

**UNIVERSITE SAAD DAHLEB DE BLIDA**

**Faculté de Technologie**

Département de Génie Mécanique

**THESE DE DOCTORAT**

En Mécanique

Spécialité : Mécanique

EFFET D'UNE DECHARGE COURONNE SURFACIQUE SUR LE  
DEVELOPPEMENT D'UNE COUCHE LIMITE SUR UN PROFIL PORTEUR

Par

**Wassila GUEBLI**

Devant le jury composé de :

A.HAMID	Pr/ Président	USDBLIDA 1
A .KHELLAF	Directeur de Recherche	CDER
D.E. AMEZIANI	Pr/ Examineur	USTHB/FGM
M . ROUDANE	Pr /Examineur	USDBLIDA1
R . KHARCHI	MRA / Examinatrice	CDER
D.SEMMAR	Pr/ Rapporteur	USDBLIDA 1

Blida, 2022

## ملخص

تستطيع البلازما السطحية أن تؤثر على الطبقة المحدودة للسيلان على طول الجانب. تجرى حاليا في مختبرات دراسات معمقة حول مختلف أنواع محركات البلازما. الهدف من هذا في مجال الديناميكا الهوائية هو القدرة على التحكم في الانتقال من ثابت إلى الهائج, خفض قوة الجذب, تحسين مستوى قوة الرفع, التخفيف من الضجيج, هذا ما يمثل فوائد اقتصادية جد هامة.

في هذا النص, الهدف من البحث هو استعمال محركات البلازما, و ذلك بإبراز خصائصها الفيزيائية وتأثيرها على السيلا. استعملت شكلان من المحركات, طلق كوروني حبل- حبل و طلق سطحي ذو قطب شريطي.

الهواء الأيوني المنبعث من هذه المحركات له سرعة ضعيفة, هذه الخاصية الميكانيكية استعملت لتعديل الطبقات المحدودة.

الدراسة العددية للتدفق للطبقات المحدودة تحت تأثير الطلق الكوروني تمت عن طريق برنامج "الفلوينت" مع اخذ بالاعتبار المعطيات الكهربائية المختلفة.

## RESUME

Les plasmas atmosphériques de surface peuvent agir sur la couche limite d'un écoulement le long d'un profil. Différents types d'actionneurs plasma sont actuellement étudiés dans des laboratoires spécialisés. Les objectifs dans le domaine aérodynamique peuvent être de contrôler la transition laminaire-turbulent, la diminution de traînée, l'augmentation de la portance, la réduction du bruit et de la consommation.

Dans ce contexte, l'objet de ce travail est d'utiliser des actionneurs plasmas en caractérisant leurs propriétés physiques et leurs effets sur des écoulements. Deux configurations ont été utilisées : décharge couronne type fil-fil et décharge surfaciques à électrodes en bande. Le vent ionique induit par ces actionneurs est de faible vitesse (quelques m/s). Cette propriété mécanique a été utilisée pour modifier la couche limite se développant sur une plaque plane. Les décollements de bord d'attaque de l'écoulement de profils ont été retardés voire supprimés.

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.

## ABSTRACT

Surface plasmas can modify the boundary layer of a flow along an airfoil. Several types of plasma actuators are being studied in different laboratories. In aerodynamic applications, these plasma actuators could be used to increase performance and reduce energy consumption, by controlling the transition between laminar and turbulent regimes, reducing drag, controlling lift and reducing noise.

The aim of this study was to develop plasma actuators. The physical properties and their effects on subsonic flows were characterized. Two configurations were used: DC corona discharge and DC surface discharge with strip electrode.

The ionic wind induced by these actuators was quite slow (a few m/s). This mechanical property was used for modifying the boundary layer evolving on a flat plate. Flow separations on airfoil leading edge have been delayed or deleted by plasma actuators.

The numerical simulation of the physical phenomena of corona discharge is realized with FLUENT code, taking into consideration the electrical parameters.

## REMERCIEMENTS

Je remercie Dieu tout puissant pour la volonté, la santé et la patience qu'il m'a donnée durant tous ces années d'étude.

Je tiens à exprimer ma gratitude à mon professeur Semmar Djaffar pour m'avoir encadré et orienté pendant mes études de poste graduation. Pour sa confiance constante et pour ses encouragements tout au long de ces années de travail.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude au Professeur A.Hamid, Professeur, université de Blida ,qui m'a fait l'honneur de présider mon jury et pour son soutien durant toutes ces années d'étude.

Mes remerciements s'adressent également aux membres de jury qui m'ont fait l'honneur d'assister à ma soutenance et tout particulièrement Mr. ROUDANE (Pr / univ blida1), et le directeur de recherche de CDER Mr A. KHELLAF, sans oublier Mme R. KHARCHI (MRA/ CDER), et le professeur D.E. AMEZIANI (Pr USTHB/FGM) qui ont accepté la lourde tâche d'en être les examinateurs de cette thèse de doctorat.

Je tiens à remercier tous les collègues, étudiants tous personnes qui me connaissent de près ou de loin.

Pour terminer, j'adresse mon grand amour à mes chères parents, mes beaux-parents et ma magnifique famille : mon époux et mes garçons Abdelmoumen, Yasser et Rayen. C'est grâce à leur amour et leurs sacrifices que cette thèse a été menée à bonne fin. Mon plus grand souhait dans cette vie, c'est de les voir toujours à côté de moi, en bonne santé, heureux et que la paix soit avec eux.

## TABLE DES MATIERES

RESUME	2
REMERCIEMENTS	4
TABLE DES MATIERES	5
LISTE DES ILLUSTRATIONS, GRAPHIQUES ET TABLEAUX	9
INTRODUCTION	14
1. REVUE BIBLIOGRAPHIQUE ET ETAT DE L'ART SUR LE CONTROLE ACTIF D'ECOULEMENTS	17
1.1. Introduction	17
1.2. Explication du phénomène de la couche limite	18
1.2.1 Définition	18
1.2.2 Régimes d'écoulement externes	19
1.2.3 Épaisseur de la couche limite	22
1.2.3.1 Paramètre caractéristique de la couche limite	22
1.2.4 Phénomène de transition de la couche limite	23
1.2.5 Décollement de la couche limite	24
1.3 Contrôle d'écoulement	26
1.3.1 Objectifs de contrôle	26
1.3.2 Classifications des techniques de contrôle d'écoulement	27
1.3.3 méthodes de contrôle actif d'écoulement	28
Le soufflage	29
L'aspiration	30
Les MEMS	33
1.4. Contrôle d'écoulement par plasma	33
1.4.1. Contrôle par décharge couronne	35
1.4.2 Contrôle par décharge a barrière diélectrique	38
1.5. CONCLUSION	41
2. LES DECHARGES ELECTRIQUES ET DIFFERENTES TYPE D'ACTIONNEURS ELECTROHYDRODYNAQUE	43
2.1 Introduction	43
2.2 Plasma : généralités	44

2.2.1 Définition de plasma	44
2.2.2 Les chocs élastiques et inélastiques	46
2.2.2.1 Les phénomènes ionisants et déionisants	46
2.2.3. Paramètres caractéristiques d'un plasma	47
2.3. Les décharges électriques	49
2.3.1. Définition	49
2.3.2. Mécanismes de formation des décharges électriques	49
2.3.3. Décharges électriques à pression atmosphérique	52
2.3.3.1. Décharge couronne	52
a) Configuration fil-cylindre en tension négative	53
b) Configuration fil-cylindre en tension positive	55
2.3.3.1.1 Caractéristique électrique macroscopique	56
2.3.3.1.2 Les facteurs influençant la décharge couronne	57
I-Facteurs géométriques	57
a) Rayon de la courbure	57
b) Distance inter-électrodes	58
c) La nature des électrodes	58
II-Les facteurs physico-chimiques	60
a) La température	60
b) L'humidité	60
c) La pression	60
d) La densité de l'air	61
III- Facteurs électriques	61
2.3.3. 2 Décharge à barrière diélectrique	61
2.4 Le vent ionique induit par la décharge	63
2.4.1 Vitesse du vent électrique	63
2.5 Les différents types d'actionneurs électrohydrodynamiques EHD à décharges électriques	65
2.5.1 Actionneur à décharge DC couronne	66
2.5.2 Actionneur à DBD	69
2.6 Conclusion	71
3. MODELISATION DES PHENOMENES ELECTRO HYDRODYNAMIQUE	
3.1 Introduction	73

3.2 Description générale du modèle l'électro hydrodynamique	74
3.2.1 Analyse de la force générer par une décharge couronne	74
3.2.2 Analyse des composantes des Forces électrostatiques	76
3.3 Modélisation mathématique	77
3.3.1 Equations de l'électrostatique	77
3.3.1.1 Champ électrique	77
3.3.1.2 Densité de courant	78
3.3.2 Equation de la mécanique des fluides	78
3.4 Procédure de Découplage	79
3.4.1 Validation expérimentale de l'hypothèse de découplage	79
3.4.2 Validation numérique de l'hypothèse de découplage	80
3.5 Modélisation numérique	81
3.5.1 cas de coefficient constant	82
3.5.2 cas de coefficient variable	83
3.6 Positionnement de l'étude	84
3.7 Simulations numériques	85
3.7.1 séquence de modélisation sous fluent	86
3.7.2 Intégration des équations électrostatiques dans Fluent	86
3.7.3 domaines de calcule	87
3.7.4 Maillage de domaine de calcul	90
3.7.5. Procédure sous "Fluent"	92
3.7.5.1. Simple précision ou double précision	92
3.7.5.2. Choix de la formulation du solveur	92
3.7.5.3 Schémas de discrétisation	93
3.7.5.4 Choix de la méthode de couplage Pression Vitesse	93
3.7.6 conditions aux limites	94
3.7.6.1 Organigramme de fonctionnement dans Gambit	95
3.7.7 Algorithme numérique de calcul	96
3.8 Conclusion	96
4. RESULTATS ET DISCUSSION	98
4.1. Introduction	98
4.2 Résultats	98
4.3 Validation des résultats	101
4.3.1. Réduction de la couche limite	102

4.3.2 Effets de l'actionneur sur la plaque plane en incidence	104
4.3.3. L'influence de la décharge sur la trainée	109
4.4 l'influence de la hauteur h de la zone inter-électrode	111
4.4.1 cas d'une densité de charge constante	111
4.4.2 cas d'une densité de charge variable	112
4.5 Conclusion	113
CONCLUSION	114
APPENDICE	116
A. Liste des symboles et des abréviations	117
B. Module UDF de calcul des forces EHD cas du coefficient constante	119
C. Module UDF de calcul des forces EHD cas du coefficient variable	121
D. Annexe A	123
REFERENCES	124

## LISTE DES ILLUSTRATIONS GRAPHIQUES ET TABLEAUX

Figure 1.1	Schématisation d'une couche limite [1]	19
Figure 1.2	Comparaison des profils de couche limite laminaire et turbulent [4]	20
Figure 1.3	Développement d'une couche limite sur une plaque plane [3]	21
Figure 1.4	Schéma pour fixer les conventions de notation de la couche limite [6]	23
Figure 1.5	La transition laminaire-turbulent [2]	24
Figure 1.6	Séparation de l'écoulement autour d'un profil d'aile [8]	25
Figure 1.7	Séparation de la couches limite due à un gradient de pression adverse [1]	25
Figure1.8	Corrélations entre les objectifs de contrôle d'écoulement [22]	27
Figure 1.9	Schéma de classification des techniques de contrôle d'écoulement [22]	28
Figure 1.10	principe de soufflage tangentiel de la couche limite (Comolet,1994).	29
Figure 1.11	Technique de soufflage de la couche limite sur une aile d'avion [9]	29
Figure 1.12	Principe de l'aspiration de couche limite [19].	30
Figure 1.13	contrôle de décollement inertiel provoquée par une singularité géométrique par les deux technique aspiration et soufflage [20].	31
Figure 1.14	Évolution de l'épaisseur de couche limite le long d'une plaque plane à 20 m/s avec et sans décharge [12].	34
Figure 1.15	Profils de vitesses avec et sans décharge dans la couche limite d'une plaque plane pour trois vitesses extérieures différentes.	34
Figure1.16	Recollement de l'écoulement séparée autour du profile NACA a $\alpha=12^\circ$ [21]	35
Figure1.17	Illustration de la disposition, la géométrie et les effets de l'actionneur plasma AC-DBD induits par la décharge électrique.[34]	35

- Figure 1.18 Visualisation d'une couche limite manipulée par des actionneurs DBD placé dans le sens de l'écoulement (a) et (b) Traînée d'une plaque plane équipée d'un réseau d'actionneurs générant des vents en 36 contre-sens ou dans le même sens que l'écoulement principal [14].
- Figure 1.19 Visualisation des tourbillons générés par le réseau d'électrodes utilisé par Jukes et al. A deux instants différents. 37
- Figure 1.20 Visualisation de l'écoulement autour d'un profil d'aile NACA 0015 mis à 12° d'incidence sans action (a) et (b) avec action d'un réseau de 8 actionneurs DBD déphasés placés sur l'extrados d'après Roth [18]. 38
- Figure 2.1 Les différents états et principaux changements d'état de la matière. 44
- Figure 2.2 Schéma de la différence entre gaz neutre et plasma [36]. 45
- Figure 2.3 Types de plasma en fonction de leur température par rapport à leur densité. [37] 45
- Figure 2.4 Régimes observés à partir de la caractéristique courant–tension d'une décharge électrique à courant continu [40,41] 50
- Figure 2.5 Principaux dispositifs utilisés pour la génération de décharges couronnes [44] 52
- Figure 2.6 Représentation schématique d'une décharge couronne en tension négative [47]. 54
- Figure 2.7 Représentation schématique d'une décharge couronne en tension positive [47]. 55
- Figure 2.8 Influence de la distance inter-électrodes sur le courant de la décharge couronne [52]. 58
- Figure 2.9 Caractéristique courant-tension selon la nature des électrodes [52] 59
- Figure 2.10 Schéma d'évolution de la décharge observée en fonction de la pression [55]. 61
- Figure 2.11 Sens de l'écoulement induit par la force *paraélectrique* (a) [60] et configuration géométrique des électrodes utilisée par Roth pour

	11
établir la <i>OAUGDP</i> (b) [61].	62
Figure 2.12 Vitesse de l'écoulement induit par une <i>OAUGAP</i> [60]	62
Figure 2.13 Vitesse axiale du vent ionique à 2 cm de la pointe (distance inter- électrodes de 4 cm, ddp de 40 kV et intensité de 0,04 mA) [70]	64
Figure 2.14 Couronne positive (à gauche), négative (à droite) et vent ionique	65
Figure 2.15 Schémas de différentes configurations de l'actionneur EHD à décharge DC couronne [84]	67
Figure 2.16 Visualisation de l'action de la décharge DC couronne sur un écoulement (0,35 m/s, $Re = 3750$ ) rencontrant une plaque plane avec incidence de 15° et 30°[81] a) sans plasma et b) avec plasma.	68
Figure 2.17 Comparaison du champ de vitesse sans et avec la décharge sur un profil NACA0015 avec une incidence de 15° [4]	68
Figure 2.18 Schéma de l'actionneur DBD [93].	70
Figure 2.19 Décharge glissante, d'après Louste et al. [98].	71
Figure 3.1 : Direction du champ magnétique B créé par un courant électrique [100]	75
Figure 3.2 : L'effet de la vitesse du gaz qui s'écoule sur les plages de fonctionnement de différents types de décharge à polarité positive pour une seule géométrie point-plan. [107]	80
Figure 3.4 : Système de configuration pour électrodes en bande [4]	84
Figure 3.5 : Organigramme des différentes étapes effectuées sur fluent.	86
Figure 3.6 : Domaines de calcul de la configuration des électrodes en bande	88
Figure 3.7 : a) système à électrodes filaires,b) Profils de vitesse, 1 cm en aval de la cathode, $U_0 = 5$ m/s et $\alpha = 0.5 \cdot 10^{-3}$ [110]	88
Figure 3.8 : modèle mathématique associer aux deux domaines de calcul.	89
Figure 3.9 : Maillage du domaine non structuré (92233 nœuds) de configuration électrodes en bande	91

Figure 3.10 : conditions aux limites d'entrées dans Gambit	94
Figure 3.11 : Organigramme de fonctionnement dans Gambit	95
Figure 4.1 : contours de vitesse calculée sans décharge avec $U_0 = 4\text{m/s}$	99
Figure 4.2 : contours des iso valeurs de vitesse calcule sans décharge à $U_0 = 4\text{m/s}$	99
Figure 4.3: contours de vitesse calculé avec décharge a $U_0 = 4\text{m/s}$	100
Figure 4.4 : contours des iso valeurs de vitesse calculée avec décharge à $U_0 = 4\text{m/s}$	100
Figure 4.5 Profil de couche limite avec décharge à 1 cm en aval de la cathode, pour $Re = 5,83 \cdot 10^4$ et $\Delta V = 40 \text{ kV}$ .	101
Figure 4.6 : Photographies de la plaque équipée d'électrodes en bandes de cuivre [4]	101
Figure 4.7 : Vitesse de l'écoulement induit par-là décharge, $V = +44 \text{ kV}$ pour 3 positions sur la plaque	102
Figure 4.8 : Profil de vitesse a $U_0 = 4\text{m/s}$ sans décharge pour différentes positions sur la plaque.	103
Figure 4.9 : Profil de vitesse a $U_0 = 4\text{m/s}$ avec décharge pour différentes positions sur la plaque.	103
Figure 4.10 : Évolution de l'épaisseur de la couche limite sans et avec décharge en fonction de l'abscisse pour une vitesse d'entrée de $4\text{m/s}$	104
Figure 4.11: Champs de vitesse et lignes de courant avec et sans décharge pour un angle d'attaque de $2,5^\circ$ et une vitesse de $8\text{m/s}$ , expérimentale (en haut) et calculée, ( $V_a = +40\text{kV}$ et $V_c = -10\text{kV}$ )	105
Figure 4.12 : Champs de vitesse et lignes de courant avec et sans décharge pour un angle d'attaque de $2,5^\circ$ et une vitesse de $14 \text{ m/s}$ . expérimentale (en haut) et calculée, ( $V_a = +40\text{kV}$ et $V_c = -10\text{kV}$ )	106

Figure 4.13: Champs de vitesse et lignes de courant avec et sans décharge pour un angle d'attaque de  $5^\circ$  et une vitesse de 4 m/s .expérimentale (en haut) et calculée, ( $V_a=+ 40\text{kV}$  et  $V_c=-10\text{kV}$ ) 107

Figure 4.14 : Champs de vitesse et lignes de courant avec et sans décharge pour un angle d'attaque de  $5^\circ$  et une vitesse de 8 m/s .expérimentale (en haut) et calculée, ( $V_a=+ 40\text{kV}$  et  $V_c=-10\text{kV}$ ) 108

Figure 4.15 : Evolution de la trainée sur la plaque plane d'incidence nulle, 40 mm en aval du bord d'attaque, en fonction de la vitesse de l'écoulement sans et avec décharge. 110

Figure 4.16 : Evolution expérimentale de la trainée sur la plaque plane d'incidence nulle, 40 mm en aval du bord d'attaque, en fonction de la vitesse de l'écoulement sans et avec décharge (courant de 0,8 mA/m) [4]. 110

Figure 4.17 : profile de vitesse pour déférente h d'une vitesse de 4m/s, DDP = 40KV et densité constante. 111

Figure 4.18 : profile de vitesse pour déférente h d'une vitesse de 4m/s, DDP = 40KV et densité variable. 112

Tableau 2.1 Influence de la nature des électrodes sur la mobilité ionique en tension positive et négative

59

## INTRODUCTION

En mécanique des fluides, la diminution de la consommation s'obtient en diminuant la force qui s'oppose à l'avancement du véhicule : la traînée. Pour diminuer cette traînée, il est nécessaire d'améliorer l'écoulement d'air autour du véhicule.

Pour se convaincre de l'importance capitale que représente la diminution de la traînée, on peut citer une étude que l'on trouve très régulièrement dans les thèses dédiées au contrôle d'écoulement. Il s'agit de l'étude de J. N. Hefner [113] qui conclut que, pour un avion de ligne, une réduction de 10 % de la traînée induirait une baisse de la consommation en carburant de 50 millions de litres sur sa durée de vie.

Au cours des deux dernières décennies, l'utilisation de décharges électriques pour le contrôle d'écoulements aérodynamiques a suscité un fort intérêt au sein de l'industrie et de la communauté scientifique. D'important efforts de recherche ont ainsi été menés dans le but d'étudier la viabilité d'une telle application et d'en maîtriser le fonctionnement. Ce nouveau type d'actionneurs, appelés actionneurs plasma, vise les mêmes objectifs que les dispositifs traditionnellement utilisés (actionneurs mécanique ou fluide) : il s'agit par exemple de modifier la transition laminaire-turbulent au sein d'une couche limite afin de prévenir ou obtenir des décollements, de diminuer la traînée ou augmenter la portance ou encore de réduire le bruit acoustique.

Le principe de l'actionneur EHD est de générer un plasma non-thermique sur la surface d'un objet pour modifier les propriétés d'un écoulement qui y passe en agissant sur sa couche limite. Typiquement, le plasma est créé par une décharge électrique dans l'air à pression atmosphérique, les ions et les particules chargées (poussières par exemple) subissent une force coulombienne due au champ électrique. Par collision avec les molécules d'air au voisinage, ces particules actives (ions, particules chargées) entraînent un mouvement des molécules d'air. Par

conséquent, un écoulement, dit « vent électrique », proche de la surface est généré. Cet écoulement peut agir sur l'écoulement extérieur afin de le modifier, et de le contrôler éventuellement [91].

L'actionneur plasma est donc un convertisseur d'énergie qui convertit l'énergie électrique en énergie mécanique. La décharge électrique est alors employée comme système de contrôle capable d'effectuer, un soufflage tangentiel de la couche limite afin de modifier ses propriétés.

Notre thèse s'inscrit dans le cadre de cette recherche, dans le but d'améliorer le développement de la couche limites en utilisant un actionneur de décharge couronne surfacique à électrodes en bande et pour cela, on utilise un modèle numérique pour la résolution et la simulation d'écoulement soumis à cette décharge surfacique.

D'un point de vue organisationnel, ce travail s'articule autour de quatre chapitres.

Le premier chapitre présente une revue bibliographique et état de l'art sur le contrôle d'écoulement par plasma en général. Ce chapitre comporte également des notions importantes d'aérodynamique, ainsi que la description des principaux dispositifs de contrôle d'écoulement utilisés actuellement.

Le deuxième chapitre présente une étude centrée sur les décharges électriques de surface employées comme actionneur plasma. Nous y présentons les notions nécessaires à la compréhension de la physique des plasmas et des décharges électriques, tout en expliquant le phénomène de vent électrique, qui à l'origine des actionneurs plasmas. Puis, nous dressons une liste des principaux actionneurs plasmas utilisés actuellement.

Dans le troisième chapitre est basé sur la modélisation théorique et numérique des phénomènes électro hydrodynamique. La méthode de couplage des problèmes aérodynamique et électrique a été mise en œuvre. Sans oublier la modélisation et la résolution numérique d'écoulement soumis à des décharge couronne surfaciques.

Le quatrième est dernier chapitre présente l'ensemble des résultats obtenus par la résolution sous le logiciel Fluent, ainsi la validation de ces résultats. On

commence par montrer l'effet de la décharge sur le flux d'air puis on essaie de changer la hauteur  $h$  de la zone de décharge sans oublier de prendre en compte la variation de la densité de charge. Enfin, nous essayons de montrer les meilleures valeurs de  $h$  et de la densité pour ce type d'actionneur, afin de l'utiliser dans des future recherches.

À la fin, en termine par une conclusion générale du travail présenté dans cette thèse, ainsi que les synthèses des résultats des simulations et des perspectives envisagées pour de futures recherches.

## CHAPITRE 1

### REVUE BIBLIOGRAPHIQUE ET ETAT DE L'ART SUR LE CONTROLE ACTIF D'ÉCOULEMENTS

#### 1.1. Introduction

Contrôler un écoulement consiste à modifier ses caractéristiques pour l'amener dans un état souhaité. La transition, le décollement, la turbulence sont autant de phénomènes sur lesquels il est possible d'agir. Le dispositif qui va interagir avec l'écoulement pour lui donner le comportement souhaité est appelé actionneur. On distingue deux grandes stratégies de contrôle : Les méthodes passives et Les méthodes actives.

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

La deuxième méthode nécessite un apport extérieur d'énergie. Il peut s'agir d'une énergie de type Pneumatique : soufflage, aspiration, jets pulsés, jets synthétiques, Mécanique : parois mobiles, volets, becs, ou Électrique : plasmas froid ou chaud. Leur avantage est qu'elles sont amovibles et contrôlables à tout moment. Par contre, l'inconvénient du contrôle actif est qu'il coûte de l'énergie. Le bilan énergétique n'est pas toujours favorable.

Le contrôle des écoulements suscite de nombreux intérêts économiques car il répond à des exigences industrielles. Les enjeux sont donc considérables et ces objectifs industriels peuvent se traduire par une augmentation de portance, une réduction de traînée, un recul de l'incidence de décrochage, par exemple. Toutefois, ces améliorations aérodynamiques ne peuvent pas être acquises ensemble la plupart du temps. Toute la difficulté du contrôle repose alors sur le choix du meilleur compromis afin d'optimiser au maximum les performances de l'écoulement.

Dans ce premier chapitre, on étudiera les méthodes actives utilisées pour le contrôle de la transition de la couche limite, on expliquant brièvement le phénomène de celle-ci et donc par voie de conséquence le décollement, aussi les phénomènes liés à la turbulence des écoulements. Enfin, nous terminons par une revue bibliographique sur le contrôle par plasma.

## **1.2. Explication du phénomène de la couche limite**

### **1.2.1 Définition**

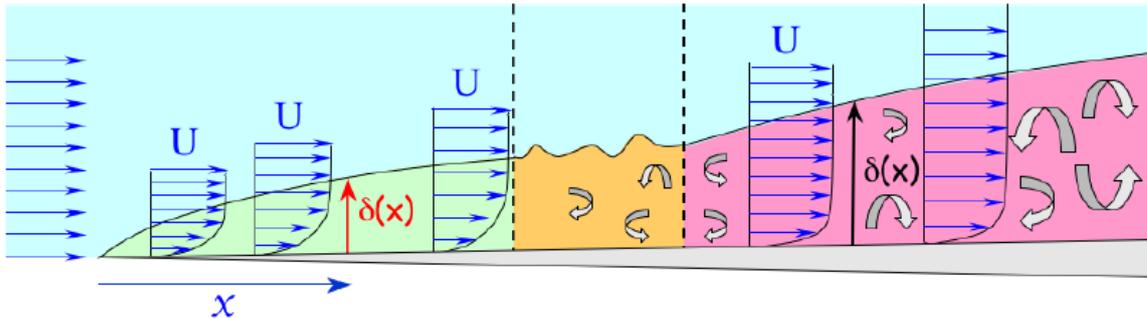
Dans les écoulements à grande vitesse autour d'obstacle ou près d'une paroi, le nombre de Reynolds de l'écoulement est le plus souvent très grand, ce qui fait que l'écoulement peut être considéré à l'échelle macroscopique comme étant dans un régime turbulent et les effets de la viscosité sont négligeables.

Toutefois, près d'une paroi solide, la condition d'adhérence implique que la vitesse doit tendre rapidement vers 0. Si on définit un nombre de Reynolds local à l'aide de la vitesse réelle (et non d'une échelle de vitesse), celui-ci tend également vers 0, ce qui veut dire que très localement, dans le voisinage de la paroi, l'écoulement est dans un régime laminaire et les effets de viscosité deviennent prédominants.

Cette zone de faible épaisseur accolée à la paroi s'appelle une *couche limite*. Cette notion a été proposée par Prandtl en 1905 :

- près d'une paroi solide, il existe une couche de très faible épaisseur dans laquelle les forces de viscosité sont prédominantes ;
- loin des parois, l'écoulement peut être considéré comme turbulent ou non visqueux.

Cette décomposition permet de traiter un grand nombre de problème en découplant les effets à grande échelle (liés à la turbulence) et ceux intervenant à petite échelle près d'une paroi (et faisant jouer un rôle crucial à la viscosité du fluide).



**Figure 1.1** : Schématisation d'une couche limite [1]

La mesure du champ de vitesses au-dessus de la plaque montre que la vitesse vaut  $U$  dans presque tout l'écoulement (zone bleue), sauf dans une zone d'épaisseur faible s'élargissant progressivement lorsque l'on s'éloigne du bord d'attaque. C'est la couche limite. On sait que la vitesse est nulle sur la surface de la plaque, et on comprend donc que la vitesse passe de 0 à  $U$  lorsque l'on se déplace dans cette fine couche perpendiculairement à la plaque. La couche limite est donc le lieu où sont concentrés les gradients de vitesse près d'une paroi solide.

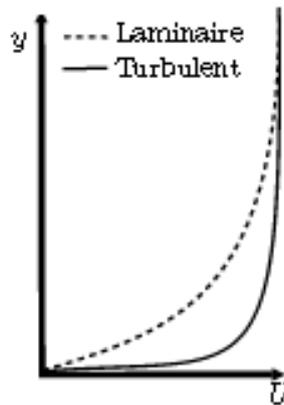
On peut constater que cette couche limite n'a ni le même aspect, ni la même évolution selon la distance au bord d'attaque.

Dans la zone proche de ce dernier, l'écoulement est laminaire, la couche limite augmente en épaisseur à mesure que l'on s'en éloigne, mais assez lentement. Après une zone (orange) de transition dans laquelle l'écoulement est instable spatialement et temporellement, on trouve une couche limite turbulente, dont l'épaisseur augmente plus rapidement avec la distance au bord d'attaque.[1]

### **1.2.2 Régimes d'écoulement externes**

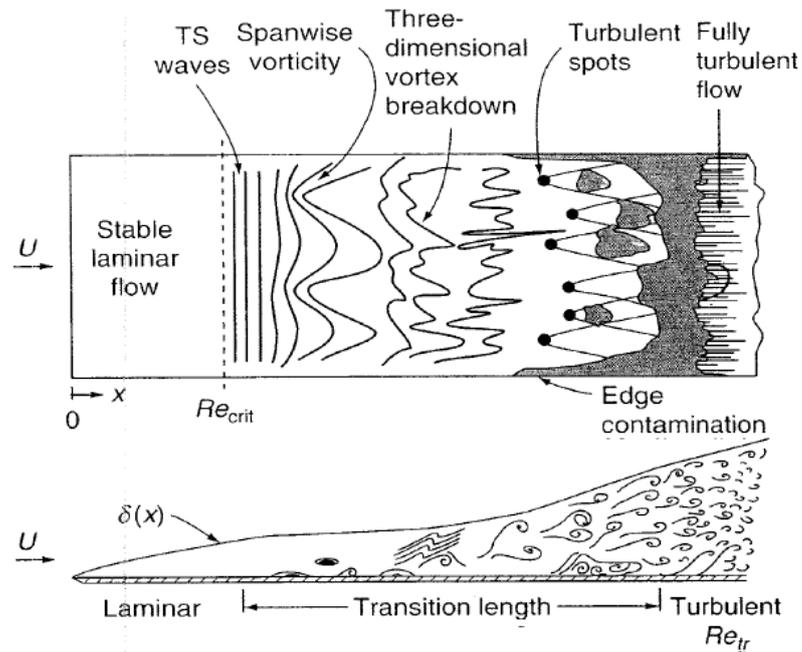
Reynolds (1883) dans son expérience utilisant un écoulement le long d'un tuyau a montré une transition du flux laminaire au flux turbulent, car un nombre sans dimension dépasse une valeur critique. Ce nombre sans dimension, maintenant appelé nombre de Reynolds, est exprimé comme le rapport d'inertie et des forces visqueuses,  $Re = VD / \nu$ , et il se compose de la vitesse d'écoulement  $V$ , du diamètre du tuyau  $D$  et de la viscosité cinématique du fluide  $\nu$ . D'une manière similaire, la transition laminaire-turbulente des couches limites (voir Figure 1.3) peut également

être caractérisée par le nombre de Reynolds dans le sens traversant  $Re_x = ux / \nu$ , où  $x$  est la distance dans le sens de l'écoulement du bord d'attaque. [2]



**Figure 1.2** : comparaison des profils de couche limite laminaire et turbulent [4]

Au petit  $Re_x$  en dessous d'un nombre critique  $Re_{cr}$  où la transition se produit, les éléments fluides stables se déplacent le long d'un chemin droit dans la direction aval tout en maintenant une épaisseur de couche relativement mince (couche limite laminaire). Au fur et à mesure que  $Re_x$  augmente, à mesure que le flux de la couche limite évolue vers l'aval, l'instabilité de l'écoulement augmente et des tourbillons aléatoires instables apparaissent dans la couche limite. Ils transportent activement le fluide à impulsion de haute énergie et la distribution de la vitesse devient par conséquent plus uniforme dans la direction normale de la paroi (couche limite turbulente). En conséquence, la résistance au frottement au mur augmente également. [5]



**Figure 1.3** : Développement d'une couche limite sur une plaque plane [3]

Donc le paramètre le plus important dans un écoulement externe est le nombre de Reynolds défini comme :

$$Re = \frac{\rho U_{\infty} x}{\mu} = \frac{U_{\infty} x}{\nu} \quad (1.1)$$

Où  $\rho$  = densité de fluide,  $\mu$  = viscosité dynamique de fluide,  $\nu$  = viscosité cinématique de fluide,  $U_{\infty}$  = vitesse caractéristique de l'écoulement,  $x$  = dimension caractéristique de l'écoulement.

La transition de laminaire à turbulent est usuellement exprimée par un nombre de Reynolds local critique. Dans le cas de l'écoulement de couche limite sur une plaque plane, il peut varier entre les limites suivantes :

$$500,000 < Re_{cr} < 3,000,000$$

Pour des écoulements incompressibles sur une plaque plane le nombre critique correspondant à  $x_{cr}$  est :

$$Re = \frac{\rho U_{\infty} x_{cr}}{\mu} = 500,000 \quad (1.2)$$

Donc, pour  $x < x_{cr}$  l'écoulement est laminaire et pour  $x > x_{cr}$  est turbulent.

### **1.2.3 Épaisseur de la couche limite**

On a vu précédemment que cette notion caractérise la couche limite, et est étroitement liée à une limite asymptotique. C'est bien pour cela qu'on la trouve formulée de plusieurs manières différentes destinées à mettre en valeur l'influence physique du frottement à la paroi.

Une définition naturelle de l'épaisseur peut être tirée de l'évolution asymptotique de la composante tangentielle de vitesse dans la couche limite  $u$ , quand  $u$  atteint la vitesse de l'écoulement externe  $U_\infty$ , à savoir la valeur de  $y$  pour laquelle  $U_\infty - u \sim \varepsilon U_\infty$ . Une telle définition dépend alors de  $\varepsilon$  et par conséquent elle s'échappe à la précision. Souvent l'épaisseur de la couche limite est définie par la valeur de  $y$  pour laquelle  $u/U_\infty = 0.99$ . Pour l'écoulement le long d'une plaque plane cette définition se traduit par [7]

$$\delta = \delta_{0.99} \approx \frac{5x}{\sqrt{Re_x}} \quad (1.3)$$

#### **1.2.3.1 Paramètre caractéristique de la couche limite :**

Le caractère asymptotique de l'épaisseur de la couche limite nous permet d'introduire des définitions basées sur les définitions de la masse, quantité de mouvement et de l'énergie :

a) l'épaisseur de déplacement : indique la distance sur laquelle les lignes de courant extérieur sont décalées en raison de la formation de la couche limite, son expression est donnée par :

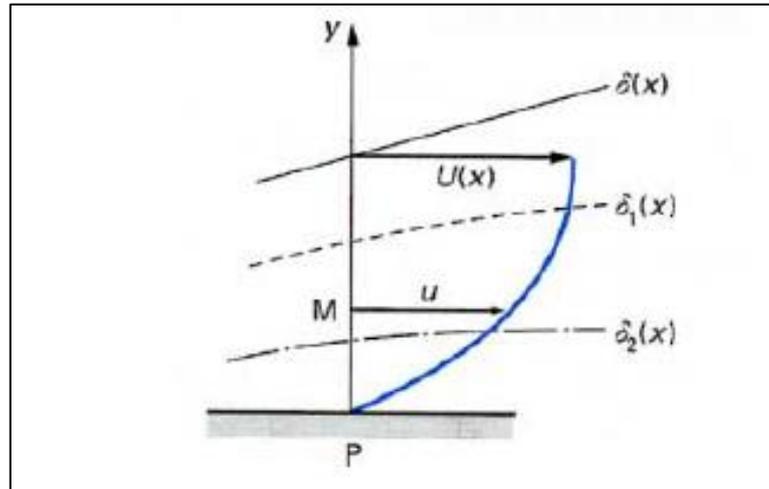
$$\delta_1 = \int_0^{h \rightarrow \infty} \left(1 - \frac{u}{U_\infty}\right) dy \quad (1.4)$$

b) l'épaisseur de quantité de mouvement : tient compte de la perte de quantité de mouvement dans la couche limite, calculer à partir de l'expression suivante :

$$\delta_2 = \int_0^{h \rightarrow \infty} \frac{u}{U_\infty} \left(1 - \frac{u}{U_\infty}\right) dy \quad (1.5)$$

c) facteur de forme : il nous informe sur l'états de la couche limite, il permet la détermination des positions de décollement de la couche limite laminaire et de sa transition laminaire turbulent, son expression est donnée par la relation suivante :

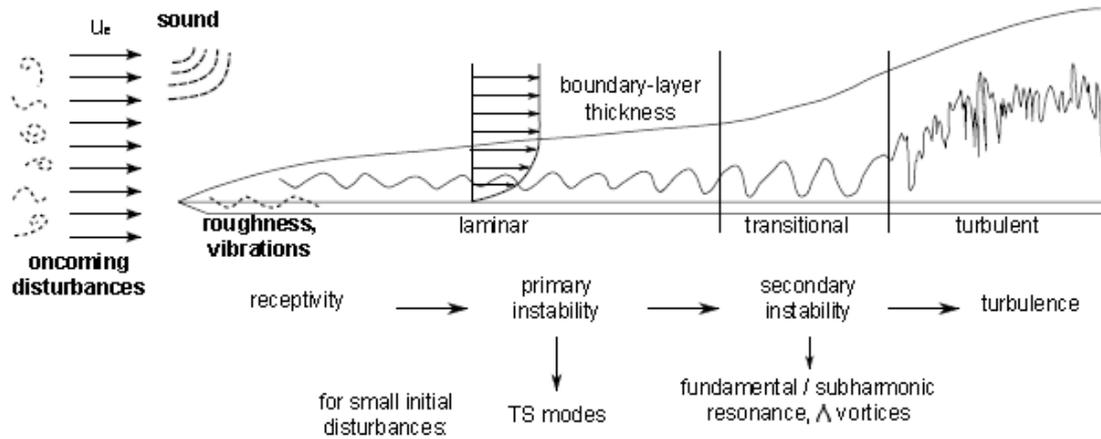
$$H = \frac{\delta_1}{\delta_2} \quad (1.6)$$



**Figure 1.4** : Schéma pour fixer les conventions de notation de la couche limite [6]

#### **1.2.4 Phénomène de transition de la couche limite**

En général, le mécanisme de transition laminaire-turbulent est le résultat d'une réponse de la couche limite à des perturbations. Ces dernières ont différentes origines qui peuvent être le taux de turbulence de l'écoulement libre, l'état de surface (rugosités) ou encore des vibrations de la paroi. En 1887, Rayleigh émit l'idée que la turbulence provenait de l'instabilité de l'écoulement laminaire du fait de la croissance de petites perturbations régulières. En effet, il existe dans une couche limite laminaire des ondes de Tollmien-Schlichting. C'est leur amplification puis leur déformation tridimensionnelle qui conduit la couche limite à la transition. Lorsque le nombre de Reynolds dépasse une valeur critique ( $Re_c$ ), on observe une transition de la couche limite laminaire vers la turbulence.



**Figure 1.5** : la transition laminaire-turbulent [2]

La zone de transition délimite deux régions de l'écoulement aux caractéristiques bien distinctes :

- La partie laminaire, située en amont de la transition où les particules présentent des trajectoires prévisibles que l'on peut suivre individuellement.
- La partie turbulente, en aval de la transition, où l'écoulement est plus désordonné.

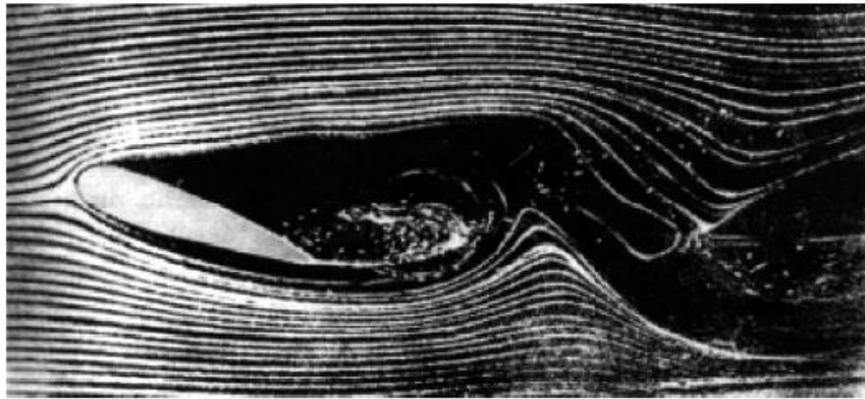
Les ondes d'instabilités peuvent avoir différentes origines : amplification, au sein de la couche limite, de perturbations provenant de l'écoulement extérieur, état de surface ou vibrations de la paroi.

### **1.2.5 Décollement de la couche limite :**

Le décollement de la couche limite est un phénomène généralement non désiré, à cause de l'augmentation de la traînée qui l'accompagne, de l'instabilité du profil de son écoulement, ou dans le cas des profils d'ailes, de la perte de portance, ce qui fait de lui un phénomène dangereux.

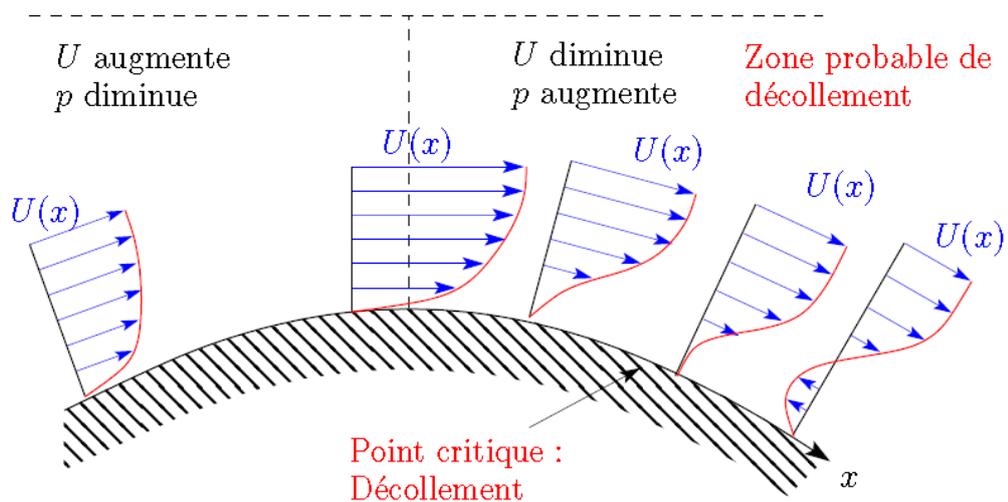
Les lignes de courant longent la surface du solide jusqu'à un point donné, ou elles en décollent. La zone formée en aval est le sillage et donne lieu à une forte dissipation d'énergie, et par conséquent engendre une force de traînée conséquente.

Dans d'autres cas, typiquement les plaques inclinées, le décollement a lieu toujours au bord d'attaque au-delà d'un certain angle d'incidence.



**Figure 1.6** : Séparation de l'écoulement autour d'un profil d'aile [8]

Le décollement ne peut se produire que lorsque la pression à l'extérieur de la couche limite augmente dans le sens de l'écoulement ( $dp/dx > 0$ ). On parle de gradient de pression adverse ou défavorable. Ce gradient de pression renverse localement le sens de l'écoulement.[1]

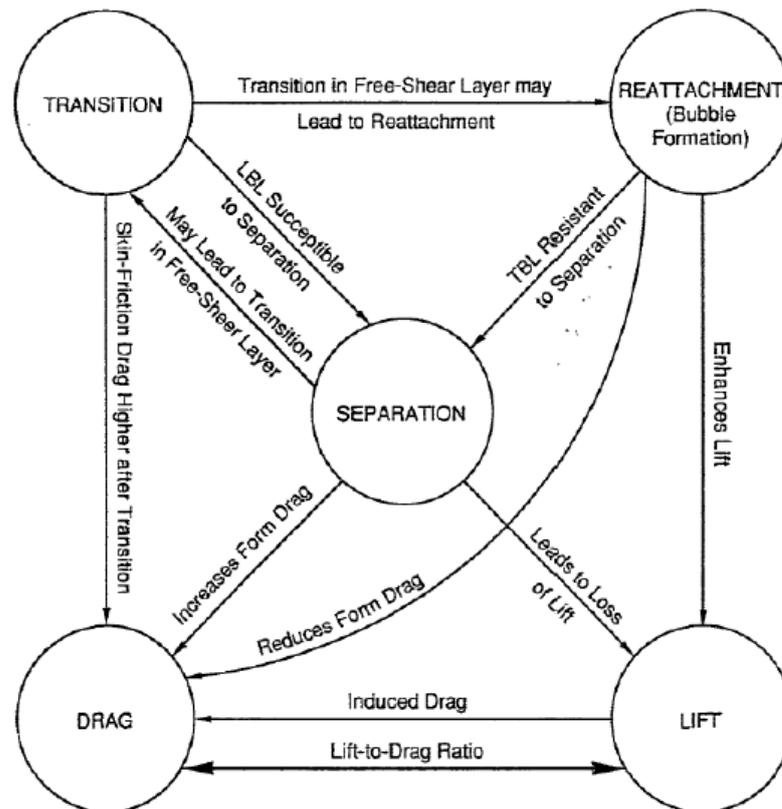


**Figure 1.7** : séparation de la couches limite due à un gradient de pression adverse [1]

## **1.3 Contrôle d'écoulement**

### **1.3.1 Objectifs de contrôle**

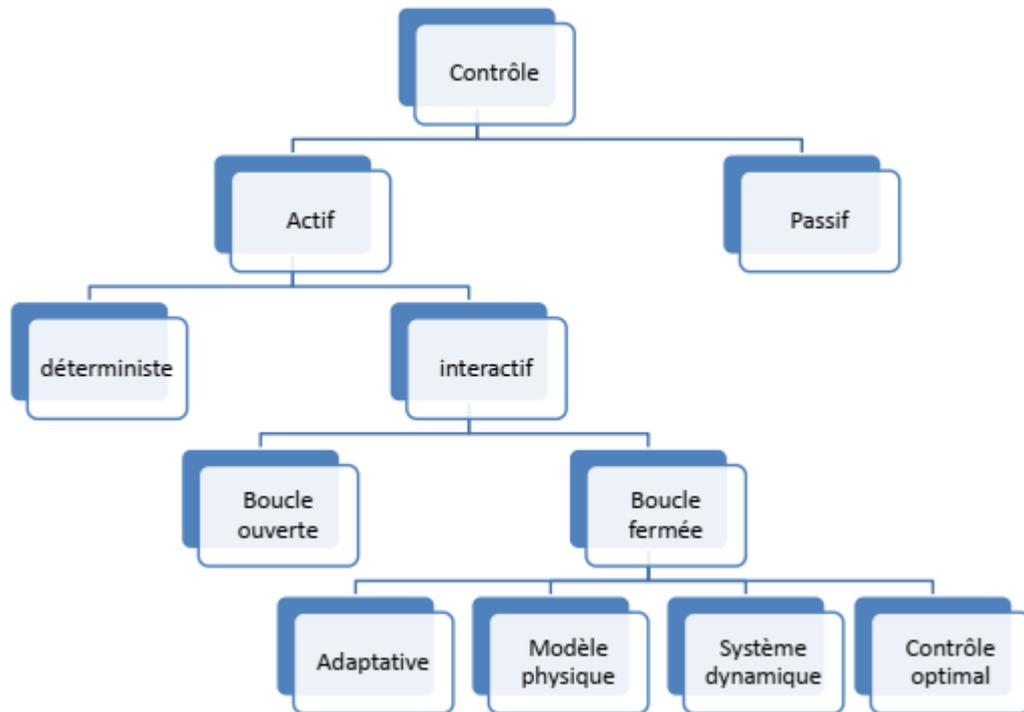
Plusieurs sont les objectifs de contrôle de flux qui peuvent être atteints en manipulant la couche limite développée sur la surface externe de tout objet se déplaçant dans un écoulement de fluide. Tâches telles que transition ou retard de séparation [23, 24, 25], rehaussement de la portance [32, 26], réduction de la friction et de la friction [23, 29], augmentation de la turbulence [28], transfert de chaleur [33, 30] ou suppression de bruit [31, 27] peut être obtenue. Cependant, toutes les tâches de contrôle de flux sont intrinsèquement interdépendantes et chaque fois qu'un objectif est atteint, d'autres effets secondaires sont créés. Dans la figure 1.5, une représentation schématique des interrelations entre les objectifs de contrôle de flux est donnée [22]. Par exemple, dans le cas d'un écoulement sur un profil aérodynamique, une couche limite turbulente deviendrait plus résistante à la séparation, de sorte que l'angle d'attaque peut être augmenté afin de générer plus de portance. Cependant, le frottement de la peau d'un écoulement turbulent est supérieur d'un ordre de grandeur à celui d'un écoulement laminaire. D'un autre côté, si l'écoulement turbulent est retardé, d'autres interactions sont induites. Si la transition est retardée, la friction et le bruit de la peau sont réduits, mais une couche limite laminaire est plus sensible à la séparation [22]. Ces exemples sont donnés afin de souligner que le contrôle du flux n'est jamais trivial, c'est un compromis entre les effets potentiels conflictuels. "Une méthode de contrôle idéale qui est simple, peu coûteuse à construire et à utiliser, et qui n'a aucun compromis n'existe pas" [22].



**Figure 1.8** : corrélations entre les objectifs de contrôle d'écoulement [22]

### 1.3.2 Classifications des techniques de contrôle d'écoulement

Les techniques de contrôle d'écoulement peuvent être classées en différentes catégories selon des caractéristiques particulières du système de contrôle lui-même. La distinction la plus courante est basée sur la dépense d'énergie et la boucle de contrôle impliquée. Par conséquent, les techniques de contrôle de flux peuvent être classées en deux groupes : passif et actif. Les techniques passives sont celles qui ne nécessitent pas de puissance auxiliaire pour fonctionner, pratiquement elles sont toujours allumées. Au contraire, les techniques actives sont celles qui nécessitent une dépense d'énergie et ne sont pas toujours allumées, mais doivent être activées lorsque cela est requis par un utilisateur / boucle de contrôle. Les techniques actives sont en outre divisées en "prédéterminé" ou "interactif". Une représentation schématique est donnée par Gad-elHak [22] à la figure 1.9



**Figure 1.9** : Schéma de classification des techniques de contrôle d'écoulement [22]

### **1.3.3 méthodes de contrôle actif d'écoulement**

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

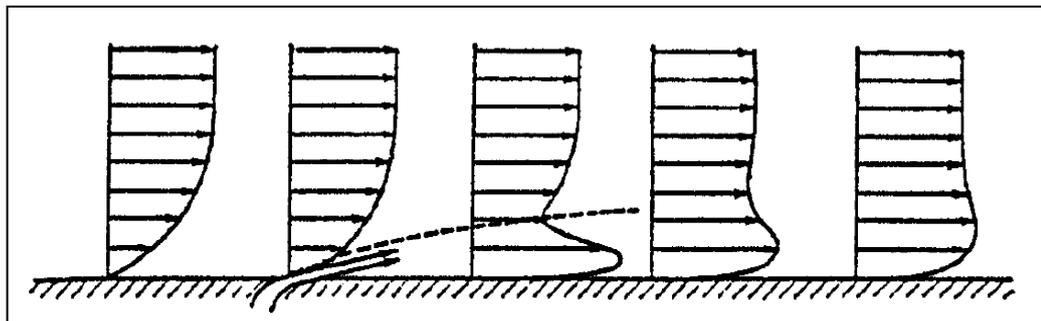
La technique du contrôle consiste à modifier le profil de vitesse au sein de la couche limite pour provoquer la transition de l'état laminaire à l'état turbulent. Gad-el-Ak, 2000 [22] propose une synthèse de l'état de l'art dans tous les domaines de la mécanique des fluides : transition, retardement du décollement, réduction de traînée, augmentation de la portance, contrôle de la turbulence et du bruit, ou encore l'augmentation des transferts de chaleur.

Dans ce type de contrôle, le dispositif de contrôle nécessite un apport extérieur d'énergie qui doit être la plus faible possible pour optimiser le rapport énergie fournie/gain énergétique. L'apport extérieur d'énergie peut s'agir d'une énergie :

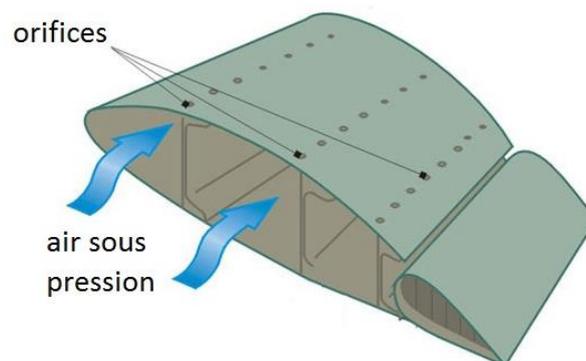
- Pneumatique : soufflage, aspiration, jets pulsés, jets synthétiques ;
- Mécanique : parois mobiles, volets, becs ;
- Electrique : plasma froid (effet couronne).

### Le soufflage

Le soufflage consiste à injecter de la quantité de mouvement de manière normal ou tangentielle à la paroi à l'aide d'un jet d'air. Le soufflage tangentiel (Figure 1.10) 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. Mais l'apport énergétique nécessaire est très important puisqu'il faut que la vitesse du fluide soufflé soit supérieure à la vitesse locale.



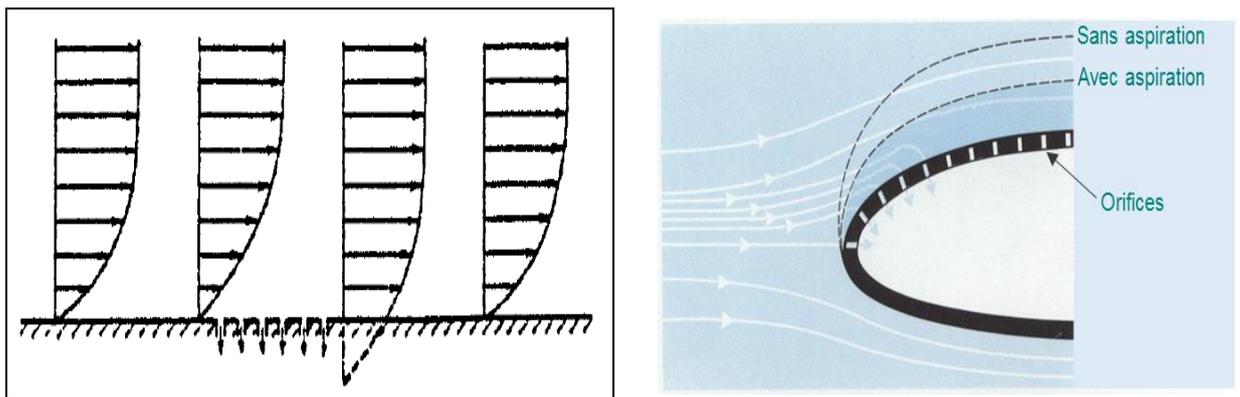
**Figure 1.10** : principe de soufflage tangentiel de la couche limite (Comolet,1994).



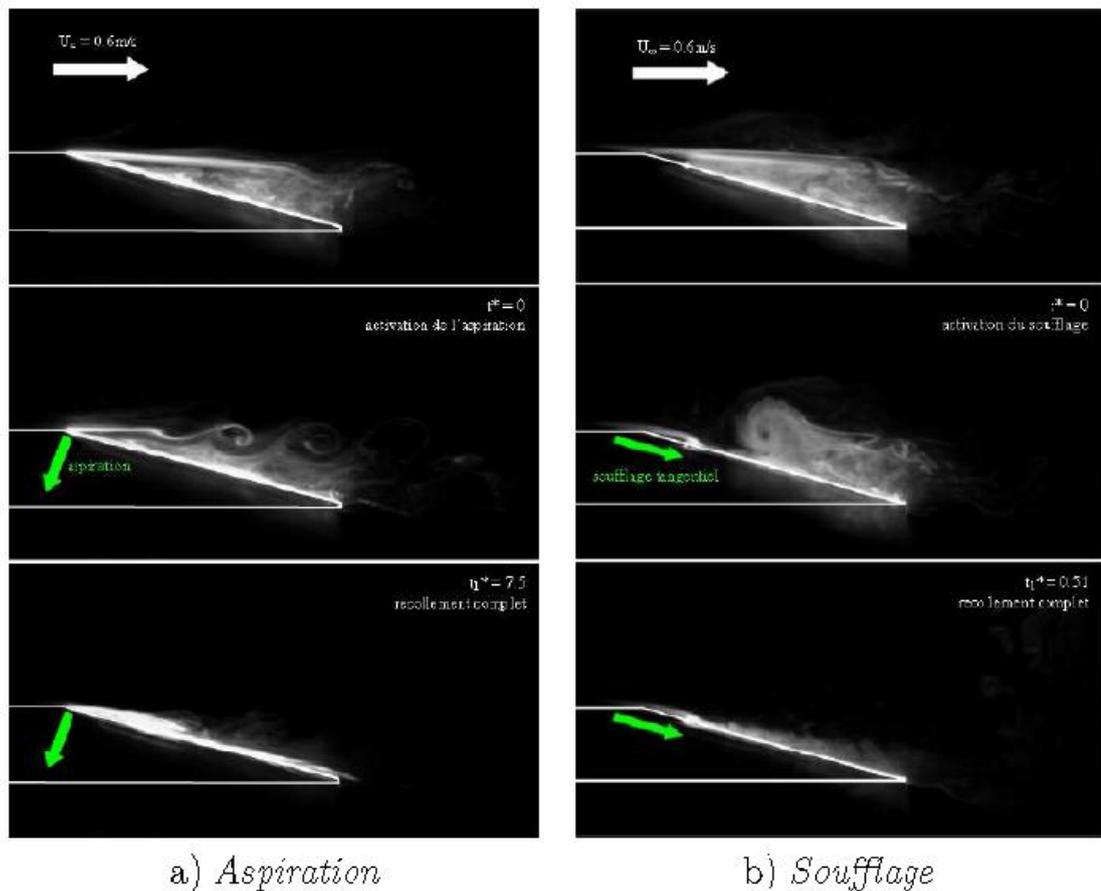
**Figure 1.11** : Technique de soufflage de la couche limite sur une aile d'avion [9]

## L'aspiration

La méthode envisagée a été introduite par Prandtl en 1904 et consiste en l'aspiration de la couche limite qui a pour conséquence de réduire l'accroissement de son épaisseur. La figure 1.12 montre l'influence de cette méthode sur la couche limite. Les travaux ultérieurs ont démontré un impact très important sur la traînée cependant la technique reste très coûteuse énergétiquement et les problèmes d'obturation des trous sont difficilement solubles.



**Figure 1.12** : Principe de l'aspiration de couche limite [19].



**Figure 1.13** : contrôle de décollement inertiel provoquée par une singularité géométrique par les deux techniques aspiration et soufflage [20].

#### **1.4. Contrôle d'écoulement par plasma**

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

##### **1.4.1. Contrôle par décharge couronne**

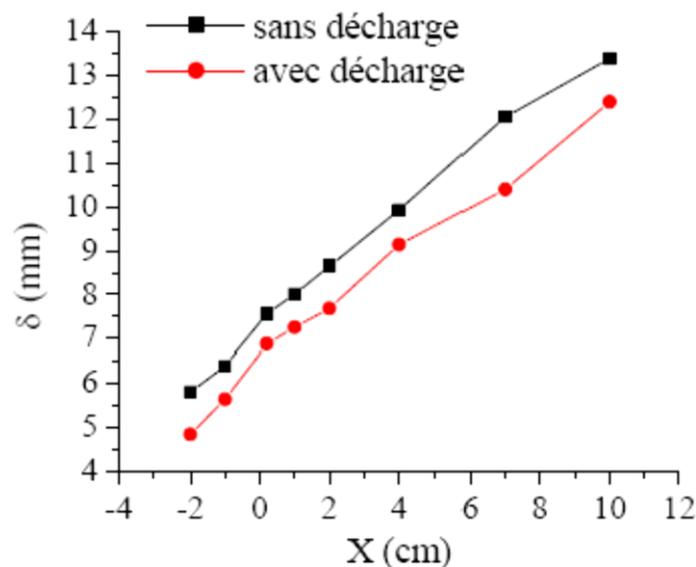
Dans le milieu des années 60, l'idée de contrôler un écoulement en utilisant l'effet *corona* s'est imposé pour un certain nombre de chercheurs. Velkoff et

Ketchman [11] publie un article concernant le contrôle d'un écoulement au-dessus d'une plaque plane par effet *corona*, réussissant ainsi à mettre en évidence le déplacement en aval de la zone de transition de la couche limite.

Soetomo [10] a observé l'influence d'une décharge couronne continue et alternative (60 Hz) sur la traînée d'une plaque de verre pour des Reynolds de l'ordre de  $10^3$ . Il observe une réduction de traînée spectaculaire mais les vitesses étudiées sont relativement faibles ( $< 2$  m/s).

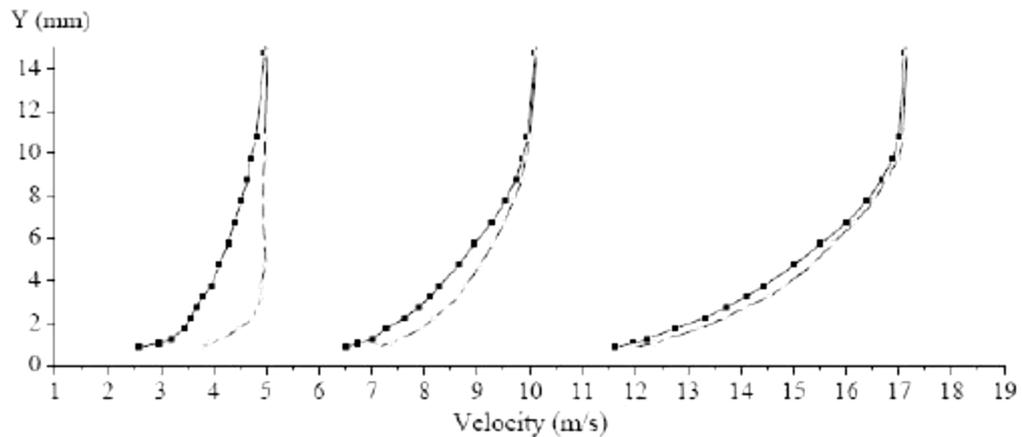
Depuis la fin des années 90, le domaine du contrôle d'écoulement par plasma a connu un essor très important. Le Laboratoire d'Études Aérodynamiques de l'Université de Poitiers s'est positionné comme un acteur majeur de la recherche dans ce domaine.

Léger et al. [12] ainsi que Moreau et al. [13] ont étudié l'effet d'un actionneur de type décharge couronne (DC) sur une couche limite de plaque plane à des vitesses allant jusqu'à 25 m/s ( $Re = 0.375 \times 10^6$ ). Après avoir sondé la couche limite avec une sonde de pression en verre, ils montrent que l'actionneur modifie clairement les profils de vitesse ainsi que plusieurs paramètres de couche limite, par exemple son épaisseur (Figure 1.14).

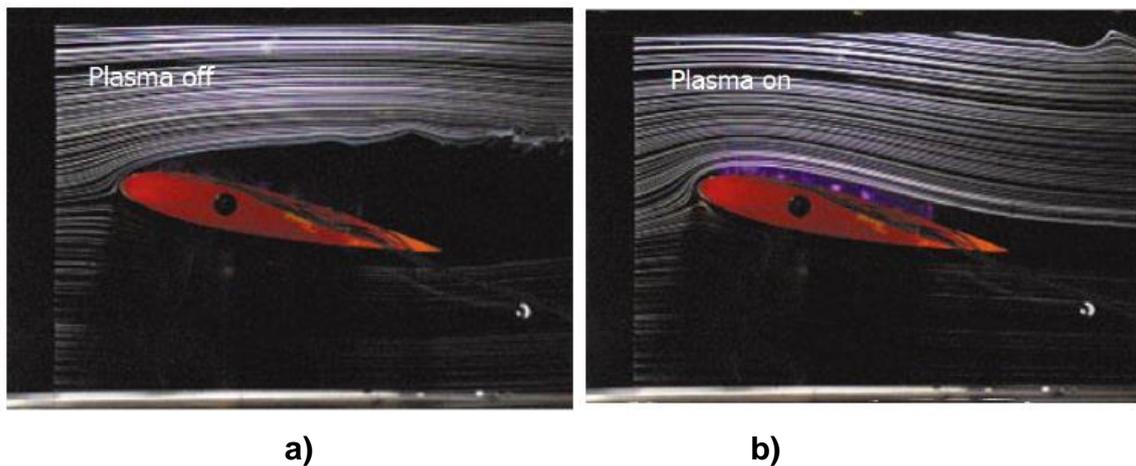


**Figure 1.14** : Évolution de l'épaisseur de couche limite le long d'une plaque plane à 20 m/s avec et sans décharge [12].

La Figure 1.15 montre plusieurs profils de vitesse à 1 cm en aval de l'actionneur lorsque l'actionneur est éteint puis lorsqu'il est allumé, et ce, pour différentes vitesses extérieures. Les auteurs remarquent que l'effet de l'actionneur diminue lorsque la vitesse extérieure augmente, ce qu'ils expliquent par le fait que la puissance mécanique ajoutée par l'actionneur reste constante là où celle de l'écoulement augmente avec la vitesse.



**Figure 1.15** Profils de vitesses avec et sans décharge dans la couche limite d'une plaque plane pour trois vitesses extérieures différentes.

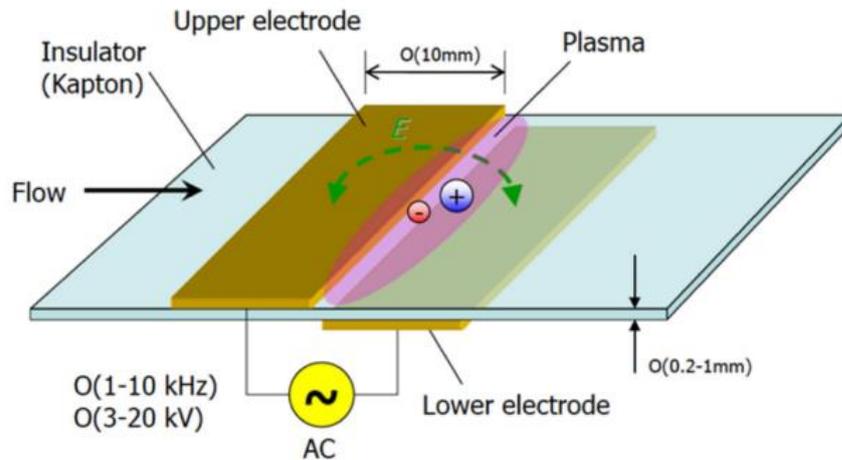


**Figure 1.16** : Recollement de l'écoulement séparée autour du profile NACA a  $\alpha=12^\circ$  [21]

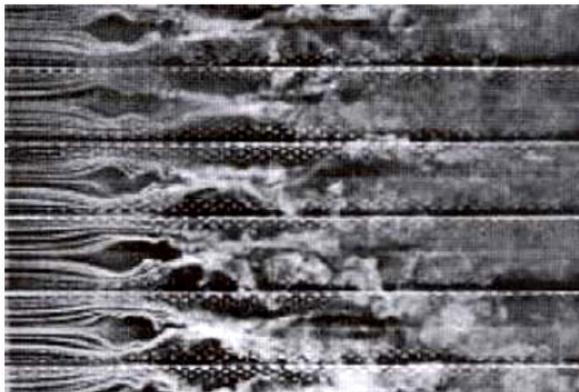
#### **1.4.2 Contrôle par décharge a barrière diélectrique**

En parallèle des études réalisées avec un actionneur plasma de type DC surfacique, des chercheurs ont mené des travaux sur la plaque plane en utilisant l'actionneur

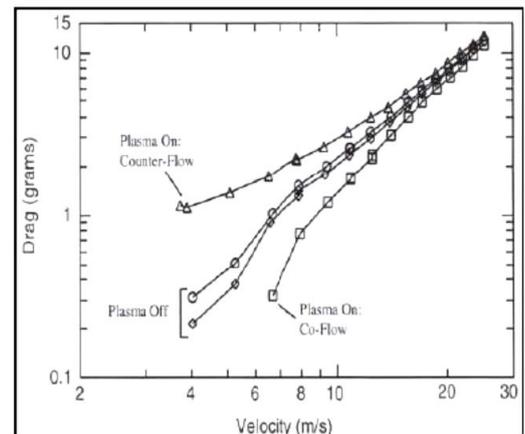
plasma de type DBD. Roth et al. [14] ont publié un article complet sur l'effet d'un tel actionneur sur une couche limite. Le but de leur étude était de montrer que la force EHD induite par l'actionneur DBD est suffisante pour modifier la turbulence de paroi et la traînée de frottement. Pour cela, les auteurs ont réalisés plusieurs visualisations d'écoulements ainsi que des mesures de vitesse et de traînée. Ils ont également étudié l'effet de l'orientation du vent électrique induit (contre-sens, même sens et perpendiculaire) à la direction de l'écoulement principal (Figure 1.18).



**Figure 1.17** : illustration de la disposition, la géométrie et les effets de l'actionneur plasma AC-DBD induits par la décharge électrique.[34]



(a)

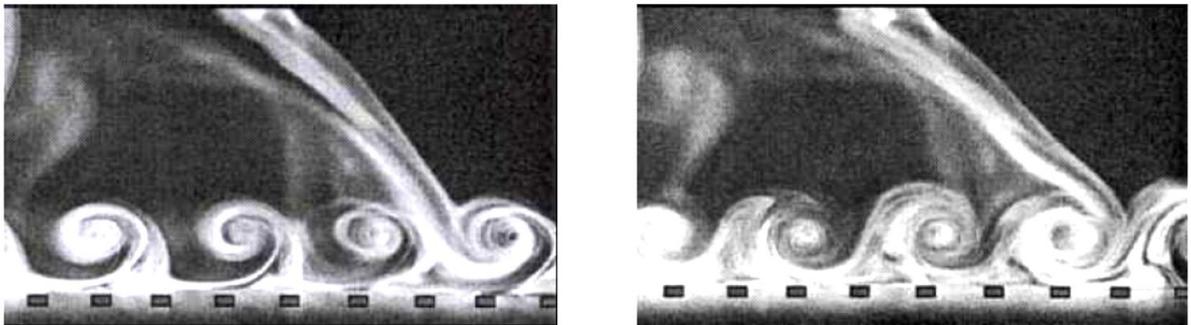


(b)

**Figure 1.18** : Visualisation d'une couche limite manipulée par des actionneurs DBD placé dans le sens de l'écoulement (a) et (b) Traînée d'une plaque plane équipée d'un réseau d'actionneurs générant des vents en contre-sens ou dans le même sens que l'écoulement principal [14].

En suivant la même idée, Jukes et al. ([15]-[16]) ont également essayé de réduire la traînée de frottement en appliquant des oscillations de vent électrique dans la direction de l'envergure. Les auteurs utilisent pour cela une configuration d'actionneurs DBD ressemblant à celle utilisée par Roth à la différence que leur montage permet d'orienter le vent électrique vers la gauche ou la droite. La Figure 1.21 montre des visualisations par tomographie de l'écoulement induit dans l'air ambiant (sans écoulement principal) par le réseau d'électrodes. On observe clairement une série de tourbillons corotatifs dont le sens de rotation dépend du sens du vent électrique induit.

En présence d'un écoulement extérieur, les auteurs mesurent une réduction de traînée consécutive de l'ordre de 40 %. Toutefois, l'expérience a été menée à très basse vitesse (2 m/s).



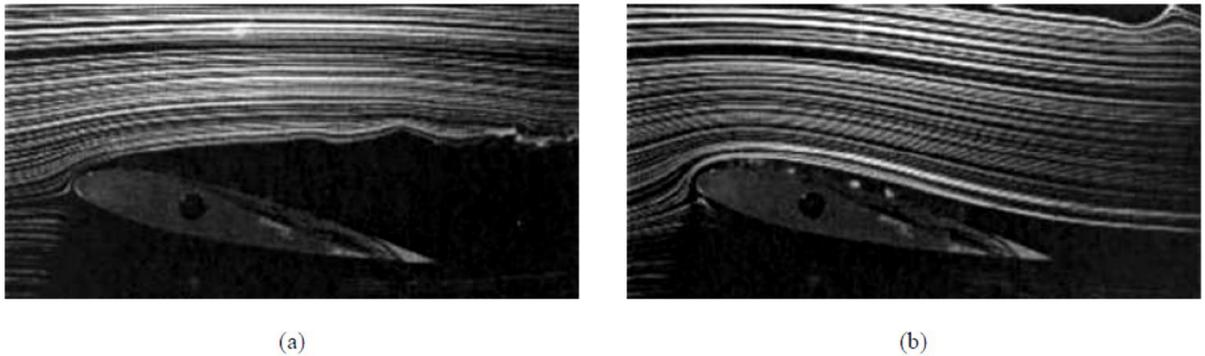
**Figure 1.19** : Visualisation des tourbillons générés par le réseau d'électrodes utilisé par Jukes et al. A deux instants différents.

La configuration type *aile* est probablement la plus étudiée par la communauté scientifique. Deux aspects sont particulièrement examinés : le premier est la réduction de la traînée de frottement dans le but de réduire la consommation de kérosène et/ou accroître le rayon d'action des avions. Le second est le contrôle du décollement qui se produit sur l'extrados des profils mis en incidence.

La première étude concernant le contrôle d'écoulement par plasma sur un profil assimilé à une aile a été publiée en 2000 par Shcherbakov [17]. Les auteurs ont disposé de part et d'autre d'un profil d'aile, deux réseaux d'électrodes du même type que ceux utilisés par Roth et al. [14]. Placé dans une soufflerie à veine ouverte à

incidence nulle, les couches limites se développant ainsi sur la paroi du profil peuvent être soit naturellement laminaires sur une grande partie de la corde, soit turbulentes en disposant une rugosité au bord d'attaque.

A 35 m/s, une réduction de traînée de 5,3% est obtenue lorsque l'actionneur plasma est enclenché dans le cas où la couche limite est turbulente tandis que celle-ci n'excède pas 0.8% dans le cas laminaire. Cette étude est l'une des rares où la traînée de frottement est étudiée car la majorité des travaux concerne plutôt le contrôle du décollement.



**Figure 1.20** : Visualisation de l'écoulement autour d'un profil d'aile NACA 0015 mis à 12° d'incidence sans action (a) et (b) avec action d'un réseau de 8 actionneurs DBD déphasés placés sur l'extrados d'après Roth [18].

Pour le contrôle du décollement, on peut citer Roth [18] qui a examiné l'effet d'un actionneur DBD seul mais également l'influence d'un réseau de huit actionneurs déphasés, placés sur l'extrados d'un profil NACA 0015 en incidence. L'auteur réalise des visualisations de l'écoulement pour plusieurs incidences à une vitesse assez faible. La Figure 1.20 présente une de ces visualisations lorsque le profil est positionné à 12° d'incidence. En l'absence d'action, on voit que l'écoulement naturel décolle largement à partir du bord d'attaque, puis en enclenchant les actionneurs l'écoulement se rattache sur l'extrados. Avec des angles d'attaque plus grands ( $\alpha > 12^\circ$ ), les actionneurs parviennent à retarder le décollement à défaut de l'annuler complètement.

### 1.4.3 résumés de quelques travaux liés à la modification des écoulements par des décharges couronne

Auteurs.	Thème de l'étude.	Brève description du travail.	Conclusions.
<p><b>G. Artana &amp; al 2000[12]</b></p>	<p>Air flow control with electrohydrodynamic actuators.</p>	<p>Analyse des caractéristiques des décharges couronnes (fil / plaque) et de la modification des écoulements sur une plaque plane.</p>	<p>L'effet des décharges couronne est due à leurs intensités et a leurs homogénéités, Une réduction de la trainée de la plaque est constatée.</p>
<p><b>G. Artana &amp; al 2001[28]</b></p>	<p>Flow control with electrohydrodynamic actuators</p>	<p>Analyse des caractéristiques des décharges couronne (fil / plaque) et de la modification des écoulements sur une plaque plane.</p>	<p>L'effet des décharges ne se limitent pas au petits Re, une contrainte tangentielle de plusieurs <b>mPa</b> est enregistrée.</p>
<p><b>L. Léger &amp; al 2001[13]</b></p>	<p>Influence of a dc corona discharge on the airflow Along an inclined at plate.</p>	<p>Détermination des effets des décharges couronne (fil / plaque) sur une plaque plane inclinée à des Re : <math>3750 &lt; Re &lt; 68600</math>.</p>	<p>Grande réduction du sillage et de la trainée de la plaque. Baisse de l'effet de la décharge avec l'augmentation du Re.</p>
<p><b>J. D'adamo &amp; al 2002[29]</b></p>	<p>Control of the airflow close to a flat plate with electrohydrodynamic Actuators.</p>	<p>Analyse de l'efficacité d'un système Ehd à décharge couronne (fil / plaque).</p>	<p>L'effet de la décharge est plus important près de la paroi solide, la force volumique dépend de la vitesse de l'écoulement.</p>

<p><b>E. Moreau &amp; al 2005[16]</b></p>	<p>Effect of a dc surface-corona discharge on a flat plate boundary</p> <p>Layer for air flow velocity up to 25 m/s.</p>	<p>Détermination des effets des décharges couronne sur la couche limite formée sur une plaque plane à des vitesses <math>U_0 &gt; 25</math> m/s.</p>	<p>La vitesse du vent ionique augmente proportionnellement avec le courant de la décharge, Baisse importante de la traînée pour des <math>U_0 &gt; 25</math> m/s.</p>
<p><b>V.O. De Haana 2005[14]</b></p>	<p>Electrostatic force measurements in positive unipolar Wire-to-plane corona discharges in air.</p>	<p>Mesure et simulation de la force créée par des décharges couronne (fil/plaque) dans l'air.</p>	<p>Détermination de l'instant du claquage sachant les conditions de décharge.</p>
<p><b>H. Kawamoto &amp; al 2005[10]</b></p>	<p>Flow distribution and pressure of air due to ionic wind in Pin-to-plate corona discharge system.</p>	<p>Détermination expérimentale et numérique des caractéristiques du vent ionique dans les décharges couronne (pointe/plan).</p>	<p>Le vent ionique est bien produit par la migration des ions entre les électrodes.</p>
<p><b>J.-C. Matéo-Vélez &amp; al 2005[30]</b></p>	<p>Numerical modelling of corona discharges And their interaction with aerodynamics</p>	<p>Représentation numérique de la création du vent ionique et de l'interaction avec les écoulements d'air.</p>	<p>La simulation du plasma concorde avec les résultats des travaux précédents, la force exercée par celui-ci suffit à décrire le vent ionique.</p>
<p><b>J.-C. Matéo-Vélez &amp; al 2006[31]</b></p>	<p>Numerical modeling of plasma - flow interaction</p>	<p>Représentation numérique de la création du vent ionique et de l'interaction avec les écoulements d'air.</p>	<p>La simulation du plasma avec un nouveau modèle concorde avec les travaux de <b>Trichel</b>, la force exercée par</p>

			celui-ci ne suffit pas à décrire le vent ionique.
<b>Labergue &amp; al 2007[17]</b>	Separation control using plasma Actuators: application to a free turbulent Jet	Induire la séparation d'un écoulement attaché par des décharges couronne (fil/fil).	L'écoulement peut être séparé pour des vitesses $U_0 = 10$ m/s.
<b>Semmar Djaffar 2008[110]</b>	Contribution à l'étude de modification des écoulements à l'aide d'une décharge éclectique	Etude expérimentale du vent ionique créé par des décharges à barrières diélectriques	Vent ionique généré par un DBD de 1.9 m/s. Stabilité éclectique dans le temps.
<b>M. Rafika &amp; al 2009[15]</b>	A study of dc surface plasma discharge in absence of free Airflow: ionic wind velocity profile.	Etude expérimentale du vent ionique créé par des décharges couronne (bande/bande) en l'absence d'écoulement d'air.	Les électrodes imprimées donnent les meilleurs résultats sur les profils d'ailes. La géométrie du substrat semble constituer une barrière au vent ionique, le profil NACA 0015 donne les meilleurs résultats.

<p><b>Nicolas Bénard &amp; Eric Moreau</b> 2012</p>	<p>Electrical and mechanical characteristics of surface AC dielectric barrier discharge plasma actuators applied to airflow control</p>	<p>conceptions d'une multi-DBD</p>	<p>Augmentation de la Vitesse de vent ionique jusqu'à 11 m/s</p>
<p><b>Clément Gouriou</b> 2017</p>	<p>Contrôle d'écoulement interne au moyen d'actionneur ElectroHydroDynamique</p>	<p>Contrôle d'écoulement dans les liquides diélectriques. utilisons un actionneur EHD à barrière diélectrique de type IBD ou « Injection à Barrière Diélectrique</p>	<p>Les structures tourbillonnaires sont plus lisses</p>
<p><b>Étienne Defoort</b> 2020</p>	<p>Écoulement électro-aérodynamique d'un aérosol de gouttelettes d'eau dans un réacteur de type pointe-plaque en vue de la récupération de composés chimiques</p>	<p>Construire un modèle numérique de zone cathodique dans le contexte particulier de la propagation du flash-over dans l'environnement spatial</p>	<p>Le jet entraîne les particules d'eau dans son sillage, et la force que celui-ci exerce en son centre prédomine devant la force électrostatique, alors que ces deux forces sont de même ordre de grandeur en périphérie du jet</p>
<p><b>Loanne Monnin</b> 2022</p>	<p>Étude de l'expansion d'un plasma de décharge à la surface des panneaux solaires de satellites</p>	<p>Étudier la mise en mouvement de l'aérosol par la décharge et sa précipitation sur la paroi d'un réacteur de type pointe-plan</p>	<p>Caractériser le phénomène physique de flash-over et sa propagation à la surface du panneau solaire.</p>

## **1.5. CONCLUSION**

Dans ce chapitre nous avons présenté quelques notions sur la couche limite, nous avons aussi, décrit les phénomènes et structures propres à cette région très importante des écoulements des fluides, comme les structures cohérentes de la turbulence ou le phénomène de séparation de la couche limite.

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

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

## CHAPITRE 2

### LES DECHARGES ELECTRIQUES ET DIFFERENTES TYPE D'ACTIONNEURS ELECTROHYDRODYNAQUE

#### 2.1 Introduction

Ces dernières années, beaucoup d'efforts ont portés sur le développement de nouvelles technologies de traitement de l'air contenant de faibles concentrations en polluants [45] tels que les procédés basés sur les plasmas non-thermiques ou plasmas froids. Les décharges électriques sont une des principales technologies pour générer de tels plasmas à pression atmosphérique. Thermodynamiquement, un plasma froid est un processus hors-équilibre, c'est-à-dire que l'énergie est prioritairement transférée aux électrons, alors que la température des espèces lourdes (ions, molécules neutres, etc.) et donc du gaz ambiant reste relativement faible. Ces plasmas permettent de produire des espèces hautement réactives à faible coût énergétique. En ce qui concerne le traitement de l'air intérieur, la décharge couronne (DC) et la décharge à barrière diélectrique (DBD) sont les deux décharges électriques les plus souvent rencontrées du fait de leur simplicité de mise en œuvre.

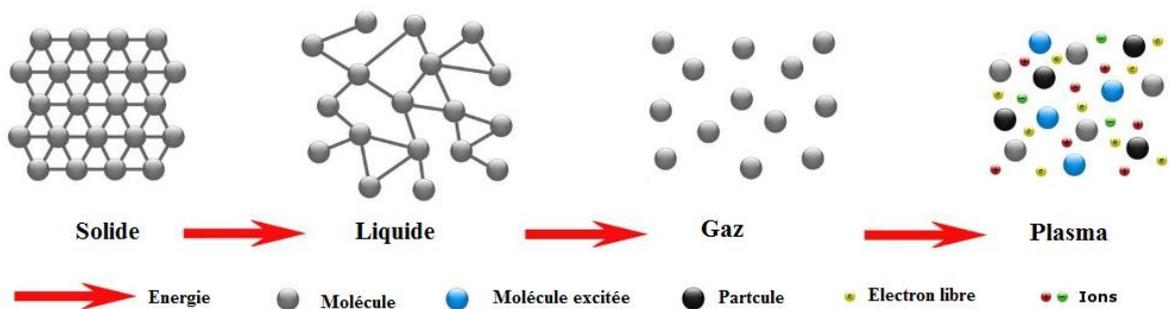
L'objet de ce chapitre est d'effectuer une synthèse bibliographique succincte sur les décharges électriques surfaciques à pression atmosphérique. Celui-ci est composé de quatre parties. Puisque les décharges électriques sont un type de plasmas, nous allons dans un premier temps présenter quelques généralités sur ceux-ci. Puis, nous évoquerons les différents paramètres et processus physiques qui interviennent au sein des plasmas, permettant ainsi leur classification. Nous détaillerons plus amplement les décharges électriques dans les gaz à pression atmosphérique. Nous aborderons, dans un paragraphe spécifique, une propriété induite par ces décharges : *le vent électrique*, qui représente le phénomène de base

de l'actionneur plasma. Enfin, nous terminerons par une revue des différents actionneurs plasmas surfaciques employés pour le contrôle d'écoulement.

## 2.2 Plasma : généralités

### 2.2.1 Définition de plasma

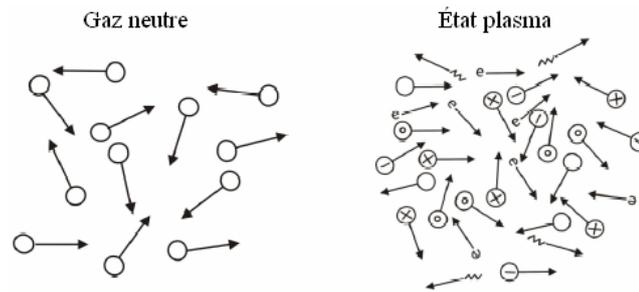
Le terme plasma a été introduit en 1928 par les physiciens américains I. Langmuir et L. Tonks pour désigner, dans les tubes à décharges, certaines régions équipotentielles contenant un gaz ionisé électriquement neutre [35],[43]. Par la suite, les propriétés uniques des plasmas ont amené les scientifiques à nommer le plasma le quatrième état de la matière, faisant suite, dans l'échelle des températures, aux trois états classiques : solide, liquide et gaz.



**Figure 2.1** Les différents états et principaux changements d'état de la matière.

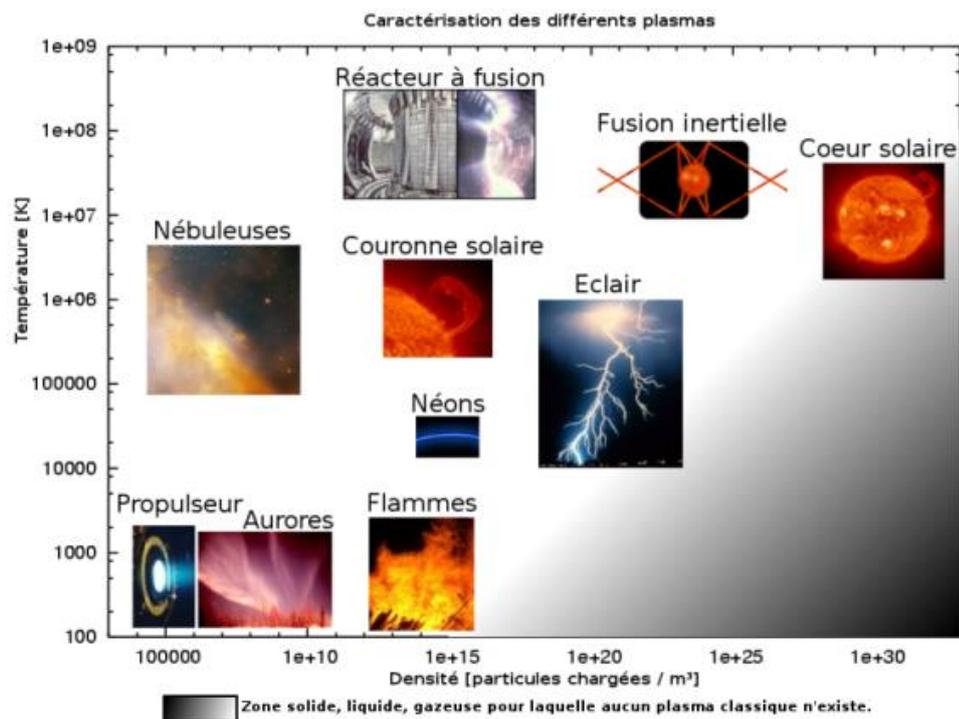
Un plasma est une collection d'électrons, de radicaux libres, d'ions des deux charges, de photons de diverses énergies allant de l'UV à l'infrarouge lointain, d'atomes libres et de molécules dans des états neutres et excités (Figure 2.2). Chaque particule chargée dans un plasma interagit simultanément avec les autres grâce au long rayon d'action de la force électrique entre particules chargées (force coulombienne). Ces interactions créent un comportement collectif qui n'existe pas dans les gaz neutres et procurent au plasma des propriétés uniques. Les plasmas artificiels créés en laboratoire sont généralement faiblement ionisés. Étant donné leur faible densité, leurs propriétés physiques (grande compressibilité, énergie interne et pression proportionnelle à la température absolue, écoulements, ondes acoustiques, etc.) sont analogues à celles des gaz neutres, tandis que leurs

propriétés électromagnétiques (conductivité électrique, indice de réfraction, etc.) sont différentes dues à la présence d'électrons libres.



**Figure 2.2** : Schéma de la différence entre gaz neutre et plasma [36].

Le plasma peut donc exister dans tous les environnements où l'énergie est suffisante pour maintenir l'existence des particules ionisées. De fait, il est usuel de considérer qu'il représente plus de 99 % de la matière de l'Univers. Le plasma fait partie de la vie de tous les jours, du Soleil qui produit la lumière jusqu'aux milliers de pixels des écrans de télévision récents, en passant par le tube fluorescent qui éclaire peut-être le lecteur de cette étude. La figure 2.3 regroupe les principales formes de plasma que l'on peut trouver [38].



**Figure 2.3** : Types de plasma en fonction de leur température par rapport à leur densité. [37]

Néanmoins, cette discipline se heurte à une étude théorique assez complexe. C'est pourquoi, nous nous limiterons par la suite à donner et décrire quelques éléments fondamentaux qui nous permettront de bien situer le cadre général des décharges électriques utilisées dans cette thèse.

### **2.2.2 Les chocs élastiques et inélastiques**

Un plasma est le siège de processus réactifs entre particules qui le composent. Soumis à un champ électrique, par conséquent à la force de Coulomb, les particules chargées vont entrer en collision avec les molécules environnantes. On distingue alors les collisions élastiques des collisions inélastiques.

Dans les chocs élastiques, les atomes conservent la même structure interne. Ceux-ci n'échangent pas d'énergie entre eux ni même avec le milieu extérieur, seuls leurs vecteurs vitesses respectives changent en direction et en norme. Globalement, l'énergie cinétique du système reste inchangée.

A contrario, dans les chocs inélastiques, l'énergie interne des particules change. L'énergie de la particule incidente, dans ce cas, est suffisante pour que la particule heurtée passe à un niveau excité ou soit ionisée. Les chocs inélastiques sont donc la source d'un nombre de réactions physicochimiques qui vont modifier les propriétés macroscopiques du gaz.

#### **2.2.2.1 Les phénomènes ionisants et déionisants**

Les phénomènes élémentaires principaux sont l'*excitation*, l'*ionisation*, l'*attachement* pour les phénomènes dit ionisants ; la *recombinaison* et le *détachement* pour les phénomènes déionisants.

##### ➤ Phénomènes ionisants

- L'*excitation* : ce phénomène se produit lorsqu'un atome a acquis suffisamment d'énergie pour qu'un des électrons passe à un orbital supérieur. L'atome passe alors de son état fondamental à un état excité.
- L'*ionisation* : elle advient quand l'énergie absorbée par un atome lors du choc inélastique est suffisante pour qu'un de ses électrons soit soustrait à

l'attraction du noyau formant ainsi un ion positif. L'électron ainsi libéré peut alors s'apparier à un autre atome pour former un ion négatif (attachement) ou s'éloigner à l'infini.

- L'*absorption* : ce processus se produit au moment où un atome absorbe un photon et se retrouve dans un état excité ou ionisé.

➤ Phénomènes désionisants

- La *recombinaison* est le phénomène inverse de l'ionisation et se produit quand un ion positif rencontre un électron ou lorsque deux ions de signes contraires se rencontrent. Ceci aboutit à la formation d'atomes neutres stables.
- Le *détachement* : il se produit lorsqu'un ion négatif perd un électron supplémentaire suite à un choc.
- L'*émission* est le phénomène qui survient quand un atome se désexcite en émettant un photon.

### 2.2.3. Paramètres caractéristiques d'un plasma

Bien que l'étude des plasmas se heurte à des théories plutôt complexes, il est tout de même possible d'introduire un certain nombre de paramètres permettant leur classification. Ces paramètres sont les suivants :

La *densité électronique*  $n_e$  : la densité électronique est le nombre d'électrons libres par unité de volume ( $\text{cm}^{-3}$ ).

Le *degré d'ionisation*  $\alpha$  : le degré d'ionisation représente le rapport du nombre d'électrons libres  $n_e$  sur le nombre de particules totales  $n_e + N$  ( $N$  étant le nombre de particules neutres par unité de volume). Le degré d'ionisation est alors donné par :

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

Un degré d'ionisation nul, signifie qu'on a affaire à un gaz neutre ; si  $\alpha \ll 1$  le plasma est dit faiblement ionisé alors que si  $\alpha \approx 1$  on dit que le plasma est fortement ionisé.

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

La *fréquence de Langmuir* : ou **fréquence plasma** cette fréquence est caractéristique des oscillations des charges électriques présentes dans les milieux conducteurs et ces oscillations se produisent, à faible température électronique, à la pulsation suivante

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m \varepsilon_0}} \quad (2.2)$$

Où  $n_e$  est la densité des électrons,  $e$  est la charge élémentaire,  $m$  est la masse d'un électron, et  $\varepsilon_0$  est la constante diélectrique.

La *longueur de Debye  $\lambda_d$*  : la longueur de Debye 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 opposé dans le volume environnant. Elle est donnée par la relation suivante :

$$\lambda_d = \sqrt{\frac{kT_e \varepsilon_0}{n_e e^2}} \quad (2.3)$$

Le *libre parcours moyen* : le libre parcours moyen  $\ell$  correspond à la distance moyenne parcourue par une particule chargée entre deux collisions.

$$\ell = \frac{1}{\sqrt{2} n \sigma} \quad (2.4)$$

Où  $\ell$  est le libre parcours moyen,  $n$  la quantité de particules-cible par unité de volume, et  $\sigma$  la section efficace de collision.

## **2.3. Les décharges électriques**

### **2.3.1. Définition**

A l'origine, le terme de « décharge dans un gaz » ou simplement « décharge » fait référence au phénomène physique se manifestant entre les deux électrodes d'un condensateur dans un circuit fermé. En effet, si la tension est suffisamment élevée, un courant traverse le gaz entre les deux électrodes, celui-ci se retrouvant ainsi ionisé. Par la suite, le terme de décharge a été étendu à tous les processus d'ionisation d'un gaz sous la contrainte d'un champ électrique ou électromagnétique. Les phénomènes et les caractéristiques des décharges dépendent de nombreux paramètres comme la nature du champ électrique (continu ou alternatif), la nature et la pression du gaz (Paschen [39]) ou encore des distances caractéristiques (distance inter-électrodes par exemple).

### **2.3.2. Mécanismes de formation des décharges électriques**

Nous allons présenter ici les différents régimes de formation et d'entretien d'une décharge électrique entre deux électrodes obtenues dans un tube à la pression de 1 Torr (1 Torr =  $1,32 \cdot 10^{-3}$  atm.) contenant un gaz noble : le *néon* (d'après Delcroix et Bers [35]). On applique alors une différence de potentiel  $V$  entre les électrodes, et on mesure le courant qui passe dans le circuit électrique.

La Figure 2.4 présente la caractéristique tension-courant de cette décharge électrique. Nous pouvons y voir plusieurs régimes de décharge.

#### ➤ *Le régime non-autonome*

Pour les faibles valeurs de courant, la décharge ne se produit que s'il existe une source extérieure émettant des charges. A ce stade, la présence d'ions s'explique essentiellement par la radioactivité naturelle ou le rayonnement cosmique. Si la

cathode est isolée de tout rayonnement électromagnétique alors la décharge est interrompue, celle-ci ne s’entretient pas d’elle-même, elle est dite *non-autonome*.

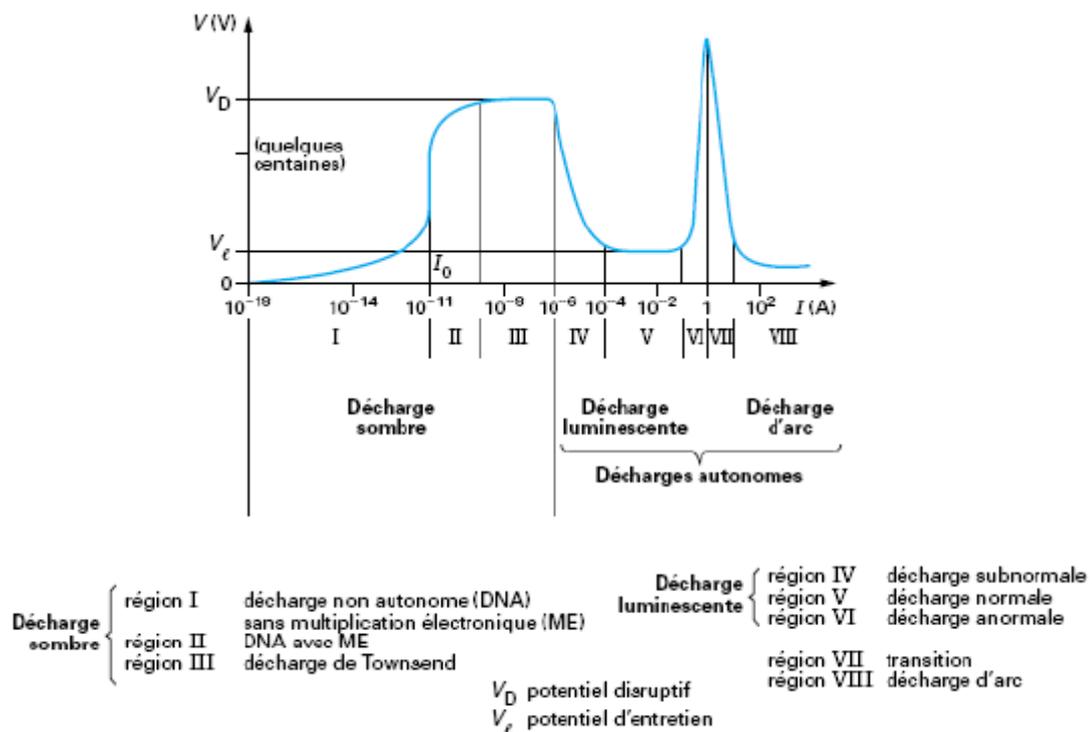
➤ *Entretien de la décharge et avalanche électronique*

Lorsque la tension atteint une valeur seuil  $V_d$ , le champ est assez intense pour qu’un électron acquiert suffisamment d’énergie cinétique et ionise une particule environnante selon la formule suivante :



Les deux électrons ainsi libérés peuvent à leur tour ioniser des molécules environnantes en initiant une réaction d’ionisation en chaîne que l’on nomme avalanche électronique. Il en résulte une multiplication du nombre d’électrons mais celle-ci n’est pas suffisante pour que la décharge soit autoentretenu.

A ce stade, une source d’ionisation secondaire est nécessaire, on parle de régime de Townsend non entretenu.



**Figure 2.4 :** Régimes observés à partir de la caractéristique courant–tension d’une décharge électrique à courant continu [40,41]

➤ *Régime auto-entretenu :*

Pour que la décharge soit auto-entretenu, il est nécessaire que tout électron quittant 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. La décharge devient autonome et vérifie alors le critère de Townsend :

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1 \quad (2.6)$$

Où  $\alpha$  et  $\gamma$  sont les coefficients d'émission électronique primaire et secondaire de Townsend,  $d$  la distance inter-électrodes.

➤ *Décharge sombre de Townsend et décharge luminescente :*

Dans la zone de potentiel constant (BC), les densités électroniques restent faibles et les phénomènes de charge d'espace sont négligeables. La décharge est donc très faiblement lumineuse, elle est appelée décharge sombre de Townsend. Si l'augmentation du courant se poursuit, une chute de potentiel est alors observée pour atteindre un palier (EF). Le tube devient lumineux mais l'illumination n'est pas homogène à cause des phénomènes de charge d'espace. Cette zone correspond à une décharge nommée luminescente normale. Puis si l'intensité croît d'avantage, on entre dans la région FG où toute la surface de la cathode est utilisée pour la décharge. Cette décharge dite luminescente anormale est caractérisée par une augmentation rapide du potentiel.

➤ *Régime d'arc :*

Ce dernier régime, appelé aussi *régime disruptif*, est caractérisé par un courant de décharge conséquent. De ce fait toute l'énergie passe par un canal préférentiel dans l'espace inter-électrode. Il s'en suit des effets thermiques importants, aussi bien dans le gaz que sur les électrodes. Les arcs électriques peuvent être naturels, comme la foudre, ou générés de façon industrielle pour la soudure à l'arc par exemple.

### 2.3.3. Décharges électriques à pression atmosphérique

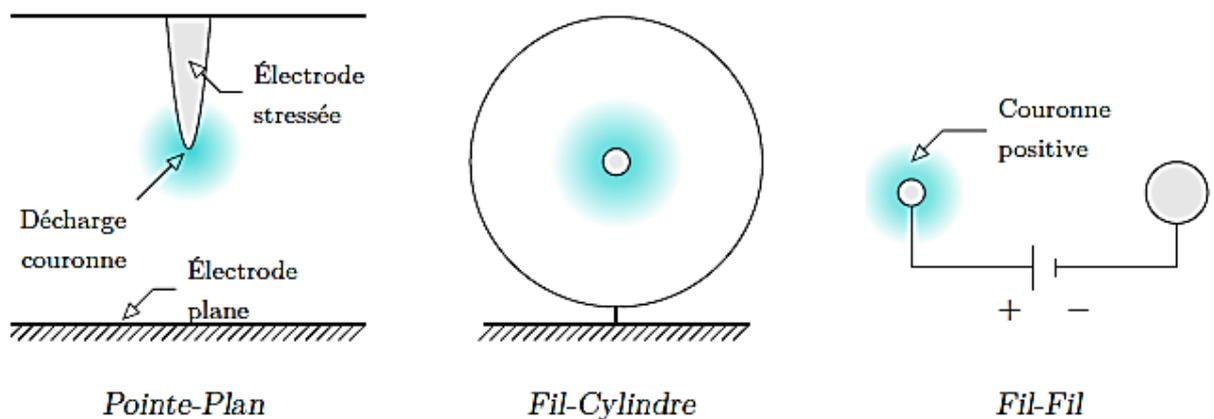
Les décharges électriques sont généralement établies à basse pression (tube néon par exemple) car elles sont faciles à obtenir et sont stables. Au contraire, les décharges à pression atmosphérique sont plus difficiles à maîtriser. Cependant, celles-ci possèdent tout de même de nombreuses applications (soudure à arc, torche à plasma...). Parmi les différentes décharges à pression atmosphérique, nous allons en détailler deux plus amplement : la décharge couronne et la décharge à barrière diélectrique.

#### 2.3.3.1. Décharge couronne

Les décharges couronnes (ou décharges à *effet corona*) apparaissent généralement à pression atmosphérique et sont faiblement lumineuses. Elles sont caractérisées par la présence d'une zone de champ intense proche d'une ou des deux électrodes où les charges sont créées et d'une zone de dérive où les charges se déplacent. De façon générale, le système est composé d'une électrode active de faible rayon de courbure (par exemple une pointe ou un fil de petit diamètre) et d'une électrode passive, ou collectrice (une plaque). [42],[43]

Dans de l'air sec à pression atmosphérique, la valeur du champ de disruptive est de l'ordre de  $30 \text{ kV.cm}^{-1}$ . Sa valeur dépend du rayon de courbure de l'électrode, de son état de surface, de la température et de la pression. [46]

La dissymétrie des électrodes a pour principale conséquence la création d'un champ électrique inhomogène dans l'intervalle gazeux. [43]

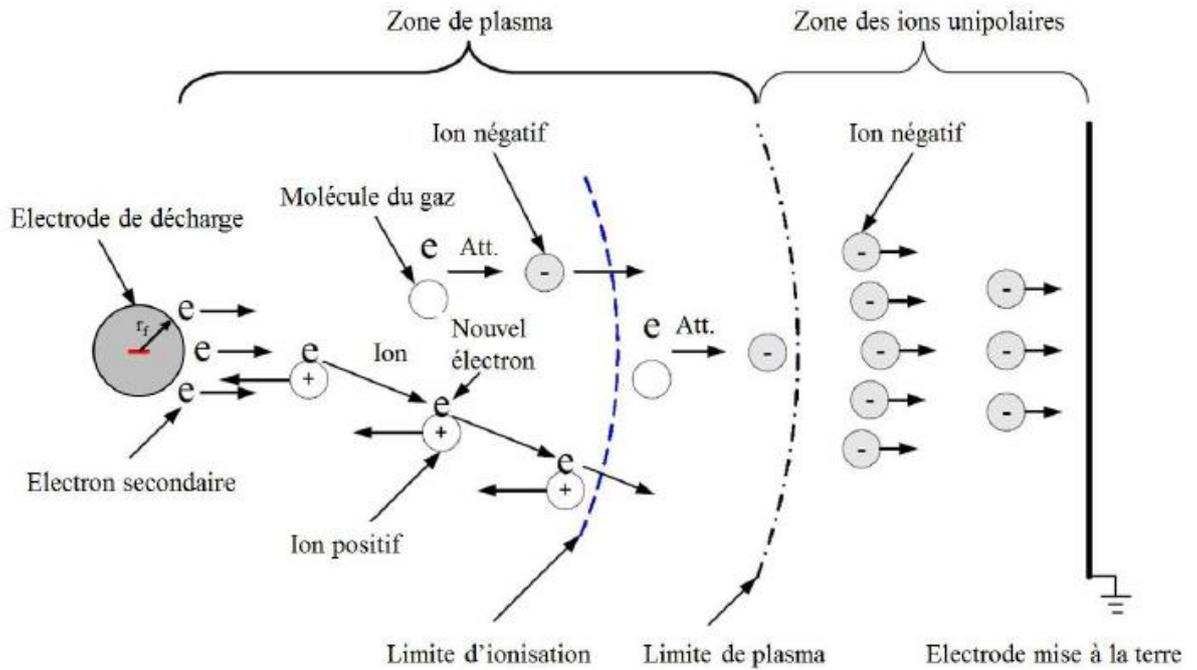


**Figure 2.5** : Principaux dispositifs utilisés pour la génération de décharges couronnes [44]

De par la distribution du champ électrique, les avalanches électroniques nécessaires à l'apparition d'une décharge couronne ne peuvent se produire qu'à proximité de l'électrode stressée. Ainsi, le déclenchement ou non de la décharge dépend principalement de la valeur maximale du champ électrique près de l'électrode stressée. Si la différence de tension appliquée est insuffisante, on ne mesure alors qu'un courant très faible, induit par les particules chargées naturellement présentes dans le gaz. Lorsqu'une certaine tension est atteinte, la décharge s'initie, accompagnée d'une émission de lumière autour de l'électrode stressée, et le courant mesuré augmente. On distingue alors deux types de décharges, appelées respectivement décharges couronnes positives ou négatives selon si l'électrode stressée a le rôle d'anode ou de cathode. [44]. Tels que Chen [47] les a schématisés sur la Figure 2.6 et la Figure 2.7.

#### **a- Configuration fil-cylindre en tension négative :**

Lors de l'amorçage de la décharge couronne, les électrons primaires présents naturellement dans l'air sont accélérés au voisinage de l'électrode émissive sous l'effet du champ électrique. En tension négative, ils se propagent de la cathode (électrode de faible rayon de courbure) vers l'anode (électrode périphérique reliée à la masse). Ils acquièrent alors assez d'énergie cinétique pour rentrer en collision inélastique avec les espèces neutres, leur arracher un électron et former de nouveaux électrons libres ainsi que des ions positifs. Les ions positifs, quant-à-eux, migrent vers la cathode ; ils forment une forte charge espace qui perturbe le champ électrique global. Comme les électrons ont un rapport charge/masse beaucoup plus élevé, ils sont accélérés à une vitesse nettement supérieure à celle des ions.



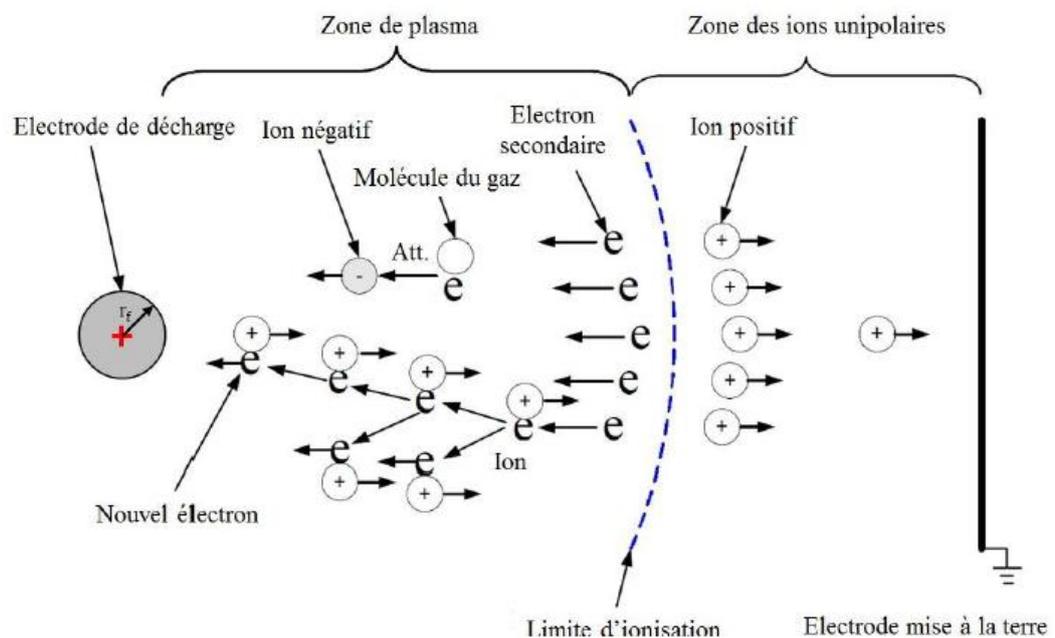
**Figure 2.6 :** Représentation schématique d'une décharge couronne en tension négative [47].

Ces nouveaux électrons rentrent, à leur tour, en collision avec d'autres atomes, créant plus de paires électron-ion. De cette manière, chaque collision provoque un processus de réaction en chaîne appelé avalanche électronique qui entraîne une augmentation exponentielle du nombre d'électrons. En plus de ce phénomène d'arrachement électrique, des réactions d'excitation électronique ont également lieu. La désexcitation de ces espèces conduit à l'émission de photons. Ces photons sont responsables de l'extraction d'électrons à cathode par photoémission : ce sont les électrons secondaires. Ces électrons secondaires permettent d'entretenir l'avalanche électronique. En tension négative, l'avalanche prend donc naissance au voisinage de la cathode et se propage vers l'anode. Au cours de la migration du nuage électronique, l'intensité du champ électrique diminue rapidement. A une certaine distance de la cathode, les électrons n'ont plus assez d'énergie pour ioniser les atomes lors des collisions. On suppose que la zone d'ionisation correspond au cylindre entourant la cathode pour lequel le champ réduit est supérieur à 120 Td (le Townsend est l'unité du champ réduit habituellement utilisé en plasma, il représente le rapport entre le champ électrique et la concentration en espèces neutres présentes,  $1 \text{ Td} = 10^{-21} \text{ V.m}^2$ ) ; pour cette valeur la vitesse d'ionisation est égale à la vitesse d'attachement électronique. Cette zone d'ionisation, est le lieu où la

majorité des réactions chimiques a lieu. Au-delà, les réactions d'attachement deviennent majoritaires : les électrons se recombinent avec les espèces neutres telles que le dioxygène et la vapeur d'eau selon leur électronégativité pour former des ions négatifs. C'est la zone de plasma dont la limite est fixée arbitrairement, en tension négative, à 80 Td, valeur qui correspond à une énergie cinétique des électrons de 1,85 eV. Cette zone fait encore partie du plasma en raison des différentes polarités d'espèces présentes et la capacité de participer à des réactions caractéristiques de plasma. Au-delà, il s'agit de la zone de dérive des ions négatifs ou zone des ions unipolaires.

### b- Configuration fil-cylindre en tension positive :

En tension positive, les électrons sont accélérés vers l'anode centrale sous l'effet du champ électrique alors que les ions positifs migrent vers la cathode périphérique. Dans ce cas, les électrons secondaires sont principalement créés par photo-ionisation durant les réactions de désexcitation radiative par collision avec les métastables. En revanche, le processus d'avalanche électronique est moins efficace qu'en tension négative car les électrons secondaires proviennent du gaz neutre dans le milieu inter-électrodes et non pas de l'électrode émissive ; les électrons secondaires sont donc accélérés sur une plus courte distance.



**Figure 2.7 :** Représentation schématique d'une décharge couronne en tension positive [47].

En tension positive, on suppose que la limite d'ionisation se confond avec celle du plasma. Cette limite, définie là où le champ réduit est de 120 Td, correspond au point où le taux d'ionisation est égal à la vitesse de fixation des électrons. Au-delà de cette limite, c'est la zone de dérive des ions positifs.

### **2.3.3.1.1 Caractéristique électrique macroscopique**

Le champ de disrapture correspond à une valeur de l'ordre de 30 kV.cm<sup>-1</sup> à partir de laquelle apparaît un courant électrique mesurable. Pour des valeurs du champ inférieures à cette valeur, l'air est considéré isolant et sa résistivité est de l'ordre de 10<sup>14</sup> Ω.m. Au-delà de celle-ci, l'air s'ionise et devient conducteur ; sa résistivité est de l'ordre de 10<sup>3</sup> Ω.m. Ce gradient peut être calculé à l'aide d'une relation semi-empirique en fonction de la géométrie du système. Il y a peu de différence dans le champ critique entre une décharge négative et une décharge positive. En pratique, on observe cependant que le champ critique correspondant à l'amorçage est généralement un peu plus faible pour une décharge négative que positive. Des formules empiriques ont été développées par Peek en 1929 [48] pour calculer le champ critique E<sub>0</sub> exprimé en V.m<sup>-1</sup>. Ces équations sont valables uniquement si l'on suppose que le champ électrique est le même en tout point de l'électrode de décharge. Si l'électrode de décharge est un fil cylindrique :

$$E_0 = 3,1 \cdot 10^6 \delta f \left( 1 + \frac{0,0308}{\sqrt{\delta r_f}} \right) \quad (2.7)$$

Avec  $\delta$  la densité de l'air :

$$\delta = \frac{293}{293 + T(^{\circ}\text{C})} \cdot \frac{P}{1,01325 \cdot 10^5} \quad (2.8)$$

Où f est le facteur de rugosité de la surface du fil, qui n'intervient qu'en tension négative. Il est égal à 1 pour une surface lisse et inférieur à 1 pour une surface rugueuse. r<sub>f</sub> est le rayon de l'électrode émissive (m).

La différence de potentiel appliquée entre les deux électrodes correspondant au champ de disruptive est appelée tension d'amorçage  $V_0$ . Elle peut être calculée de la manière suivante :

- Pour une géométrie fil-plaque et aux faibles courants de décharge :

$$V_0 = E_0 r_f \ln \frac{R_{eff}}{r_f} \quad (2.9)$$

où  $R_{eff}$  un rayon efficace défini par :

$$R_{eff} = \frac{4.b}{\pi} \quad (2.10)$$

Avec  $b$  la distance fil-plaque.

Lorsque la tension appliquée augmente et atteint une certaine valeur, il apparaît des arcs électriques entre le fil et le cylindre périphérique. Cette valeur correspond à la tension de claquage  $V_c$ . En fait, lorsqu'un arc électrique apparaît, la tension chute brutalement, entraînant un dysfonctionnement de l'électrofiltre.

Généralement, la tension de claquage ne peut pas être calculée de manière théorique ; il s'agit plutôt d'une probabilité d'apparition. Néanmoins, Peek [48] a proposé Des formules empiriques pour le champ critique dans l'air entre deux cylindres [49]:

$$E_c = 3,1 \cdot 10^6 \delta f \left( 1 + \frac{0,0308 \cdot r_c}{2,718 r_i \sqrt{\delta r_i}} \right) \quad (2.11)$$

$$\text{Avec} \quad r_i = r_f + 0,03 \sqrt{r_f} \quad (2.12)$$

où  $r_c$  est la distance entre le fil et le cylindre périphérique (m)

### **2.3.3.1.2 Les facteurs influençant la décharge couronne**

Plusieurs facteurs peuvent influencer le seuil et les caractéristiques de la décharge couronne [51], on distingue trois facteurs essentiels :

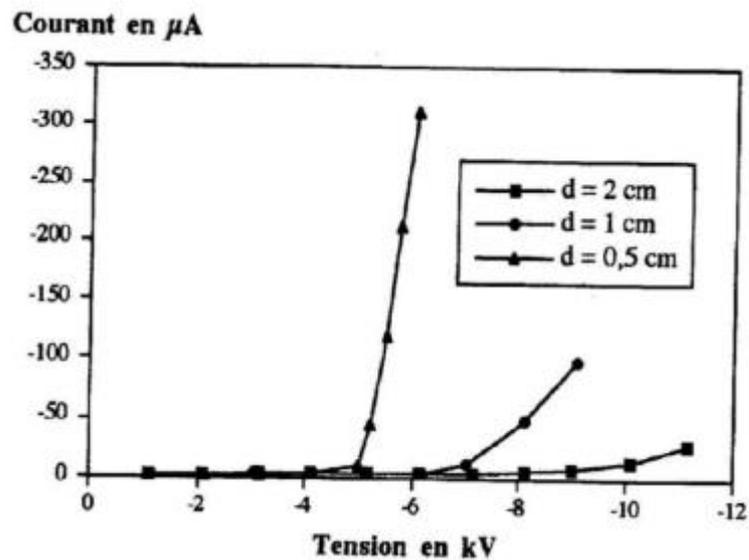
#### **I-Facteurs géométriques**

##### **a) Rayon de la courbure**

L'augmentation du rayon de courbure augmente la tension seuil d'apparition de l'effet couronne.

### b) Distance inter-électrodes

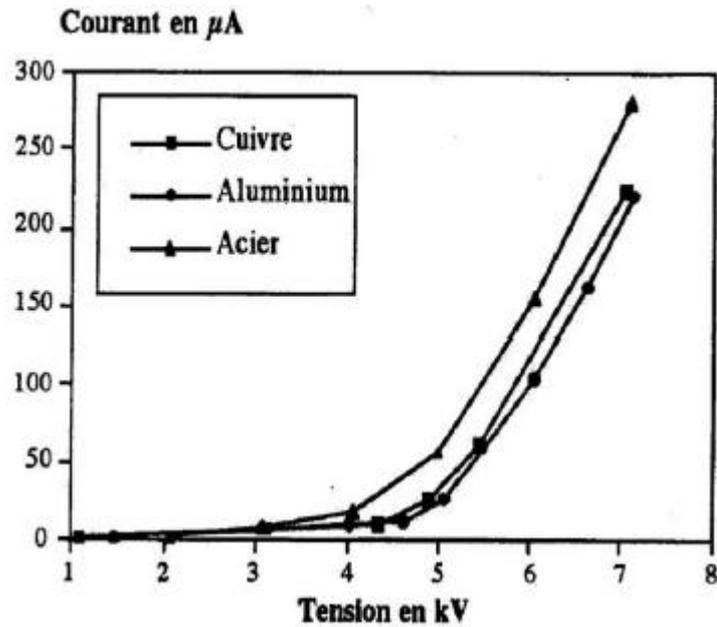
L'influence de la distance inter-électrodes sur les paramètres de la décharge est montrée sur la figure 2.8. Il apparaît clairement que le courant est plus important et croît plus rapidement avec la tension appliquée pour de faibles distances inter-électrodes. De plus, les seuils de décharge couronne apparaissent pour de faibles valeurs de tension dans le cas des distances inter-électrodes petites [52].



**Figure 2.8** : Influence de la distance inter-électrodes sur le courant de la décharge couronne [52].

### c) La nature des électrodes

La caractéristique courant-tension est représentée selon la nature des électrodes (cuivre, aluminium, et acier) sur la figure 2.9.



**Figure 2.9** : Caractéristique courant-tension selon la nature des électrodes [52]  
La nature des électrodes et la tension appliquée influent sur la mobilité ionique comme le montre le tableau 2.1 [52].

**Tableau 2.1** : Influence de la nature des électrodes sur la mobilité ionique en tension positive et négative

<b>Tension positive</b>	$\mu$ : en $[\text{m}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}]$ à $d=0.5\text{cm}$
Electrode en cuivre	$8 \cdot 10^{-5}$
Electrode en aluminium	$7,4 \cdot 10^{-5}$
Electrode en acier	$12 \cdot 10^{-5}$
<b>Tension négative</b>	$\mu$ : en $[\text{m}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}]$ à $d=0.5\text{cm}$
Electrode en cuivre	$4 \cdot 10^{-4}$
Electrode en aluminium	$2,9 \cdot 10^{-4}$
Electrode en acier	$4,5 \cdot 10^{-4}$

Nous observerons une grande mobilité ionique avec des électrodes en acier qu'avec des électrodes en aluminium quelle que soit la polarité de la tension appliquée. [53]

## **II- Les facteurs physico-chimiques**

### **a) La température**

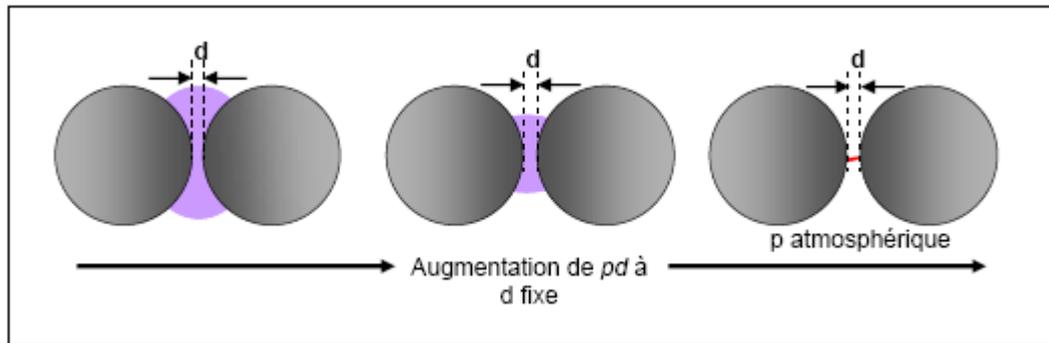
Avec l'augmentation de la température, à la pression normale, la rigidité diélectrique de l'air diminue, ce qui favorise la décharge couronne. Cela est dû au fait que dans ce cas le libre parcours moyen augmente [54]. Par contre si l'augmentation de la température entraîne une augmentation de la pression, ceci influe donc sur le produit «pd» [41].

### **b) L'humidité**

L'influence de l'humidité sur la rigidité diélectrique de l'air est très importante surtout dans le cas où le champ électrique est non uniforme, Nouri et al. 2011 [71] ont démontré sur un système fil – plan d'un précipitateur électrostatique que le courant de décharge est fortement lié au taux RH. Ce phénomène serait lié d'une part à l'accroissement de l'attachement des électrons libres, du fait de la présence de vapeur d'eau dans l'air (grande électronégativité) et d'autre part à la plus grande absorption des photons en tête des streamers, dans la région où se produisent les avalanches secondaires par photo-ionisation [63]. Le seuil d'apparition de la décharge couronne survient à des tensions toujours plus basses pour 90% que pour 5% d'humidité relative [52]. Cette différence pourrait s'expliquer par l'augmentation de la conductivité de l'air lorsque l'humidité relative de la cellule de décharge augmente.

### **c) La pression**

L'effet de la pression est proportionnel à la tension d'amorçage et inversement proportionnel au courant. La figure 2.10 montre l'effet de la pression sur la décharge.



**Figure 2.10** : Schéma d'évolution de la décharge observée en fonction de la pression [55].

#### d) La densité de l'air

Ce paramètre est impliqué dans les processus d'ionisation de la décharge couronne, et leurs répartitions dépendent principalement de lui [57]. Qin Hu et al. 2010 ont, montré par une étude expérimentale sur des décharges couronnes AC, que la tension seuil d'apparition de celles-ci augmente suivant une loi de puissance avec l'augmentation de la densité de l'air. Micropoulos et al. 2012 [58] ont enregistré la réduction de la mobilité des ions avec l'augmentation de la densité de l'air, cette réduction étant plus importante pour les espèces chargées négativement comparée à celle des espèces positives.

### III- Facteurs électriques

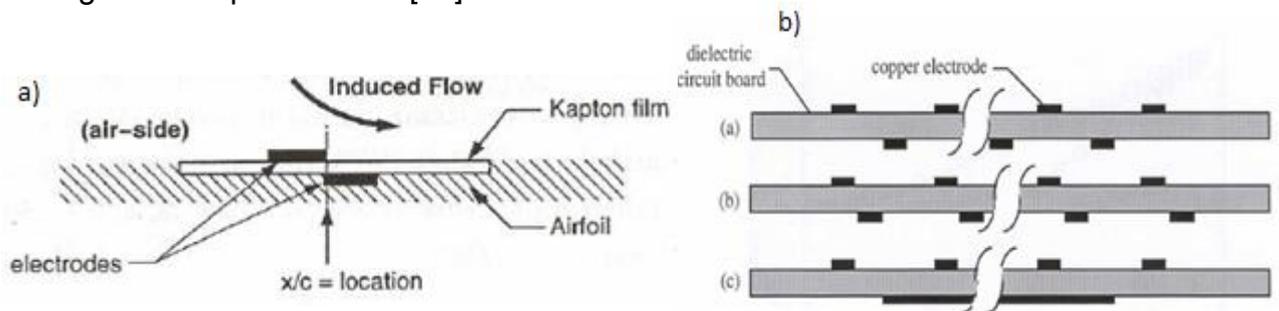
L'effet couronne diffère selon qu'on applique à un système d'électrodes une tension continue ou alternative. Les différents modes d'émission de charges qui ont été décrits en tension alternative sont observés également en tension continue, la seule différence est que l'effet couronne en tension alternative implique que la concentration des émissions de charges correspond à la crête de la sinusoïde du courant, tandis qu'en continu l'émission de charges est permanente. [53]

#### 2.3.3. 2 Décharge à barrière diélectrique

On appelle décharge à barrière diélectrique (DBD), toute configuration de décharge pour laquelle, l'une ou les deux électrodes sont recouvertes d'un diélectrique. Celui-ci peut être constitué de verre, de céramique, d'alumine ou d'une matière polymère

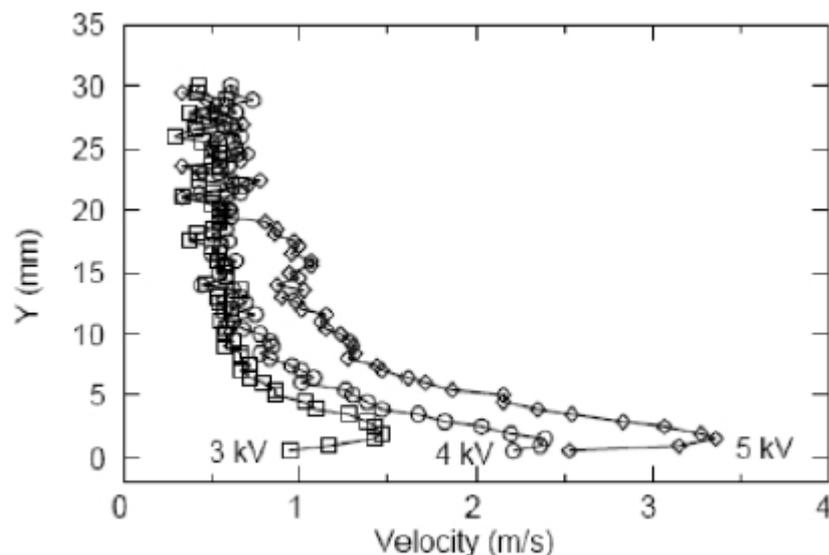
de type PVC par exemple. De manière générale, dans ce type de décharge, l'une des deux électrodes est reliée à la terre, l'autre est reliée à l'alimentation électrique. En configuration diélectrique simple, c'est l'électrode reliée à la terre qui supporte le diélectrique. [50]

Cette configuration a été inventée par Roth, la figure 2.11b montre la premières configurations qu'il a testée [61]:



**Figure 2.11** : Sens de l'écoulement induit par la force *paraélectrique* (a) [60] et configuration géométrique des électrodes utilisée par Roth pour établir la *OAUGDP* (b) [61].

La vitesse de l'air induite par la "OAUGAP" (dans de l'air au repos) pour une fréquence de 3 GHz est présentée sur la figure 2.12. L'air est mis en mouvement sur une hauteur de quelques millimètres au-dessus de la paroi. L'augmentation de la tension appliquée augmente les vitesses du vent ionique qui atteignent 3,5 m/s pour 5 kV .



**Figure 2.12** : Vitesse de l'écoulement induit par une OAUGAP [60]

Récemment, Bénard et al. [62] ont caractérisé les profils de vitesse induite par la décharge lorsque celle-ci est soumise aux conditions proches du vol.

De nos jours, les DBD surfaciques suscitent un très grand intérêt et leurs applications au contrôle d'écoulements aérodynamiques sont maintenant étudiées partout dans le monde (Moreau [63], Enloe et al. [64], Grundmann et al. [65] et Corke et al. [66]).

## **2.4 Le vent ionique induit par la décharge**

Même si l'existence des forces électrostatiques est connue depuis l'antiquité, Niccolo Cabeo (contemporain à Galileo) est le premier à faire part des phénomènes de répulsions électrostatiques en 1629. Cependant, il faut attendre 1672 et attendre l'invention de la machine à générer de hauts potentiels de Otto Von Guericke pour obtenir les premières décharges couronnes. Entre 1740 et 1750, plusieurs chercheurs tel que Nollet et Franklin confirment l'observation de Hauksbee, en 1709, qui rapporte une sensation de soufflage avec un tube chargé. Ensuite, Wilson et Hamilton mettent au point le « tourniquet électrique », mécanisme célèbre pour mettre en évidence le vent ionique. En 1838, Faraday affirme dans son ouvrage consacré aux décharges électriques que le vent ionique est le résultat d'un transfert de quantité de mouvement entre les particules chargées et les autres. Pourtant, il faut attendre la découverte des ions en 1896 pour que Chattock, en 1899, donne une explication quantitative réaliste du mécanisme du vent ionique.[68]

En 1961, Robinson [67] propose le premier modèle du vent ionique créé par une décharge couronne et obtient que le vent ionique  $v_i$  créé par une décharge couronne dépend du courant électrique  $i$  :

$$v_i \sim \sqrt{i} \quad (2.13)$$

### **2.4.1 Vitesse du vent électrique**

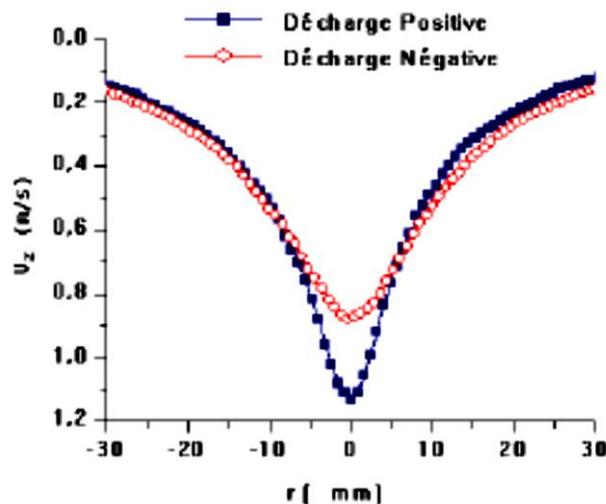
Aux vues de la différence de masse entre les électrons et les ions, et ce malgré une fréquence de collision électron-neutre beaucoup plus élevée que celle entre les ions et les neutres, le transfert de quantité de mouvement est pratiquement entièrement

dû aux ions. Au moyen d'un modèle assez simple, négligeant la viscosité et admettant un rendement de 100% dans le transfert d'énergie cinétique lors des chocs, Roth [69] a montré un rapport de 800 entre la vitesse due aux collisions électron-neutre et celle due aux collisions ion-neutre.

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

$$v_G = \sqrt{\frac{id}{\rho\mu A_G}} \quad (2.14)$$

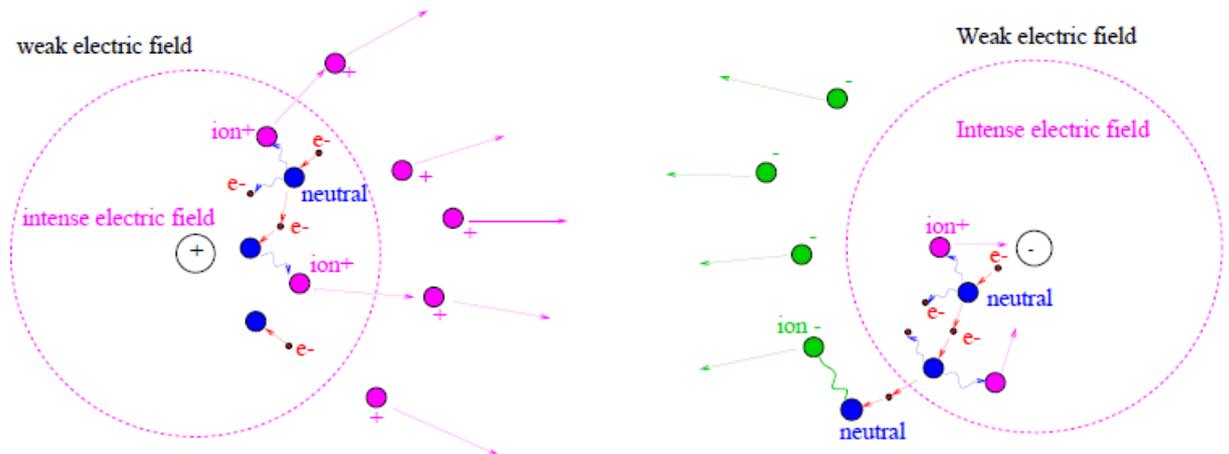
Où  $A_G$  est la section de la décharge. Cette variation de la vitesse est retrouvée par Moreau [70] qui montre également que la décharge couronne positive est plus performante (figure 2.13).



**Figure 2.13:** Vitesse axiale du vent ionique à 2 cm de la pointe (distance inter-électrodes de 4 cm, ddp de 40 kV et intensité de 0,04 mA) [70]

Si on considère une électrode portée à un fort potentiel négatif (Figure 2.14). Une avalanche électronique se produit, créatrice d'un nombre élevé d'ions positifs et d'électrons. Les ions positifs sont absorbés à la cathode tandis que les électrons s'en éloignent rapidement. Ayant atteint une zone de champ électrique plus faible, ces électrons s'attachent rapidement aux molécules d'oxygène de l'air pour former

des ions négatifs. Ces ions dérivent alors en s'écartant de leur zone de production. Ce mouvement se traduit par la création d'un vent ionique.



**Figure 2.14** : Couronne positive (à gauche), négative (à droite) et vent ionique

## **2.5 Les différents types d'actionneurs électrohydrodynamiques EHD à décharges électriques**

Les actionneurs plasmas de surface ont été développés récemment (milieu des années 90) et font l'objet de nombreuses études expérimentales et numériques. Le fait que ces décharges soient surfaciques induit d'importantes différences par rapport aux décharges volumiques. En effet, l'interaction entre le plasma et la surface du diélectrique contribue à la modification des phénomènes électrostatiques (déviation des lignes de champs, dépôt de charges à la surface de l'isolant, etc.) ainsi que de la physico-chimie du plasma.

Toutefois, nous nous contenterons de présenter dans cette section les différents actionneurs plasmas surfaciques existant à ce jour et leurs propriétés électromécaniques connues. De plus, si ces actionneurs ne sont pas basés sur le même principe de fonctionnement, ils ont un but commun : ajouter de la quantité de mouvement à l'air environnant au niveau de la paroi où la décharge est appliquée.

Différents types de décharge sont utilisés pour réaliser l'actionneur EHD :

a) la décharge DC couronne. Des travaux expérimentaux de ce type d'actionneur ont été présentés notamment par l'équipe de Moreau [12, 13], Artana *et al* [71], Hyun *et al* [72] et les travaux de Magnier P. *et al* [4, 73].

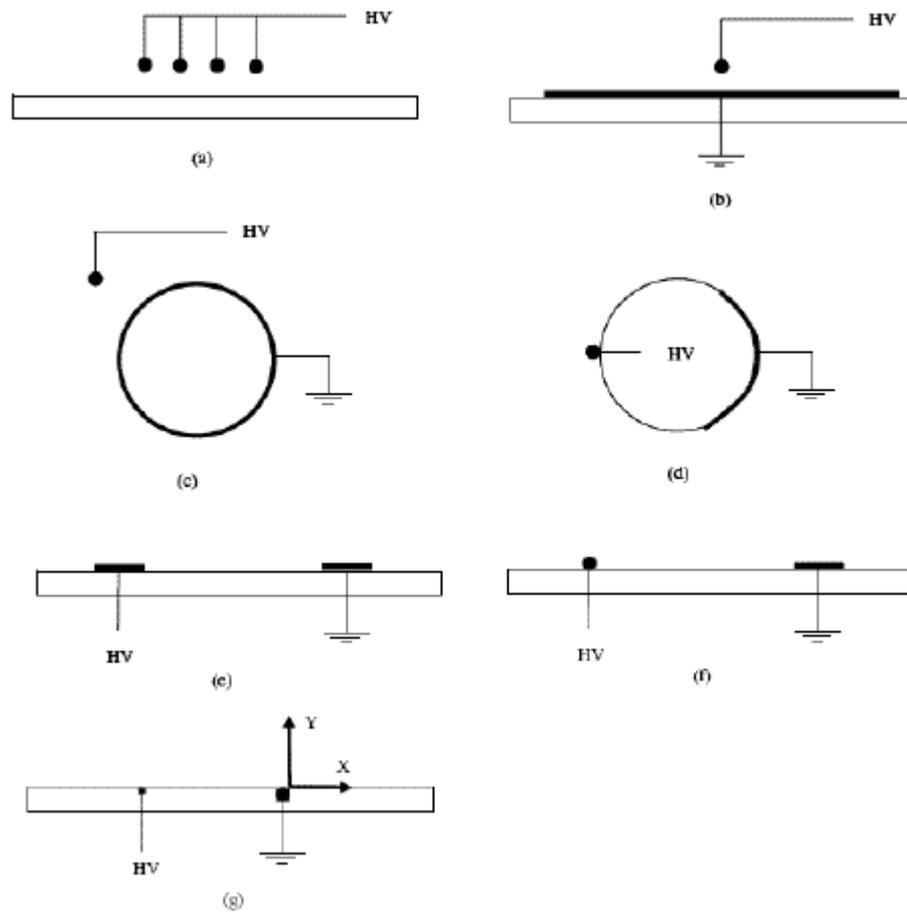
b) la décharge DBD surfacique alimentée par une tension sinusoïdale. Avec ce type de décharge, des travaux expérimentaux ont été réalisés par l'équipe de Roth [18,61,69], l'équipe d'Enloe [64,66], l'équipe de Moreau [13,63,70], Shcherbakov *et al* [74], Post *et al* [60] .

c) la décharge DBD surfacique alimentée par une tension impulsionnelle. Des expériences ont été réalisées avec des actionneurs utilisant ce type de décharge par Opaits *et al* [75], Nudnova *et al* [76] et par Magnier P et al [77].

d) une quatrième nommée « sliding discharge » ou « plasma sheet actuator » est sensiblement une combinaison de la décharge DC couronne et de la DBD. Moreau *et al* [78, 79], Sosa *et al* [80] ont réalisé des expériences avec ce type de décharge.

### **2.5.1 Actionneur à décharge DC couronne**

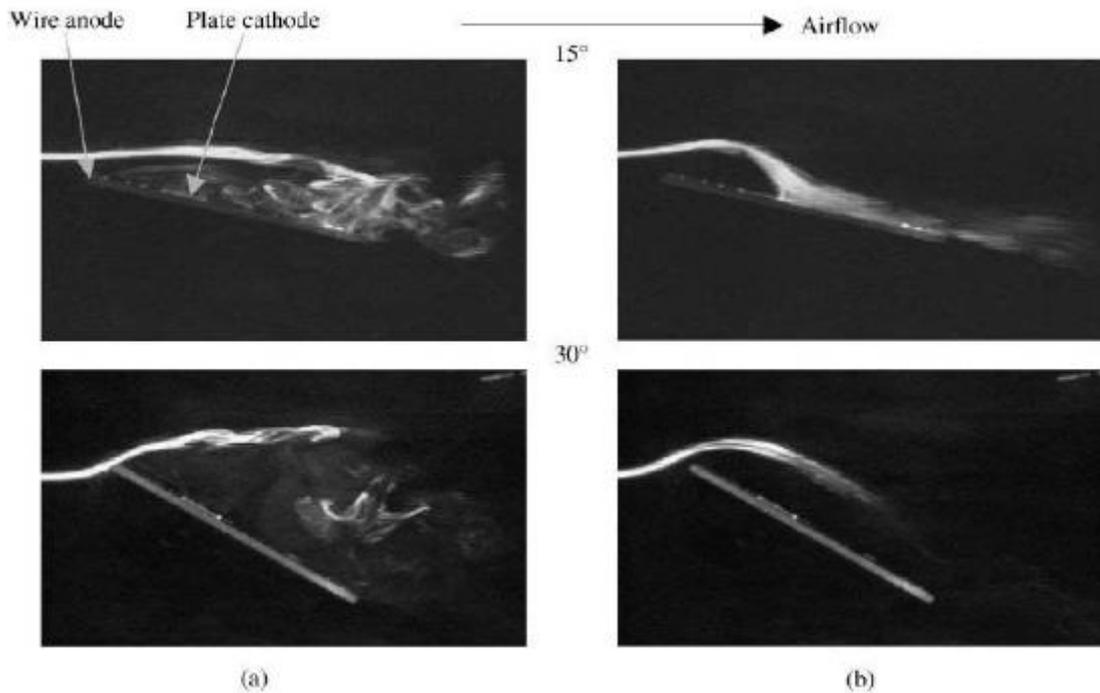
L'actionneur EHD à décharge DC couronne est composé de deux électrodes en fil ou en bande, l'une est reliée à la haute tension, l'autre est mise à la masse. Différentes configurations ont été utilisées pour l'actionneur EHD à décharge DC couronne (voir la Figure 2.15).



**Figure 2.15 :** Schémas de différentes configurations de l'actionneur EHD à décharge DC couronne [84]

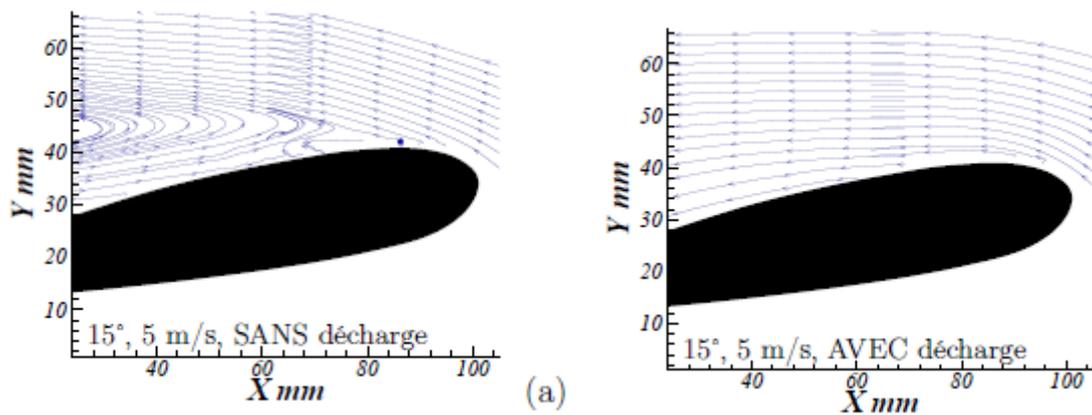
Quand une tension assez importante est appliquée aux électrodes, le gaz dans l'espace inter-électrodes s'ionise. Un écoulement peut être induit par le mouvement des ions et des particules chargées.

Des expériences ont été réalisées afin d'analyser l'action de la décharge DC couronne sur l'écoulement gazeux. Par exemple, sur une plaque plane (voir la Figure 2.16)



**Figure 2.16** : Visualisation de l'action de la décharge DC couronne sur un écoulement ( $0,35 \text{ m/s}$ ,  $Re = 3750$ ) rencontrant une plaque plane avec incidence de  $15^\circ$  et  $30^\circ$ [81] a) sans plasma et b) avec plasma.

Et sur un profil d'aile (voir la Figure 2.17).



**Figure 2.17**: Comparaison du champ de vitesse sans et avec la décharge sur un profil NACA0015 avec une incidence de  $15^\circ$  [4]

Avec ce type d'actionneur, la diminution de la traînée [4], et la suppression de la séparation [79] (voir la Figure 2.17) ont été observées.

En plus des travaux expérimentaux, des travaux de modélisation numérique ont été menés pour mieux comprendre le mécanisme d'interaction entre le plasma et l'écoulement. Par exemple, El-Khabiry *et al* [85] et Colver *et al* [86] ont essayé de modéliser le rôle des ions positifs dans l'interaction entre le plasma et l'écoulement naturel sur une plaque plane. Le plasma est créé par une décharge DC couronne avec deux électrodes en fil métallique. La configuration de cet actionneur est illustrée dans la Figure 2.15g.

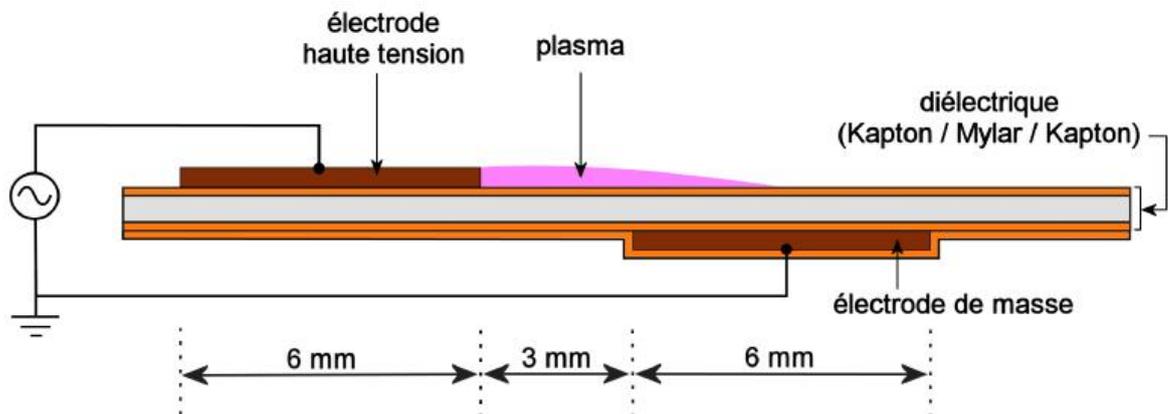
L'actionneur DC couronne est simple à réaliser, mais en même temps, ce type d'actionneur présente des inconvénients comme : la transition à l'arc électrique, qui peut endommager l'installation ; la difficulté de générer une décharge stable sur une grande surface, car la décharge est beaucoup influencée par les conditions ambiantes telles que l'humidité, l'état de surface.

### **2.5.2 Actionneur à DBD**

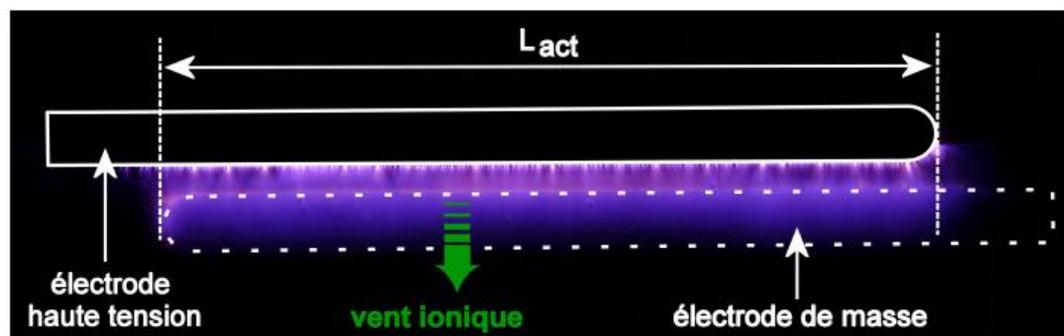
Vers le début des années 90, le Pr Roth met au point un dispositif capable de générer une décharge à barrière de surface luminescente et stable à pression atmosphérique. Il dépose alors plusieurs brevets et baptise ce dispositif "One Atmosphere Uniform Glow Discharge Plasma" (OAUGDP TM). Il remarque alors que ce dispositif peut générer un écoulement de quelques m/s tangentiellement à la paroi de l'isolant et soumet alors l'idée qu'une telle décharge peut servir à contrôler un écoulement de couche limite [87]. Toutefois, les premiers auteurs à avoir présenté un dispositif générant une décharge à barrière diélectrique de surface à pression atmosphérique sont Masuda et Washizu [88]. Mais leur étude est complètement éloignée de toute considération aérodynamique ; leurs recherches portent sur la charge de particules.

Depuis les premiers travaux de Roth, de nombreuses équipes internationales se sont lancées dans l'étude de l'actionneur DBD. Aux Etats-Unis, nous pouvons citer les premiers travaux entrepris par les équipes des professeurs Corke *et al.* [60] et Enloe *et al.* [89]. Le premier ayant étudié le contrôle de l'écoulement autour d'un profil d'aile, tandis que le second a plutôt étudié l'actionneur seul (sans écoulement externe). En France, l'actionneur DBD est étudié par un groupement de laboratoires qui est constitué du LEA de Poitiers [90], de l'ONERA DMAE à Toulouse et enfin du LME - GREMI à Orléans [91].

Un Décharge à Barrière Diélectrique (DBD) ionise une partie du gaz et les particules créées transfèrent leur quantité de mouvement aux molécules de gaz, créant une force de corps qui agit dans l'écoulement. On peut voir la configuration d'un actionneur DBD utilisé par Boucinha [41] et Jousot [92] durant leurs travaux de thèse dans la figure 2.18.



(a) Vue de profil

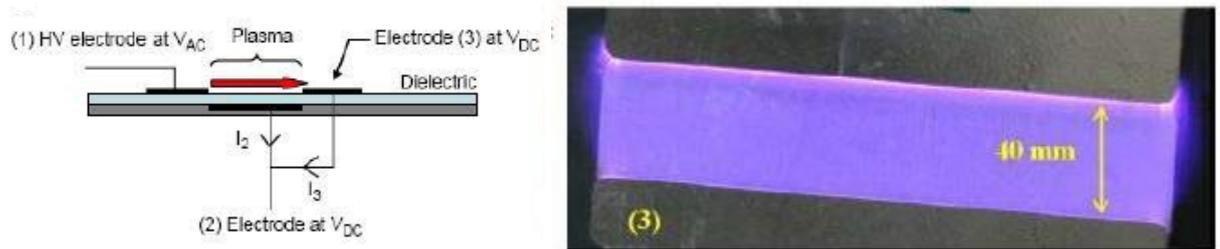


(b) Vue de dessus

**Figure 2.18** : Schéma de l'actionneur DBD [93].

Des expériences montrent que les caractéristiques électriques et mécaniques de l'actionneur sont beaucoup influencées par les propriétés du diélectrique, l'épaisseur du diélectrique et la configuration géométrique des électrodes [94, 95]. Par rapport à l'actionneur DC couronne, l'actionneur DBD permet d'éviter le passage à l'arc de la décharge électrique et d'obtenir une décharge plus stable. Par ailleurs, on pourrait augmenter la vitesse de l'écoulement induit par l'actionneur DBD avec une succession de plusieurs DBD. Un des inconvénients liés à l'utilisation de l'actionneur DBD, est la limitation par la taille de la zone de production du vent ionique. Forte et al. [96,97] ont montré que le plasma ne pouvait pas s'étendre au-delà d'une distance 20 – 25 mm à partir de la fin de l'électrode de haute tension,

quelle que soit la géométrie de l'actionneur. Pour augmenter cette longueur Louste et al. [98] ont proposé d'utiliser une DBD de surface classique à laquelle on vient rajouter une troisième électrode alimentée par une tension continue.



**Figure 2.19** : Décharge glissante, d'après Louste et al. [98].

La décharge s'étend alors jusqu'à 40mm mais sans induire d'augmentation notable de la vitesse du vent ionique par rapport aux autres configurations. Seul un nombre restreint d'auteurs continuent à utiliser ce type d'actionneur. De plus, le dispositif expérimental est alourdi par la nécessité de disposer d'une seconde alimentation électrique. [38]

## **2.6 Conclusion**

Ce chapitre nous a permis d'avoir une vue d'ensemble sur le domaine de la physique des plasmas. Les phénomènes complexes liés à la formation, l'entretien ou la dissipation de ce quatrième état de la matière y ont été décrits.

Nous avons également introduit et expliqué le phénomène de vent électrique, cette mise en mouvement de l'air qui accompagne la formation des décharges électriques sous certaines conditions. Cet écoulement s'explique par le transfert de quantité de mouvement entre les espèces chargées et les particules neutres du gaz environnant, les premières étant accélérées par les forces de Coulomb. Basés sur ce phénomène, les actionneurs plasma ont pour but de modifier la vitesse de l'écoulement dans la couche limite qui se développe sur les profils aérodynamiques, en créant une décharge électrique de surface.

La bibliographie récente montre que de nombreux chercheurs travaillent sur le vent ionique produit par DBD (41 ;66 ; 75 ; 84 ; 87). En revanche la configuration couronne est beaucoup moins étudiée. Les ordres de grandeurs de vitesses atteintes sont cependant très proches. Le choix de la décharge couronne a ainsi été fait. La plupart des configurations étudiées dans la littérature comportent une

interaction forte avec l'environnement de la décharge notamment par la présence d'un diélectrique. Pour simplifier le dispositif et éviter cette interaction tout en restant dans une configuration directement applicable sur un profil nous avons choisi la configuration band/band (figure 2.15c). Notre approche rejoint les conclusions des travaux de thèse de pierre Magnier (4 ;73 ;77) sur l'intérêt d'une étude de la décharge couronne en configuration band/band afin de connaître son influence sur le développement de la couche limite et comment profiter de cette décharge pour la modification de l'écoulement.

## CHAPITRE 3

### MODELISATION ET SIMULATION NUMERIQUE DES PHENOMENES ELECTRO HYDRODYNAMIQUE

#### **3.1 Introduction**

L'objectif de ce chapitre est d'exposé, en détails, le modèle mathématique qui régit les phénomènes électro hydrodynamiques étudiés dans notre travail, plus un modèle numérique. Il utilise les équations des écoulements hydrodynamiques ainsi que celles de l'électrostatique. Celles-ci seront présentées, puis écrites suivant les hypothèses en vigueur. Le système qui en ressort étant couplé, Après cela on présente l'opération de découplage, ainsi que ça validité.

La simulation des phénomènes électro-aérodynamiques produits par les actionneurs à décharges couronne décrits au chapitre 2, nécessite un modèle prenant en compte à la fois la physique des décharges et celle de l'aérodynamique. Dans la recherche courante, on ne prévoit pas pour modéliser l'interaction des ions et des molécules au niveau moléculaire, mais trouver plutôt l'effet global d'un champ électrique sur l'écoulement d'air.

La modélisation se fera suivant deux principes, d'une part les forces de Coulomb sont injectées dans le système de Navier-stockes après avoir été calculées à l'aide d'un coefficient représentant une densité de charge constante du milieu ionisé. De l'autre, les forces seront calculées par un coefficient variant suivant un modèle dont nous montrerons le développement.

Nous utilisons le code de calcul Fluent 16.0, basé sur la méthode des volumes finis pour simuler, et analyser numériquement les effets des décharges couronnes sur l'écoulement de l'air, l'intégration des modèles se fera à l'aide de programmes UDF écrits en langage C, pour lui permettre de prendre en compte les équations de l'électricité.

### **3.2 Description générale du modèle l'électro hydrodynamique**

Dans le chapitre précédent, il a été montré que la variation de la température des plasmas de décharges, et en particulier celles de type couronne [13],[70] ne varient pas suffisamment pour prendre en compte les effets thermiques dans la modélisation. Cela simplifie l'étude puisqu'il n'est plus nécessaire de résoudre l'équation de l'énergie. S'agissant de l'écoulement hydrodynamique, il est décrit, d'une façon classique, avec les équations de Navier-Stokes. L'effet de l'actionneur est pris en compte par l'addition d'une force volumique extérieure à travers le terme source.

La force de volume née de l'application de fortes différences de potentiels sur les électrodes. Une composante électrostatique existe donc. Cependant, la décharge génère le passage d'un courant électrique mesurable [99], ce qui entraîne la création d'un champ magnétique.

#### **3.2.1 Analyse de la force générée par une décharge couronne**

Comme nous venons de le décrire dans les sections précédentes, le phénomène de la décharge entraîne le mouvement de charges électriques  $q$  entre les électrodes à une vitesse de dérive  $V$  en suivant le champ électrique  $E$  créé par une différence de potentiel  $\phi$ , on peut alors définir le vecteur de densité de courant pour un nombre  $n$  de charges  $q$  parcourant une distance  $L$  [100] :

$$\vec{J} = nq \vec{v} \quad (3.1)$$

Sachant que la vitesse de dérive des ions

$$\vec{v} = k\vec{E} \quad (3.2)$$

En remplaçant par cette expression on obtient :

$$\vec{J} = nqk \vec{E} \quad (3.3)$$

Où :

$$\vec{E} = \frac{\Delta\phi}{L} \vec{e} \quad (3.4)$$

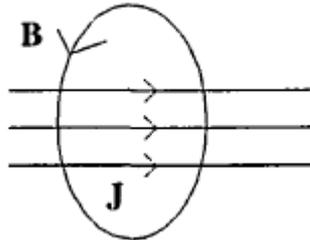
Finalement :

$$\vec{J} = \frac{nqk \Delta\phi}{L} \vec{e} \quad (3.5)$$

Où  $\vec{e}$  est le vecteur unitaire du champ électrique.

L'intensité du champ magnétique crée décrit par la figure 3.1 est donnée par :

$$\oint \vec{B}.d\vec{l} = \mu.\int \vec{J}.d\vec{A} \quad (3.6)$$



**Figure 3.1** : Direction du champ magnétique B créé par un courant électrique  
[100]

En remplaçant par l'équation (3.3) on trouve :

$$\vec{B} = \frac{nqk\mu \Delta\phi r}{2L} \vec{t} \quad (3.7)$$

Où  $\vec{t}$  est le vecteur unitaire du vecteur champ magnétique.

Le vecteur de la force magnétique (ou force de Lorentz) étant :

$$\vec{F}_m = \vec{J} \otimes \vec{B} \quad (3.8)$$

En utilisant les expressions définis précédemment on aboutit à l'expression finale de la force magnétique :

$$\vec{B} = \frac{(nqk \Delta\phi)^2 \mu \cdot r}{2L^2} (-\vec{r}) \quad (3.9)$$

Où r est le rayon du faisceau d'ions et  $\vec{r}$  le vecteur unitaire.

L'expression montre que le champ magnétique a tendance à pousser les ions vers le centre du faisceau tandis que le champ électrique les pousse le long de celui-ci, cette dernière force s'exprime par :

$$\vec{F}_e = \frac{nq \Delta\phi}{L} \vec{e} \quad (3.10)$$

En remplaçant par les valeurs des paramètres électriques (voir annexe A) on trouve :

$$\begin{aligned} F_e &= 5,44 \text{ N} \\ F_m &= 9 \cdot 10^{-14} \text{ N} \end{aligned} \quad (3.11)$$

Ce résultat montre la différence significative entre les ordres de grandeurs des composantes électrique et magnétique agissant sur le fluide pendant la décharge. Par ce fait, la composante magnétique est souvent négligée dans ce type d'études. Par ailleurs, concernant notre travail, Nous considérons le coefficient de conduction  $\sigma$  et la mobilité des ions constants et indépendants de l'intensité du champ électrique. La diffusion ionique est aussi négligée.

### **3.2.2 Analyse des composantes des Forces électrostatiques**

Cette analyse se concentre sur les forces d'origines électrostatiques s'exerçant sur un fluide diélectrique. Une expression pour le calcul de ces forces a été proposée par Landau et Lifchitz [101] :

$$\vec{F} = \rho_c \vec{E} - \frac{E^2}{8\pi} \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right)_\rho \vec{\nabla} T - \frac{E^2}{8\pi} \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_T \vec{\nabla} \rho + \frac{1}{8\pi} \vec{\nabla} \left[ (E^2 \rho) \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_T \right] - \vec{\nabla} p(\rho, T) \quad (3.12)$$

Où  $\rho_c$ ,  $E$ ,  $T$ ,  $\rho$ ,  $\varepsilon$ , et  $p$  sont respectivement : la densité volumique des charges électriques, le champ électrique, la température thermodynamique, la densité du fluide, la permittivité du gaz et la pression du fluide.

Dans cette expression, le premier terme représente la force de Coulomb. Le deuxième, les forces diélectrophorétiques créées par la variation locale de la permittivité du gaz sous l'influence d'un champ électrique. Les forces d'électrostriction qui sont dues à une possible non-uniformité du champ électrique sont représentées par le troisième terme.

Dans le cas d'un gaz de composition homogène,  $\varepsilon$  ne dépend que de la température et de la densité :

$$\vec{\nabla} \varepsilon = \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right)_\rho \vec{\nabla} T + \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_T \vec{\nabla} \rho \quad (3.13)$$

L'équation (3.14) peut donc être réécrite :

$$\vec{F} = \rho_c \vec{E} - \frac{E^2}{8\pi} \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right)_\rho \vec{\nabla} T - \frac{E^2}{8\pi} \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_T \vec{\nabla} \rho + \frac{1}{8\pi} \vec{\nabla} \left[ (E^2 \rho) \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_T \right] - \vec{\nabla} p(\rho, T) \quad (3.14)$$

Cependant pour les gaz :

$$\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} = \varepsilon - 1 \quad (3.15)$$

Pour l'air  $\varepsilon = 1$ , avec l'hypothèse d'une température uniforme dans la zone de décharge, l'équation (3.12) devient :

$$\vec{F} = \rho_c \vec{E} - \vec{\nabla} p(\rho, T) \quad (3.16)$$

Cette dernière équation, considérée avec le résultat obtenu au paragraphe précédent, démontrent que ce sont principalement les forces de Coulomb qui sont à l'origine des mouvements des gaz sous l'action de décharges électriques.

### **3.3 Modélisation mathématique**

#### **3.3.1 Equations de l'électrostatique**

##### **3.3.1.1 Champ électrique**

Le potentiel électrique  $\phi$  est donné par l'équation de Poisson :

$$\nabla^2 \phi = - \frac{\rho_c}{\varepsilon_0} \quad (3.17)$$

Où :  $\rho_c$  est la charge électrique et  $\varepsilon_0$  la permittivité du milieu, pour l'air  $\varepsilon_0 = 8.854 \cdot 10^{-12}$ .

Le champ électrique correspondant s'exprime par :

$$\vec{E} = -\nabla \phi \quad (3.18)$$

### **3.2.1.2 Densité de courant**

La densité du courant de décharge est donnée, dans sa forme générale par :

$$J_i = \rho_c \beta E_i + \rho_c U - D \nabla \rho_c \quad (3.19)$$

Où  $D$ ,  $\mu_E$ , et  $U$  sont respectivement : la diffusivité des ions, la mobilité des ions, est ainsi que la vitesse de l'écoulement du fluide.

La résolution de ces équations doit satisfaire l'équation de conservation de la charge électrique ou « neutralité électrique » :

$$\nabla \vec{J} = 0 \quad (3.20)$$

### **3.3.2 Equation de la mécanique des fluides**

Les équations de couche limite sont l'un des cas limites des équations de Navier-Stokes lorsque le nombre de Reynolds est grand. Le modèle à l'étude est régi par les équations de la couche limite pour un écoulement de fluide incompressible à deux dimensions sur une plaque plane.

En dehors de la couche limite, la force d'inertie sera dominante et la force de frottement est très faible et peut être négligée, tandis qu'à l'intérieur de la couche limite les forces d'inertie et de frottement sont d'un ordre de grandeur comparable.[100]

La forme simplifiée de l'équation de continuité de masse et des équations de Navier-Stokes pour l'écoulement incompressible [103] peut être écrite comme :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{U} = 0 \quad (3.21)$$

$$\rho \frac{d\vec{u}}{dt} = \vec{F} - \vec{\nabla} p + \mu \Delta^2 \vec{u} \quad (3.22)$$

Pour des conditions d'état stable, un écoulement de fluide visqueux incompressible bidimensionnel, et en utilisant l'équation (3.16) pour la force du coulomb, les équations (3.21) et (3.22) peuvent être écrites comme :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (3.23)$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\rho_c}{\rho} E_x - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (3.24)$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = \frac{\rho_c}{\rho} E_y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \quad (3.25)$$

où :  $\rho$  est la densité du fluide,  $p$  est la pression, et  $\nu$  la viscosité cinématique.

Le modèle mathématique couplé est ainsi formé par les équations de continuité et de Navier-Stokes, avec les équations de Poisson et de conservation de charge pour les phénomènes électrostatiques. Plus précisément, c'est le terme convectif dans l'expression du vecteur densité de courant (3.19) qui empêche de résoudre séparément les équations d'hydrodynamiques de celle de l'électricité. La difficulté réside dans le fait que la densité volumique de charge est influencée par ce terme.

### **3.4 Procédure de Découplage**

La méthode de découplage suivi dans ce travail, considère le transport des charges électriques dû à l'écoulement du fluide dans l'équation (3.20), comme étant significativement petit pour négliger ce terme convectif. Ce qui permet de résoudre séparément les équations de l'électricité de celles de la mécanique des fluides.

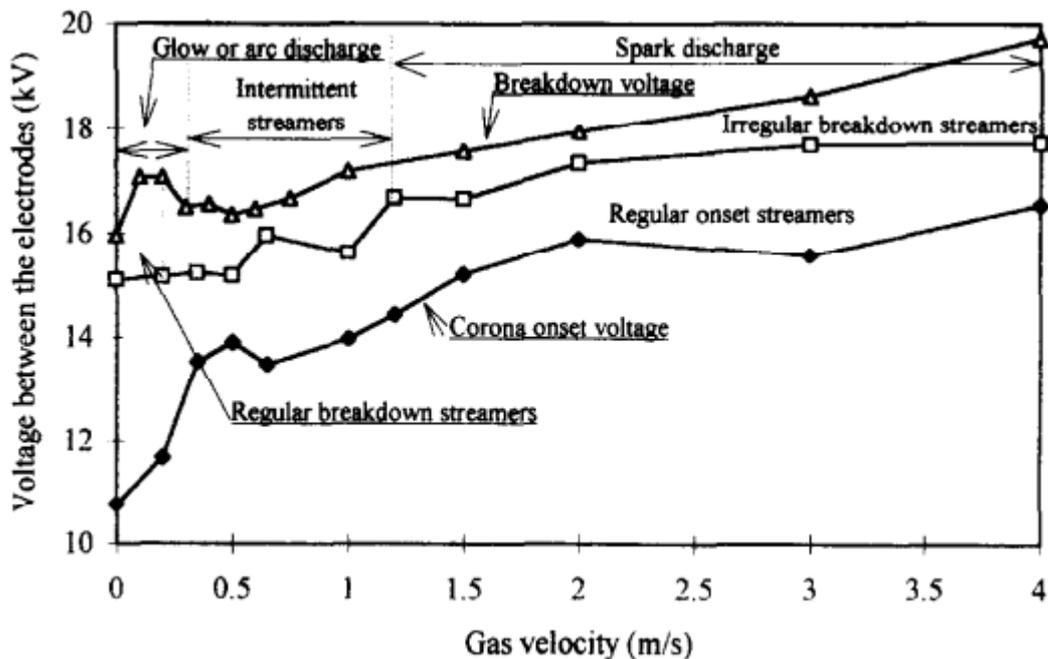
Les vitesses des écoulements hydrodynamiques étudiés allant de 1 à 5 m/s, sont très inférieurs à celles de dérive des ions qui vont de 100 à 150 m/s [103][94]. L'hypothèse paraît donc très justifiée. Durant les deux dernières décennies, cette simplification a fait l'objet de nombreuses recherches expérimentales et numériques.

#### **3.4.1 Validation expérimentale de l'hypothèse de découplage**

Yu Akishev [106] à constater que la diffusion de la décharge couronne lumineuse pointe-plan se produit nécessairement avant la transition vers une étincelle, soit

sous forme de décharge en régime permanent dans le flux d'air, soit sous forme de décharge transitoire dans l'air statique.

Plusieurs recherches, notamment celles de Matéo-Velez 2005, Leger 2003, Labergue 2005 [68,104,105] ont expérimentalement démontré que les décharges couronnes ne sont pas influencées par des écoulements d'air allant de 0.5 à 5 m/s.



**Figure 3.2** : L'effet de la vitesse du gaz qui s'écoule sur les plages de fonctionnement de différents types de décharge à polarité positive pour une seule géométrie point-plan. [107]

### 3.4.2 Validation numérique de l'hypothèse de découplage

Zhao L et al. [108] ont proposés dans leur étude numérique de résoudre simultanément les équations de densité de courant, celles du champ électrique, et du transport de charges avec celles de la mécanique des fluides. Les auteurs ont utilisé un algorithme basé sur la méthode des éléments finis, leurs résultats confirment que l'écoulement extérieur n'a qu'un effet très limité sur les décharges couronne. Xing et al. 2012 [109] publient un travail où ils simulent un écoulement dans un précipitateur électrostatique, ayant considéré, dans leur modèle, l'absence d'un écoulement de fluide pendant la résolution des équations de l'électricité, la

comparaison avec des résultats expérimentaux a démontré la validité de leurs hypothèses, en particulier celle de l'influence de la vitesse de l'écoulement sur la décharge électrique.

Aussi, une vitesse d'écoulement faible ne remet pas en question l'hypothèse de découplage, Ainsi et pour ce domaine de vitesses, la formulation de la force électrostatique est indépendante de l'écoulement.

### **3.5 Modélisation numérique**

La modélisation doit prendre en compte la présence dans le système de deux zones d'écoulements principales. La première représente la région où le fluide est affecté par la décharge électrique, l'écoulement est uniquement décrit par les équations de Navier et stocks. La deuxième région, prend en compte la présence de forces électriques, le système découplé décrit ci-dessus est utilisé.

Le premier model considère que la densité de charge constante tandis que le second prend en compte sa variation suivant l'espace de décharge. La force électrohydrodynamique est introduite dans le système via le terme des forces volumiques extérieures, de plus, le modèle considère les hypothèses suivantes :

- L'écoulement est bidimensionnel, stationnaire et incompressible.
- Seules les forces électrostatiques sont prises en considération.
- La diffusion des ions est négligée.
- Le coefficient de conduction électrique ne dépend pas du champ électrique.
- La mobilité des ions est constante et indépendante du champ électrique.

La force électro hydrodynamique est le résultat du produit de la valeur du champ électrique local, et un coefficient  $\alpha$  qui représente la densité de charge, du plasma, créé entre les électrodes.

$$\vec{F}_e = \alpha \vec{E} \quad (3.26)$$

### 3.5.1 cas de coefficient constant

Cette approche néglige la présence d'une décharge dans la mesure où elle ne prend pas en compte explicitement de la présence d'espèces chargées dans le calcul du champ électrique.

Cette constante a été déterminée pour plusieurs configurations d'écoulements laminaires et turbulents par comparaison avec des données expérimentales [19] [110].

La constante  $\alpha$  est liée directement à la conductivité électrique  $\sigma$  et la mobilité d'ions par la relation suivante :

$$\alpha = \sigma / \mu_e \quad (3.27)$$

On choisira dans la suite de nos calculs  $\alpha = 0.5 \cdot 10^{-3}$

L'équation de continuité et celle de la quantité de mouvement s'écrivent en considérant nos hypothèses comme suit :

$$\nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad (3.28)$$

$$\rho \vec{u} \nabla \cdot (\vec{u}) = -\nabla p + (\bar{\tau}) + \alpha \vec{E} \quad (3.29)$$

Où  $\rho$  est la masse volumique de l'air,  $u$  est la vitesse de l'écoulement,  $p$  est la pression atmosphérique,  $\bar{\tau}$  est le tenseur des contraintes et  $\alpha = 0.5 \cdot 10^{-3}$  est la constante du modèle.

En tenant compte de la définition de potentiel électrique (3.18) et l'équation de continuité (3.22), et par substitution de l'expression de la densité de courant (3.19) dans l'équation (3.20), on peut obtenir l'équation de la charge suivante :

$$\nabla \cdot (-D \nabla \rho_c - \beta \rho_c \nabla \phi) + U \cdot \nabla \rho_c = 0 \quad (3.30)$$

Le terme de conduction dans l'équation (3.19) 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.

On obtient alors l'équation simplifiée suivante :

$$\nabla \cdot (\beta \nabla \phi \rho_c) = 0 \quad (3.31)$$

Avec l'hypothèse que la densité de charge est constante dans la zone inter électrode, on retrouve l'équation (3.17) sous la forme :

$$\nabla \cdot (\sigma \nabla \phi) = 0 \quad (3.33)$$

Où  $\sigma$  représente la conductivité électrique.

Donc le système d'équation mathématique finale qui constitue le modèle électro hydrodynamique à coefficient constant est :

$$\begin{aligned} \nabla \cdot (\rho \vec{u}) &= 0 \\ \rho \vec{u} \nabla \cdot (\vec{u}) &= -\nabla p + (\bar{\tau}) + \alpha \vec{E} \\ \Delta \phi &= 0; \vec{E} = -\nabla \phi \end{aligned} \quad (3.34)$$

### **3.5.2 cas de coefficient variable**

Le deuxième modèle est basé sur le même système d'équations que le précédent ; toutefois la densité de charge étant considérée variable.

Ici, La force électro hydrodynamique dépend d'une fonction qui représente la densité de charge du plasma, de plus, ce modèle tient compte de l'évolution spatiale de la décharge. La théorie de Townsend [111] montre que le coefficient d'ionisation  $\alpha'$  ou coefficient de Townsend, inclut l'ionisation par les chocs des électrons, ainsi que les phénomènes d'attachement et de détachement.

Sa valeur dépend du champ électrique, de la nature et de la pression du gaz.

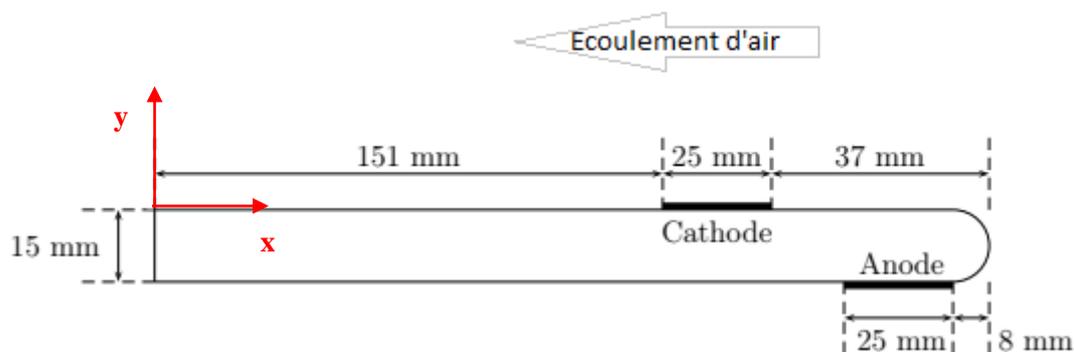
$$\alpha' = A \cdot p \cdot \exp\left(-B \cdot \frac{P}{E}\right) \quad (3.35)$$

Où A et B sont des constantes à déterminer,  $p$  est la pression atmosphérique, et  $E$  le champ électrique local.

### 3.6 Positionnement de l'étude

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 sera étudié. Le système d'équation couplé sera résolu pour calculer la force électrique qui s'applique aux fluides.

Le travail de cette thèse sera fait sur un système à l'écoulement d'air, stationnaire, bidimensionnel et incompressible sur deux électrodes en bande étendu sur l'intrados et l'extrados de la plaque plane à côté du bord d'attaque. Une décharge couronne est produite pendant l'écoulement de l'air, par l'application de tensions électriques sur les deux conducteurs en bande, afin de générer une force électrostatique qui est la seule force extérieure prise en considération dans ce travail. D'autre part, la diffusion ionique est négligée. Nous considérons également que le coefficient de conduction  $\sigma$  et la mobilité des ions  $\beta$  sont constants et ne dépendent pas de l'intensité du champ électrique.



**Figure 3.4 :** Système de configuration pour électrodes en bande [4]

La figure 3.4 montre les caractéristiques géométriques du système de cette étude. Nous nous intéressons aux modifications des profils des vitesses de la couche limite en priorité. Pour cela, les deux modèles de simulations des décharges seront

utilisés, le premier ayant été validé par de précédents travaux, a servi de base pour le développement du second modèle.

### **3.7 Simulations numériques**

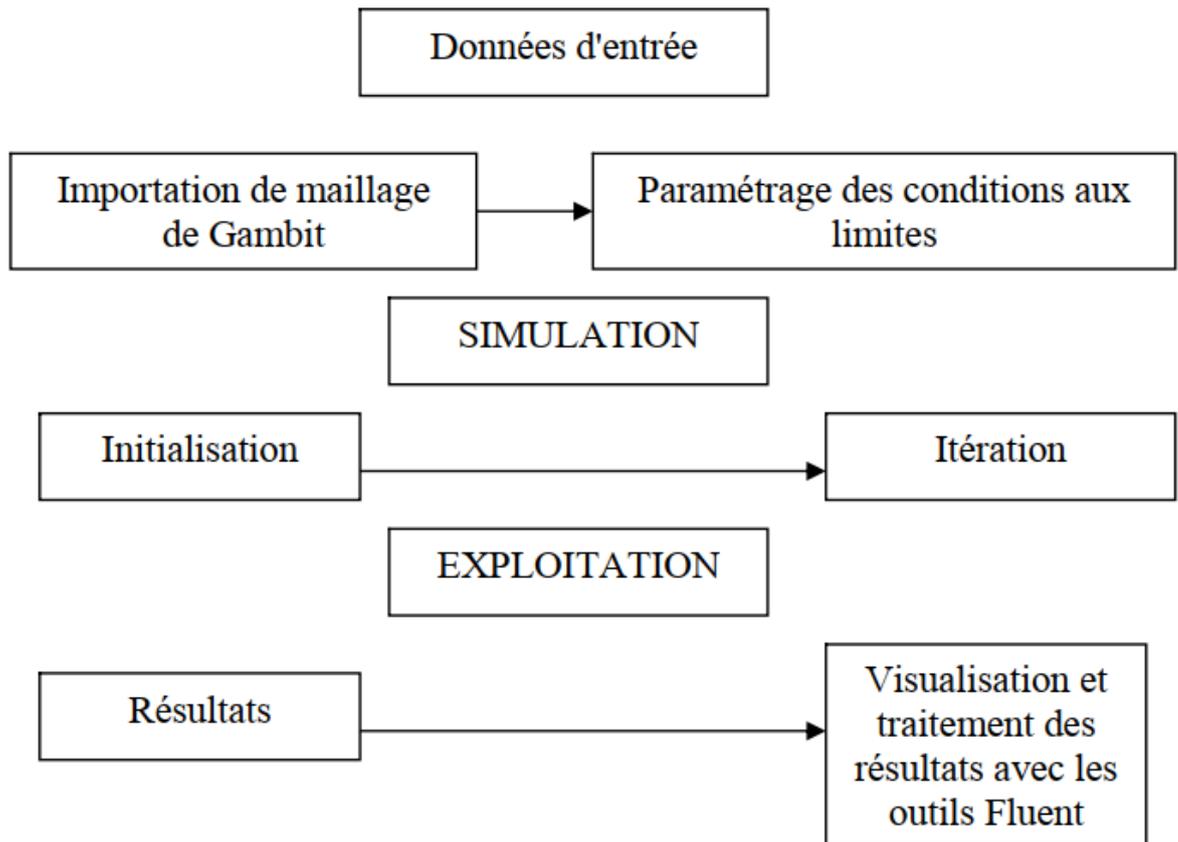
La simulation numérique est effectuée à l'aide du logiciel FLUENT dans sa version 16.0, La prise en compte des forces électriques par ce dernier est rendu possible par une opération d'accrochage d'un module programmé UDF ( user defined fonction ) qui définit les fonctions et des scalaires qui seront dynamiquement chargés par le solveur pour augmenter les possibilités standards du logiciel [112].

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).

Lors de calculer certaines valeurs doivent être évaluées à la frontière des cellules. Une interpolation est alors nécessaire, et peut être réalisée suivant différents schémas.

### 3.7.1 séquence de modélisation sous fluent



**Figure 3.5 :** Organigramme des différentes étapes effectuées sur fluent.

### 3.7.2 Intégration des équations électrostatiques dans Fluent

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

$$\frac{\partial \rho \Phi_j}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \rho \bar{u}_i \Phi_j - \Gamma_j \frac{\partial \Phi_j}{\partial x_i} \right) = S_{\Phi_j}; j = 1, 2, \dots, N \quad (3.36)$$

Où  $\Gamma_j$  et  $S_{\Phi_j}$  sont le coefficient de diffusion et le terme source donné par l'utilisateur pour chaque équation de grandeur scalaire.

Pour convertir l'équation (3.33) dans la forme d'équation (3.36), les variables sont définies comme suit :

$$\Phi_1 = \phi \quad ; \quad \Gamma_1 = \sigma \quad ; \quad S_1 = 0 \quad ; \quad u_1 = 0 \quad (3.37)$$

La prise en compte de l'influence du champ électrique sur l'écoulement se fait par l'ajout d'un terme de force électrique  $\vec{F}_e = \alpha \vec{E}$  dans les équations de Navier-stokes.

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 physiques électrostatique de (3.37) afin de résoudre simultanément le potentiel électrique et le vecteur vitesse, en tenant compte de l'effet des forces électrostatiques dans l'équation de mouvement. Ces grandeurs sont représentées par des codages pour pouvoir les introduire dans Fluent.

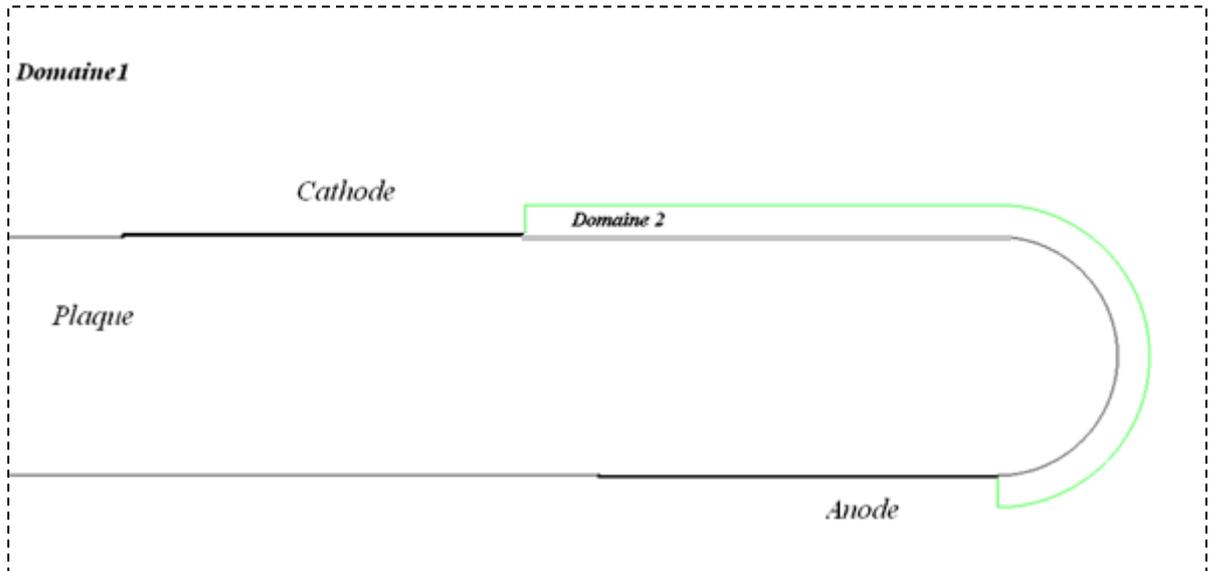
Le code écrit contient des macros de Fluent suivants :

- ❖ Un macro UDF pour définir le terme source ;
- ❖ Un macro UDF pour définir le terme convectif ;
- ❖ Un macro UDF pour calculer la conductivité électrique ;
- ❖ Un macro UDS (user-defined scalar) pour définir la grandeur scalaire le potentiel électrique ;
- ❖ 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 ;

### **3.7.3 domaines de calcul**

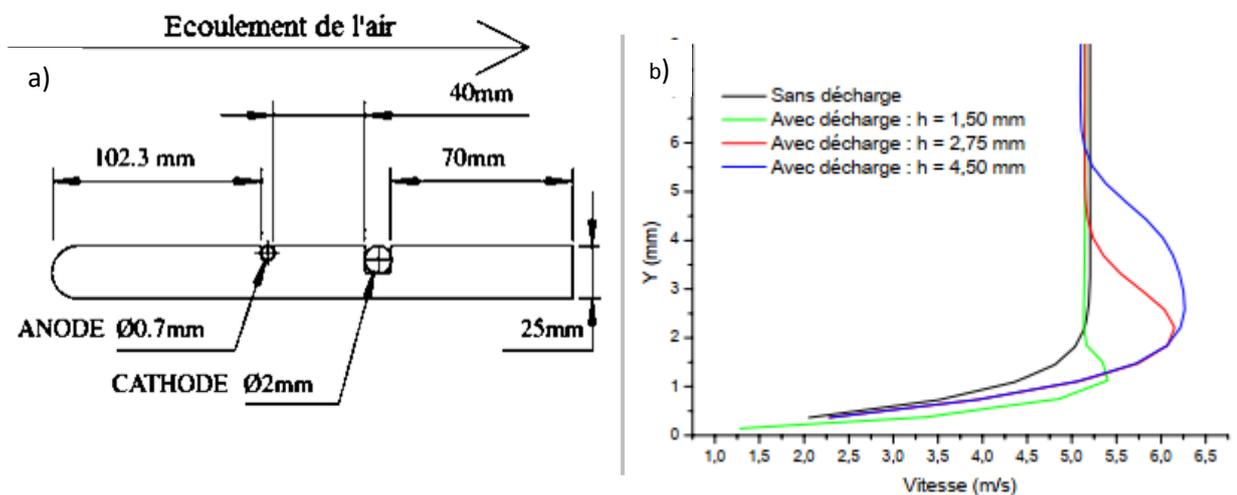
Le domaine d'écoulement de l'air est divisé en deux zones. Une région d'écoulement externe où la décharge n'a pas d'effets « Domaine 1 » et la 2ème zone est la zone inter électrode « Domaine 2 » ou la décharge couronne surfacique induit un écoulement par le mouvement des ions dans l'espace inter-électrodes.

Ceux-ci se déplaçant à proximité de la paroi de l'anode vers la cathode, alors on l'a modélisée comme montre dans la figure 3.6, le domaine 2 contourne la géométrie circulaire du bord d'attaque de la plaque plane.



**Figure 3.6 :** Domaines de calcul de la configuration des électrodes en bande

L'influence de la hauteur  $h$  de domaine 2 inter électrode a été étudiée par Semmar et al [110], ils ont déterminé le paramètre  $h$  adéquat pour traduire les effets des décharges, pour le système à électrodes filaires. La figure 3.7 montre les résultats obtenus :



**Figure 3.7 :** a) système à électrodes filaires, b) Profils de vitesse, 1 cm en aval de la cathode,  $U_0 = 5 \text{ m/s}$  et  $\alpha = 0.5 \cdot 10^{-3}$  [110]

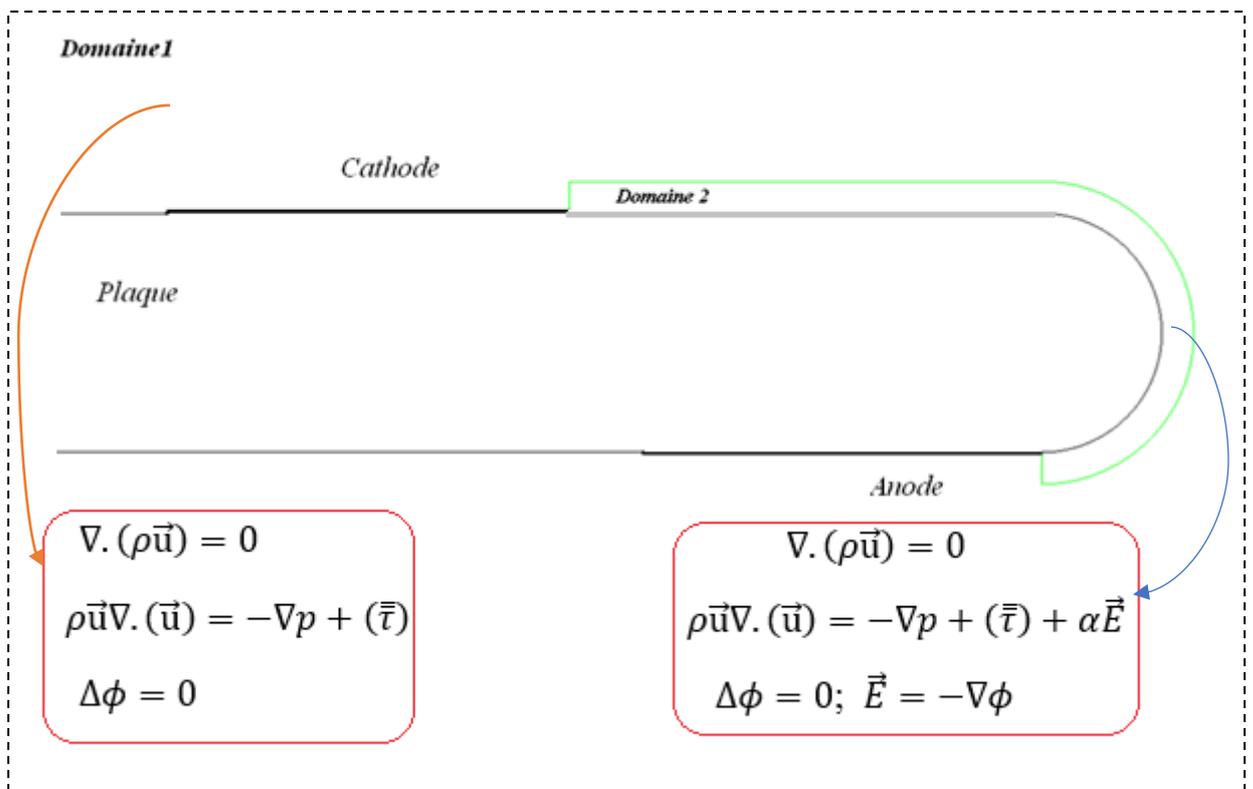
Les profils des couches limites obtenus par les simulations sont différemment accélérés par les forces de Coulomb, l'effet varie suivant la hauteur d'application  $h$ . ils ont opté pour  $h$  égale à 1,5 mm, car pour les valeurs de  $h$  inférieures, l'effet de la force est faible. Matéo-Vélez J-C [104] a confirmé pour  $h$  allant de 1,5 mm à 2 mm est Compatible avec L'analyse de L'ordre de grandeur des zones actives autour des électrodes filaires.

Les résultats de ces études ont confirmé 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. Le modèle mathématique associé au domaine 2 de la Figure 3.6 est donné par le système d'équations (3.34). Le modèle mathématique du domaine 1 est donné par les équations suivante :

$$\nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0$$

$$\rho \vec{u} \nabla \cdot (\vec{u}) = -\nabla p + (\bar{\tau}) \quad (3.38)$$

$$\Delta \phi = 0$$

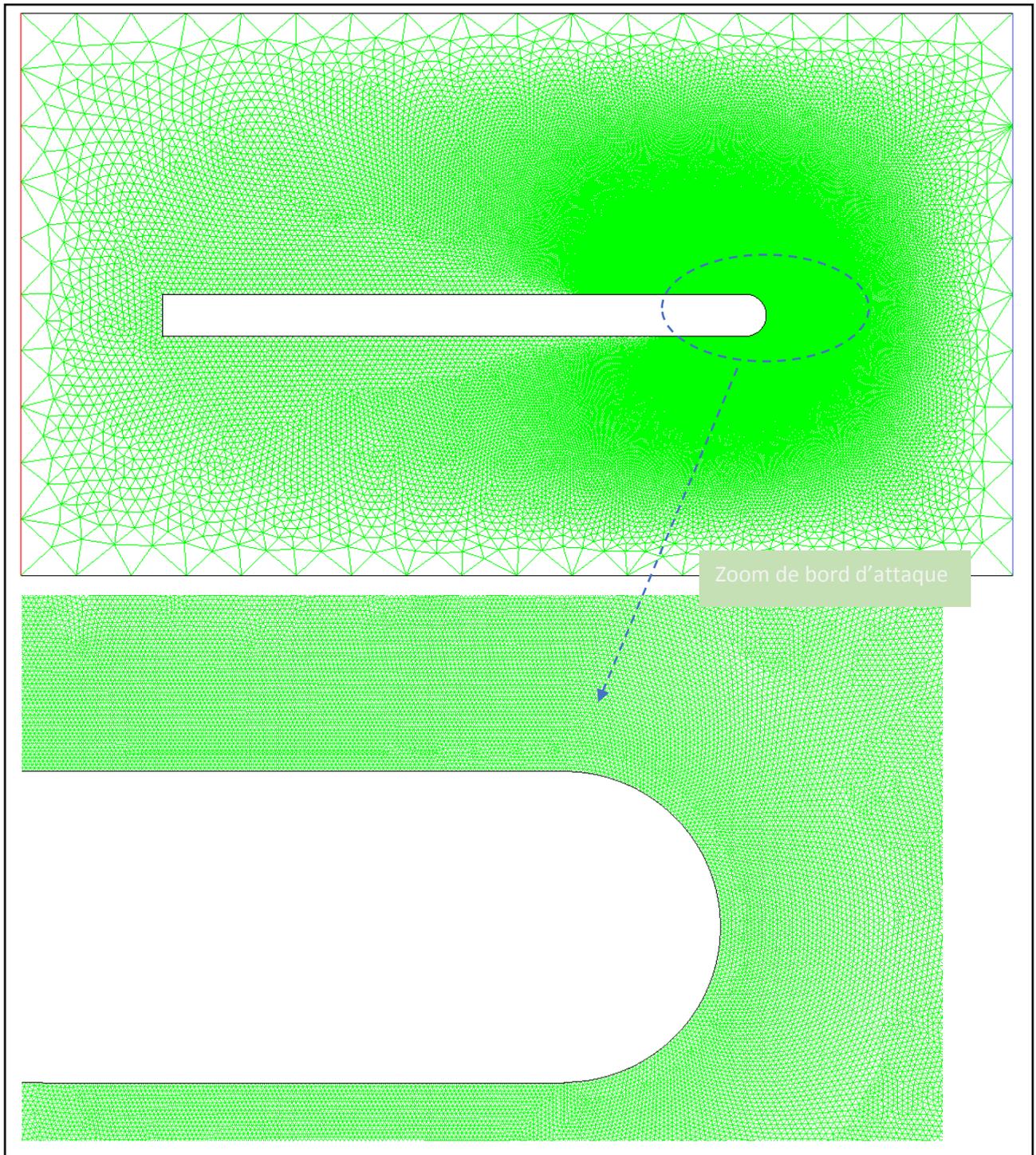


**Figure 3.8** : modèle mathématique associée aux deux domaines de calcul.

### **3.7.4 Maillage de domaine de calcul**

La création des géométries ainsi que le maillage sont faites sous le logiciel **Gambit 2.3.16**. Ce logiciel propose des solutions étendues pour les géométries les plus compliquées. Certaines règles s'appliquent lors de la construction d'un maillage, en termes de taille et de formes de cellules, pour limiter les erreurs purement numériques.

Le maillage utilisé et le domaine de calcul pour cette simulation est montré sur la figure suivante (3.9). Il s'agit d'un maillage non structuré avec cellules triangulaires pour assurer un minimum de diffusion numérique.



**Figure 3.9** : Maillage du domaine non structuré (92233 nœuds) de configuration électrodes en bande

### **3.7.5. Procédure sous "Fluent"**

Au chargement de maillage sous Fluent, nous devant mettre la géométrie à l'échelle. Le logiciel permet 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 de calcul et l'efficacité de l'accès à la mémoire.

#### **3.7.5.1. Simple précision ou double précision**

"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.

#### **3.7.5.2. Choix de la formulation du solveur**

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

- La formulation "Pressure based ", 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 ils sont découplés les uns des autres (implicite par défaut). Le solveur isolé est classiquement employé pour les écoulements incompressibles à modérément compressibles.
- La formulation "Density based", 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 termes de besoins en ressources, Mais convergera plus lentement que la formulation implicite et n'est conseillé que pour les écoulements instationnaires.

### **3.7.5.3 Schémas de discrétisation**

Sous "Fluent", les variables stockées au centre de la cellule doivent être interpolés 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.

### **3.7.5.4 Choix de la méthode de couplage Pression Vitesse**

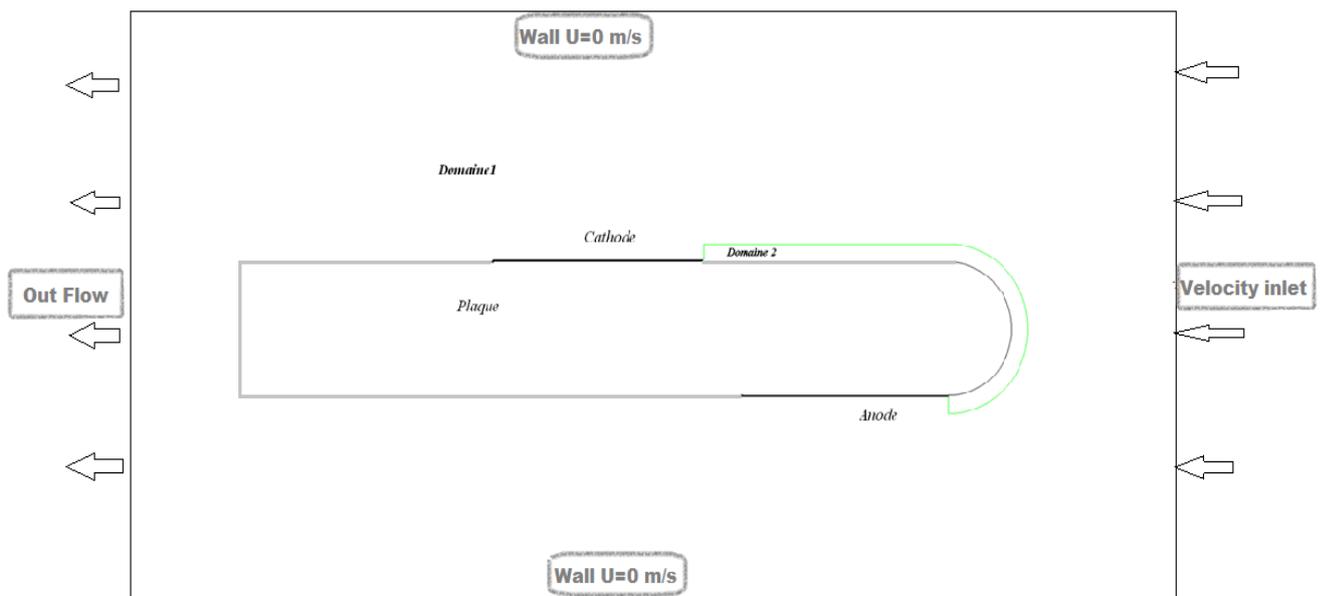
Si les vitesses sont définies aux nœuds d'un volume de contrôle ordinaire (comme les autres scalaires : pression, température), il est démontré qu'un champ de pression hautement non uniforme agira comme un champ uniforme sur les équations de quantité de mouvement discrétisées, Verstege (1995). La solution 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".

### **3.7.6 conditions aux limites**

De nombreuses conditions aux limites doivent être spécifiées avant de démarrer le calcul, des conditions sur l'aspect purement hydrodynamique de l'écoulement sont d'abord entrées pendant la phase de maillage dans Gambit comme montré sur la figure 3.10.



**Figure 3.10** : conditions aux limites d'entrées dans Gambit

### 3.7.6.1 Organigramme de fonctionnement dans Gambit

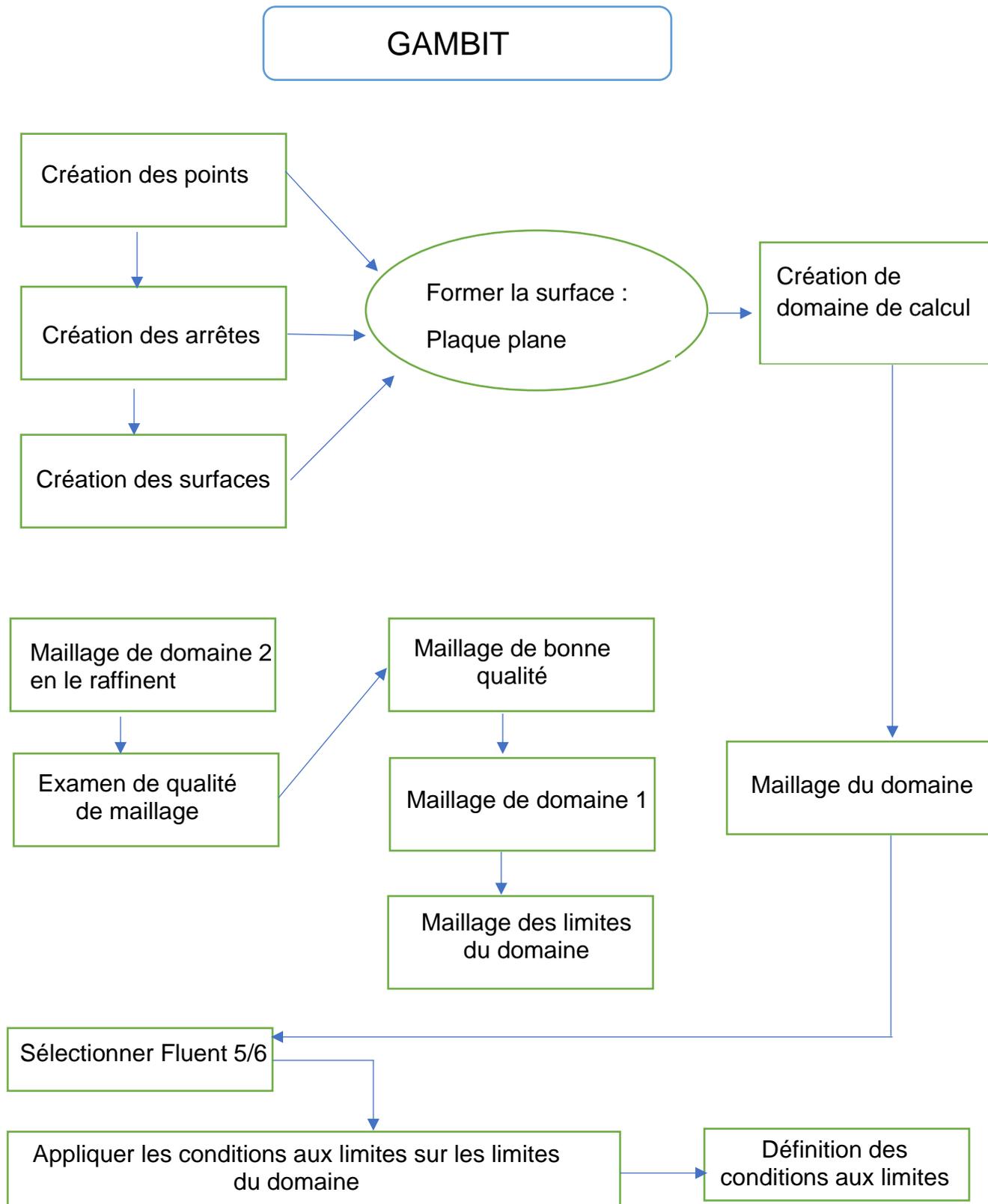
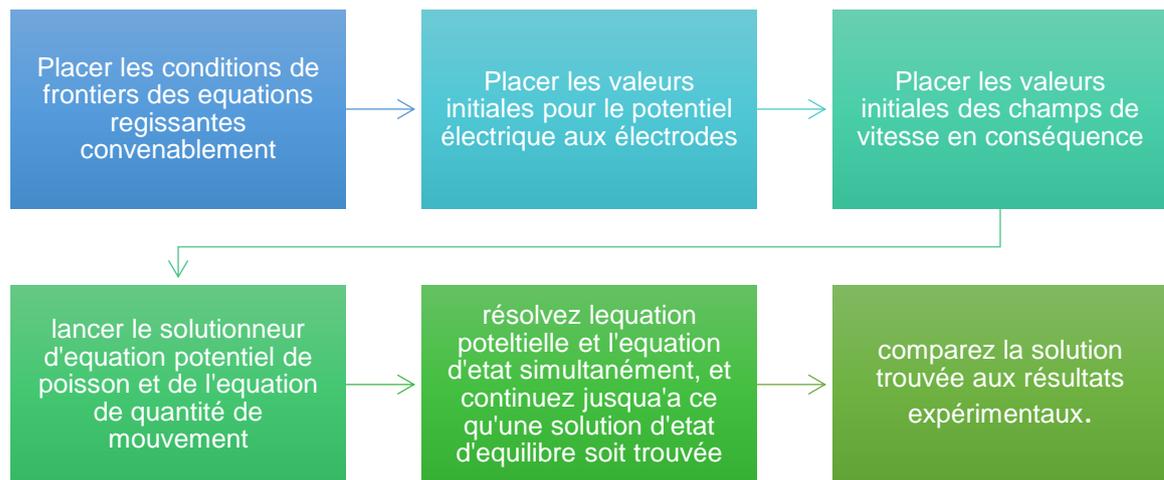


Figure 3.11 : Organigramme de fonctionnement dans Gambit

Les conditions aux limites relatives aux phénomènes électriques sont entrées directement dans Fluent après l'opération d'accrochage du module de calcul des forces électriques.

### **3.7.7 Algorithme numérique de calcul**

L'algorithme global pour résoudre le système d'équations (3.34) et (3.38) est récapitulé dans des étapes suivantes [110]:



### **3.8 Conclusion**

Le processus électro hydrodynamique est un phénomène complexe qui est décrit d'une manière macroscopique dans notre travail. L'approche consiste à reproduire l'accélération de la couche limite par la décharge par un modèle simple qui évite de recourir à la prise en compte des réactions chimiques complexes du plasma créé. Ainsi les équations de Navier-Stokes, intégrant une force de volume engendrée par la décharge, elle-même modélisée par les équations de l'électricité, constituent un modèle simplifié. Celui-ci permet d'étudier les mécanismes d'injection de la quantité de mouvement supplémentaire dans les zones de charges.

Nous avons montré la démarche de modélisation qui a mené à ce résultat ainsi que les simplifications qui ont permis de ne conserver que la force de Coulomb dans le calcul des forces électrostatiques. Cependant le système constitué reste couplé par le terme de transport convectif des charges électriques. Pour surmonter cette

difficulté, la solution consiste à négliger le transport convectif des charges devant la vitesse des ions. Cette hypothèse validée pour les systèmes des précipitateurs électrostatiques, a par la suite été vérifiée par des recherches expérimentales et numériques, précisément dans le domaine de l'actuation par plasma.

La modélisation d'un système électro aérodynamique se fait, dans notre thèse, par le calcul des forces de Coulomb, basées sur un coefficient représentant la densité de charge net du plasma créé pendant la décharge.

Suite au couplage des équations de l'hydrodynamique avec celles de l'électricité, nous avons procédé à la modélisation en volumes finis du système couplé des équations de Navier-Stokes avec l'équation de Poisson.

Dans le chapitre qui suit nous allons simulés sous fluent cette configuration et nous allons montrer l'effet de la décharge sur le développement de la couche limite sur ce profile qui sera valider par les résultats expérimentaux de P. Magnier [4].

## CHAPITRE 4

### RESULTATS ET DISCUSSION

#### **4.1. Introduction**

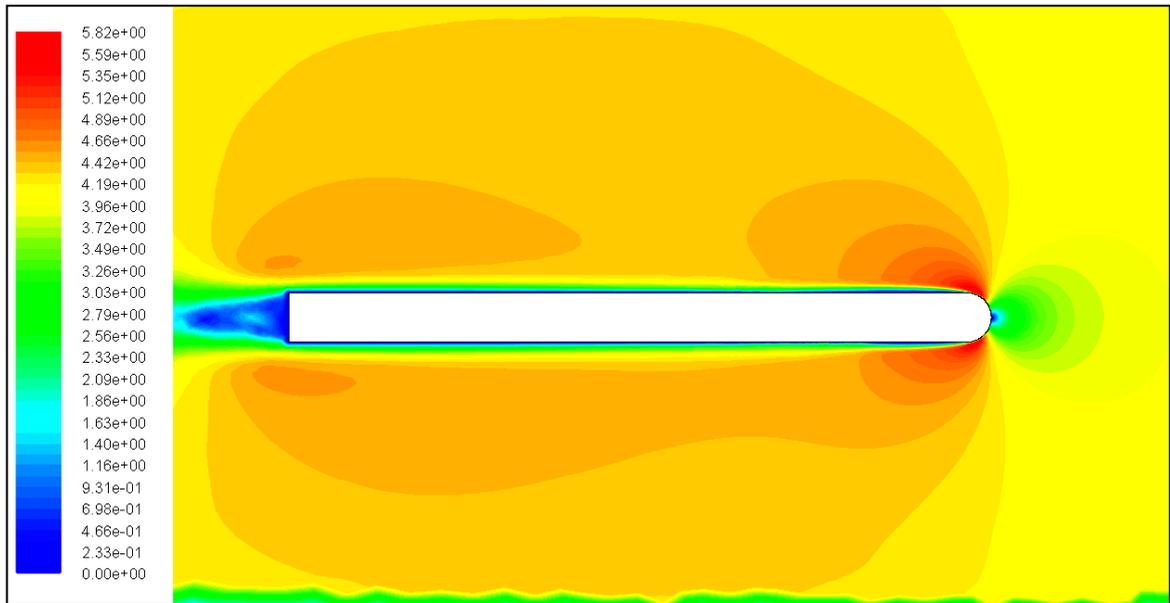
Ce chapitre est consacré essentiellement à l'exploitation des résultats des modèles de simulation numérique. Pour cela, notre étude se divisera en deux sections, nous devons comparer et valider les résultats de nos calculs avec des résultats expérimentaux de P. Magnier [4]. Dans la deuxième section, on analysera l'influence de la zone de décharge en faisant varier la hauteur  $h$  de domaine 2, bien sûr, sans oublier l'effet de la densité de charge dans cette zone.

#### **4.2 Résultats**

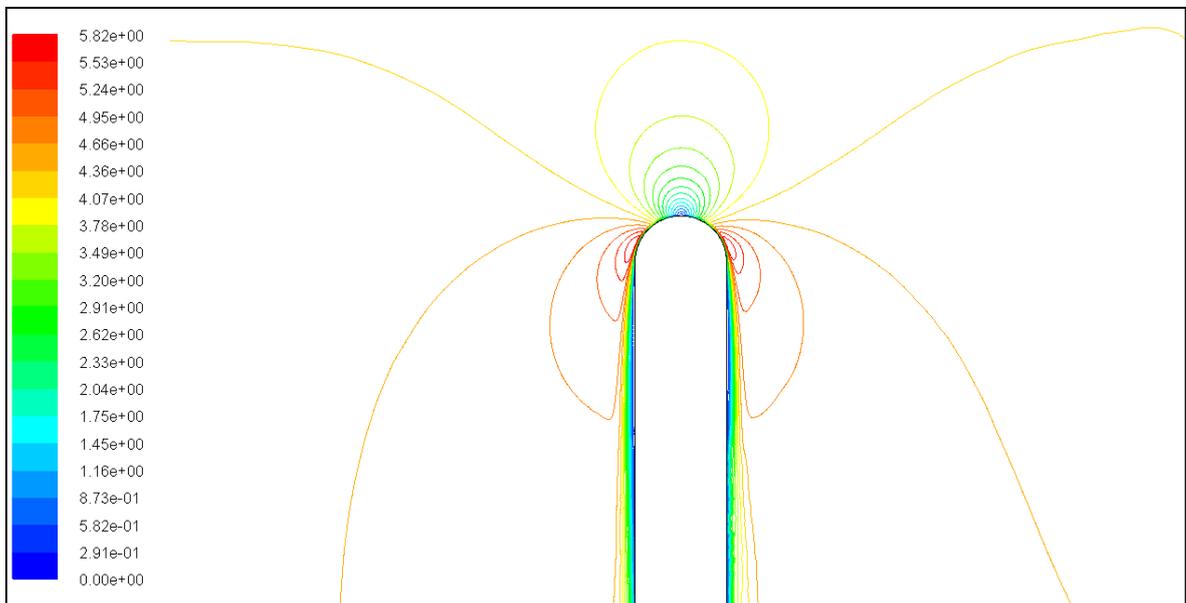
Pour notre configuration les électrodes sont des fines bandes de cuivre adhésives (35  $\mu\text{m}$  d'épaisseur), de 175 mm de longueur et 25 mm de largeur. L'écoulement étant bidimensionnelle laminaire. On a pris un maillage non structuré de 92233 nœuds. En appliquant une tension d'environ 40 kV, avec prise en considération la hauteur de la zone de décharge  $h$  qui est égale à 1.5 mm suite aux travaux de [13]. Et une vitesse d'entrée de 4m/s ,8m/s et 14m/s.

Dans la figure 4.1 et 4.2 on voit le champ de vitesse et les iso valeurs des vecteurs vitesses, calculée sans décharge avec un écoulement amont de 4m/s.

La Figure 4.1 montre la répartition du flux autour du bord d'attaque, une séparation locale est observée près du bord d'attaque et le flux est bien établi entre l'anode et la cathode car l'actionneur n'est pas encore activé. En revanche, sur la figure 4.3, la couche limite est collée comme si le flux était aspiré par la décharge, qui contourne le bord d'attaque de la plaque plane.



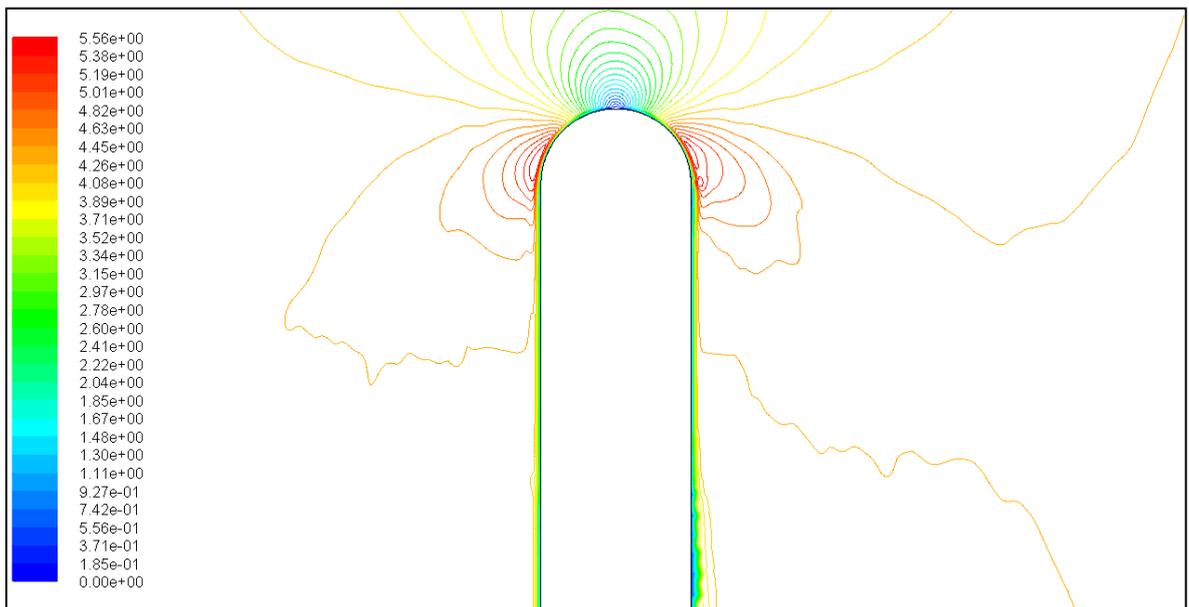
**Figure 4.1** : contours de vitesse calculée sans décharge avec  $U_0 = 4\text{m/s}$



**Figure 4.2** : contours des iso valeurs de vitesse calcule sans décharge à  $U_0 = 4\text{m/s}$

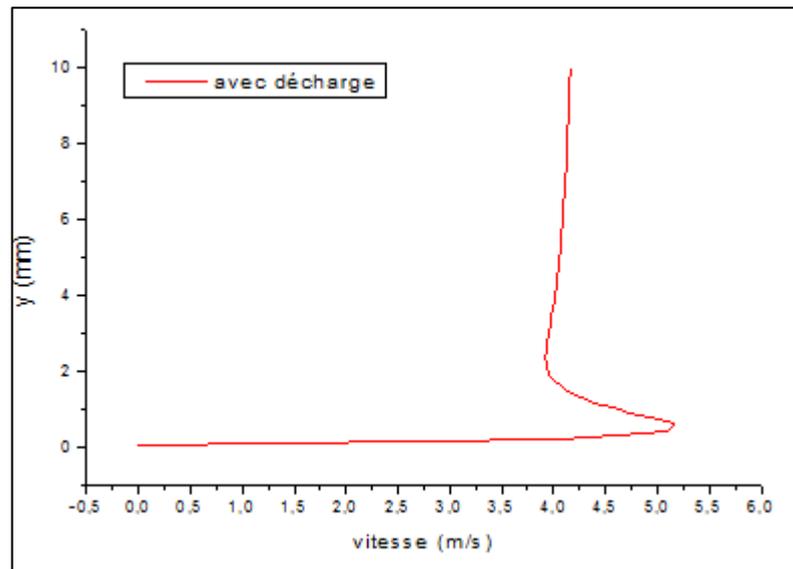


**Figure 4.3:** contours de vitesse calculé avec décharge a  $U_0 = 4\text{m/s}$



**Figure 4.4 :** contours des iso valeurs de vitesse calculée avec décharge à  $U_0 = 4\text{m/s}$

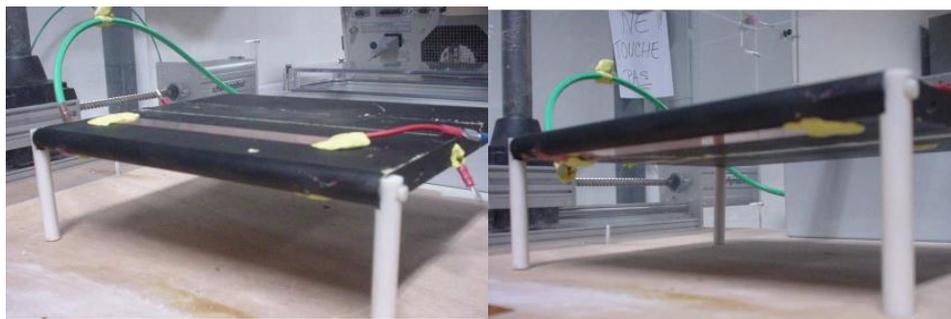
La figure 4.5 montre clairement l'accélération de l'écoulement dans la zone inter-électrodes en présence d'une décharge.



**Figure 4.5 :** Profil de couche limite avec décharge à 1 cm en aval de la cathode, pour  $Re = 5,83 \cdot 10^4$  et  $\Delta V = 40$  kV.

### 4.3 Validation des résultats

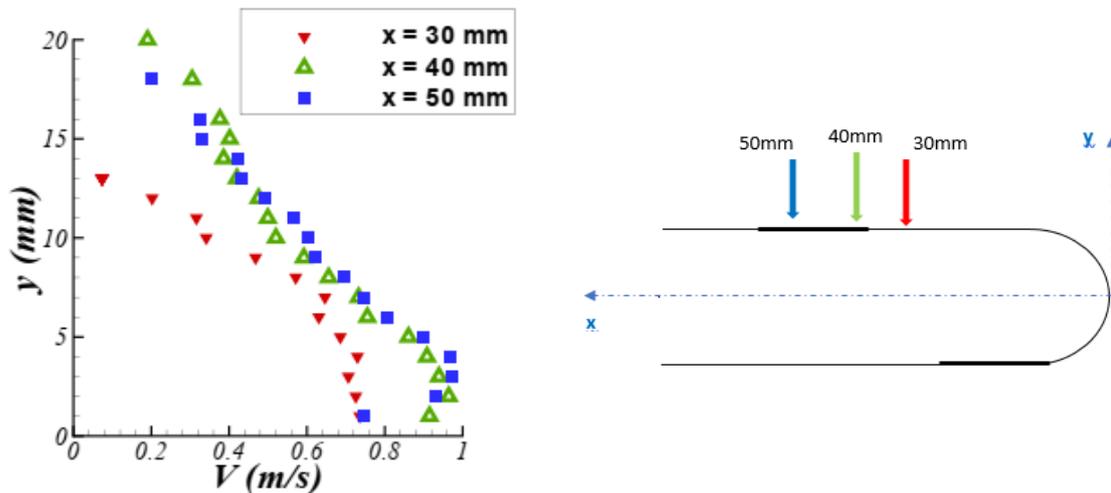
On a comparé nos résultats par les travaux expérimentaux de Pierre Magnier



**Figure 4.6 :** Photographies de la plaque équipée d'électrodes en bandes de cuivre

[4]

Pour mieux voir le développement de la couche limite dans la zone inter électrodes, et les performances de l'actionneur, on a augmenté la hauteur  $h$  de la zone de décharge à  $h = 2$  mm dans la suite de nos travaux basé sur les résultats de P. Magnier, quand il a mesuré la vitesse de l'écoulement induit  $V_i$  pour différentes positions sur la plaque



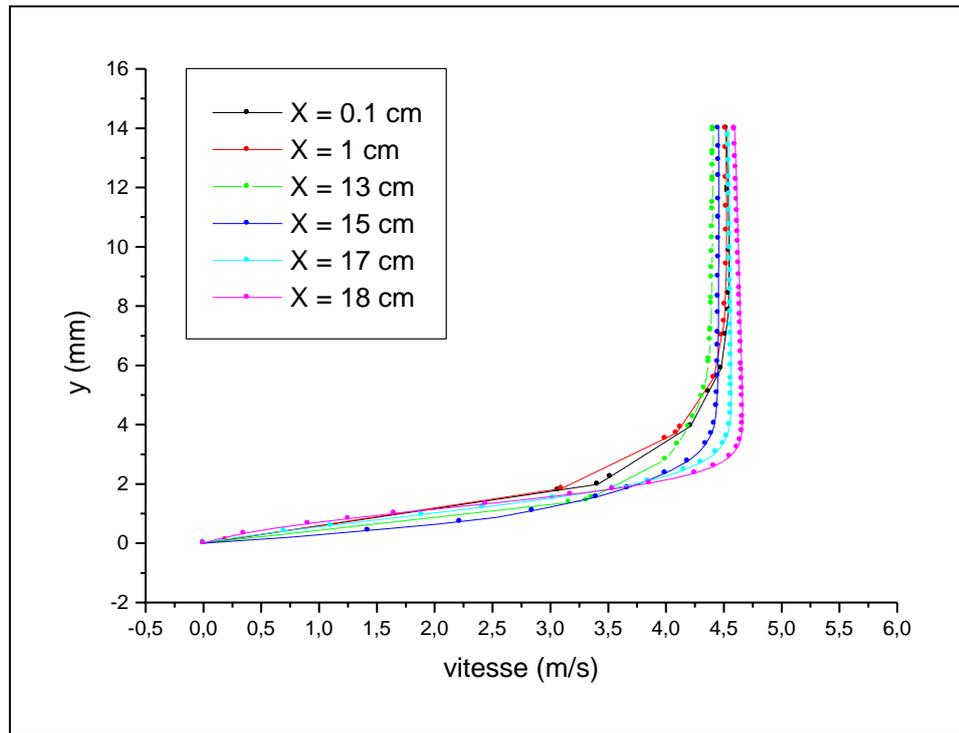
**Figure 4.7 :** Vitesse de l'écoulement induit par-là décharge,  $V = +44$  kV pour 3 positions sur la plaque

La décharge étudiée crée donc bien un écoulement qui se dirige vers la cathode. Les profils montrent que l'écoulement a une vitesse plus importante juste après l'espace inter-électrode. Le maximum de vitesse obtenu est environ de 1 m/s. L'ordre de grandeur de cette valeur maximale d'écoulement induit est comparable à la vitesse obtenue dans la configuration d'électrodes filaires des études précédentes de Léger [105] et Moreau et al. [13] ( $V_i = 2,75$  m/s).

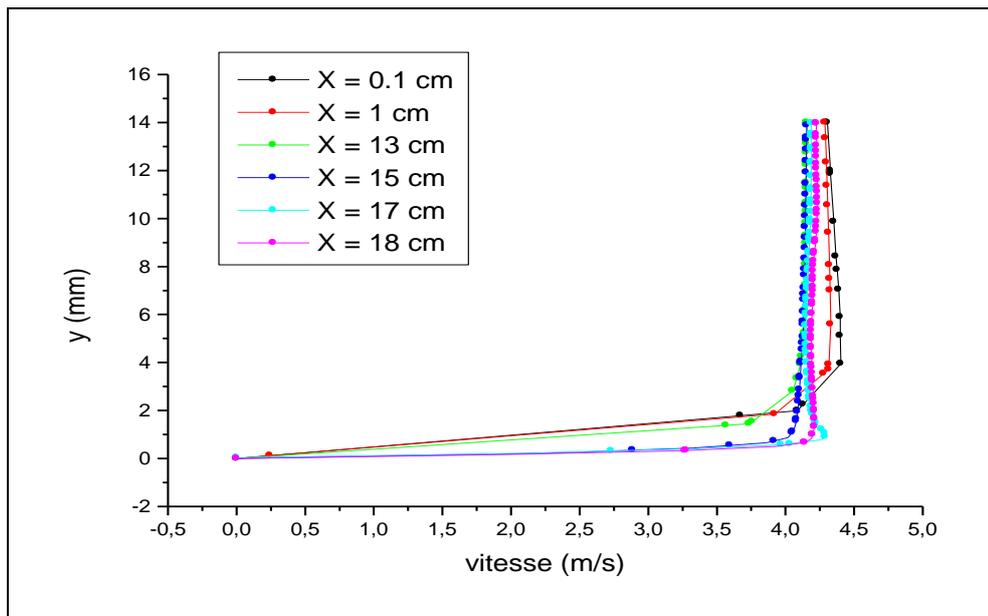
#### **4.3.1. Réduction de la couche limite**

Les figures 4.8 et 4.9 montre les profils de vitesse obtenus pour différentes abscisses sur la plaque plane à incidence nulle sans et avec décharge électrique avec une intensité de 40kv. ces profils de vitesse confirment le développement de la couche limite sur la plaque plane.

La figure 4.10 montre l'évolution de l'épaisseur de la couche limite avec et sans décharge, et pour une vitesse d'écoulement de 4m/s.

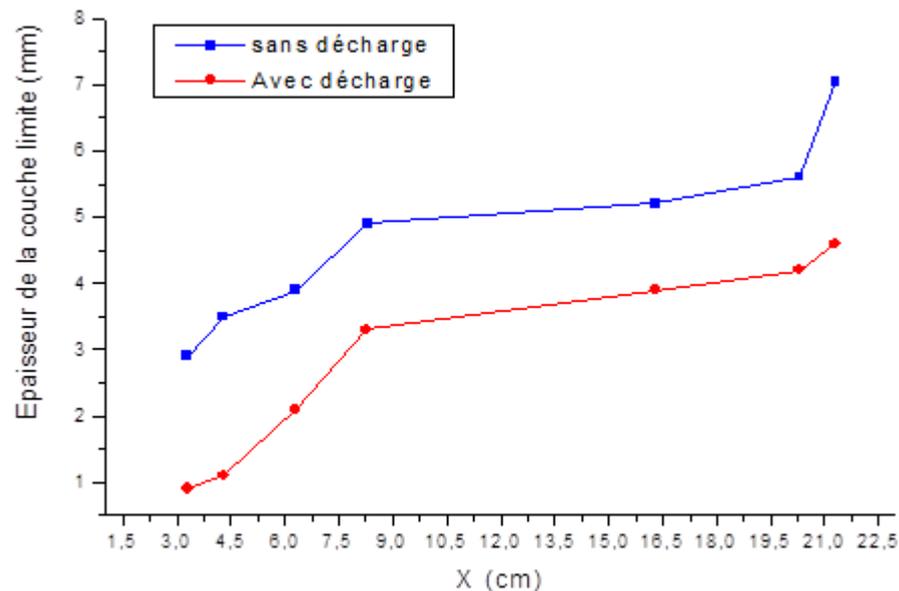


**Figure 4.8 :** Profil de vitesse a  $U_0 = 4 \text{ m/s}$  sans décharge pour différentes positions sur la plaque.



**Figure 4.9 :** Profil de vitesse a  $U_0 = 4 \text{ m/s}$  avec décharge pour différentes positions sur la plaque.

La figure 4.10 montre l'évolution de l'épaisseur de la couche limite avec et sans décharge, et pour une vitesse d'écoulement de 4m/s.



**Figure 4.10** : Évolution de l'épaisseur de la couche limite sans et avec décharge en fonction de l'abscisse pour une vitesse d'entrée de 4m/s

### **4.3.2 Effets de l'actionneur sur la plaque plane en incidence**

Les essais ont été calculée pour trois vitesses d'écoulement de 4 m/s (nombre de Reynolds de 53 000), 8 m/s ( $Re = 107\ 000$ ) et 14 m/s ( $Re = 187\ 000$ ). La plaque est positionnée a des incidences comprises entre  $0^\circ$  et  $5^\circ$ .

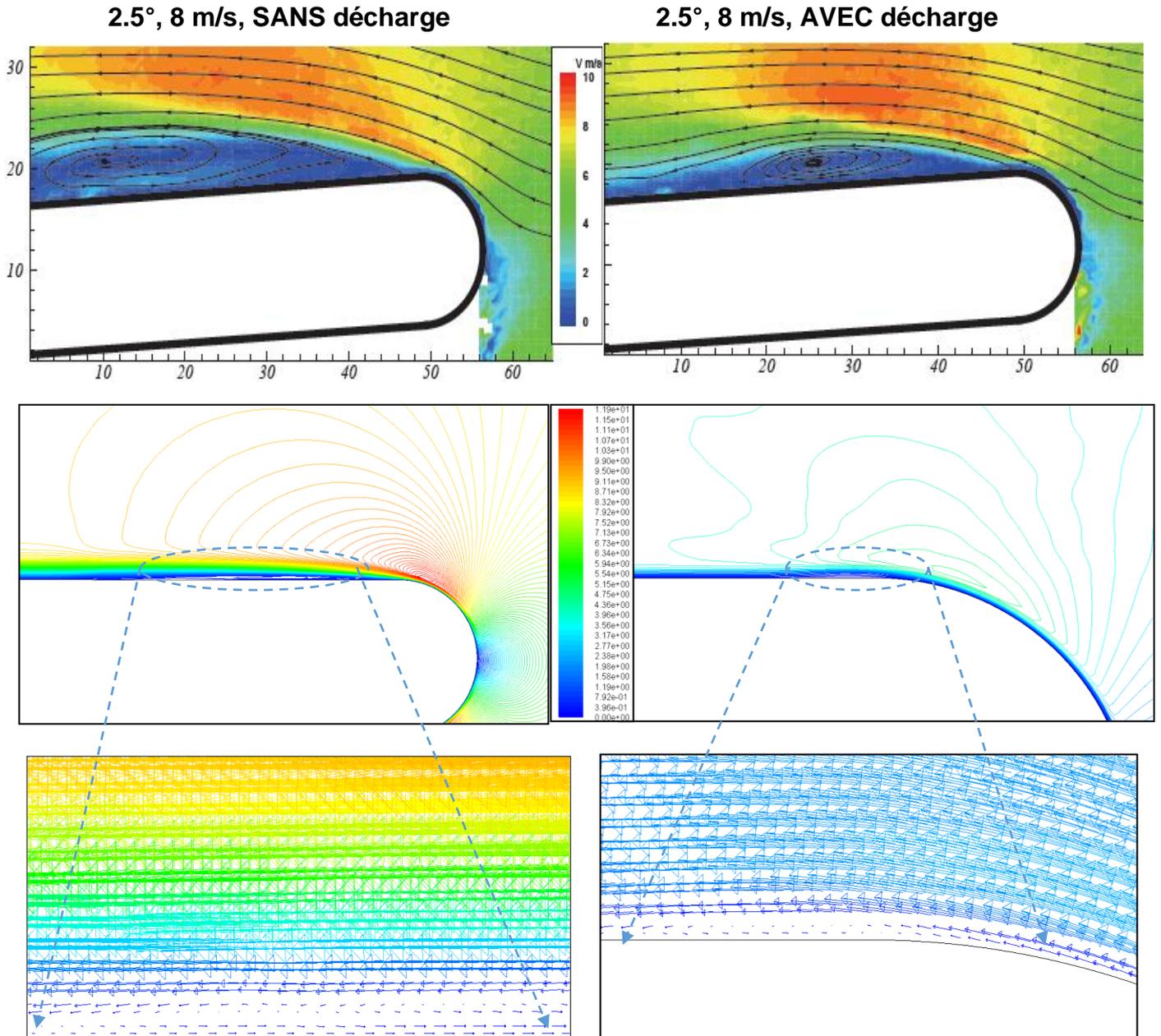
En appliquant une tension de 40kv a l'anode et -10kv a la cathode. Les figures 4.11, 4.12, 4.13 et 4.14 montrent que la configuration des électrodes placées en bord d'attaque permet de nettement modifier l'écoulement sur la plaque plane.

En voie bien une ressemblance entre les résultats expérimentale et calculée.

L'importance de l'effet de la décharge sur l'écoulement est plus ou moins grande selon le type de régime d'écoulement.

Ainsi la décharge fait disparaître les petits bulbes de bord d'attaque ( $\alpha = 0^\circ$  et  $Re = 53 \times 10^3$ ,  $\alpha = 2,5^\circ$  et  $Re = 187 \times 10^3$ ), alors que les plus gros bulbes ne sont que réduits ( $\alpha = 2,5^\circ$  et  $Re = 107 \times 10^3$ ).

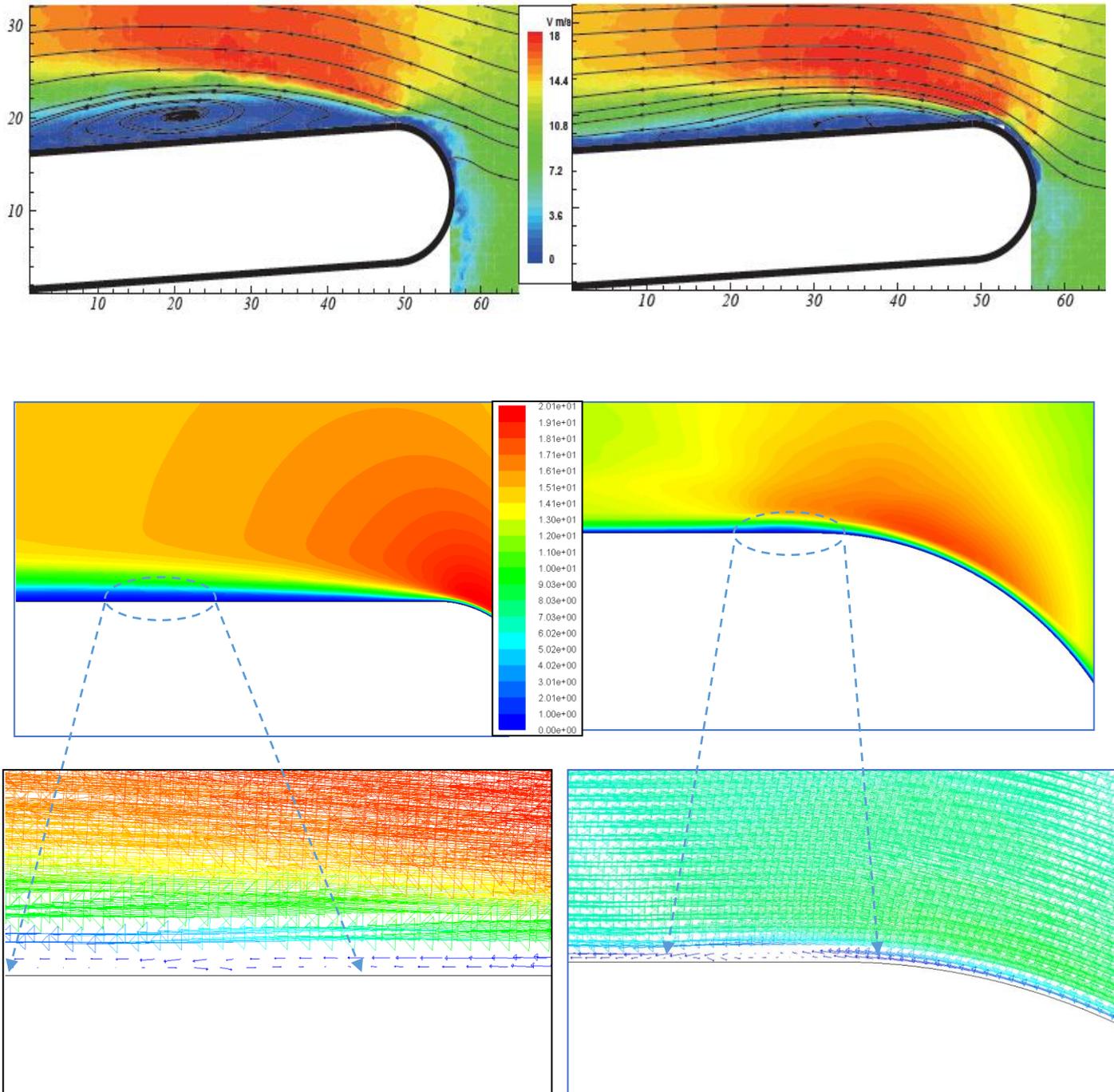
Pour les écoulements moyennement séparés, le détachement qui est dû à l'éclatement d'un bulbe de bord d'attaque est fortement réduit en présence de la décharge ( $\alpha = 2,5^\circ$  et  $Re = 53 \times 10^3$ ,  $\alpha = 5^\circ$  et  $Re = 53 \times 10^3$ ,  $\alpha = 5^\circ$  et  $Re = 107 \times 10^3$ ).



**Figure 4.11:** Champs de vitesse et lignes de courant avec et sans décharge pour un angle d'attaque de  $2,5^\circ$  et une vitesse de 8m/s, expérimentale (en haut) et calculée, ( $V_a = +40\text{kV}$  et  $V_c = -10\text{kV}$ )

2.5°, 14 m/s, SANS décharge

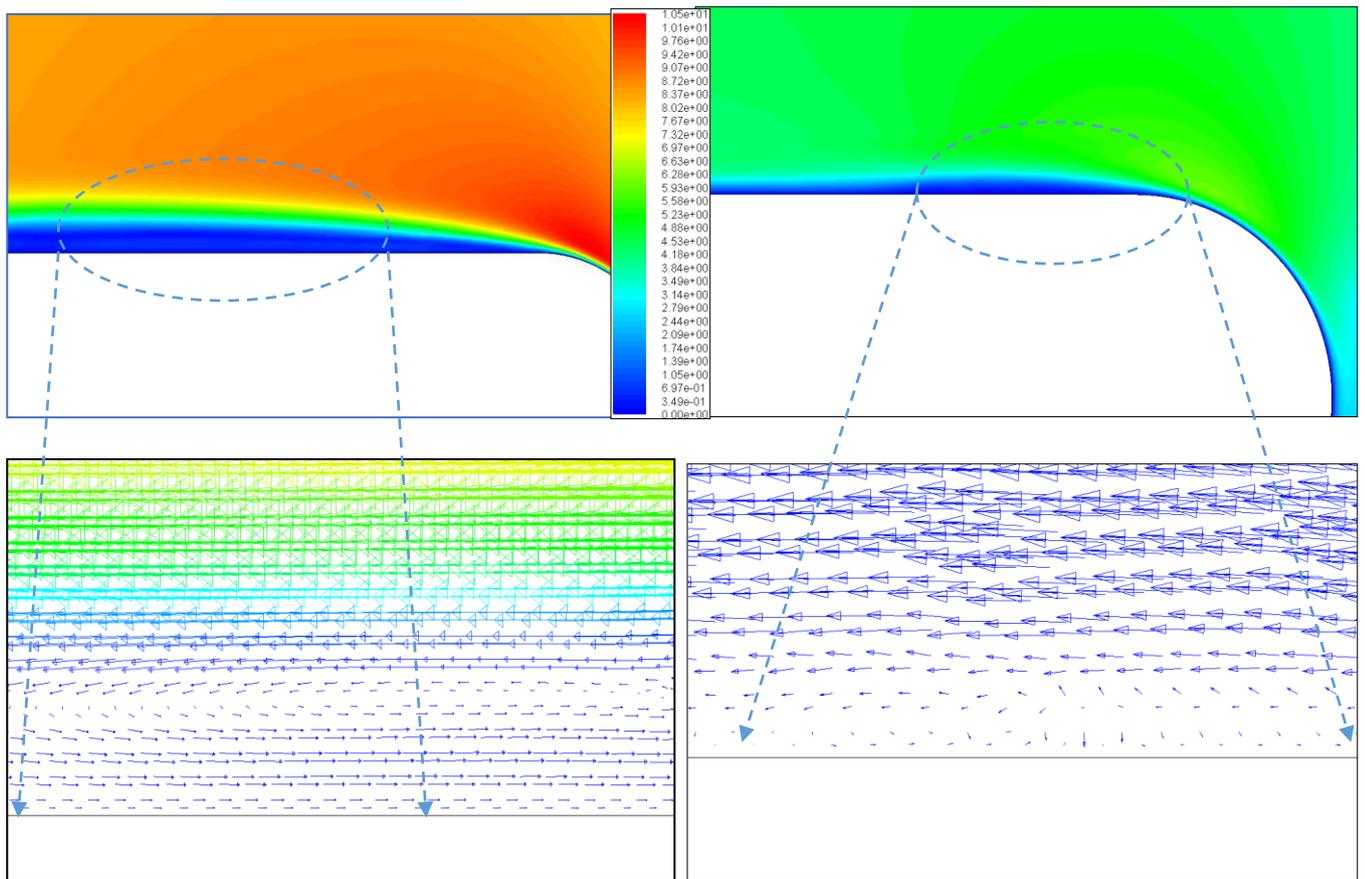
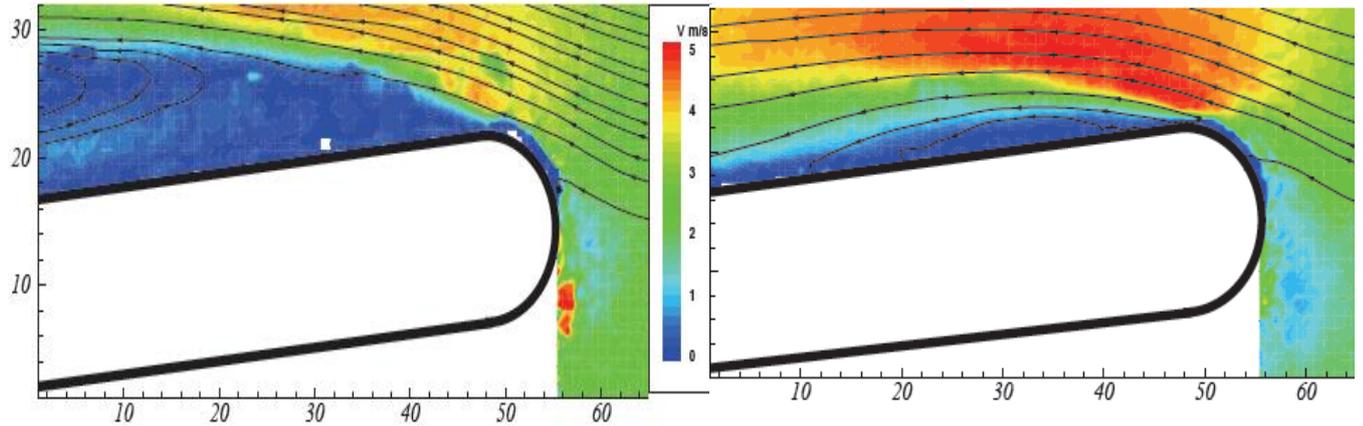
2.5°, 14 m/s, AVEC décharge



**Figure 4.12** : Champs de vitesse et lignes de courant avec et sans décharge pour un angle d'attaque de 2,5° et une vitesse de 14 m/s .expérimentale (en haut) et calculée, ( $V_a=+ 40\text{kV}$  et  $V_c=-10\text{kV}$ )

5°, 4 m/s, SANS décharge

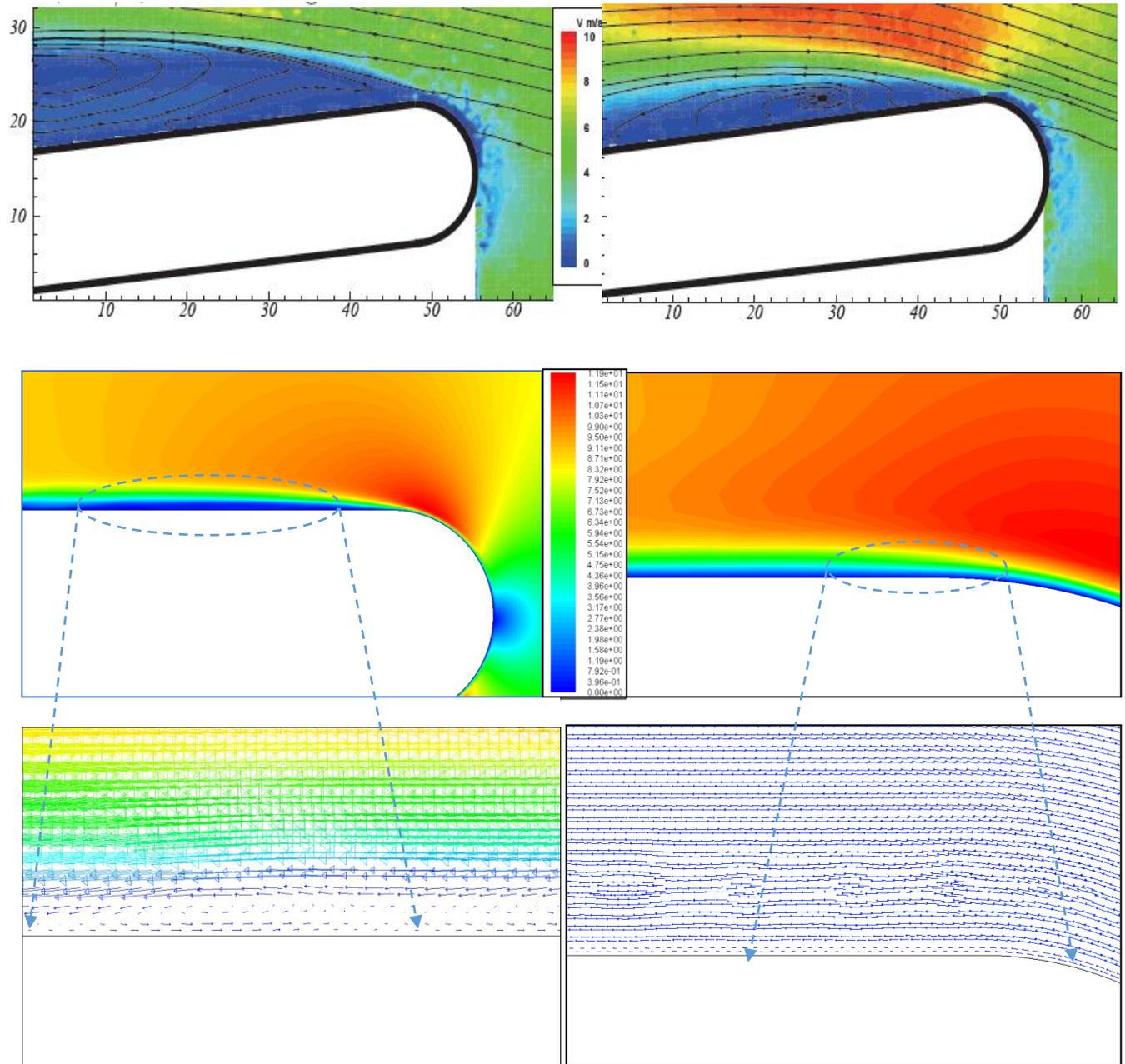
5°, 4 m/s, AVEC décharge



**Figure 4.13:** Champs de vitesse et lignes de courant avec et sans décharge pour un angle d'attaque de 5° et une vitesse de 4 m/s .expérimentale (en haut) et calculée, ( $V_a=+40\text{kV}$  et  $V_c=-10\text{kV}$ )

5°, 8 m/s, SANS décharge

5°, 8 m/s, AVEC décharge



**Figure 4.14** : Champs de vitesse et lignes de courant avec et sans décharge pour un angle d'attaque de 5° et une vitesse de 8 m/s .expérimentale (en haut) et calculée, ( $V_a=+ 40\text{kV}$  et  $V_c=-10\text{kV}$ )

### 4.3.3. L'influence de la décharge sur la traînée

La réduction des bulbes et de la séparation de l'écoulement sur la plaque plane en incidence par la décharge couronne a pour conséquence une variation de la valeur des efforts qui lui sont appliqués. Dans le cas d'une plaque plane à incidence nulle, la traînée d'une face du bord d'attaque à une abscisse  $x$  donnée peut être déterminée à partir des profils de vitesse avec la formule (4.1) de Schlichting [5].

$$D(x) = b \rho \int_{y=0}^{\infty} u(U_0 - u)dy \quad (4.1)$$

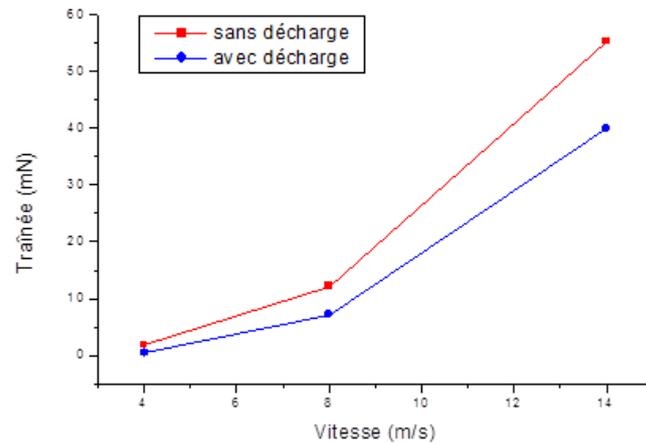
Avec :

- ▲  $b$  la largeur de la plaque (ici 50 cm)
- ▲  $\rho$  la masse volumique de l'air ( $\text{kg.m}^{-3}$ )
- ▲  $u$  la vitesse locale ( $\text{m.s}^{-1}$ )
- ▲  $U_0$  la vitesse de l'écoulement principal ( $\text{m.s}^{-1}$ )

La force de traînée appliquée à la plaque plane à incidence nulle et sur l'abscisse  $x = 40$  mm en aval du bord d'attaque, est calculée pour les trois vitesses 4m/s, 8m/s et 14m/s.

Pour chaque vitesse d'écoulement, la valeur de la traînée est réduite par application du débit. Pour une vitesse de 14 m/s, elle est réduite de 27,2 %.

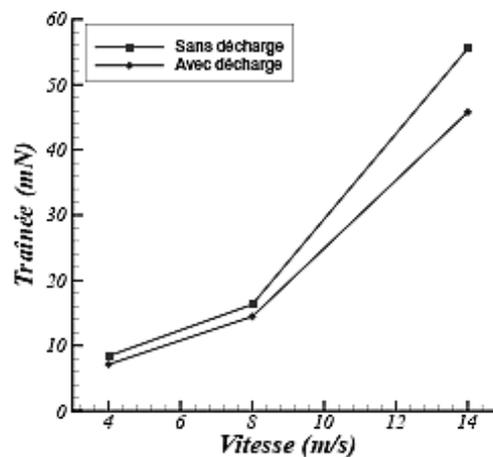
En effet, en ajoutant de la quantité de mouvement près de la paroi, l'actionneur plasma agit sur les bulbes de bord d'attaque. Ainsi, la traînée induite par cette recirculation de fluide est fortement réduite par la réduction du bulbe.



**Figure 4.15 :** Evolution de la traînée sur la plaque plane d'incidence nulle, 40 mm en aval du bord d'attaque, en fonction de la vitesse de l'écoulement sans et avec décharge.

Ceci confirme les résultats sur plaque plane obtenus par Artana et al. [71] (jusqu'à 34 % de réduction, à 5 m/s) et confirme les résultats obtenus par Pierre Magnier [10] sur la figure 4.16 (jusqu'à 17,6 % de réduction).

Nous pouvons voir qu'il y a un bon accord entre les résultats numériques et expérimentaux.



**Figure 4.16 :** Evolution expérimentale de la traînée sur la plaque plane d'incidence nulle, 40 mm en aval du bord d'attaque, en fonction de la vitesse de l'écoulement sans et avec décharge (courant de 0,8 mA/m) [4].

#### **4.4 l'influence de la hauteur h de la zone inter-électrode :**

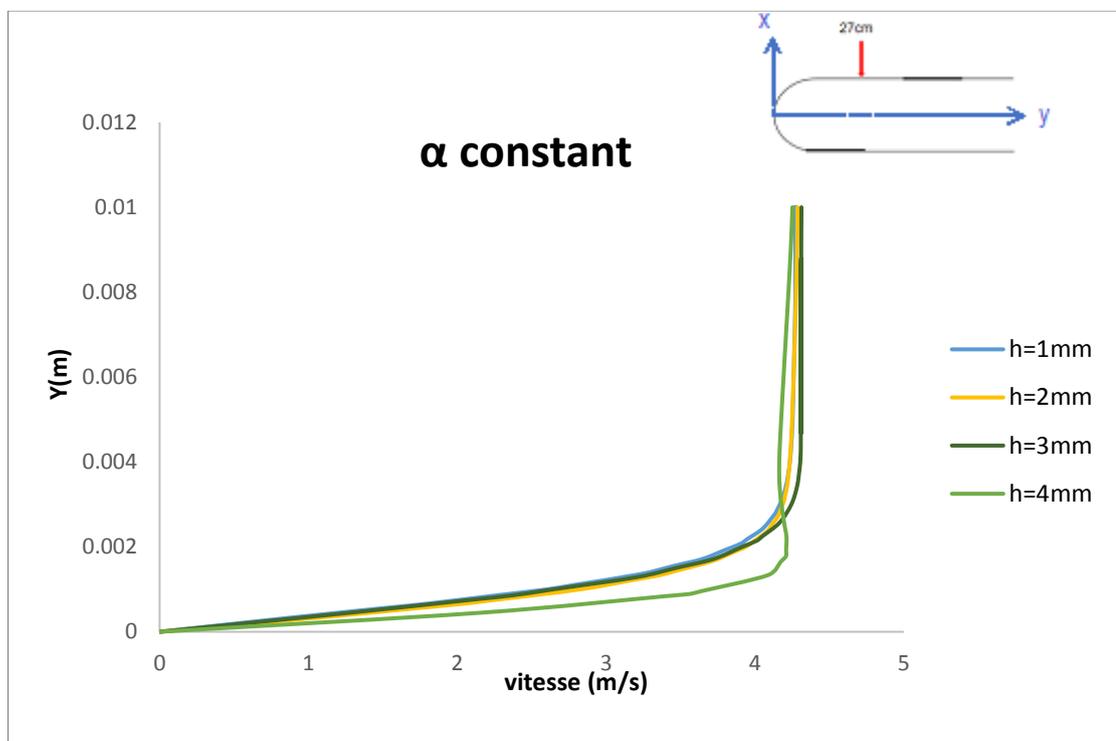
On effectue le calcul d'un écoulement bidimensionnelle laminaire sur la plaque, et en appliquant une différence de potentielle de 40KV et une vitesse d'écoulement de 4m/s. en premier temps on a gardé la densité de charge  $\alpha$  constante, pour un deuxième cas en a pris une densité  $\alpha'$  variable estimer des travaux de Dr Mehelaine. K et Pr Semmar Dj dans sa thèse de doctorat en 2017.

Le but est de déterminer la valeur de h qui reflète le mieux le vent ionique.

##### **4.4.1 cas d'une densité de charge constante :**

En a pris des différentes hauteurs de la zone inter-électrode (domaine 2) qu'on a déjà modéliser dans notre travaille de magister, pour une densité constante.

La figure 4.17 montre l'évolution de la vitesse pour une position fixe sur l'extrados (1cm en amont de la cathode).



**Figure 4.17 :** profile de vitesse pour déférente h d'une vitesse de 4m/s, DDP = 40KV et densité constante.

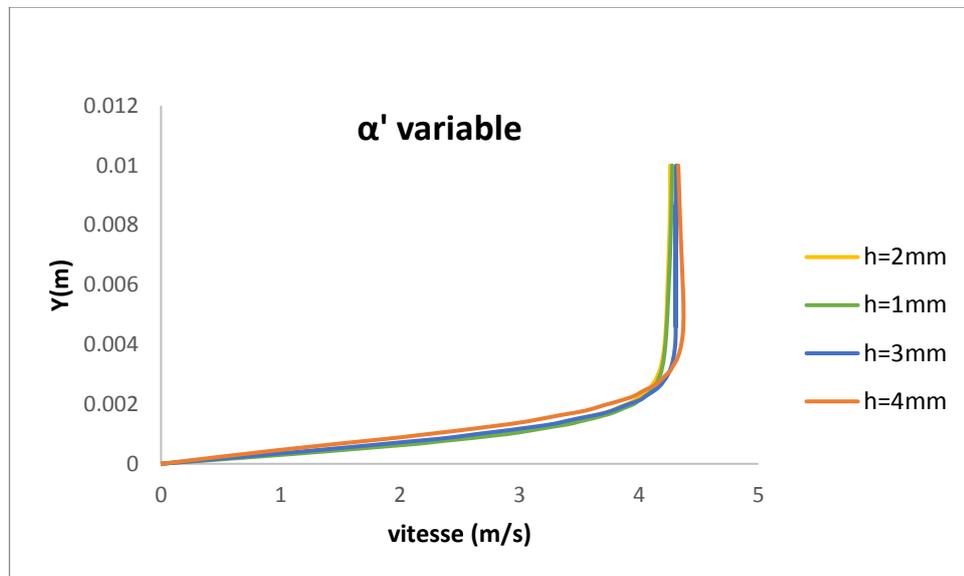
Dans la figure 4.17 en remarque qu'en augmentant la hauteur effet du vent ionique et plus important. Pour un  $h = 1\text{mm}$  l'effet de la force est assez faible. Ceci est due au fait qu'on région près de la paroi, les effets visqueux reste dominante.

#### 4.4.2 cas d'une densité de charge variable :

Pour la figure 4.18 on a pris la valeur de  $\alpha'$  faite par [114] qui est égale à :

$$\alpha' = 1.5 \cdot 10^{-5} \cdot p \cdot \exp\left(-1.5 \cdot 10^{-2} \frac{p}{E}\right) \quad (4.1)$$

Avec  $p$  : pression atmosphérique, et  $E$  : le champ électrique local dans la zone de décharge.



**Figure 4.18 :** profile de vitesse pour déférente  $h$  d'une vitesse de  $4\text{m/s}$ ,  $\text{DDP} = 40\text{KV}$  et densité variable.

La figure 4.18 montre la distribution de vitesse au niveau de la plaque a  $1\text{cm}$  près de la cathode. On distingue une légère variation de profile. Pour une hauteur de  $4\text{mm}$  l'effet de la décharge semble disparu. Cela peut être due au repartions de la densité de charge.

## **4.5 Conclusion**

La simulation numérique des effets des décharges couronne sur des écoulements d'air permet de reproduire en grande partie les observations expérimentales ; nous avons montré dans ce chapitre, qu'une accélération de l'air et une modification du profil de la couche limite sont les conséquences d'une décharge couronne, la hauteur de la zone de décharge  $h$  et la valeur de la densité de charge  $\alpha$  ont dues être estimées.

Concernant les profile des vitesses obtenues on constate qu'il n'y a pas une grande déférence entre la densité de charge constante et variable pour la même position sauf pour le premier cas on voie qu'il y a une légère augmentation de vitesse qui engendre une diminution de l'épaisseur de la couche limite quand on augmente la hauteur  $h$  a 4mm.

On compare les travaux de Mateo valez [104], de la décharge filaire pour une hauteur de  $h = 1.5$  mm, on peut dire qu'à propos de cette configuration de décharge, elle nécessite une zone plus large pour décrire le phénomène de vent ionique comme étant dû à la dérive d'espèces chargées, créés dans cette zone active de domaine.

## CONCLUSION

De nombreuses méthodes d'actions sur des écoulements ont été développées, notamment l'utilisation de plasmas non-thermiques surfaciques. L'étude menée durant cette thèse, présentée dans ce mémoire, consiste à développer des actionneurs plasmas, nommés communément actionneurs électrohydrodynamiques, pour modifier des écoulements subsoniques.

Le travail présenté entre dans le cadre général du contrôle des écoulements aérodynamiques, utilisant des actionneurs à plasmas produits par des décharges couronnes.

Notre travail a donc consisté, à étudier la décharge à électrodes en bande, alimentées par une tension continue. Une différence de potentiel entre deux électrodes placées de part et d'autre du bord d'une plaque a été appliquée. Le plasma contourne ce bord et reste stable et d'aspect homogène pour une tension de l'ordre de + 40 kV.

Sur la plaque plane, l'actionneur en band de faible puissance et induit une vitesse faible par rapport à l'écoulement principal permet d'agir sur la couche limite en excitant les instabilités et en provoquant la transition laminaire-turbulente. Ceci a été confirmé par l'analyse des résultats sur une plaque plane (jusqu'à  $7.5^\circ$  et  $Re = 187 \times 10^3$ ), où la séparation complète des écoulements est retardée voire empêchée par un actionneur placé en bord d'attaque.

Les équations régissant les phénomènes électrofluidodynamiques sont composés des équations classiques de la mécanique des fluides et d'électrostatique. Une stratégie de couplage d'un module pour la génération de plasma et d'un autre pour l'effet sur l'aérodynamique a été validée. La simulation numérique est effectuée à l'aide du logiciel FLUENT. Il permet la résolution des équations de la mécanique des fluides avec la prise en compte des forces électriques .il est possible de définir dans FLUENT des fonctions et des scalaires, qui sont ajouté par un module de calcul, programmé avec le langage C.

Bien que les résultats numériques dépendent de paramètre  $\alpha$ , on a observé un bon accord entre les résultats numérique et expérimentale, qui font l'objet de dernier chapitre. En présence d'une décharge, l'écoulement subit une accélération dans la zone pariétale entre les électrodes, les résultats montre que l'actionneur permettait de réduire les bulbes et les décollements autour de la plaque pour des incidences jusqu'à  $7,5^\circ$  et des vitesses jusqu'à 14 m/s ( $Re = 187 \times 10^3$ , et réduire la traînée de 27,2 % Pour une vitesse de 14 m/s.

D'après notre étude en magister et doctorat sur l'effet de décharge couronne surfacique sur le développement de la couche limite, on voit que le domaine inter électrode est liée directement à la différence de potentielle, c a d, en augmentent la DDP en diminue la zone jusqu'à 2 mm pour voir l'effet de la décharge et cela est applicable pour cette configuration d'électrode en bande, elle défère des électrodes filaires.

On peut dire pour une telle configuration de décharge couronne surfacique que la meilleure présentation de domaine inter électrode, vue de son emplacement au niveau de bord d'attaque est pour une hauteur de 2 à 4 mm pour un DDP de 40KV.

Pour rester près des résultats expérimentaux on a vu que pour une valeur de  $h = 2$  mm est la plus convenable, et cela pour une densité de charge constante.

Compte tenu de ce qui a été mis en évidence dans ce travail, il serait également très intéressant et utile de réfléchir à des configurations de décharges de surface susceptible d'augmenter la force EHD. En changeant l'emplacement des électrodes. Ou bien de trouver une bonne modélisation pour ces types d'électrodes en bande.

Puisqu'en constate vraiment une diminution de la couche limite qui engendre une diminution de traînée, on peut utiliser cette décharge au niveau des éoliennes, pensent à diminuer la traînée.

# APPENDICE

## A. LISTE DES SYMBOLES ET DES ABREVIATIONS

<u>Notations et symboles :</u>	<u>Unités</u>
D : Coefficient de diffusivité d'ions	( $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ )
E : Champ électrique	(V/m)
F : Force électrique	(N)
$G_k$ : Terme de production de k	
h : Limite de développement de la couche limite	(m)
J : Densité de courant électrique	( $\text{A} \cdot \text{m}^{-2}$ )
k : Énergie cinétique de turbulence	( $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$ )
$\vec{R}$ : Potentiel vectoriel	
P : Pression	(Pa)
T : Température	(K)
$U_0$ : Vitesse d'entrée	( $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ )
$u_i$ : Composantes de la vitesse dans les trois directions	( $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ )
$\bar{u}_i$ : Composantes de la vitesse moyenne	( $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ )
$\bar{u}'_i$ : Composantes de la vitesse de fluctuation	( $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ )
$\overline{u'_i u'_j}$ : Tenseur de Reynolds	
V : Tension	(V)
$\alpha$ : Coefficient	
$\beta$ : Mobilité d'ions	( $\text{m}^2 / \text{Vs}$ )
$\delta_l$ : Épaisseur de la couche limite laminaire	(m)
$\delta_t$ : Épaisseur de la couche limite turbulente	(m)
$\delta_{ij}$ : Symbole de Kronecker	
$\varepsilon_0$ : Permittivité de l'air	
$\mu$ : Viscosité dynamique	( $\text{Kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ )

$\mu_t$	: Viscosité turbulente	(Kg.m <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup> )
$\rho$	: Densité d'air	(Kg.m <sup>-3</sup> )
$\rho_c$	: Densité de charge	(C.m <sup>-3</sup> )
$\sigma$	: Conductivité électrique	(S.m <sup>-1</sup> )
$\tau$	: Tenseur de contrainte	
$\phi$	: Grandeur scalaire	
$\psi$	: Potentiel scalaire	

### **Abréviations :**

DC	: Décharge Couronne
DBD	: Décharge a Barrière Diélectrique
EHD	: Electro-Hydro-Dynamique
MEMS	: Micros Electro-Mechanical Systems
ONERA	: Office National d'Etude et de Recherche Aérospatiales
OAUGDP	: One Atmosphere Uniform Glow Discharge Plasma
PMMA	: Poly Methyl-Méth Acrylate
PVC	: polyvinyl chloride
UDF	: User Defined Function
UDS	: User Defined Scalar
UDM	: User Defined Memory

## B. MODULE UDF DE CALCUL DES FORCES EHD CAS DU COEFFICIENT CONSTANT

Module UDF de calcul des forces EHD de Fluent  
Cas du modèle n°1 : coefficient constant.

```
#include "udf.h"
/* Déclaration de l'UDS */
enum
{
  potel, /* uds 1 potentiel Electrique*/
  N_REQUIRED_UDS
};
/*UDM User-Defined Memories*/
enum {
  fx, /* udm 0 -> */
  fy, /* udm 1 -> */
  NUM_OF_USED_UDM /* Nombre d'UDM : 2 */
};
/*Définition du coefficient de conductivité électrique*/
DEFINE_DIFFUSIVITY(gam, c, t, i)
{
  /*uds 1 -> conductivité électrique*/
  return 1.0e-06;
}
/*calcul User-Defined Memories*/
DEFINE_ADJUST(udf_adjust, domain)
{
  Thread *t;
  cell_t c;
  real sigma =0.5e-06;
  real mu = 1.0e-03;
  thread_loop_c(t, domain)
  {
```

```

begin_c_loop(c,t)
{
if( (THREAD_STORAGE(t, SV_UDS_I(potel)) != NULL) &&
(T_STORAGE_R_NV(t,
SV_UDSI_G(potel)) != NULL) )
/* definition des UDMs*/
{
/* udm 0 -> composante de la force suivant x*/
C_UDMI(c,t,fx) = - C_UDSI_G(c,t,potel)[0]*sigma/mu;
/* udm 1 -> composante de la force suivant y */
C_UDMI(c,t,fy) = - C_UDSI_G(c,t,potel)[1]*sigma/mu ;
}}
end_c_loop(c,t)
}}
/* Définition du terme source pour équations N S électriques*/
DEFINE_SOURCE(udf_source_fx, c, t, dS, eqn)
{
dS[eqn] = 0;
return C_UDMI(c,t,fx);
}
DEFINE_SOURCE(udf_source_fy, c, t, dS, eqn)
{
dS[eqn] = 0;
return C_UDMI(c,t,fy);
}

```

## C. MODULE UDF DE CALCUL DES FORCES EHD CAS DU COEFFICIENT VARIABLE

```

#include "udf.h"
/* Déclaration de l'UDS */
enum
{
  potel, /* uds 1 potentiel Electrique*/
  N_REQUIRED_UDS
};
/*UDM User-Defined Memories*/
enum {
  fx, /* udm 0 -> */
  fy, /* udm 1 -> */
  NUM_OF_USED_UDM /* Nombre d'UDM : 2 */
};
/*Définition du coefficient de conductivité électrique*/
DEFINE_DIFFUSIVITY(gam, c, t, i)
{
  /*uds 1 -> conductivité électrique*/
  return 1.0e-06;
}
/*calcul User-Defined Memories*/
DEFINE_ADJUST(udf_adjust, domain)
{
  Thread *t;
  cell_t c;
  real sigma =0.5e-06;
  real mu = 1.0e-03;
  thread_loop_c(t, domain)
  {
    begin_c_loop(c,t)
    {

```

```

if( (THREAD_STORAGE(t, SV_UDS_I(potel)) != NULL) &&
(T_STORAGE_R_NV(t,
SV_UDSI_G(potel)) != NULL) )
/* definition des UDMs*/
real xc[ND_ND];
real B;
real G;
real H;
real A = 1.5e-05;
real r = 1.5 e-02;
real P = C_P(c,t);
real O = C_UDSI_G(c,t,potel)[0];
real I = C_UDSI_G(c,t,potel)[1];
B = 5*r;
G = -1*B*P*(1/5*O);
H = -1*B*P*(1/5*I);
C_CENTROID(xc,c,t);
/*-----*/
/* udm 0 -> composante de la force suivant x */
/*-----*/
C_UDMI(c,t,fx) = - C_UDSI_G(c,t,potel)[0]*A*C_P(c,t)*exp (G);
/*-----*/
/* udm 1 -> composante de la force suivant y */
/*-----*/
C_UDMI(c,t,fy) = - C_UDSI_G(c,t,potel)[1]*A*C_P(c,t)*exp (H);
}}
end_c_loop(c,t)
}
}}}
/* Définition du terme source pour équations N S électriques*/
DEFINE_SOURCE(udf_source_fx, c, t, dS, eqn)
{
dS[eqn] = 0;
return C_UDMI(c,t,fx);
}

```

```

}
DEFINE_SOURCE(udf_source_fy, c, t, dS, eqn)
{
dS[eqn] = 0;
return C_UDMI(c,t,fy);
}

```

## D. ANNEXE A

### Paramètres physiques

Les valeurs de certains paramètres importants du modèle étudié sont listées ici :

Permittivity constant of free space [40] .....	$\epsilon_0 = 8.854 * 10^{-12} \text{ C}^2 / \text{Nm}^2$
Permeability constant of free space [40] .....	$\mu_0 = 12.6 * 10^{-7} \text{ N} / \text{A}^2$
Mobility of positive ions for dry air at STP [11] ....	$k^+ = 2.2 * 10^{-4} \text{ m}^2 / \text{volt}.\text{sec}$
Elementary charge [40] .....	$q = 1.6 * 10^{-19} \text{ C}$
Dielectric strength of air [40] .....	$E_{\max} = 3 * 10^6 \text{ volt} / \text{m}$
Dielectric strength of glass [44] .....	$E_{\max} = 9 * 10^6 \text{ volt} / \text{m}$
Dielectric Constant of glass [40] .....	$K = 5-10$
Surface Resistivity of glass in dry air [38,39] .....	$R' = 10^{14} \text{ ohms/square}$
Surface Conductivity of glass in dry air .....	$\sigma_s = 10^{-14} (\text{ohms} / \text{square})^{-1}$
Air density at STP [3] .....	$\rho = 1.2 \text{ kg} / \text{m}^3$
Dynamic viscosity of air at STP [3] .....	$\mu = 1.79 * 10^{-5} \text{ N}.\text{sec} / \text{m}^2$
Kinematic viscosity of air at STP [3] .....	$\nu = 1.46 * 10^{-5} \text{ m}^2 / \text{sec}$
Boltzmann constant [40] .....	$k_B = 1.38 * 10^{-23} \text{ J} / ^\circ \text{K}$

## REFERENCES

1. Mécanique des fluides olivier louisnard 25 septembre 2012.
2. Shin yong-su “ stability of a laminar streaky boundary-layer behind a Roughness element”, thèse de doctorat, institute of aerodynamics and gas Dynamics universite de stuttgart, allemagne, 2015.
3. F.m. white Viscous fluid flow mcgraw hill, new york. 1974.
4. Pierre Magnier étude expérimentale du contrôle d'écoulements aérodynamiques subsoniques par action de plasmas froids surfaciques à pression atmosphérique. L'université d'Orleans, France ,2007
5. schlichting, h. And gersten, k.. Boundary-layer theory, 8th ed. Springer-Verla, 2000.
6. candel (s.) Coord. – cours de mécanique des fluides. Dunod, 2e édit. 1995 ; problèmes Résolus de mécanique des fluides, Dunod 1995.
7. Adil Ridha, dynamique des fluides réels, université de Caen, France, 2008.
8. sakir amiroudine, jean-luc battaglia ,mécanique des fluides, université Bordeaux 1,paris, Dunod 2011.
9. Siefert, a. Bachar, t. Wygnanski, i., koss, d. Shepshelovich, m., "oscillatory-Blowing, a tool to delay boundary layer separation", aiaa paper 93-0440 - Presented at the 31st aiaa aerospace sciences meeting, January 1993.
10. Soetomo f, the influence of high voltage discharge on flat plate Drag at low reynolds number air flow”, m.s. thesis, Iowa state university ,1992.

11. velkoff h et ketchman j, 1968, "effect of an electrostatic field on boundary Layer transition", aiaa journal, vol. 16, pp. 1381-1383.
12. léger l, moreau e et touchard g, 2002, "electrohydrodynamic airflow control Along a flat plate by a dc surface corona discharge – velocity profile and wall Pressure measurements", proc. 1st aiaa flow control conference (st louis, June 2002), aiaa paper 2002-2833.
13. moreau e, léger l et touchard g, "effect of a dc surface non-thermal Plasma on a flat plate boundary layer for airflow velocity up to 25 m/s", j. Of Electrostatics, vol. 64, pp. 215-225, 2006.
14. jr, sherman dm et wilkinson sp, "boundary layer flow control With a one atmosphere uniform glow discharge surface plasma", aiaa paper N° 98-0328, reno, novembre 1998.
15. jukes tn, choi ks, jonhson ga et scott sj, "turbulent boundary layer Control for drag reduction using surface plasma", proc. Of the 2nd aiaa flow Control conference, portland, or, aiaa paper 2004-2216.
16. jukes tn, choi ks, jonhson ga et scott sj, "turbulent drag reduction By surface plasma through spanwise flow oscillation", proc. Of the 3rd aiaa Flow control conference, san francisco, ca, aiaa paper 2006-3693.
17. shcherbakov yv, isanov ns, baryshev nd, frolovskij vs et syssoev vs, "drag reduction by ac streamer corona discharges along a wing like Profile plate", proc. Of the 38th aiaa aerospace sciences meeting and Exhibit, reno, nv, aiaa paper 2000-2670.
18. Roth jr, "aerodynamic flow acceleration using paraelectric and Peristaltic electrohydrodynamic effects of a one atmosphere uniform glow Discharge plasma", physics of plasmas, vol. 10, no. 5, pp. 2117-2126, 2003.

19. Mehalaine k, semmar d, ait messaoudene n, bauchire j.m., hong d.,” Effects of corona discharges on a turbulent air flow: simulation on a high-lift System”, journal of electrostatics 76 , 171-177, 2015.
20. Hocine tebbiche « evolution et controle de la couche limite dans le cas de profile naca », thèse doctorat, universite mouloud mammeri ,tizi ouzou ,algerie ,2016.
21. flint o thomas, alexey kozlov et thomas c corke : plasma actuator for cylinder flow control and noise reduction. Aiaa journal, vol 46 no 8: pp1921 -1931, 2008.
22. gad-el hak, m. Flow control: passive, active, and reactive flow management, Cambridge university press,2000.
23. Greenblatt. Andwygnanski, i. J. The control of flowseparation by periodic Excitation. Progress in aerospace sciences, 36(7):487 – 545. 2000.
24. Liepmann, h. W. And nosenchuck, d. M. Active control of laminar-turbulent transition. Journal of fluid mechanics, 118:201–204,1982.
25. Lin, j. Review of research on low-profile vortex generators to control Boundary-layer separation. Progress in aerospace sciences, 38(4-5):389–420. 2000.
26. wang, j., li, y., and choi, kGurney, flap-lift enhancement, mechanisms and applications. Progress in aerospace sciences, 44(1):22–47,2008.
27. Widrow, b., Williams, c., glover, j.r., j., McCool, j., Hearn, r., zeidler, j., kaunitz,J., dong, e., j., and goodlin, r. Adaptive noise cancelling: principles and applications. Proceedings of the ieee, 63(12):1692–1716,1975.
28. Wolfshtein, m. The velocity and temperature distribution in one dimensional Flow with turbulence augmentation and pressure gradient. International, Journal of heat and mass transfer, 12(3):301–318,1969.

29. Rothstein, j. Slip on superhydrophobic surfaces. Annual review of fluid Mechanics, 42:89–109,2010.
30. xuan, y. And li, q. Heat transfer enhancement of nanofluids. International Journal of heat and fluid flow, 21(1):58–64,2000.
31. kuo, s. And morgan, d. Active noise control: a tutorial review. Proceedings Of the ieee, 87(6):943–973,1999.
32. gad-el hak, Flow control: the future. Journal of aircraft, 38(3):402–418,2001.
33. Choi, s. U. Enhancing thermal conductivity of fluids with nanoparticles. Volume 231, pages 99–105,1995.
34. Veldhuis, I. L. M. Aircraft aerodynamic course slides. Private communication, (2011).
35. Jean-Loup Delcroix, Abraham bers, Physique des plasmas (vol. I) (edp sciences) paris 1994.
36. Sarra bournet, Christian ,design et réalisation d'un réacteur plasma a pression atmosphérique pour des traitements de surfaces dans le domaine des biomatériaux, , université Laval, canada, 2007.
37. <https://www.lpp.polytechnique.fr/notre-recherche-en-quelques-mots>.
38. Romain Jousot, étude, caractérisation et amélioration d'un actionneur plasma - application au contrôle de la transition d'une couche limite de Blasius université d'Orléans décembre 2010.
39. Paschen f, "la différence de potentiel nécessaire a la formation d'arc électrique dans de l'air, de l'hydrogène et du gaz carbonique sous différentes pressions", wied. Annales de physique, vol. 37, pp. 69 – 96,1889.
40. Pointu a.-m., Perrin j. And Jolly j., "plasmas froids de décharges : propriétés électriques", techniques de l'ingénieurs, d2830, 1998.

41. Vincent boucinha , étude de l'écoulement induit par une décharge a barrière diélectrique surfacique – contribution au contrôle des écoulements subsoniques par actionneurs plasmas, thèse doctorat, université d'orleans,2009.
42. Samira Kacem, modélisation électro-hydrodynamique des décharges couronne dans l'air a la pression atmosphérique pour application aux actionneurs plasmas, thèse doctorat, université Paul Sabatier (Toulouse iii), septembre 2011.
43. Jérôme jolibois, étude et développement d'un actionneur plasma a Décharge a barrière diélectrique – application au Contrôle d'écoulement sur profil d'aile, thèse doctorat, l'université de Poitiers, décembre 2008.
44. Pierre Seimandi, modélisation mathématique et numérique de décharges couronnes pour le contrôle d'écoulements, thèse doctorat, l'université Toulouse iii - Paul Sabatier, décembre 2010.
45. J Van Durme, J Dewulf, W Sysmans, C Leys, H Van Langenhove Abatement and degradation pathways of toluene in indoor air by positive corona discharge. *Chemosphere*,68(10): 1821–1829,2007.
46. Longwen chen, étude expérimentale de la décharge couronne pour le traitement de l'air intérieur : cov et particules ,thèse doctorat, université de Grenoble alpes , mai 2016.
47. j. Chen, direct current corona-enhanced chemical reactions, phd thesis, university of Minnesota, 2002.
48. f.w. peek, dielectric phenomena in high voltage engineering, McGraw-Hill book company, Inc., 1929.
49. Fridman a, Kennedy a.l, " plasma physics and engineering", crc press, Great Britain 2004.

50. Chicouche Hamina Bilal, étude de la dégradation du polyéthylène soumis à une décharge couronne, thèse master G. électrique, université de Mohamed Boudiaf- m'sila, 2016.
51. Rezzouga m, tilmatine a, gouri r, medles k, dascalescu I «experimental modiling of high-voltage corona discharge using design of experiments». Front. Electr. electron. Eng, 2(2): 139-143. China 2007.
52. Panaget m.p « étude en laboratoire des effets physico-chimique induits par les pertes électriques des lignes de transport à haute tension ». These de doctorat de L'université pierre et marie curie 1997.
53. Saad djedjiga effet de la décharge couronne sur les surfaces isolantes et les surfaces métalliques, thèse doctorat université mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou, décembre 2011.
54. Hamoumeche. K « étude de l'interaction entre une barrière de papier et une décharge couronne en géométrie pointe-plan ». Thèse de magister, ummto, décembre 2009.
55. Flavien. Koliatene « contribution à l'étude de l'existence des décharges dans les systèmes de l'avionique ». Thèse de doctorat de l'université de Toulouse iii – Paul Sabatier, le 5 janvier 2009.
56. C. Gray «les propriétés diélectriques de l'air et les très hautes tensions», édition, Eyrolles, paris 1986.
57. Hugh m r, " high voltage engineering and testing 3ed" the institution of engineering and technology, London, uk, 2013.
58. Micropoulos p n, Zagkanas v n, Koustoulidis t s, " experimental investigation Of dc corona on stranded conductors under variable air density" 47<sup>th</sup> international Universities power engineering conference upec, sep 2012.

59. Nouri h, Zouzou n, Moreau e, Dascalescu I, Zebboudj y, "effect of relative Humidity on current-voltage characteristics of an electrostatic precipitator", Journal of electrostatics, doi: 10.1016/j.elstat. 2011.
60. Corke tc, Jumper ej, Post ml, Orlov dm et McLaughlin te, "application of weakly ionised plasmas as wing flow control devices", aiaa paper 2002-350.
61. Roth j.r., Sherman d.m., Wilkinson s.p., "electrohydrodynamic flow control with a glow discharge surface plasma", aiaa journal, vol. 38, n° 7, pp. 1172-1179, 2000.
62. Nicolas benard, Eric Moreau , electrical and mechanical characteristics of surface ac dielectric barrier discharge plasma actuators applied to airflow control exp fluids 55:1846 doi 10.1007/s00348-014-1846-x, 2014.
63. Eric Moreau. Air flow control by non-thermal plasma actuators. Journal of physics, applied physics, 40(3) :605-636, 2007.
64. c. L. Enloe, m. G. Mcharg, and t. E. Mclaughlin. Time-correlated force production measurements of the dielectric barrier discharge plasma aerodynamic actuator. Journal of applied physics, 103(7), 2008.
65. Sven Grundmann , Cameron Tropea. Experimental damping of boundary-layer oscillations using DBD plasma actuators. International journal of heat and fluid Flow, 30(3) :394-402, 2009.
66. t. C. Corke, c. L. Enloe, and s. P. Wilkinson. Dielectric barrier discharge plasma actuators for flow control. Annual review of fluid mechanics, 42(1) :505-529, 2010.
67. Robinson m. "Movement of air in the electric wind of the corona discharge", aiee transaction, vol. 80, pp. 143-150, 1961.
68. Alexandre Labergue , étude de décharges électriques dans l'air pour le développement d'actionneurs plasmas – application au contrôle de

décollements d'écoulements, thèse doctorat, l'université de Poitiers, novembre 2005.

69. Roth jr, "electrohydrodynamically induced airflow in a one atmosphere uniform glow discharge surface plasma", 25th ieee international conference on plasma science, Raleigh, north Carolina, 1998.
70. Moreau e., application des plasmas non thermiques au contrôle des écoulements, mémoire d'habilitation à la recherche, 2004.
71. Artana g., Sosa r., Moreau e., and Touchard g., control of the near wake flow around a circular cylinder with electrohydrodynamic actuators. *Experiments in fluids*. 36(6): p. 580–588, 2003.
72. Hyun k.t. and Chun c.h., the wake flow control behind a circular cylinder using ion wind. *Experiments in fluids*, 35(6): p. 541-552, 2003.
73. Magnier p., Hong d., Leroy-chesneau a., Bauchire j.m., and Hureau j., control of separated flows with the ionic wind generated by a dc corona discharge. *Experiments in fluids*, 42(5): p. 815-825, 2007.
74. Shcherbakov Y.V., Lvanov N.S., Baryshev N.D., Frolovskij V.S., And Syssoev V.S. drag reduction by ac streamer corona discharges along a wing-like profile plate. In 31 st alaa plasmadynamics and lasers conference. Denver, co. Aiaa 2000-2670, 2000.
75. Opaits D.F., Neretti G., Likhanskii A.V., Zaidi S., Shneider M.N., Miles R.B., and Macheret S.O. experimental investigation of DBD plasma actuators driven by repetitive high voltage nanosecond pulses with dc or low-frequency sinusoidal bias. In 38th aiaa plasmadynamics and lasers conference. Miami, fl. Aiaa 2007-4532. 2007.
76. Nudnova m.m., Roupasov d.v., Tsyganov d.I., Zavyalov i.n., and Starikovskii a.y. plasma assisted aerodynamics. In 16th international conference on gas discharges and their applications. Xi'an, china,2006.

77. Magnier p., Dong b., Hong d., and Hureau j., action of a pulsed DBD actuator on a slow jet. *Journal of electrostatics*, 66(7-8): p. 369-74, 2008.
78. Moreau e., Louste c., and Touchard g., electric wind induced by sliding discharge in air at atmospheric pressure. *Journal of electrostatics*, 66: p. 107–114, 2008.
79. Moreau e., Sosa r., and Artana g., electric wind produced by surface plasma actuators: a new dielectric barrier discharge based on a three-electrode geometry. *Journal of physics d: applied physics*, 41(11): p. 115204, 2008.
80. Sosa r., Artana g., Moreau e., and Touchard g., stall control at high angle of attack with plasma sheet actuators. *Experiments in fluids*, 42: p. 143–167, 2007.
81. Léger l., Moreau e., Artana g., and Touchard g., influence of a dc corona discharge on the airflow along an inclined flat plate. *Journal of electrostatics*, 51-52: p. 300-306 2001.
82. Moreau e., Léger l., and Touchard g., effect of a dc surface-corona discharge on a flat plate boundary layer for air flow velocity up to 25 m/s. *Journal of electrostatics*, 64: p. 215–225, 2006.
83. Labergue a., Léger l., Moreau e., and Touchard g., effect of a plasma actuator on an airflow along an inclined wall: p.i.v. and wall pressure measurements. *Journal of electrostatics*, 63: p. 961–967, 2005.
84. Moreau e., airflow control by non-thermal plasma actuators. *J. Phys. D: apply. Phys.*, 40: p. 605-636, 2007.
85. El-Khabiry s. And Colver g.m., drag reduction by dc corona discharge along an electrically conductive flat plate for small reynolds number flow. *Physics of fluids*, 9(3): p. 587-599, 1997.

86. Colver g.m. and El-Khabiry s., modeling of dc corona discharge along an electrically conductive flat plate with gas flow. Industry applications, iee transactions on, 35(2): p. 387-394, 1999.
87. Roth jr, Sherman dm et Wilkinson sp, 1998, "boundary layer flow control with a one atmosphere uniform glow discharge surface plasma", aiaa paper n° 98-0328, 2012.
88. Masuda s , Washizu m, "ionic charging of very high resistivity spherical particle", journal of electrostatics, vol. 6, pp. 57 – 67, 1979.
89. Enloe cl, Mclaughlin te, Van Dyken rd, Kachner kd, Jumper ej et Corke tc, 2003, "mechanisms and responses of a single dielectric barrier plasma", aiaa paper 2003-1021.
90. Forte m, "étude expérimentale d'un actionneur plasma pour le contrôle actif d'un écoulement", rapport de DEA, univ. De Poitiers, France, 2004.
91. Binjie dong ' étude et caractérisation de plasmas destines au contrôle actif d'écoulements gazeux subsoniques ' ; laboratoire groupe de recherches sur l'énergétique des milieux ionises ; université d'Orléans 2008.
92. R. Jousot. "Etude, caractérisation et amélioration d'un actionneur plasma. Application au contrôle de la transition d'une couche limite de blasius. Phd thesis, Université d'Orléans, 2010.
93. Pierre Audier, étude d'une décharge a barrière diélectrique surfacique. Application au contrôle d'écoulement autour d'un profil d'aile de type naca0012. Université d'Orléans, décembre 2012.
94. Roth j.r. and Dai x. Optimization of the aerodynamic plasma actuator as an electrohydrodynamic (ehd) electrical device. In 44th aiaa aerospace sciences meeting and exhibit. Reno, Nevada aiaa 2006-1203. 2006.

95. Odic e., Goldman a., Goldman m., Dhainaut m., and Dussart r., current distribution of ac surface discharges and associated chemistry. *Journal of electrostatics*, 64(7-9): p. 477-484, 2006.
96. Forte m, Leger l, Pons j, Moreau e, Touchard g, " plasma actuators for airflow Control: measurement of the non-stationary induced flow velocity", *journal Of electrostatics*, vol 63, issues 6–10, 2005.
97. Forte m, Jolibois j., Pons j., moreau e., Touchard g., Cazalens m., ' optimization of a dielectric barrier discharge actuator by stationary and nonstationary measurements of the induced flow velocity: application to airflow control", *experiments in fluids*, volume 43, issue 6, pp 917-928, 2007.
98. c. Louste, g. Artana, e. Moreau et g. Touchard : sliding discharge in air at Atmospheric pressure : electrical properties. *Journal of electrostatics*, 63(6-10):615-620, 2005.
99. Parissi l., "étude d'un procédé de traitement d'air charge en compose organiques volatiles par décharge moyenne fréquence avec barrière diélectrique : mécanisme mis en œuvre et recherche d'optimisation", thèse univ. Paris vi, 1999.
100. El-Khabiry, Samir Hamza, ph.d. numerical evaluation of corona discharge as a means of boundary layer control and drag reduction, Iowa state university, 1994.
101. Landau l.d., bell j.s, kearsley, pitaevskii m.j. ., Lifshitz l.p and. Sykes J.b, "electrodynamics of continuous media "volume 8 in course of theoretical Physics, elsevier, 1984.
102. Soldati a, "on the effects of electrohydrodynamic flows and turbulence on aerosol transport and collection in wire-plate electrostatic precipitators", *j. Aerosol sci.* Vol. 31, no. 3, pp. 293/305, elsevier, 2000.
103. Currie, i. G. *Fundamentals mechanics of fluids*. Mcgraw-hill book company, new york, ny, 1974.
104. Mateo-Velez j-c, "modélisation et simulation numérique de la génération de plasma dans les décharges couronnes et de son interaction

- avec l'aérodynamique", thèse de doctorat, école nationale supérieure de l'aéronautique et de l'espace, France, décembre 2006.
105. Leger I., "contrôle actif d'un écoulement d'air par décharge couronne surfacique", thèse doc univ. Poitiers. 2003.
106. Yu Akishev, m Grushin, i kochetov, v karal'nik, a napartovich and n trushkin negative corona, glow and spark discharges in ambient air and transitions between them, plasma sources sci. Technol. 14 s18–s25,2005
107. a. Jaworek\*, a. Krupa, corona discharge from a multipoint electrode in flowing air, journal of electrostatics 38 187-197,1996.
108. Zhao I and Kazimierz a," numerical simulation of corona discharge in compressed gases with the effect of EHD flow ", proc. ESA annual meeting on electrostatics, 2008.
109. Xing m, Guo b, Yu a, "effect of electrohydrodynamic secondary flow on the particle collection in a wire-plate electrostatic precipitator" 'ninth international conference on CFD in the minerals and process industries csiro, melbourne,2012.
110. Semmar d, Bauchir j.m., d. Hong, Ait Messaoudene n.," descriptive numerical approach of the influence of an electrical discharge on an air flow", j. High temp. Material process. An int. Q. High-technology plasma process. 12 Issue 1 2008.
111. Ibrahima Ndiaye, initiation et développement des décharges couronnes sur une surface de glace, université du Québec, mai 2003.
112. Ansys fluent UDF manual 14.0.
113. J. N. Hefner : Dragging down fuel costs. Aerosp. Am., 26, 1988.
114. Mehalaine,K,et Semmar, Dj. «Contribution à l'amélioration des paramètres électriques dans la modification des écoulements par plasma », thèse de doctorat ,université blida1 , 2016.