10 , 15 , 20 et 30 m/s. Ainsi pour chacun des cas (un type de décharge, une position et une vitesse), le principe de la mesure consiste à augmenter progressivement la pente, ou angle, du biseau inférieur, et d'y appliquer la décharge pour provoquer le décollement. Puis à un certain moment, on va atteindre une valeur de l'angle du

biseau inférieur pour laquelle l'écoulement est naturellement décollé. Cette valeur de l'angle définit alors l'angle limite maximale α_L .

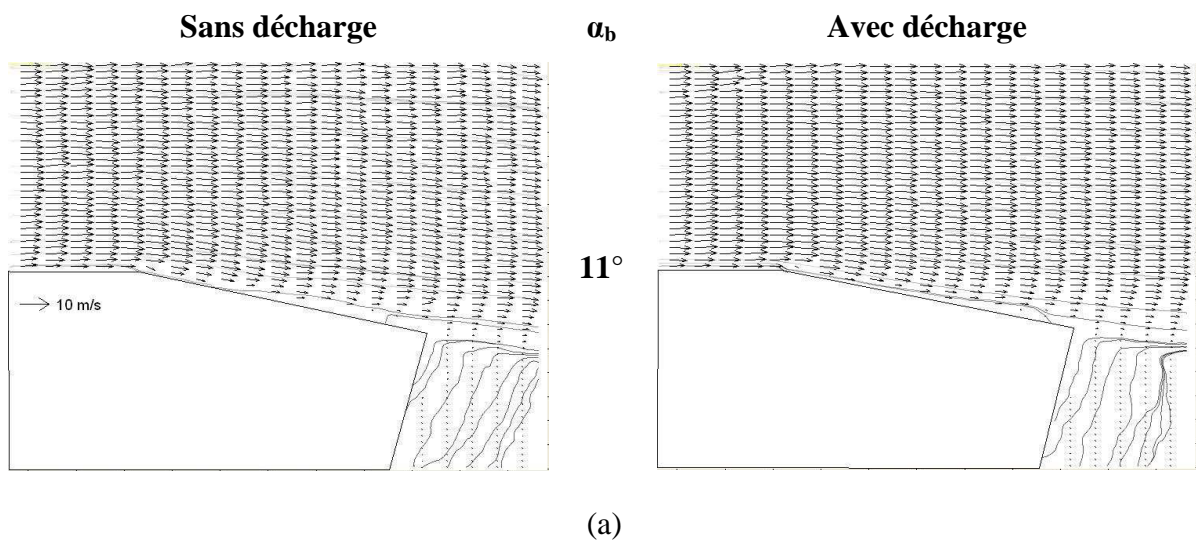
Lors des ces expériences, le biseau supérieur est fixé horizontalement ($\alpha_h = 0^\circ$). Enfin comme il s'agit de décoller l'écoulement, nous rappelons que la décharge est établie de façon à avoir le vent ionique dans le sens opposé à celui du jet (sens $-$).

XIV.3.2 Contrôle par décharge couronne DC

Nous commençons ici par présenter les résultats du contrôle du décollement avec la décharge couronne ($E = 8,25$ kV, $I = 1$ mA/m et $P_{\text{elec}} = 11$ W). Seule la position sur le biseau (position P2) est considéré et le plan PIV utilisé est le plan centré sur le biseau (Plan 1).

XIV.3.2.1 $U_0 = 10$ m/s

La Figure XIV-9 présente les champs de vecteurs obtenus ainsi que les lignes de courant pour $\alpha_b = 11^\circ$ (a), $\alpha_b = 14^\circ$ (b), $\alpha_b = 16^\circ$ (c), et $\alpha_b = 17^\circ$ (d) à 10 m/s. La colonne de gauche correspond au cas sans décharge et la colonne de droite montre les champs de vecteurs moyens avec décharge. La forme blanche représente le biseau inférieur. L'écoulement est dirigé de la droite vers la gauche. Pour $\alpha_b = 11^\circ$, il n'apparaît aucun effet de la décharge sur l'écoulement puisque les champs de vecteurs montrent un écoulement collé pour les deux champs de vecteurs. A 14° , on n'aperçoit qu'un léger décollement au bord de fuite lorsqu'on applique la décharge.



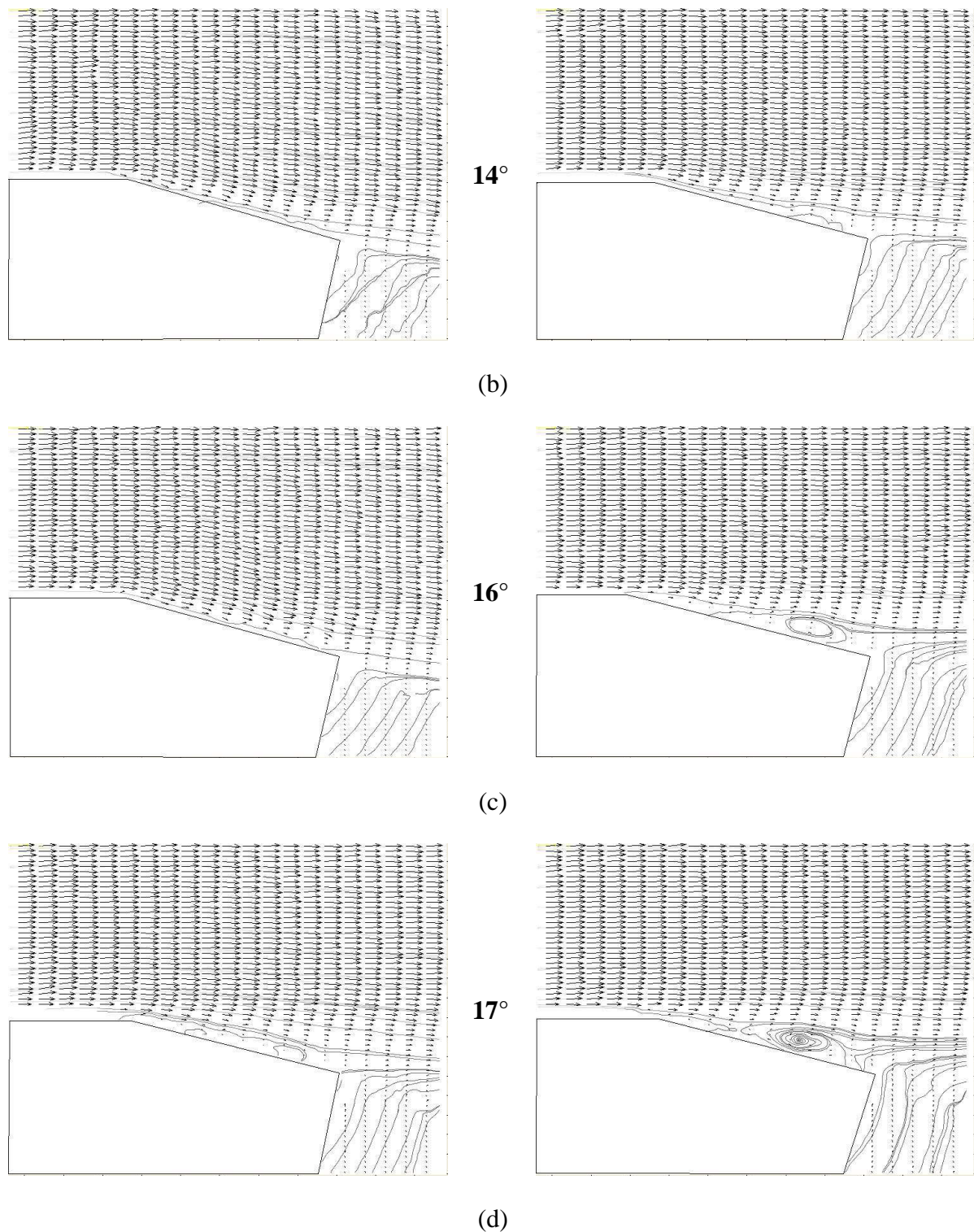


Figure XIV-9 : Champs de vecteurs moyens sans décharge (colonne de gauche) et avec décharge (colonne de droite) pour α_b à 11° (a), 14° (b), 16° (c) et 17° (d), pour $U_0 = 10$ m/s.

Par contre, pour $\alpha_b = 16^\circ$, l'écoulement sans décharge est toujours collé et est complètement décollé avec décharge. On voit en effet que les lignes de courant décrivent une

zone de recirculation au-dessus du biseau. Enfin, à 17° l'écoulement est déjà légèrement décollé sans décharge et la décharge ne fait donc qu'augmenter le décollement.

Afin de confirmer l'effet de la décharge sur le décollement, nous avons tracé les profils de vitesse adimensionnés pour les quatre valeurs d'angles précédents au-dessus du biseau à $X = 40$ mm (Figure XIV-10). *Nous rappelons que l'origine du repère (i.e. $X = 0$ et $Y = 0$) se situe au bout de la veine en bas sur l'axe de rotation du biseau inférieur et que le biseau a une longueur de 6 cm.*

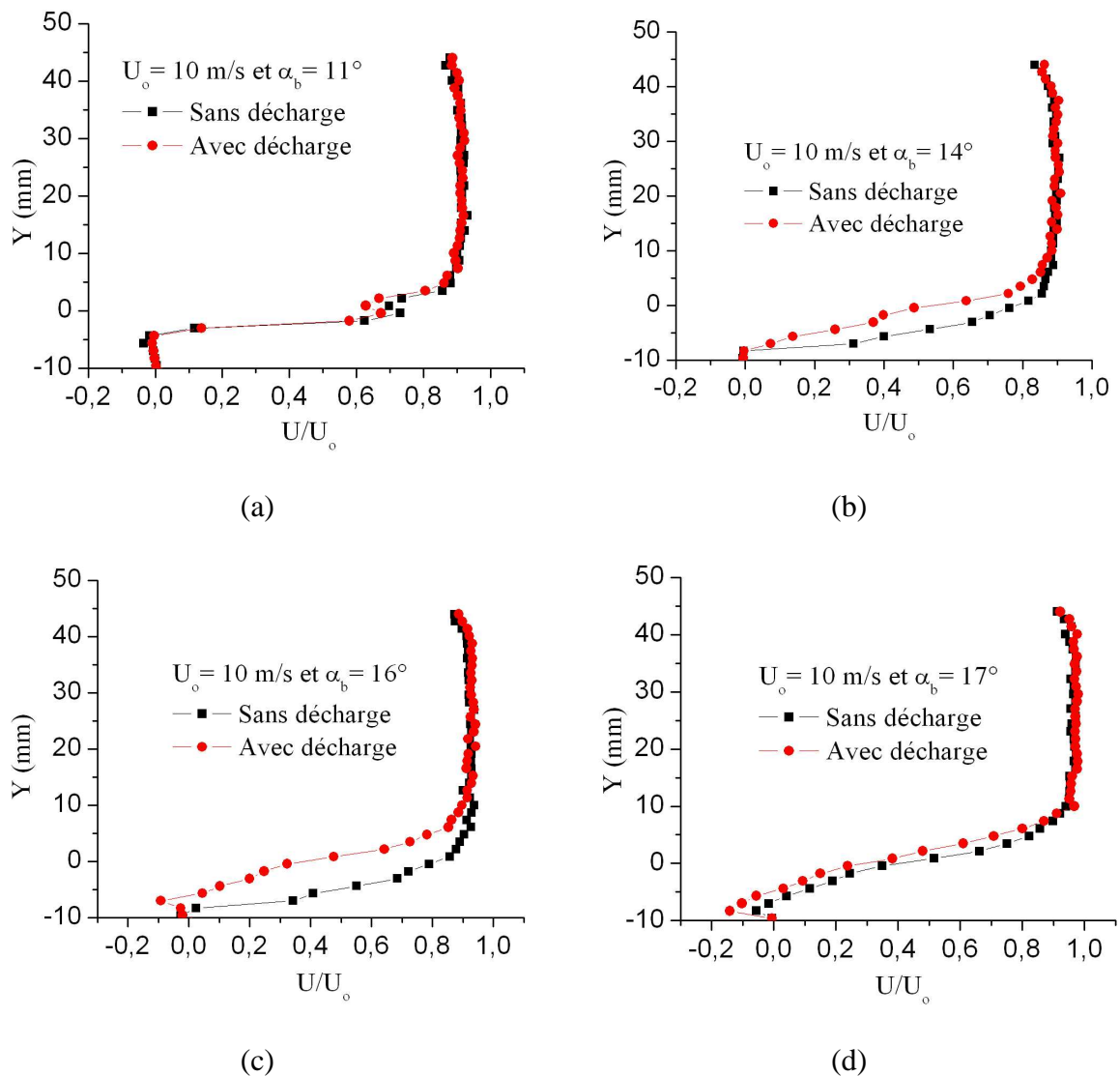


Figure XIV-10 : Evolution des profils de vitesse avec et sans décharge à $X = 40$ mm pour α_b égale à 11° (a), 14° (b), 16° (c) et 17° (d), pour $U_0 = 10$ m/s.

Ainsi, nous voyons bien qu'à 11° la décharge n'a aucun effet puisque les profils avec et sans décharge sont confondus. A 14° , le profil avec décharge est au-dessus de celui sans

décharge ce qui représente une diminution de la vitesse proche de la paroi du biseau. Mais étant donné que la vitesse est toujours positive ($U/U_0 > 0$), l'écoulement est toujours collé. Par contre à 16° , on observe bien le décollement de l'écoulement par action de la décharge. En effet, le profil avec décharge indique que la vitesse proche de la paroi est négative ($U/U_0 < 0$). L'écoulement est donc décollé. Enfin, les valeurs négatives de la vitesse sans décharge à 17° montre que l'écoulement est déjà décollé.

De cette première série de résultats à 10 m/s, nous devons retenir qu'il est possible de complètement décoller l'écoulement le long du biseau pour un angle de 16° . Ainsi, à 10 m/s et en utilisant la décharge couronne DC sur le biseau, l'angle limite est $\alpha_L = 16^\circ$.

XIV.3.2.2 $U_0 = 15$ m/s

Pour 15 m/s, seul les résultats à l'angle limite sont présentés. Les expériences menées à cette vitesse ont alors montré que l'effet le plus notable est obtenu pour $\alpha_b = 17^\circ$. Les champs de vecteurs moyens correspondant sont illustrés à la Figure XIV-11 sans décharge (a) et avec décharge (b). Puis, la Figure XIV-12 représente les profils de vitesse à $X = 40$ mm à 17° . Ces résultats indiquent que le décollement est encore possible à 15 m/s. Sans décharge l'écoulement est bien collé le long du biseau (Figure XIV-12) et le champ de vecteurs avec décharge montre que l'écoulement est décollé (apparition d'une zone de recirculation). De plus, la valeur négative du profil de vitesse avec décharge confirme bien le décollement de l'écoulement.

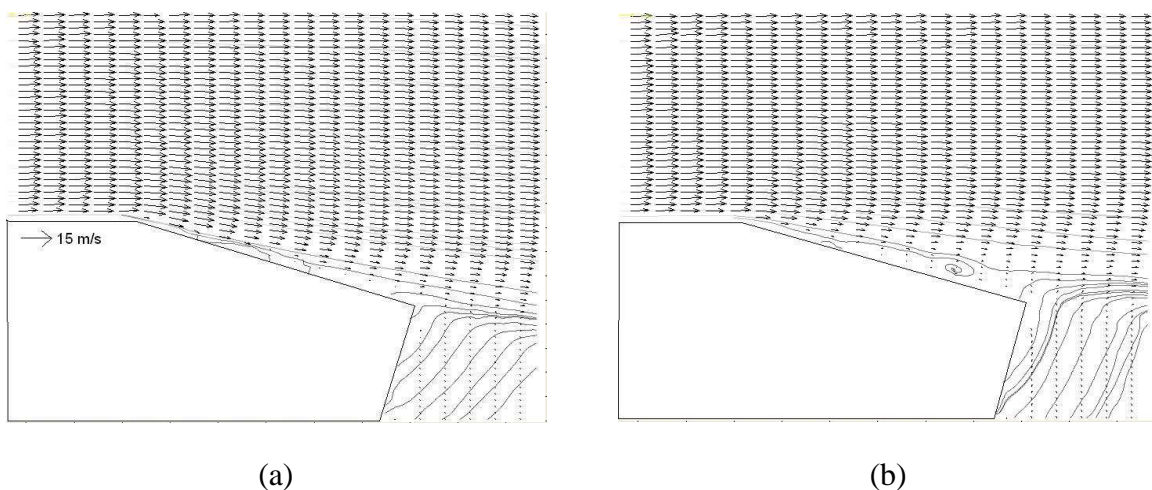


Figure XIV-11 : Champs de vecteurs moyens pour $\alpha_b = 17^\circ$ sans (a) et avec décharge (b), pour $U_0 = 15$ m/s.

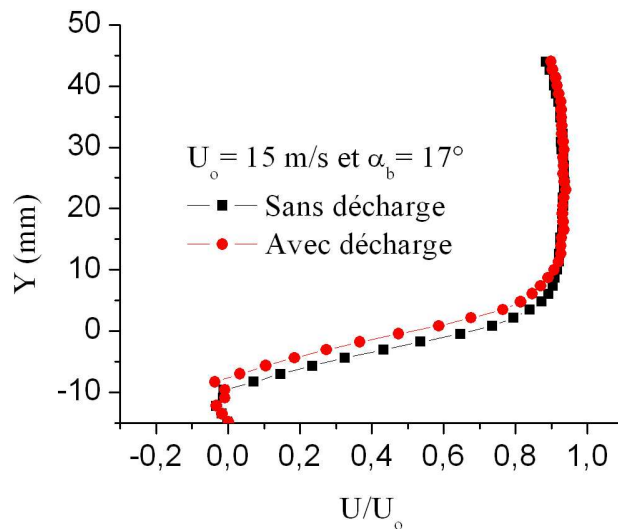


Figure XIV-12 : Profils de vitesse avec et sans décharge à $X = 40$ mm pour $\alpha_b = 17^\circ$ et $U_o = 10$ m/s.

A 15 m/s, le décollement est donc encore possible avec la décharge couronne et la valeur de l'angle limite est cette fois $\alpha_L = 17^\circ$.

XIV.3.2.3 $U_o = 20$ m/s

Comme précédemment, seuls les résultats à l'angle limite sont exposés à 20 m/s. Pour cette vitesse, l'angle limite est de nouveau 17° . Les champs de vecteurs moyens à 17° sont alors décrits à la Figure XIV-13 et les profils de vitesse correspondant à la Figure XIV-14.

A partir de 15, nous pouvons remarquer que l'effet de la décharge sur l'écoulement est moindre comparativement à 10 m/s. On n'observe plus de décollement significatif (absence de zone de recirculation) mais seulement une légère diminution de la vitesse (profils avec décharge de la Figure XIV-14).

L'angle limite à 20 m/s n'a pas la même signification qu'à 10 et 15 m/s car il n'y a plus de décollement mais il représente dans ce cas l'angle pour lequel l'effet de la décharge sur l'écoulement est le plus important.

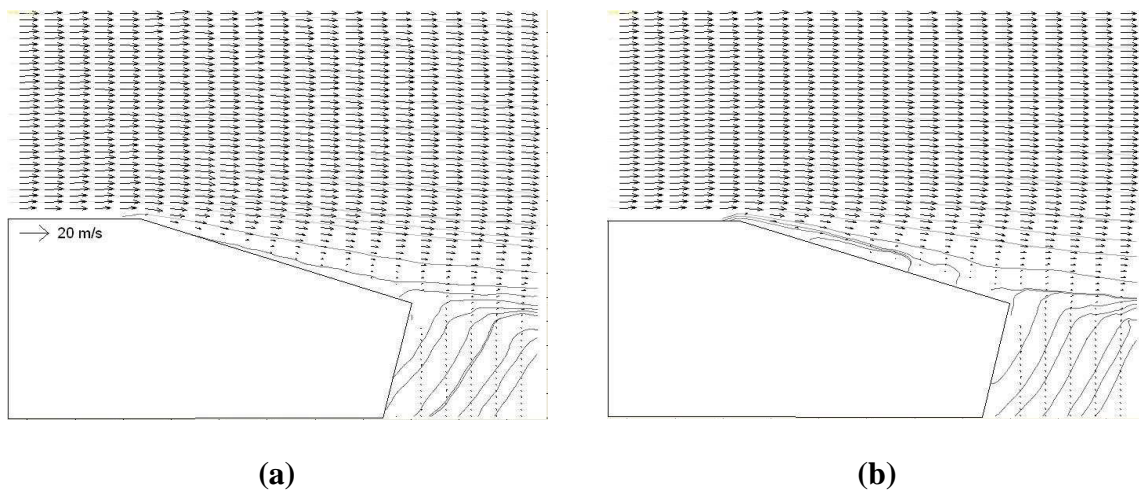


Figure XIV-13 : Champs de vecteurs moyens pour $\alpha_b = 17^\circ$ sans (a) et avec décharge (b), pour $U_0 = 20$ m/s.

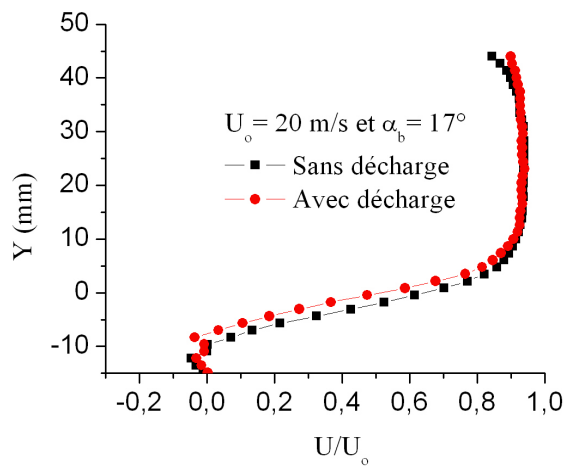


Figure XIV-14 : Profils de vitesse avec et sans décharge à $X = 40$ mm pour $\alpha_b = 17^\circ$ et $U_0 = 20$ m/s.

XIV.3.2.4 $U_0 = 30$ m/s

Enfin, nous terminons cette série de mesures avec la décharge couronne pour 30 m/s. A cette vitesse, les résultats obtenus ont montré qu'on ne parvenait ni à décoller l'écoulement ni à diminuer la vitesse. Un exemple de champs de vecteurs à 17° (Figure XIV-15) et les profils de vitesse à cet angle (Figure XIV-16) montre clairement que l'écoulement est inchangé par action de la décharge.

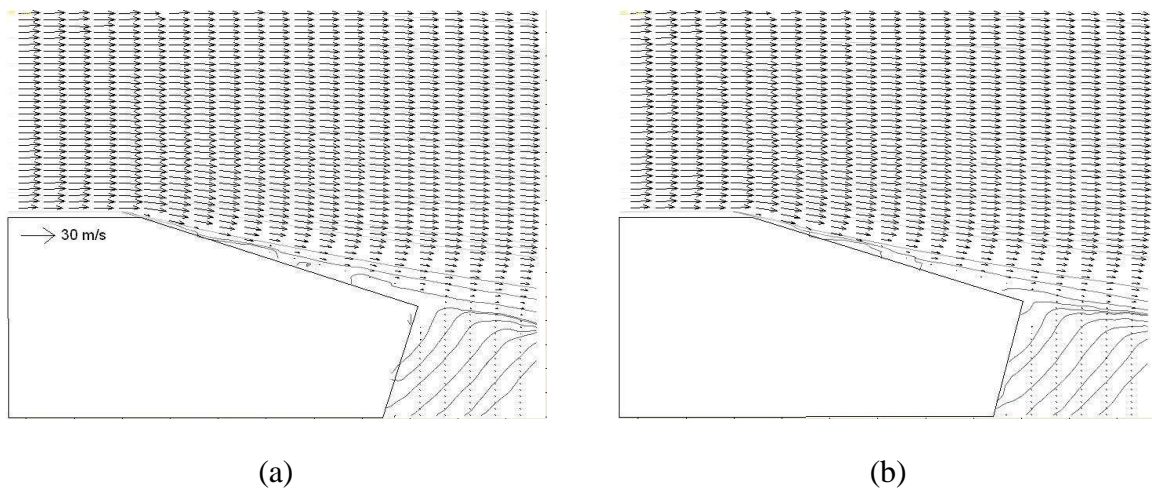


Figure XIV-15 : Champs de vecteurs moyens pour $\alpha_b = 16^\circ$ sans (a) et avec décharge (b), pour $U_0 = 30$ m/s.

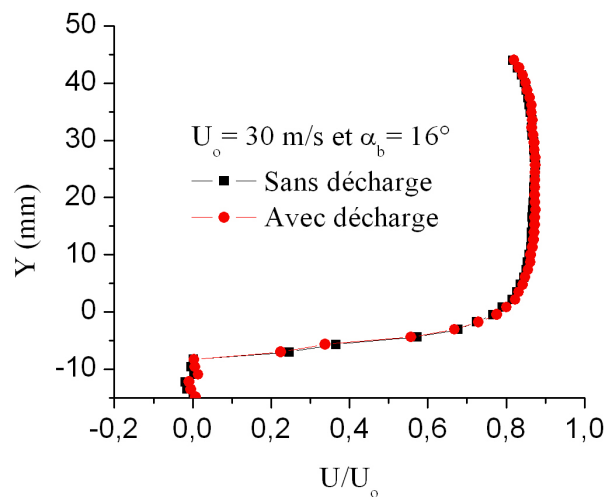


Figure XIV-16 : Profils de vitesse avec et sans décharge à $X = 40$ mm pour $\alpha_b = 16^\circ$ et $U_0 = 30$ m/s.

XIV.3.2.5 Conclusion

Pour résumer ces premiers essais avec la décharge couronne ($P_{\text{elec}} = 11$ W et N_{EHD} de 0,05 à 0,006) sur le biseau (P2), nous pouvons dire qu'il est possible de décoller complètement l'écoulement le long du biseau à 10 et 15 m/s pour des angles respectifs de 16 et 17°. A 20 m/s, seul une diminution de la vitesse est observée et cette diminution est maximale pour un angle du biseau de 17°. Enfin, les premiers résultats à 30 m/s ont montré que la décharge semble n'avoir aucun effet sur l'écoulement.

XIV.3.3 Contrôle par décharge à barrière diélectrique (DBD)

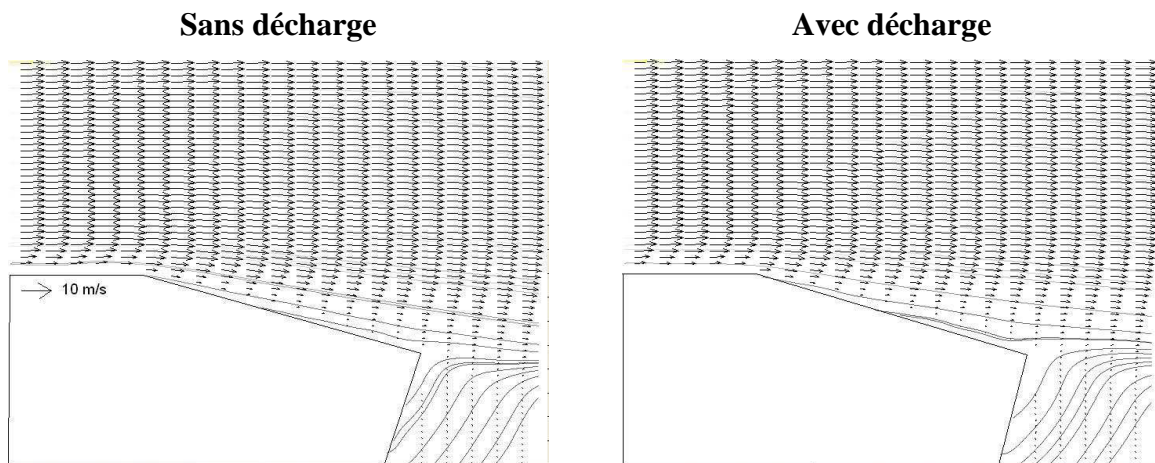
XIV.3.3.1 Introduction

Dans cette partie nous allons exposer les résultats issus du contrôle par décharge à barrière diélectrique (DBD) pour les deux positions (P1 d'abord et P2 ensuite) à 10, 15, 20 et 30 m/s. Comme pour la décharge couronne, le plan PIV utilisé lors de ces nouvelles mesures est le plan centré sur le biseau (Plan 1). Enfin, pour tous les résultats suivants, nous avons : $U = 20$ kV, $f = 700$ Hz et $P_{\text{elec}} \approx 22$ W.

XIV.3.3.2 Décharge en position P1

Nous débutons avec les résultats obtenus lorsque la décharge est appliquée en amont du biseau (P1).

La Figure XIV-17 présente les champs de vecteurs moyens ainsi que les lignes de courant pour 10 (a), 15 (b), 20 (c) et 30 m/s (d) et pour un angle du biseau inférieur $\alpha_b = 17^\circ$. Les colonnes de gauche et de droite correspondent respectivement au cas sans et avec décharge. Ensuite, des profils de vitesse à $X = 40$ mm ont été tracés pour chaque vitesse (Figure XIV-18) et au même angle du biseau (17°).



(a)

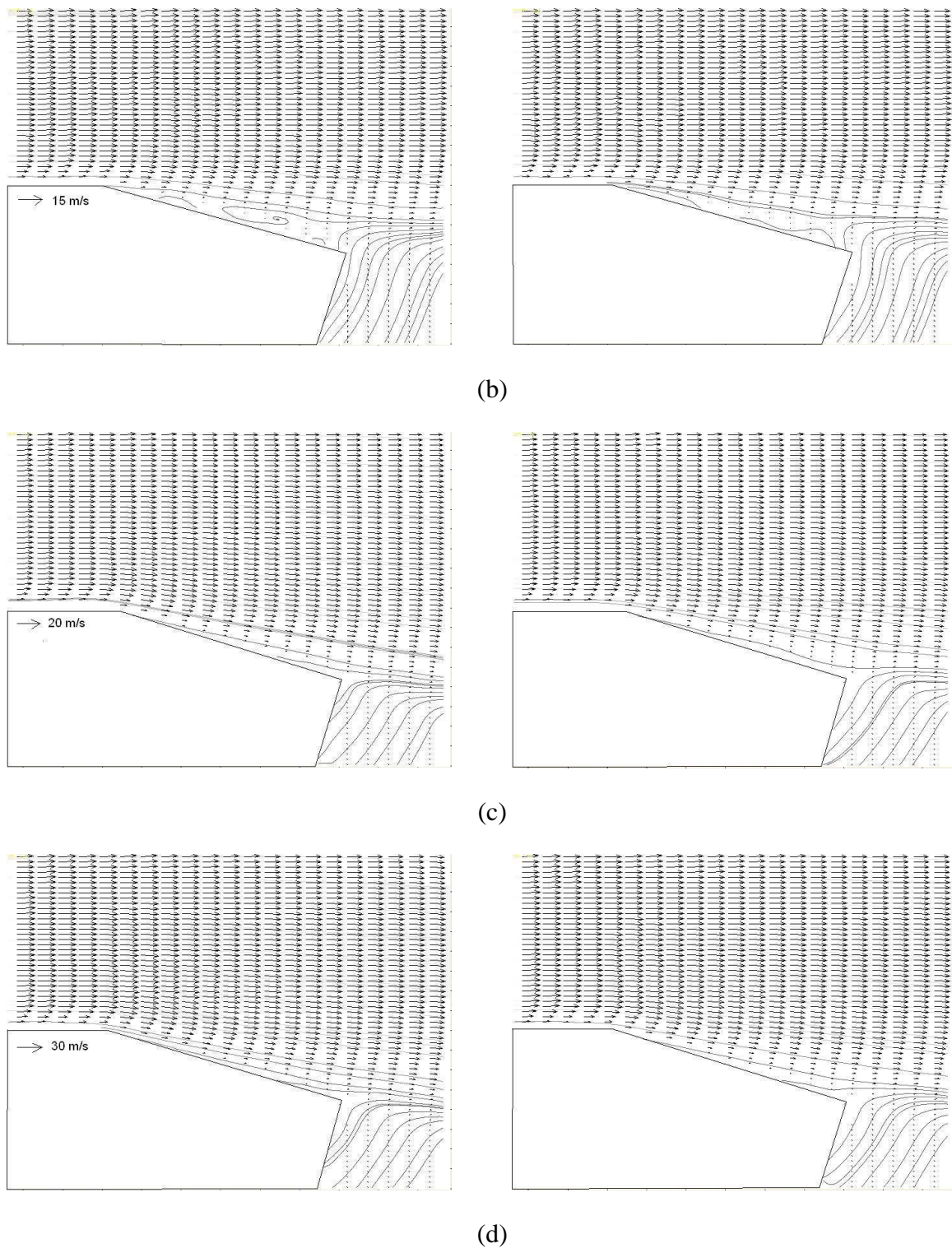


Figure XIV-17 : Champs de vecteurs moyens sans décharge (colonne de gauche) et avec décharge (colonne de droite) pour $\alpha_b = 17^\circ$ à 10 m/s (a), 15 m/s (b), 20 m/s (c) et 30 m/s (d).

Pour chaque vitesse, les champs de vecteurs avec décharge et sans décharge semblent identiques. En effet, dans les deux cas l'écoulement est toujours collé le long du biseau. Ceci

est également confirmé par les profils de vitesse qui sont quasiment confondus. Il semblerait toutefois avoir un effet plus important à 20 m/s par rapport aux autres vitesses puisqu'on observe une légère diminution de vitesse.

On peut donc conclure que la décharge en position P1 (amont du biseau) n'a aucun effet sur le décollement de l'écoulement

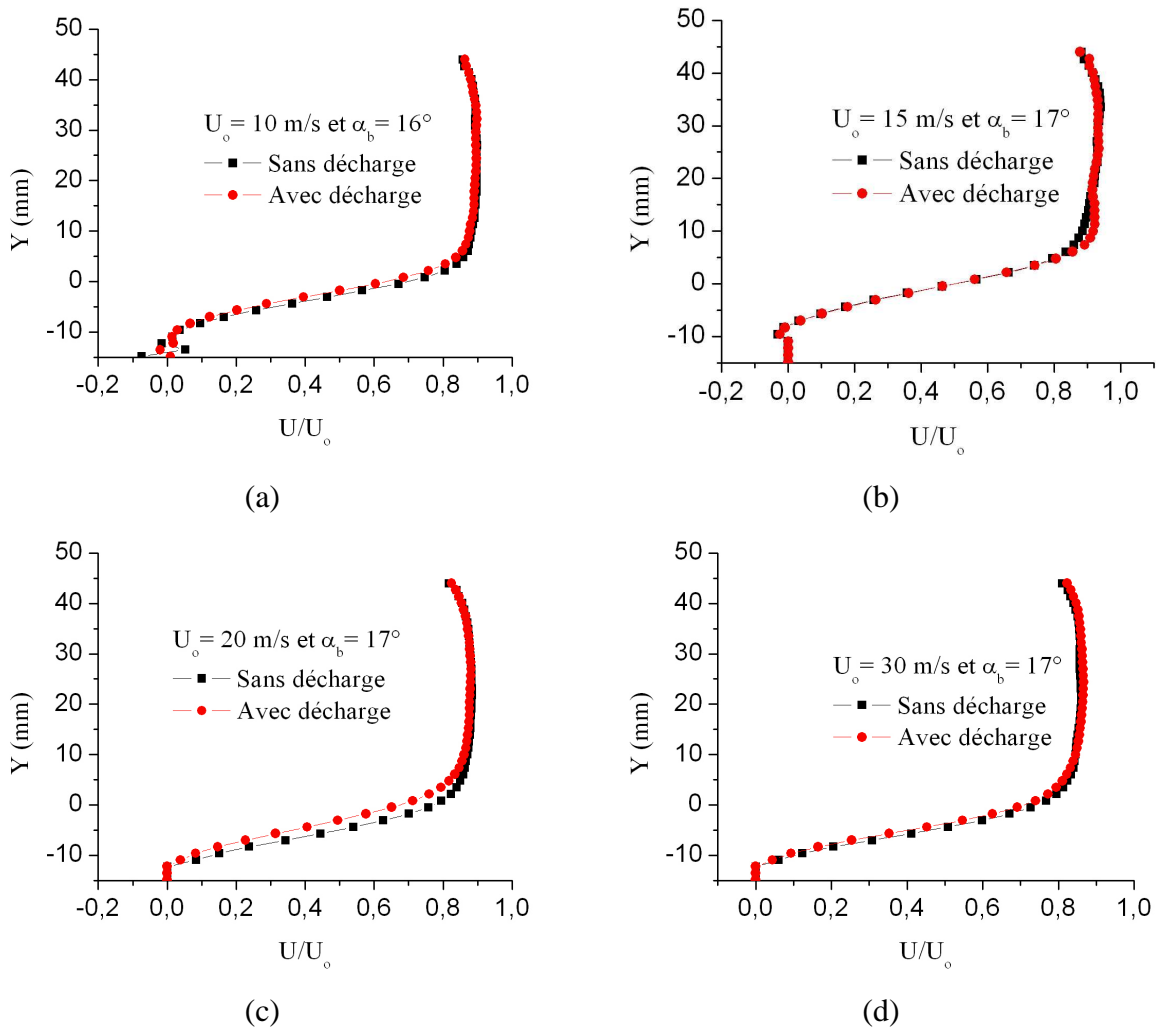


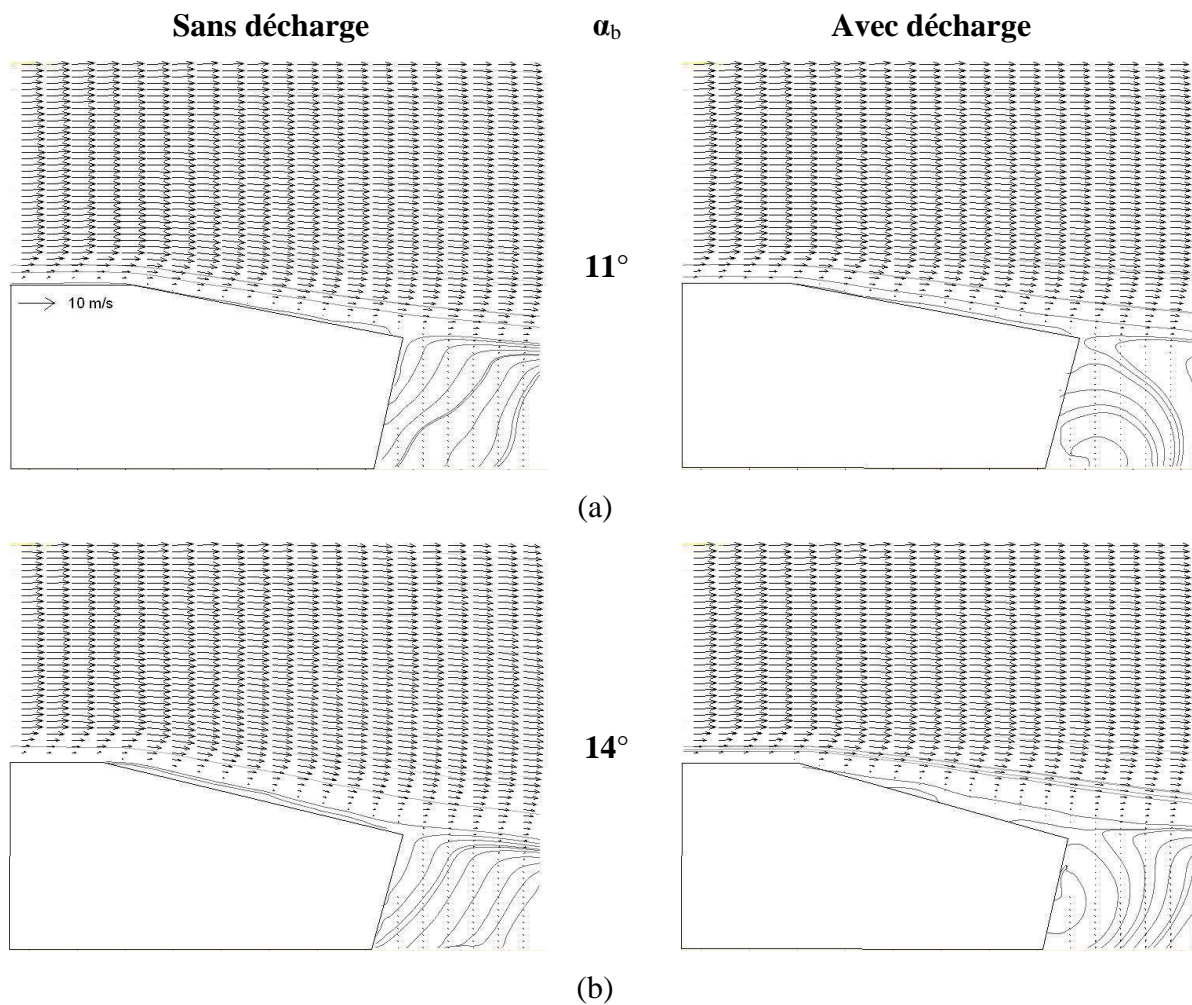
Figure XIV-18 : Profils de vitesse avec et sans décharge à $X = 40$ mm pour $\alpha_b = 17^\circ$ à 10 m/s (a), 15 m/s (b), 20 m/s (c) et 30 m/s (d).

XIV.3.3.3 Décharge en position P2

Nous poursuivons cette première étape avec les résultats obtenus avec la DBD lorsque celle-ci est établie sur le biseau inférieur. L'effet du contrôle est de nouveau illustré à travers des champs de vecteurs moyens et des profils de vitesse.

XIV.3.3.3.1 $U_0 = 10 \text{ m/s}$

Les champs de vecteurs moyens et lignes de courant à 10 m/s de la Figure XIV-19 montrent l'évolution du contrôle du décollement en fonction de la valeur de l'angle du biseau inférieur α_b . Comme précédemment, la colonne de gauche correspond au cas sans décharge et celle de droite au cas avec décharge. A 11° l'écoulement est collé dans les deux cas, prouvant qu'il n'y a aucun effet de la décharge sur l'écoulement. L'effet semble un peu plus important pour $\alpha_b = 14^\circ$ puisqu'on peut observer un léger décollement au bord de fuite. Ensuite, à 16° , l'écoulement sans décharge est collé et lorsqu'on applique la décharge, l'écoulement est complètement décollé sur toute la longueur du biseau (large de zone de recirculation au-dessus du biseau). Enfin, pour $\alpha_b = 17^\circ$, l'écoulement étant déjà naturellement décollé, l'action de la décharge est inutile.



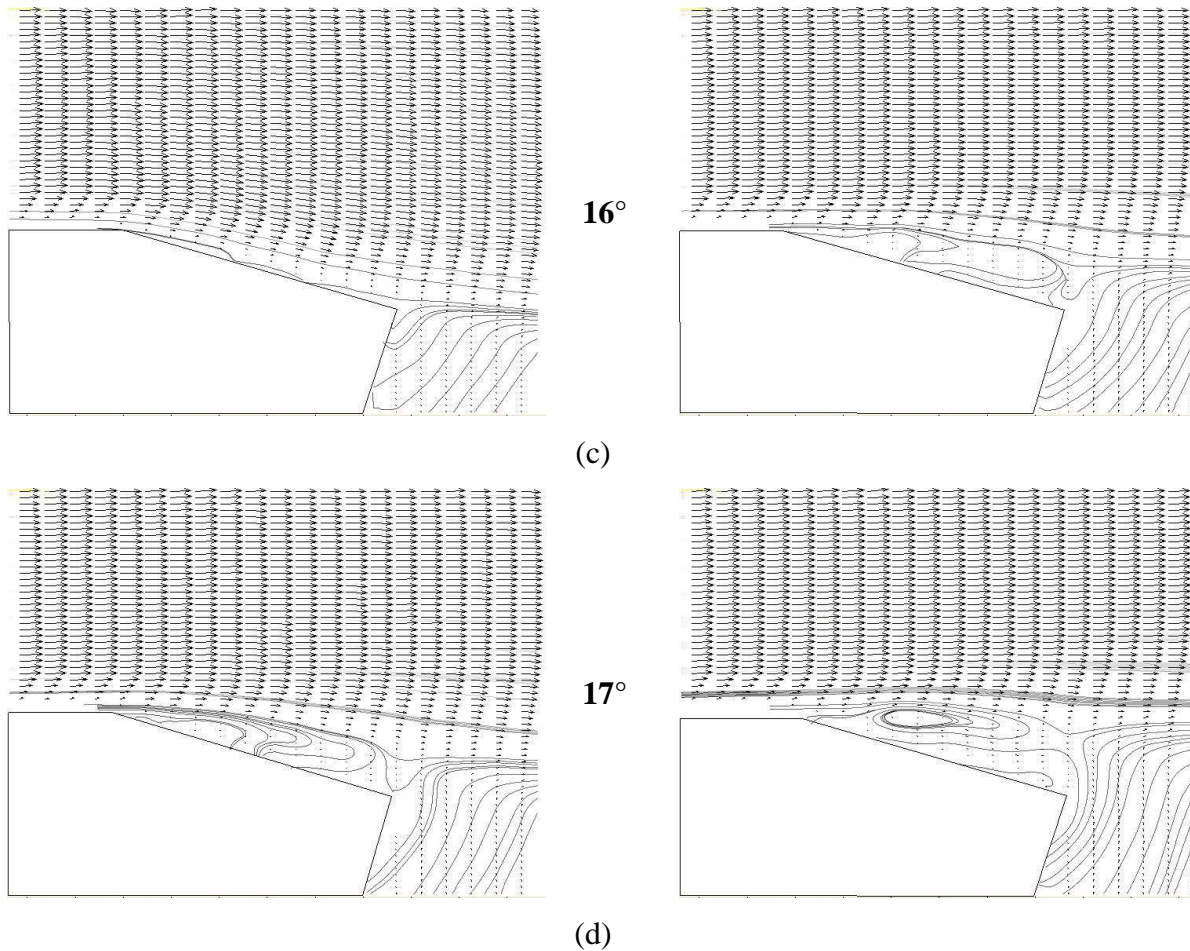


Figure XIV-19 : Champs de vecteurs moyens sans décharge (colonne de gauche) et avec décharges (colonne de droite) pour α_b à 11° (a), 14° (b), 16° (c) et 17° (d), pour $U_0 = 10$ m/s.

Les profils de vitesse adimensionnés par U_0 correspondants aux angles des champs de vecteurs précédents sont représentés à la Figure XIV-20. Ces profils ont été tracés au-dessus du biseau à $X = 40$ mm. Ces profils de vitesse nous montrent très bien l'évolution en fonction de la valeur de l'angle du biseau inférieur α_b et confirment les observations issues des champs de vecteurs de la Figure XIV-19. On remarque en effet qu'à 11° (a) l'action de la décharge est très faible sur l'écoulement. A 14° (b), la décharge ne fait que diminuer la vitesse sans décoller l'écoulement car on toujours $U/U_0 > 0$ pour tout Y . Ensuite, le profil avec décharge à 16° (c) montre bien le décollement de l'écoulement. En effet, de $Y = -10$ à -8 mm (*i.e.* proche de la paroi) nous avons $U/U_0 < 0$. Enfin, les profils avec et sans décharge à 17° montrent que l'écoulement est toujours décollé.

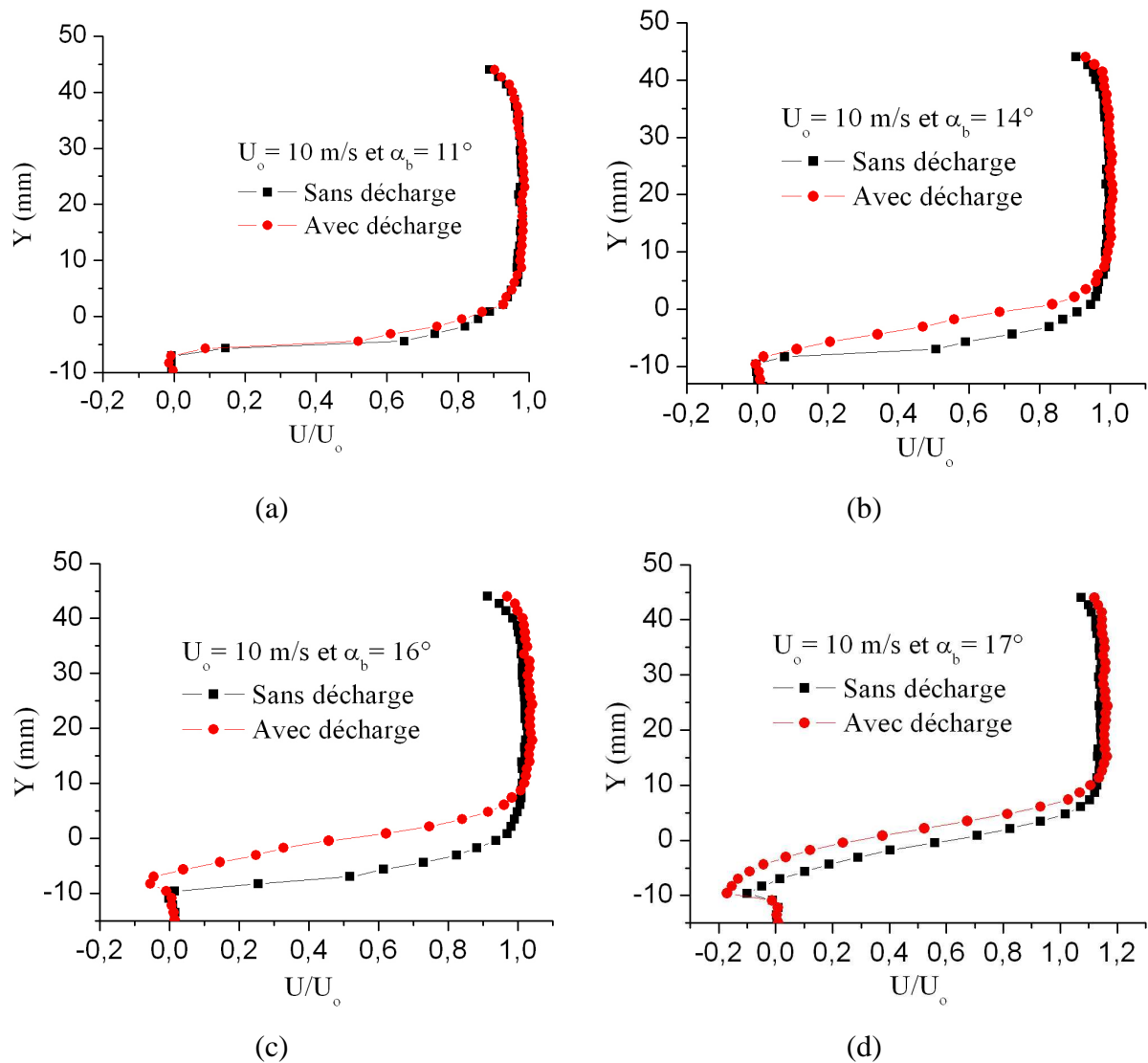


Figure XIV-20 : Evolution des profils de vitesse avec et sans décharge à $X = 40$ mm pour α_b 11° (a), 14° (b), 16° (c) et 17° (d), pour $U_0 = 10$ m/s.

Ces résultats à 10 m/s en agissant sur le biseau par l'intermédiaire d'une DBD sont très satisfaisants puisqu'il est possible de décoller un écoulement naturellement collé le long du biseau lorsque l'angle de ce dernier est de 16° . L'angle limite dans ce cas est alors $\alpha_L = 16^\circ$. Les résultats sont à peu près similaires à ceux obtenus avec la décharge couronne à 10 m/s.

XIV.3.3.3.2 $U_0 = 15$ m/s

Comme pour 10 m/s, l'évolution de l'effet de la décharge en fonction de l'angle du biseau à 15 m/s est semblable. Ainsi à 15 m/s, seuls les résultats à l'angle limite sont présentés. Les mesures effectuées à 15 m/s ont montré que la valeur de l'angle limite est de

17°. Les champs de vecteurs moyens correspondant à cet angle sont illustrés à la Figure XIV-21. On y observe que sans décharge (a) l'écoulement le long du biseau est collé alors qu'il est décollé par application de la décharge (b). Puis, les valeurs négatives de la vitesse pour le profil de vitesse avec décharge à $X = 40$ mm (Figure XIV-22) confirment le décollement observé avec le champ de vecteur.

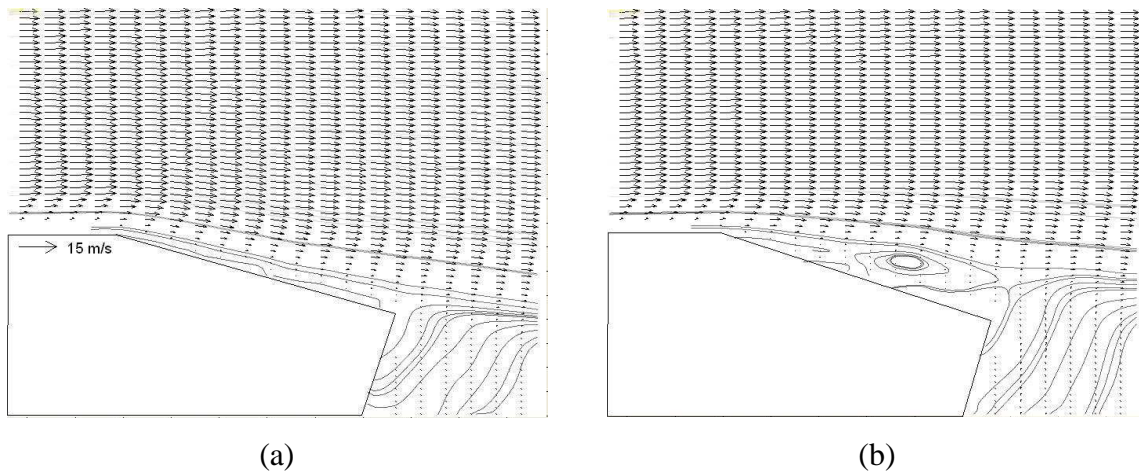


Figure XIV-21 : Champs de vecteurs moyens pour $\alpha_b = 17^\circ$ sans (a) et avec décharge (b), pour $U_0 = 15$ m/s.

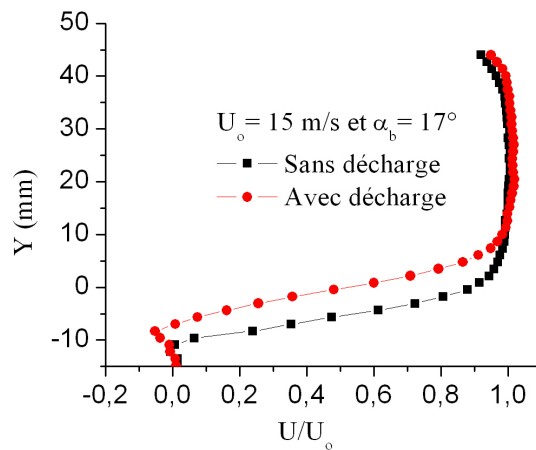


Figure XIV-22 : Profils de vitesse avec et sans décharge à $X = 40$ mm pour $\alpha_b = 17^\circ$ et $U_0 = 15$ m/s.

XIV.3.3.3.3 $U_0 = 20$ m/s

Pour 20 m/s, nous présentons également les résultats obtenus à l'angle limite. La valeur de cet angle est le même qu'à 15 m/s : $\alpha_L = 17^\circ$. La Figure XIV-23 représente donc les

champs de vecteurs pour 17° . Sans décharge (a) l'écoulement est collé et avec décharge (b) on aperçoit que l'écoulement est décollé sur un tiers du biseau environ. L'effet de la décharge est donc moins important qu'à 15 m/s . Les profils de vitesse pour ce cas (20 m/s et $\alpha_b = 17^\circ$) à $X = 40 \text{ mm}$ montre que la décharge diminue la vitesse mais l'écoulement reste collé ($U/U_0 \geq 0$).

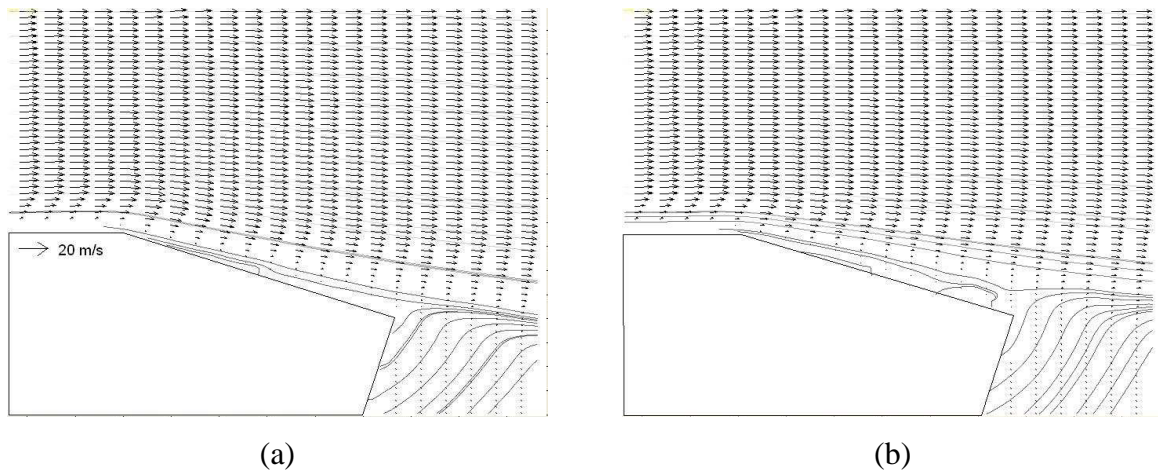


Figure XIV-23 : Champs de vecteurs moyens pour $\alpha_b = 17^\circ$ sans (a) et avec décharge (b), pour $U_0 = 20 \text{ m/s}$.

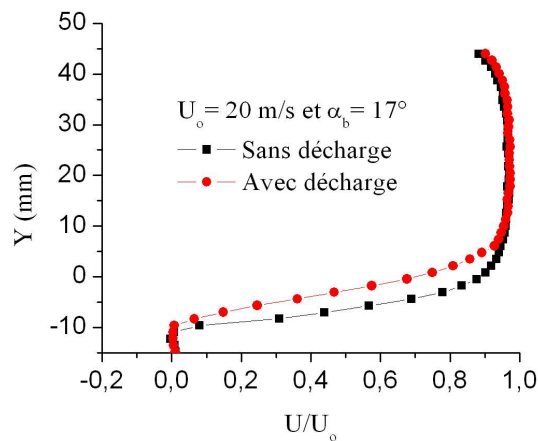


Figure XIV-24 : Profils de vitesse avec et sans décharge à $X = 40 \text{ mm}$ pour $\alpha_b = 17^\circ$ et $U_0 = 20 \text{ m/s}$.

XIV.3.3.3.4 $U_0 = 30 \text{ m/s}$

Enfin, nous terminons avec les résultats obtenus à 30 m/s . La Figure XIV-25 montre les champs de vecteurs obtenus sans (a) et avec décharge (b). Le champ sans décharge

indique que l'écoulement est collé à la paroi sauf peut être au bord de fuite où la vitesse est nulle sur quelques millimètres au-dessus de la paroi. L'application de la décharge a pour effet de diminuer davantage la vitesse dans cette zone y provoquant ainsi le décollement. Ce constat est également visible avec les profils de vitesse de la Figure XIV-26 où on observe une légère valeur négative de la vitesse proche de la paroi lorsque la décharge est établie. Ceci signifie donc que l'écoulement est décollé.

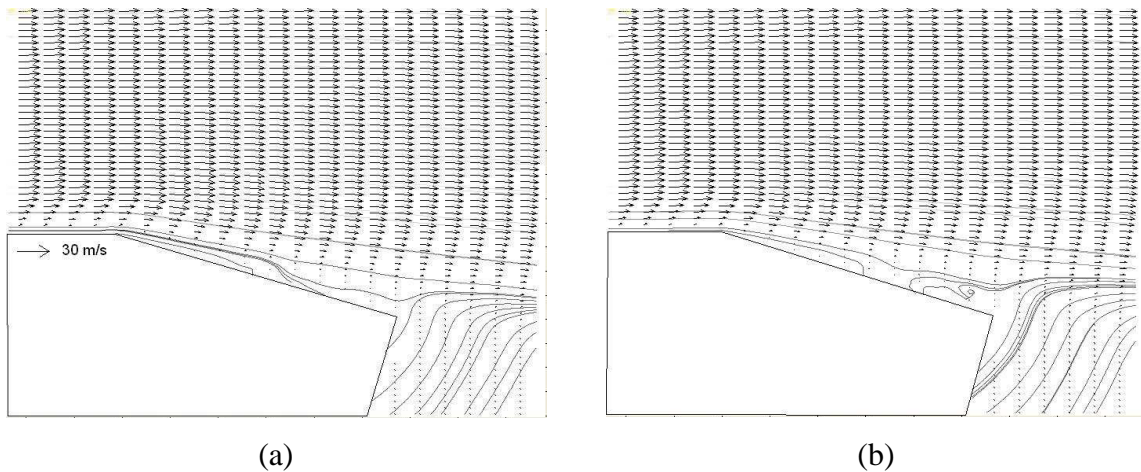


Figure XIV-25 : Champs de vecteurs moyens pour $\alpha_b = 17^\circ$ sans (a) et avec décharge (b), pour $U_o = 30$ m/s.

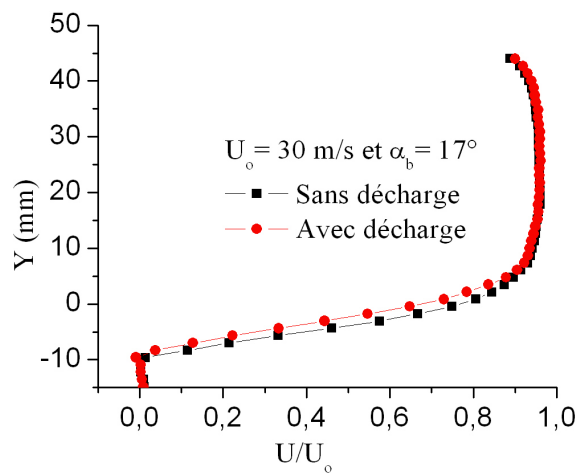


Figure XIV-26 : Profils de vitesse avec et sans décharge à $X = 40$ mm pour $\alpha_b = 17^\circ$ et $U_o = 30$ m/s.

XIV.3.4 Conclusion partielle

L'étude paramétrique présentée ci-dessus a donc mis en évidence deux résultats principaux. En premier lieu, nous avons vu que la décharge appliquée en amont du biseau (P1) ne permet pas de décoller l'écoulement le long du biseau inférieur. Et en second lieu, la DBD conduit à un décollement plus important qu'avec la décharge couronne lorsque la vitesse du jet est supérieure à 15 m/s. Nous allons donc poursuivre l'étude en ne considérant que la DBD sur le biseau inférieur.

XIV.4 INFLUENCE DES PARAMETRES ELECTRIQUES DE LA DBD

Les résultats du paragraphe précédent ont montré que le décollement est plus efficace pour une décharge de type DBD positionnée sur le biseau (P2). De plus, les résultats préliminaires à 30 m/s nous encouragent à continuer et à nous concentrer à cette vitesse avec cette configuration : position sur le biseau P2 et décharge à barrière diélectrique. Enfin, nous avons vu que l'angle maximum pour lequel le décollement est encore possible est $\alpha_L = 17^\circ$. Nous allons maintenant compléter ce travail en analysant l'influence de la fréquence et la forme d'onde du signal électrique employé.

XIV.4.1.1 Influence de la fréquence

L'expérience réalisée à 30 m/s pour un angle du biseau inférieur de 17° a montré un effet non négligeable et laisserait penser qu'en augmentant la vitesse du vent ionique, on pourrait espérer un décollement encore plus important. Or l'étude de la décharge à barrière diélectrique (cf : chapitre II de la Partie 1) a montré qu'il existait deux façons d'augmenter la vitesse du vent ionique : l'amplitude de la tension et la fréquence du signal électrique appliquée. Dans les mesures précédentes, nous avons déjà appliqué l'amplitude maximale de 20 kV (bien que nous soyons équipé d'un amplificateur de 30 kV, ce dernier était hors service à ce moment là) que peut fournir l'amplificateur haute tension. Par contre, il est encore possible d'augmenter la fréquence à l'aide du GBF.

Nous avons donc renouvelé cette expérience à 30 m/s avec un angle de 17° et pour des fréquences variants de 300 à 1500 Hz, ce qui correspond à : $8,3 \text{ W} \leq P_{\text{elec}} \leq 54,9 \text{ W}$. Pour des problèmes d'isolation des câbles HT et de résistivité du diélectrique (impédance inversement proportionnelle à la fréquence), nous ne sommes pas montés au-delà de 1500 Hz. L'effet de la fréquence sur le décollement à 30 m/s est alors décrit à travers la Figure XIV-27. L'évolution

des profils de vitesse tracés au-dessus du biseau ($X = 30$ mm) montre clairement que l'effet augmente progressivement avec la fréquence. De 300 à 900 Hz, on observe seulement une diminution de la vitesse alors qu'à 1500 Hz le profil tend vers les valeurs négatives de U/U_0 proche de la paroi (courbe bleu ciel de la Figure XIV-27). *L'écoulement est donc décollé.* Pour confirmer cette observation, nous avons présenté les champs de vecteurs moyens avec les lignes de courant (Figure XIV-28) pour $\alpha_b = 17^\circ$ sans décharge (a) et avec décharge à 1500 Hz (b). Ainsi, les lignes de courant au-dessus du biseau décrivent une zone de recirculation ce qui correspond bien à l'état décollé de l'écoulement.

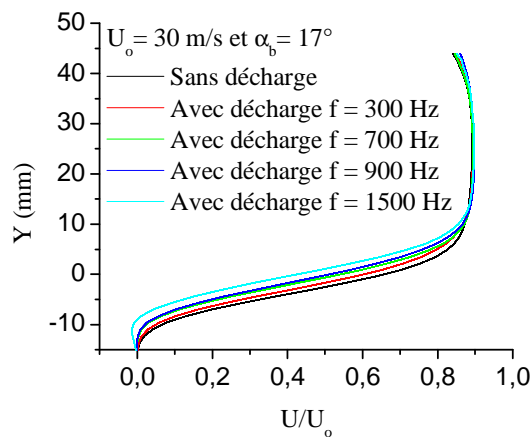


Figure XIV-27 : Profils de vitesse à $U_0 = 30$ m/s pour plusieurs fréquences, tracés à $X = 30$ mm avec $\alpha_b = 17^\circ$.

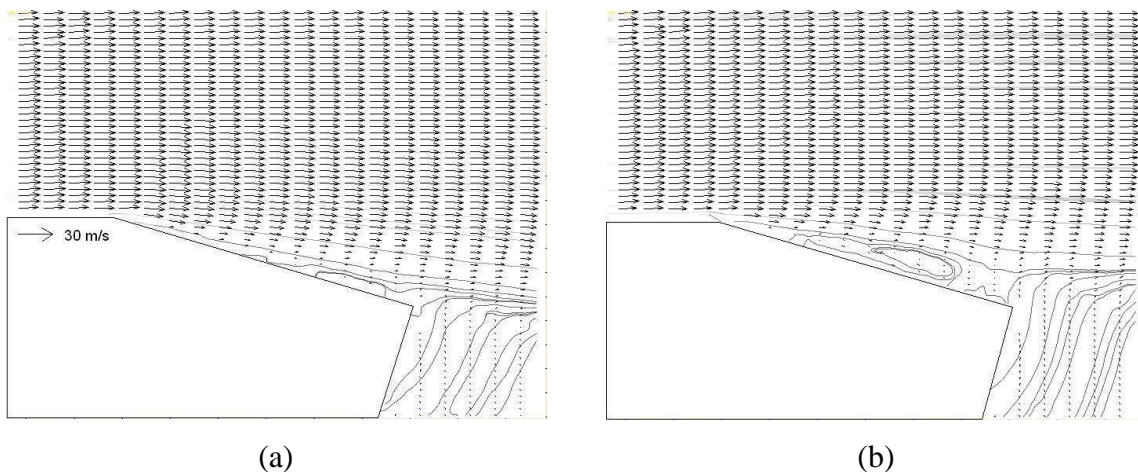


Figure XIV-28 : Champs de vecteurs moyens pour $U_0 = 30$ m/s et $\alpha_b = 17^\circ$ sans (a) et avec décharge (b) à $f = 1500$ Hz.

Cependant, il est important de signaler que ces expériences n'ont pas été réalisées à puissance électrique constante (P_{elec} augmente avec f). *Nous ne pouvons donc conclure si*

l'effet sur l'écoulement est dû à une augmentation de la puissance ou à l'effet d'excitation de la fréquence sur l'écoulement.

XIV.4.1.2 Influence de la forme du signal d'onde HT

Le second paramètre facilement accessible et modulable en plus de la fréquence du signal est sa forme. Les signaux ainsi testés sont de type sinusoïdale, triangulaire et dents de scie. Cette étude a été conduite pour 10 et 30 m/s à des angles respectifs de 16° et 17°. Enfin, l'étude de l'effet de la fréquence a montré qu'on avait intérêt à monter en fréquence pour un contrôle plus efficace. Ainsi, pour chaque vitesse et forme de signal, la fréquence est fixée à 1500 Hz. ***Les résultats PIV qui suivent sont ceux obtenus avec le plan large (Plan 2).*** La zone de l'écoulement ainsi est plus vaste que précédemment.

XIV.4.1.2.1 $U_o = 10$ m/s

L'influence de la forme du signal est caractérisée par la Figure XIV-29 avec des profils de vitesse (a) tracés à $X = 110$ mm (*i.e.* à droite de la fenêtre PIV) et l'évolution de l'épaisseur de couche de mélange (b). L'épaisseur de couche de mélange, notée d , est calculée à 90% de U_o , c'est-à-dire que l'on calcule, pour tout $X > 0$, la grandeur $d = Y$ en mm lorsque $U(x) < 0,9.U_o$. A partir des données des points de la couche de mélange, il est intéressant de calculer le taux d'expansion de celle-ci ou, ce qui revient au même, de calculer la pente de la droite correspondant à l'épaisseur de la couche de mélange. Cette information nous indique à quelle vitesse croit la couche de mélange. On note le taux $\tau = \Delta d / \Delta X$.

La Figure XIV-29 montre donc que l'influence du signal employé est très négligeable. Par contre, ce second plan de mesure de PIV nous informe mieux de l'impact de la décharge sur les modifications des propriétés du jet.

Ainsi, à partir des profils de vitesse nous pouvons établir deux remarques. Premièrement, l'axe du jet manipulé (*i.e.* avec décharge pour les trois signaux utilisés) est modifié. En effet, la direction du jet n'est plus horizontal (suivant l'axe X) mais dirigée vers le haut ($Y > 0$). Enfin, la largeur du profil avec décharge est nettement diminuée ce qui signifie que la zone de vitesse maximale du jet est plus concentrée. Ensuite, on observe que la décharge a pour effet de diminuer l'épaisseur de couche de mélange par rapport au jet non manipulé. Ceci est donc en concordance avec les profils de vitesse. Le jet avec décharge étant plus mince, l'épaisseur de couche de mélange est donc plus petite. Le taux d'expansion est, quand à lui, légèrement plus faible avec un taux de 0,25 sans décharge et environ de 0,22

pour les trois types de signaux utilisés. L'épaisseur de la couche de mélange est donc diminuée mais son accroissement est quasiment inchangé.

Les champs de vecteurs et lignes de courant de la Figure XIV-30 sans (a) et avec décharge (b) rendent encore mieux compte des modifications du jet engendré par la décharge avec un signal sinusoïdal pour une fréquence de 1500 Hz.

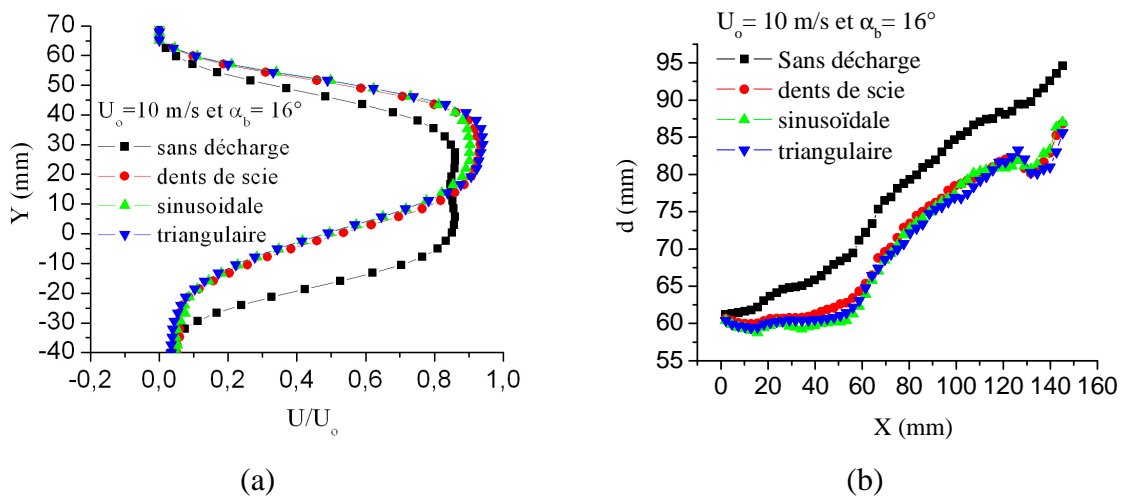


Figure XIV-29 : Profils de vitesse pour $U_0 = 10$ m/s à $X = 110$ mm (a) et évolution de l'épaisseur de couche de mélange (b) pour les trois signaux électriques avec $f = 1500$ Hz et $\alpha_b = 16^\circ$.

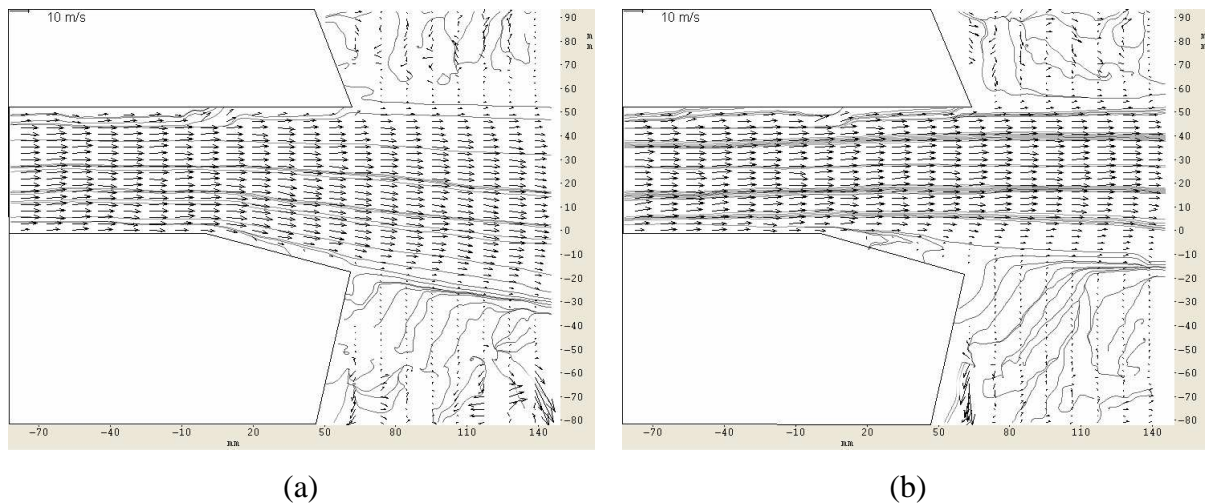


Figure XIV-30 : Champs de vecteurs moyens pour $f = 1500$ Hz et $\alpha_b = 16^\circ$ en régime sinusoïdale sans (a) et avec décharge (b) pour $U_0 = 10$ m/s.

Sans décharge, l'écoulement est bien collé le long du biseau inférieur alors qu'en appliquant la décharge, l'écoulement est pleinement décollé. De plus, on voit très bien que la

largeur du jet est diminuée et qu'il est dévié vers le haut. Nous en concluons donc que le décollement implique une modification de la direction du jet et une diminution de son épaisseur de couche de mélange.

XIV.4.1.2.2 $U_0 = 30$ m/s

Les mêmes mesures ont également été réalisées à 30 m/s. Les profils de vitesse à $X = 110$ mm et l'évolution de l'épaisseur de couche de mélange montrent une nouvelle fois que l'effet est indépendant de la forme du signal (Figure XIV-31). Sinon, l'effet de la décharge sur les modifications du jet est plus faible qu'à 10 m/s. La direction du jet est inchangée et seule une diminution de la vitesse est notée (Figure XIV-31.a). Ensuite, la différence entre l'épaisseur de couche mélange sans décharge et avec décharge est moins importante (Figure XIV-31.b) qu'à 10 m/s. On diminue un peu l'épaisseur de couche de mélange sans en modifier notablement le taux d'accroissement.

La Figure XIV-32 présente un exemple de champs de vecteurs obtenu avec un signal sinusoïdal à 1500 Hz sans (a) et avec décharge (b). On observe un léger effet au bord de fuite du biseau inférieur qui se traduit par une petite zone de recirculation au-dessus du biseau inférieur. *L'écoulement est donc légèrement décollé.*

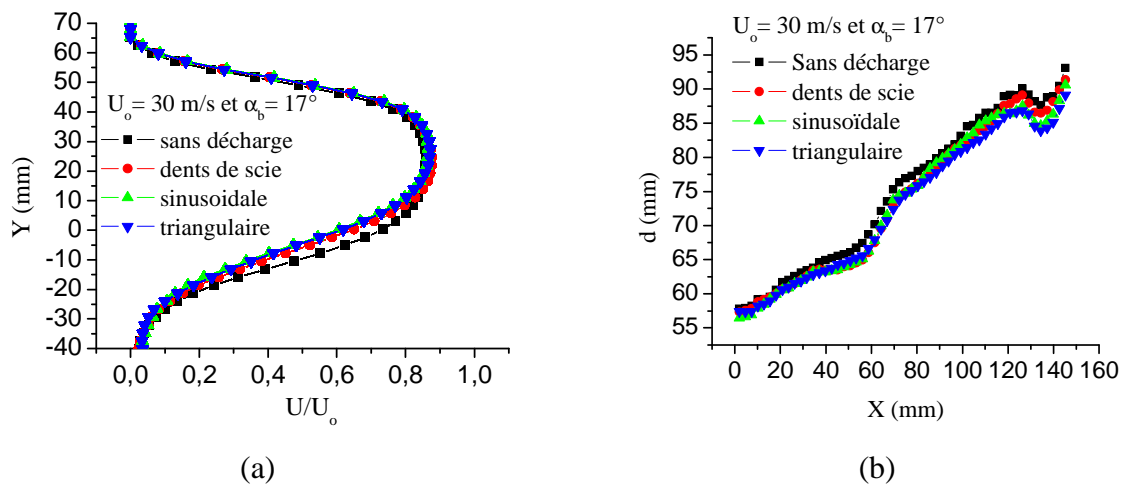


Figure XIV-31 : Profils de vitesse pour $U_0 = 30$ m/s à $X = 110$ mm (a) et évolution de l'épaisseur de couche de mélange (b) pour les trois signaux électriques avec $f = 1500$ Hz et $\alpha_b = 17^\circ$.

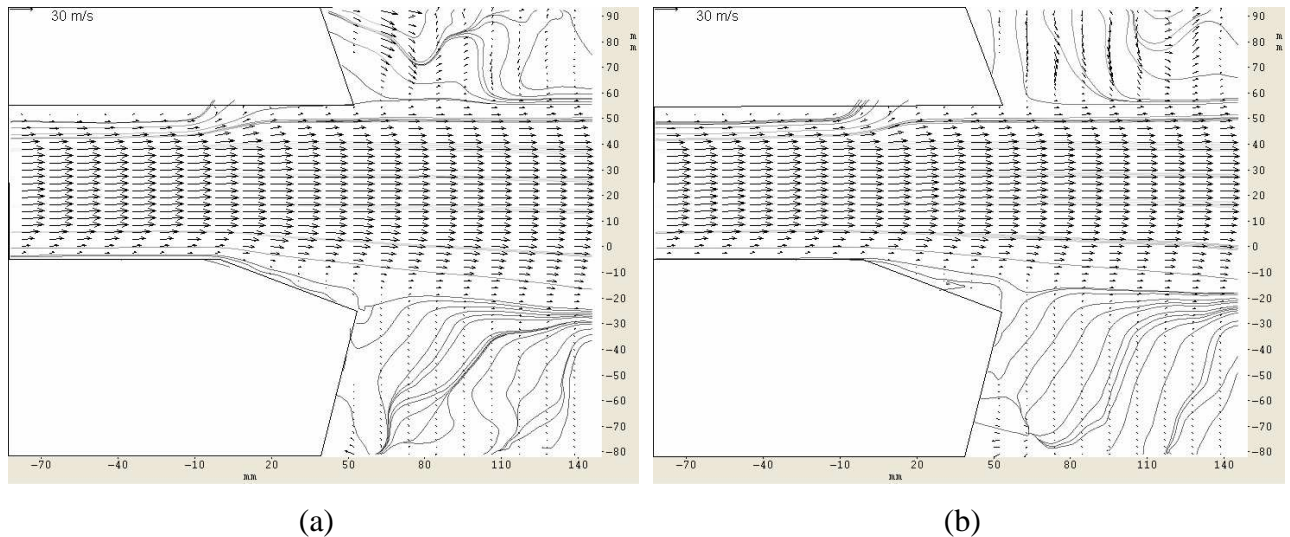


Figure XIV-32 : Champs de vecteurs moyens pour $f = 1500$ Hz et $\alpha_b = 17^\circ$ en régime sinusoïdal sans décharge (a) et avec décharge (b) pour $U_0 = 30$ m/s.

XIV.4.1.3 Conclusion partielle

De cette étude paramétrique des grandeurs électriques, nous devons retenir que la capacité de la décharge à décoller l'écoulement le long du biseau inférieur augmente avec la fréquence mais que l'effet semble totalement indépendant de la forme du signal électrique appliqué. Enfin, à 10 m/s le décollement modifie les conditions de développement du jet (taux d'expansion et direction du jet) alors qu'à 30 m/s, l'effet est moins sensible.

XIV.5 CONCLUSION

De cette étude paramétrique du décollement le long du biseau, nous avons pu établir les meilleures conditions pour un décollement optimal. Ainsi, nous avons vu que l'utilisation de la décharge à barrière diélectrique DBD est plus favorable à haute vitesse ($U_0 > 15$ m/s) que la décharge couronne DC. Pourtant d'un point de vue mécanique, le vent ionique induit par les deux types de décharges est du même ordre de grandeur (quelques m/s) mais nous avons vu qu'un des défauts de la décharge couronne est son inhomogénéité spatiale le long des électrodes. En effet dans la Partie 1 au Chapitre II, nous avons montré que dans le cas de la décharge couronne il pouvait avoir absence de vent ionique en certains points derrière la cathode. Ainsi, il se peut tout à fait que la nappe laser, lors des mesures PIV, éclaire un de ces points (ici $Z = 0$). Les mesures effectuées en $Z = 0$ ne montreraient alors aucun effet de la décharge puisqu'il n'y aurait pas de vent ionique. La décharge à barrière diélectrique ne serait

pas concernée par ce problème et expliquerait alors les meilleurs résultats obtenus. Par ailleurs, nous ne devons pas oublier que la DBD consomme plus de puissance électrique. Le rendement est donc moins favorable pour cette décharge.

Ensuite, l'analyse de l'influence de la position de l'actionneur dans le cas de la DBD a montré qu'il est plus efficace d'agir sur le biseau (position P2) plutôt qu'en amont de celui-ci (position P1). Finalement, cela revient à dire qu'il faut mettre l'actionneur directement à l'endroit où on veut décoller l'écoulement.

Enfin, nous avons démontré qu'il était possible de décoller l'écoulement le long du biseau inférieur à 30 m/s avec la DBD si sa fréquence est de 1500 Hz. Par contre, la forme d'onde du signal HT ne semble avoir aucune influence sur l'écoulement. Ces dernières mesures ont également montré que le décollement le long du biseau à 10 m/s conduit à une diminution de l'épaisseur de couche de mélange se développant en aval du jet. A 30 m/s par contre, le décollement ne semble pas avoir de répercussions sur le développement du jet.

***CONCLUSION DE LA PARTIE 2 :
APPLICATION AU CONTROLE DU
DECOLLEMENT ET RECOLLEMENT***

Cette seconde partie du mémoire, divisée en deux chapitres, était consacrée à l'application de décharges électriques pour le contrôle d'écoulement.

Le premier chapitre a donné quelques notions élémentaires en mécanique des fluides et a passé en revue, de manière bibliographique, les méthodes actives de contrôle des écoulements.

Nous avons d'abord décrit le phénomène de transition de l'état laminaire à l'état turbulent au sein de la couche limite avant de montrer son influence sur le phénomène de décollement. En effet, nous avons mis en évidence qu'une couche limite turbulente résiste mieux au décollement. Par la suite, nous avons vu que les méthodes qui permettent le contrôle de la couche limite sont nombreuses. Les principaux inconvénients de ces méthodes sont qu'elles présentent souvent des parties mobiles, ce qui conduit à des difficultés lorsqu'on désire augmenter la fréquence (problème de vibration ou de limites mécaniques) ou des difficultés à rendre les systèmes avionnables du fait de leur complexité. Toutefois, on notera l'idée qu'il ne faut pas forcément agir de manière brutale, c'est-à-dire en dépensant beaucoup d'énergie pour pouvoir influencer un écoulement.

Après ces considérations, nous avons présenté les expériences réalisées avec l'actionneur plasma où il s'agissait de contrôler l'état collé ou recollé d'un écoulement.

Nous avons dans un premier temps précisé le contexte de cette étude expérimentale. Les travaux menés s'inscrivent dans le cadre d'un projet de recherche national financé par le ministère de la recherche. Ce projet s'intitule COS « Comité d'Organisation pour le Supersonique » et regroupe plusieurs laboratoires. L'objectif qui nous est désigné est de contrôler l'état collé ou décollé d'un écoulement dans plusieurs configurations.

Dans une première configuration, il s'agissait de recoller un écoulement naturellement décollé le long d'un plan incliné pour des faibles vitesses ($U_o < 2$ m/s) en utilisant une décharge couronne. Des visualisations à 0,4 m/s ont montré, dans une première approximation, un temps de recollement de 240 ms et un retour à l'état naturel décollé en 480 ms. Nous avons remarqué que la phase de recollement fait apparaître une structure tourbillonnaire, « starting vortex », au bord de fuite. Une structure similaire a également été observée avec une méthode de soufflage. L'utilisation d'une décharge pulsée a montré la possibilité de contrôler le nombre de ces structures en agissant simplement sur la fréquence :

le nombre de structures correspond à la fréquence de décharge. Puis des mesures de PIV à 1,8 m/s nous ont permis de donner, à l'aide d'un critère quantitatif, des temps de recollement et de décollement respectifs de 200 ms et 330 ms. Ces valeurs du même ordre de grandeur que précédemment tendent à montrer que, dans les gammes de vitesse considérées, l'actionneur est prépondérant dans l'établissement de la valeur des temps caractéristiques.

Dans une seconde partie, des essais à plus hautes vitesses (de 6 à 16 m/s) ont été réalisées dans le cas d'une couche de mélange plane se développant en aval d'une plaque épaisse biseautée au bord de fuite. Deux cas ont été étudiés : un cas où l'écoulement est naturellement décollé le long du biseau et un second cas où l'écoulement est naturellement collé. Les écoulements sont observés par PIV. L'effet de la décharge couronne montre que :

- A 6 m/s, le recollement est observé, accompagné d'une diminution de 50 % de l'épaisseur de couche de mélange.
- A 15 m/s, on observe plus de recollement mais seulement une augmentation de la vitesse moyenne d'environ 1,75 m/s dans la couche de mélange.
- A 16 m/s et lorsque l'écoulement est naturellement collé, il n'y a pas non plus de décollement observé. On note seulement une diminution de la vitesse moyenne de 2,5 m/s environ.
- L'utilisation d'une décharge pulsée a montré une influence sur l'écoulement qui dépend de la fréquence d'excitation.

La conclusion principale de cette seconde application est que ***la décharge semble plus adaptée pour provoquer le décollement d'un écoulement que de recoller celui-ci.***

La troisième configuration étudiée est un jet à section rectangulaire équipé d'un diffuseur placé à la sortie du jet. Le diffuseur est constitué de deux biseaux à angle variable. Dans cette dernière partie, ***nous avons effectuée une étude paramétrique afin d'optimiser l'efficacité de l'actionneur.*** Il s'agit en particulier de contrôler le décollement dans un premier temps au niveau du biseau inférieur du diffuseur. Les paramètres envisagés sont la vitesse du jet (de 10 à 30 m/s), le type de décharge (décharge couronne et décharge à barrière diélectrique ou DBD), les paramètres électriques et la position de la décharge (une position dans la buse du jet et une seconde position en aval sur le diffuseur). L'influence de la décharge est estimée par des mesures de PIV et les principaux résultats ont montré que :

- A 10 m/s, le décollement le long du biseau est observé indépendamment du type de décharge considérée. A partir de 15 m/s, la DBD est plus efficace que la décharge couronne
- La comparaison de la position de l'actionneur en utilisant la décharge à barrière diélectrique a montré que le décollement est plus efficace lorsque l'actionneur est sur le biseau plutôt qu'en amont de ce dernier.
- Lorsque la DBD est sur le biseau, l'effet sur l'écoulement augmente avec la fréquence de décharge. ***A 1500 Hz, on observe le décollement de l'écoulement jusqu'à 30 m/s.***

Cette dernière étude fut intéressante et a fait l'objet de nouvelles expériences afin d'approfondir et compléter les résultats ci-dessus. Une première partie de ces expériences complémentaires sont d'ailleurs présentées en annexe de ce rapport (voir Partie 3 ; Annexe3). Puis une seconde série d'expériences a été réalisée dans le cadre d'un DEA où l'objectif a été d'optimiser la position de l'actionneur au niveau du biseau (Position 2).

CONCLUSION GENERALE

Le contrôle des écoulements est certes un sujet récurrent, le souci d'éviter et de maîtriser des phénomènes néfastes étant depuis toujours le souci majeur des aérodynamiciens. La recherche dans ce domaine est très active et les moyens parfois engagés sont considérables pour développer des actionneurs de plus en plus performants. La principale motivation s'explique par des enjeux économiques importants, surtout dans l'industrie aéronautique.

Dans cette optique, le LEA, qui a déjà une expérience sur le contrôle des écoulements par des méthodes fluidiques, s'est orienté depuis près de six ans maintenant vers un nouveau type d'actionneur : l'actionneur « plasma » qui fait l'objet de cette étude.

L'actionneur plasma consiste à générer un plasma froid à la surface d'un obstacle pour y modifier les caractéristiques d'un écoulement. ***La décharge est donc établie dans l'air en appliquant une haute tension entre deux électrodes placées sur la paroi de l'obstacle.*** Sous l'effet des forces coulombiennes, un écoulement apparaît tangentiellement à la paroi ; c'est le « vent ionique ». ***L'idée est donc d'employer le vent ionique comme dispositif de contrôle.***

Notre travail a donc consisté, dans un premier temps, à étudier deux décharges électriques : la décharge couronne de surface et la décharge à barrière diélectrique (DBD). Puis dans un second temps, il s'agissait de valider ses possibilités. ***L'application de l'actionneur durant cette thèse était le contrôle du décollement.***

La décharge couronne de surface est établie entre deux électrodes disposées sur la paroi d'un isolant. Les deux électrodes sont des fils insérés à l'intérieur de rainures. Ses caractéristiques électriques sont les suivantes : champ électrique moyen de 8 kV/cm, courant moyen de 1 mA/m environ pour une puissance électrique de 80 mW/cm². Le vent ionique induit est de 3 m/s environ à 1 mm de la paroi.

Par la suite, il s'agissait d'obtenir une décharge plus homogène et stable dans le temps avec un vent ionique le plus important possible. Pour ce faire, nous avons caractérisé le courant de décharge et le vent ionique à travers plusieurs paramètres comme la configuration géométrique des électrodes ou la nature de l'isolant. Cette étude a principalement montré qu'une décharge établit sur du PMMA avec des électrodes de diamètres très différents permettait d'atteindre l'effet désiré : un courant stable et un vent ionique plus important.

Enfin, nous avons remarqué qu'un écoulement extérieur influence le comportement de la décharge. La stabilité est accrue et selon la direction de l'écoulement par rapport au vent ionique, la valeur du courant augmente ou diminue.

La décharge à barrière diélectrique est établie en appliquant une haute tension alternative de valeur moyenne nulle entre deux électrodes disposées de part et d'autre d'un isolant. La tension généralement appliquée est de plusieurs kV avec une fréquence allant de 100 Hz à quelques kHz. Pour cette décharge, le vent ionique atteint une vitesse de l'ordre de 3 m/s à 0,5 mm au dessus de la paroi. ***La décharge à barrière diélectrique semble plus stable que la décharge couronne.*** Cependant, un inconvénient majeur de cette seconde décharge réside dans l'apparition de pics de courant qui conduisent à des ***pics de puissance pouvant atteindre quarante fois la valeur de la décharge couronne.***

Le second axe d'étude a ensuite consisté à appliquer l'actionneur plasma pour contrôler l'état collé ou décollé d'un écoulement. Trois séries d'expériences ont été réalisées.

Dans une première étude à basse vitesse ($U_0 < 2$ m/s), il s'agissait de recoller un écoulement naturellement décollé le long d'un biseau au bord de fuite d'une plaque plane. Une décharge couronne est appliquée sur le biseau et des visualisations ainsi que des mesures par PIV ont montré la possibilité de recoller l'écoulement. De plus, ***l'emploi d'une décharge couronne pulsée a permis de contrôler les structures créées en aval du biseau.***

Dans une seconde étude à plus haute vitesse (U_0 allant de 6 à 16 m/s), nous avons analysé l'influence d'une décharge couronne sur le développement d'une couche de mélange en aval d'une plaque épaisse biseautée. L'influence du sens du vent ionique par rapport à la direction de l'écoulement est également étudiée. En contrôlant le décollement au niveau du biseau avec une décharge couronne, les résultats obtenus par PIV ont montré que l'épaisseur de la couche de mélange augmente quel que soit le sens du vent ionique. ***Toutefois, il semble que l'effet est plus important lorsque le vent ionique et l'écoulement sont de sens opposés.***

Le dernier exemple étudié est un jet à section rectangulaire équipé d'un diffuseur à sa sortie. L'objectif est de contrôler le décollement dans le diffuseur ***en comparant l'efficacité de la décharge couronne avec la décharge à barrière diélectrique.*** L'influence de la décharge est estimée par PIV pour des vitesses allant de 10 à 30 m/s. Les principaux résultats ont montré qu'à 10 m/s le décollement est observé quelle que soit la décharge considérée. Par contre, ***la DBD est plus efficace à partir de 15 m/s*** et avec une fréquence d'excitation de 1500 Hz, ***la DBD parvient à décoller l'écoulement dans le diffuseur jusqu'à 30 m/s.*** Des mesures complémentaires sont par ailleurs présentées en annexe (voir Partie 3 ; Annexe3).

PERSPPECTIVES

Nous ne pourrions achever ce manuscrit sans mentionner les nouvelles voies de recherche ouvertes lors de cette étude. De nombreux chemins restent encore inconnus et des questions restent en suspens.

Pour commencer, nous avons vu que chacune des deux décharges étudiées possédait ses propres inconvénients. Par conséquent, il faut encore approfondir l'étude de l'actionneur sur plusieurs points. Concernant la décharge couronne, nous devons encore tester de nouvelles configurations (forme, géométrie et disposition des électrodes et nature du matériaux) afin de limiter l'apparitions d'arcs, stabiliser le courant ou rendre le plasma plus homogène. Pour la décharge à barrière diélectrique, les importants pics de courant observés constituent un handicap non négligeable. De la même manière que la décharge couronne, nous devons alors tester d'avantage l'influence du matériau, de la configuration des électrodes et des caractéristiques du signal HT appliqué.

De plus, tester ces nouvelles configurations doit également avoir comme objectif d'optimiser l'action du vent ionique. En effet le contrôle est d'autant plus efficace que l'écoulement induit est proche de la paroi et que sa vitesse est importante. Alors que la vitesse du vent ionique était de l'ordre de 3 à 4 m/s dans cette thèse, *l'optimisation de l'actionneur de type DBD a permis d'atteindre 7 à 8 m/s dernièrement.*

Concernant l'étude sur le décollement, nous avons constaté que le vent ionique était susceptible de modifier de façon assez significative un écoulement dans le cas d'une couche de mélange à 16 m/s et encore de façon plus probante dans le cas d'un jet à 30 m/s. Ceci nous encourage donc à poursuivre cette étude sur le jet mais à plus haute vitesse. Ainsi, nous préparons actuellement de nouvelles expériences dans cette voie. *Deux nouvelles souffleries sont à l'étude pour atteindre des vitesses de jet allant au moins à 80 m/s.* Une première soufflerie sera équipée d'un jet à section rectangulaire, afin d'achever l'étude sur ce type de jet. Puis, dans la seconde soufflerie nous traiterons le cas d'un jet axisymétrique.

L'intérêt est ici d'autant plus important que ces mesures devraient nous éclairer plus précisément sur le comportement de l'actionneur plasma au-delà de 30 m/s. En effet, des résultats vers 35 m/s, notamment dans le cas de la couche de mélange mais non décrits dans ce rapport, ont montré des effets sur l'écoulement que seule l'action du vent ionique ne pouvait expliquer. Il semble qu'au-delà d'une certaine vitesse d'écoulement, d'autres phénomènes interviennent. On peut penser par exemple à la modification de la viscosité et/ou de la densité du gaz à la paroi.

REFERENCES
BIBLIOGRAPHIQUES

Ahuja K.K., Burrin R.H., 1984, "Control of flow separation by sound", *AIAA Paper* n° 84-2298, New York.

Arnal D., 1999, "Transition prediction in industrial applications", dans Hanifi A. et al., *Transition, Turbulence and Combustion modelling*, ERCOFTAC series, Vol. 6, Kluwer Academic Publishers.

Artana G., D'Adamo J., Léger L., Moreau E., Touchard G., "Flow control with electrohydrodynamic actuator", *AIAA Journal*, Vol. 40, No. 9, pp. 1773-1779.

Artana G., D'Adamo J., Desimone G., DiPrimio G., 2000, "Air flow control with electrohydrodynamic actuators", 2nd International Workshop *Electrical conduction, convection and breakdown in Fluids*, Grenoble 4-5 Mai, pp 190-193.

Ballerau P., 1980, "Etude du vent électrique, Contribution à l'étude et à la réalisation d'un détecteur de pollution", Thèse Univ. Paris-Sud, Centre d'Orsay.

Bernal L.P., Roshko A., 1986, "Streamwise vortex structure in plane mixing layers", *J. Fluid Mech.* 170, pp. 499-525.

Boeuf J.P., Pitchford L.C., 2005, "Electrohydrodynamic force and aerodynamic flow acceleration in surface dielectric barrier discharge", *J. Applied Physics*, Vol. 97., No. 103307.

Boeuf J.P., 2003, "Plasma display panels: physics, recent developments and key issues", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 36.

Bœuf J.P., Punset C., Pitchford L.C., 1998, "Les écrans à plasma", *Images de la physique*, p. 97, CNRS.

Bogey C. and Bailly C., 2000, "Génération de bruit par appariement de tourbillons dans les zones cisailées", *Mec. Ind.*, Vol. 1, pp 487-497.

Bonnet J.P., Collin E, Tensi J., Moreau E., Touchard G., 2002, "Augmentation du mélange par pilotage dynamique de décollement", support du 1^{er} colloque National pour la recherche aéronautique sur le supersonique, 6-7 fevrier, Paris, pp. 258-263.

Bourgois S., Sommier E., Tensi J., Favier J., Alvi F.-S., 2005, "Etude expérimentale du contrôle des décollements de couche limite par aspiration et soufflage", Actes du Colloque FLUSVISU, 7-9 juin, Ecole Centrale de Lyon.

Bradbury L.J.S., Khadem A.H., 1975, "The distortion of a jet by tabs", *J. Fluid Mech.* 6 (part 4), pp.801-813.

Brown G.L., Roshko A., 1974, "On density effect and large structure in turbulent mixing layers", *J. Fluid Mech.* 64, pp.775-816.

Calluaud D., 2003, "Développement d'une méthode de mesures tridimensionnelles par PIV stéréoscopique. Application à l'étude d'un écoulement naissant et établi autour d'un parallélépipède", Thèse Univ. Poitiers.

- Cockrell D.J., Markland E., 1963, "A review of incompressible diffuser flow", *Aircraft Engineering*, pp. 286-292.
- Collin E., 2001, "Etude de l'injection radiale de fluide dans une couche de mélange annulaire supersonique – Application à l'augmentation du mélange", Thèse Univ. Poitiers.
- Comolet R., 1994, "*Mécanique expérimentale des fluides, Dynamique des fluides réels, turbomachines*", 4^{ième} édition, Masson.
- Corke T.C., Chuan H., Mehul P.P., 2004, "Plasma flaps and slats : an application of weakly-ionized plasma actuators", *AIAA Paper* n° 2004-2127, St Louis.
- Dascalescu L., 1993, "*An introduction to ionized gases, theory and applications*", Toyohashi University of Technology.
- Davis M.R., 1982, "Variable Control of Jet Decay", *AIAA Journal*, Vol.20, No 5.
- Dekoschak A.L., 2004, "*Active and passive flow control of a high Reynolds number axisymmetric jet*", Master of Science in Aerospace Engineering, Notre Dame University, Indiana,
- Délery J.M., 1985, "Shock wave/turbulent boundary layer interaction and its control", *Prog. Aero. Sci.* 22, pp. 209-280.
- Denis S., 2000, "Contrôle des couches de mélange axisymétriques subsoniques par jets impactant", Thèse Univ. Poitiers.
- Eliasson B., Kogelschatz U., 1991, "Modeling and Application of Silent Discharge Plasmas", *IEEE Trans. Plasma Sc.*, Vol. 19, No. 2, pp. 309-323.
- Eliasson B., Kogelschatz U., 1988, "UV excimer radiation from dielectric barrier discharge", *Appl. Phys. B*, Vol. 46, pp. 299-303.
- El-Khabiry S., Colver G.M., 1997, "Drag reduction by a DC corona discharge along an electrically conductive flat plate for small Reynolds number flow", *Physics of Fluids*, Vol. 9, N°3, pp. 587-599.
- Enloe C.L., et al., 2004, "Plasma structure in the aerodynamic plasma actuator", *AIAA Paper* n° 2004-0844, Reno.
- Enloe C.L., et al., 2004, "Mechanisms and responses of a single dielectric barrier plasma actuator : plasma morphology", *AIAA Journal*, Vol.42, No 3, pp. 589-594.
- Enloe C.L., et al., 2004, "Mechanisms and responses of a single dielectric barrier plasma actuator : geometric effect", *AIAA Journal*, Vol.42, No 3, pp. 595-604.
- Forte M., 2004, "Etude expérimentale d'un actionneur plasma pour le contrôle actif d'écoulement", Diplôme d'Etudes Approfondies, Univ. Poitiers.

- Fox R.W., S.J. Kline, 1962, "Flow regimes in curved subsonic diffusers", *J. of Basic Engineering*, pp 303-316.
- Gad-el-Hak M., 2000, "*Flow Control, Passive, Active, and Reactive Flow Management*", Cambridge University Press, Cambridge.
- Gad-el-Hak M., 1999, "The Fluid Mechanics of Microdevices – The Freeman Scholar Lecture", *J. Fluids Eng.*, Vol. 121, pp. 1-29.
- Goldman M, Goldman A., 1993, "Nature des espèces réactives formées par des décharges électriques dans les gaz à haute pression", *High Temp. Chem. Processes*, Vol. 2, pp215-220.
- Goldman M, Goldman A., Sigmond R.S., 1985, "The corona discharge, its properties and specific uses", *Pure and Appl. Chem.* 57, n°9, p. 1353-1362.
- Goldman M., Sigmond R.S., 1982, "Corona insulation", *IEEE Trans. Elec. Ins.*, EI. 12/2, pp. 90-105.
- Ghosh S., Smith D.R., 2002, "The effect of a synthetic jet on the near-field development of a turbulent mixing layer", *AIAA Paper* n° 2002-2824.
- Guo D., Cary A.W., Agarwal R.K., 2003, "Numerical simulation of vectoring of a primary jet with a synthetic jet", *AIAA Journal*, Vol.41, No 12, pp. 2364-2370.
- Hartmann G., 1977, "Spectrographie de la décharge couronne : etude des mécanismes de collisions dans le dard", Thèse Univ. Paris XI.
- Hefner J.N., 1988, "Dragging Down Fuel Cost", *Aerospace America* 26, January.
- Hollahan J.R., Bell A.T., 1974, "*Techniques and applications of plasma chemistry*", Wiley-Interscience, New York.
- Huang L.S., Ho C.M., 1990, "Small scale transition in a plane mixing layer", *J. Fluid Mech.* 210, pp.475-500.
- Kanazawa S., Kogoma M., Moriwaki T., Okazaki S., 1988, "Stable glow plasma at atmospheric pressure", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 21, pp. 838-840.
- Kline S.J., Abbott D.E., Fox R.W., 1959, "Optimum design of straight-walled diffusers", *J. of Basic Engineering*, pp 321-331.
- Kline S.J., 1959, "On the nature of stall", *J. of Basic Engineering*, Trans. Of ASME, pp 305-320.
- Kline S.J., Moore C.A., Cochran D.L. 1957, "Wide-angle diffusers of high performance and diffuser flow mechanisms", *J. of Aeronautical Sciences*, Vol. 24, No 6, pp 469-470.
- Labergue A., Moreau E., Touchard G., 2005, "A parametric Study of Surface Corona Discharge along an Insulating Flat Plate in Atmospheric Pressure", Conference CEIDP, October 16-19, Nashville, Tennessee, in press.

Lacoste A., Pai D., Laux C., 2004, "Ion wind effect in a positive DC corona discharge in atmospheric pressure air", *AIAA Paper* n°2004-0354, Reno.

Lamara T., Belmahi M., Elmazria O., Le Brizoual L., Bougdira J., Rémy M., Alnot P., 2004, "Freestanding CVD diamond elaborated by pulsed-Microwave-Plasma for ZnO/Diamond SAW devices", *Diamond and related material*, Vol. 13, pp.581-584.

Lasheras J.C., Choi H., 1988, "Three dimensional instability of a plane free shear layer : an experimental study of the formation and evolution of streamwise vortices", *J. Fluid Mech.* 189, pp.53-86.

Léger L., 2003, "Contrôle actif d'un écoulement d'air par décharge couronne surfacique", Thèse Univ. Poitiers.

Léger L., Moreau E., Artana G., Touchard G., 2001, "Influence of a DC corona discharge on the airflow along an inclined flat plate", *J. of Electrostatics*, Vol. 50-51, pp. 448-454.

Léger L., 2000, "Influence d'une décharge couronne DC sur l'écoulement d'air autour d'une plaque plane en incidence", DEA Univ. Poitiers.

Loeb L.B., 1965, "*Electrical Coronas, Their basic physical mechanism*", Univ. of California press, Berkeley and Los Angeles.

Löfdahl L. Gad-el-Hak M., 1999, "MEMS Applications in Turbulence and Flow Control", *Prog. Aero. Sci.* 35, pp. 101-203.

Loiseau J.F., Batina J., Noël F., Peyrous R., 2002, "Hydrodynamical simulation of the electric wind generated by successive streamers in a point-to-plane reactor", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 35, pp. 1020-1031.

Massines F., Rabehi A., Decomps P., Gadri R.B., Ségur P., Mayoux C., 1998, "Experimental and theoretical study of a glow discharge at atmospheric pressure controlled by dielectric barrier", *J. Applied Physics* 83, n 6, pp. 2950-2957.

Massines F., Gouda G., 1998, "A comparison of polypropylene-surface treatment by filamentary, homogeneous and glow discharges in helium at atmospheric pressure", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 31, pp. 3411-3420.

Mathis R., Collin, E., Delville, J., Lebedev, A., 2004, "On the dynamic of transition between attached and separated conditions at mixing layer origin", Proceedings of the 10th European Turbulence Conference, Trondheim, Norway, pp. 721-724.

Mathis R., 2002, "Etude de l'augmentation du mélange dans une couche de mélange plane", Diplôme d'Etudes Approfondies, Univ. Poitiers.

Mitchell B.E. et al., 1985, "Direct computation of the sound from a compressible co-rotating vortex pair", *J. Fluid Mech.*, Vol. 285, pp 181-202.

Moreau E., Labergue A., Touchard G., 2005, "DC and pulsed surface corona discharge along a PMMA flat plate in air: electrical properties and discharge-induced ionic wind", *J. of AOTs*, Vol. 8, No 2, pp. 241-247.

Moreau E., 2004, "Applications des Plasmas non Thermiques au Contrôle des Ecoulements", Habilitation à Diriger des Recherches, Univ. Poitiers.

Moreau E., Artana G., Touchard G., 2004, "Surface corona discharge along an insulating flat plate in air applied to electrohydrodynamically airflow control : electrical properties", *J. of Electrostatics.*, Vol. 178, pp. 285-290.

Okazaki S., Kogomat M., Uehara M., Kimura Y., 1993, "Appearance of stable glow discharge in air, argon, oxygen and nitrogen at atmospheric pressure using a 50 Hz source," *J. Phys. D: Appl. Phys* 26, pp. 889-892.

Oster D., Wygnansky I., 1982, "The forced mixing layer between parallel streams", *J. Fluid Mech.* 123, pp. 91-130.

Pack L.G. and Seifert A., 2001, "Multiple mode actuation of a turbulent jet", *AIAA Paper n° 2001-0735*, 39th Aerospace Sciences Meeting.

Pack L.G. and Seifert A., 1999, "Periodic excitation for jet vectoring and enhanced spreading", *AIAA Paper n° 1999-0672*, 37th Aerospace Sciences Meeting

Parissi L., 1999, "*Etude d'un procédé de traitement d'air chargé en composé organiques volatiles par décharge moyenne fréquence avec barrière diélectrique : mécanisme mis en œuvre et recherche d'optimisation*", Thèse Univ. Paris VI.

Perret L., 2001, "Etude de faisabilité d'un dispositif pneumatique de vectorisation de jet", DEA Univ. Poitiers.

Pons J., Moreau E. and Touchard G., 2005, "Asymmetric surface dielectric barrier discharge in air at atmospheric pressure – Electrical properties and induced airflow characteristics", *J. Phys. D: Appl. Phys* 26, sous presse.

Pons J., Moreau E. and Touchard G., 2005, "Electrical and aerodynamic characteristics of atmospheric pressure barrier discharge in ambient air at", *Proc. INSTPT2004*, pp. 301-306, Floride, USA.

Post M.L., Corke T.C., 2003, "Separation control on high angle of attack airfoil using plasma actuators", *AIAA Paper n° 2003-1024*, January, Reno, Nevada.

Powell A., 1964, "Theory of vortex sound", *J. Acoustic Society American*, Vol. 36, pp 177-195.

Rapoport D. et al., 2003, "Closed-loop vectoring of a turbulent jet using periodic excitation", *J. Propulsion and Power*, Vol. 19, No. 4, pp. 646-654.

Reneau L.R., Johnston J.P., Kline S.J., 1967, "Performance and design of straight, two-dimensional diffusers", *J. of Basic Engineering*, pp. 141-150.

- Robinson M., 1961, "Movement of air in the electric wind of the corona discharge", *AIEE Transactions*, Vol. 80, pp. 143-150.
- Roshko A., 1976, "Structure of turbulent shear flows: a new look", *AIAA Journal*. 14, pp. 1349-1357.
- Roth J.R. et al., 2004, "Flow field measurements of paraelectric, peristaltic and combined plasma actuators based on the one atmosphere uniform glow discharge plasma", *AIAA Paper* n° 2044-0845, Reno.
- Roth J.R., 2002, "Subsonic plasma aerodynamics using paraelectric and peristaltic electrohydrodynamic (EHD) effects", Paper 1A-10, 29th IEEE Conference on Plasma science, 26-30 may 2002, Banff, Alberta, Canada.
- Roth J.R., Sherman D.M., Wilkinson S.P., 2000, "Electrohydrodynamic flow control with a glow discharge surface plasma", *AIAA Journal*, Vol. 38, n° 7, pp. 1172-1179.
- Roth J.R., 2001, "*Industrial Plasma Engineering*", volume n°2, Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia.
- Roth J.R., 1998, "Electrohydrodynamically induced airflow in a one atmosphere uniform glow discharge surface plasma", 25th IEEE International conference on plasma science, Raleigh, North Carolina.
- Roth J.R., Sherman D.M., 1998, "Boundary layer flow control with a one atmosphere uniform glow discharge surface plasma", *AIAA Paper* n° 98-0328, 12-15 January, Reno, Nevada.
- Schlichting H., 1979, "*Boundary Layer Theory*", seventh edition, McGraw-Hill, New York.
- Schütze A. et al., 1998, "The atmospheric-pressure jet : a review and comparison to other plasma sources", *IEEE Trans. Plasma Sc.*, Vol. 26, No. 6, pp. 1685-1694.
- Shyy W., Jayaraman B., Andersson A., 2002, "Modeling of glow discharge-induced fluid dynamics", *J. Applied Physics*, Vol. 920, No 11, pp 6434-6443.
- Smith B.L. and Glezer A., 2002, "Jet vectoring using synthetic jets", *J. Fluid Mech.*, Vol. 458, pp. 1-34.
- Soetomo F., 1992, "*The influence of high voltage discharge on flat plate drag at low Reynolds number air flow*", M.S. Thesis, Ames, Iowa.
- Tensi J., et al., 2002, "Modification of wake behind a circular cylinder by using synthetic jets", *Journal of Visualisation*, Vol. 5, n°1.
- Van Dyken R., McLaughlin T.E., Enloe C.L., 2004, "Parametric investigation of a single dielectric barrier plasma actuator", *AIAA Paper* 2004-0846, Reno.
- Velkoff H., Ketcham J., 1968, "Effect of an electrostatic field on Boundary layer transition", *AIAA Journal*, Vol. 16, n° 7, pp. 1381-1383.

Wilkinson S.P., 2003, "Investigation of an oscillating surface plasma for turbulent drag reduction", *AIAA Paper* 2003-1023, 6-9 January, Reno, Nevada.

Zohar Y., Ho C.H., 1996, "Dissipation scale and control of fine-scale turbulence in a plane mixing layer", *J. Fluid Mech.* 320, pp. 139-16.

PARTIE 3 :
ANNEXES

ANNEXE 1 : PUBLICATIONS

Journaux & revues internationales

- [1] Alexandre Labergue, Luc Leger, Eric Moreau, Gérard Touchard, Jean-Paul Bonnet, “Experimental study of the detachment and reattachment of an airflow along an inclined wall controlled by a surface corona discharge - Application to a plane turbulent mixing layer”, **IEEE Transactions On Industry Applications**, Vol. 40, n°5, pp. 1205-1214, 2004.
- [2] Alexandre Labergue, Luc Leger, Eric Moreau, Gérard Touchard, Jean-Paul Bonnet “Detachment and reattachment of low velocity airflow along an inclined wall actively controlled by a low frequency square wave corona discharge”, **Journal of Electrostatics**, Vol. 178, pp 279-284, 2004
- [3] Alexandre Labergue, Luc Leger, Eric Moreau, Gérard Touchard, “Effect of a Plasma Actuator on an Airflow along an Inclined Wall - P.I.V. and Wall Pressure Measurements”, **Journal of Electrostatics**, ELSSAT-1932, sous presse, Helsinki, 2005.
- [4] Eric Moreau, Alexandre Labergue, Gérard Touchard, “DC and pulsed surface corona discharge along a PMMA flat plate in air: electrical properties and discharge-induced ionic wind”, **Journal of Advanced Oxidation**, Vol. 8, n°2, pp. 241-247, 2005..

Congrès internationaux et nationaux (avec actes et comité de lecture)

- [1] Alexandre Labergue, Luc Léger, Eric Moreau, Gérard Touchard, Jean-Paul Bonnet, “Contrôle du décollement et du recollement d’un écoulement d’air le long d’un plan incliné à l’aide d’une décharge couronne pulsée”, Colloque de la **Société Française d’Electrostatique**, (CD-rom), Toulouse, juillet 2002.
- [2] Alexandre Labergue, Luc Leger, Eric Moreau, Gérard Touchard, Jean-Paul Bonnet, “Effect of a corona discharge on a plane mixing layer”, **Proc. IEEE-IAS World Conference on Industrial Applications of Electrical Energy**, pp. 172-186, Little Rock, USA, 2003.
- [3] Eric Moreau, Alexandre Labergue, Touchard Gérard, “DC and pulsed surface corona discharge along a dielectric flat plate in air: electrical properties and discharge-induced ionic wind”, **Proc. ISNTPT2004**, pp. 301-306, Floride, USA, 2004.
- [4] Alexandre Labergue, Luc Léger, Eric Moreau, Gérard Touchard, “Effect of a plasma actuator on an airflow along an inclined wall: influence of the actuator position and the inclined wall angle”, **Proc. International Workshop on ElectroHydroDynamics**, pp. 20-25, Poitiers, France, 2004.
- [5] Alexandre Labergue, Luc Léger, Eric Moreau, Gérard Touchard, “Etude expérimentale d’un écoulement le long d’un plan incliné contrôlé par un actionneur EHD par PIV – Influence de la vitesse de l’écoulement, de l’angle du plan incliné et de la position de l’actionneur”, Colloque de la **Société Française d’Electrostatique**, pp. 300-305, Poitiers, 2004.
- [6] Alexandre Labergue, Eric Moreau, Gérard Touchard, “A parametric study of surface corona discharge along an insulating flat plate at atmospheric pressure”, **Proc. Annual Report CEIDP**, pp. 490-494, Nashville, USA, 2005.
- [7] Alexandre Labergue, Eric Moreau, Gérard Touchard, “Contrôle du décollement d’écoulements par plasmas froids surfaciques”, **Contrôle des décollements** (Ouvrage), colloque de synthèse, pp. 157-163, Paris, 2005.

[8] Alexandre Labergue, Eric Moreau, G. Younis, Gérard Touchard, “Plasma applications in aerospace – Recent advances in airflow control”, **Workshop on Plasma Technology and Applications**, Cebu city, Philippines, 2005.

Communications

[1] Eric Moreau, Gérard Touchard, Luc Leger, Alexandre Labergue, “Contrôle des écoulements par plasmas froids”, 2^{ième} Journées du réseau des plasmas froids, Bonascre, 2003.

[2] Eric Moreau, Gérard Touchard, Luc Leger, Alexandre Labergue, Christophe Louste, Jérôme Pons, “Les plasmas froids dans le contrôle des écoulements subsoniques”, Proc. 39^e, Colloques d’Aérodynamique Appliquée – Contrôle des écoulements (CD-Rom), Paris, 2004.

[3] Eric Moreau, Gérard Touchard, Luc Leger, Alexandre Labergue, Guillermo Artana, “Airflow control by elctrofluidodynamic actuators”, Conference on plasmas for stealth and flow and combustion control, ONERA-CNRS, Paris, 2003.

[4] Eric Moreau, Gérard Touchard, Luc Leger, Alexandre Labergue, “Actionneurs plasmas pour le contrôle des écoulements”, Séminaire Pôle scientifique Dassault Aviation « plasmas pour l’aéronautique », Paris, 2002.

ANNEXE 2 :

ETUDE DU RECOLLEMENT ET DECOLLEMENT LE LONG D'UN BISEAU

Ici nous présentons une campagne de mesure qui a été réalisée durant la seconde année de cette thèse. L'objectif était d'analyser le décollement et le recollement le long d'un biseau. La configuration aérodynamique choisie a été une plaque plane avec un biseau à son bord de fuite. Le biseau pivotait autour d'un axe afin de modifier son angle et d'y obtenir ainsi un écoulement collé ou décollé. Cependant, l'ensemble plaque-biseau jouait le rôle d'un profil d'aile. En effet, la rotation de l'angle du biseau modifiait l'écoulement amont le long de la plaque plane qui modifiait à son tour l'écoulement le long du biseau. Par conséquent, ce phénomène (circulation autour d'un profil), et auquel nous n'y avons pas pensé, ne nous permettait pas d'atteindre notre objectif.

Néanmoins, nous avons effectuées les mesures prévues (PIV et mesures de pression pariétales le long du biseau) et les résultats obtenus n'ont pas été sans intérêts. Lors de cette étude, l'influence de plusieurs paramètres a été analysé : position de la décharge, sens du vent ionique par rapport à la direction de l'écoulement et vitesse de l'écoulement ($U_0 \leq 10$ m/s). Tous ces paramètres ont conduits à un nombre de résultats importants. Nous proposons d'en donner ici une partie à travers un article publié dans le *Journal of Electrostatics*.

ANNEXE 3 :

**ETUDE COMPLEMENTAIRE SUR LE JET A SECTION
RECTANGULAIRE**

I. Introduction

Dans cette dernière section des annexes, nous allons présenter des résultats issus de mesures effectuées à la suite de celles présentées dans la dernière partie de ce rapport (voir partie XIV.).

Je renvoie donc le lecteur au début de cette dernière partie pour ce qui concerne la présentation et le dispositif expérimental. Nous rappelons seulement que l'objectif était de définir une configuration optimale pour décoller un écoulement naturellement collé au niveau de la partie inférieure d'un diffuseur situé à la sortie d'un jet. Nous avons alors montré que cet objectif était grandement atteint lorsqu'on appliquait une décharge à barrière diélectrique sur le biseau inférieur du diffuseur.

La poursuite et fin de cette étude s'est axée sur deux points. Premièrement, nous avons regardé l'influence du biseau supérieur en modifiant son angle. Et dans un second point, nous avons voulu analyser le cas où on applique le vent ionique dans le même sens que la direction du jet dans le but de recoller l'écoulement. Dans ce dernier, l'écoulement le long du biseau inférieur est naturellement décollé.

II. Influence du Biseau Supérieur

II.1 Introduction

Durant toute la partie XIV. précédente, le biseau supérieur était fixé horizontalement ($\alpha_h = 0^\circ$) et seul le biseau inférieur était mobile. Dans cette partie, nous nous proposons donc de regarder l'influence du biseau supérieur équipant le diffuseur.

Les phénomènes et mécanismes du jet qui interviennent lors de la modification de la dissymétrie du diffuseur sont très complexes. Pour résumer, la variation du biseau supérieur du diffuseur, en maintenant le second dans une position constante, montre qu'il existe trois angles limites du biseau supérieur α_h pour lesquels l'écoulement est proche de l'instabilité. C'est-à-dire qu'une légère variation d'un de ces angles limites provoque la transition de l'écoulement. Cette transition se traduit alors par un changement de direction du jet. Dans la littérature concernant l'étude du contrôle de jets, la modification de la direction du jet est désignée sous le vocable de « vectorisation ». Ainsi, l'idée dans cette partie est donc de se positionner à un angle α_h qui soit proche de la transition afin que les légères perturbations engendrées par la décharge suffisent à provoquer la transition. De plus, nous nous mettons à

un angle du biseau supérieur pour lequel l'écoulement est collé le long du biseau inférieur afin que la transition de l'écoulement s'accompagne aussi du décollement au niveau du biseau inférieur. La démarche adoptée pour cette étude est donc la suivante :

La décharge à barrière diélectrique DBD (régime sinusoïdale et $f = 1500$ Hz) est d'abord appliquée sur le biseau (position 2). Ensuite, nous fixons le biseau inférieur à l'angle limite α_L (angle limite maximal pour lequel l'effet de l'actionneur est le plus important) puis nous augmentons la valeur de l'angle du biseau supérieur (en partant de 0° pour s'affranchir d'effets d'hystérésis) pour avoir un écoulement collé le long du biseau inférieur. Enfin, ces essais ont été menés pour des vitesses de 10 et 30 m/s.

Avant de poursuivre, nous tenons à préciser qu'il n'est pas question ici d'effectuer une étude complète de vectorisation d'un jet par décharges électriques. C'est pourquoi, il est important de signaler que nous présentons ici que des résultats préliminaires qui nous permettent justement de donner une idée sur les capacités de la décharge à vectoriser un jet.

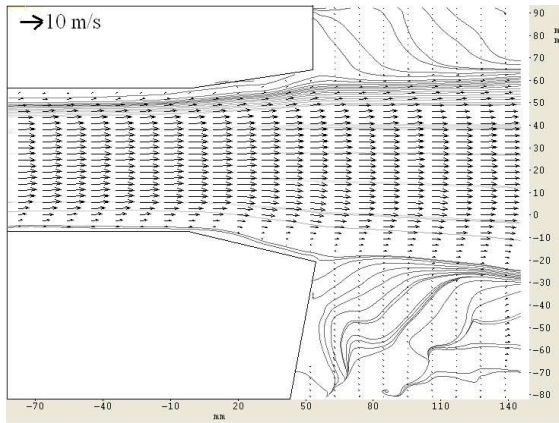
II.2 $U_0 = 10$ m/s

A 10 m/s nous avons vu que l'angle limite avec la décharge DBD en position P2 était $\alpha_L = 16^\circ$. Pour les résultats qui vont suivre, le biseau inférieur sera donc maintenu à 16° . Puis à cette vitesse, trois valeurs de l'angles du biseau supérieur vérifia l'état collé le long du biseau inférieur sont présentés : 5, 13 et 16° .

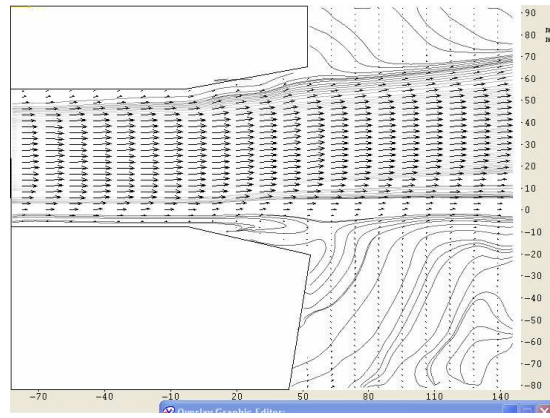
La Figure II-1 illustre, à travers des champs de vecteurs moyens et lignes de courant, les trois cas correspondant à 5° (a), 13° (b) et 16° (c). La colonne de gauche montre les champs de vecteurs moyens sans décharge et celle de droite lorsque la décharge est appliquée.

A 5° , l'écoulement non manipulé est collé le long du biseau inférieur et supérieur puis la direction du jet est horizontale. L'application de la décharge conduit à deux modifications importantes. On note d'abord le décollement de l'écoulement le long du biseau inférieur mais aussi la déviation du jet du côté du biseau supérieur. On peut observer le même phénomène à 13° mais d'une façon encore plus prononcée. Sans décharge, l'écoulement est toujours décollé du biseau supérieur et est collé le long du biseau inférieur. Puis, le jet est dirigé du côté où l'écoulement est collé. Avec la décharge, l'écoulement est décollé du biseau inférieur conduisant au recollement le long du biseau supérieur et à la déviation du jet vers le haut, c'est-à-dire du côté où l'écoulement est collé.

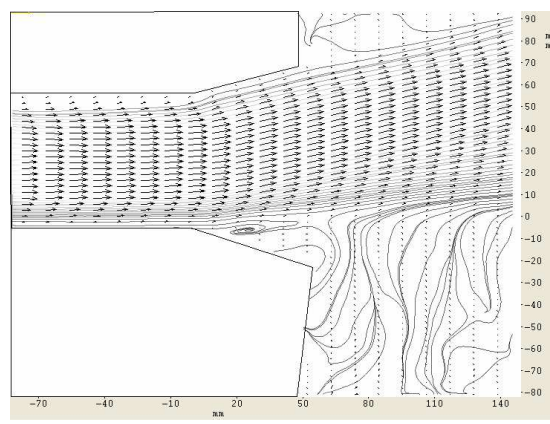
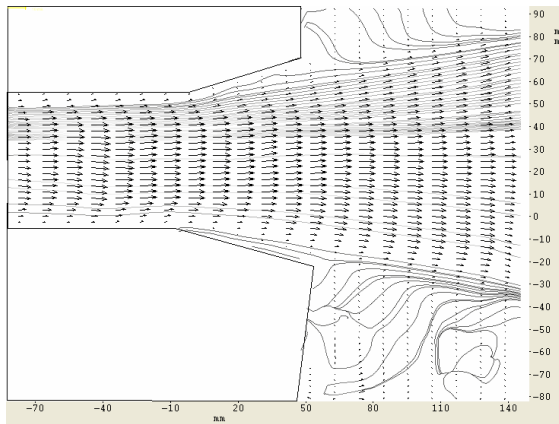
Sans décharge



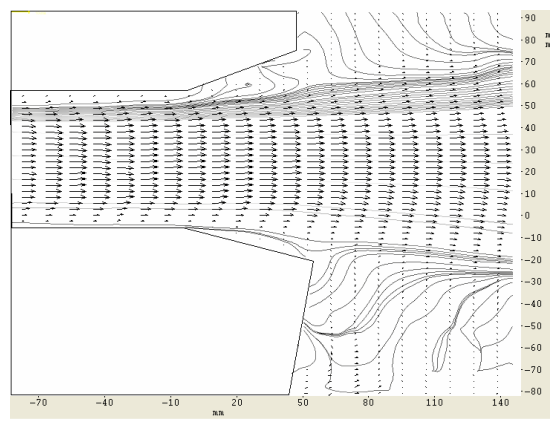
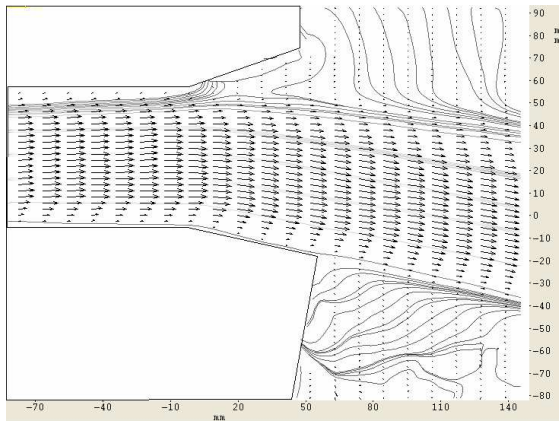
Avec décharge



(a)



(b)



(c)

Figure II-1: Champs de vecteurs moyens à 10 m/s sans décharge (colonne de gauche) et avec décharge (colonne de droite) pour α_h à 5° (a), 13° (b) et 16° (c) avec la décharge en position P2, en régime sinusoïdale et pour $f = 1500$ Hz .

Dans le dernier cas (16°), l'écoulement naturel est toujours collé le long du biseau inférieur et est décollé du biseau supérieur. Cependant, les deux biseaux étant à 16° le diffuseur est alors symétrique ce qui conduirait normalement à un jet horizontal. Or on remarque que le jet est dirigé vers le bas. Deux points peuvent expliquer cette anomalie. Premièrement, nous avons vu (voir section XIV.1.4) que l'état des couches limites amont du diffuseur sur les deux faces de la veine n'est pas identique (épaisseur de couche limite δ_{99} et facteur de forme H différents). Or l'état collé ou décollé de l'écoulement le long des biseaux dépend des couches limites amonts. Par conséquent, cette légère différence des couches limites inférieure et supérieure peuvent suffire à rendre le jet non symétrique. Néanmoins, l'établissement de la décharge, dans ce dernier cas, provoque le décollement du jet le long du biseau inférieur. Puis on observe que ce décollement a pour effet de modifier les conditions de développement du jet en aval. En effet, l'axe du jet est maintenant horizontal et son taux d'expansion s'est élargit.

La Figure II-2 représente des profils de vitesse et l'évolution de la couche de mélange à 5° (a), 13° (b) et 16° (c). Les profils de vitesse sont tracés à $X = 110$ mm puis la couche de mélange est calculée à 90% de U_0 (voir section XIV.4.1.1 de la partie XIV pour le détail exact du calcul de l'épaisseur de couche de mélange).

Le profil de vitesse avec décharge à 5° montre bien le changement de direction du jet (vers le bas) et la diminution de sa largeur observée avec les champs de vecteur. La diminution du taux d'expansion du jet est également confirmée par la couche de mélange qui est plus faible avec la décharge. En effet, les taux d'expansion τ avec et sans décharge sont respectivement 0,19 et 0,27. L'épaisseur de couche de mélange manipulée augmente donc 1,4 fois moins vite que sans décharge.

A 13° , le comportement des profils de vitesse et de la couche de mélange est identique à 5° mais avec une différence entre jet naturel et manipulé plus importante, confirmant ainsi les champs de vecteur. Le jet est davantage dévié vers le haut (différence entre les profils de vitesse avec et sans décharge plus grande qu'à 5°) puis l'épaisseur de couche de mélange augmente encore moins rapidement qu'à 13° lorsque la décharge est appliquée. On a des taux d'expansion τ avec et sans décharge qui sont de 0,22 et 0,69. L'épaisseur de couche de mélange avec décharge augmente presque trois fois moins vite que sans décharge.

Enfin à 16° , l'effet de la décharge est l'inverse de 5 et 13° . Le jet est bien dévié de sa direction naturelle mais le profil de vitesse avec décharge montre que la largeur du jet augmente. De plus, ceci est bien vérifié avec l'épaisseur de la couche de mélange. Sans

décharge le taux d'expansion est de 0,23 alors qu'il est de 0,42 avec décharge. L'épaisseur de couche de mélange avec décharge augmente donc deux fois plus vite.

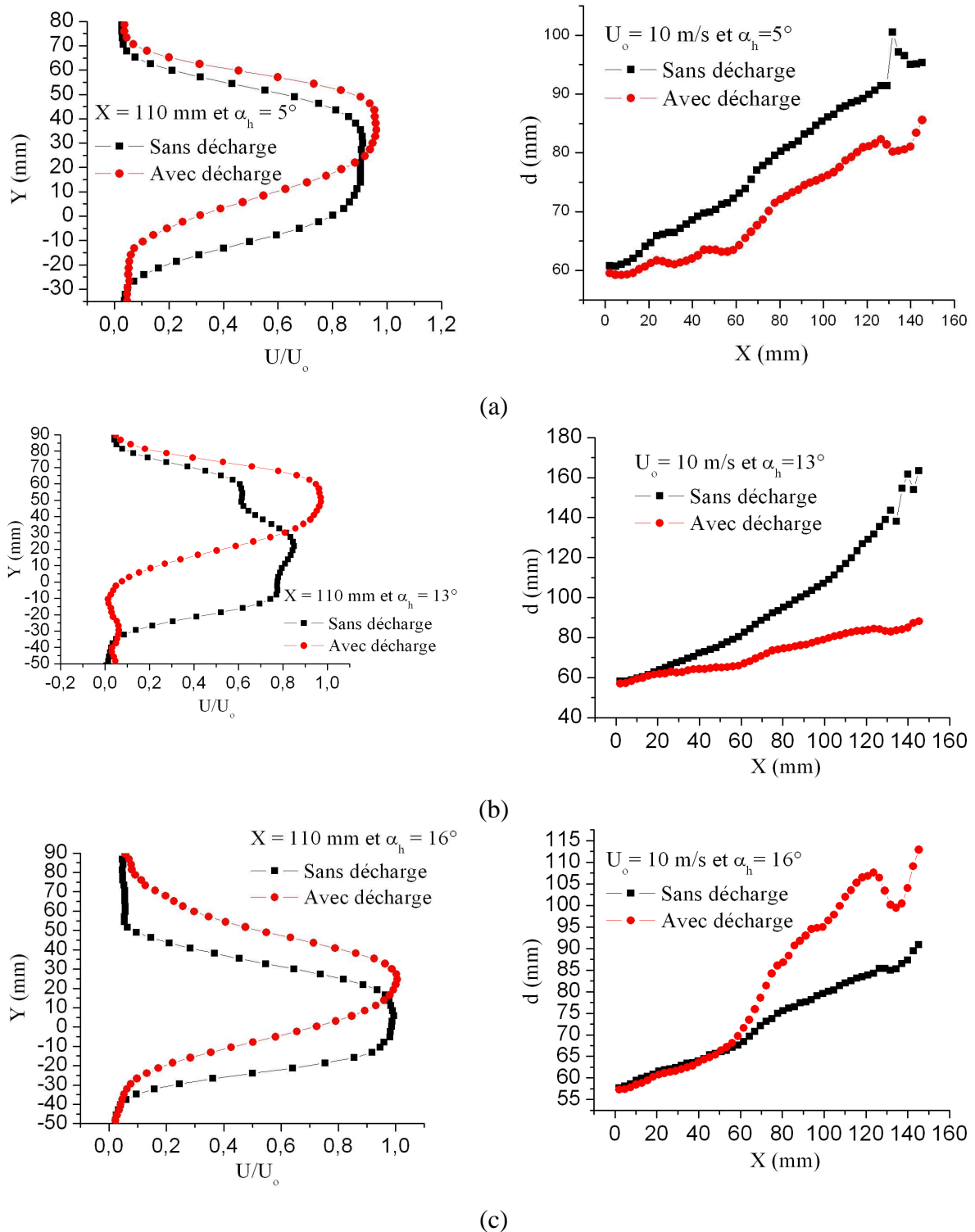


Figure II-2 : Profils de vitesse à $X = 110$ mm (colonne de gauche) et évolution de l'épaisseur de couche de mélange (colonne de droite) pour α_h à 5° (a), 13° (b) et 16° (c) avec la décharge en position P2, en régime sinusoïdale et pour $f = 1500$ Hz.

II.3U₀ = 30 m/s

Les mêmes expériences ont été réalisées à 30 m/s à l'angle limite $\alpha_L = 17^\circ$ pour le biseau inférieur. Par contre, il s'est avéré plus difficile de trouver et fixer le biseau supérieur car l'écoulement à 30 m/s est encore plus instable et sensible aux petites variations du biseau supérieur.

Les trois angles α_h pour lesquels l'écoulement est donc très instable sont proches de 4, 12 et 17° . Nous avons donc réalisé des mesures à ces angles mais les résultats ne sont pas très concluants car nous n'observons aucune modification sur les champs de vecteur (non représentés ici). Seuls des profils de vitesse (Figure II-3) illustrent ces expériences à 30 m/s. Ces profils de vitesse sont tracés au dessus du biseau à $X = 45$ mm à 4° (a), 12° (b) et 17° (c). L'observation des profils de vitesse nous indique que la décharge n'a aucune incidence à 12 et 14° et que seul une petite diminution de vitesse existe pour 4° .

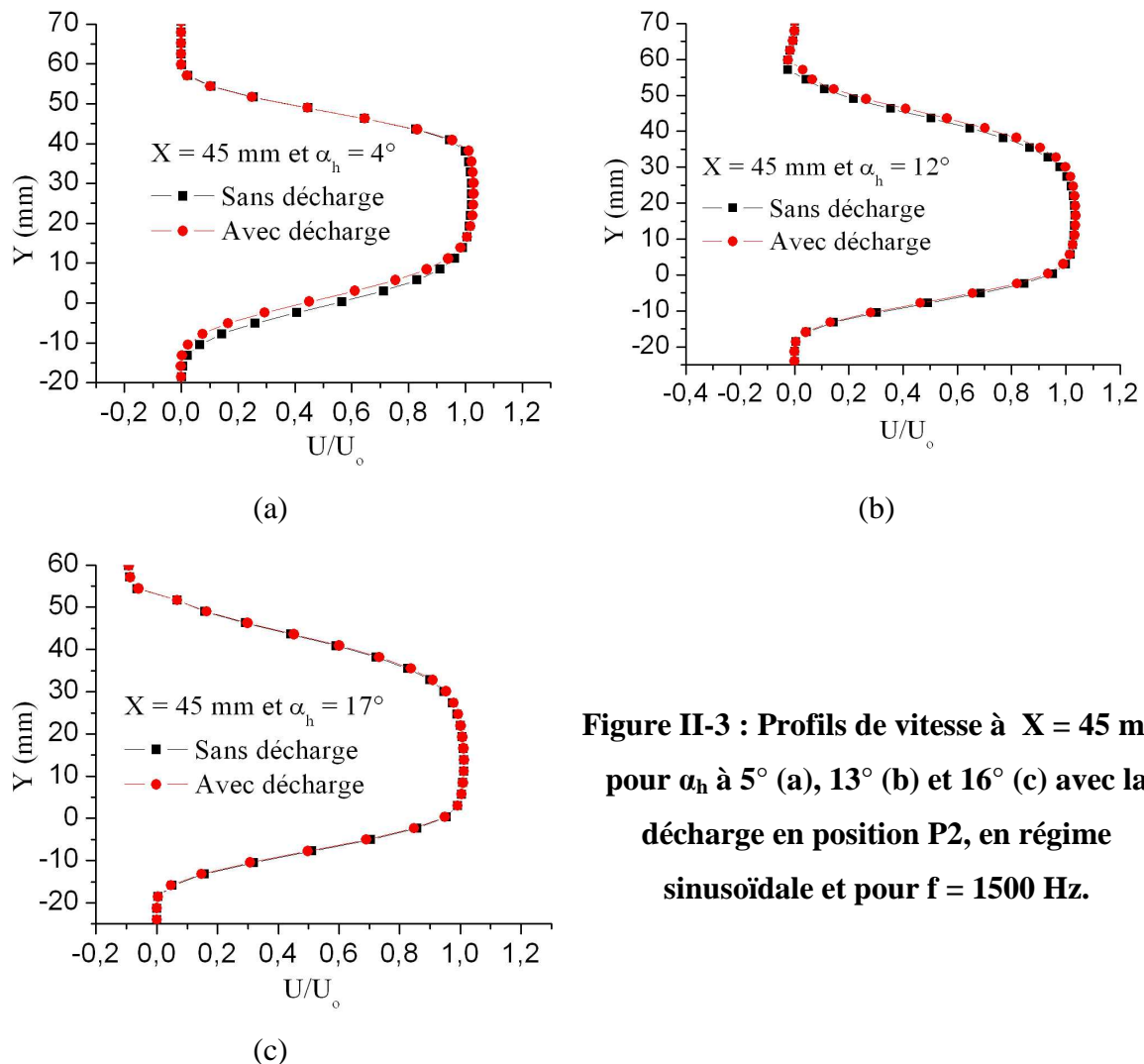


Figure II-3 : Profils de vitesse à $X = 45$ mm pour α_h à 5° (a), 13° (b) et 16° (c) avec la décharge en position P2, en régime sinusoïdale et pour $f = 1500$ Hz.

Les difficultés rencontrées à 30 m/s viennent du fait qu'à cette vitesse l'écoulement est encore plus sensible aux petites variations et qu'il était difficile de fixer le biseau supérieur assez précisément proche de la transition pour que la décharge puisse agir efficacement.

III. Etude du Recollement

III.1 Introduction

Jusqu'à maintenant, l'actionneur était tel qu'on imposait le vent ionique dans le sens contraire de l'écoulement U_0 afin de décoller l'écoulement initialement collé le long du biseau inférieur. Mais pour achever cette étude, nous avons décidé de regarder si il est également possible de recoller un écoulement naturellement décollé du biseau inférieur. Nous disposons alors les électrodes pour que le vent ionique et l'écoulement soient dans le même sens (sens +).

La décharge utilisée pour ces derniers essais est la DBD en régime sinusoïdale, pour une fréquence de 1500 Hz et les deux positions (P1 et P2) sont testées. Le biseau supérieur est horizontal ($\alpha_h = 0^\circ$) puis nous disposons le biseau inférieur pour y obtenir un écoulement décollé. La valeur de l'angle est choisi légèrement supérieure à l'angle limite à partir duquel l'écoulement est complètement décollé. Ceci afin que le minimum d'énergie fournie par la décharge soit nécessaire au recollement. Ces expériences ont été menées à 10 et 30 m/s.

III.2 $U_0 = 10$ m/s

L'angle du biseau inférieur à 10 m/s est fixé à 18° . La Figure III-1 représente les champs de vecteurs moyens obtenus sans décharge (a), lorsque la décharge est établie en position P1 (b) et en position P2 (c). Sans décharge l'écoulement le long du biseau inférieur est décollé et on observe que l'établissement de la décharge pour les deux positions recolle l'écoulement. Toutefois, on s'aperçoit que le recollement est plus important lorsque la décharge est appliquée en P1 (amont) qu'en P2 (sur le biseau). On peut effectivement voir que la vitesse au bord de fuite et proche de la paroi du biseau inférieur est plus grande pour P1 que pour P2.

Les profils de vitesse et l'évolution de l'épaisseur de couche de mélange de la Figure III-2 confirment que l'effet de la décharge est plus important en amont (P1) que sur le biseau (P2). Les profils de vitesse avec décharge (a), tracés à $X = 110$ mm, montrent également que l'axe du jet est dévié vers le bas, soit du côté du recollement, et que la largeur du jet est

augmentée. Puis, on voit que la déviation et l'augmentation de la largeur du jet est effectivement plus importante lorsque la décharge est établie en P1 qu'en P2.

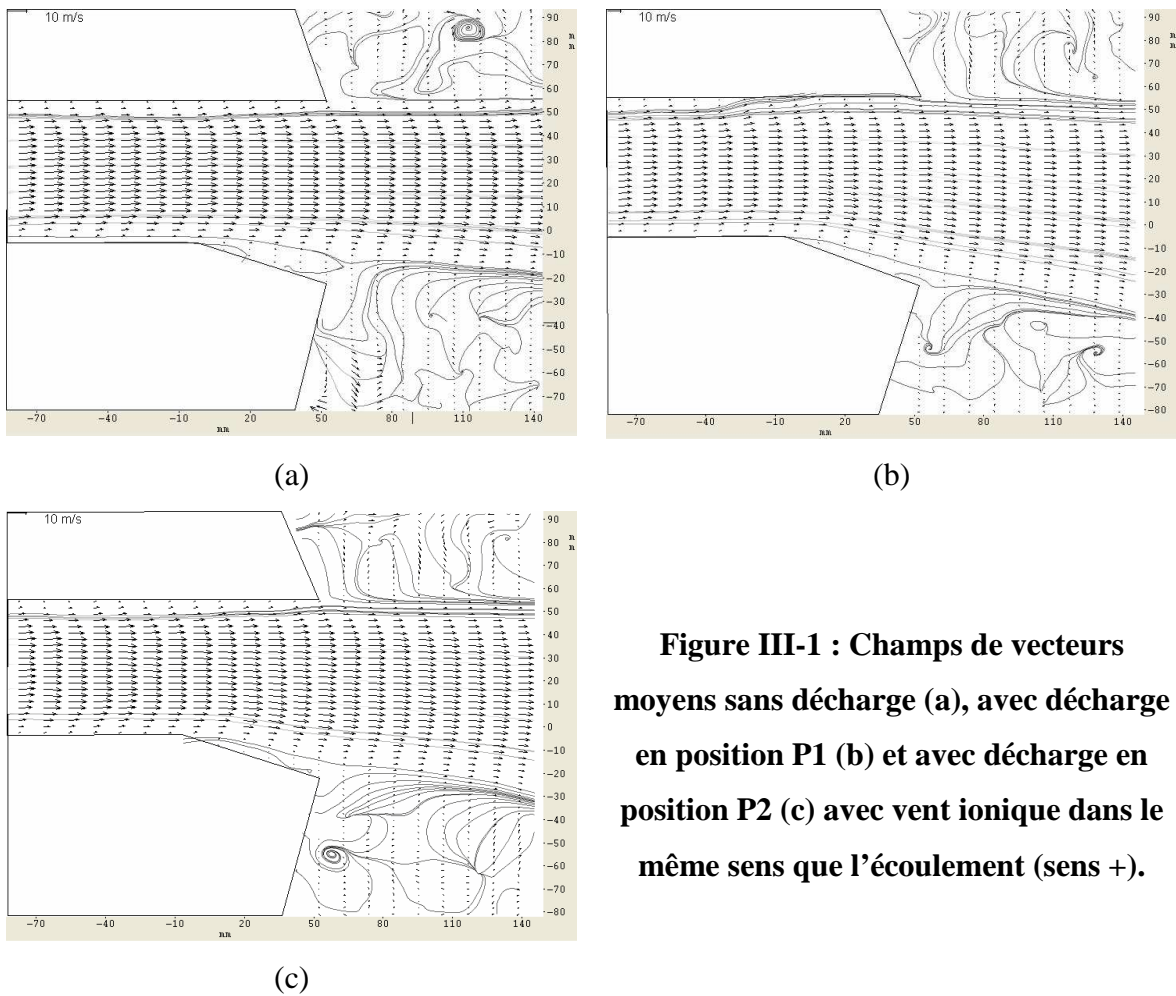


Figure III-1 : Champs de vecteurs moyens sans décharge (a), avec décharge en position P1 (b) et avec décharge en position P2 (c) avec vent ionique dans le même sens que l'écoulement (sens +).

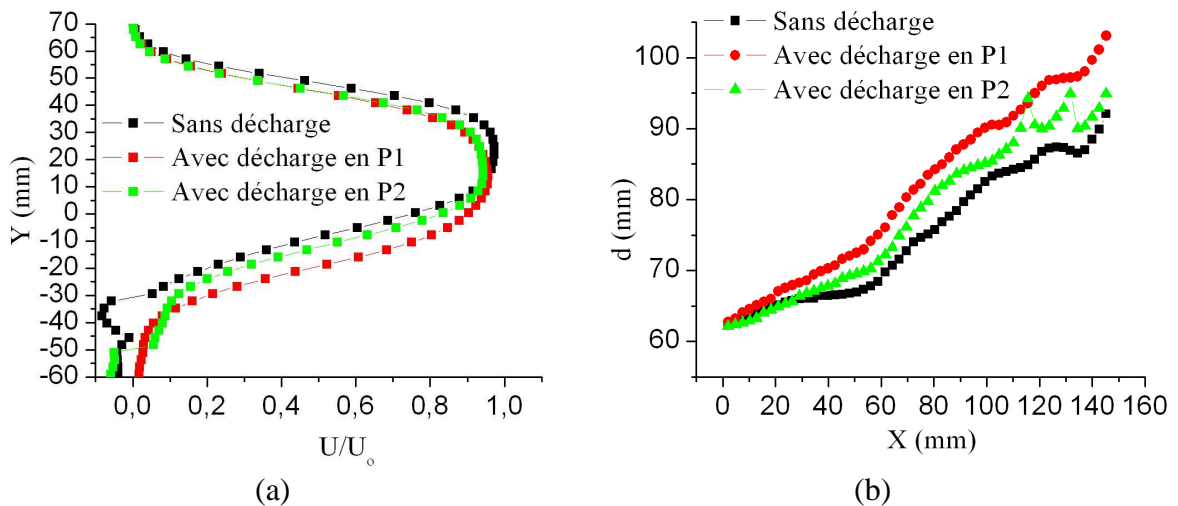


Figure III-2 : Profils de vitesse à $X = 110$ mm (a) et évolution de l'épaisseur de couche de mélange (b) pour les deux positions de la décharge.

Les épaisseurs de couche de mélange (b), calculées à 90% de U_o , montrent que la décharge a pour effet d'augmenter l'épaisseur de couche de mélange et que cette augmentation est plus importante pour P1. Le taux d'expansion τ du jet sans décharge est 0,21 puis avec la décharge en P1 et en P2 on a respectivement $\tau = 0,29$ et $\tau = 0,27$. L'accroissement de la couche de mélange est donc un peu plus rapide avec la décharge. Par ailleurs, la plus grande valeur de τ pour P1 montre que l'action de la décharge est plus importante en aval du biseau (P2).

III.3 $U_o = 30$ m/s

A 30 m/s, le biseau inférieur est également fixé à 18° . L'écoulement à cet angle est décollé du biseau inférieur mais les champs de vecteurs moyens n'ont pas montré de recollement lorsque la décharge est appliquée aux deux positions. Plus quantitativement, la Figure III-3 représente les profils de vitesse (a) tracés à $X = 110$ mm et l'évolution de l'épaisseur de couche de mélange (b) calculées à 90% de U_o . Ces résultats indiquent donc que l'effet de la décharge est nulle en P1 et très faible en P2. Ainsi, la position la plus favorable à 30 m/s est maintenant la position P2 alors qu'à 10 m/s, nous avons vu que c'était la position P1. Par ailleurs, l'effet obtenu en P2 à 30 m/s est contraire à nos attentes puisque le profil de vitesse avec décharge correspondant indique une diminution de la vitesse et de l'épaisseur de couche.

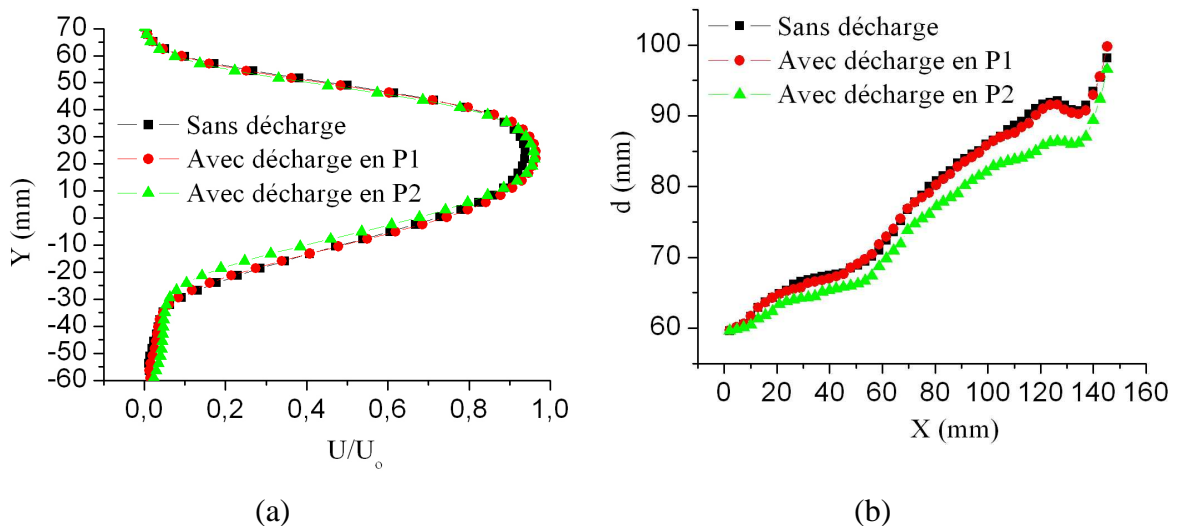


Figure III-3 : Profils de vitesse à $X = 110$ mm (a) et évolution de l'épaisseur de couche de mélange (b) pour les deux positions de la décharges.

IV. Conclusion

Cette série d'expériences a été menée à la suite d'une première série présentée dans ce rapport à la partie XIV. Il s'agit d'analyser l'influence d'une décharge électrique dans le cas d'un jet à section rectangulaire muni d'un diffuseur à sa sortie. Le diffuseur est constitué de deux biseaux mobiles et indépendants. L'objectif des dernières mesures est d'appliquer les résultats obtenus lors des premières mesures pour approfondir l'étude sur le jet. Ainsi, nous n'avons considéré ici que la décharge à barrière diélectrique (DBD).

Premièrement, nous avons analysé l'influence du biseau supérieur du diffuseur en maintenant le biseau inférieur à un angle fixe. L'écoulement le long du biseau inférieur est alors naturellement collé et est proche de l'instabilité. Pour trois positions du biseau supérieur, nous avons remarqué que l'application de la décharge DBD à 10 m/s sur le biseau inférieur a pour effet de changer la direction du jet (vectorisation). A 30 m/s, les conditions expérimentales difficiles pour stabiliser le jet naturel ont juste montré une réduction de la vitesse proche du biseau inférieur. Cette première approche de vectorisation par utilisation de décharge électrique est très encourageante et ouvre de nouvelles perspectives. Puis, en optimisant davantage l'actionneur et en prenant plus de précautions expérimentales, il n'est pas impossible d'obtenir des résultats à 30 m/s qui soient semblables de ceux observés à 10 m/s.

Puis dans un second temps, nous avons configuré la décharge DBD pour avoir le vent ionique dans le même sens que le jet afin de recoller un écoulement naturellement décollé le long du biseau supérieur. A 10 m/s, les résultats ont montré qu'il est plus efficace d'agir en amont du biseau que sur le biseau. A 30 m/s, nous avons observé l'inverse et les résultats observés sont semblables à ceux obtenus dans le cas du vent ionique opposé au sens du jet, c'est-à-dire une diminution de la vitesse. L'effet sur l'écoulement à 30 m/s ne semble donc plus dépendre seulement du vent ionique. Ce dernier point recoupe ainsi un des objectifs fixés lors des perspectives énoncées précédemment et nous renforce la nécessité de tester l'actionneur à plus haute vitesse.