

UNIVERSITE SAAD DAHLEB DE BLIDA

Faculté des Sciences de l'Ingénieur
Département de Génie Mécanique

THESE DE DOCTORAT D'ETAT

Option : Energétique

CONTRIBUTION A L'ETUDE DE LA MODIFICATION DES ECOULEMENTS A L'AIDE D'UNE DECHARGE ELECTRIQUE

Par

SEMMAR Djaffar

Devant le jury composé de :

M. Y. Benkedda	Professeur , USD de Blida	Président
M. S. Boukraa	Professeur , USD de Blida	Examineur
M. A. Youcefi	Professeur, USTO d'Oran	Examineur
M. A. Khellaf	Directeur de Recherche CDER	Examineur
Mme K. Bouhadeb	Professeur , USTHB d'Alger	Examinatrice
M. N. Ait Messaoudene	Professeur , USD de Blida	Rapporteur

Blida, Février 2008

RESUME

L'objet du présent travail porte sur une étude numérique et expérimentale des plasmas destinés au contrôle actif des écoulements aérodynamiques. Le but de cette étude est l'approfondissement de la compréhension de l'interaction entre un plasma et un écoulement, et de la manière avec laquelle un plasma peut être à l'origine de la modification ou le déclenchement d'un écoulement.

Une étude expérimentale sur le développement de la décharge à barrière diélectrique est réalisée. La mise en évidence d'un écoulement induit par décharge est déterminée. L'étude des différents paramètres géométriques et électriques est entreprise.

La simulation numérique d'un écoulement de couche limite au dessus d'une plaque plane soumis à une décharge couronne est réalisée par l'intermédiaire du code de calcul commercial Fluent, en prenant en considération les paramètres électriques.

Les calculs ont permis de déterminer les profils de vitesses en fonction de la variation de plusieurs paramètres, à savoir le vent ionique, la tension aux bornes des électrodes et le facteur de forme de la zone inter-électrode.

Cette étude présente une contribution à l'amélioration de la connaissance de la structure des écoulements en présence de décharges électriques ainsi que les échanges d'énergies qui ont lieu dans ce cas.

ABSTRACT

This research deals with the contribution of numerical and experimental study of plasma used in active control of aerodynamical flows. The aim of this study is to have better knowledge of plasma and flow interactions, or how could plasma be an origin to a flow. An empirical study on the development of discharge with dielectrical barriers is performed. The effect of an induced flow by determined discharge is defined. A study with different geometrical and electrical parameters is carried out.

For the numerical simulation of the physical phenomena of corona discharge, the software Fluent is used, taking into consideration the electrical parameters.

The simulation has allowed in to determine the velocity profiles as function of various parameters such as the ionic wind, the voltage across the electrodes and the shape factor of the inter electrodes zone.

This study helps to the knowledge of the flow structure in the electrical discharge and the energy exchanges.

ملخص

الهدف من هذا البحث العلمي هو تبين بدراسة رقمية و تجريبية، مساهمة البلازما في مراقبة فعالة لسيول الهوائية، أو كيف يمكن أن يكون البلازما مصدر سيلان. دراسة تجريبية على الطلق بمانع زوجي كهربائي قد حققت. تبين نبوغ سيلان بطلق كهربائي مع دراسة مختلف المعطيات الهندسية و الكهربائية. انجز التشكيل الرقمي للظاهرة الفيزيائية لطلق كوروني ببرنامج "فلوينت" مع أخذ باعتبار لمعطيات الكهربائية مختلفة. هذا العمل مكن من إيجاد نتائج حسب تغييرات مختلفة ، منها السرعة، التوتر عند الحدود و شكل المجال الكهربائي. هذه الدراسة تساعد على تحسين معرفة السيلان في حلة طلاقات الكهربائية متنوعة مع معرفة التبادلات الطاقية.

REMERCIEMENTS

Tout d'abord je remercie sincèrement le Professeur **N. AIT MESSAOUDENE** 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.

Je remercie particulièrement l'équipe arc électrique-spectroscopie du Gremi avec qui j'ai passé des moments de recherche inoubliables, que le Docteur **J.M. BAUCHIRE** et le Professeur **D. HONG** trouvent toute ma reconnaissance et gratitude.

Mes remerciements s'adressent également à **J. POUVESLE**, Directeur du Gremi et Directeur de recherche, qui a accepté de m'accueillir au sein du laboratoire.

J'adresse mes plus vifs remerciements à Monsieur **Y. BENKEDDA**, Professeur à l'université de Blida, pour avoir manifesté un grand intérêt pour le sujet en acceptant d'être Président de Jury.

Que Monsieur **A. YUCEFI**, Professeur à USTO trouve ici l'expression de mes sincères remerciements pour l'honneur qu'il me fait en participant au jury.

Mes remerciements s'adressent également à Madame **K. BOUHADEF**, Professeur à USTHB pour avoir manifestée un grand intérêt pour le sujet en acceptant d'être examinatrice de cette thèse.

Je remercie **S. BOUKRAA**, Professeur à l'université de Blida, qui m'a fait l'honneur de participer au jury et d'examiner mon travail.

Je tiens également à remercier Monsieur **A. KHELLAF**, Directeur de recherche au CDER, pour sa générosité, ses compétences professionnelles et surtout pour avoir consacré une partie de son temps à l'examen de ce travail, en étant examinateur.

Dans ces remerciements, je ne peux oublier mon épouse qui, malgré ses lourdes activités, a sacrifié ses moments précieux pour contribuer à la réalisation de ce travail.

Je tiens à remercier mes parents pour leur confiance inébranlable et leur soutien pour la réalisation de ce travail, ainsi que toute ma famille.

SOMMAIRE

RESUME	
REMERCIEMENTS	
SOMMAIRE	
LISTE DES ILLUSTRATIONS GRAPHIQUES	
LISTE DES SYMBOLES ET ABREVIATIONS	
INTRODUCTION	1
1. REVUE DES METHODES DE CONTROLE ACTIF DES ECOULEMENTS	4
1.1 - Introduction	4
1.2 – Contrôle de la transition laminaire-turbulent.....	5
1.2.1 – Phénomène de transition.....	5
Propriétés.....	5
Vers la transition.....	6
1.2.2 – Méthodes de contrôle de la transition.....	7
Aspiration.....	7
Parois mobiles.....	8
Chauffage, refroidissement.....	9
1.3 - Contrôle de la séparation	9
1.3.1 - Le phénomène de séparation.....	9
1.3.2 - Les méthodes de contrôle de la séparation.....	10
Le soufflage	11
Les MEMS	13
1.4 - La couche de mélange plane.....	13
a) Les différentes structures	13
b) Méthodes de contrôle.....	15
1.5 - Conclusion	15
2. LES DECHARGES A PRESSION ATMOSPHERIQUE	17
2.1 Introduction	17

2.2 Plasmas	18
2.2.1 - Chocs élastiques/ inélastiques	18
Excitation	18
Ionisation	19
Recombinaison	19
Détachement	19
2.2.2 - Les paramètres de classification des plasmas	20
La densité électronique	20
Température électronique	20
Libre parcours moyen	20
Longueur de Debye	20
2.2.3 - Classification des plasmas	21
2.3 - Mécanismes de formation et processus physiques des décharges électriques...	22
Régime I	22
Régime II	23
Régime III.....	23
Régime IV.....	24
2.3 Décharges couronnes	24
Différence entre la décharge positive et négative	25
2.4 Les décharges AC	26
2.5 Les décharges à barrières diélectriques	26
La décharge silencieuse	27
Décharge lumineuse homogène	27
2.6 Conclusion	28

3. NOTIONS D'ELECTROAERODYNAMIQUE	30
3.1 Introduction	30
3.2 Le vent ionique	31
3.2.1 - Historique.....	31
3.2.2 - Vent ionique entre une pointe et un plan	32
- Vitesse du vent ionique.....	32
3.3 - Contrôle d'écoulements par plasmas :.....	34
3.3.1 - Décharges couronnes (corona discharge) :.....	34
3.3.2 - Décharges à barrière diélectrique (DBD) :.....	39

3.4 – Conclusion	42
4. ETUDE EXPERIMENTALE D'UN ECOULEMENT INDUIT PAR DECHARGE A BARRIERE DIELECTRIQUE DBD.....	44
4.1 Introduction	44
4.2 Dispositifs expérimentaux.....	44
4.2.1 Plaque d'essai.....	47
4.2.2 Instruments de mesures électriques.....	47
4.2.3 Mesure du vent ionique.....	49
4.4 Résultats expérimentaux – étude du vent ionique.....	49
4.4.1 Influence des paramètres électriques et de l'épaisseur du diélectrique	49
4.4.2 – Profil de vitesse :.....	52
4.4.3 - Influence de la distance inter-électrodes	54
4.4.4 - Influence de la largeur de l'électrode coté masse	55
4.5 – Conclusion	56
5. APPROCHE THEORIQUE DU COUPLAGE ECOULEMENT DECHARGE COURONNE	58
5.1 - Introduction.....	58
5.2 - Mise en équation générale	58
5.2.1 - Les équations de mécanique des fluides.....	58
5.2.2 - Les forces électrostatiques.....	59
5.2.3 - Les équations d'électrostatique.....	60
5.2.4 - Le couplage.....	61
5.3 - Approche découplée	62
5.4 - Approche couplée 2-D stationnaire pour une couche limite	62
5.5 – Conclusion.....	64
6. RESOLUTION NUMERIQUE D'UN ECOULEMENT SOUMIS A UNE DECHARGE COURONNE	66
6.1- Introduction	66
6.2 - Configuration étudiée.....	67
6.3 - Principaux phénomènes physiques	68
6.3.1 - La zone anodique.....	68

6.3.2- La zone cathodique.....	70
6.3.3 -Espace inter-électrode.....	71
6.3.4 - Vent électrique et conséquences hydrodynamiques.....	71
6.4 - Modélisation numérique.....	72
6.4.1 - Présentation du code Fluent	73
6.4.2 – Domaine de calcul	75
6.4.3 – Hypothèses et mise en équations	76
6.4.4 - Maillage du domaine de calcul	79
6.4.5 - Résolution par l'utilisation de fluent	81
a – Schémas de discrétisation et d'interpolation :	81
b – Couplage pression-vitesse	81
c – Facteurs de relaxation.....	82
d - Intégration des équations électrostatiques dans Fluent	83
6.4.6 – Récapitulatif de l'algorithme de calcul	84
6.5 – Résultats	84
6.5.1 – Ecoulement avec et sans décharge et validation des résultats	84
a - Ecoulement sans décharge	84
b - Ecoulement avec décharge	86
c - Validation des résultats.....	89
6.5.2 - Etude paramétrique.....	93
a - Influence de la hauteur h du domaine 2	94
b - Influence de la vitesse d'entrée U_0	96
c - Influence de la tension aux électrodes	97
6.5.3 - Epaisseur de la couche limite	99
6.5.4 – Ecoulement instationnaire sur une plaque inclinée	105
6.6 – Conclusion	109

CONCLUSION GENERALE.....	111
---------------------------------	------------

REFERENCES.....	115
------------------------	------------

ANNEXES.....
---------------------	--------------

..

LISTE DES FIGURES

Figure 1.1 : Variation du coefficient de frottement C_f pour une plaque plane sans incidence en fonction du nombre de Reynolds	5
Figure 1.2 : Epaisseur de couche limite d'une plaque plane sans incidence, en fonction du Reynolds	6
Figure 1.3: Schéma de principe de l'aspiration de couche limite.....	8
Figure 1.4 : Méthodes passives de prévention de la séparation très utilisé dans l'aéronautique.....	10
Figure 1.5 : Ecoulement autour d'un volet d'aile d'avion : sans aspiration l'écoulement est séparé (a), avec l'aspiration l'écoulement est recollé (b)	11
Figure 1.6 : Schéma de principe de soufflage tangentiel de la couche limite	12
Figure 1.7 : 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	14
Figure 1.8 : Visualisation de 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).....	14
Figure 1.9 : Reconstitution tridimensionnelle des structures primaires et secondaires de la couche de mélange plane.....	14
Figure 1.10 : Visualisations d'une couche de mélange plane bidimensionnelle excitée à 40 et 80 Hz.....	15
Figure 2.1 : Différentiation des plasmas en fonction de la densité électronique n_e	21
Figure 2.2 : Caractéristique courant-tension des décharges dans l'air à pression atmosphérique.....	23
Figure 2.3 : Représentation de la structure couronne dans un système fil-plan	25
Figure 2.4 : Descriptif de la décharge couronne négative.....	25
Figure 2.5 : Descriptif de la décharge couronne positive.....	26
Figure 2.6 : Etapes de la formation d'une micro décharge dans une DBD (Roth, 2001).....	27
Figure 3.1 : Variation de la vitesse du vent ionique en fonction du courant de décharge.....	33
Figure 3.2 : Configuration utilisée par Velkoff et Ketcham (a) et retard de la transition	

observé (b), d'après Velkoff et Ketcham (1968).....	35
Figure 3.3 : 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),	36
Figure 3.4 : 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	37
Figure 3.5 : 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).....	37
Figure 3.6 : Photographie d'une décharge de surface d'après les travaux d'Eric Moreau.....	38
Figure 3.7 : Déviation d'un écoulement le long d'une plaque plane par actionneur plasma... ..	38
Figure 3.8 : Visualisations d'un écoulement de 0.4 m/s autour d'une plaque plane inclinée à 30 degrés, sans (a) et avec (b) décharge couronne.....	38
Figure 3.9 : Configuration géométrique des électrodes utilisées par Roth pour établir la « OAUGDP » (a) (Roth et Sherman, 1998) et sens de l'écoulement induit (b)	39
Figure 3.10 : (a) Traîné de plaque dissymétrique, électrode supérieur en amont, et électrode inférieure en amont, 3 kV, 4 kHz, (b) Vitesse induite par la décharge à 3 kHz	41
Figure 3.11 : Configuration de la décharge et domaine de calcul utilisé	42
Figure 4.1 : Photo de L'alimentation.....	45
Figure 4.2 : Schéma électrique du banc d'essai pour la création de décharge DBD.....	45
Figure 4.3 : La géométrie et dimension d'une décharge élémentaire de DBD.....	46
Figure 4.4 : Branchement de plusieurs électrodes.....	47
Figure 4.5 : Photo de la plaque d'essai avec connexion électrique.....	47
Figure 4.6 : Instruments de mesures.....	48
Figure 4.7 : Photo de la plaque d'essai avec Plasma	49
Figure 4.8 : Tube de Pitot.....	49
Figure 4.9 : Position du tube de Pitot.....	50
Figure 4.10 : Courbe expérimentale Vitesse - Tension pour différentes fréquences	51
Figure 4.11 : Courbe expérimentale Vitesse - Tension pour différentes fréquences Epaisseur = 1,6 mm.....	51
Figure 4.12 : Positions de mesure de pression.....	52

Figure 4.13 : Profil de vitesse pour plusieurs positions de prise de pression.....	52
Figure 4.14 : position du tube de Pitot.....	53
Figure 4.15 : Mesure de vitesse d'écoulement tout au long de la plaque	54
Figure 4.16 : Position du tube de Pitot pour la variation de la distance inter-électrodes.....	54
Figure 4.17 : Variation vitesse- tension pour différentes valeurs de la distance inter-électrodes	55
Figure 4.18 : Mesure de pression.....	55
Figure 4.19 : Variation vitesse tensin pour différentes valeurs de la largeur de l'électrode coté masse	56
Figure 6.1 : Schéma de la plaque expérimentale étudiée.....	68
Figure 6.2 : Description de l'espace interélectrode.....	69
Figure 6.3 : Principe d'une décharge couronne positive.....	70
Figure 6.4 : Principe d'une décharge couronne négative.....	70
Figure 6.5 : Visualisation de l'hydrodynamique par introduction de fumée	72
Figure 6.6 : Visualisation de l'écoulement $Re = 15\ 000$, $\Delta V = 30\ kV$, $I = 250\ \mu A$	72
Figure 6.7 : Schéma de principe de la décharge couronne utilisée.....	75
Figure 6.8 : Zone inter-électrode (Domaine 2).....	76
Figure 6.9 : Domaine d'étude et conditions aux limites.....	78
Figure 6.10 : Maillage non structuré du domaine (21864 nœuds).....	80
Figure 6.11 : contours de vitesse calculés sans décharge ($V=0.1\ m/s$).....	85
Figure 6.12 : champs de vitesse à $V = 0,1\ m/s$	85
Figure 6.13 : contours de vitesse calculés avec décharge ($V=0.1\ m/s$).....	87
Figure 6.14 : Profil de vitesse sans décharge observé à 3 mm de l'anode (V_{entr} de 5 m/s)....	88
Figure 6.15 : Profil de vitesse avec décharge observé à 3 mm de l'anode (V_{entr} de 5 m/s)....	88
Figure 6.16 : Profils de vitesse calculé, 1 cm en aval de la cathode, pour $U_0 = 5$	90
Figure 6.17 : Profils de vitesse, 1 cm en aval de la cathode, pour $U_0 = 5\ m/s$ et pour Différents valeurs du courant de décharge.....	91
Figure 6.18 : Profil de vitesse sans décharge à 1 cm en avale de la cathode ($U_0 = 5\ m/s$, $\phi_{anode} = +22\ kV$, $\phi_{cathode} = -10\ kV$, $\alpha = 0,5 \cdot 10^{-3}$).....	92
Figure 6.19 : Profil de vitesse avec décharge à 1 cm en avale de la cathode ($U_0 = 5\ m/s$, $\phi_{anode} = +22\ kV$, $\phi_{cathode} = -10\ kV$, $\alpha = 0,5 \cdot 10^{-3}$).....	93
Figure 6.20 : Champs de vitesse (a) sans et (b) avec décharge ($U_0 = 5\ m/s$, $\phi_{anode} = +22\ kV$, $\phi_{cathode} = -10\ kV$, $\alpha = 0,5 \cdot 10^{-3}$).....	94

Figure 6.21 : Profils de vitesse, 1 cm en aval de la cathode, pour $U_0 = 5$ m/s et $\alpha = 0.5 \cdot 10^{-3}$	95
Figure 6.22 : Profils de vitesse, avec ($^{-\square-}$) et sans décharge ($^{-\blacksquare}$), 1 cm en aval de la cathode, pour $U_0 = 5, 10$ et 17 m/s et $\alpha = 0.5 \cdot 10^{-3}$	96
Figure 6.23 : Profils de vitesse, avec ($^{-\square-}$) et sans décharge ($^{-\blacksquare}$), 1 cm en aval de la cathode, pour $U_0 = 5, 10$ et 17 m/s.....	97
Figure 6.24 : Variation du champ électrique en fonction de la distance inter-électrode pour différentes tensions.....	97
Figure 6.25 : Profils de vitesse à 1 cm en aval de l'anode ($U_0 = 5$ m/s et $\alpha = 0.5 \cdot 10^{-3}$).....	98
Figure 6.26 : Profils de vitesse à 1 cm en aval de la cathode ($U_0 = 5$ m/s et $\alpha = 0.5 \cdot 10^{-3}$).....	99
Figure 6.27 : Schéma de principe de l'actionneur électroaérodynamique.....	100
Figure 6.28 : Visualisation du champ de vitesse pour $U_0 = 5$ m/s, sans décharge.....	101
Figure 6.29 : profil de vitesse pour $U_0 = 5$ m/s sans décharge pour différentes abscisses.....	101
Figure 6.30 : Visualisation du champ de vitesse pour $U_0 = 10$ m/s, sans décharge.....	102
Figure 6.31 : profil de vitesse pour $U_0 = 10$ m/s sans décharge pour différentes abscisses...	102
Figure 6.32 : Visualisation du champ de vitesse pour $U_0 = 0,2$ m/s, sans décharge.....	103
Figure 6.33 : profil de vitesse pour $U_0 = 0,2$ m/s sans décharge pour différentes abscisses...	103
Figure 6.34 : Visualisation du champ de vitesse pour $U_0 = 5$ m/s, avec décharge.....	104
Figure 6.35 : profil de vitesse pour $U_0 = 5$ m/s avec décharge pour différentes abscisses....	104
Figure 6.36 : évolution de l'épaisseur de la couche limite en fonction de l'abscisse avec et sans décharge pour une vitesse d'écoulement de 5 m/s.....	105
Figure 6.37 : Maillage de la structure	106
Figure 6.38: Zoom de la zone interélectrodes.....	106
Figure 6.39 : Champ de vitesse calculé et ligne de courant sans décharge	107
Figure 6.40 : Champ de vitesse calculé et ligne de courant avec décharge	108
Figure 6.41 : Potentiel électrique.....	109

LISTE DES SYMBOLES ET ABREVIATIONS

Lettres latines :

D	Coefficient de diffusivité d'ions	(m ² .s ⁻¹)
E	Champ Electrique	(V/m)
F, F _e	Force	(N)
f	Fréquence	(Hz)
h	Hauteur du domaine d'étude	(m)
J	Densité de courant	(A.m ⁻²)
N _{ch}	Densité volumique d'électron	(m ⁻³)
P	Pression	(Pa)
T	Température	(K)
U	Tension	(V)
u , v	Composantes de la vitesse	(m.s ⁻¹)
U ₀	Vitesse initiale	(m.s ⁻¹)
Q	Charge élémentaire	(C)

Lettres grecques :

ΔP	Différence de pression	(Pa)
ρ	Masse volumique de l'air	(kg.m ⁻³)
ε ₀	Constante diélectrique de l'air (permittivité électrique du vide)	(F.m ⁻¹)
ε	Permittivité du gaz	(F.m ⁻¹)
ρ _c	Densité volumique de charge	(C.m ⁻³)
φ	Potentiel électrique	(V)
Φ	Grandeur scalaire	
μ _i	Mobilité d'ions d'air	(H.m ⁻¹)

σ	Conductivité électrique	(S.m ⁻¹)
α	Coefficient	
τ	Tenseur des contraintes	

Abréviations :

CPAT	Centre de Physique des Plasmas et Applications de Toulouse, Université Paul Sabatier
CFD	Computational Fluid Dynamics (Mécanique des Fluides Numérique)
DBD	Décharge à Barrière Diélectrique
GREMI	Groupe de Recherches sur l'Energétique des Milieux Ionisés, Université d'Orléans
LEA	Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques, Université de Poitiers
LApEH	Laboratoire des applications Energétiques et de l'Hydrogène Université de Blida
LME	Laboratoire de Mécanique et Energétique, Université d'Orléans
ONERA	Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales
PMMA	Polyméthacrylate
UDF	User-Defined Function
UDS	User-Defined Scalar
UDM	User-Defined Memory

INTRODUCTION

Face aux contraintes économiques, environnementales et du confort, l'intérêt du développement des techniques de contrôle pour améliorer les performances, réduire la consommation et la pollution, améliorer la stabilité et le confort, a pris un essor considérable. Le contrôle peut être utilisé pour influencer la transition, modifier l'intensité turbulente, influencer le décollement pour réduire la traînée et augmenter la portance, optimiser les échanges énergétiques, améliorer le confort et réduire le bruit.

Les mouvements aérodynamiques induits par des décharges hors-équilibre, à pression atmosphérique, peuvent être utilisés pour le contrôle actif des écoulements appliqués (aéronautique, automobile...), notamment proche de surfaces.

Bien que le phénomène soit connu depuis longtemps, la mise en mouvement d'un gaz par une décharge électrique ne connaît un fort intérêt que depuis une décennie. Son application potentielle à l'optimisation d'écoulements appliqués, et par voie de conséquence aux économies d'énergie que cela peut entraîner, expliquent ce nouvel intérêt. Facilement observable, ce phénomène n'est pas complètement compris, d'autant plus qu'il dépend de plusieurs paramètres et des différents types de décharges.

L'étude expérimentale de ces systèmes ne se fait pas sans difficultés. Le plasma généré par des décharges hors équilibre et à pression atmosphérique est souvent instationnaire, peu lumineux et de faible dimensions. L'approche numérique peut dans ce cas apporter de nouveaux éléments d'interprétation.

Le but des recherches proposées est donc de mieux comprendre le rôle joué par le plasma et d'analyser son interaction avec un écoulement en fonction de la vitesse de celui-ci et des conditions de décharges. Ceci permettra d'optimiser les propriétés du milieu ionisé afin d'augmenter l'efficacité des modifications engendrées sur l'écoulement en fonction des caractéristiques de ce dernier.

Le sujet de cette thèse se situe à la frontière de deux domaines scientifiques que sont la Mécanique des Fluides et la Physique des Plasmas. Ces deux domaines sont très distincts et n'ont que peu d'interaction sur le plan de la recherche. C'est pour cette raison qu'au début de mon étude, la littérature rapportant les interactions entre un plasma froid ou une décharge électrique n'était pas très importante. La décharge électrique établie sur la surface d'un matériau isolant n'avait pas fait l'objet de publication importante, cette configuration n'étant pas encore d'un grand intérêt. Le contrôle d'un écoulement d'air par une décharge électrique n'avait fait l'objet que d'un nombre restreint de publications. La connaissance sur le sujet était donc assez faible.

Durant ces trois dernières années, le sujet n'a fait que prendre de l'ampleur notamment grâce aux différents travaux du laboratoire d'accueil GREMI (Groupe de Recherche sur l'Energétique des milieux Ionisés) et ceux des équipes LME (Orléans), CPAT (Toulouse) et LEA (Poitiers), avec qui nous avons travaillé en collaboration. Désormais, plusieurs équipes se lancent dans des recherches portant sur ce sujet. Aux Etats-Unis, une équipe travaille également sur le même sujet mais avec un autre type de plasma. C'est ainsi que depuis trois années, le nombre de publications a beaucoup augmenté, ainsi que le nombre de chercheurs travaillant sur le sujet. Les chercheurs russes qui ont beaucoup travaillé sur l'interaction des plasmas chauds sur les ondes de chocs en supersonique commencent également à publier sur le sujet.

Le travail entrepris dans cette thèse a consisté à développer l'actionneur électroaérodynamique et à commencer l'étude de ses capacités à modifier un écoulement. Ce manuscrit s'organisera en six chapitres :

Tout d'abord nous passerons en revue les différentes méthodes actives de contrôle d'écoulement. Nous nous limiterons aux méthodes actives, c'est-à-dire celles où l'on réinjecte de l'énergie dans l'écoulement..

Le second chapitre portera sur l'étude des décharges électriques. Comme nous le verrons, le type de décharge que nous allons utiliser a relativement été peu étudié. En effet, les décharges de surface dans l'air à pression atmosphérique sont rarement étudiées du fait de leur complexité.

Le troisième chapitre portera sur l'électroaérodynamique, c'est-à-dire le contrôle d'écoulement par une décharge électrique ou un plasma froid. Ce domaine n'a pas non plus une bibliographie très abondante.

Le quatrième chapitre sera consacré à l'étude de la décharge sans écoulement. Nous étudierons expérimentalement les paramètres influents sur la décharge à barrière diélectrique DBD.

Le chapitre cinq consiste en une étude théorique basé sur la simulation numérique du comportement stationnaire d'une décharge couronne dans l'air pur à pression atmosphérique. Elle est réalisée sur la base d'un modèle de mécanique des fluides fluide constitué des équations hydrodynamiques couplées au champ électrique local. Tout d'abord, on commencera par donner le contexte de l'étude, ensuite le modèle théorique.

Le sixième chapitre relatif à la modélisation numérique, introduit les étapes de cette modélisation ainsi que le module du code de calcul. La validation des résultats est considérée dans ce chapitre. Une analyse détaillée des résultats sera aussi traitée dans cette partie.

Enfin, nous concluerons par un rappel des principaux résultats et par une discussion sur les nombreux axes de recherches à entreprendre.

CHAPITRE 1

REVUE DES METHODES DE CONTROLE ACTIF DES ECOULEMENTS

1.1 - Introduction

Contrôler un écoulement consiste à modifier ses caractéristiques pour l'amener à un état souhaité. La transition d'un état laminaire à un état turbulent, la séparation et la turbulence sont les trois principaux phénomènes sur lesquels on cherche à agir. On peut alors permettre une diminution de traînée, une augmentation de la portance des profils, une augmentation du mélange, et une réduction du bruit. L'impact de telles recherches est immense pour l'industrie. Il existe deux grandes familles de stratégies de contrôles : les méthodes passives et les méthodes actives.

Les premières consistent à modifier la surface sur laquelle l'écoulement se propage. On modifie alors, des paramètres tels que la rugosité, la courbure et la forme. 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 inadaptable à différents types d'écoulement.

La seconde stratégie consiste à réinjecter de l'énergie dans l'écoulement pour le mettre dans une configuration souhaitée. Ce sont les méthodes que nous détaillerons. Leur avantage est qu'elles sont amovibles et contrôlables, c'est-à-dire que l'on peut asservir l'action en fonction de paramètres externes. L'inconvénient est qu'elles coûtent de l'énergie; le bilan énergétique n'est pas toujours favorable.

Dans cette première partie, on étudiera les méthodes actives utilisées pour le contrôle de la transition et de la séparation ainsi que les possibilités de contrôle d'une couche de mélange. Tous ces phénomènes sont intimement liés. Par exemple, provoquer la transition peut retarder la séparation, provoquer la séparation peut modifier la structure de la couche de mélange. L'attribution de méthode de contrôle à un but déterminé n'est donc pas exclusive.

1.2 – Contrôle de la transition laminaire-turbulent

1.2.1 – Phénomène de transition

Propriétés

Le concept de couche limite introduit la première fois par Prandtl en 1904, a permis de comprendre un nombre important de phénomènes inexplicables par la théorie des fluides parfaits. La couche limite d'abord laminaire soumise à de petites instabilités va devenir, après une zone de transition, turbulente. Le passage à l'état turbulent a pour caractéristique d'augmenter jusqu'à un ordre de grandeur le coefficient de frottement par rapport au cas laminaire (Figure 1.1), d'augmenter le mélange et donc le transfert de chaleur; la couche limite turbulente, qui s'épaissit plus rapidement que la couche limite laminaire (Figure 1.2), résiste également beaucoup mieux aux gradients de pression adverse. D'autre part, le bruit dû aux variations de pression dans la couche limite turbulente, est virtuellement inexistant dans la couche limite laminaire.

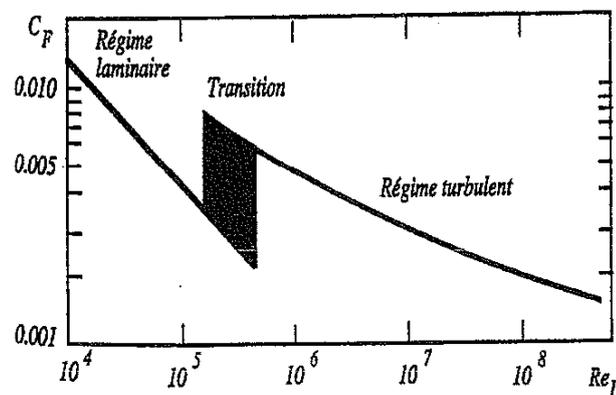


Figure 1.1: Variation du coefficient de frottement C_f pour une plaque plane sans incidence en fonction du nombre de Reynolds (Candel, 1995).

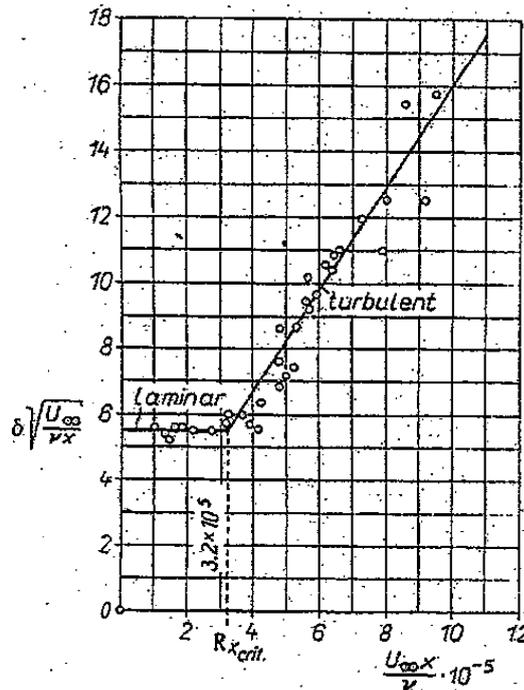


Figure 1.2: Epaisseur de couche limite d'une plaque plane sans incidence, en fonction du Reynolds (Schlichting).

Vers la transition

La transition peut résulter, soit de l'action de perturbations de grandeur finie, soit de la sensibilité de la couche limite laminaire à de petites perturbations toujours présentes dans un écoulement. Le théorème de Squire (1933) a montré que des ondes bidimensionnelles, les ondes de Tollmien-Schlichting, sont les plus critiques pour un écoulement incompressible et deviennent instables lorsqu'un nombre de Reynolds critique est atteint. Les ondes de Tollmien-Schlichting sont alors amplifiées linéairement. Résultantes d'instabilités secondaires, des perturbations tridimensionnelles prennent naissance et des tourbillons en épingle se développent. La taille et le nombre de structures augmentent alors jusqu'à ce que l'écoulement soit totalement turbulent (Klebanoff et al , 1962). Klebanoff *et al.* ont montré qu'une perturbation d'amplitude importante, environ 10% de la vitesse moyenne, provoque l'apparition d'effets non linéaires et une transition très rapide. Selon Reshotko (1976, 1985, 1987), la transition est la conséquence d'une réponse non linéaire de la couche limite laminaire à des perturbations induites par l'environnement. Le nombre de Reynolds critique dépend alors de la nature et du spectre de ces perturbations (Morkovin, 1984, Goldstein et Hultgren, 1989). Dans le cas de perturbations

importantes, la phase d'amplification est immédiatement dépassée, et la transition s'effectue pour des Reynolds plus faibles (Morkovin, 1984, 1988).

Une seconde source d'instabilité peut apparaître dans les situations où il y a un déséquilibre entre les forces d'inertie et les forces de surface (Drazin et Reid, 1981), par exemple dans le cas d'un disque tournant. Ce sont les vortex de Taylor-Görler. Ce type d'instabilité apparaît pour des Reynolds plus faibles que le Reynolds critique d'amplification des ondes de Tollmien-Schlichting.

1.2.2 – Méthodes de contrôle de la transition

La technique du contrôle de couche limite consiste à modifier le profil de vitesse dans le but de diminuer ou d'augmenter l'amplification linéaire des perturbations (Tollmien-Schlichting). En effet, le nombre de Reynolds critique et le taux d'accroissement des perturbations dépend de la forme du profil de vitesse. La stabilité est plus importante lorsque $(\partial^2 u / \partial y^2)_{y=0} < 0$ (avec u vitesse locale dans la direction de la paroi, y distance à la paroi). Un profil de vitesse avec un point d'inflexion où $(\partial^2 u / \partial y^2)_{y=0} = 0$ est une condition nécessaire et suffisante pour induire des instabilités (viscosité négligée). L'équation de quantité de mouvement longitudinal pour une couche limite, écrite à la paroi, autorisant des vitesses non nulles à la paroi, considérant ρ et μ variables donne (Gad-El-Hak, 2000):

$$\rho_w \left. \frac{\partial u}{\partial t} \right|_{y=0} + \rho_w u_w \left. \frac{\partial u}{\partial x} \right|_{y=0} + \rho_w v_w \left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_{y=0} + \left. \frac{\partial p}{\partial x} \right|_{y=0} - \left. \frac{\partial \mu}{\partial y} \right|_{y=0} \left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_{y=0} = \mu \left. \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right|_{y=0} \quad (1.1)$$

On voit donc que chacun des termes de gauche peut influencer sur le signe de $(\partial^2 u / \partial y^2)_{y=0}$. On peut le rendre plus négatif ou positif, ce qui respectivement augmente le Reynolds critique ou le diminue.

Aspiration

Historiquement, la première méthode de contrôle de couche limite fut l'aspiration, introduite par Prandtl en 1904. Dans ce cas, on joue sur le terme $\rho_w v_w (\delta u / \delta y)_{y=0}$ en imposant $v_w < 0$ ce qui modifie les caractéristiques de stabilité et diminue l'accroissement de l'épaisseur de la couche limite (Figure 1.3).

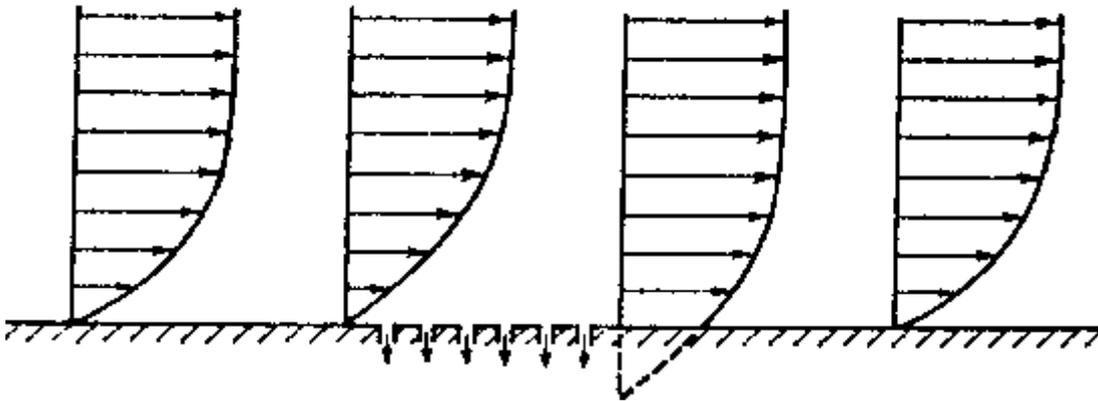


Figure 1.3: Schéma de principe de l'aspiration de couche limite
(Comolet, 1994).

Cette méthode a connu un grand succès notamment dans le projet X-21 qui a démontré la possibilité de maintenir l'état laminaire jusqu'à des Reynolds de $4,7 \times 10^7$ (Whites *et al*, 1966) induisant une diminution de traînée de 20%. De nombreux travaux rapportés par exemple dans les ouvrages de Schlichting (1979), Gad-el-Hak (2000) ont porté sur l'optimisation de ce système, notamment sur la répartition et la taille des orifices d'aspiration. Le principal inconvénient est que l'obstruction des orifices d'aspiration par les impacts d'insectes ou la formation de glace à faible altitude, rend la maintenance difficile et la fiabilité aléatoire. Des études concernant la protection des surfaces aspirantes sont encore en cours (Wagner *et al*, 1990). Cette méthode n'a eu que peu d'utilisation dans les liquides, les particules flottantes dans la mer étant de taille plus importante et surtout en plus grand nombre.

Parois mobiles

Une deuxième stratégie consiste à influencer sur le terme $\rho_w u_w (\partial u / \partial x)_{y=0}$ de l'équation (1.1), en imposant u_w , c'est-à-dire en imposant une vitesse à la paroi. En effet, la couche limite existe du fait de la différence de vitesse entre l'écoulement et la paroi. En annulant cette différence on peut aller jusqu'à la suppression de la couche limite. Mais cela n'est réalisable qu'au prix de complication technique immense, et de dépense d'énergie importante. C'est pourquoi cette idée n'a pas eu un grand succès. Des études intéressantes ont néanmoins été menées avec cette méthode en ce qui concerne le retardement de la séparation que nous verrons par la suite.

Chauffage, refroidissement

En chauffant ou en refroidissant les obstacles, on fait varier la viscosité du gaz et donc le cinquième terme de l'équation (1.1). En général, la viscosité augmente avec la température pour les gaz, elle diminue pour les liquides. En chauffant pour les liquides et en refroidissant pour les gaz, le Reynolds critique est augmenté, le taux d'amplification des instabilités (ondes de Tollmien-Schlichting) est diminué. Frick et McCullough (1942), Liepmann et Fila (1947) ont montré un avancement du point de transition d'une couche limite d'une plaque plane suite à son réchauffement. Le Reynolds critique (basé sur la distance au bord d'attaque) a été observé passant de 10^5 à 10^7 pour une plaque plane, pour une diminution de 70% de la température ambiante. Même une faible variation de température de -5% peut entraîner un doublement du Reynolds critique (Kachanov et al, 1974). Le problème est là encore une trop grande difficulté à rendre de tel système avionnable. Une possibilité serait d'envisager l'utilisation de carburant à très basse température (hydrogène liquide) pouvant servir de refroidisseur (Reshotko, 1979).

1.3 - Contrôle de la Séparation

1.3.1 - Le phénomène de séparation

Dans une couche limite, la viscosité ralentit le fluide. Lorsque celui-ci est stoppé sous l'effet d'un gradient de pression adverse, il se détache de la paroi; c'est la séparation. Ce phénomène est souvent causé par exemple par un gradient de pression inverse ou une aberration géométrique de la paroi. Il s'accompagne par une brusque augmentation du rotationnel de l'écoulement proche de la paroi, ainsi qu'une augmentation de la composante normale de la vitesse à la paroi. La séparation est associée avec la perte de portance des profils et l'augmentation de la traînée. C'est pour ces raisons que son retardement fait l'objet de nombreuses recherches. Néanmoins, il est parfois souhaitable de provoquer la séparation, par exemple pour augmenter les performances de portance en subsonique d'ailes optimisées pour le vol supersonique ou pour augmenter la traînée dans le but de raccourcir les distances d'atterrissage.

1.3.2 - Les méthodes de contrôle de la séparation

La stratégie pour éviter ou retarder la séparation est de provoquer l'état turbulent car la couche limite turbulente résiste mieux à la séparation qu'une couche limite laminaire ou, d'apporter de la quantité de mouvement proche de la paroi. Cette seconde option peut être réalisée en transférant de la quantité de mouvement d'une partie d'un écoulement vers une autre, par exemple grâce à des systèmes passifs tels que le bec de bord d'attaque et volet à fente (Figure 1.4) ou par addition directe d'énergie.

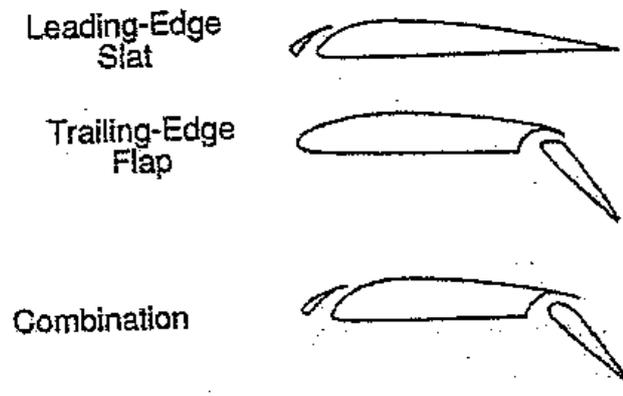


Figure 1.4 : Méthodes passives de prévention de la séparation très utilisé dans l'aéronautique (Schlichting, 1979).

Le but est donc de contrôler le profil de vitesse de façon à ce que celle-ci ne s'annule pas. On peut par exemple se servir des méthodes de contrôle de la transition pour déclencher la turbulence et donc retarder la séparation. L'aspiration peut également être utilisée pour recoller un écoulement décollé (Figure 1.5)

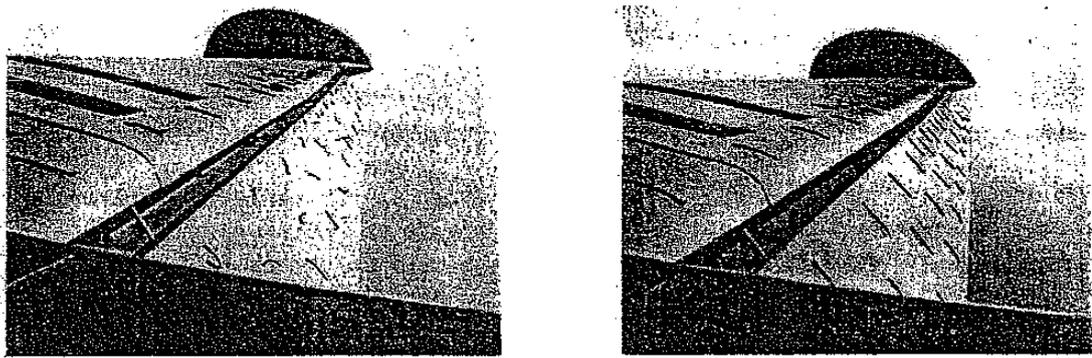
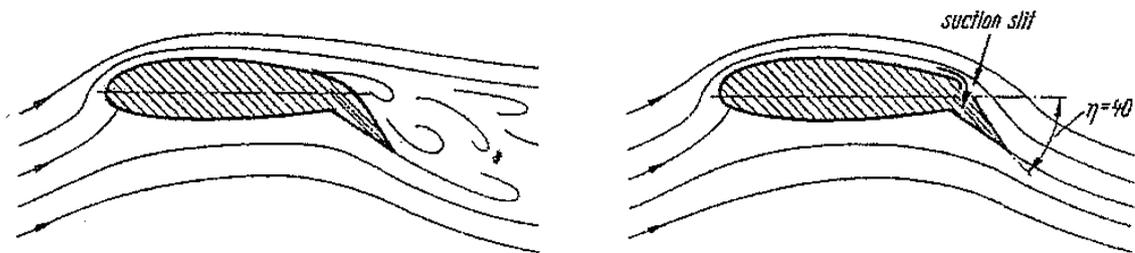
a) *without suction*b) *with suction*

Figure 1.5: Écoulement autour d'un volet d'aile d'avion : sans aspiration l'écoulement est séparé (a), avec l'aspiration l'écoulement est recollé (b) (Schlichting, 1979).

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 1.6) 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 1.7). Détery (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.

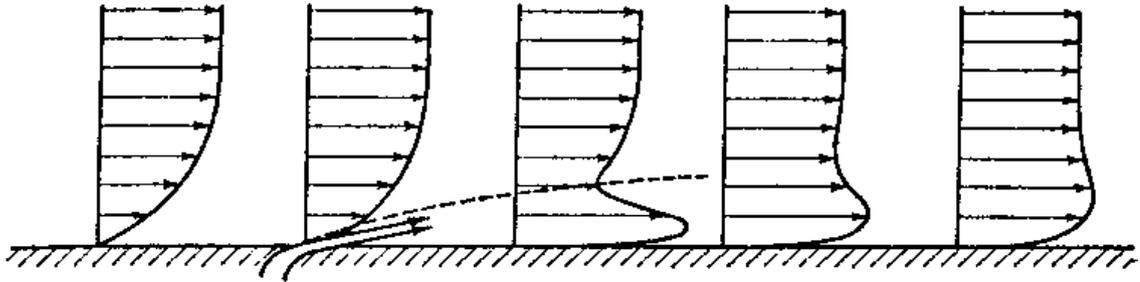


Figure 1.6 : Schéma de principe de soufflage tangentiel de la couche limite (Comolet, 1994).

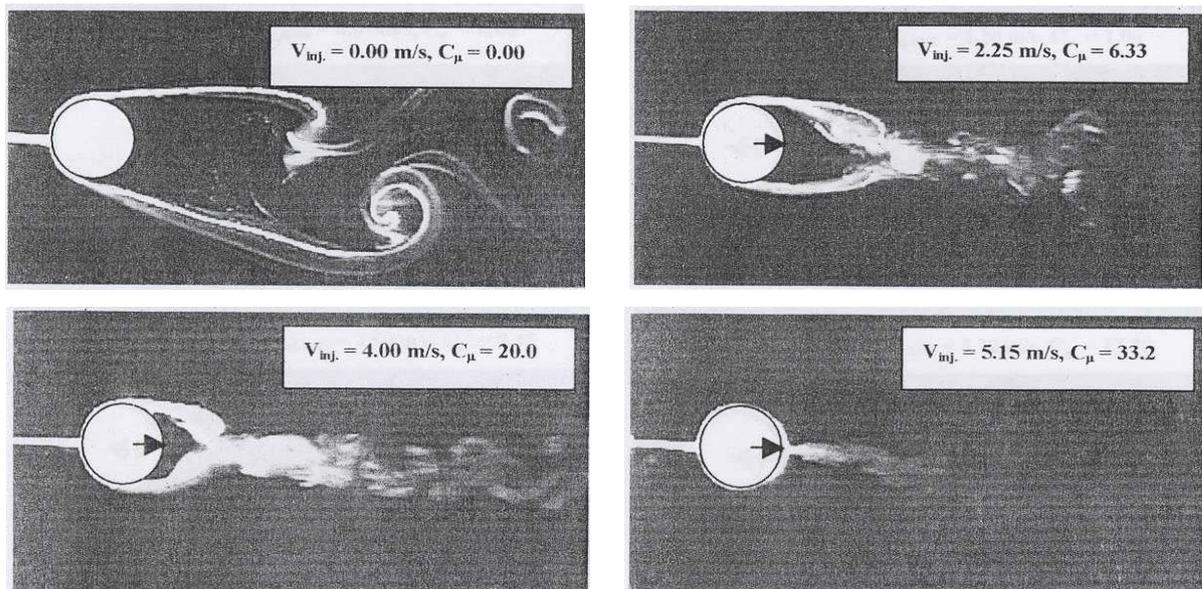


Figure 1.7 : Visualisation de l'écoulement d'air de 0.2 m/s autour d'un cylindre, dans le cas d'un soufflage continu normal à l'aval du cylindre (Tensi *et al.* 2002). La valeur C_{μ} correspond au débit d'air soufflé par rapport à l'écoulement principal.

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-hak (1999) et Löfdahl et Gad-el-hak (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.

1.4 - La couche de mélange plane

a) Les différentes structures

Une couche de mélange se forme entre deux écoulements parallèles de vitesses différentes ou de viscosités différentes. Cette zone est appelée couche de mélange cisailée libre. Au sein de la couche de mélange plane se développent deux types de structures. Tout d'abord les structures dominantes, appelées structures primaires, sont des tourbillons transversaux résultant d'un étirement des instabilités transversales de Kelvin-Helmoltz liées au caractère inflexionnel du profil de vitesse, que celui-ci soit laminaire ou turbulent. Ces structures, de la taille de l'épaisseur de vortacité, ont été mises en évidence par Brown et Roshko (1974) (Figure 1.7) et par Roshko (1976). Plus de 50% de l'énergie cinétique turbulente est associée à ces tourbillons. Leur interaction transfère la quantité de mouvement entre les deux couches (F.K.Browand et Chih-Ming Ho, 1983). L'accroissement de l'épaisseur de la couche de mélange provient plutôt de l'appariement de structures voisines que de l'accroissement individuel (Winant et Browand, 1974).

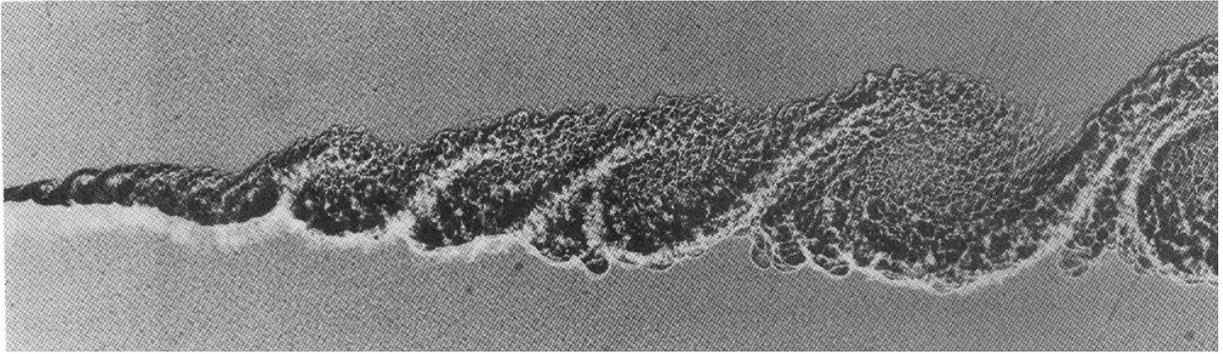


Figure 1.8 : Visualisation de structures primaires créées par un écoulement d'hélium à 10 m/s (en haut) et un écoulement de nitrogène à 3,78 m/s (en bas) d'après Brown et Roshko, 1974.

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

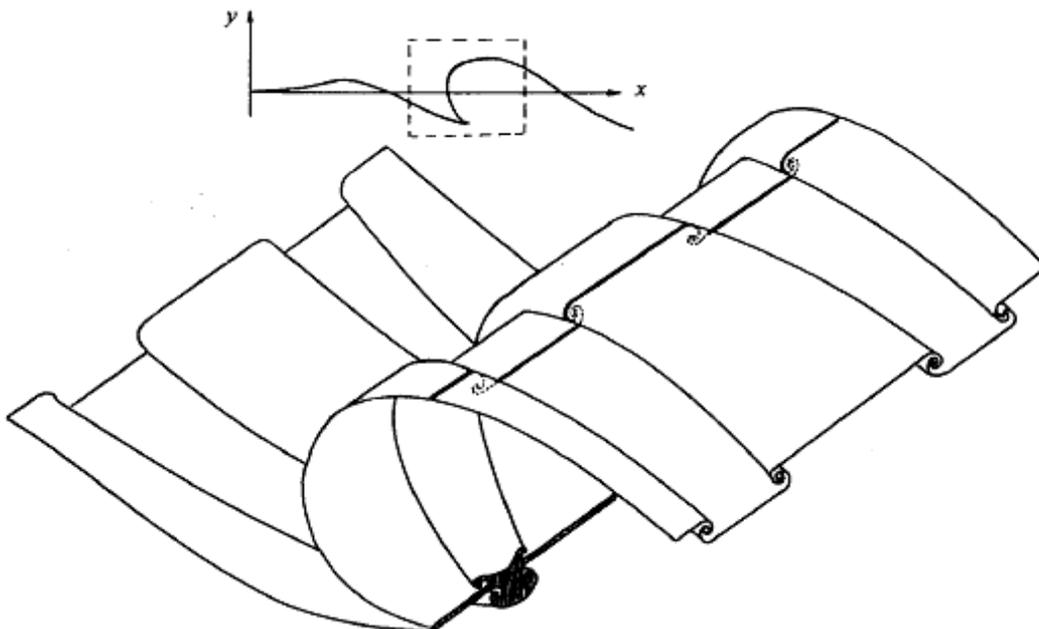


Figure 1.9 : Reconstitution tridimensionnelle des structures primaires et secondaires de la couche de mélange plane, d'après Lasheras *et al.* (1986).

b) 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 1.9).

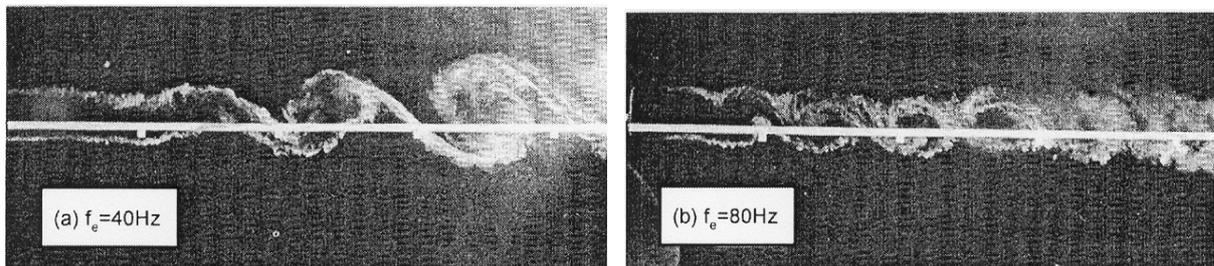


Figure 1.10 : Visualisations d'une couche de mélange plane bidimensionnelle excitée à 40 et 80 Hz, d'après Wygnanski (2000).

1.5 - Conclusion

Comme nous l'avons vu, il existe un nombre important de méthodes actives de contrôle d'écoulement. Leur but est de contrôler les phénomènes de transition, de séparation ou les phénomènes liés à la turbulence. Les principaux inconvénients de ces méthodes sont qu'elles présentent souvent des parties mobiles, ce qui entraîne des difficultés lorsque l'on veut augmenter la fréquence d'excitation (problème de vibration ou de limites mécaniques) ou des difficultés à rendre les systèmes

avionnables du fait de leur complexité. L'actionneur électroaérodynamique possède à priori une robustesse importante du fait de sa simplicité et est susceptible d'offrir des capacités de modulation en phase et en amplitude très importantes. On notera aussi 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.

CHAPITRE 2

LES DECHARGES A PRESSION ATMOSPHERIQUE

2.1 – Introduction

Le terme de plasma (terme d'origine grec et signifiant « matière informe ») a été introduit en 1923 par les physiciens américains Irving Langmuir et Levi Tonks pour désigner, dans les tubes à décharge, certaines régions équipotentielles contenant un gaz ionisé électriquement neutre. Par suite, ce mot a été utilisé en astrophysique pour désigner un état dilué de la matière, analogue à un gaz, mais constitué de particules chargées en proportion telle que le milieu soit globalement neutre. Les plasmas constituent un quatrième état de la matière, faisant suite, dans l'échelle des températures, aux trois états classiques: solide, liquide, gaz. De façon plus générale, la physique des plasmas joue un rôle très important dans toute l'astrophysique puisque l'on estime que plus de 99% de l'univers est constitué par de la matière à l'état de plasma.

La production de plasma froid à pression atmosphérique concerne typiquement la décharge couronne. Ce terme désigne l'ensemble des phénomènes électriques qui se développent (à l'exclusion des phénomènes de disruption) dans les gaz soumis à des champs électriques, d'une part fortement inhomogènes du fait de la configuration géométrique des électrodes, et d'autre part, assez élevés pour produire une ionisation partielle du gaz. Les plasmas générés par les décharges couronnes sont des plasmas hors équilibre thermodynamique, que l'on appelle plasma froid du fait que le milieu gazeux conserve une température voisine de l'ambiante, alors qu'un certain nombre d'électrons peuvent y acquérir une énergie suffisamment élevée pour créer des collisions inélastiques d'ionisation, de dissociation et d'excitation. Par opposition aux plasmas dit chauds qui sont à l'équilibre thermodynamique, les effets thermiques sont négligeables.

Dans ce second chapitre, nous décrivons les différents phénomènes qui donnent naissance aux plasmas ainsi que les paramètres qui permettent leur classification. Nous décrivons ensuite la caractéristique générale des décharges à pression atmosphérique.

2.2 - Plasmas

2.2.1 - Chocs élastiques/ inélastiques

Soumises à un champ électrique et donc à la force de Coulomb, les particules chargées vont entrer en mouvement et heurter leur environnement. Dans les chocs élastiques, les atomes atteints conservent la même structure interne, seule leur vitesse est accrue, ce qui revient à dire que le gaz s'échauffe. Globalement l'énergie cinétique du système reste inchangée.

Par contre, dans les chocs inélastiques, l'énergie interne des particules, leur énergie cinétique ainsi que la nature même des particules en présence changent. En effet, si l'énergie de la particule incidente est suffisamment élevée, l'atome heurté change d'état, c'est-à-dire passe à un état excité ou ionisé. Les chocs inélastiques sont donc la source d'un nombre important de réactions et responsables des nouvelles propriétés macroscopiques du gaz. Les phénomènes élémentaires principaux sont l'excitation, l'ionisation pour les phénomènes dit ionisants, la recombinaison et le détachement pour les phénomènes déionisants.

Excitation

Lorsqu'un atome a acquit suffisamment d'énergie pour qu'un de ses électrons passe à un niveau d'énergie supérieur, on dit qu'il est excité. Une fois excité, un atome revient à son état initial en restituant l'énergie absorbée sous forme de rayonnement. Certains états d'excitation sont dits métastables. Ils ont alors une durée de vie plus longue, de l'ordre du dixième de seconde. Pendant ce temps, ils sont susceptibles d'ioniser d'autres atomes.

Ionisation

Un atome est dit ionisé lorsqu'il a absorbé suffisamment d'énergie pour que l'un de ses électrons échappe au noyau et s'éloigne à l'infini ou lorsqu'un électron s'attache à un atome. Dans le premier cas, les électrons peuvent alors constituer à leur tour des agents ionisants ou excitants. Lorsque l'ionisation est causée par un échange d'énergie cinétique, on parle alors d'ionisation par collision du premier ordre. Lorsqu'une particule délivre une part de son énergie interne, on parle alors d'ionisation par collision du second ordre.

On note également que l'absorption d'un photon par un atome peut provoquer l'ionisation (ou l'excitation). On parle alors d'ionisation par radiation ou de photoionisation. Il faut alors que l'énergie du photon incident soit au moins égale à l'énergie d'ionisation de l'atome ou de la molécule considérée. Plus l'énergie d'ionisation sera élevée, plus la radiation devra avoir une faible longueur d'onde. Expérimentalement on a démontré que les radiations ultraviolettes de 1250 Å peuvent ioniser presque tous les gaz (Dascalescu 1993).

Recombinaison

La recombinaison est le phénomène d'attachement de particules lors d'une rencontre entre un ion positif et un électron ou entre deux ions de signe différent. Ce phénomène est en général radiatif et contribue à la déionisation du gaz c'est-à-dire à la diminution du nombre de particules chargées. Il est observé que les recombinaisons entre deux ions de charge opposée sont plus nombreuses que les recombinaisons entre un ion et un électron du fait d'un temps d'interaction très faible dû à la différence de vitesse entre les deux espèces. Seuls les électrons qui ont une faible énergie cinétique sont susceptibles d'être capturés.

Détachement

C'est le phénomène qui se produit lorsqu'un ion perd son électron supplémentaire. L'énergie pour provoquer cette réaction est faible, néanmoins le champ électrique nécessaire pour le provoquer sans qu'il se produise de collision doit dépasser 68 kV/cm (Parissi, 1999),

2.2.2 - Les paramètres de classification des plasmas

- La densité électronique n_e :

Le premier paramètre est la densité électronique, c'est-à-dire le nombre d'électrons libres par cm^3 . Ce paramètre est lié au taux d'ionisation τ :

$$\tau = \frac{n_e}{n_e + N} \quad (2.1)$$

avec n_e : la densité électronique (m^{-3})
 N : densité de particule neutre (m^{-3})

On utilise parfois le rapport n_e/N qui traduit l'importance des collisions entre particules chargées par rapport aux collisions électrons/neutres ou ions/neutres. Si $n_e/N > 1\%$ le plasma est dominé par les processus radiatifs. Dans le cas contraire les processus réactifs dominant.

- 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 $1 kT_e \approx 1,4 \times 10^4 \text{ K}$.

- 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 :

$$\lambda_D = \left(\frac{\epsilon_0 k T_e}{n_e e^2} \right)^{1/2} \quad (2.2)$$

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).

2.2.3 - Classification des plasmas

A partir de ces trois paramètres, une classification des plasmas est alors possible allant des gaz faiblement ionisés jusqu'aux réactions nucléaires.

La Figure 2.1 montre une classification par l'énergie électronique, la densité électronique et la longueur de Debye (Hollahan et Bell, 1974). On distingue également les plasmas par la température du gaz qu'elle engendre. On constate alors deux types de plasma: les plasmas chauds et les plasmas froids.

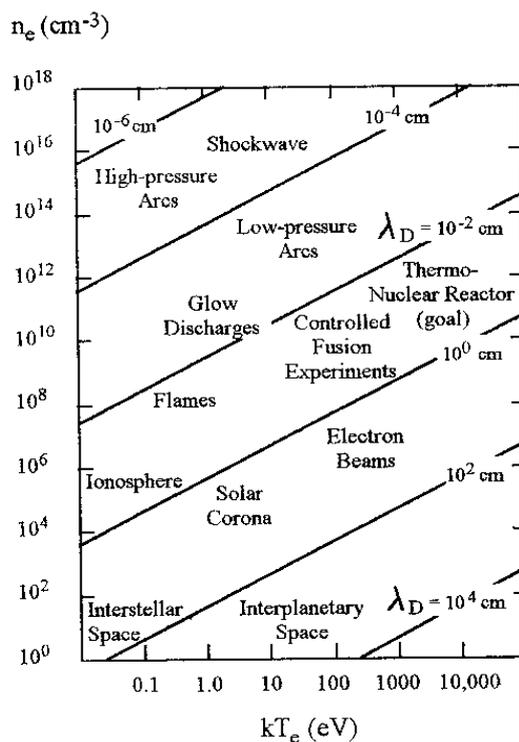


Figure 2.1 : Différentiation des plasmas en fonction de la densité électronique n_e , l'énergie électronique kT_e et la longueur de Debye λ_D . (Hollahan et Bell, 1974)

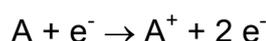
Les plasmas chauds (ou thermiques) présentent une température électronique qui est proche de celle du gaz, de 5000 à 50 000 K. Ces plasmas sont dits à l'équilibre thermodynamique. Les énergies mises en jeu sont importantes. Les arcs et les

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.

2.3 - Mécanismes de formation et processus physiques des décharges électriques :

Un électron placé dans un champ électrique est accéléré et peut ioniser des atomes ou des molécules, à condition que son énergie excède leur potentiel d'ionisation. On a :



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 connu 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 2.2 décrit le comportement du courant en fonction de la valeur de la tension appliquée (Parissi, 1999). La courbe permet de distinguer quatre régimes :

- Régime I :

Lorsque le champ est nul, les processus d'émission électronique sont en équilibre avec ceux d'absorption. Lorsqu'on applique un faible champ, on observe

l'apparition de très faible courant, inférieur à 10^{-12} A/cm², dû à la présence d'ions issus de la radioactivité naturelle ou du rayonnement cosmique. Ce régime n'est qu'une simple collecte des charges présentes, il n'y a pas d'avalanche électronique. La collecte s'intensifie avec l'augmentation de la différence de potentiel jusqu'à une valeur de saturation.

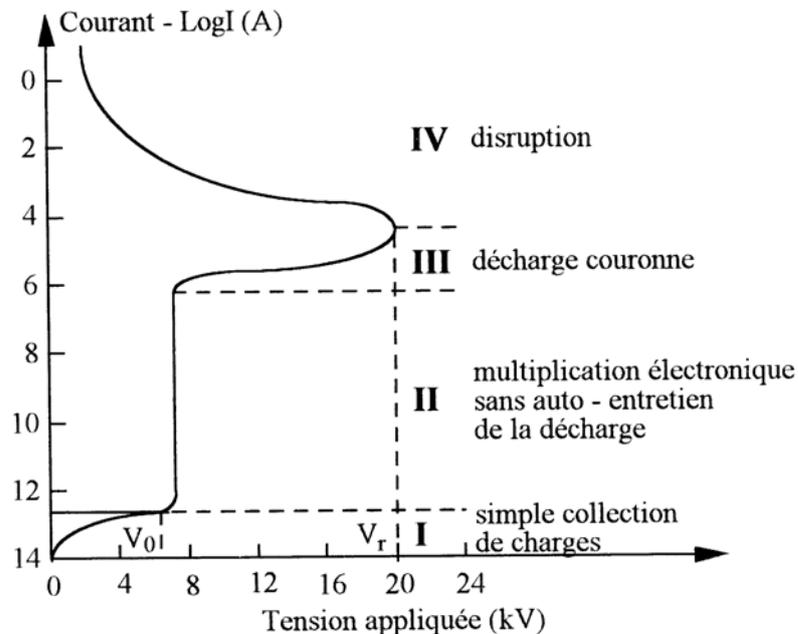


Figure 2.2 : Caractéristique courant-tension des décharges dans l'air à pression atmosphérique (Parissi, 1999).

- Régime II :

Lorsque la valeur seuil est atteinte, le champ devient assez intense pour qu'un électron ait acquis suffisamment d'énergie pour ioniser un atome du gaz environnant. Le processus d'avalanche se déclenche alors. Cependant, il n'est pas suffisamment important pour être entretenu, le critère d'entretien n'est pas satisfait. La décharge a alors besoin d'une source d'ionisation externe. Nous sommes dans le régime de la décharge de Townsend non entretenue. Les courants observés varient du pico au nanoampère pour une faible variation de potentiel.

- Régime III :

Ici, la décharge ne s'éteint plus. Le critère d'auto-entretien est satisfait. Nous sommes dans le régime d'auto-stabilisation. Le courant de décharge devient alors de plus en plus stable et croît alors de manière linéaire beaucoup plus lentement avec le

potentiel. C'est dans ce régime qu'il est intéressant de se placer car la décharge est stable.

- Régime IV :

Nous entrons dans le domaine des décharges disruptives tel que les étincelles ou les arcs. Les densités de courants deviennent très importantes (10^3 A/cm^2) car toute l'énergie passe par un même canal de plasma précédé d'un front d'ionisation qui l'alimente en électrons (théorie des «streamer » ou dard). Ce front se propage dans l'air à pression atmosphérique à une vitesse de 10^7 cm/s (Goldman, 1991).

2.3 - Décharges couronnes

Elles se situent dans le régime III de la figure 2.2. Le système classiquement utilisé est composé d'une électrode active et d'une électrode passive. L'électrode active est de faible rayon de courbure, entourée par une région de champ intense où l'ionisation a lieu puis par une région de champ plus faible où les particules chargées dérivent. L'électrode passive sert à collecter les charges.

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 :

$$E(x) = \frac{V}{\left(x + \frac{r}{2}\right) \ln \left[\frac{2d+r}{r} \right]} \quad (2.3)$$

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 (figure 2.3), Lacoste et al. (2004) ont utilisé:

$$E(x) = E_i \frac{r}{x} \quad (2.4)$$

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).

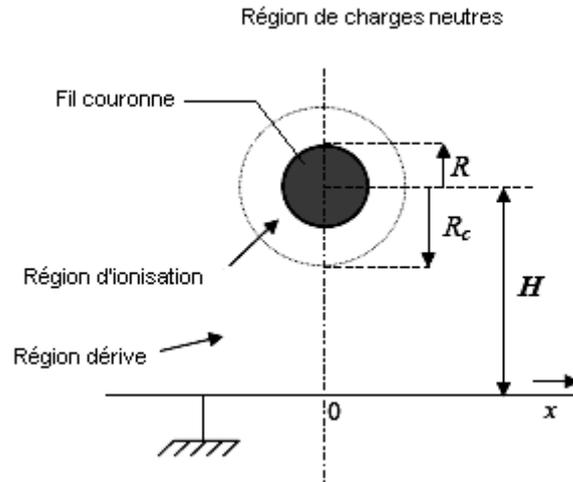


Figure 2.3 : Représentation de la structure couronne dans un système fil-plan

- Différence entre la décharge positive et négative

La spécificité des décharges couronnes est l'existence d'une région de dérive des ions qui dans la plupart des cas agit comme une impédance en série avec la région d'ionisation et donne aux décharges couronnes leur stabilité (Goldman et Sigmond, 1982).

La différence fondamentale réside dans le fait que dans la décharge négative, les ions positifs créés par détachement d'électrons peuvent revenir à la cathode assez rapidement (Figure 2.4) (Goldman et Sigmond, 1982), seuls les ions négatifs créés par attachement dans une zone où le champ est plus faible peuvent migrer. Dans la décharge positive, les ions sont directement créés dans la région d'ionisation et migrent dans tout l'espace inter-électrode (Figure 2.5).

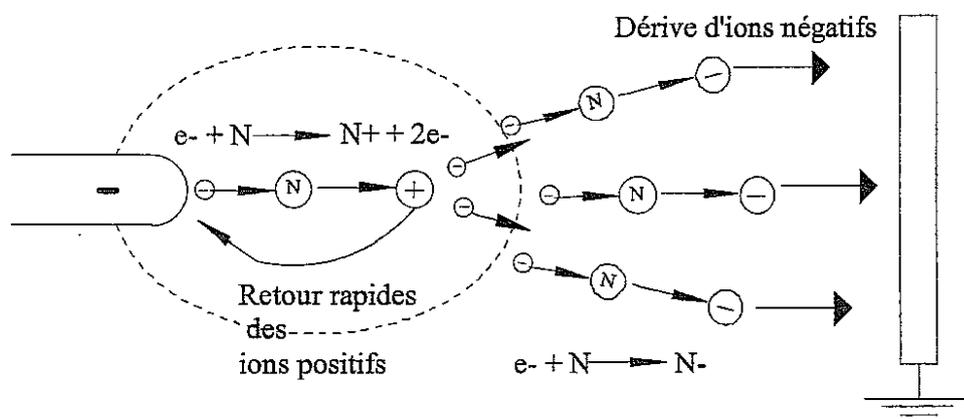


Figure 2.4 : Descriptif de la décharge couronne négative (à partir de Hyun et Chun, 2003)

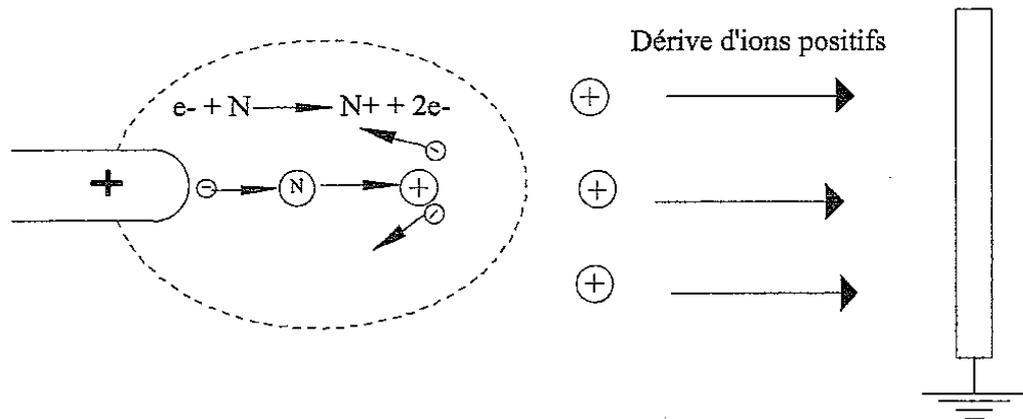


Figure 2.5 : Descriptif de la décharge couronne positive.

2.4 - Les décharges AC

Dans le cas d'une excitation sinusoïdale, les processus de la décharge sont identiques à ceux décrit 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 et d'une distance inter-électrode limites.

La distance maximale de l'espace inter-électrode est donc égale à la distance maximum parcourable par les ions positifs avant l'inversion de polarité. On a (Parissi, 1999):

$$d_{\max} = \frac{\mu E_0}{\pi f} \Leftrightarrow f_{\max} = \frac{\pi E_0}{\pi d}$$

avec μ la mobilité des ions et E_0 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 faible qu'en continu.

2.5 - Les décharges à barrières diélectriques

Les décharges à barrières diélectriques (DBD) utilisent généralement des tensions alternatives. 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.

- 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 2.6 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 2.6a). 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 2.6b).

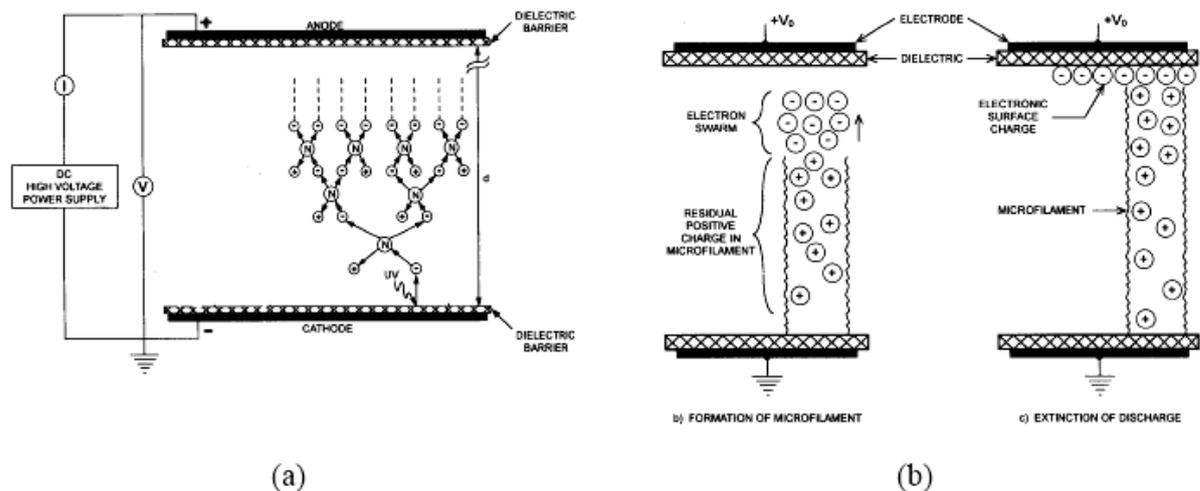


Figure 2.6 : Etapes de la formation d'une micro décharge dans une DBD (Roth, 2001).

- Décharge lumineuse homogène

Il est néanmoins possible d'obtenir une décharge lumineuse homogène (sans filaments) à pression atmosphérique contrôlée à l'aide d'une barrière diélectrique. En effet, à pression atmosphérique dans l'air, des champs électriques de l'ordre de 7 kV/cm, des fréquences de l'ordre du kHz et des distances inter-électrodes de 0,5 à 3 cm (Roth, 2001), la décharge silencieuse n'apparaît plus et 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 réussi à obtenir des

décharges lumineuses à l'aide de 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 décharge périodique, et qu'il a la même structure que les décharges observées à basse pression.

2.6 - Conclusion

Les plasmas froids sont caractérisés par leur état hors équilibre indiquant que la température du gaz est proche de la température ambiante alors que celle des électrons est suffisante pour permettre des taux élevés de collisions inélastiques.

L'analyse de la caractéristique générale des décharges à pression atmosphérique a montré quatre régimes principaux. Dans le premier, on observe une simple collecte des charges présentes. Il n'y a pas d'avalanche électronique et le régime n'est pas auto-entretenu. Dans le second, le processus d'avalanche est présent mais pas suffisant pour satisfaire le critère d'entretien. Dans le troisième régime, la décharge est entretenue. C'est dans ce régime qu'il est intéressant de se placer car la décharge est stable. Le régime suivant est celui des décharges disruptives telles que les étincelles ou les arcs. Ce régime est dans notre cas à éviter. L'étude de la configuration de base (pointe/plaque) des décharges couronnes positives et négatives a montré les différentes caractéristiques respectives de ces décharges. La différence fondamentale réside dans le fait que dans la décharge négative, les ions positifs créés par détachement d'électrons peuvent revenir à la cathode assez rapidement. Seuls les ions négatifs créés par attachement peuvent migrer. Dans la décharge positive, les ions sont directement créés dans la région d'ionisation et migrent dans tout l'espace inter-électrodes.

Dans le cas d'une excitation sinusoïdale, les processus de la décharge 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. Dans le cas contraire, la charge d'espace va osciller et augmenter à chaque période entre les électrodes. Cet effet cumulatif entraîne des passages à l'arc pour des potentiels plus faibles que ceux observés pour des tensions continues.

Les décharges à barrières diélectriques utilisent également des tensions AC. Elles sont caractérisées par l'utilisation d'une barrière diélectrique couvrant au moins l'une des électrodes. Le principal intérêt de ce type de décharge est que l'isolant diminue la formation d'arc. L'accumulation de charge à la surface de l'isolant entraîne la formation d'un champ électrique local inverse, ce qui stoppe les avalanches électroniques et la progression des arcs.

Si les phénomènes ayant lieu dans les décharges couronnes entre une pointe et un plan sont relativement bien connus, les décharges à pressions atmosphériques dans l'air prenant place à la surface de parois isolantes le sont beaucoup moins. Les interactions avec la surface comprise dans l'espace inter-électrodes ou encore l'interaction avec un écoulement d'air de vitesse importante (supérieure à quelques mètres par seconde) sont des axes de recherche sur lesquels il existe peu de publications.

CHAPITRE 3

NOTIONS D'ELECTROAERODYNAMIQUE

3.1 - Introduction

Lorsqu'un gaz ionisé est soumis à un champ électrique, les ions subissent la force de Coulomb, migrent en suivant les lignes de champ et heurtent les molécules neutres présentes. Ces collisions induisent un mouvement de tout le gaz environnant. Ce phénomène est appelé vent ionique, vent électrique ou «corona wind» dans la mesure où il est facilement observable dans les décharges couronnes.

L'Electroaérodynamique consiste à utiliser le vent ionique dans le but de contrôler un écoulement. Le système est alors constitué de deux électrodes fixes entre lesquelles on applique une différence de potentiel. La décharge s'établit, des ions sont créés et migrent vers l'électrode de signe opposée créant ainsi un apport de quantité de mouvement. L'intérêt est de convertir directement l'énergie électrique en énergie cinétique sans pièce mobile et sans apport de masse. L'absence de partie mobile et le contrôle totalement électrique du système représentent les principaux intérêts de ce système. En effet, l'absence de partie mobile entraîne l'absence de vibration parasite, de complication technique d'installation, de bruit, de problème de lubrification. Le contrôle tout électrique permet des possibilités de variation, en amplitude et en fréquence du phénomène très étendues.

Historiquement, le vent ionique a d'abord été étudié en tant que caractéristique des décharges couronnes. L'interaction possible avec un écoulement imposé a été étudiée pour l'optimisation des précipitateurs électrostatiques ou pour des problèmes de transfert de chaleur. Dans ces études, le vent ionique est une conséquence des procédés utilisés, un paramètre permettant une meilleure compréhension de leur fonctionnement. Les études d'électroaérodynamique, celle où le vent ionique est

considéré comme un moyen à part entière dans un procédé, sont beaucoup plus récentes et connaissent actuellement un essor important.

Dans ce chapitre, on s'intéressera donc au vent ionique créé lors d'une décharge couronne en configuration pointe/plan. On étudiera ensuite les interactions observées avec un écoulement imposé à travers les études sur les précipitateurs électrostatiques. Une revue bibliographique de l'électroaérodynamique sera ensuite proposée.

3.2 - Le vent ionique

3.2.1 - Historique

Même si l'existence des forces électrostatiques est connue depuis l'antiquité, Niccolo Cabeo, jésuite contemporain de Galileo, est le premier à rapporter le phénomène de la répulsion électrostatique en 1629. Il observe l'attraction puis la répulsion après contact de limaille de fer par des corps électrisés. Il explique alors cela par la production d'une émanation électrique qui chasse l'air environnant, produisant ainsi un vent électrique circulaire. Le concept de vent ionique a donc été pensé avant sa découverte physique. Il faut en effet attendre 1672 et l'invention de la machine à générer de hauts potentiels d'Otto Von Guericke pour que les premières décharges couronnes soient observées. Francis Hauksbee est le premier à rapporter en 1709 une sensation de faible soufflage d'un tube chargé sur son visage. Au passage, lors de ces investigations, il a posé les bases de la précipitation électrostatique, souvent accordé à Giovanni Beccaria. De 1746 à 1750, plusieurs chercheurs tel que Nollet et Franklin ont rapporté et confirmé les observations de Hauksbee.

Wilson et ensuite Hamilton ont montré la possibilité d'exploiter le vent ionique comme mécanisme de mise en mouvement. Ils mettent au point ce qui deviendra une expérience célèbre: le tourniquet électrique, il est constitué d'une tige en forme de «S» dont les extrémités sont pointues, suspendue en son centre par un conducteur. Lorsque les pointes sont soumises à un potentiel, des particules chargées du même signe que le potentiel appliqué sont émises et par répulsion, le tourniquet se met en rotation. Ce n'est qu'en 1777 que cette explication correcte du vent électrique est apportée par Tiberius Cavallo. En 1838, Michael Faraday dans un ouvrage consacré aux décharges électriques, affirme implicitement que le vent ionique est le résultat d'un transfert de quantité de mouvement entre les particules chargées et les autres.

James Clerk Maxwell en 1873 donne une explication très précise et clairement énoncée du phénomène. Mais pourtant jusqu'en 1896, date de la découverte des ions, la théorie de la répulsion entre l'électrode et des particules de gaz chargées du même signe n'est pas communément admise et soumise à de nombreuses controverses. Chattock en 1899 est le premier à donner une explication quantitative réaliste des mécanismes du vent ionique.

3.2.2 - Vent ionique entre une pointe et un plan

- Vitesse du vent ionique

Du fait du rapport de masse entre les électrons et les ions, et malgré une fréquence de collision électron-neutre beaucoup plus élevée que celle entre les ions et les neutres, le transfert de quantité de mouvement est pratiquement entièrement dû aux ions. Roth (1998) a montré à l'aide d'un modèle assez simple négligeant la viscosité et admettant un rendement de 100% dans le transfert d'énergie cinétique lors des chocs, un rapport de 800 entre la vitesse due aux collisions électron-neutre et celle due aux collisions ion-neutre. Dans la configuration pointe-plan, le vent ionique va toujours de la pointe vers le plan. Lorsque la pointe est portée à un potentiel positif; le vent ionique est produit par des ions positifs obtenus par détachement d'électrons. Dans le cas d'une pointe portée à un potentiel négatif, le vent ionique est alors issu des ions négatifs obtenus par attachement des électrons.

Les premières approches théoriques effectuées de 1899 à 1959 ont toutes été faites dans le cas statique, c'est-à-dire en considérant une modification de pression sans mouvement. Stuetzer en 1959 est le premier à introduire dans son modèle une vitesse pouvant être importante devant la vitesse du vent ionique. La première relation reliant la vitesse du vent ionique au courant de décharge est donnée par Robinson (1961):

$$v = k x \sqrt{\frac{i}{\rho \mu}} \quad (3.1)$$

avec k : une constante fonction de la géométrie du système (électrodes) ($m^{-0.5}$),

i : le courant de décharge (A)

ρ : masse volumique du gaz entre les électrodes (kg/m^3)

μ : mobilité ionique ($(m/s)/(volts/m)$)

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 :

$$v = \sqrt{\frac{id}{\rho \mu A_G}} \quad (3.2)$$

avec d la distance inter-électrodes et A_G la section de la décharge couronne. La Figure 3.1 montre l'évolution du vent ionique en fonction de courant de décharge (Ballereau, 1980).

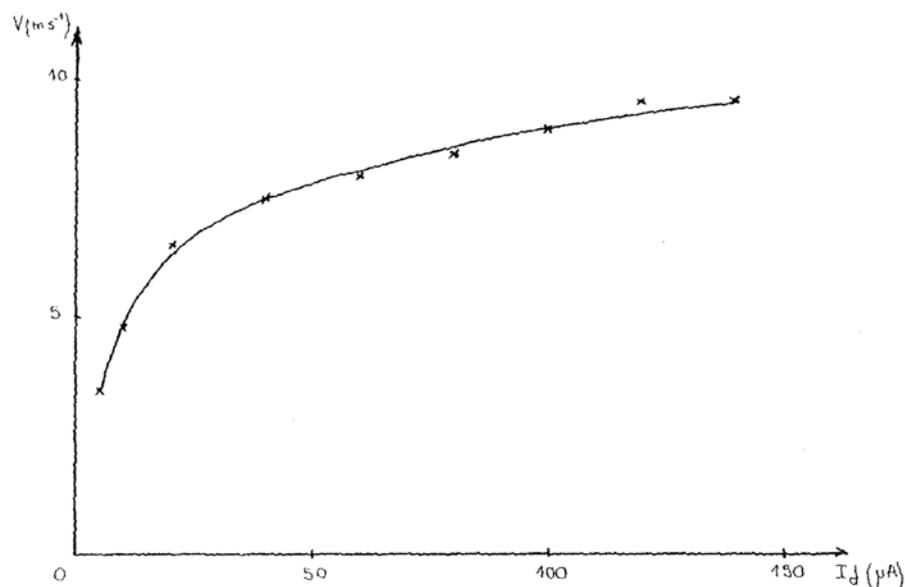


Figure 3.1 : Variation de la vitesse du vent ionique en fonction du courant de décharge (Ballereau, 1980)

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.

Toutes ces études ont été faites en l'absence d'un écoulement extérieur. Les études sur les précipitateurs électrostatiques sont les premières à considérer le vent ionique en présence d'un écoulement. Les interactions avec ces écoulements sont alors étudiées.

3.3 - Contrôle 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, Toulouse et Poitiers, ainsi que l'ONERA, commencent 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.

3.3.1 - Décharges couronnes (corona discharge) :

Velkoff et Ketcham en 1968 ont étudié l'effet d'une décharge couronne sur la position du point de transition de la couche limite d'une plaque plane. Ils utilisent une configuration composée de quatre électrodes de 2 mm espacées de 1,4 mm, éloignées de 1,4 cm de la surface de la plaque et de 32 cm du bord d'attaque (Figure 3.2a). Le champ électrique est composé d'une composante continue de 10 kV à laquelle on superpose un potentiel AC de 2 kV de fréquence variable. La transition est détectée à l'aide d'une sonde de pression en verre. Avec cette configuration, ils ont obtenu pour un courant de 1 mA un retardement de la transition de 43 cm (Figure 3.2b), ils n'ont pu observer de modification de ce retard en fonction de la fréquence et ce pour des fréquences allant jusqu'à 6 kHz.

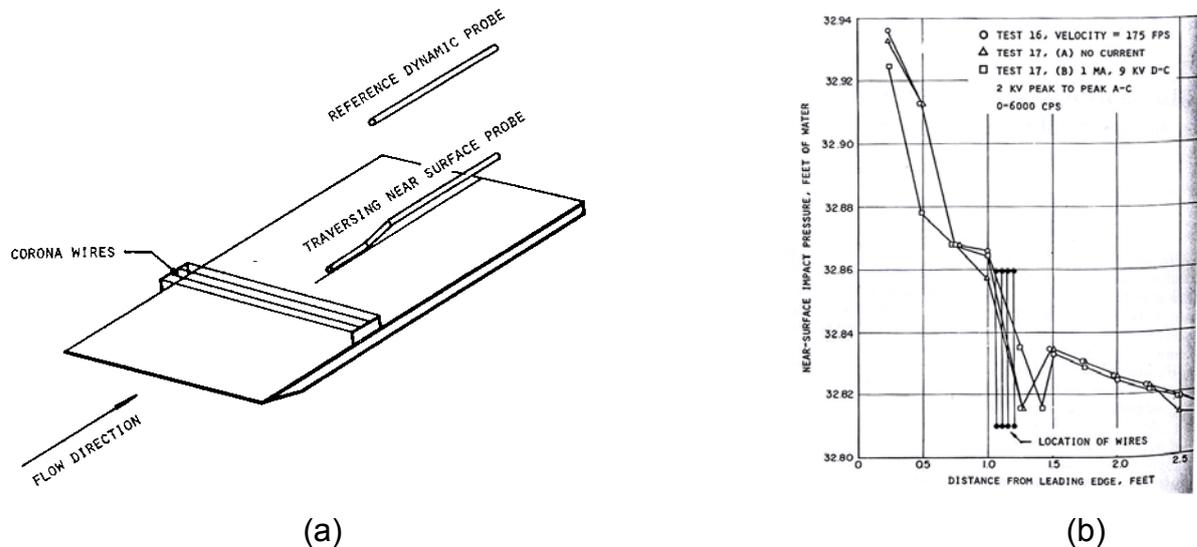


Figure 3.2 : Configuration utilisée par Velkoff et Ketcham (a) et retard de la transition observé (b), d'après Velkoff et Ketcham (1968).

Van Rosendale et al (1988) ont étudié numériquement l'effet d'une décharge couronne dans une configuration fil-plaque (distante de 3 cm). En s'appuyant sur les travaux de Yamamoto en ce qui concerne la répartition de densité de courant et de potentiel, ils ont montré que le frottement pariétal pouvait être fortement affecté entraînant une réduction de traînée de l'ordre de 20% pour une différence de potentiel de 15 kV dans un écoulement de Poiseuille à faible Reynolds (3500).

Soetomo (1992) a observé l'influence de décharge AC à 60 Hz et DC sur la traînée d'une plaque plane en verre pour des Reynolds allant de $1,1 \cdot 10^3$ à $3,6 \cdot 10^3$. La plaque mesure 7,5 cm de longueur pour 2,5 cm de largeur et 1 mm d'épaisseur. Les électrodes sont constituées de deux lames de rasoir distantes de 2 cm. Il observe une plus grande uniformité des décharges couronnes AC par rapport aux décharges DC et des décharges DC positives par rapport aux décharges DC négatives, phénomène également observé par Shaughnessy (1991) dans une configuration pointe-plaque. Il observe des réductions de coefficient de traînée allant jusqu'à 73% dans le cas d'une décharge AC à 60 Hz créée par une différence de potentiel de 10 kV pour un courant assez faible de l'ordre de $10 \mu\text{A}$ et un Reynolds de $1,1 \cdot 10^3$.

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 3.3.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 3.3b) qui augmente avec le champ électrique et avec la diminution de la vitesse de l'écoulement extérieur.

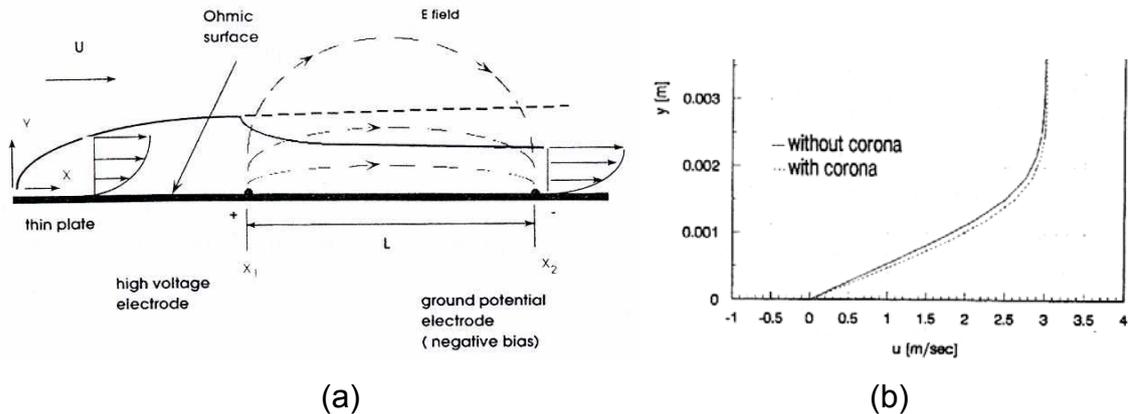


Figure 3.3 : Représentation schématique de la configuration utilisée par Colver et El-Khabiry (a) et profils de vitesse avec et sans décharge pour un écoulement à 3 m/s (b), d'après El-Kabhiry et Colver (1997).

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 3.4a et Figure 3.5a). 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 (3.4b) décrit l'évolution de l'épaisseur de la couche limite sur la première plaque plane (Figure 3.5a) 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 3.5b),

mesurés sur la seconde plaque (Figure 3.5a) montre que la décharge augmente la vitesse. Par ailleurs, la vitesse augmente avec le courant de décharge.

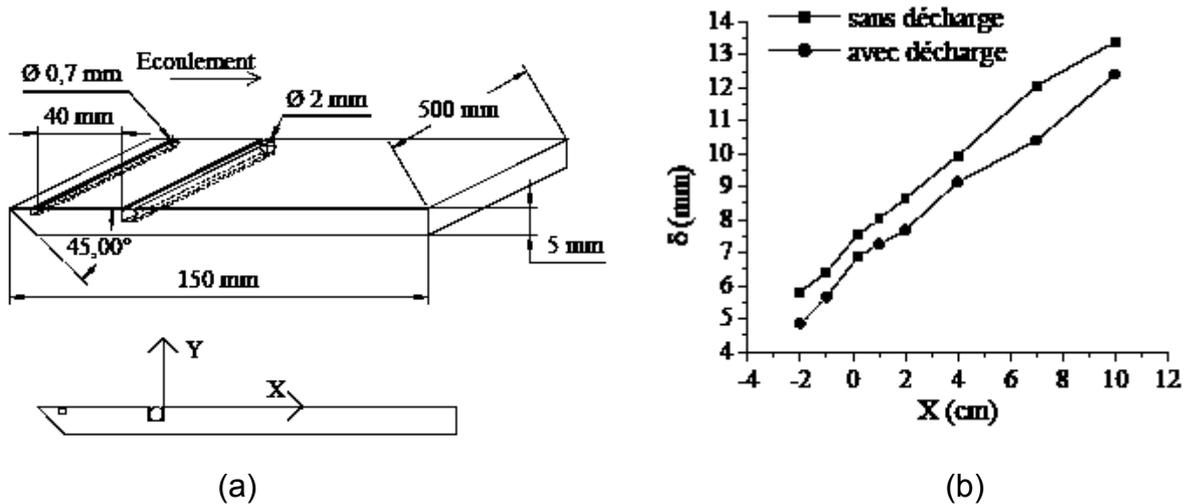


Figure 3.4 : Représentation schématique de la première plaque testée par Léger (a) et évolution de l'épaisseur de couche limite le long de la plaque à 20 m/s (b), d'après Léger (2003).

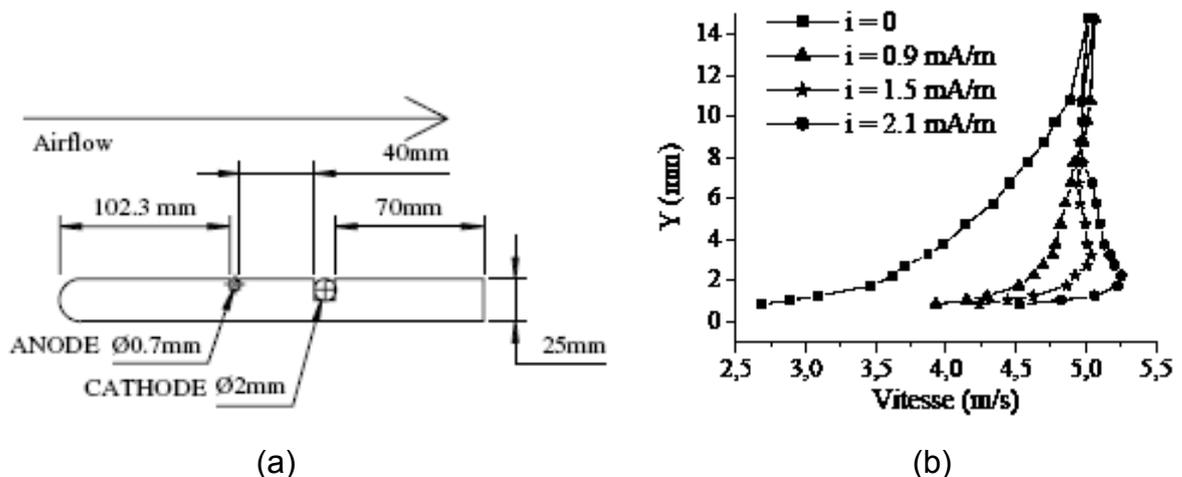


Figure 3.5 : Représentation schématique de la seconde plaque testée par Léger (a) et profils de vitesse à 5 m/s et $X = 1 \text{ cm}$ pour plusieurs valeurs de courant de décharge (b), d'après Léger (2003).

En 2007, Eric Moreau a présenté son étude expérimentale qui consisté à étudier les caractéristiques électriques et mécaniques de différents types de plasma de surface. D'un autre côté, il a étudié l'effet de l'actionneur sur l'écoulement autour de divers profils aérodynamiques (plaque plane, cylindre, aile, couche de mélange, jet, etc ...)

3.3.2 - Décharges à barrière diélectrique (DBD) :

La seconde méthode consiste à utiliser un plasma issu d'une décharge à barrière diélectrique. En jouant sur la position relative des électrodes de part et d'autre de l'isolant, un écoulement peut être produit.

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 3.9 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.

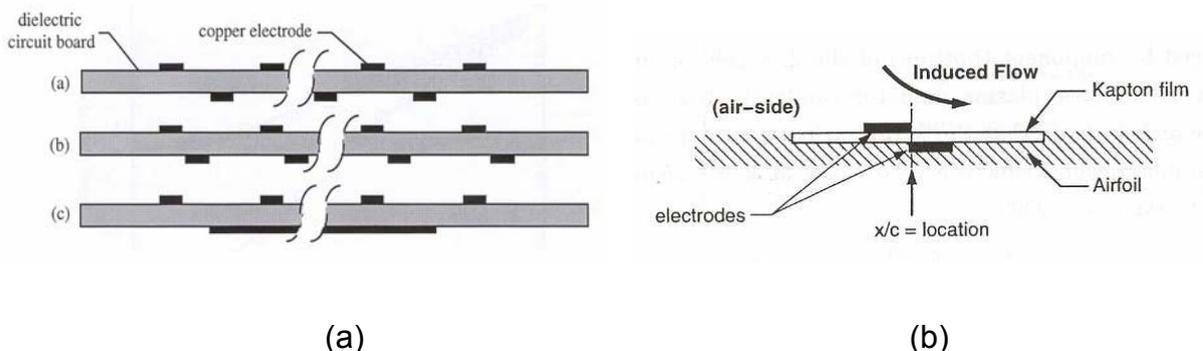


Figure 3.9 : Configuration géométrique des électrodes utilisées par Roth pour établir la « OAUGDP » (a) (Roth et Sherman, 1998) et sens de l'écoulement induit (b) (Post et Corke, 2003).

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 3.9b (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.

Pour la première maquette, des lignes de conducteur sont déposées sur la surface supérieure, la surface inférieure est composée d'une plaque conductrice (Figure 3.9b). Pour la seconde, on remplace la plaque de la surface inférieure par des lignes centrées sur le milieu de l'espace inter-électrode des électrodes de la face supérieure (Figure 3.9a).

La troisième maquette est dissymétrique: les lignes conductrices de la surface inférieure sont décentrées (Figure 3.9b).

L'effet sur une couche limite laminaire a été observé à l'aide de visualisations, de mesure de profils de vitesse et de traînée. Les configurations symétriques, utilisées avec les électrodes parallèles à l'écoulement, ont induit une augmentation de traînée et le passage à l'état turbulent.

La configuration dissymétrique utilisée avec les électrodes perpendiculaires à l'écoulement (électrode supérieure en amont, (Figure 3.9b) a permis d'observer une diminution de traînée (Figure 3.10a). Les profils de vitesse ont montré une augmentation de la vitesse proche de la paroi, dans la couche limite jusqu'à 3,5 m/s (Figure 3.10b). Les auteurs attribuent ces effets à une force électrique proportionnelle au gradient du champ électrique qu'ils nomment force «paraélectrique ». Cette configuration produit un jet bidimensionnel tangentiel à la paroi dans la direction de l'écoulement ou en sens inverse sans apport de masse, ce qui s'additionne ou se soustrait de la quantité de mouvement dans la couche limite.

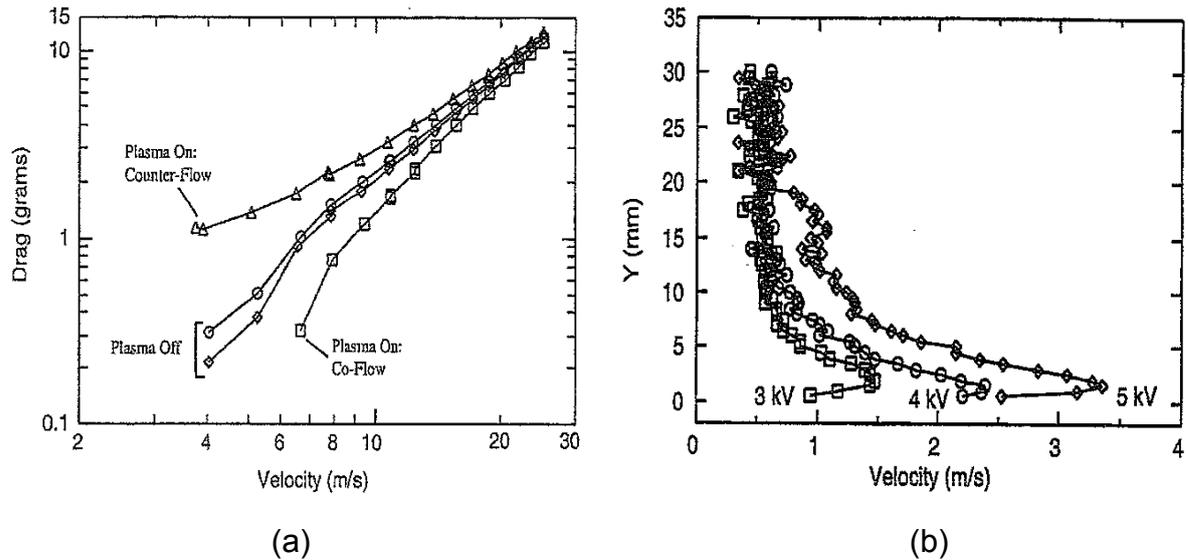


Figure 3.10: (a) Traîné de plaque dissymétrique, électrode supérieur en amont, et électrode inférieure en amont, 3 kV, 4 kHz (Roth et Sherman, 1998).
 (b) Vitesse induite par la décharge à 3 kHz (Roth et Sherman, 1998).

Cette configuration a été ensuite ré-utilisée pour le recollement des écoulements détachés, notamment autour de profils d'aile. Roth *et al* (2000) ont montré la possibilité de recoller l'écoulement autour d'un NACA 0015 pour des nombres de Reynolds de 25 000 pour des angles d'incidence allant jusqu'à 8°. Ils observent que les électrodes placées proche du bord d'attaque sont plus efficaces que celle placées au bord de fuite, Hultgren et Ashpis (2003) montrent également lors d'une étude de la séparation sur les pales de turbine à basse pression, qu'une position proche du bord d'attaque permet un retard du décollement. La décharge provoque une transition plus rapide empêchant ainsi la formation de bulle de séparation.

Enfin, des travaux numériques ont été réalisés récemment au CPAT de Toulouse en France (Boeuf 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. Cette étude numérique est basée sur l'échelle microscopique des particules.

La Figure 3.11 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 plus petit volume et sur un temps très court.

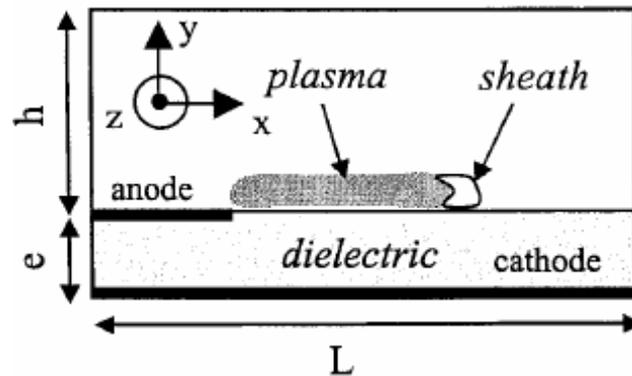


Figure 3.11 : Configuration de la décharge et domaine de calcul utilisé
(Boeuf et al., 2005).

3.4 – Conclusion

Les premières études sur le vent ionique ont été faites en configuration pointe /plaque. Elles ont montré le faible rendement de la conversion énergétique (1 à 5%) et montré une augmentation de la vitesse du vent ionique avec la racine carré du courant de décharge.

Les premières études à considérer les décharges en présence d'un second écoulement sont celles effectuées dans le contexte de l'augmentation du rendement des précipitateurs électrostatiques. Elles sont les premières à rapporter la création de structures tourbillonnaires dues à la présence de fort potentiel électrique. Elles rapportent également des difficultés expérimentales liées à la présence de haute tension.

L'utilisation de plasma froid pour le contrôle aérodynamique est relativement récente. Il semble que deux voies existent. Elles diffèrent par la méthode de production du plasma. La première consiste à utiliser une décharge de type couronne. C'est celle que nous utiliserons dans la partie simulation numérique. La seconde consiste à utiliser une décharge à barrière diélectrique dont nous verrons l'étude expérimentale dans la partie qui suit.

Les deux méthodes montrent pour l'instant les mêmes types de résultats. Il a été observé des augmentations de vitesse dans la couche limite allant jusqu'à 3 m/s entraînant le retardement de la transition, des diminutions de traînée ou le recollement d'écoulement. Toutes ces méthodes sont basées sur l'apport de quantité de mouvement induit par les plasmas froids ; le vent ionique.

CHAPITRE 4

ETUDE EXPERIMENTALE D'UN ECOULEMENT INDUIT PAR DECHARGE A BARRIERE DIELECTRIQUE DBD

4.1 – Introduction

Dans cette partie, nous allons traiter l'étude de la décharge de surface à barrière diélectrique (DBD). Nous commençons par décrire le principe général de la DBD ainsi que l'ensemble du protocole expérimental mis en oeuvre. 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. Dans un premier temps, l'analyse des propriétés électriques est effectuée, ensuite des mesures de l'écoulement induit par tube de Pitot sont présentées.

4.2 – Dispositifs expérimentaux

La décharge DBD est alimentée par une alimentation illustrée par la figure 4.1. Le signal délivré par un générateur basse fréquence est amplifié par un amplificateur sonore (CROWN® Xs1200, 22 Hz – 22 kHz, 2,3kW). Un transformateur HT (90 V / 20 kV, 2 kVA, jusqu'à 20 kHz) permet de délivrer une tension jusqu'à 20kV en amplitude.



Figure 4.1 : Photo de L'alimentation

La DBD est créée entre deux électrodes plates séparées par un diélectrique (voir figure 4.3). Les deux électrodes ont une longueur supérieure à 15 cm et une épaisseur de 35 μm . La largeur de ces deux électrodes de l'ordre d'un mm peut être identique ou différente.

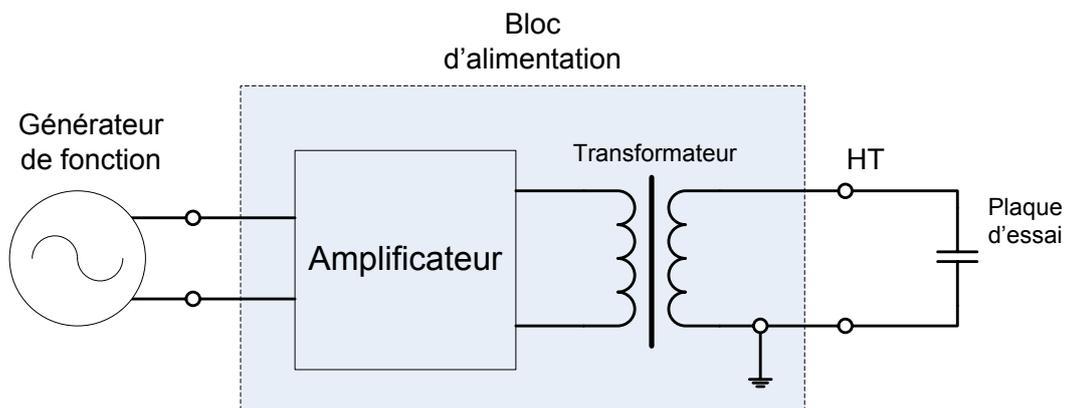


Figure 4.2 : Schéma électrique du banc d'essai pour la création de décharge DBD

Ces deux électrodes en parallèle collées sur les deux faces du diélectrique ont une dissymétrie. Cette dissymétrie permet d'obtenir une décharge en surface de chaque côté de la plaque diélectrique. Nous avons également effectué des mesures dans le cas où la décharge d'un des deux côtés est occultée en couvrant

l'électrode de ce côté dans un épais diélectrique. Comme indiqué sur la figure 4.3, une des électrodes est reliée à haute tension AC et l'autre est à la terre. La tension au secondaire du transformateur est alors entièrement appliquée aux électrodes. En réalité, pour les mesures électriques, un composant (une résistance ou un condensateur) est souvent inséré entre cette dernière électrode et la masse. La chute de tension aux bornes de ce composant est négligeable grâce au bon choix de la grandeur du composant, ce qui permet d'appliquer presque la totalité de la tension aux niveau des électrodes.

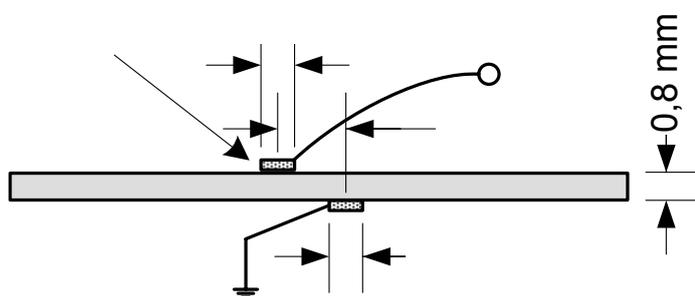


Figure 4.3 : La géométrie et dimension d'une décharge élémentaire de DBD

La structure décrite dans la figure 4.3 est une décharge élémentaire. Il arrive souvent que plusieurs décharges élémentaires soient mises côte à côte (cf. figure 4.4). Cette structure est très proche de celle utilisée par l'équipe Roth (2005). Dans cet article, la plupart de mesures ont été faites avec une configuration formée de sept ou douze décharges élémentaires. Certaines mesures ont été faites avec une seule décharge élémentaire notamment pour étudier l'effet de la géométrie (position relative de deux électrodes par exemple).

électrode

1 m

diélectrique

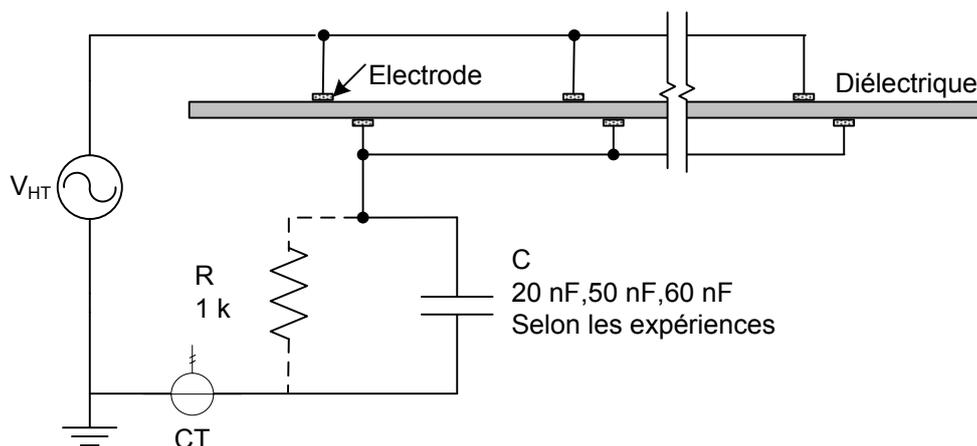


Figure 4.4 : Branchement de plusieurs électrodes

4.2.1 - Plaque d'essai

La plaque d'essai est un circuit imprimé double face. Il s'agit d'un ensemble de sept paires d'électrodes disposées de part et d'autre d'une épaisseur d'époxy (diélectrique). L'épaisseur d'époxy est de 0,8 mm. La figure 4.5 présente la photo de la plaque d'essai.

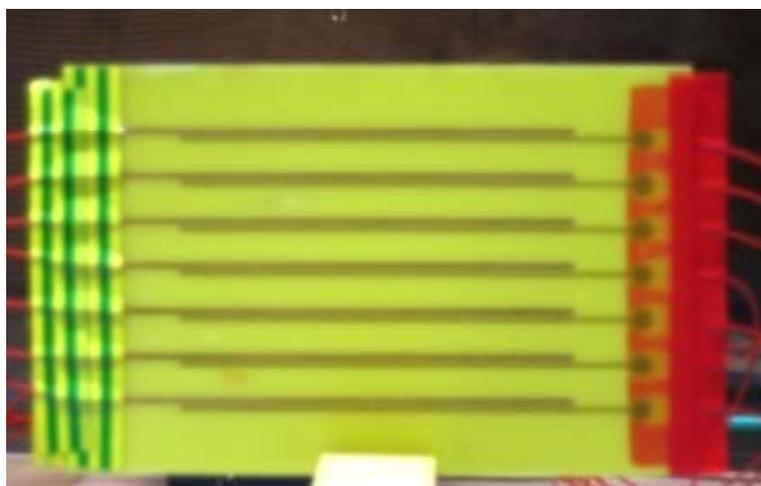


Figure 4.5 : Photo de la plaque d'essai avec connexion électrique

4.2.2 – Instruments de mesures électriques

Les principaux instruments de mesures électriques, ainsi que le branchement des appareils sont présentés dans la figure 4.6.

La haute tension nécessaire est générée grâce à une sonde de marque Tektronix (P60115A 1000X, 3,0 pF, 100 M Ω). Un oscilloscope de marque LeCroy (WaveSurfer 454, Bandwidth 500MHz, 2GS/s) a été utilisé pour mesurer et enregistrer les signaux électriques.

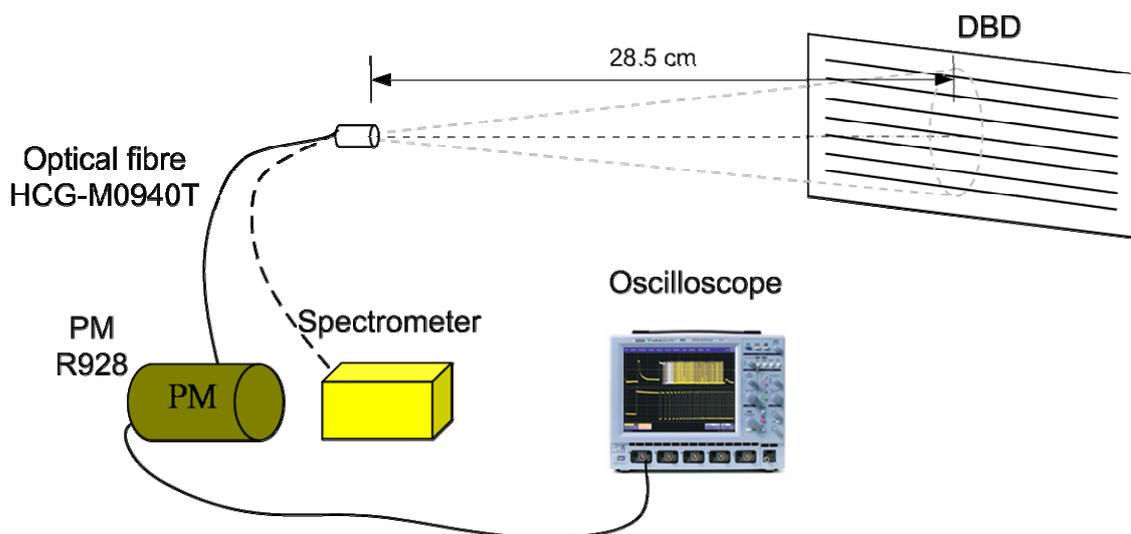


Figure 4.6 : Instruments de mesures

Un photomultiplicateur (PM) (HAMAMATSU-R928, réponse spectrale 185-900nm) est utilisé pour déterminer l'intensité lumineuse de plasmas. La lumière est transmise au PM par une fibre optique de 1000 μm de diamètre.

Un spectromètre de faible résolution spectrale (PHASE-OPTIC USB2000, 200-900nm) est utilisé pour avoir une première connaissance sur la répartition spectrale de la lumière émise par le plasma (Figure 4.7)



Figure 4.7 : Photo de la plaque d'essai avec Plasma

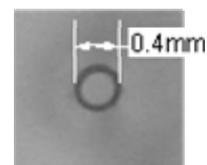
4.2.3 - Mesure du vent ionique

La Figure 4.8 est une photographie du tube de Pitot utilisé pour la mesure du vent ionique. On utilise toujours un capillaire en verre afin de pouvoir mesurer la vitesse dans le plasma.

Le tube de Pitot constitué d'un embout de 0,4 mm de diamètre est relié à une sonde de pression différentielle. Cette sonde différentielle de marque GE Druck (LPM9481) a une étendu de mesure de 0 à 20 Pa.



Forme du tube de Pitot



embout

Figure 4.8 : Tube de Pitot

4.4 – Résultats expérimentaux – étude du vent ionique

4.4.1 - Influence des paramètres électriques et de l'épaisseur du diélectrique

La vitesse d'écoulement induit par plasma est calculée à partir de la différence de pression mesurée par la sonde de pression différentielle en utilisant l'équation de Bernoulli :

$$\Delta P = \frac{1}{2} \rho V^2 \quad (4.1)$$

où : ΔP : est la différence de pression (Pa)

ρ : la masse volumique de l'air (Kg/m^3)

V : la vitesse (m/s)

En premier lieu, la prise de mesure est faite avec un tube de Pitot en contact avec la surface sur une position fixe (voir Figure 4.9). Les mesures de vitesse d'écoulement avec différentes tensions et fréquences sont montrées dans les figures 4.10 et 4.11 pour des épaisseurs du diélectrique différentes.

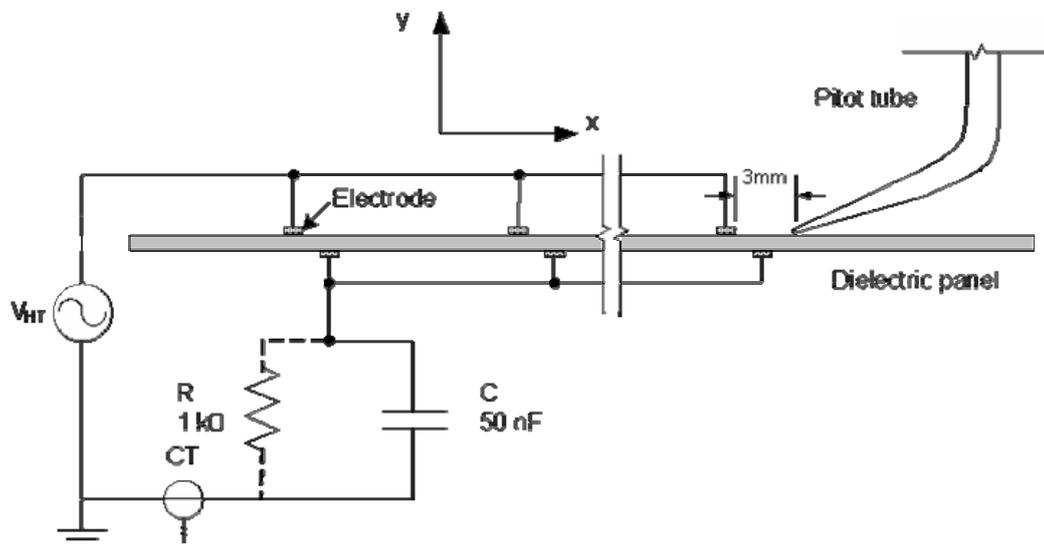


Figure 4.9 : Position du tube de Pitot

Ces figures montrent qu'en augmentant la fréquence et la tension, la vitesse d'écoulement sur la plaque augmente.

Aussi, on remarque que l'augmentation de l'épaisseur du diélectrique diminue de la valeur de la vitesse induite par plasma. Effectivement si on double l'épaisseur du diélectrique (dans notre cas), on remarque que les valeurs des vitesses diminuent presque de moitié.

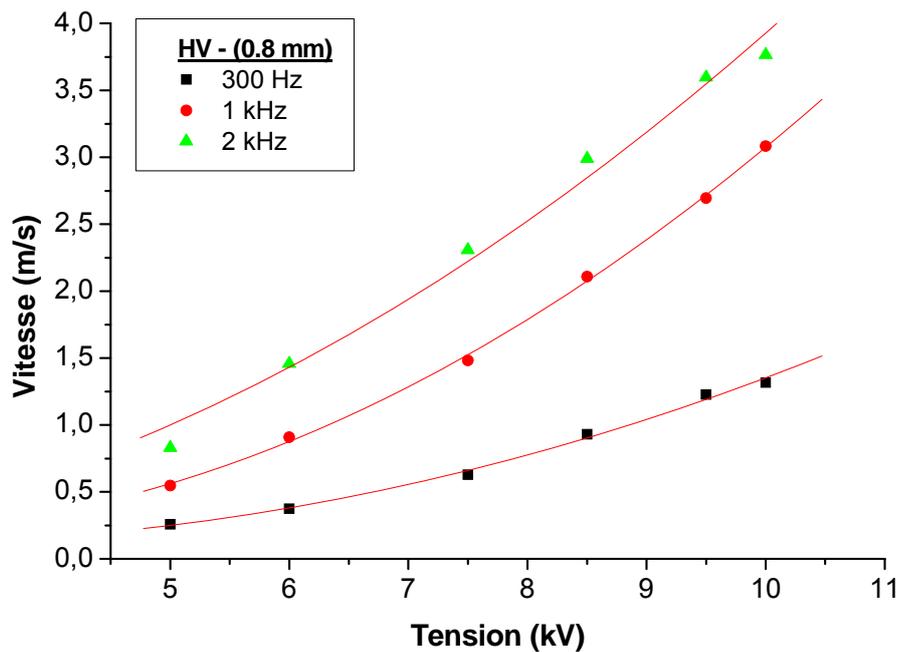


Figure 4.10 : Courbe expérimentale Vitesse - Tension pour différentes fréquences
Epaisseur = 0,8 mm

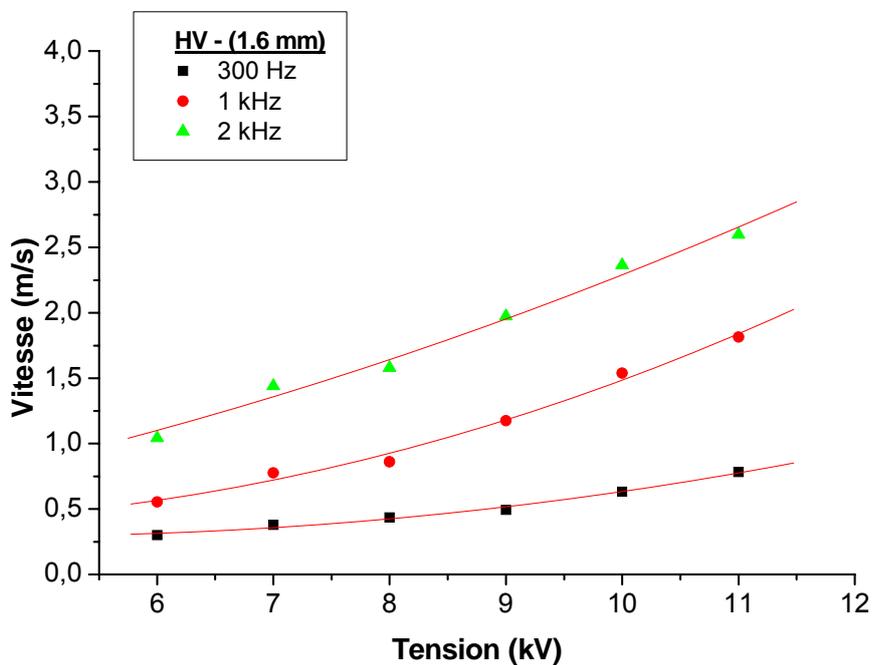


Figure 4.11 : Courbe expérimentale Vitesse - Tension pour différentes fréquences
Epaisseur = 1,6 mm

4.4.2 – Profil de vitesse :

Pour visualiser le profil de vitesse, on fait les relevés de pression sur quatre positions (Voir Figure 4.12).

- * - 1mm devant la première électrode du couple (Position 1)
- * - Au milieu de l'espace inter électrode (Position 2)
- * - 1mm derrière la seconde électrode du couple (Position 3)
- * - 4mm derrière la seconde électrode du couple (Position 4)

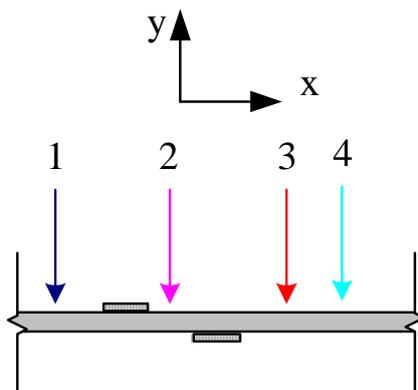


Figure 4.12 : Positions de mesure de pression

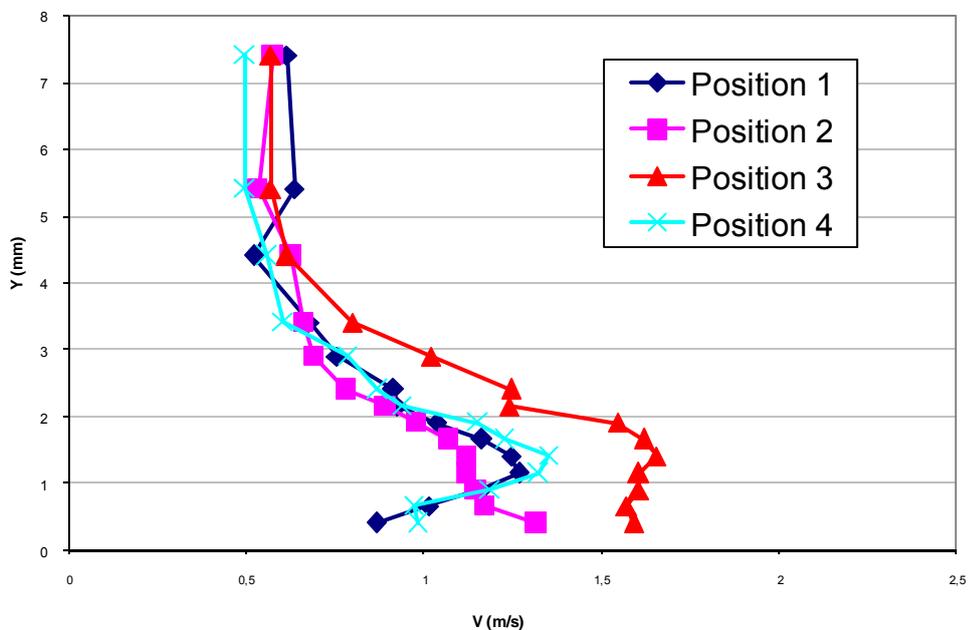


Figure 4.13 : Profil de vitesse pour plusieurs positions de prise de pression

La Figure 4.13 présente les profils de vitesse mesurés au dessus de la plaque (face électrode active) avec $U = 10 \text{ kV}$ et $f = 300 \text{ Hz}$. L'épaisseur de couche d'air mise en mouvement est de l'ordre de 6 mm. On obtient un maximum de vitesse après la paire d'électrodes (position 3)

Une mesure de vitesse tout le long de la plaque est aussi effectuée. Cette fois-ci l'emplacement de l'embout du tube de Pitot est à une distance de 0,25 mm (Voir Figure 4.14). La position 0 mm est la position au bord de la première paire d'électrode (Voir Figure 4.15).

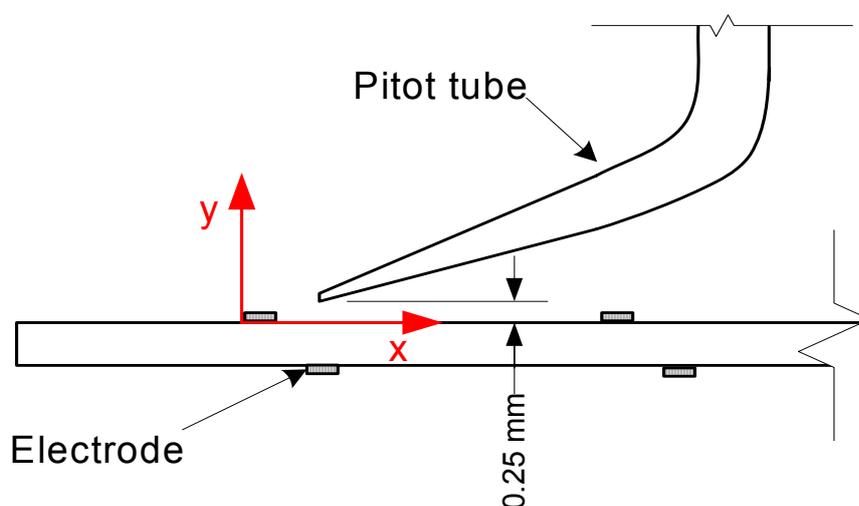


Figure 4.14 : position du tube de Pitot

La Figure 4.15 présente les profils de vitesse mesurés au dessus de la plaque (face électrode active) et en dessous (face électrode de masse), avec $U = 10 \text{ kV}$ et $f = 6 \text{ kHz}$. On remarque que la vitesse induite est plus importante du côté HT, et qu'elle atteint son maximum après la dernière paire environ 1,9 m/s à une distance proche de la paroi ($Y \approx 0,25 \text{ mm}$). Enfin, le fait que le vent ionique soit plus faible du côté terre indique l'importance et l'influence de la polarité des électrodes.

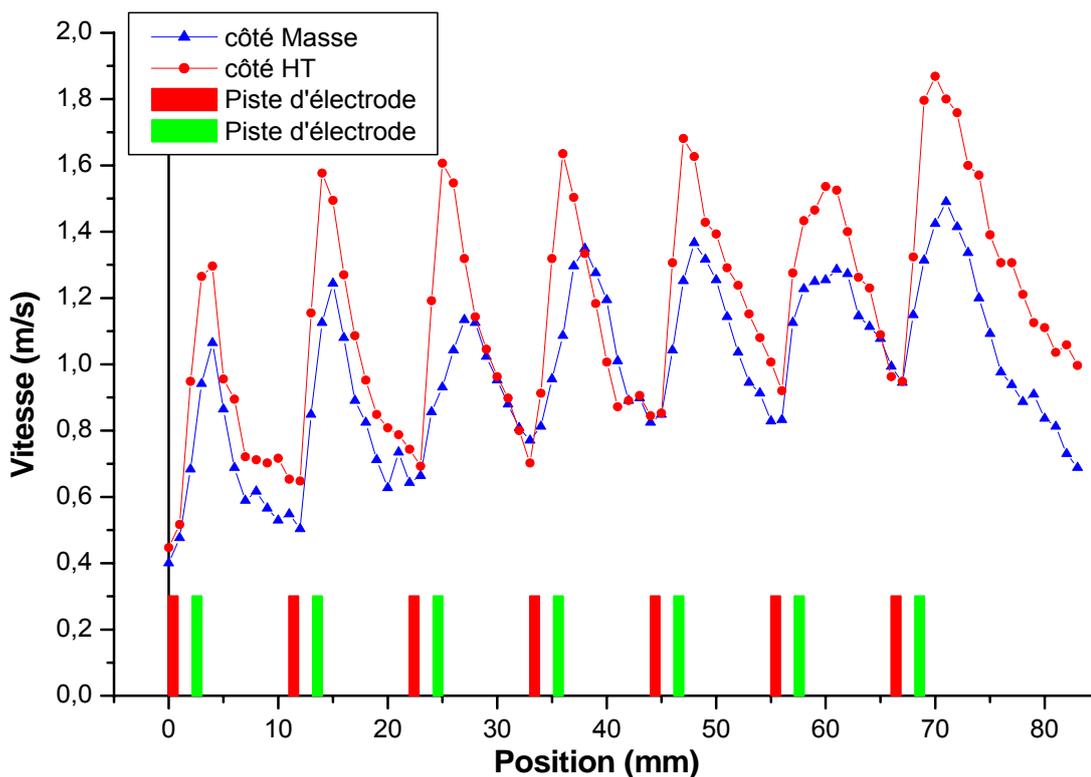


Figure 4.15 : Mesure de vitesse d'écoulement tout au long de la plaque

4.4.3 - Influence de la distance inter-électrodes :

L'influence de la distance inter-électrodes d sur la valeur maximale de la vitesse induite est présentée dans la figure 4.17, pour une fréquence de 1kHz.

On remarque qu'une augmentation de d produit plus de vitesse.

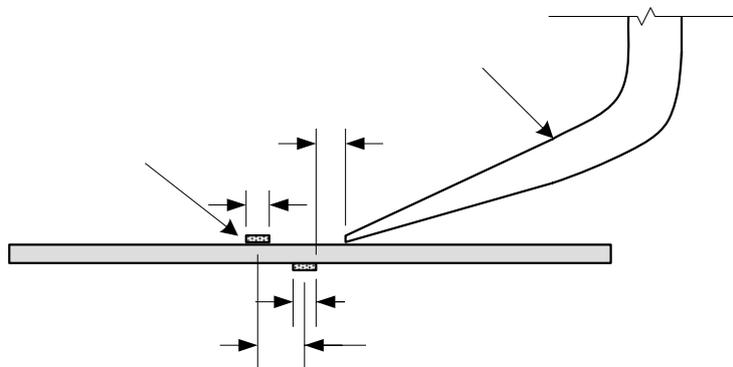


Figure 4.16 : Position du tube de Pitot pour la variation de la distance inter-électrodes

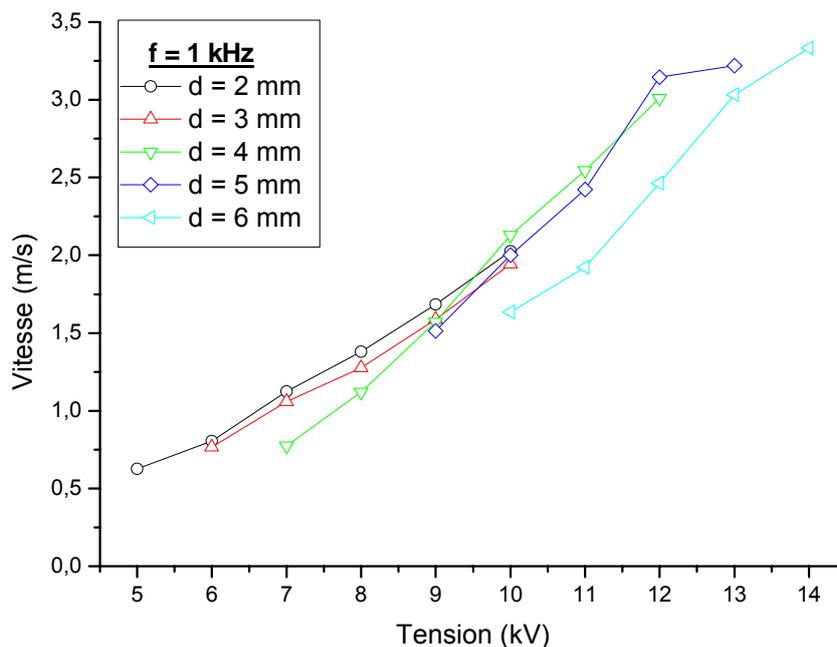


Figure 4.17 : Variation vitesse-tension pour différentes valeurs de la distance inter-électrodes d

4.4.4 - Influence de la largeur de l'électrode coté masse :

L'influence de la largeur de la cathode g sur la valeur maximale de la vitesse induite est présentée dans la figure 4.19, pour une fréquence de 2kHz.

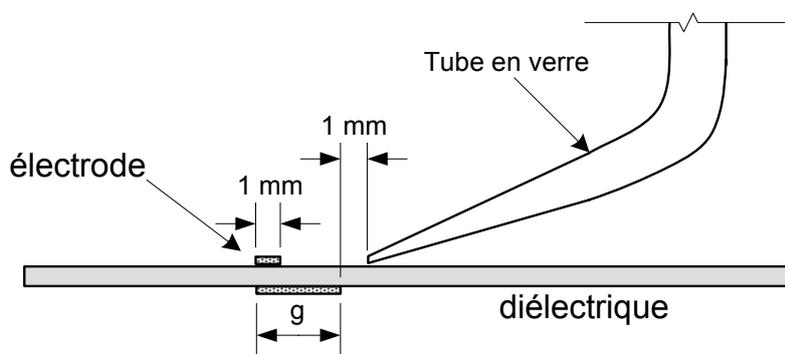


Figure 4.18 : Mesure de pression

On remarque qu'une augmentation de g produit une augmentation de la vitesse jusqu'à une valeur seuil. Pour les valeurs de g de 5 et 6, on ne voit pas la différence entre les vitesses induites.

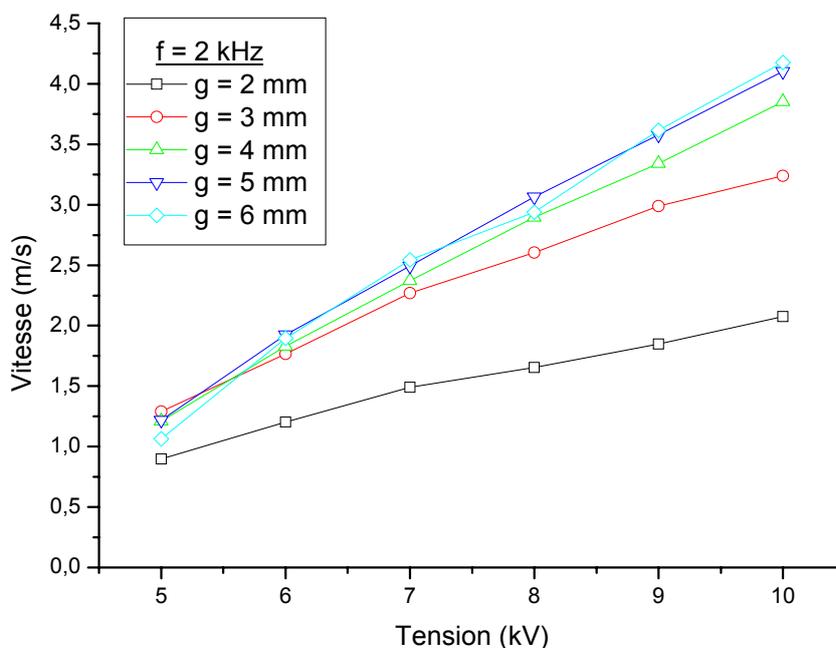


Figure 4.19 : Variation vitesse-tension pour différentes valeurs de la largeur de l'électrode coté masse

4.5 – Conclusion :

Dans cette partie, nous avons présenté les résultats concernant l'étude de la décharge de surface à barrière diélectrique DBD.

La décharge est établie par l'application d'une haute tension (quelques dizaines de kV) entre deux électrodes accolées de part et d'autre d'une plaque isolante (diélectrique).

La DBD génère un vent ionique des deux côtés du diélectrique avec une vitesse maximale de l'ordre de 1.9 m/s à 0,25 mm de la paroi.

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.

Ces résultats constituent 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.

Cette étude est faite dans le but de mettre en évidence l'existence du vent ionique et d'en mesurer l'amplitude. Cette étude expérimentale a été limitée par la disponibilité du matériel au niveau du laboratoire GREMI.

CHAPITRE 5

APPROCHE THEORIQUE DU COUPLAGE ECOULEMENT-DECHARGE

COURONNE

5.1 – Introduction

L'électroaérodynamique est un domaine qui lie la mécanique des fluides et l'électrostatique. Le système d'équations le régissant est donc constitué d'une part des équations de Navier-Stokes avec la prise en compte d'une force volumique électrique, et d'autre part des équations de Maxwell qui permettent de déterminer cette force à partir des données électriques du problème. On comprend ici la complexité de la résolution de tels systèmes d'équations, surtout dans le cas où les deux systèmes sont couplés.

Le but de ce chapitre est de présenter les bases théoriques de la discipline et de mettre en évidence l'origine du couplage des deux systèmes. Nous présenterons dans un premier temps les équations de la mécanique des fluides et de l'électrostatique qui régissent le problème ainsi que l'origine de leur couplage. Nous décrirons ensuite les méthodes utilisées pour découpler les équations de la mécanique des fluides de celles de l'électrostatique. Une approche couplée des équations de couche limite sera ensuite proposée et permettra de comprendre comment l'actionneur plasma peut agir.

5.2 - Mise en équation générale

5.2.1 - Les équations de mécanique des fluides

Comme nous l'avons vu, le système est constitué des équations de mécanique des fluides et de celles de l'électrostatique. Pour la mécanique des fluides, les équations sont celles de Navier-Stokes incompressibles enrichies d'un terme représentant les forces électriques (5.1), et l'équation de continuité (5.3):

$$\frac{D\vec{u}}{Dt} = \vec{F} - \frac{1}{\rho} \vec{\nabla} P + \nu \vec{\nabla}^2 \vec{u} \quad (5.1)$$

avec

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{u} \vec{\nabla} \quad (5.2)$$

et

$$\nabla \vec{u} = 0 \quad (5.3)$$

où : P : pression

ν : viscosité cinématique

ρ : densité du fluide

F : force électrique

u : vitesse

En mécanique de fluide, les écoulements de fluides incompressibles se trouvent dans pratiquement tous les domaines allant des processus industriels aux phénomènes naturels pour lesquels la condition d'incompressibilité est une hypothèse suffisante. Tous les fluides étant en effet plus ou moins compressibles, la condition d'incompressibilité revient à considérer comme négligeables les influences de la pression et de la température (ou de la concentration) sur la masse volumique.

5.2.2 - Les forces électrostatiques

Le calcul des forces par unité de volume qui peuvent agir sur un fluide sous l'action d'un champ électrique intense se fait à partir de l'expression donnée par Landau et Lifchitz(1990):

$$\vec{F} = -\vec{\nabla} P(\rho, T) + \rho_c \vec{E} - \frac{E^2}{8\pi} \vec{\nabla} \varepsilon + \frac{1}{8\pi} \vec{\nabla} \left[(E^2 \rho) \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_T \right] \quad (5.4)$$

avec T : température

E : champ électrique

ρ : densité volumique du fluide

ε : permittivité du gaz

ρ_c : densité volumique de charge

Le terme $\rho_c E$ représente les forces de Coulomb. Le terme suivant représente les forces diélectrophorétiques dues à la variation locale de la permittivité du gaz en présence d'un champ électrique. Le dernier terme représente les forces d'électrostriction qui sont dues à la possible non-uniformité du champ électrique. Si l'on considère un gaz de composition homogène, alors ε ne dépend que de la température et de la densité (5.5):

$$\vec{\nabla} \varepsilon = \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right)_\rho \vec{\nabla} T + \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_T \vec{\nabla} \rho \quad (5.5)$$

donc l'équation (5.4) devient :

$$\vec{F} = -\vec{\nabla} P(\rho, T) + \rho_c \vec{E} - \frac{E^2}{8\pi} \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right)_\rho \vec{\nabla} T - \frac{E^2}{8\pi} \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_T \vec{\nabla} \rho + \frac{1}{8\pi} \vec{\nabla} \left[E^2 \rho \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_T \right] \quad (5.6)$$

Or pour les gaz :

$$\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} = \varepsilon - 1 \quad (5.7)$$

De plus pour l'air $\varepsilon=1$, en supposant l'absence de gradient de température, l'équation (5.4) devient donc :

$$\vec{F} = -\vec{\nabla} P(\rho, T) + \rho_c \vec{E} \quad (5.8)$$

On montre ainsi que la mise en mouvement de fluide par l'application d'un champ électrique se fait principalement par l'intermédiaire des forces de Coulomb.

5.2.3 - Les équations d'électrostatique

L'écoulement électroaérodynamique induit par décharge électrique est décrit par les équations suivantes :

- le potentiel électrique ϕ est régi par l'équation de Poisson :

$$\nabla^2 \phi = -\frac{\rho_c}{\varepsilon_0} \quad (5.9)$$

Où ρ_C est la densité de charge de l'espace et ϵ_0 est la permittivité (constante diélectrique) dans le vide.

- Le champ électrique E dérive d'un potentiel noté ϕ :

$$\vec{E} = -\vec{\nabla}\phi \quad (5.10)$$

Le courant électrique dans la zone dérive est une combinaison de trois modes de transfert : diffusion, conduction (mouvement des ions sous l'effet d'écoulement d'air relatif au champ électrique) et convection (transport des charges sous l'effet d'écoulement d'air). En conséquence, l'expression suivante de la densité de courant J faisant apparaître la contribution respective des trois modes est donnée par

$$\vec{J} = -D\vec{\nabla}\rho_C + \rho_C(\mu_E\vec{E} + \vec{U}) \quad (5.11)$$

où μ_E est la mobilité d'ions d'air dans un champ électrique, U est vecteur vitesse du flux d'air et D est le coefficient de diffusivité d'ions.

A ces équations, il convient d'ajouter l'équation de conservation de la charge électrique (la neutralité électrique). Cette conservation est exprimée par :

$$\nabla \cdot \vec{J} = 0 \quad (5.12)$$

5.2.4 - Le couplage

Le couplage des deux systèmes constitués d'une part des équations de continuité et de Navier-Stokes pour la partie mécanique des fluides et d'autre part des équations de Poisson et de conservation de charge, s'effectue par le terme convectif dans l'expression du vecteur densité de courant (5.11). Ce terme convectif agit sur la répartition de la densité volumique de charge par l'intermédiaire de l'équation de conservation de charge, donc sur la force électrique qui détermine la vitesse (équation de Navier-Stokes). Le couplage complique énormément la résolution des problèmes d'électroaérodynamique, d'où le recours à certaines simplifications qui permettent le découplage des deux types d'équations. Les principales méthodes de découplage consistent à négliger le terme de convection dans l'équation (5.11). Les

deux systèmes peuvent alors être résolus séparément en commençant par le problème électrostatique.

5.3 - Approche découplée

La plupart des études numériques ont été faites dans le cadre de l'augmentation de l'efficacité des précipitateurs électrostatiques. La vitesse des écoulements mise en jeu dans ce type d'étude est de l'ordre de 1 à 5 m/s. La vitesse de dérive des ions est d'environ 100 à 150 m/s. L'hypothèse qui consiste alors à négliger l'influence du terme de convection dans la conservation de charge peut alors se justifier du fait de la différence d'ordre de grandeur. Lors des visualisations effectuées par Luc leger (2003) en présence d'écoulement de 0,5 à 2 m/s, il n'a pas observé d'influence de l'écoulement sur la décharge (la même remarque est donnée pas Alexandre Labergue 2005). Une formulation négligeant la convection permet donc de résoudre indépendamment les deux systèmes. Une expression des forces électrostatiques peut donc être obtenue indépendamment de l'écoulement. Cette hypothèse est faite dans une majorité de publications notamment celles de Soldati (1998).

5.4 - Approche couplée 2-D stationnaire pour une couche limite

Le découplage décrit précédemment permet donc de simplifier la résolution mais demeure valable uniquement dans le cas où les vitesses du fluide sont faibles. Dès que les vitesses du vent ionique et du fluide deviennent d'ordre de grandeur comparable, cette approche n'est plus valable et la résolution des problèmes des problèmes devient extrêmement compliquée, sauf dans certaines configurations qui permettent des simplifications importantes. Ceci est notamment le cas pour le problème d'une couche limite bidimensionnelle en régime laminaire stationnaire.

Dans un tel cas, les équations s'écrivent de la façon suivante en développant le terme de la force électrique :

– conservation de masse :

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) = 0 \quad (5.13)$$

– conservation de quantité de mouvement :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\rho u^2 - \mu \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho u v - \mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x} - \rho_c \frac{\partial \phi}{\partial x} \quad (5.14)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\rho u v - \mu \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho v^2 - \mu \frac{\partial v}{\partial y} \right) = -\frac{\partial p}{\partial y} - \rho_c \frac{\partial \phi}{\partial y} \quad (5.15)$$

L'équation de Poisson donne :

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = -\frac{\rho_c}{\epsilon_0} \quad (5.16)$$

En tenant compte de l'équation de continuité et de l'équation de Poisson et en négligeant la diffusion, la conservation de charge (5.12) peut s'écrire sous la forme:

$$u \frac{\partial \rho_c}{\partial x} + v \frac{\partial \rho_c}{\partial y} + \mu_E \left(\frac{\rho_c^2}{\epsilon_0} - \frac{\partial \rho_c}{\partial x} \frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{\partial \rho_c}{\partial y} \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) = 0 \quad (5.17)$$

L'approximation de couche mince qui traduit le fait que l'échelle transversale est très inférieure à l'échelle longitudinale induit que $\frac{\partial v}{\partial y}$, $\frac{\partial v}{\partial x}$, $\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$ et $\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}$ deviennent négligeables devant les autres termes. On obtient après simplification des équations (5.14) et (5.15):

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\rho_c}{\rho} \frac{\partial \phi}{\partial x} + v \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (5.18)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} = -\frac{\rho_c}{\rho} \frac{\partial \phi}{\partial y} \quad (5.19)$$

L'équation de quantité de mouvement longitudinale montre que la force électrique agit sur une couche limite de la même façon qu'un gradient de pression

longitudinale, ce qui explique l'augmentation de vitesse longitudinale observée lors des expériences et du calcul numérique que nous allons présenter. On peut agir sur l'amplitude et sur la direction en faisant varier soit la densité de charge, soit l'intensité du potentiel.

L'équation de quantité de mouvement transversale (5.19) montre que la force électrique peut permettre de créer un gradient de pression transversale. Cette équation est intéressante car elle relie directement une grandeur mécanique, la pression, à une grandeur électrique. En intégrant cette équation, on obtient :

$$\int_{y=0}^{y=\infty} \frac{\partial P}{\partial y} dy = -\rho_c \int_{y=0}^{y=\infty} \frac{\partial \phi}{\partial y} dy \Rightarrow (p_{y=0} - p_{atm}) = -\rho_c \int_{y=0}^{y=\infty} \frac{\partial \phi}{\partial y} dy \quad (5.20)$$

Or la différence de pression (perte de charge) est une grandeur mesurable.

5.5 – CONCLUSION :

Les équations régissant les phénomènes électrohydrodynamiques sont donc composées des équations classiques de la mécanique des fluides et de l'électrostatique. Les deux systèmes sont couplés.

Le découplage du système d'équation est basé sur l'hypothèse que le transport des charges par convection est très faible devant la vitesse des ions. Si cette hypothèse est valable pour des écoulements de faible vitesse, elle atteint ses limites dès que la vitesse de l'écoulement augmente. Expérimentalement, Luc Léger (2003) a montré qu'un écoulement de faible vitesse n'a pas d'influence sur la décharge. Par contre, il a observé une augmentation du courant de décharge avec l'augmentation de la vitesse de l'écoulement lorsque celle-ci atteint quelques mètres par seconde. Ceci montre que dans le contexte de l'électroaérodynamique, découpler les équations de mécanique des fluides de celles de l'électrostatique représente une des approximations à considérer. La résolution d'un tel système reste très compliquée.

Notre simulation se situe dans ce contexte, où l'on considère que la densité de charge est constante dans la zone interélectrodes. L'exploration de telles capacités fait l'objet de la suite de notre travail.

Une approche utilisant un couplage faible semble un axe de recherche intéressant. A travers les équations de couche limite obtenue à l'aide de l'hypothèse de couche mince, nous avons observé que l'actionneur électrofluidodynamique peut agir comme un gradient de pression longitudinal, il peut alors augmenter ou diminuer un gradient déjà existant et ainsi provoquer ou retarder la transition ou le décollement.

CHAPITRE 6

RESOLUTION NUMERIQUE D'UN ECOULEMENT SOUMIS A UNE DECHARGE COURONNE

6.1 – Introduction

En ce chapitre, la méthodologie du calcul numérique pour les processus électroaérodynamique est présentée. Comme on a indiqué précédemment, l'électroaérodynamique est un phénomène complexe impliquant l'interaction entre les champs électriques et l'écoulement.

Modéliser ce processus est essentiellement impraticable à moins que plusieurs supposition raisonnables et des simplifications soient faites. Dans la recherche courante, on ne le prévoit pas pour modéliser interaction des ions et des molécules au niveau moléculaire, mais trouver plutôt l'effet global d'un champ électrique sur l'écoulement d'air.

Le travail présenté ici consiste en une étude théorique basée sur la simulation numérique du comportement stationnaire d'une décharge couronne dans l'air pur à pression atmosphérique. Le modèle mathématique est constitué des équations régissant l'écoulement en régime laminaire (conservation de la masse et de la quantité de mouvement) et de l'équation de Laplace pour le calcul du potentiel électrique. La prise en compte de l'influence du champ électrique sur l'écoulement se fait par l'ajout dans les équations de Navier-Stokes d'un terme de force électrique. Le modèle repose sur des observations faites lors d'expériences. La variation des paramètres dynamiques, géométriques et électriques est étudiée. La simulation numérique est effectuée à l'aide du logiciel FLUENT dans sa version 6.3.

Les travaux effectués tout le long de cette thèse s'inscrivent dans le cadre d'une coopération entre plusieurs laboratoires (CPAT, LEA et GREMI). A cet effet, la modélisation présentée dans cette étude s'appuie sur la configuration de l'étude expérimentale réalisée par Luc Léger (LEA, 2003).

L'étude de Léger (2003) a révélé la difficulté de générer une décharge stable entre deux électrodes de surface baignées dans l'air à pression atmosphérique, ainsi que la complexité du phénomène du vent ionique. Un grand nombre de paramètres influe sur la décharge. La différence de potentiel (ddp), la forme des électrodes, leur positionnement sur ou dans un diélectrique, le degré d'humidité de l'air ou encore la présence d'un écoulement sont autant de paramètres agissant sur le type même de décharge observée. La modélisation de l'ensemble de ces phénomènes en est ainsi rendue très difficile. Il est nécessaire de simplifier le problème. Ici, on laisse de côté l'étude microscopique de la décharge pour ne s'intéresser qu'à la modélisation macroscopique de l'interaction avec l'aérodynamique et dans le cas de deux fines électrodes cylindriques.

6.2 – Configuration étudiée

On s'intéresse au dispositif expérimental décrit dans la partie bibliographie de l'étude de la décharge couronne et représenté sur la figure (6.1). Il est constitué d'une plaque plane, à bord d'attaque arrondi et équipée de deux fines électrodes fils imbriquées sur la face supérieure. Ces deux électrodes sont reliées à une alimentation haute tension qui permet de créer une décharge couronne sur la face supérieure de la plaque. Cette dernière est plongée dans un écoulement d'air.

La plaque est réalisée par un matériau isolant (PMMA) et joue le rôle de diélectrique. Il s'agit de deux fines électrodes imbriquées dans une paroi plane à la surface de laquelle elles affleurent. La paroi est un diélectrique (PMMA). La première électrode, d'un diamètre de 0,7 mm est portée à un potentiel positif et est distante de 40 mm de la deuxième, d'un diamètre de 2 mm et portée à un potentiel négatif. Le tout est monté sur une plaque longue de 21,5 cm, large de 50 cm et épaisse de 25 mm. La plaque est positionnée dans un écoulement dont la vitesse varie de 5 à 25 m/s. ces vitesses sont obtenues par une soufflerie.

Selon les conditions expérimentales, principalement selon la valeur de la ddp, on observe des régimes de décharges différents.

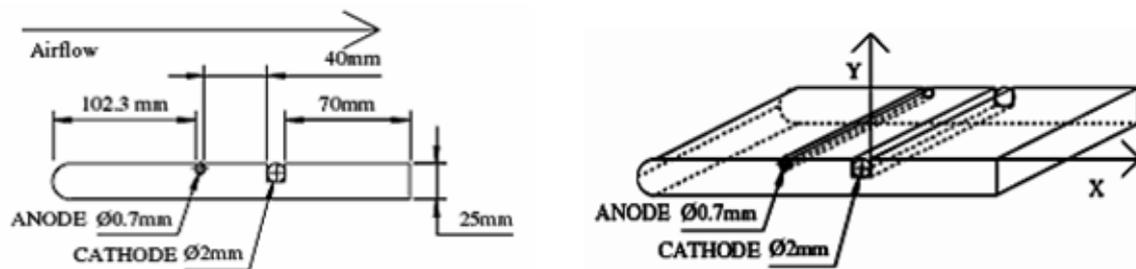


Figure 6.1 : Schéma de la plaque expérimentale étudiée

6.3 – Principaux phénomènes physique

6.3.1 - La zone anodique

La physique des décharges couronnes est très complexe et fait toujours l'objet de recherches fondamentales. Le mécanisme de base est schématisé sur la figure (6.3). En raison de la différence de rayons de courbure des électrodes, le champ électrique dans l'espace interélectrode est fortement non-uniforme, de sorte que l'ionisation de l'air et la génération de particules chargées s'effectuent seulement dans une zone proche de l'électrode de plus faible rayon de courbure. L'évolution spatio-temporelle du champ électrique au sein de l'espace interélectrode montre que cet espace peut être divisé en deux zones distinctes (Figure 6.2). Chacune d'entre elles est caractérisée par un type d'interactions prépondérant entre les particules chargées et neutres du gaz ionisé.

Dans la première zone, dite "d'ionisation", localisée près de la pointe (fil) et assimilée à une sphère de rayon de quelques dizaines de micromètres, le champ électrique présente une amplitude et un gradient élevé ce qui favorise les processus d'ionisation. Les particules formées, en particulier les électrons qui sont plus légers et plus rapides, s'échauffent sous l'action du champ électrique, et transfèrent de la chaleur aux molécules d'air lors des collisions. Les particules neutres de l'air diffusent alors cette quantité de chaleur sous l'effet de leur agitation thermique.

La seconde zone, dite de "dérive", occupe le reste de l'espace interélectrode et le champ électrique y est plus faible et relativement uniforme. Certains électrons issus des processus d'ionisation possèdent une énergie suffisamment élevée pour être éjectés de la zone d'ionisation et traverser l'espace interélectrode. En ce qui concerne les autres électrons, moins énergétiques, la création d'ions négatifs résulte

de leur attachement sur les particules neutres. Le terme de "zone unipolaire" peut également être employé car les particules chargées qui circulent dans cette zone sont uniquement de polarité négative. Ces particules dérivent le long des lignes de champ électrique en direction de l'anode plane. En raison de leur inertie, ce sont majoritairement les ions négatifs qui cèdent une quantité de mouvement aux particules neutres lors des nombreuses collisions. Ce phénomène est responsable d'un écoulement global du gaz, qualifié de "vent électrique", dont la vitesse est de l'ordre de quelques mètres par seconde. La zone de dérive peut être assimilée à un volume tronconique. Cette forme en portion de cône s'approche approximativement de celle des lignes de champ électrique sur lesquelles dérivent les particules chargées.

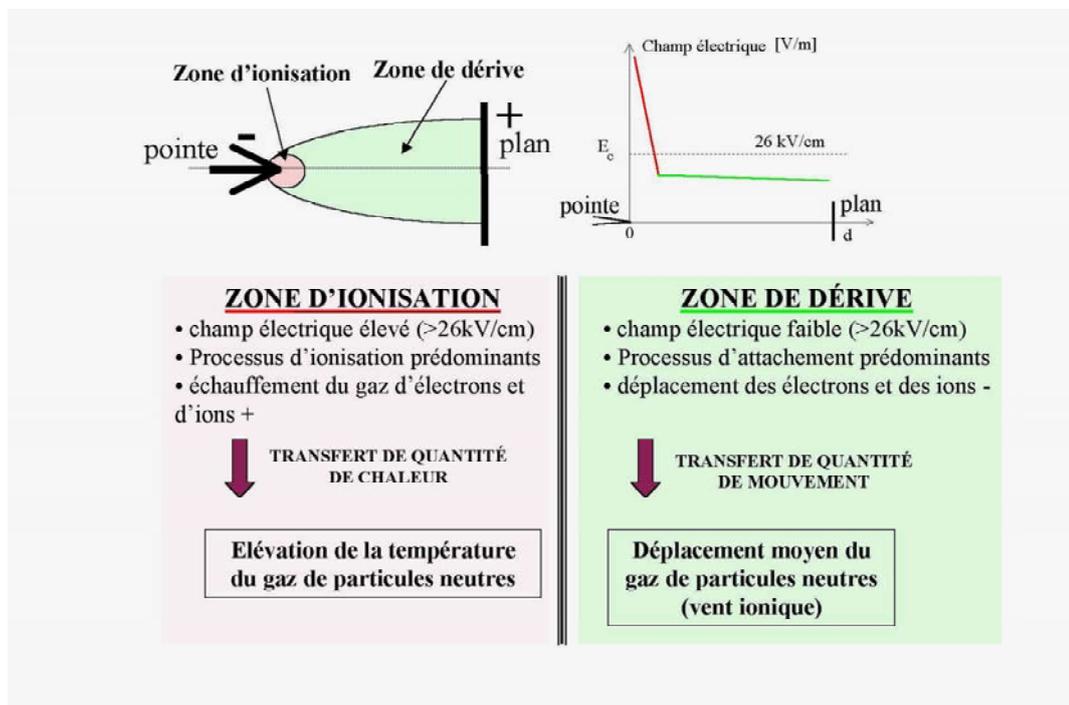


Figure 6.2 : Description de l'espace interélectrode

Dans la région proche de l'anode, les électrons produits naturellement sont fortement accélérés par le champ électrique en direction de l'anode. Ces électrons germes créent des paires d'ions et électrons par le processus d'avalanche électronique. Les électrons sont recueillis à l'anode alors que les ions positifs sont évacués vers la cathode. Le processus d'avalanche est contre balancé par l'attachement des électrons par les espèces lourdes.

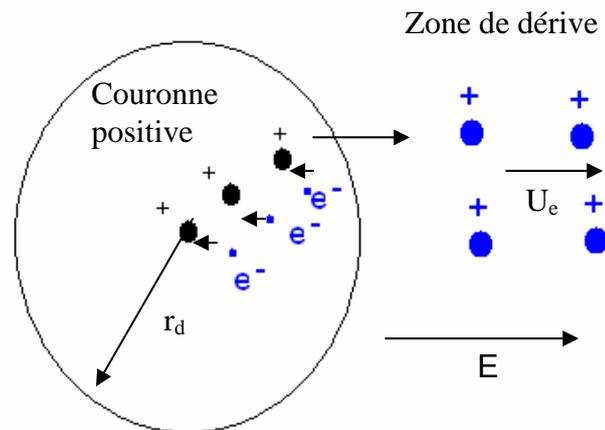


Figure 6.3 : Principe d'une décharge couronne positive

6.3.2 - Zone cathodique

En présence d'une électrode négative et sous condition de champ électrique suffisant, on parle de décharge couronne négative. La physique de la décharge est sensiblement identique à la précédente et schématisée sur la figure (6.4). Dans la zone de champ électrique fort, les avalanches électroniques créent ions positifs et électrons. Les électrons s'éloignent de la cathode. Lorsqu'ils atteignent la zone de champ électrique, ils s'attachent très rapidement aux molécules de l'air pour former des ions négatifs. La distance sur laquelle tous les électrons sont attachés est faible. Les ions négatifs dérivent alors vers l'anode.

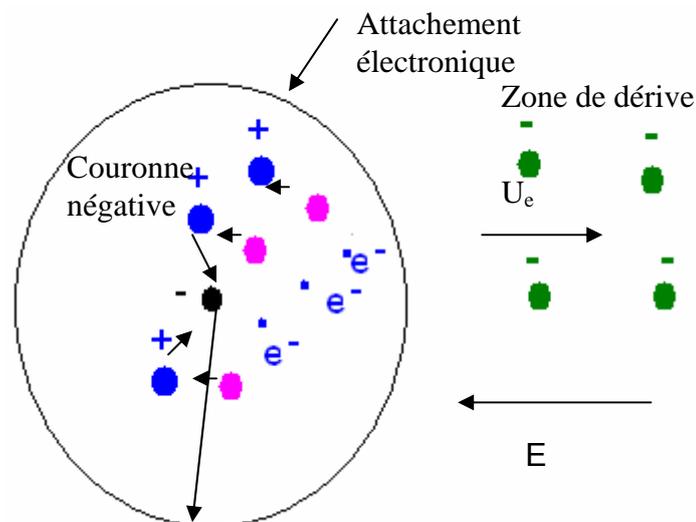


Figure 6.4 : Principe d'une décharge couronne négative

6.3.3 – Espace inter-électrode

Dans l'espace inter-électrode les particules chargées (électrons et ions négatifs principalement) interagissent donc avec les molécules neutres de l'air et leur imposent un mouvement (ordonné ou désordonné) par l'intermédiaire de collisions. En modulant électriquement ces interactions, soit par l'intermédiaire d'un courant alternatif qui traverse l'espace interélectrode, soit par une tension alternative appliquée entre les électrodes, il est possible de perturber l'air. Pour une configuration géométrique d'électrodes pointe-plan, les deux zones distinctes de l'espace interélectrode précédemment définies (zone d'ionisation et zone de dérive) sont respectivement associées aux deux différents types d'interactions entre particules chargées et particules neutres (transfert de chaleur et transfert de quantité de mouvement respectivement).

6.3.4 - Vent ionique et conséquences hydrodynamiques

Sous l'action de la décharge, de nombreuses espèces chargées (ions positifs, négatifs ou électrons) sont créés dans l'espace interélectrode. Ces espèces sont accélérées par le champ électrique et entraînées vers la cathode pour les ions positifs, et vers l'anode pour les ions négatifs et les électrons. En chemin, elles percutent d'autres molécules auxquelles elles transmettent une partie de leur quantité de mouvement.

L'accélération du gaz dans l'espace interélectrode, sous l'effet de la décharge, crée un véritable courant appelé le vent électrique. Il est responsable de la dispersion et du mélange des molécules neutres, excitées ou ionisées.

Seule une faible partie de l'énergie consommée par le système est utilisée pour la mise en mouvement des molécules du gaz, les mécanismes de chauffage et d'excitation représentant la majorité du transfert d'énergie. Le caractère impulsionnel de la décharge agit sur l'écoulement comme une série d'ondes de pression dont la fréquence est identique à celle des pulses. La vitesse du vent électrique dépend de la distance interélectrode et du courant de décharge.

Là encore, le phénomène a surtout été étudié dans le cas de configurations pointe-plan : dans une géométrie coaxiale, il semble difficile de réaliser des mesures ou de visualiser la décharge car le système est multi-impulsionnel (la décharge ne se

produit pas toujours au même point) et le corps du réacteur (électrode ou diélectrique entouré d'une électrode) est généralement opaque.

De nombreuses méthodes ont été utilisées pour visualiser les effets du vent électrique sur l'hydrodynamique au sein des systèmes à décharge couronne telles que l'introduction de particules (figures 6.5 et 6.6).

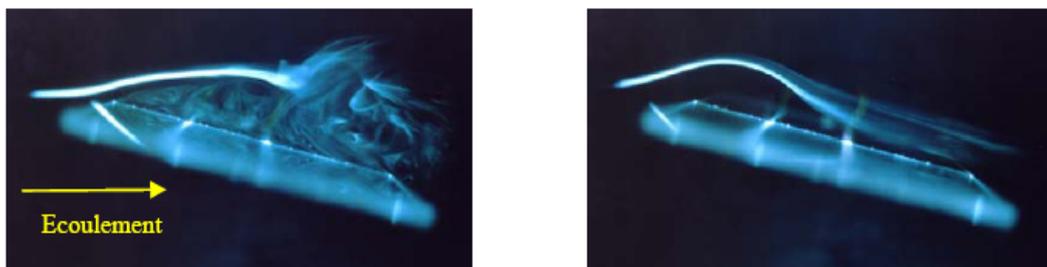


Figure 6.5 : Visualisation de l'hydrodynamique par introduction de fumée (Eric Moreau et all, 2005)

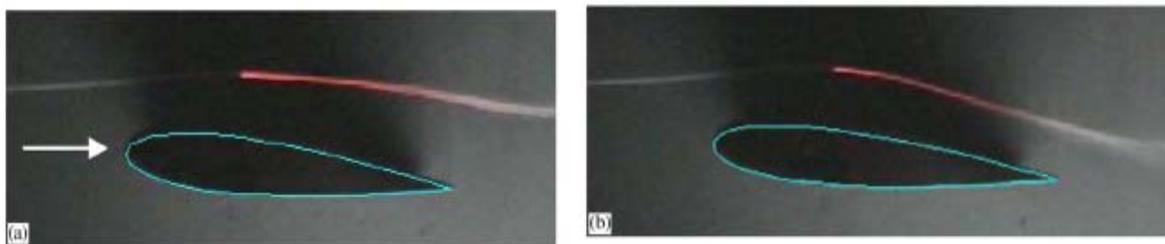


Figure 6.6 : Visualisation de l'écoulement $Re = 15\ 000$, $\Delta V = 30\ kV$, $I = 250\ \mu A$ (Sosa Roberto et all, 2006) (a) sans décharge, (b) avec décharge

6.4 – Modélisation numérique

Le calcul numérique a été mené à l'aide du code de calcul "Fluent" 6.3, qui utilise la méthode des volumes finis. Le problème a été traité en deux dimensions pour toutes les configurations.

6.4.1 – Présentation du code Fluent

"Fluent" est un code de calcul pour modéliser les écoulements des fluides et les transferts thermiques dans des géométries complexes. Il peut résoudre des problèmes d'écoulement avec des mailles non structurées, qui peuvent être produites pour des géométries complexes, avec une facilité relative. Les types de mailles supportées sont des mailles, en 2D, triangulaires ou quadrilatérales, ou en 3D tétraédriques/hexaédriques/pyramidales, et les mailles (hybrides) mélangées. "Fluent" est écrit en langage de programmation C et utilise pleinement la flexibilité et la puissance offertes par ce langage (allocation de la mémoire dynamique). En outre, il utilise une architecture qui lui permet de s'exécuter en tant que plusieurs processus simultanés sur le même poste de travail ou sur des postes séparés, pour une exécution plus efficace.

"Fluent" s'utilise à travers une interface graphique. L'utilisateur avancé peut adapter ou augmenter aux besoins l'interface en écrivant des macros et des fonctions de menu, afin d'automatiser certaines procédures.

Ainsi, à titre non exhaustif, il a les capacités de modélisation suivantes:

- Ecoulements 2D ou 3D.
- Etats permanents ou transitoires.
- Ecoulements incompressibles ou compressibles incluant toute vitesse de régimes (subsoniques, transsoniques, supersoniques et hypersoniques).
- Ecoulements non visqueux, laminaires ou turbulents.
- Ecoulements Newtonien ou non.
- Transfert de chaleur forcé, par conduction, par convection ou radiatif.
- Les écoulements avec changements de phases.
- Ecoulements en milieu poreux.

Ce code de calcul emploie la méthode des volumes finis comme procédé de discrétisation. Les équations intégrales qui gouvernent l'écoulement, tels que l'équation de continuité, l'équation de conservation de la masse, celle de l'énergie ainsi que d'autres scalaires, comme la turbulence, sont résolues par cette méthode. En utilisant cette technique basée sur un volume de contrôle, "Fluent" passe par les étapes suivantes:

- Division du domaine en volumes de contrôle discrets en utilisant une grille (maillage) de calcul.
- Intégration des équations gouvernantes sur les volumes de contrôle

individuels, afin de construire les équations algébriques pour les variables discrètes dépendantes, (les inconnues), telles que les vitesses, pression, température ...

- Linéarisation des équations discrétisées et solution du système d'équations linéaires résultant, pour pouvoir mettre à jour les valeurs des variables dépendantes (inconnues).

"Fluent" offre deux modes de calcul: le mode "double précision" et le mode "simple précision".

Dans le mode "double précision", les nombres à virgule flottante sont représentés en utilisant 64 bits, alors que le mode "simple précision" utilise une représentation à 32 bits. Le revers de cette précision est que le premier mode requiert beaucoup plus de mémoire. En outre, Le mode "double précision" est préconisé, entre autres, pour les écoulements impliquant des longueurs d'échelles très disparates. Dans notre étude, on se limite au cas simple précision.

En démarrant "Fluent" on peut choisir entre plusieurs formulations du solveur:

- La formulation "Segregated", ou isolée (implicite): Cette formulation résout les équations de continuité, de quantité de mouvement et quand c'est nécessaire celle de l'énergie, séquentiellement, c'est-à-dire isolées les unes des autres (implicite par défaut). Le solveur isolé est classiquement employé pour les écoulements incompressibles à modérément compressibles. De ce fait, c'est la formulation que l'on a choisi d'utiliser pour notre problème.

- La formulation "Coupled", ou couplée soit implicite ou explicite: Cette option permet aux équations gouvernantes d'être résolues simultanément, c'est-à-dire couplées les unes avec les autres. Cependant, les autres scalaires, tels que les quantités de la turbulence, sont traités isolément. Initialement, ce mode a été conçu pour les écoulements compressibles à grandes vitesses. Ce qui lui donne un avantage pour le traitement des écoulements hautement couplés (forte interdépendance entre la densité, l'énergie et les moments) avec des forces de volumes (ex. flottabilité et forces de rotation). Il faut signaler que le solveur couplé implicite requiert presque le double de la mémoire qu'utiliserait le solveur isolé, alors que le solveur couplé explicite vient au milieu, en terme de besoins en ressources, mais convergera plus lentement que la formulation implicite et il n'est conseillé que pour les écoulements instationnaires.

6.4.2 – Domaine de calcul

Le schéma de la figure 6.7 donne une représentation générale de la décharge couronne de surface utilisée tout au long de ce travail. 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 adoptée suite aux travaux de Léger (2003) durant sa thèse. La configuration permet en effet d'obtenir une décharge plus stable (moins d'arcs) avec des courants plus importants.

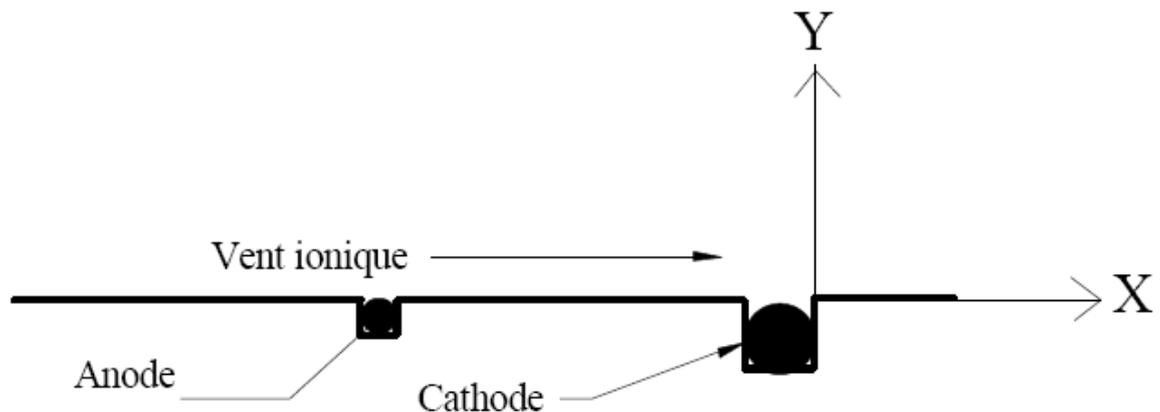


Figure 6.7 : Schéma de principe de la décharge couronne utilisée

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 appelé « *vent ionique* ».

L'objectif de la simulation numérique est de développer un outil informatique pour modéliser l'écoulement d'air, le champ électrique induit par le processus de décharge électrique et l'interaction entre les deux. L'effet des différents paramètres régissant le champ électrique sur l'écoulement sera étudié. Le système d'équations couplé sera résolu pour calculer la force électrique qui s'applique au fluide.

On effectue le calcul d'un écoulement bidimensionnel laminaire sur une plaque plane avec prise en charge des forces électriques. Le domaine d'étude est divisé en deux

zones. On modélise la zone entre électrodes par un parallélépipède dont les bords d'attaque favorisent l'écoulement (figure 6.8).

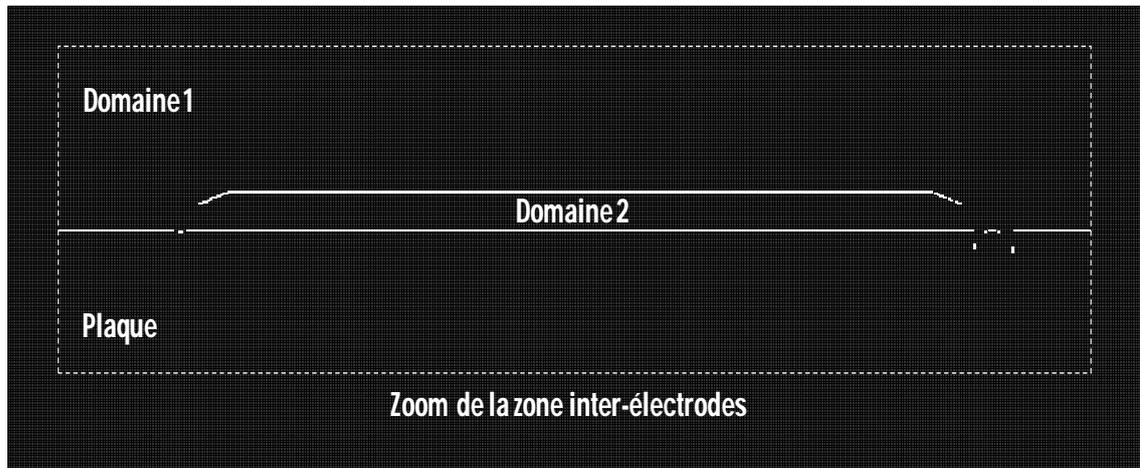


Figure 6.8 : Zone inter-électrode (Domaine 2)

Cet espace se caractérise par une longueur de 4 cm et une hauteur h . Plusieurs hauteurs sont considérées pour étudier l'influence de celles-ci sur l'écoulement.

6.4.3 – hypothèses et mise en équations :

Le modèle développé est basé sur les hypothèses suivantes :

1. L'écoulement est bidimensionnel, stationnaire et incompressible.
2. Le régime d'écoulement est laminaire ($Re \leq 3.0 \cdot 10^5$).
3. Seule la force électrostatique (de Coulomb) est présente.
4. La diffusion des ions est négligée.
5. Le coefficient de conduction électrique σ ne dépend pas du champ électrique.
6. La mobilité des ions est constante et indépendante de l'intensité de champ électrique.

Le problème consiste donc en la résolution de l'équation de Poisson (Eq. 5.9) combinée avec les équations de Navier-Stokes. L'équation de Poisson permet d'obtenir la distribution du potentiel ϕ (potentiel électrique). Le couplage entre les deux équations se fait par l'intermédiaire de la force électrostatique.

En tenant compte des hypothèses, le problème peut donc être décrit par le système d'équations ; (Eq. 5.13) pour la conservation de la masse, (Eqs. 5.14 et 5.15) pour la conservation de quantité de mouvement avec le terme de force électrique.

La détermination de la force électrostatique dépend donc directement de la détermination du potentiel électrique.

Les contributions à la densité de flux de quantité de mouvement sont le transport par le fluide (convection) et la dissipation liée aux frottements, caractérisée par la viscosité du fluide. La seule contribution au flux de masse est le transport de la matière par l'écoulement.

La prise en compte de l'influence du champ électrique sur l'écoulement se fait par l'ajout dans les équations de Navier-Stokes d'un terme de force électrique : $\vec{F}_e = \alpha \vec{E}$, α étant une constante à déterminer. Cette approche néglige la présence d'une décharge dans la mesure où elle ne prend pas en compte explicitement la présence d'espèces chargées dans le calcul du champ électrique. L'influence de la vitesse d'entrée sur la décharge est étudiée ainsi que l'influence de la tension aux électrodes.

Par substitution de l'expression de la densité de courant (5.11) dans l'équation (5.12) et en tenant compte de la définition du potentiel électrique (5.10) et de l'équation de continuité (5.13), on peut obtenir l'équation suivante de transport de la charge :

$$\nabla \cdot (-D \nabla \rho_C - \mu_E \rho_C \nabla \phi) + U \cdot \nabla \rho_C = 0 \quad (6.1)$$

Généralement, le terme de conduction dans l'équation (5.11) est dominant devant les termes de convection et de diffusion pour un système décrivant l'écoulement d'air dans une couronne induite, et ces termes sont souvent négligés dans la littérature pour les simulations numériques.

Dans une première approche, on néglige le premier et le troisième terme de l'équation (6.1). On obtient alors l'équation simplifiée suivante :

$$\nabla \cdot (\mu_E \nabla \phi \rho_C) = 0 \quad (6.2)$$

Ainsi, l'écoulement électrohydrodynamique pour le modèle étudié, est décrit par le système d'équations (5.9), (5.13-5.15) et (6.2) avec les conditions aux limites associées.

Avec l'hypothèse que la densité de charge dans la zone inter électrodes est constante, on retrouve l'équation (5.9) sous la forme :

$$\nabla (\sigma \nabla \phi) = 0 \quad (6.3)$$

Où σ représente la conductivité électrique.

Après avoir pris en considération les hypothèses simplificatrices, le modèle mathématique associé au domaine 2 (Figure 6.8) est donné par :

$$\begin{aligned}
 \nabla \cdot (\rho \vec{u}) &= 0 \\
 \rho \vec{u} \nabla \cdot (\vec{u}) &= -\nabla p + \nabla \cdot (\vec{\tau}) + \alpha \vec{E} \\
 \Delta \phi &= 0 \\
 \vec{E} &= -\nabla \phi
 \end{aligned}
 \tag{6.4}$$

Le modèle mathématique du domaine 1 est donné par les équations :

$$\begin{aligned}
 \nabla \cdot (\rho \vec{u}) &= 0 \\
 \rho \vec{u} \nabla \cdot (\vec{u}) &= -\nabla p + \nabla \cdot (\vec{\tau}) \\
 \Delta \phi &= 0
 \end{aligned}
 \tag{6.5}$$

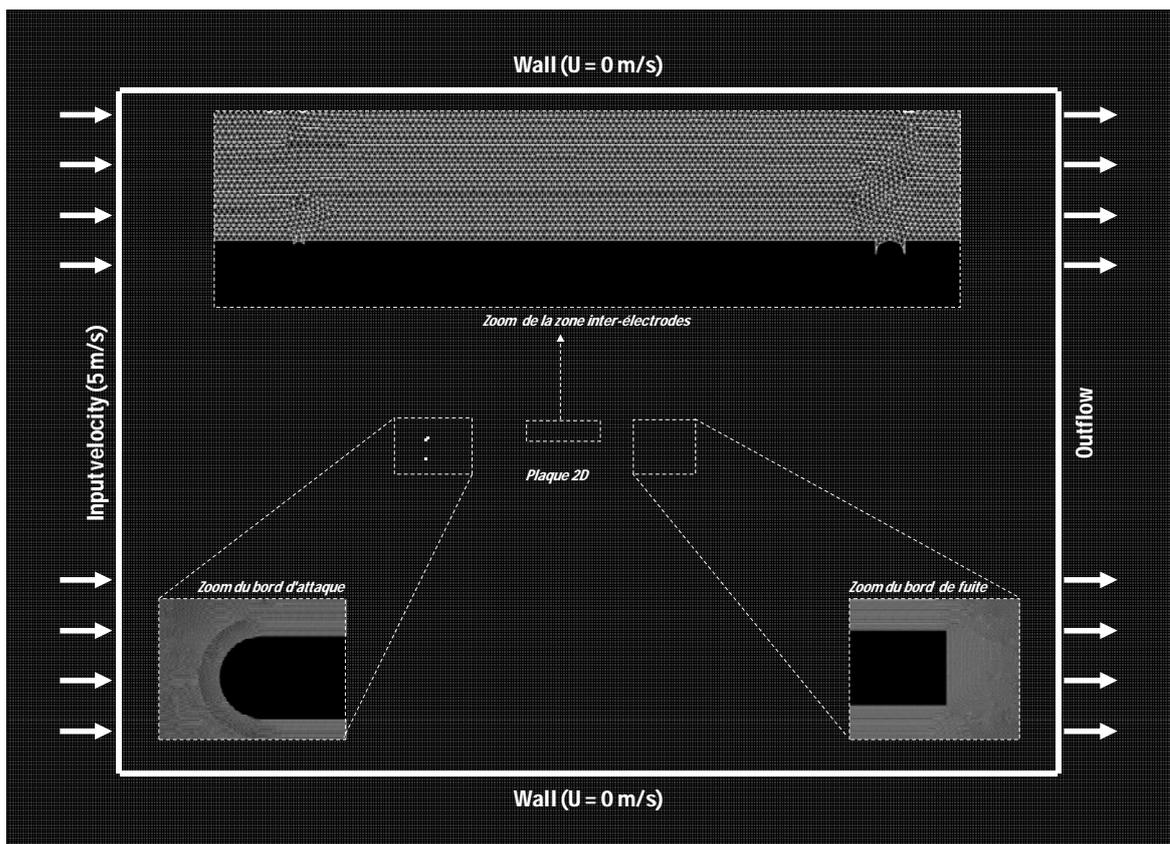


Figure 6.9 : Domaine d'étude et conditions aux limites

Les conditions limites sont une condition d'adhérence à la paroi, un écoulement amont de vitesse U_0 dans le sens de l'anode vers la cathode et une condition de glissement sur la frontière (Figure 6.9).

La simulation numérique est effectuée à l'aide du logiciel Fluent dans sa version 6.3. Il permet la résolution des équations de la mécanique des fluides avec la prise en compte des forces électriques.

Bien qu'il n'y ait aucune fonction intégrée standard dans fluent pour résoudre les équations électriques, il est possible de définir des fonctions et des scalaires qui peuvent être dynamiquement chargés avec le solveur fluent pour augmenter les dispositifs standard.

6.4.4 – Maillage du domaine de calcul

L'écoulement extérieur est fortement influencé par les effets de bords. Pour capter ces effets, le maillage doit être conforme à certaines exigences. Ensuite, la modélisation passe par un choix judicieux des différents paramètres du code de calcul. Les bons réglages étant trouvés, on lancera les simulations en imposant les conditions aux limites.

La création de la géométrie ainsi que le maillage se font sous le logiciel "Gambit" 2.2.30. Ce logiciel propose des solutions étendues pour les géométries les plus compliquées. Cependant, pour notre cas, deux choix principaux du maillage se sont posés à nous. En l'occurrence, un maillage soit à base de cellules quadrilatères, soit à base de cellules triangulaires. L'utilisation d'un maillage triangulaire induirait un surplus du nombre de cellules par rapport aux cellules quadrilatères, d'où le besoin de plus de ressources et de temps de calcul.

Cependant, notre géométrie est assez complexe vu les rainures des électrodes ainsi que l'existence de deux domaines d'études où l'écoulement suit pratiquement la forme de la géométrie. Donc, en utilisant un maillage à cellules triangulaire (maillage non structuré) (figure 6.10), nous aurons un alignement de l'écoulement avec notre maillage, alors que ça ne sera jamais le cas avec des cellules quadrilatères. Ce dernier point garantira un minimum de diffusion numérique.

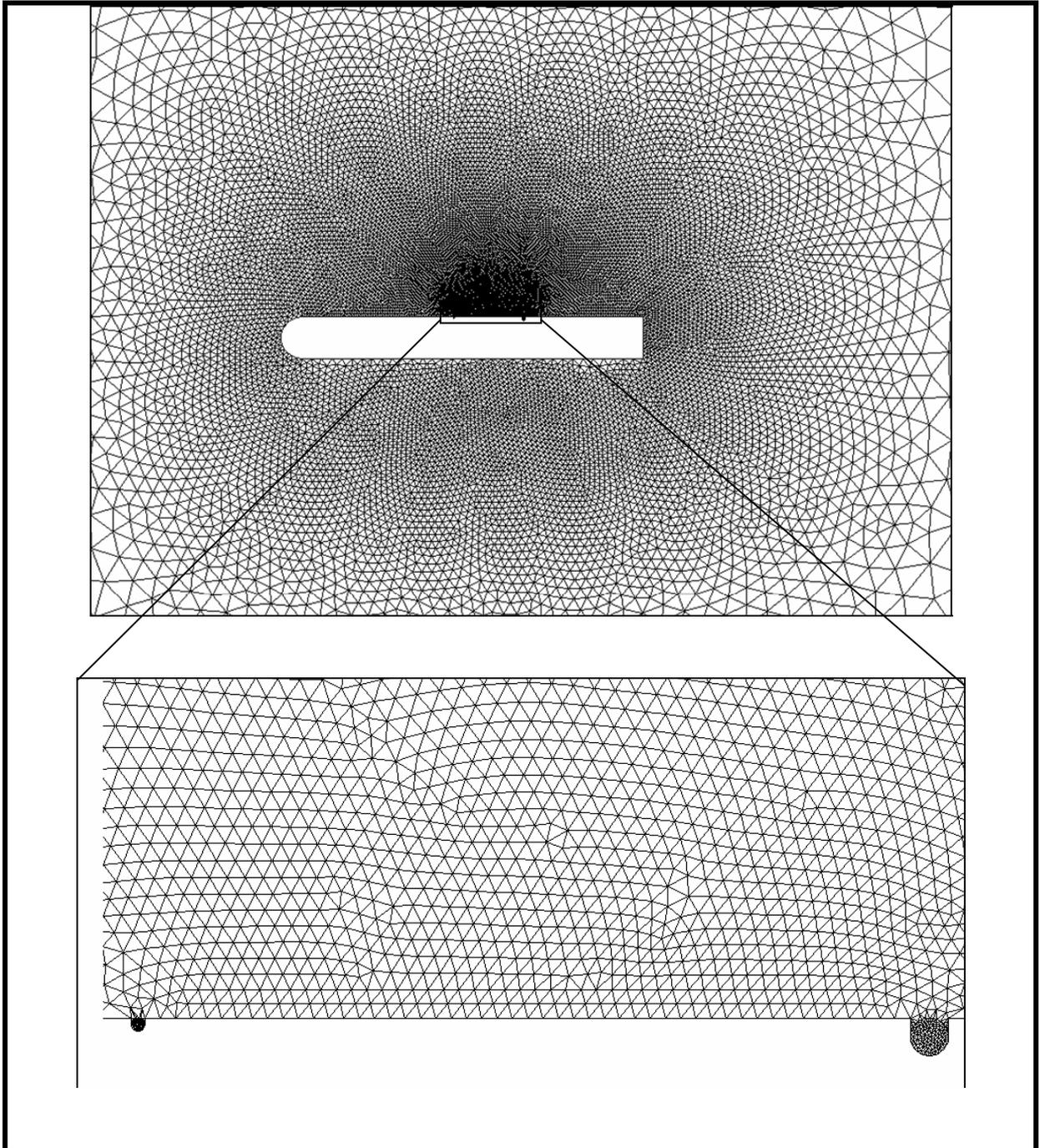


Figure 6.10 : Maillage non structuré du domaine (21864 nœuds)

Au chargement du maillage sous "Fluent", avant tout, nous devons mettre la géométrie à l'échelle, (millimètre, pour notre cas). Le logiciel permet aussi de réordonner les nœuds, les surfaces et les cellules en mémoire, de telle façon qu'ils aient la même disposition dans la grille et dans la mémoire, pour améliorer les performances du calcul et l'efficacité de l'accès à la mémoire.

6.4.5 – Résolution par l'utilisation de Fluent

a) – schéma de discrétisation et d'interpolation :

Sous "Fluent", les variables stockées au centre de la cellule doivent être interpolées aux faces du volume de contrôle. Il est possible de choisir entre différents schémas de discrétisation pour les termes convectifs des équations gouvernantes, alors que les termes visqueux sont automatiquement discrétisés au second ordre pour plus de précision. Il reste que la discrétisation au premier ordre procure une meilleure convergence. Alors que le "Second Order Upwind Scheme" est de rigueur pour les écoulements non alignés au maillage.

Il existe aussi d'autres schémas de discrétisation:

- Le schéma "QUICK" (Quadratic Upwind Interpolation for Convective Kinetics): Il procure une meilleure précision que le schéma au second ordre pour les écoulements rotationnels et tourbillonnaires (Swirling) avec un maillage régulier. Cependant, il ne s'applique pas à un maillage triangulaire.

- Le schéma "Power Law" est plus précis que le "First Order Upwind Scheme" pour les écoulements à très bas nombres de Reynolds (< 5). Sinon, il procure en général le même degré de précision.

Pour la plupart des cas, le schéma "Standard" est acceptable. Pour des écoulements spécifiques, on peut choisir parmi les options suivantes:

- Le schéma force de volume pondéré "Body-Force-Weighted" est recommandé pour les écoulements impliquant d'importantes forces de volume (ex. convection naturelle à haut nombre de Rayleigh).

- Le schéma "PRESTO" (PREssure Staggering Option): est approprié pour les écoulements hautement tourbillonnaires, à grande vitesse de rotation ou les écoulements dans des domaines fortement courbés.

- Le schéma au second ordre est à utiliser pour les écoulements compressibles et pour améliorer la précision en écoulements incompressibles.

- Le schéma linéaire "Linear" est disponible comme alternative au cas où les autres options ont des difficultés de convergence ou génèreraient des comportements non physiques.

b) - Couplage Pression-Vitesse

Si les vitesses sont définies aux nœuds d'un volume de contrôle ordinaire (comme les autres scalaires: pression, température), il est démontré qu'un champ de

pression hautement non uniforme agira comme un champ uniforme sur les équations de quantité de mouvement discrétisées. La solution passe par la définition des vitesses sur une grille décalée "Staggered grid" et l'emploi d'algorithmes tels que "SIMPLE" pour résoudre ce lien ou couplage entre la pression et la vitesse. La famille des algorithmes "SIMPLE" est essentiellement une procédure d' "estimation et correction" pour le calcul de la pression sur la "grille décalée" des composantes de la vitesse.

"Fluent" propose trois méthodes pour le couplage pression-vitesse (seulement avec la formulation "isolé"):

- Les deux premières, très similaires, sont la méthode "SIMPLE" (Semi-Implicit Method for a Pressure Linked Equations) et la méthode "SIMPLEC" (SIMPLE Consistent). Cette dernière méthode se différencie de la première par le fait qu'on peut lui assigner un facteur de relaxation (correction) de pression proche de 1, ce qui accélère la convergence dans la plupart des cas, mais peut conduire à des instabilités de la solution.

- Méthode "PISO" (Pressure-Implicit with Splitting of Operators): Cette méthode fait partie des algorithmes de la famille "SIMPLE". Elle est recommandée pour les écoulements instationnaires ou pour les maillages contenant des cellules très obliques "highly skewed".

Dans notre étude, nous avons entrepris les simulations avec la méthode "SIMPLEC".

c) - Facteurs de relaxation

Afin de contrôler et réduire le changement produit durant chaque itération d'une variable de l'écoulement φ , "Fluent" permet d'agir sur les facteurs de relaxation assignés à un nombre de variables comme suit :

$$\begin{cases} \varphi = \varphi_{old} + \alpha \Delta\varphi \\ \Delta\varphi = \varphi_{comp} - \varphi_{old} \end{cases} \quad (6.6)$$

où :

φ_{old} : Ancienne valeur de φ

$\Delta\varphi$: la variation de la valeur de φ

φ_{comp} : Valeur de φ calculée.

α : Facteur de relaxation.

Le code de calcul offre les meilleures valeurs des facteurs de relaxation pour une large gamme d'écoulements. Néanmoins, si on voit qu'au cours du calcul les résidus commencent à s'amplifier, il est préférable de réduire ces derniers. Par contre, si on observe une convergence très lente mais sûre là, on pourra les augmenter prudemment, surtout le facteur de relaxation lié à l'équation de continuité.

d) – Intégration des équations électrostatiques dans Fluent

La forme générale de l'équation de transport pour une grandeur scalaire arbitraire Φ_j qui peut être résolue par Fluent, est définie par :

$$\frac{\partial \rho \Phi_j}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho u_i \Phi_j - \Gamma_j \frac{\partial \Phi_j}{\partial x_i} \right) = S_{\Phi_j} \quad ; \quad j = 1, 2, \dots, N \quad (6.7)$$

où Γ_j et S_{Φ_j} sont le coefficient de diffusion et le terme source fournis par l'utilisateur pour chaque équation de grandeur scalaire .

Pour convertir Eq. (6.3) dans la forme d'Eq. (6.7), les variables sont définies comme suit :

$$\Phi_1 = \phi \quad ; \quad \Gamma_1 = \sigma \quad ; \quad S_1 = 0 \quad ; \quad u_1 = 0 \quad (6.8)$$

En outre, l'équation de transport doit être résolue sous sa forme d'état d'équilibre.

La prise en compte de l'influence du champ électrique sur l'écoulement se fait par l'ajout dans les équations de Navier-Stokes d'un terme de force électrique :

$$\vec{F}_e = \alpha \vec{E}, \text{ où } \alpha \text{ est une constante à déterminer.}$$

L'une des contributions majeures de la présente étude est la réalisation et l'intégration sous Fluent d'un module de calcul supplémentaire écrit en langage C qui permet au code de reconnaître les grandeurs physique électrostatiques de l'équation 6.8 afin de résoudre simultanément le potentiel électrique et le vecteur vitesse, en tenant compte de l'effet des forces électrostatiques dans l'équation du mouvement.

Ces grandeurs sont représentées par des codages pour pouvoir les introduire dans Fluent (voir annexe 1).

Le code écrit contient les macros de Fluent suivants :

1. Un macro UDF pour définir le terme source ;
2. Un macro UDF pour définir le terme convectif ;
3. Un macro UDF pour calculer la conductivité électrique ;
4. un macro UDS (User-Defined scalar) pour définir la grandeur scalaire potentiel électrique ;

5. un macro UDM (User-Defined Memories) pour définir et calculer les forces électriques qui seront introduites sous forme de terme source dans les équations de Navier- stokes;

6.4.6 – Récapitulatif de l’algorithme de calcul :

L'algorithme global pour résoudre le système d'Equations (6.4) et (6.5) est récapitulé dans des étapes suivantes :

1. Placez les conditions de frontière des équations régissant convenablement.
2. Placez les valeurs initiales pour le potentiel électrique aux électrodes. Placez les valeurs initiales des champs de vitesse en conséquence.
3. lancez le solveur d'équation potentiel de Poisson et celui de l'équation de quantité de mouvement.
4. résolvez l'équation potentielle et l'équation d'état simultanément, et continuez jusqu'à ce qu'une solution d'état d'équilibre soit trouvée.
5. comparez la solution trouvée aux résultats expérimentaux.

6.5 – Résultats

Dans cette partie, nous allons présenter quelques résultats obtenus par le code de calcul fluent. Il permet la résolution des équations de la mécanique des fluides avec prise en compte de forces extérieures.

6.5.1 – Ecoulement avec et sans décharge et validation des résultats

a) - Ecoulement sans décharge

Dans un premier temps, on effectue le calcul d'un écoulement bidimensionnel laminaire sur plaque plane.

Pour ce calcul, on a pris un maillage de 21864 nœuds non structuré. Les calculs sont menés pour plusieurs vitesses d'entrée. La figure 6.11 représente les iso valeurs de vitesse le long du profil considéré pour une vitesse de 0,1 m/s. On remarque un décollement local proche du bord d'attaque.

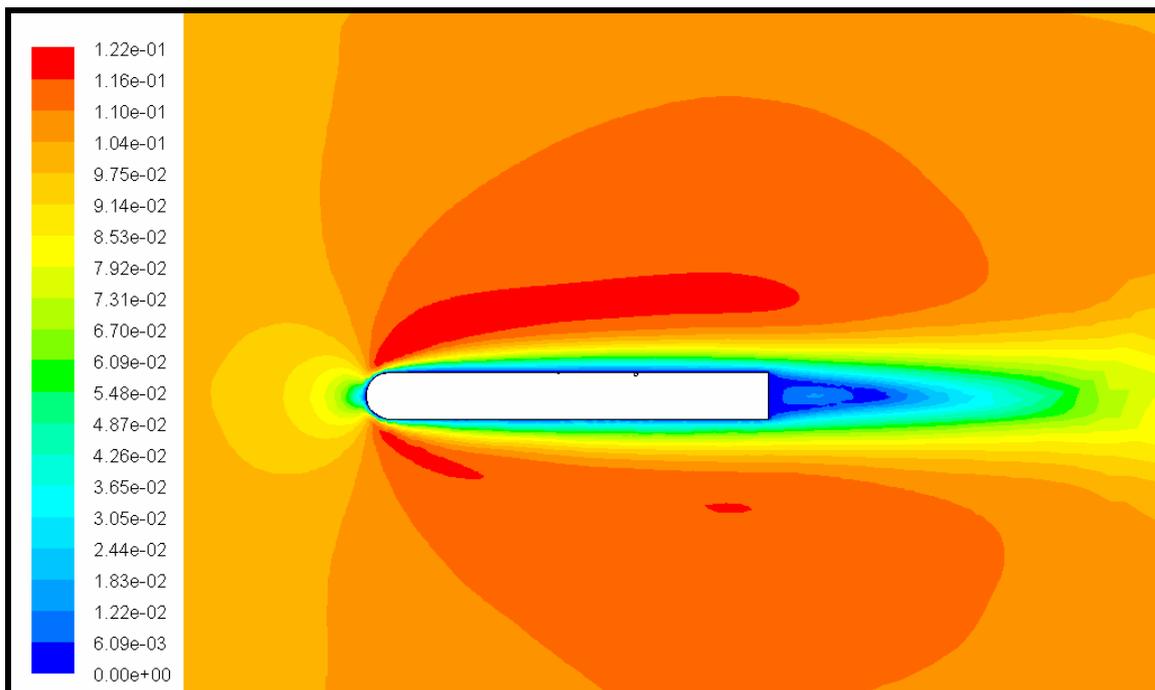


Figure 6.11 : contours de vitesse calculés sans décharge ($V=0.1$ m/s)

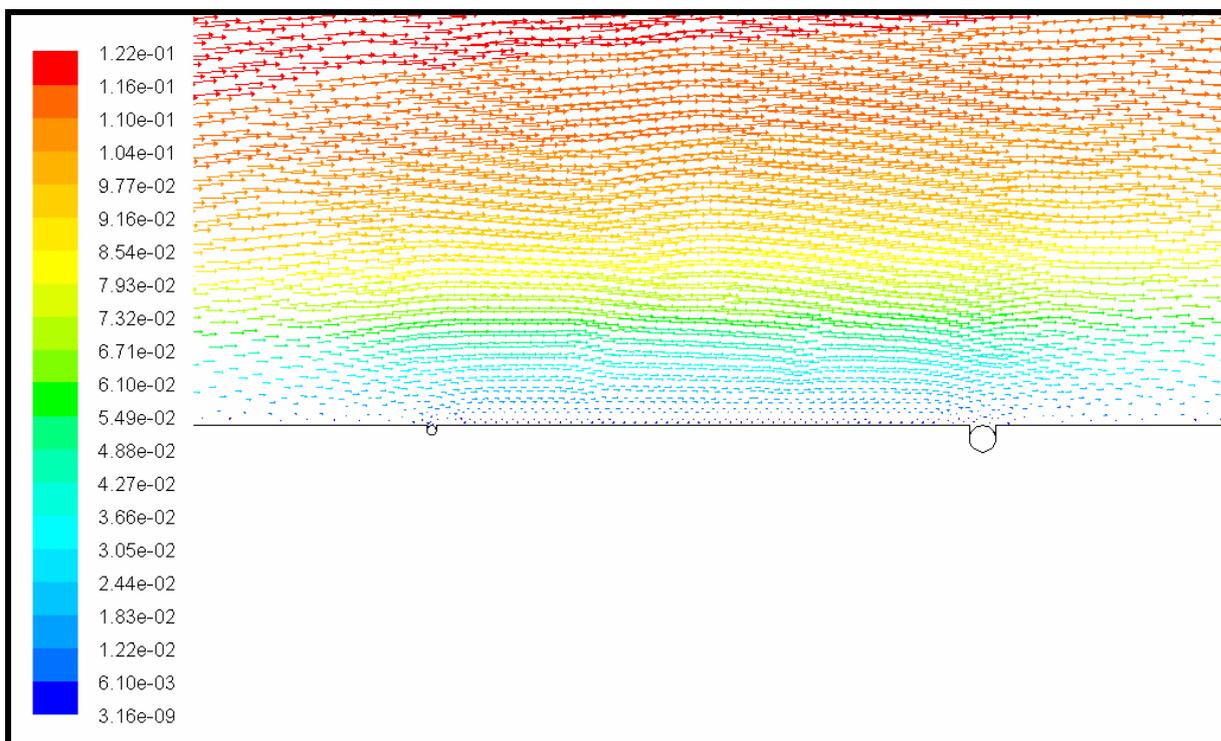


Figure 6.12 : champs de vitesse à $V = 0,1$ m/s

Sur la figure 6.12, on remarque que l'écoulement est bien établi entre l'anode et la cathode du fait que l'actionneur n'est pas encore activé.

b) - Ecoulement avec décharge

Pour ce deuxième calcul, on applique des tensions de 10kV à l'anode et de -1 kV à la cathode avec une vitesse d'attaque de 5 m/s. Ces résultats sont obtenus après ajustement de plusieurs paramètres de Fluent. Pour ce calcul préliminaire, on a choisi $h = 1,5$ mm et un α arbitraire de l'ordre de 10^{-3} .

L'étude effectuée précédemment, laisse penser que la zone la plus active (l'anode) produit des ions sur un rayon de 1,5 mm. Les calculs devraient confirmer l'ordre de grandeur $h \approx 1,5$ mm. En zone proche de la paroi, la couche limite définit la zone où les effets visqueux freinent considérablement le fluide. On définit l'épaisseur de couche limite comme la distance à la paroi où la vitesse atteint la vitesse extérieure. L'écoulement sans force électrique présente une perte de vitesse classique (figure 6.11). La force électrique accélère l'écoulement de différentes façons suivant la hauteur d'application h . Lorsque $h = 0,1$ mm, l'effet de la force est assez faible. Ceci est dû au fait qu'en région de proche paroi, les effets visqueux restent prépondérants. Pour les hauteurs h supérieures, l'effet du vent ionique est plus important.

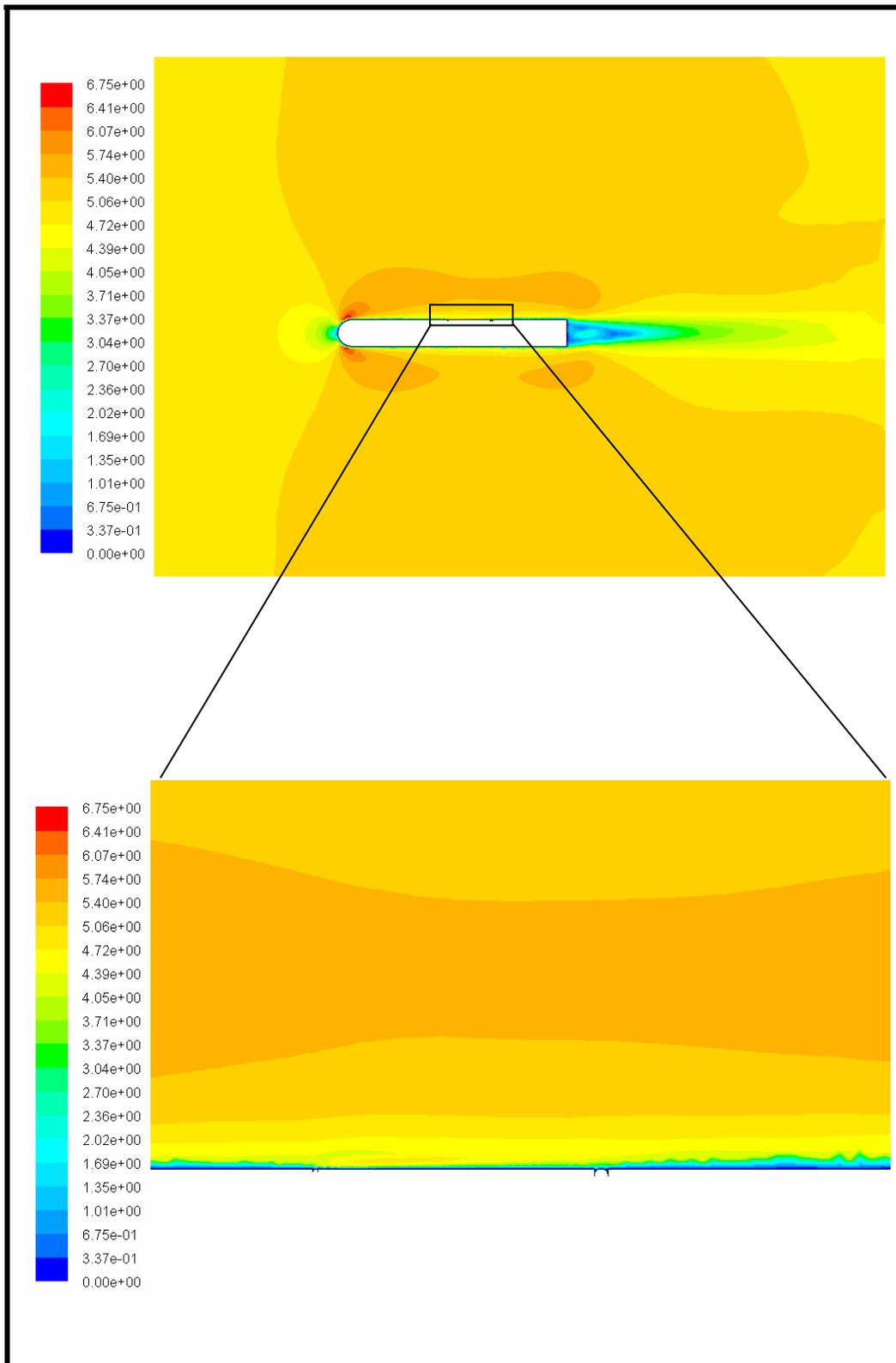


Figure 6.13 : contours de vitesse calculés avec décharge ($V=0.1$ m/s)

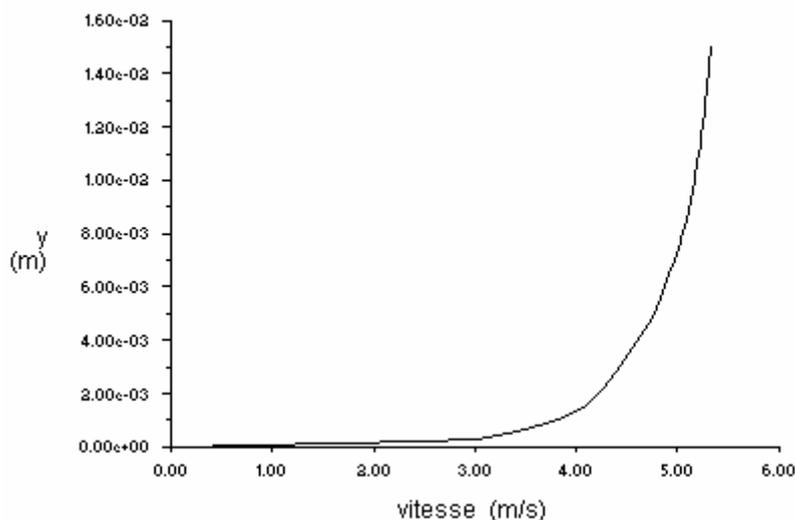


Figure 6.14 : Profil de vitesse sans décharge observé à 3 mm de l'anode
(une vitesse d'entrée de 5 m/s)

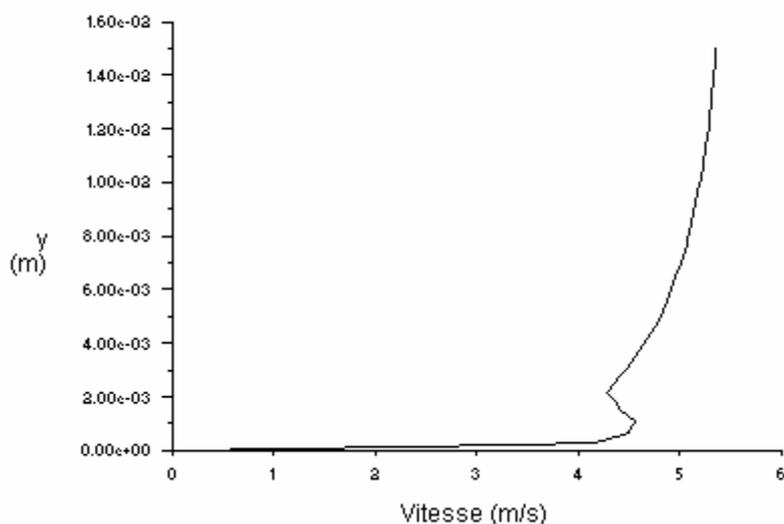


Figure 6.15 : Profil de vitesse avec décharge observé à 3 mm de l'anode
(une vitesse d'entrée de 5 m/s)

Pour ce premier calcul, on remarque le collage de la couche limite dans l'espace inter électrode (figure 6.13), et qu'il y a une augmentation de vitesse d'écoulement de l'anode vers la cathode.

Sur la figure 6.15, on voit bien la naissance d'une vitesse dans le cas de la décharge dû au vent électrique. Dans le cas sans décharge (Figure 6.14), on n'a pas cette augmentation de vitesse qui favorise le recollement de la couche limite.

c) – Validation des résultats :

Les résultats obtenus sont comparés aux travaux expérimentaux de Eric Moreau, Luc Leger, Gérard Touchard (2006).

A ce dispositif expérimental, nous avons associé un domaine de calcul 2D dont le maillage non structuré est composé de 398002 points. Les calculs sont faits sur un ordinateur au niveau du GREMI. Le raffinement du maillage nous a permis de nous rapprocher de la solution expérimentale.

Comme les équations de l'électrostatique dépendent du coefficient α , il faut donc déterminer ce coefficient pour valider les résultats calculés.

- Influence de la valeur de α :

Sur la figure 6.16, on représente les profils de vitesse pour différentes valeurs de α . La constante α est directement proportionnelle à la charge électrique et à la quantité des porteurs de charge :

$$\alpha = e N_{ch} \quad (6.9)$$

où : e est la charge de l'électron et N_{ch} la densité de charge nette

On se place dans les mêmes conditions expérimentales. Une vitesse d'entrée de 5 m/s ($Re = 50\,000$) est imposée et les potentiels aux électrodes sont fixés à -10 kV pour la cathode et 30 kV pour l'anode.

Bien que les résultats numériques dépendent du paramètre α , on observe un bon accord entre les résultats numériques et expérimentaux (voir figures 6.16 et 6.17). En l'absence de décharge, le profil de vitesse obtenu est caractéristique de celui d'une couche limite. En présence d'une décharge, l'écoulement subit une accélération dans la zone pariétale entre les électrodes. Dans le modèle utilisé ici, la prise en compte de la force électrique, dans la même zone, semble décrire correctement les observations expérimentales. On peut toutefois observer sur la

figure 6.16 que les résultats numériques sont particulièrement sensibles aux valeurs de α .

Pour la suite de nos calculs, on choisira $\alpha=0,5 \cdot 10^{-3}$ vue qu'il se rapproche le mieux des résultats expérimentaux.

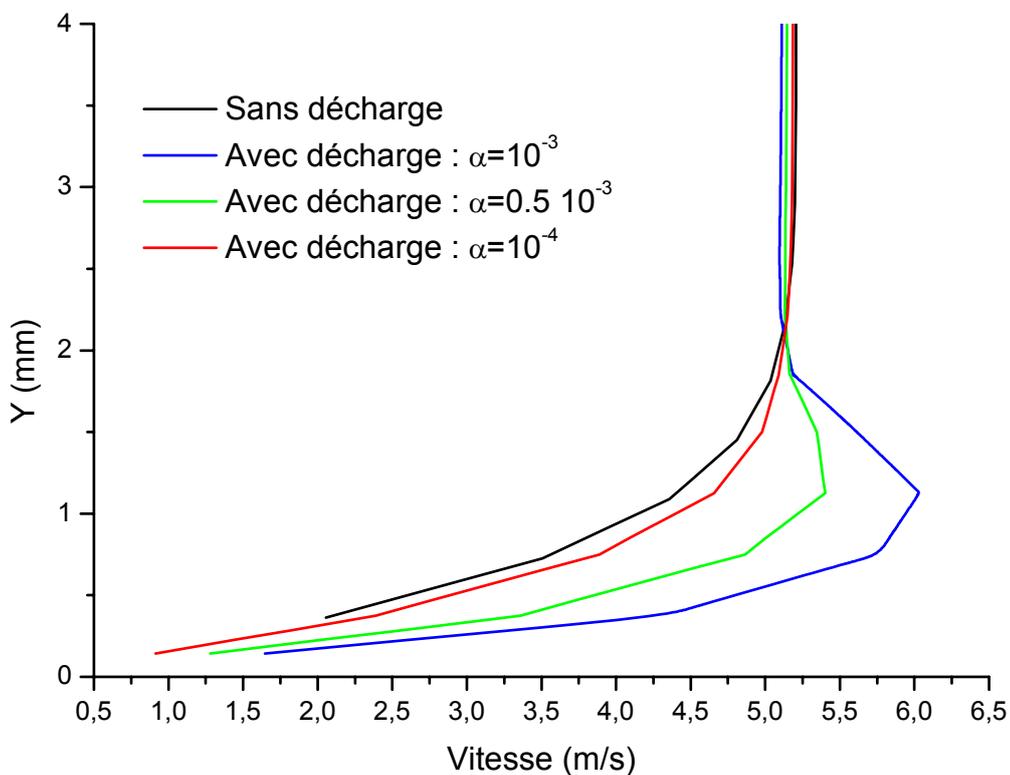


Figure 6.16 : Profils de vitesse calculé, 1 cm en aval de la cathode, pour $U_0 = 5$ m/s

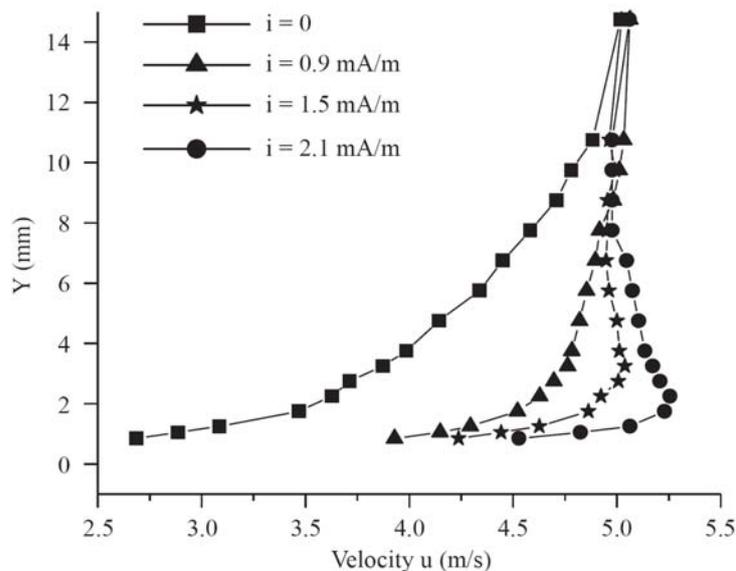


Figure 6.17 : Profils de vitesse, 1 cm en aval de la cathode, pour $U_0 = 5$ m/s et pour différentes valeurs du courant de décharge

Sur la figure 6.18, on remarque un décalage entre les résultats expérimentaux et numériques. Par contre dans le cas avec décharge (voir Figure 6.19), on a une bonne concordance entre les deux résultats. Ceci s'explique du fait que dans le cas expérimental, la vitesse a été mesurée par un tube de Pitot dont les composantes transversales de la vitesse ont la plus grande influence. Par contre dans le cas numérique, les deux composantes de la vitesse ont été prises en charge. Dans le cas avec décharge, on a un bon accord vu qu'il y a une accélération des vitesses transversales qui sont les plus dominantes.

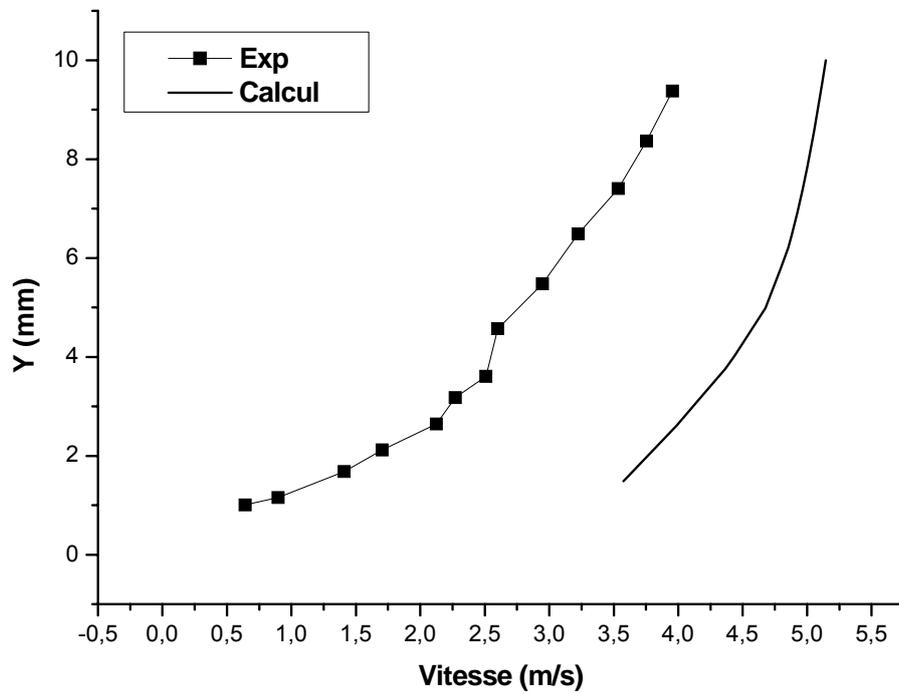


Figure 6.18 : Profil de vitesse sans décharge à 1 cm en aval de la cathode

$$(U_0 = 5\text{m/s}, \phi_{\text{anode}} = +22\text{kV}, \phi_{\text{cathode}} = -10\text{kV}, \alpha = 0,5 \cdot 10^{-3})$$

Sur la figure 6.20, on représente le champ de vitesse dans le cas sans décharge (a) et avec décharge (b). On observe la déformation du champ de vitesses dans l'espace inter-électrode, ainsi que la modification de la trainée.

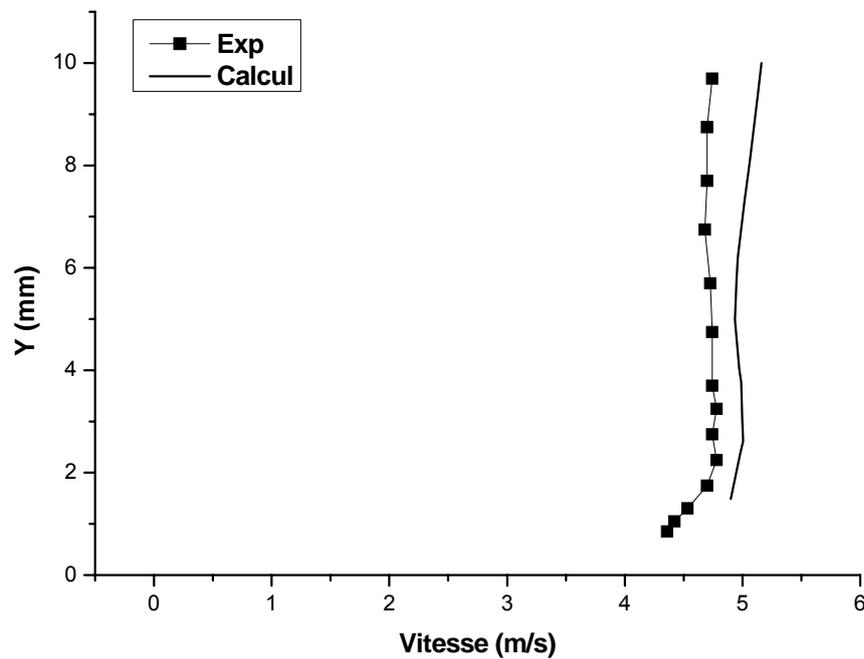


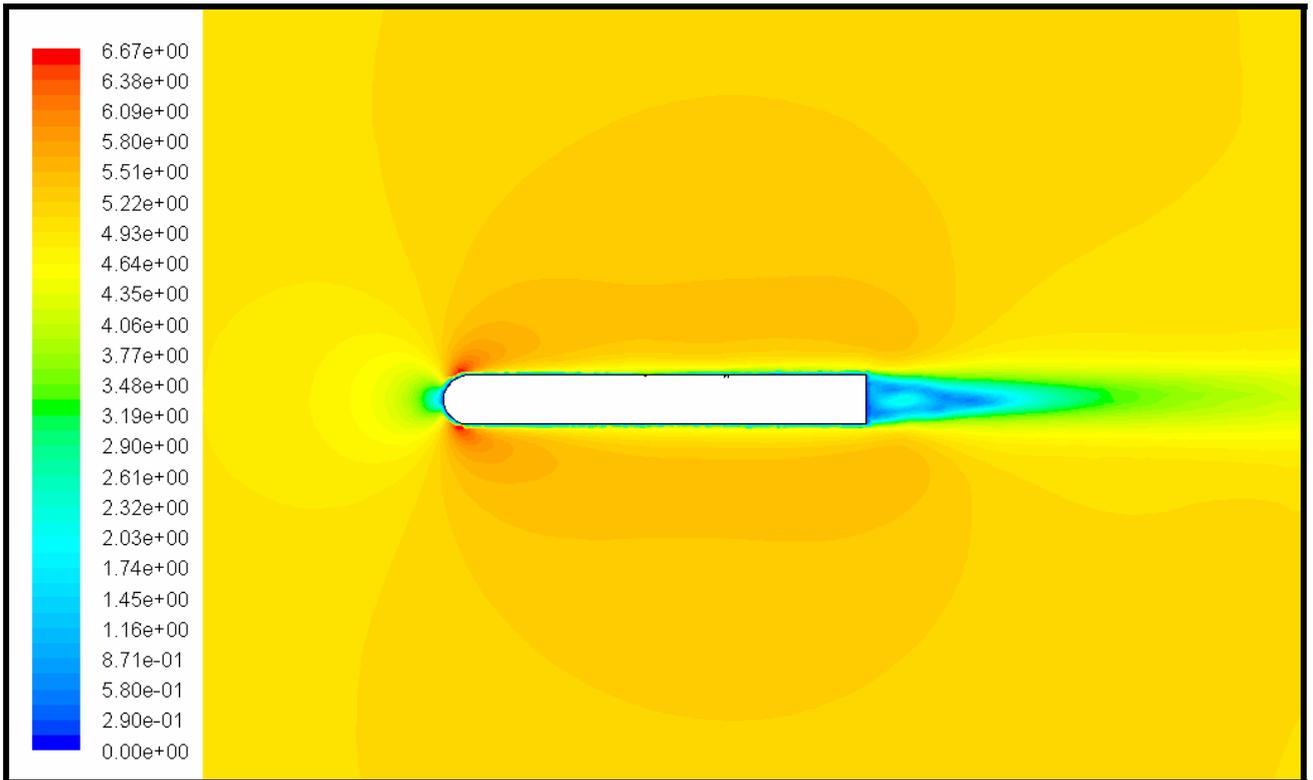
Figure 6.19 : Profil de vitesse avec décharge à 1 cm en aval de la cathode

$$(U_0 = 5\text{m/s}, \phi_{\text{anode}} = +22\text{kV}, \phi_{\text{cathode}} = -10\text{kV}, \alpha = 0,5 \cdot 10^{-3})$$

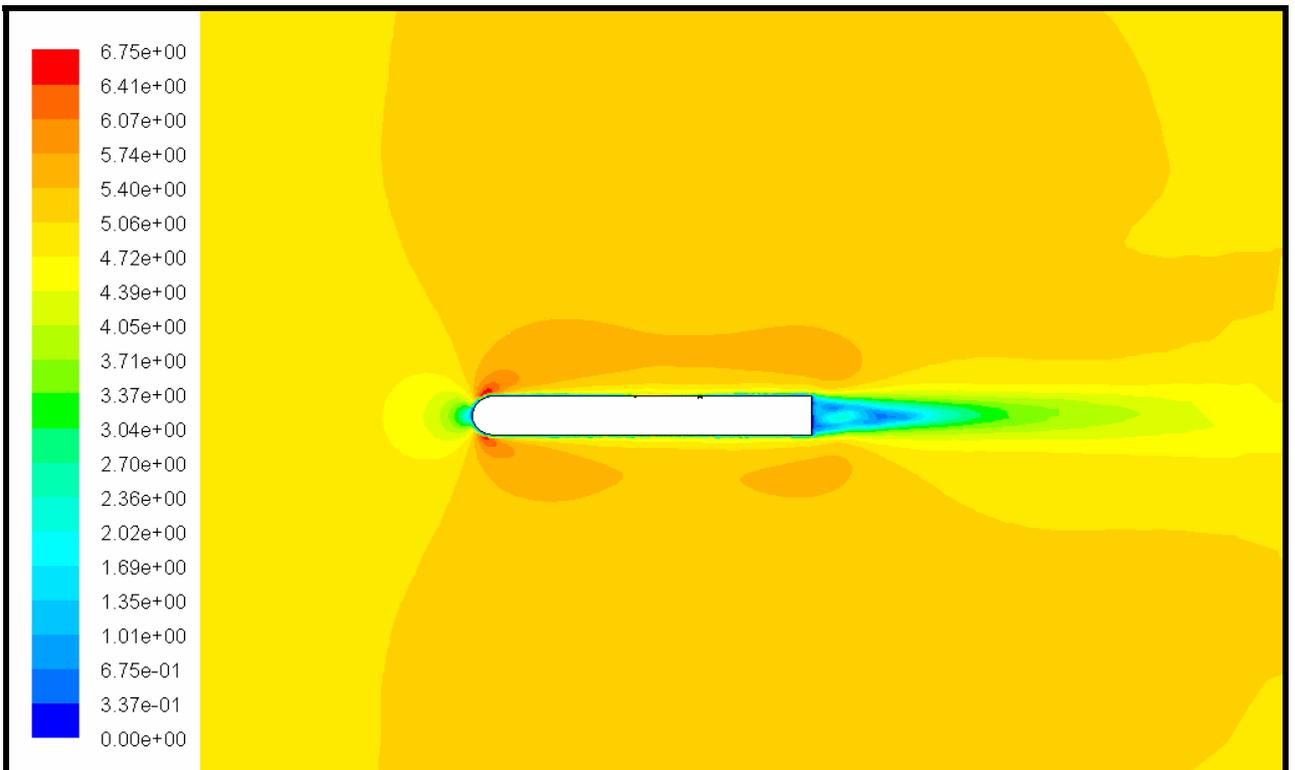
6.5.2 – Etude paramétrique

L'étude de Moreau (2005) a révélé la difficulté de générer une décharge stable entre deux électrodes de surface baignées dans l'air à pression atmosphérique, ainsi que la complexité du phénomène du vent ionique. Un grand nombre de paramètres influe sur la décharge. La différence de potentiel (ddp), la forme des électrodes, leur positionnement sur ou dans un diélectrique, le degré d'humidité de l'air ou encore la présence d'un écoulement sont autant de paramètres agissant sur le type même de décharge observée.

La modélisation de l'ensemble de ces phénomènes en est ainsi rendue très difficile. Il est donc nécessaire de faire une étude des différents paramètres influant sur ce phénomène physique.



(a)



(b)

Figure 6.20 : Champs de vitesse (a) sans et (b) avec décharge

$$(U_0 = 5\text{m/s}, \phi_{\text{anode}} = +22\text{kV}, \phi_{\text{cathode}} = -10\text{kV}, \alpha = 0,5 \cdot 10^{-3})$$

a) - Influence de la hauteur h du domaine 2 :

La figure 6.21 représente le profil de vitesse de l'écoulement au-dessus de la paroi, 1 cm en aval de la cathode, en absence et en présence de force électrique. Dans la zone proche paroi, la couche limite définit la zone où les effets visqueux freinent considérablement le fluide. L'écoulement sans force électrique présente une perte de vitesse classique. La force électrique accélère l'écoulement de différentes façons suivant la hauteur d'application h. Nous avons choisi la hauteur h supérieure ou égale à 1,5 mm car pour les valeurs de h inférieures, l'effet de la force est assez faible. Ceci est dû au fait qu'en région de proche paroi, les effets visqueux restent prépondérants. Pour les hauteurs h supérieures, l'effet du vent ionique est plus important.

On remarque un gain de vitesse locale pour différentes hauteurs. Ce résultat confirme la possibilité de décrire le phénomène de vent ionique dans une décharge DC comme étant dû à la dérive d'espèces chargées créées dans les zones actives du domaine.

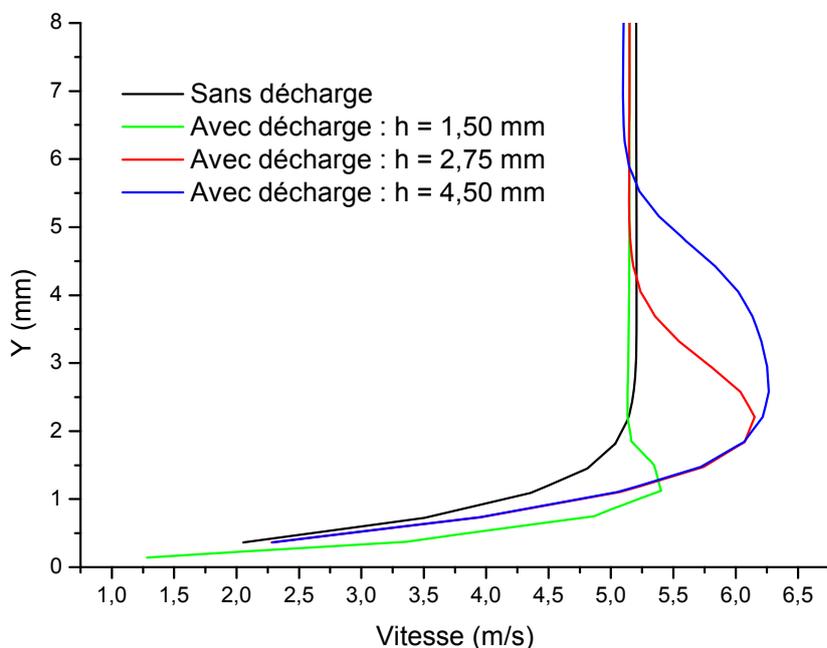


Figure 6.21 : Profils de vitesse, 1 cm en aval de la cathode, pour $U_0 = 5$ m/s et $\alpha = 0,5 \cdot 10^{-3}$

b) - Influence de la vitesse d'entrée U_0 :

La figure 6.22 montre les profils de vitesse calculés à 1 cm derrière la décharge pour des vitesses allant de 5 m/s à 17m/s. on observe une augmentation de vitesse dans la couche limite. Au-delà d'une vitesse d'écoulement principal de 10 m/s, l'influence de la décharge ne se fait plus sentir. Les mêmes observations sont données dans les travaux de Moreau (2007) (voir Figure 6.23).

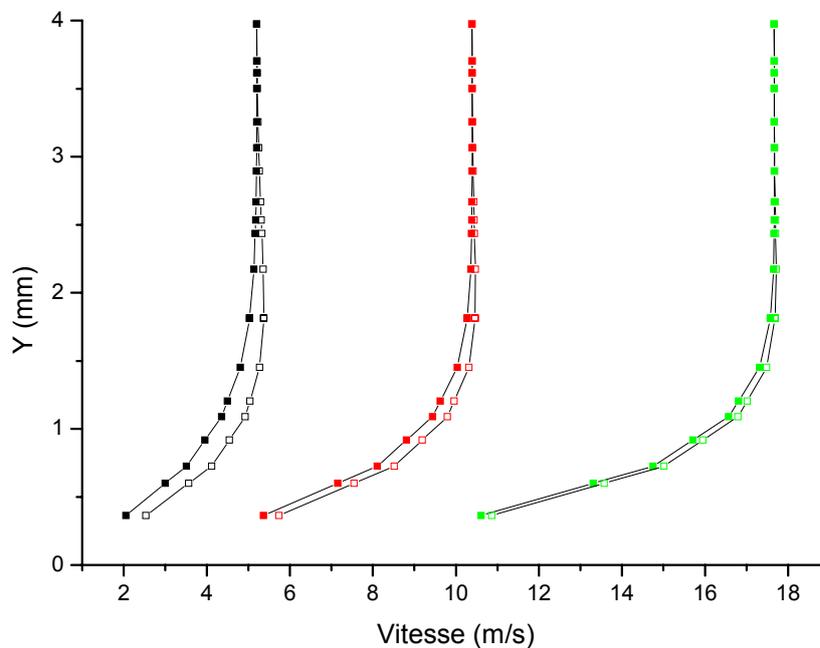


Figure 6.22 : Profils de vitesse, avec (\square) et sans décharge (\blacksquare), 1 cm en aval de la cathode, pour $U_0 = 5, 10$ et 17 m/s et $\alpha = 0.5 \cdot 10^{-3}$

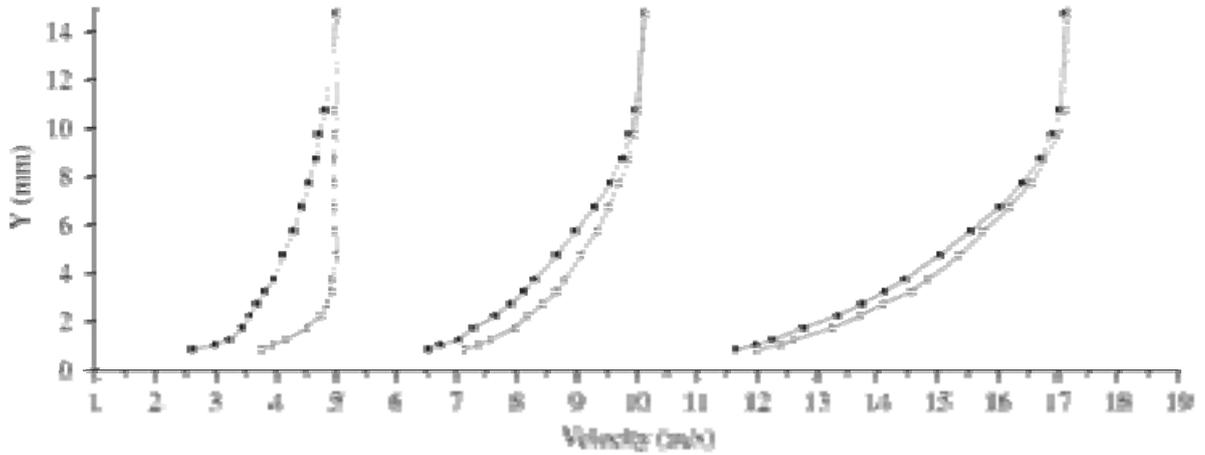


Figure 6.23 : Profils de vitesse expérimentaux, avec (\square) et sans décharge (\blacksquare), 1 cm en aval de la cathode, pour $U_0 = 5, 10$ et 17 m/s

c)- Influence de la tension aux électrodes :

Nous avons présenté sur la figure 6.24, la variation du champ électrique en fonction de la distance inter-électrode pour plusieurs tensions de décharge.

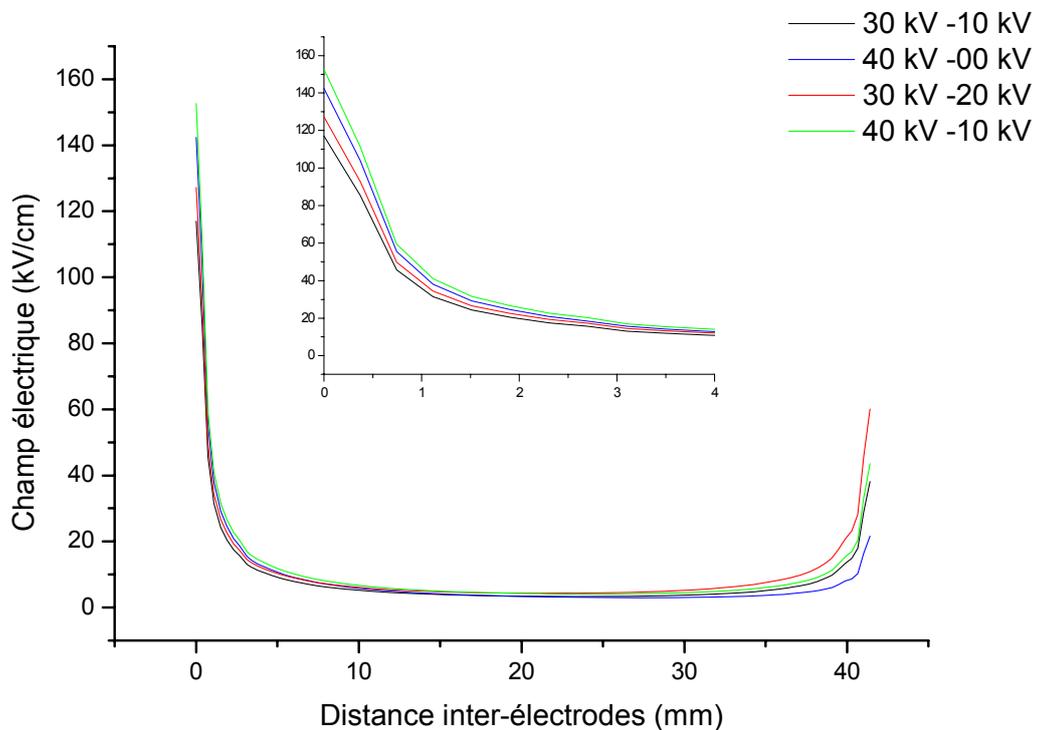


Figure 6.24 : Variation du champ électrique en fonction de la distance inter-électrode pour différentes tensions

On voit bien la distribution électrique lors de la décharge dans le domaine 2. On a les pics des valeurs à l'anode et la cathode. Par contre, on observe que les valeurs sont confondues dans la zone inter-électrodes. Sur la figure 6.25 et la figure 6.26, on représente le profil de vitesse pour différentes tensions de décharge. On constate que la façon dont est distribuée l'énergie électrique agit directement sur les profils de vitesse. Pour une tension donnée on peut donc favoriser une accélération plutôt dans la zone inter-électrodes ou bien plus en aval.

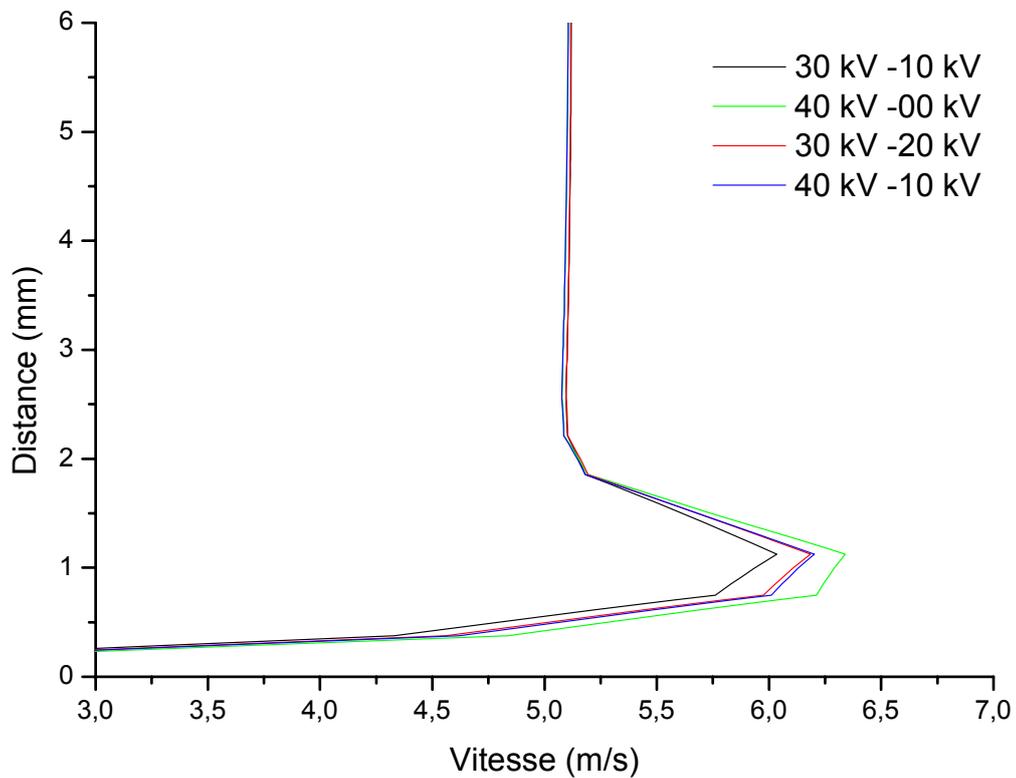


Figure 6.25 : Profils de vitesse à 1 cm en aval de l'anode

($U_0 = 5 \text{ m/s}$ et $\alpha = 0.5 \cdot 10^{-3}$)

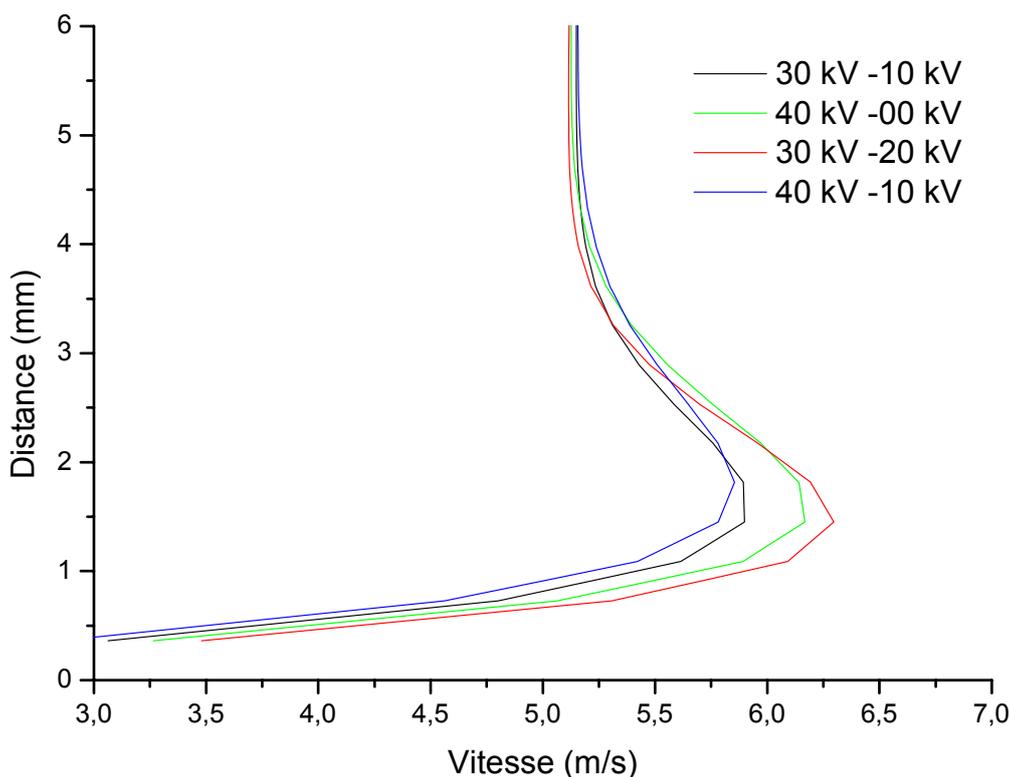


Figure 6.26 : Profils de vitesse à 1 cm en aval de la cathode
($U_0 = 5 \text{ m/s}$ et $\alpha = 0.5 \cdot 10^{-3}$)

La comparaison entre les résultats numériques et les résultats expérimentaux permet de déduire une densité moyenne des espèces chargées de l'ordre de 10^9 cm^{-3} . Ce résultat est tout à fait cohérent avec les résultats connus dans les décharges couronnes.

6.5.3 - Epaisseur de la couche limite

A partir des profils de vitesse relevés de $x = -3$ (3 cm devant la cathode) à $x = 10$ cm (derrière la cathode) pour une décharge constante de 30 kV, nous avons pu déterminer l'épaisseur de la couche limite en considérant l'ordonnée lorsque la vitesse a atteint 99% de la vitesse à l'infini.

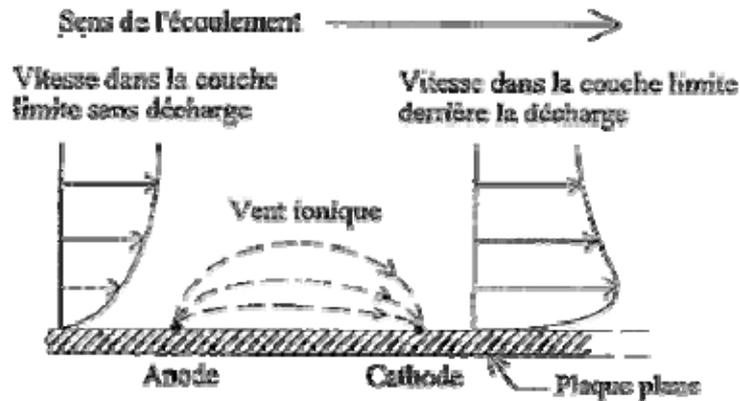


Figure 6.27 : Schéma de principe de l'actionneur électroaérodynamique

Sur les figures 6.28, 6.30 et 6.32, on a représenté le champ de vitesse pour différentes vitesses ; 0,2 , 5 et 10 m/s, et sans décharges. Les visualisations montrent que l'écoulement est plus important proche de la paroi au fur et à mesure que les vitesses augmentent.

Les figures 6.29, 6.31 et 6.33 montrent les profils de vitesse obtenus pour différentes abscisses. Ces mesures nous permettent de déterminer l'épaisseur de la couche limite. Ces mesures de vitesse confirment le développement de la couche limite sur la plaque plane

Sur la figure 6.34, on a représenté le champ de vitesse avec décharge. On remarque le recollement de la couche limite dans la partie interélectrodes. La figure 6.35 confirme le recollement avec l'augmentation de la vitesse dans la zone interélectrodes.

La figure 6.36 montre l'évolution de l'épaisseur de couche limite en fonction de l'abscisse avec et sans décharge, pour un écoulement de 5 m/s.

Sans actionneur, on obtient un accroissement classique d'épaisseur de couche limite laminaire. Dans le cas d'une action positive, c'est-à-dire lorsque le vent ionique agit dans le même sens que l'écoulement principal (voir Figure 6.27), la décharge induit une réduction de l'épaisseur de couche limite. A $x = 10$ cm, l'épaisseur de couche limite est réduite de 71% pour un écoulement de 5 m/s.

Pour un écoulement à 5 m/s, l'épaisseur de la couche limite manipulée a un accroissement qui correspond à un accroissement typique d'une couche limite

laminaire. Il semble que la décharge agisse comme un gradient de pression positif, entraînant une diminution de l'épaisseur de la couche limite.

D'après nos travaux, on déduit que la diminution de l'épaisseur de la couche limite s'affaiblit au fur et à mesure que la vitesse augmente (voir figure 6.22). Aussi, il y a lieu de noter que cette diminution de l'épaisseur de la couche limite, peut entraîner une relaminarisation de l'écoulement dans le cas où l'écoulement sans décharge se situe dans un profil turbulent.

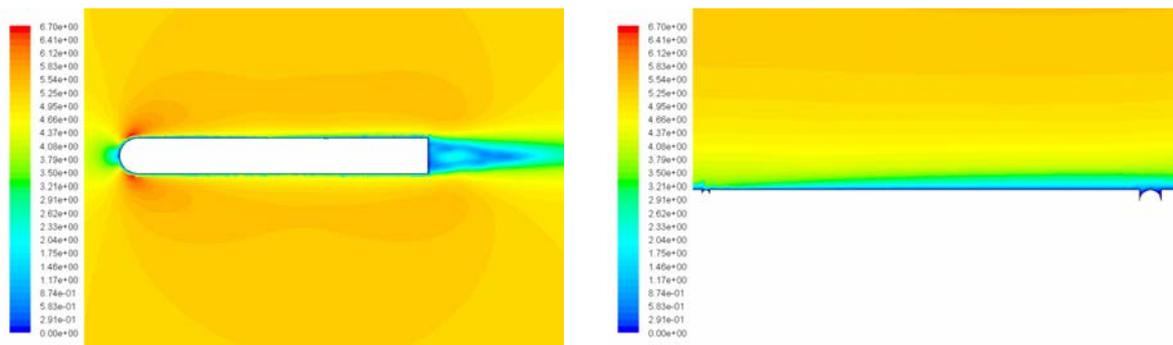


Figure 6.28 : Visualisation du champ de vitesse pour $U_0 = 5$ m/s, sans décharge

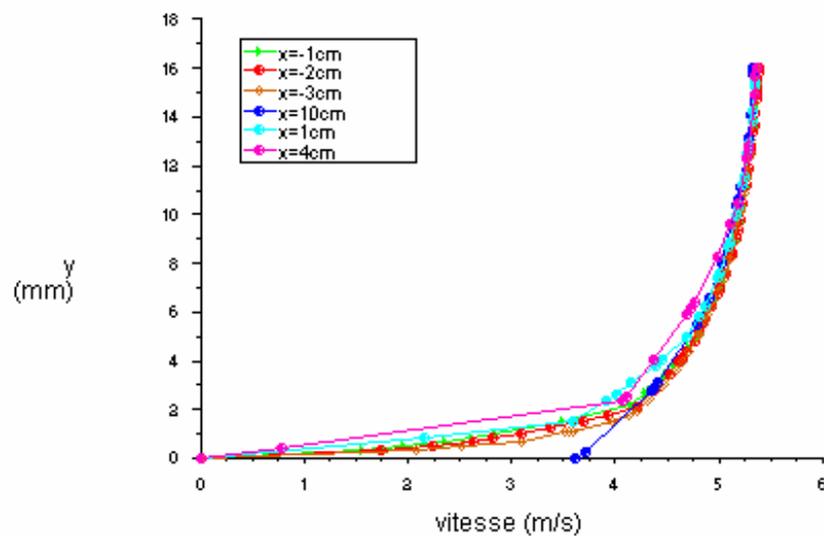


Figure 6.29 : profil de vitesse pour $U_0 = 5$ m/s sans décharge pour différentes abscisses

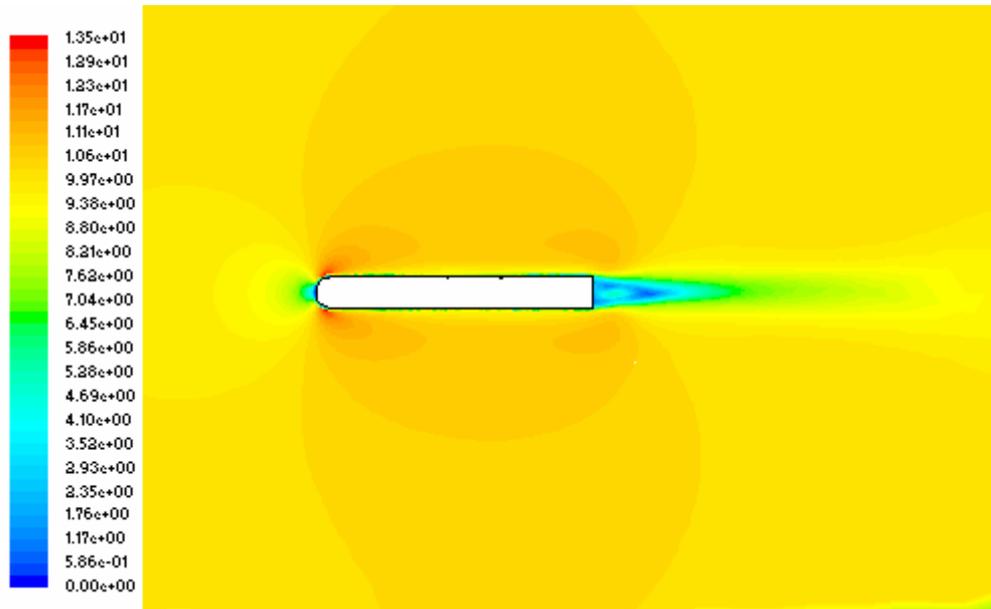


Figure 6.30 : Visualisation du champ de vitesse pour $U_0 = 10$ m/s, sans décharge

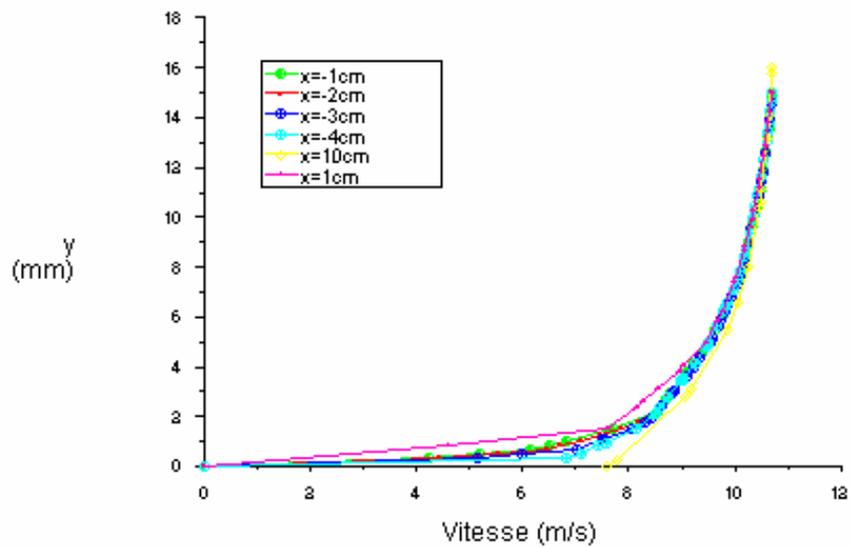


Figure 6.31 : profil de vitesse pour $U_0 = 10$ m/s sans décharge pour différentes abscisses

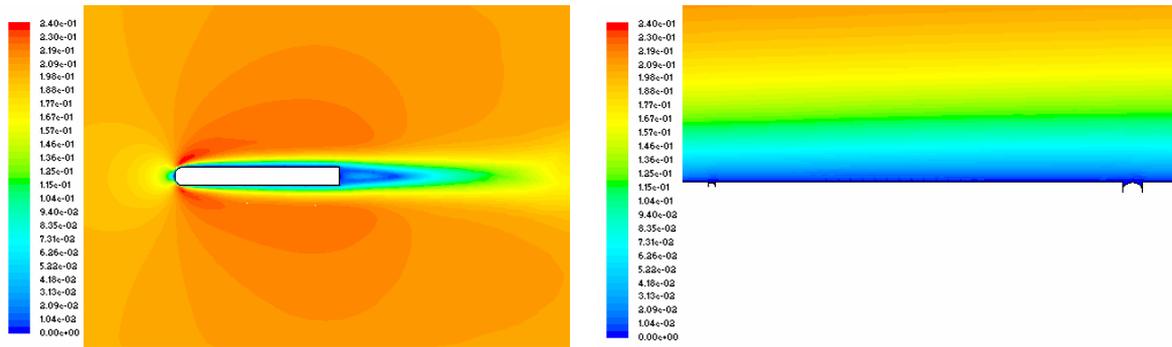


Figure 6.32 : Visualisation du champ de vitesse pour $U_0 = 0,2$ m/s, sans décharge

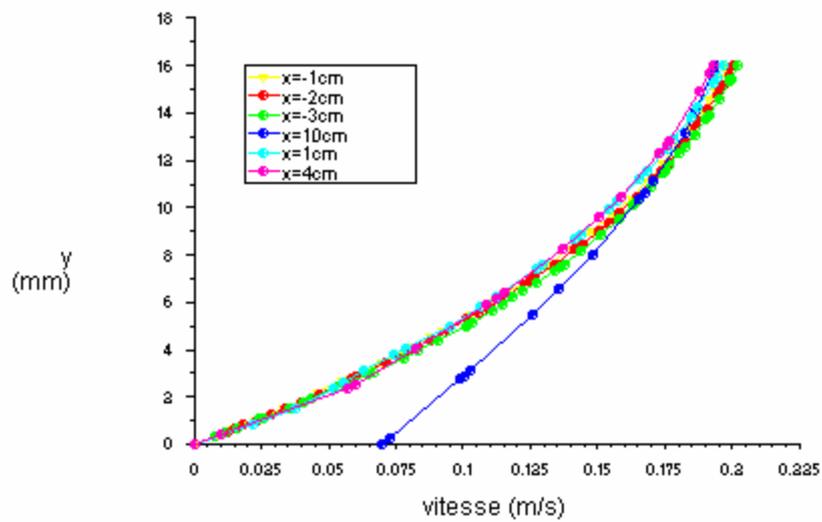


Figure 6.33 : profil de vitesse pour $U_0 = 0,2$ m/s sans décharge pour différentes abscisses

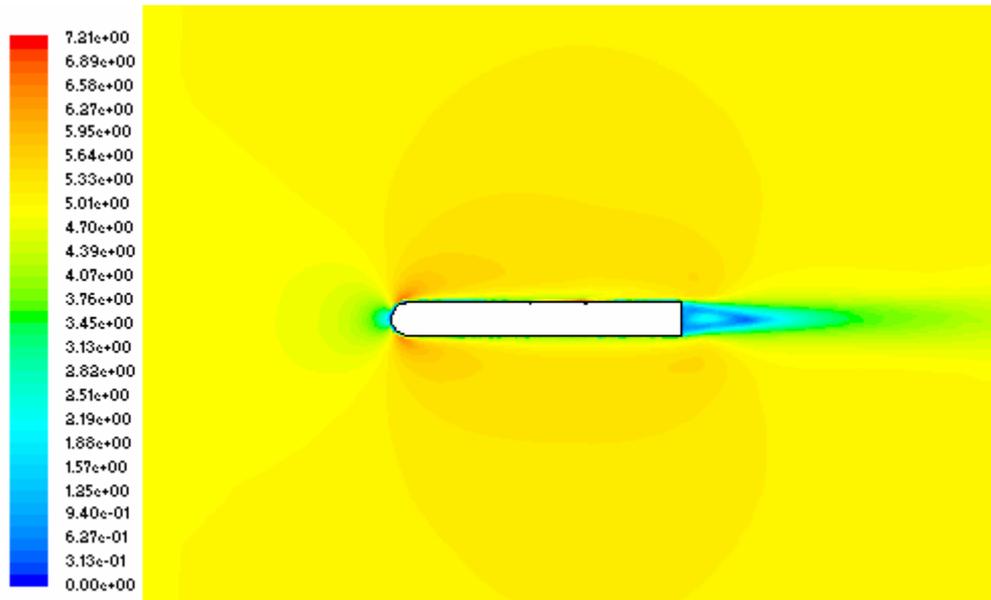


Figure 6.34 : Visualisation du champ de vitesse pour $U_0 = 5$ m/s, avec décharge

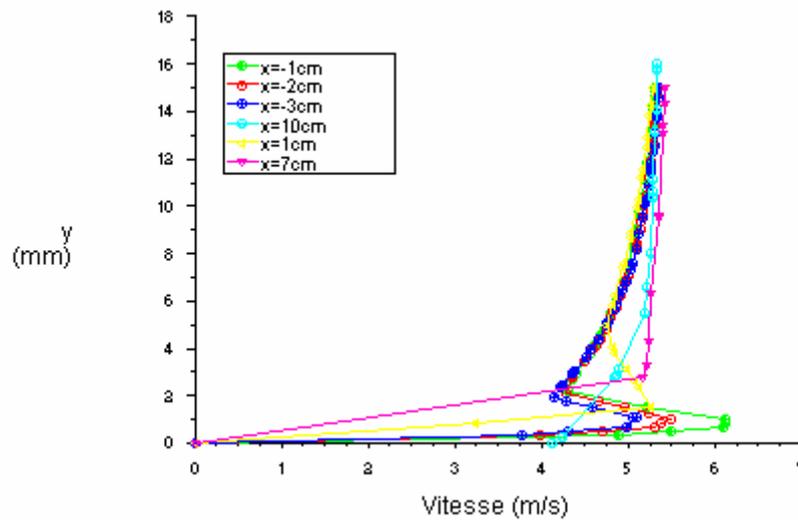


Figure 6.35 : profil de vitesse pour $U_0 = 5$ m/s avec décharge pour différentes abscisses

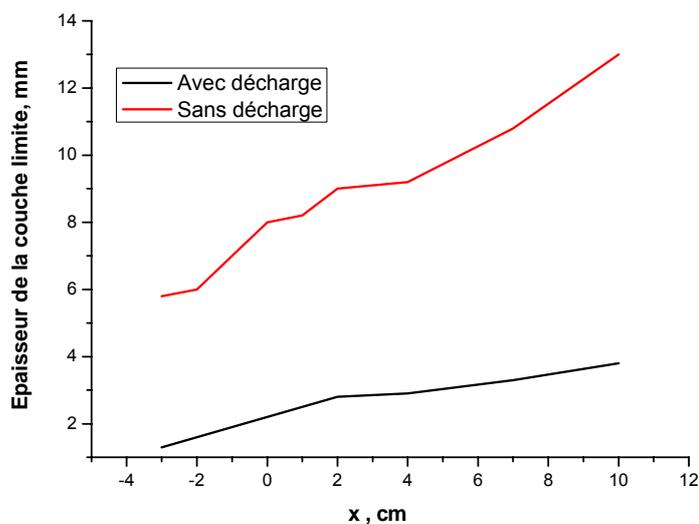


Figure 6.36 : évolution de l'épaisseur de la couche limite en fonction de l'abscisse avec et sans décharge pour une vitesse d'écoulement de 5 m/s

6.5.4 – Ecoulement instationnaire sur une plaque inclinée

Dans cette partie, on a tracé le profil de vitesse ainsi que les lignes de courant dans le cas avec et sans décharge. L'étude est faite pour une inclinaison de 10° et une période de 100s.

Pour l'étude du problème instationnaire, les équations considérées sont les mêmes équations que précédemment, sauf qu'au niveau des équations de mouvement, on ajoute la variation de la vitesse en fonction du temps. La vitesse d'entrée est de 0,2 m/s et les potentiel électrique est de $1 \cdot 10^4$ kV pour l'anode et 0 kV pour la cathode.

Le maillage est non structuré avec un nombre de cellules différent pour chaque partie du profil porteur (Figure 6.37).

On a raffiné le maillage près des zones actives comme le montre la figure 6.37. Le zoom de la zone interélectrodes montre que dans la zone anode et la zone cathode, le maillage est le plus raffiné (Figure 6.38).

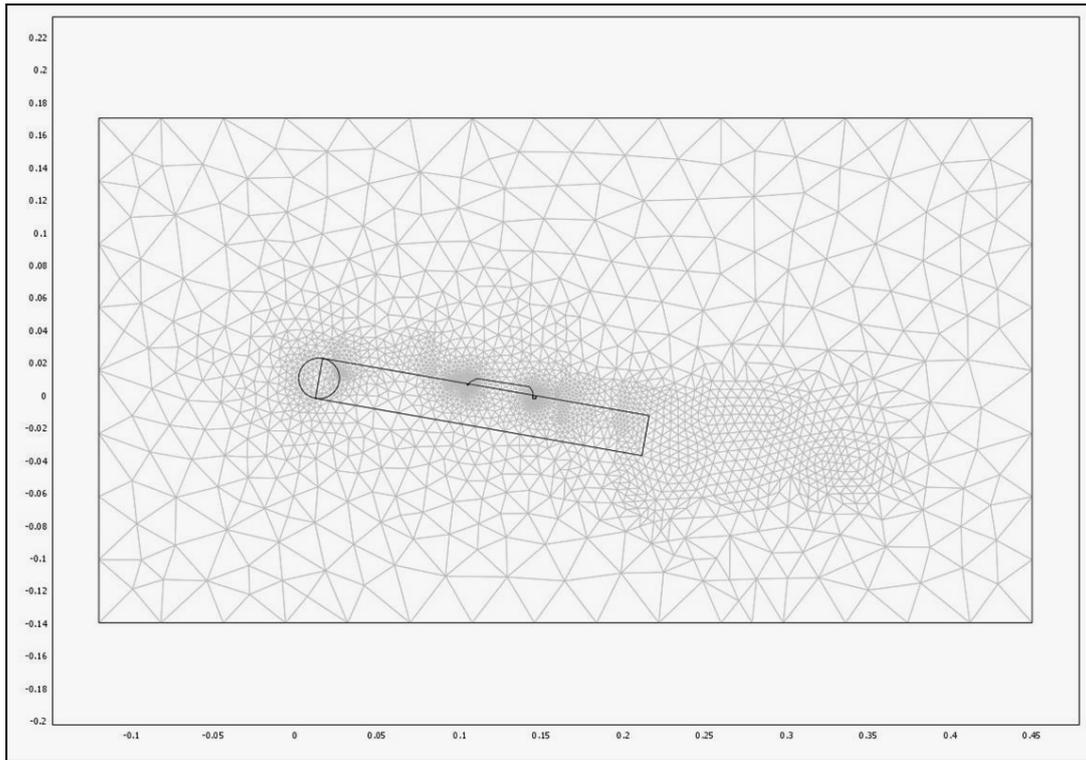


Figure 6.37 : Maillage de la structure

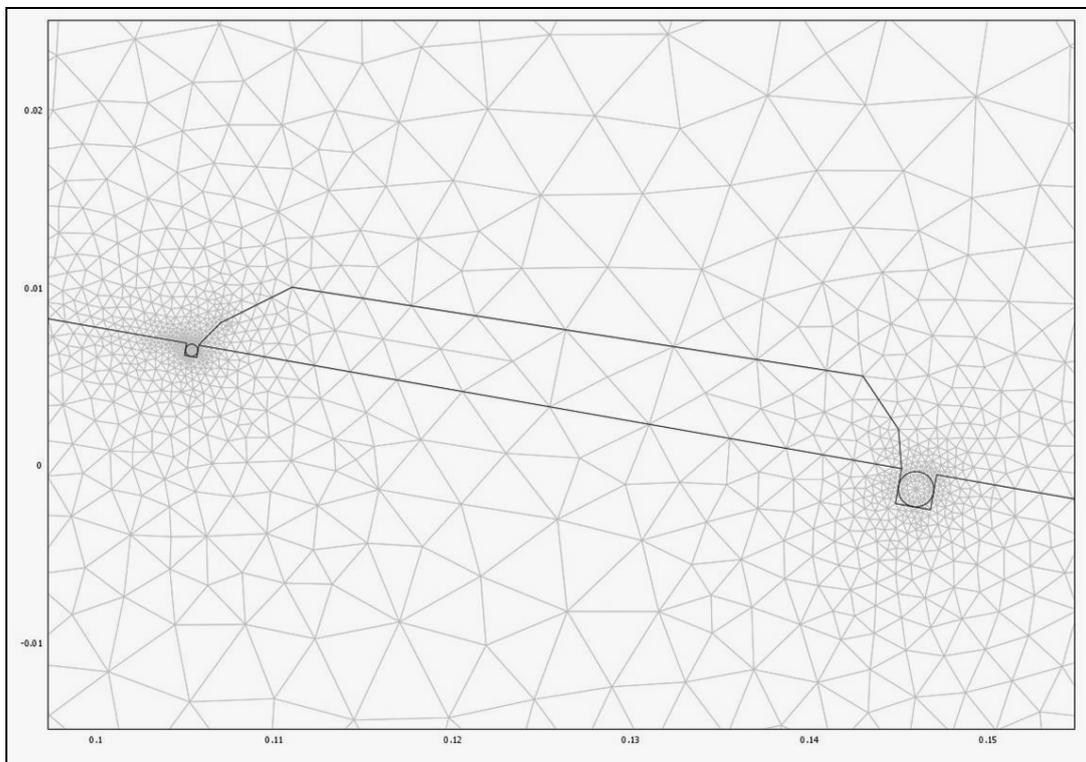


Figure 6.38 : Zoom de la zone interélectrodes

Sur la figure 6.39, on représente le profil de vitesse et les lignes de courant sans décharge. On remarque qu'à $t = 50$ s, l'écoulement est bien établi avec un décollement sur le bord d'attaque. Ces visualisations ont été déduites dans le cas expérimental de Luc Leger (2003) car il a trouvé des difficultés de mettre en œuvre des mesures en présence de haute tension et la difficulté d'obtenir des courants de décharges importantes.

La figure 6.40 représente l'écoulement à $t = 100$ s avec décharge. Les lignes de courant montrent bien le recollage de la couche limite dans la partie interélectrodes. Ces augmentations de vitesse entraînent une diminution de l'épaisseur de la couche limite.

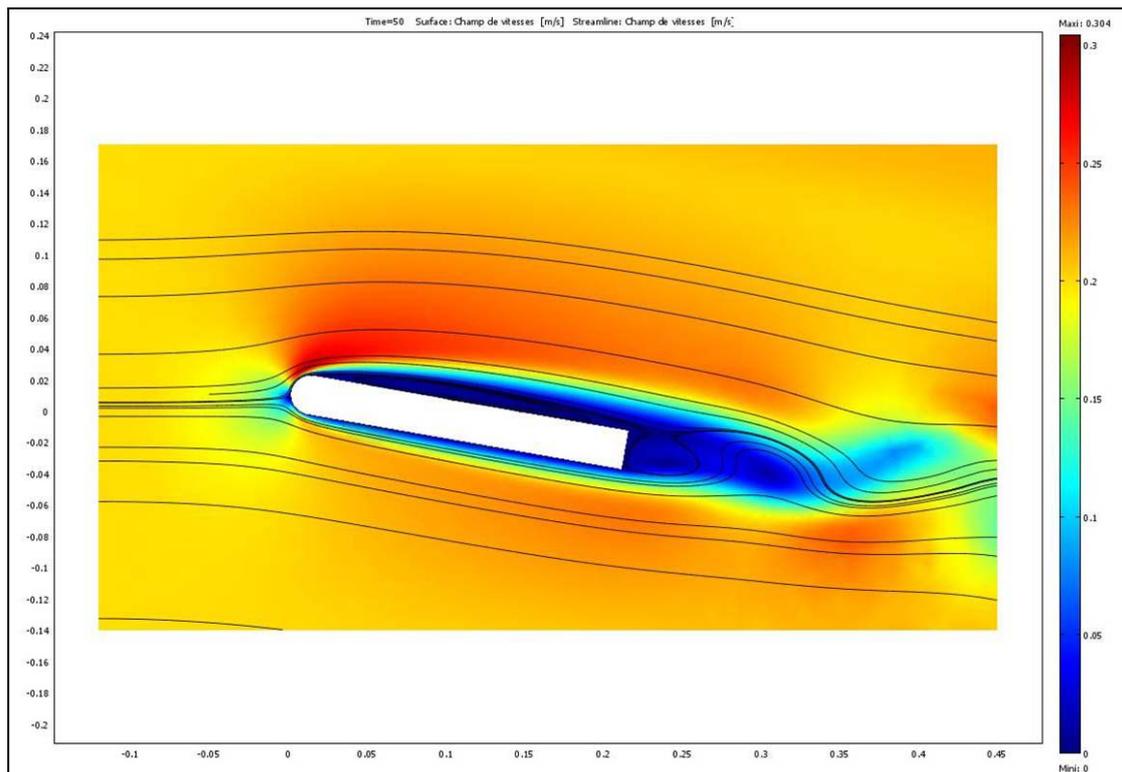


Figure 6.39 : Champ de vitesse calculé et ligne de courant sans décharge

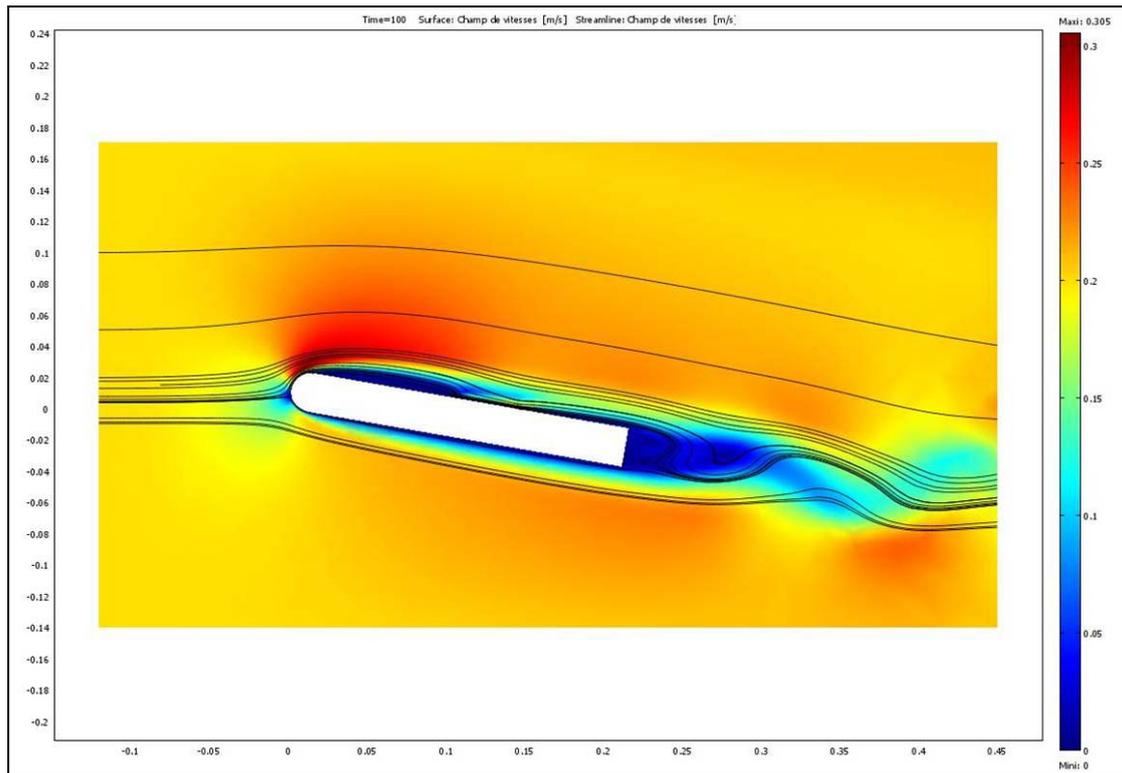


Figure 6.40 : Champ de vitesse calculé et ligne de courant avec décharge

La figure 6.41 représente le potentiel électrique entre l'anode et la cathode. Cette visualisation nous indique la répartition du champ électrique dans le domaine d'étude. Cette répartition confirme les conditions aux limites dans la zone interélectrodes où la densité de charge est constante.

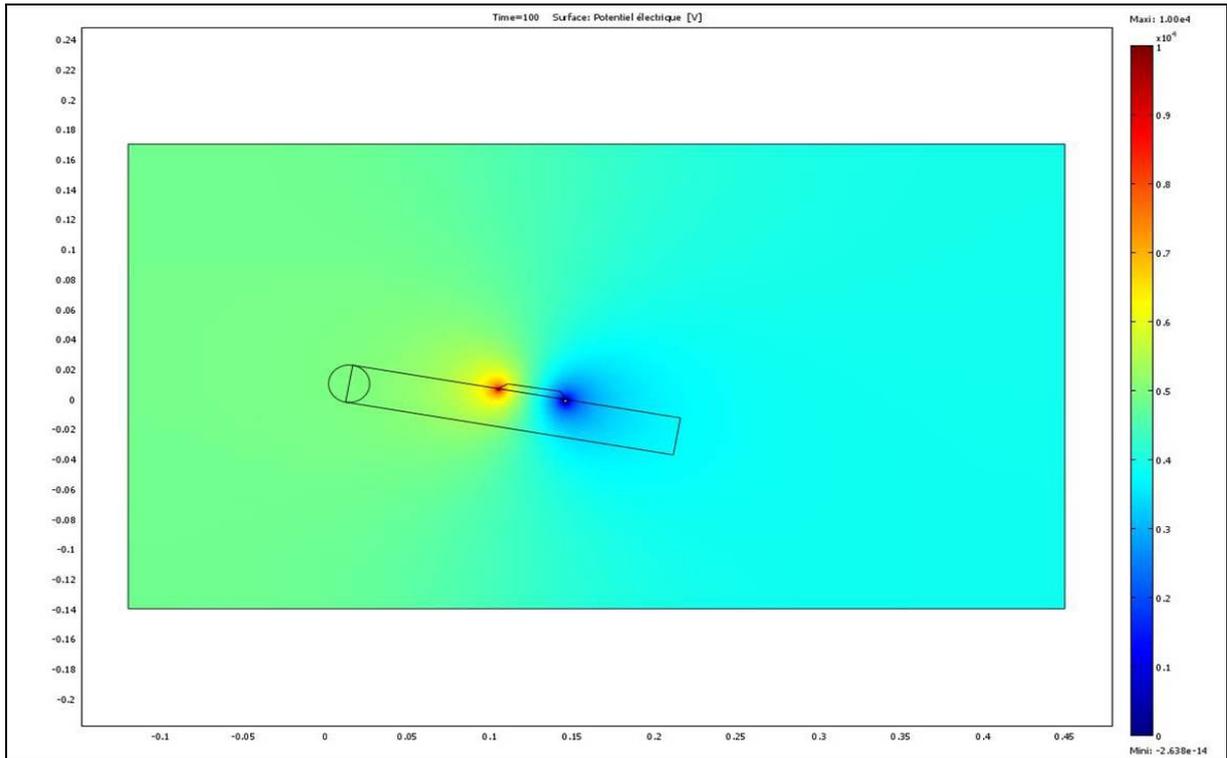


Figure 6.41 : Potentiel électrique

6.6 – Conclusion

L'objectif de cette partie de l'étude est de décrire les effets électrohydrodynamiques créés par un plasma dans un écoulement. Il s'agit ici de modéliser une expérience réalisée qui a mis en évidence la possibilité d'utiliser une décharge comme un actionneur en vue de contrôler une couche limite. Un modèle bidimensionnel sur une plaque plane d'interaction plasma écoulement a été établi. Ce modèle permet de calculer les effets plasma sur l'écoulement, exemple représentatif des expériences menées.

La résolution sous Fluent a permis d'approfondir les limites de ce code et de chercher des solutions convenables aux problèmes étudiés. Ces calculs ne permettent pas encore de quantifier l'apport de quantité de mouvement au fluide mais donnent des informations qualitatives sur la localisation des forces actives sur le fluide et sur l'influence des principaux paramètres de la décharge électrique. A travers les équations de la couche limite, il est démontré que l'actionneur électrofluidodynamique peut agir comme un terme de gradient de pression longitudinal additionnel. Il peut alors augmenter ou diminuer un gradient de

pression déjà existant, et ainsi provoquer ou retarder la transition ou le recollement.

Le caractère descriptif de cette approche, bien que satisfaisant, ne permet pas de prédire la modification d'un écoulement dans une géométrie différente. Un modèle plus complet de la décharge est alors nécessaire.

Les résultats obtenus représentent des données complémentaires précieuses pour préparer des expériences éventuelles, car ils constituent une étendu préliminaire qui permet de prévoir le comportement de l'écoulement en fonction des paramètres de la décharge électrique.

CONCLUSION GENERALE

CONCLUSION GENERALE

Cette étude s'inscrit donc dans la recherche de nouveaux actionneurs. L'actionneur "électroaérodynamique", constitué de deux électrodes placées sur une surface isolante entre lesquelles on applique une différence de potentiel, présente des avantages importants. Cette méthode active de contrôle convertit directement l'énergie électrique en énergie cinétique, sans apport de masse et surtout sans partie mécanique mobile. En effet, les parties mécaniques mobiles sont souvent à l'origine de la limitation de l'utilisation des actionneurs. Elles peuvent être source de panne, elles sont difficiles à mettre en oeuvre, et il est souvent difficile d'obtenir des actions à fréquences élevées.

Notre travail a donc consisté, dans un premier temps, à étudier une décharge électrique : la décharge à barrière diélectrique (DBD). La décharge à barrière diélectrique est établie en appliquant une haute tension alternative 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 300 Hz à quelques kHz. Pour cette décharge, le vent ionique atteint une vitesse de l'ordre de 1,8 m/s à 0,25 mm au dessus de la paroi. Une étude paramétrique est entreprise pour 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.

L'étude expérimentale de ces systèmes ne se fait pas sans difficultés. Le plasma généré par des décharges hors équilibre et à pression atmosphérique est

souvent instationnaire, peu lumineux et de faible dimensions. L'approche numérique peut dans ce cas apporter de nouveaux éléments d'interprétation.

Dans cette optique, en second temps, il s'agissait de modéliser les observations faites lors d'expériences sur un dispositif de profil porteur. Il est constitué d'une plaque plane, au bord d'attaque arrondi, et équipé de deux électrodes fils sur la surface supérieure. Ces deux électrodes sont reliées à une alimentation haute tension qui permet de créer une décharge couronne sur la face supérieure de la plaque. Cette dernière est plongée dans un écoulement d'air.

D'un point de vue théorique, les équations régissant les phénomènes électrofluidodynamiques sont composés des équations classiques de la mécanique des fluides et d'électrostatique. Les deux systèmes sont couplés. Le découplage du système d'équation est basé sur l'hypothèse que le transport des charges par convection est très faible devant la vitesse des ions. Si cette hypothèse est valable pour des écoulements de faible vitesse, elle atteint ces limites dès que la vitesse de l'écoulement augmente. La résolution du système couplée est cependant très complexe. A travers les équations de couche limite obtenues à l'aide de l'hypothèse de couche mince, nous avons observé que l'actionneur électrofluidodynamique peut agir comme un gradient de pression longitudinal, il peut alors augmenter ou diminuer un gradient déjà existant et ainsi provoquer ou retarder la transition ou le décollement.

La simulation numérique est effectuée à l'aide du logiciel FLUENT dans sa version 6.3. Il permet la résolution des équations de la mécanique des fluides avec la prise en compte des forces électriques. Bien qu'il n'y ait aucune fonction intégrée standard dans Fluent pour résoudre les équations électriques, il est possible de définir des fonctions et des scalaires qui peuvent être dynamiquement chargés avec le solveur Fluent pour augmenter les dispositifs standard. Notre contribution était d'ajouter un module de calcul supplémentaire dans Fluent qui permettra de prendre en considération les grandeurs physiques électrostatique. Ce module est programmé avec le langage C.

On a maîtrisé, après plusieurs opérations numériques, le code de calcul que nous avons amélioré et adapté à notre problème physique pour simuler les écoulements et la décharge électrique. Ces résultats ont fait l'objet du dernier

chapitre. Bien que les résultats numériques dépendent du paramètre α , on a observé un bon accord entre les résultats numériques et expérimentaux. En l'absence de décharge, le profil de vitesse obtenu est caractéristique de celui d'une couche limite. En présence d'une décharge, l'écoulement subit une accélération dans la zone pariétale entre les électrodes. Dans le modèle utilisé ici, la prise en compte de la force électrique, dans la même zone, semble décrire correctement les observations expérimentales. L'étude paramétrique a permis de donner une nouvelle approche aux expériences envisagées. Dans le cas d'une action positive, c'est-à-dire lorsque le vent ionique agit dans le même sens que l'écoulement principal, la décharge induit une réduction de l'épaisseur de couche limite de 71% pour un écoulement de 5 m/s.

Le caractère descriptif de cette approche, bien que satisfaisant, ne permet pas de prédire la modification d'un écoulement dans une géométrie différente. Un modèle plus complet de la décharge est alors nécessaire. L'approche aérodynamique mérite aussi un enrichissement afin de prendre en compte le caractère pariétal de l'écoulement.

Cette étude n'est qu'une première étape et ouvre la voie à de nombreuses poursuites d'études. Il est nécessaire de continuer l'étude sur le plasma. Les différences entre les régimes de décharge et leur fonctionnement sont encore mal maîtrisées. Une étude de la répartition de la densité de courant serait également intéressante. Elle permettrait de savoir à quelle distance de la paroi sont créés les ions, pour mieux contrôler les applications à l'aérodynamique.

L'étude de l'action sur la couche limite peut être complétée par des mesures plus proches de la paroi. Elle permettrait de déduire le frottement pariétal. En principe, plus la vitesse à l'extérieur de la couche limite augmente, plus l'influence de l'actionneur doit être proche de la paroi.

REFERENCES
BIBLIOGRAPHIQUES

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

Ahuja K.K., Burrin R.H., 1984, "Control of flow separation by sound", AIAA Paper n° 84-2298, New York.

Alfredo Soldati, 1998, Turbulence modification by large-scale organized electrohydrodynamic flows, Physics of fluids, volume 10, numéro 7.

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.

B. Dong, P. Magnier, J.M. Bauchire, J.M. Pouvesle, J. Hureau, D. Hong, XVI Int. Conf. Gaz Discharges, Vol. 1, pp 238 (2006)

Bernal L.P., Roshko A., 1986, "Streamwise vortex structure in plane mixing layers", J. FluidMech. 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.

Boeuf 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 1er colloque National pour la recherche aéronautique sur le supersonique, 6-7 février, Paris, pp. 258-263.

Bourgeois 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.

Browand F.K., Chih-Ming Ho, 1983, "The inixing layer: an example of quasi two dimensional turbulence," J de Mécanique Théorique et Appliquée, Numero spécial, pp. 99-120.

Brown G.L., Roshko A., 1974, "On density effect and large structure in turbulent mixing layers", J. Fluid Mech. 64, pp.775-816.

Callaud 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.

Candel S., 1995, "Mécanique des fluides, 2^e édition, Dunod

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^{ème} 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.

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.

Drazin P., Reid w., 1981, *Hydrodynamic Instability*, Cambridge University Press, Cambridge.

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.

Frick C.w., McCuflough C.B., 1942, "Test **Of** Heated Low Drag Airfoil," *NACA ARR*, Decembre, Washington.

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 Micro devices – 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*.

- Goldstein M.E., Hultgren L.S., 1989, "Boundary Layer Receptivity to Long Wave Free Stream Disturbances," *Ann. Rev. Fluid Mech.* 21, pp. 137-166.
- 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-Inter science, New York.
- Huang L.S., Ho C.M., 1990, "Small scale transition in a plane mixing layer", *J. Fluid Mech.* 210, pp.475-500.
- J. P. Bœuf and L. C. Pitchford, *J. Appl. Phys.*, 97 (2005), 103307
- J. Pons, E. Moreau and G. Touchard, *J. Phys. D:Appl. Phys.*, 38 (19) (2005), 3635
- Kachanov Y.S., Knslov V.V., Levehenko Ya.V., 1974, "Experimental Study of the Influence of Cooling on the Stability of Laminar Boundary Layers," *Novosibirsk*, n°8-2, pp.'75-'79.
- 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.
- 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.
- Lasheras J.C., Choi H., 1988, "Three dimensional instability of a plane free shear layer : an experimental study of the formation and evolution of stream wise vortices," *J Fluid Mech.* 189, pp.53-86.

Lasheras J.C., Cho J.S., Maxworthy T., 1986, "On the origin of stream wise vortical structures in a plane, free shear layer," *J Fluid Mech.* 172, pp. 23 1-258

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.

Liepmann H.W., Fila G.H., 1947, "Investigation of Effects of Surface Temperature and Single Roughness Elements on Boundary Layer Transition," *NACA Report C n°8 90*, Washington.

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, n6, pp.2950-2957.

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., 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.

E. Moreau, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 40 (2007), 605

Morkovin M.V., 1984, "Bypass Transition to Turbulence and Research Desiderata," *Transition in Turbines Sym.*, NASA CP-2386, Washington.

Morkovin M.V., 1988, "Recent Insights into Instability and Transition to Turbulence in Open Flow Systems," *AL4A Paper n°88-3675*, New York.

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. 8 89-892.

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 oeuvre 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.

Physique des plasmas, 2005, Préface de Bernard Bigot et Jean Marcel Rase, Dunod Paris.

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. INSTPT 2004, 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.

Reshotko E., 1976, "Boundary Layer Stability and Transition," Ann. Rev. Fluid Mech. 8, pp.31 1-349.

Reshotko E., 1979, "Drag Reduction by Cooling in Hydrogen Fuelled Aircraft," J Aircraft 16, pp.584-590.

Reshotko E., 1985, "Control offloundary Layer Transition," AIAA Paper n° 85-0562.

Reshotko E., 1987, "Stability and Transition " Proc.Tenth US. National Congres of Applied Mechcznics, cd. J.P. Lamb, pp.42 I-434, ASME, New York.

Robinson M., 1961, "Movement of air in the electric Wind of the corona discharge," AJEE 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.

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.

Squire H.B., 1933, "On the Stability for Three Dimensional Disturbances of Viscous Fluid Flow Between Parallel Walls," Proc. R. Soc. London A, 142

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.

Van Rosendale J.R., Malik M.R., Hussaini M.Y., 1988, "Ion wind effects on Poiseuille and Blasius Flow," AIAA Journal, Vol. 26, n° 8, pp.961-968.

Velkoff H., Ketcham J., 1968, "Effect of an electrostatic field on Boundary layer transition", AIAA Journal, Vol. 16, n° 7, pp. 1381-1383.

Wagner R.D., Fisher M.C., Collier F.S., Pfenninger w., 1990, "Supersonic Laminar Flow Control on Commercial Transports," Proc. XVII Congress of the International Council of the Aeronautical Sci., vol. I, pp. 1073-1089, paper n° 90-3.6.3, ICAS, Washington.

Winant C.D., Browand F.K., 1974, "Vortex pair - the mechanism of turbulent mixing layer growth at moderate Reynolds number," *J Fluid Mech.* 63, pp. 237-255,

ANNEXES

ANNEXE 1 CODAGE

– Codage des « User Defined Functions » (UDF)

Dans Fluent, il existe des fonctions (UDF : User Defined Function) qu'on peut charger avec le solveur FLUENT pour augmenter les dispositifs standard du code.

Ces fonctions sont utilisées dans le cas des conditions aux limites particulières et pour définir les fonctions de certains problèmes non résolus par Fluent, comme dans notre cas.

Si plusieurs fonctions doivent être codées, elles doivent obligatoirement être rassemblées dans le même fichier en langage C.

Par exemple pour définir le coefficient de conductivité électrique, on utilise :

```
#define DEFINE_DIFFUSIVITY(name, c, t, i)
        real name(cell_t c, Thread *t, int i)
```

Les UDF permettent de définir les grandeurs physiques de l'équation (6.10) sauf pour la grandeur scalaire, qui est prise en charge par d'autres macros dans Fluent.

Par ces macros, les paramètres géométriques du maillage et la valeur de différentes variables sont accessibles.

– Codage des « User Defined Scalar » (UDS)

Les fonctions scalaires des équations de transport particulières sont représentées par des UDS. Dans notre cas, le potentiel électrique est défini par une fonction scalaire pour le faire compiler sous Fluent :

```
DEFINE_UDS_FLUX(name,face,thread,index)
```

– **Codage des « User Defined Memory » (UDM)**

Puisqu'on travaille en langage c, et qu'on a à gérer des fonctions et des scalaires, il faut donc leur allouer de l'espace mémoire. Les UDM servent pour allouer ces espaces et qu'on fait une compilation dans fluent, ces fonctions sont prises pour pouvoir faire les calculs numériques. Dans notre cas, il fallait allouer de l'espace mémoire pour définir les forces électriques et ensuite les injecter dans les termes sources des équations de Navier-Stokes :

C_UDMI (cell, thread,index) ;

ANNEXE 2 DEFINITIONS DES MACRO POUR Fluent

```
#define DEFINE_DIFFUSIVITY(name, c, t, i)
real name(cell_t c, Thread *t, int i)

#define DEFINE_PROFILE(name, t, i) \
void name(Thread *t, int i)

#define DEFINE_PROPERTY(name, c, t) \
real name(cell_t c, Thread *t)

#define DEFINE_SOURCE(name, c, t, dS, i) \
real name(cell_t c, Thread *t, real dS[], int i)

#define DEFINE_INIT(name, domain) \
void name(Domain *domain)

#define DEFINE_ADJUST(name, domain) \
void name(Domain *domain)

#define DEFINE_UDS_FLUX(name, f, t, i) \
real name(face_t f, Thread *t, int i)

#define DEFINE_UDS_UNSTEADY(name, c, t, i, apu, su) \
void name(cell_t c, Thread *t, int i, real *apu, real *su)

#define DEFINE_HEAT_FLUX(name, f, t, c0, t0, cid, cir) \
void name(face_t f, Thread *t, cell_t c0, \
Thread *t0, real cid[], real cir[])

#define DEFINE_VR_RATE(name, c, t, r, mw, yi, rr, rr_t) \
void name(cell_t c, Thread *t, \
Reaction *r, real *mw, real *yi, \
real *rr, real *rr_t)

#define DEFINE_SR_RATE(name, f, t, r, mw, yi, rr) \
void name(face_t c, Thread *t, \
Reaction *r, real *mw, real *yi, real *rr)

#define DEFINE_SCAT_PHASE_FUNC(name, c, f) \
real name(real c, real *f)

#define DEFINE_RW_FILE(name, fp) \
void name(FILE *fp)

#define DEFINE_ON_DEMAND(name) \
```

```

void name(void)

#define DEFINE_DPM_BODY_FORCE(name, p, i) \
real name(Tracked_Particle *p, int i)

#define DEFINE_DPM_DRAG(name, Re) \
real name(real Re)

#define DEFINE_DPM_SOURCE(name, c, t, S, strength, p) \
void name(cell_t c, Thread *t, dpms_t *S, \
real strength, Tracked_Particle *p)

#define DEFINE_DPM_PROPERTY(name, c, t, p) \
real name(cell_t c, Thread *t, Tracked_Particle *p)

#define DEFINE_DPM_OUTPUT(name, header, fp, p, t, plane) \
void name(int header, FILE *fp, \
Tracked_Particle *p, Thread *t, Plane *plane)

#define DEFINE_DPM_EROSION(name, p, t, f, normal, alpha, Vmag, mdot) \
void name(Tracked_Particle *p, Thread *t, \
face_t f, real normal[], real alpha, \
real Vmag, real mdot)

#define DEFINE_DPM_SCALAR_UPDATE(name, c, t, initialize, p) \
void name(cell_t c, Thread *t, int initialize, \
Tracked_Particle *p)

#define DEFINE_DPM_LAW(name, p, ci) \
void name(Tracked_Particle *p, int ci)

#define DEFINE_DPM_SWITCH(name, p, ci) \
void name(Tracked_Particle *p, int ci)

#define DEFINE_DPM_INJECTION_INIT(name, I) \
void name(Injection *I)

#define DEFINE_DRIFT_DIAM(name, c, t) \
real name(cell_t c, Thread *t)

#define DEFINE_SLIP_VELOCITY(name, domain) \
void name(Domain *domain)

```