

THÈSE

présentée en vue de
l'obtention du titre de

DOCTEUR

de

**L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE
DE L'AÉRONAUTIQUE ET DE L'ESPACE**

**ÉCOLE DOCTORALE : Transferts, dynamique des fluides, énergétique et procédés
SPÉCIALITÉ : Dynamique des fluides**

par

Jean-Charles MATÉO-VÉLEZ

**Modélisation et simulation numérique de la génération de plasma
dans les décharges couronnes et de son interaction avec l'aérodynamique**

Soutenue le 18 décembre 2006 devant le jury :

MM.	J.-P. BOEUF	Président
	M. CAZALENS	
	P. DEGOND	Directeur de thèse
	B. DUBROCA	Rapporteur
	C. LAUX	Rapporteur
Mme	P. LEYLAND	
MM.	F. ROGIER	
	F. THIVET	Co-directeur de thèse

Département Modèles pour l'Aérodynamique et l'Énergétique
ONERA

THESE

présentée en vue d'obtenir le grade de

DOCTEUR

de

L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE
DE L'AÉRONAUTIQUE ET DE L'ESPACE

ÉCOLE DOCTORALE : TRANSFERTS, DYNAMIQUE DES FLUIDES,
ÉNERGÉTIQUE ET PROCÉDÉS

SPÉCIALITÉ : DYNAMIQUE DES FLUIDES

par

Jean-Charles MATÉO-VÉLEZ

Modélisation et simulation numérique de la génération de
plasma dans les décharges couronnes et de son interaction avec
l'aérodynamique

soutenue le 18 décembre 2006 devant le jury :

MM.	BOEUF Jean-Pierre	Examineur
	CAZALENS Michel	Examineur
	DEGOND Pierre	Directeur de thèse
	DUBROCA Bruno	Rapporteur
	LAUX Christophe	Rapporteur
Mme	LEYLAND Pénélope	Examineur
MM.	ROGIER François	Examineur
	THIVET Frédéric	Directeur de thèse

Remerciements

La réalisation de cette thèse doit à un grand nombre de personnes, et je me propose ici de les remercier. Je tiens tout d'abord à remercier Jean Cousteix, directeur du Département Modèles pour l'Aérodynamique et l'Énergétique, ainsi que Jean-Claude Traineau, Frédéric Thivet et Pierre Millan, chefs successifs de l'unité C2A, pour leur accueil à l'ONERA.

Je remercie très chaleureusement les membres de mon jury de thèse : son président, Jean-Pierre Boeuf (LAPLACE, Toulouse), Pénélope Leyland (EPFL, Lausanne), Michel Cazalens (SNECMA-Moteurs), Christophe Laux (EM2C, Paris) et Bruno Dubroca (CEA, Bordeaux). L'examen précis de mon travail réalisé par ces deux derniers lors de la rédaction de leur rapport, et les questions et remarques de l'ensemble lors de la soutenance ont permis d'éclaircir certains points difficiles et surtout d'ouvrir le champ des investigations futures.

Cette thèse n'aurait vu le jour sans l'action de Frédéric Thivet (SUPAERO, Toulouse), initiateur et co-directeur de celle-ci. Son encadrement sans faille, son dynamisme communicatif et la qualité de son raisonnement m'ont été précieux dans chacune des étapes de mon travail. La multidisciplinarité du sujet étudié fut un réel challenge pour moi et j'ai trouvé en Pierre Degond (MIP, Toulouse), co-directeur également de ma thèse, ce socle de connaissances nécessaires à la poursuite de l'objectif visé. Le nombre et la qualité de nos réunions se sont avérés décisifs quant à ma compréhension, même partielle, de la physique qu'il m'était proposé d'étudier. Cet encadrement a atteint un niveau inespéré grâce à la collaboration étroite menée avec François Rogier (ONERA, Toulouse). Son soutien pour mes activités de modélisation numérique, son aisance dans la formulation mathématique des phénomènes physiques et la bonne humeur dont il a agrémenté le tout l'ont porté à mes yeux à l'égal d'un troisième directeur de thèse. Pour toutes ces raisons, je tiens à adresser ma plus sincère gratitude à ces trois personnes.

Pour me lancer dans ce travail de longue haleine, j'ai profité d'un petit coup de gnaque initial. Cet appel d'air dans lequel je me suis engouffré, c'est-à-dire la recherche scientifique, a été déclenché par Alain Strzelecki qui, lors de mon stage de DEA, m'a proposé une définition de la recherche qui me plaît encore à ce jour. Il parlait d'un travail passionnant, au coeur des préoccupations scientifiques, industrielles et sociétales. J'ai pu observer la mise en pratique quotidienne de ces idées au travers de son travail, ainsi que de celui de nombre de ses collègues de l'unité MH du DMAE parmi lesquels Pierre Gajan, Gérard Lavergne, Pierre Berthoumiou et Robert Foucaud.

Explorer un nouveau domaine lors de ma thèse m’a permis de rencontrer d’autres personnes et de vérifier derechef la compétence et l’accueil irréprochable des membres du DMAE. Alain Séraudie, Daniel Caruana et Gérard Guillement, dignes représentants de la Plasma Team doivent savoir combien il m’a été agréable de participer avec eux à l’aventure PUMA et que j’en garderai un excellent souvenir.

J’étends bien volontiers le cercle de la Plasma Team pour remercier, pour leur disponibilité, leur volonté de coopérer et leur conseils avisés, Jean-Pascal Cambronne et Jean-Pierre Boeuf du laboratoire LAPLACE de Toulouse et Eric Moreau du LEA de Poitiers, ainsi que leurs collègues Leane Pitchford, Thierry Callegari, Youssef Lagmich, Jérôme Pons et Maxime Forte. Les riches discussions avec mes collègues parisiens, Bruno Chanetz, Denis Packan, Serge Larigaldie, Paul-Quentin Elias et François Vuillot m’ont également bien aidé. Pour ma part, je suis entré dans ce projet en profitant du travail réalisé par Géraldine Quinio lors de sa thèse réalisée au DTIM. Je la remercie très chaleureusement pour son aide, toujours dans la bonne humeur, même lors des cours de mathématiques improvisés qu’elle m’a donnés. Je sors de l’aventure PUMA en sachant le flambeau bien repris puisqu’en plus des précités se sont rajoutés Guillaume Dufour et Thomas Unfer, qui sont des recrues parmi les meilleures pour le monde de la recherche.

Je remercie toutes les secrétaires du DMAE, Corinne Plantade, Christine Pujol, Valérie Duplessis, Angélique Zerrougui et Nathalie Clapes pour l’aide qu’elles m’ont apportée. Merci également à Emmanuel Carreau et Pierre Malecki pour leur support informatique.

Ce n’est pas pour leurs qualités professionnelles (celles-ci par ailleurs avérées) mais bien plutôt humaines que je tiens maintenant à remercier très chaleureusement l’ensemble des personnes que j’ai eu la chance de cotoyer durant ces quelques années. Ceci reprend beaucoup des personnes précitées mais je tiens à les remercier encore. La journée du doctorant que j’étais commençait réellement à la pause café, café mettant un terme immédiat à la torpeur matinale. Merci à tous les gens qui, par une institution aussi simple que la pause café, permettent aux nouveaux de s’intégrer en échangeant dans la détente des opinions sur tout et sur rien.

Un indétrônable de la journée typique du thésard du DMAE est le repas du midi pris à la cantine de Supaero. On y rencontre alors tous ses collègues rameurs (certains surfent paraît-il). Pour les franches rigolades, les réflexions profondes sur la politique ou Paris Hilton, les parties de cartes ou concours de mots fléchés je remercie, en retenant ma respiration : les anciens de l’époque, Clarisse, Nawel, Valérie, Cécilia, Mylène, Laure, Jérôme, Olivier Br., Olivier Bo, Stéphane, Alexandre, Vincent, Clément, Frédéric L., Yann, Gilles, Paul, merci également aux tout juste plus jeunes Emmanuel, Tristan, Ludovic, Damien, Emmanuel, Géraldine, Maud, Florian, Bruno, Fred, Claire, Brice, François, Estelle, Julien, Rémi, Hélène, Nicolas.

Pour maintenir sur la longueur un effort qu’il a bien fallu cérébral, j’ai expérimenté une technique qui veut que le reste du corps soit lui aussi mis quelque peu à l’épreuve. Ce fut quelques haltères soulevées de terre le temps d’une joute amicale avec Jean-Pierre Carayon, Arnaud et Cédric. Le plat de résistance, ce fut mon implication dans mon équipe de rugby saint-orennaise et à l’INP, dont je remercie les membres et l’entourage, qui ont accueilli en terre ovale toulousaine

un dacquois de landais, et m'ont fait confiance.

Une thèse, et surtout une fin de thèse, peuvent voir s'effectuer quelques rapprochements. J'en ai fait l'heureuse expérience avec Marie et Cédric. Merci à tous les deux, qui ont rendu bien légère au quotidien cette étape de mon parcours. De ma thèse, je ne garderai probablement que quelques images dans vingt ans, qu'ils soient assurés que nombre d'entre ces souvenirs, au demeurant spectaculairement anodins, me rappelleront à eux. Commentaires sportifs extrêmement précis, respect de ma sieste de la mi-journée et concerts de James pour Cédric, pronostics sur le Bachelor et potins bien sentis avec Marie, pauses cafés bien relaxantes et causantes avec les deux.

Le côté plus des remerciements d'une thèse, c'est de pouvoir montrer un peu d'affection à ses proches. Une bien amicale pensée à Damien, Paul et Cécile, Fred et Johanna, Mathieu et Adeline, Nelson, JB, la bande de l'N7. Merci à Claire pour son soutien parfait et tout ce qu'elle m'apporte.

Merci à ma mère et à mon père, à qui je dédie cette oeuvre. Merci à mon frère Elie, à Alexandra sa compagne et à toute ma grande famille. Merci également à André et Yan.



Table des matières

Table des figures	v
Liste des tableaux	vii
1 Introduction	1
1.1 Observation du vent ionique	1
1.1.1 Description de l'actionneur à décharges couronnes	1
1.1.2 Performances de l'actionneur	3
1.2 Explication physique du vent ionique	4
1.2.1 Description des phénomènes	4
1.2.2 Expression de la force électrique	5
1.3 Modèles de vent ionique	7
1.4 Intérêt des plasmas pour l'aérodynamique	7
1.5 Objectif de la thèse	10
1.6 Plan et résumé du mémoire	10
2 Physique des décharges électriques	13
2.1 Éléments de base de la cinétique des gaz	13
2.2 Généralités sur les gaz ionisés et plasmas	14
2.2.1 Température	14
2.2.2 Degré d'ionisation	15
2.2.3 Neutralité	15
2.2.4 Formation des espèces d'un plasma	19
2.2.5 Quel modèle pour les plasmas et gaz ionisés?	22
2.3 Décharges hors équilibre dans les gaz	24
2.3.1 Décharges hors équilibre à basse pression	24
2.3.2 Décharges hors équilibre à pression atmosphérique	26
2.3.3 Les décharges couronnes	29
3 Description et analyse de l'expérience de référence	35
3.1 Descriptif du banc expérimental ONERA	35
3.1.1 La soufflerie aérodynamique	35

3.1.2	Les actionneurs couronnes	36
3.1.3	Les résultats	36
3.2	Analyse des résultats	39
4	Description et mise en oeuvre du couplage Aérodynamique - Plasma	41
4.1	Stratégie de résolution numérique	41
4.2	Modèle phénoménologique de la décharge	44
4.2.1	Estimation de la force électrique	44
4.2.2	Calcul d'écoulement sur plaque plane	46
4.3	Conclusion	51
5	Modèle physique des décharges couronnes	53
5.1	Modèle hydrodynamique du gaz ionisé	53
5.2	Détermination de la vitesse des particules chargées	54
5.2.1	Equations de transport de la quantité de mouvement	54
5.2.2	Equations simplifiées de l'hydrodynamique	55
5.3	Production des espèces	58
5.3.1	Cinétique chimique	58
5.3.2	Effet de la paroi diélectrique	59
5.3.3	Sources en surface des électrodes	60
5.4	Courant électrique et prise en compte du circuit extérieur	60
5.5	Bilan	62
6	Description de la méthode numérique et validation	65
6.1	Système d'équations en 1D	65
6.2	Description de la méthode numérique	66
6.2.1	Choix du maillage	66
6.2.2	Description du schéma numérique	66
6.2.3	Conditions aux limites	69
6.2.4	Conditions de stabilité et précision de la cinétique	70
6.2.5	La photoionisation	71
6.2.6	Bilan	72
6.3	Validation sur le dispositif Sphère - Sphère	73
6.3.1	Description du calcul	73
6.3.2	Résultats des simulations numériques	77
6.4	Conclusion	80
7	Comportement du modèle	81
7.1	Description du dispositif Fil - Cylindre	81
7.2	Décharge Fil - Cylindre négative	82
7.2.1	Electrode épaisse	82

7.2.2	Electrode fine	88
7.3	Décharge Fil - Cylindre positive	91
7.4	Conclusion	96
8	Modélisation pseudo 1D du cas expérimental	97
8.1	Dispositif Fil - Fil en pseudo 1D	97
8.1.1	Description de la configuration étudiée	97
8.1.2	Paramètres du calcul	99
8.2	Résultat des simulations numériques	100
8.2.1	Courant électrique	100
8.2.2	Obtention du régime de pulses	101
8.2.3	Description du régime continu	105
8.3	Variation des paramètres de la décharge	107
8.3.1	La différence de potentiel	108
8.3.2	La pression	108
8.3.3	La résistance	109
8.3.4	L'écoulement externe	110
8.3.5	La cinétique chimique	111
8.3.6	Le bombardement ionique	111
8.4	Application à des configurations aéronautiques	112
8.4.1	Vol à haute altitude	112
8.4.2	Régime de ralenti moteur	113
8.4.3	Bilan	114
8.5	Bilan du modèle électrique	115
8.6	Vent ionique	117
8.6.1	Description du calcul	117
8.6.2	Écoulement externe au repos	118
8.6.3	Écoulement externe basse vitesse	119
8.7	Conclusion	122
9	Modélisation 2D du cas expérimental	125
9.1	Domaine d'étude et hypothèses	125
9.2	Méthode numérique	126
9.2.1	Maillage	126
9.2.2	Conditions aux limites	129
9.2.3	Condition limite sur le potentiel	130
9.2.4	Description du schéma numérique	130
9.2.5	Paramètres du calcul	132
9.3	Résultats	133
9.3.1	Courant électrique	133
9.3.2	Etude du régime établi	134

9.4	Vent ionique	142
9.4.1	Description du calcul	142
9.4.2	Écoulement externe au repos	144
9.4.3	Écoulement externe basse vitesse	144
9.5	Conclusion	147
10	Conclusion	149
A	Description de la cinétique	153
A.1	Coefficients de réaction et de transport	153
A.2	Sources en volume	153
	Bibliographie	157

Table des figures

1.1	Schéma représentatif du vent ionique créé par une décharge couronne fil-fil [40]	2
1.2	Configurations de décharges couronnes fil - plaque (a,b) et fil - fil (c) [42]	2
1.3	Vitesse tangentielle du vent ionique en fonction du courant électrique (à gauche) et de la position de la sonde (à droite). $x = 10$ mm est situé 10 mm en aval de l'actionneur, $x = -10$ mm entre les électrodes. [41]	3
1.4	Effet de la pression (gauche) et de la vitesse de l'écoulement (droite) sur le courant de décharge moyen [42]	3
1.5	Couronne positive (à gauche), négative (à droite) et vent ionique	5
1.6	Courant électrique observé sur l'actionneur Fil - Fil du LEA pour une tension de 34 kV [52]	8
1.7	Exemple de l'action des décharges couronnes sur le décollement de l'écoulement autour d'un profil d'aile NACA 0015, angle d'incidence $19,8^\circ$, vitesse 25 m/s [64]	9
2.1	Classification des plasmas (tiré de [1])	16
2.2	Oscillation de plasma, les flèches représentent les forces de rappel exercées sur les électrons, d'après [17]	17
2.3	Configuration pour l'étude des décharges basse pression	24
2.4	Caractéristique courant-tension pour le dispositif de la figure 2.3	25
2.5	Allure des courbes de Paschen	25
2.6	Principe des streamers ([35])	28
2.7	Pourcentage de puissance dissipée dans les collisions avec l'azote et l'oxygène ([35])	29
2.8	Configurations typiques pour la formation de décharges couronnes	30
2.9	Importance de la photoionisation et des métastables dans les décharges couronnes positives, simulation numérique ([46])	32
3.1	Dispositif expérimental (gauche) et principe des décharges couronnes (droite) ([62])	36
3.2	Configuration 'DC1' et 'DC2' ([62])	37
3.3	Régime de "Glow Corona" ([61])	37
3.4	Courant électrique créé par la 'DC1' pour $V_G = 22$ kV (gauche) et $V_G = 30$ kV (droite), abscisse : $10 \mu\text{s}/\text{div}$; ordonnée : $0,2 \text{ mA}/\text{div}$; origine en bas à gauche ([61])	38
3.5	Vent ionique créé par la 'DC1' (gauche) et la 'DC2' (droite) ([62])	38

3.6	Effet de la 'DC1' (gauche) et la 'DC2' (droite) sur une couche limite laminaire ([62])	39
4.1	Un exemple de l'effet d'un écoulement sur les décharges : stabilisation de couronnes pointe-plan [50]	42
4.2	Couplage Aérodynamique - Décharge/Plasma	42
4.3	Principaux phénomènes de l'interaction couronnes aérodynamique	43
4.4	Champ électrique créé par le dispositif pour $V_G = 32$ kV (en rouge, le champ de claquage $\simeq 30$ kV/cm)	44
4.5	Principe du modèle phénoménologique	45
4.6	Schéma représentatif du calcul aérodynamique avec le modèle phénoménologique	46
4.7	Composantes tangentielle (gauche) et perpendiculaire à la paroi (droite) du vent ionique obtenu par le modèle phénoménologique	47
4.8	Profils de vitesse du vent ionique obtenu par le modèle phénoménologique (—) et par les mesures [62] (o)	47
4.9	Profil de vitesse de l'écoulement porteur, calculé (—) et mesuré [62] (o) en $x = 8$ cm	49
4.10	Composantes tangentielle (gauche) et perpendiculaire à la paroi (droite) de la vitesse de l'écoulement obtenu avec le modèle phénoménologique	50
4.11	Profils de vitesse de l'écoulement avec plasma, modèle phénoménologique (—) et mesures [62] (o), par rapport à l'écoulement porteur (- -)	50
6.1	Maillage	66
6.2	Configuration de décharge couronne positive Sphère - Sphère	73
6.3	Lignes isopotentielles configuration Sphère - Sphère	73
6.4	Coefficients d'ionisation α et d'attachement η , déterminés par le code Bolsig (—) et donnés par Morrow (- -) [45]	75
6.5	Mobilité μ_e et coefficient de diffusion D_e des électrons, déterminés par le code Bolsig (—) et donnés par Morrow (- -) [45]	76
6.6	Courants électriques, obtenu grâce au modèle Sphère - Sphère (gauche) et issu de la bibliographie [46] (droite)	77
6.7	Importance de la photoionisation (S_{photo}) et du détachement électronique (k_d) reflétée par le modèle Sphère - Sphère (gauche) et la bibliographie [46] (droite)	78
6.8	Densité des électrons	79
6.9	Champ électrique	79
6.10	Densité des ions positifs	79
6.11	Densité des ions négatifs	79
7.1	Configurations de décharge couronne Fil - Cylindre positive et négative	82
7.2	Lignes isopotentielles configuration Fil - Cylindre	82
7.3	Décharge négative - Courant électrique	84
7.4	Décharge négative - Pulse de courant	85
7.5	Décharge négative - Conditions de stabilité sur le pas de temps	85

7.6	Décharge négative - Évolution de la densité électronique lors d'un pulse de courant	85
7.7	Décharge négative - Évolution de la densité en ions négatifs lors d'un pulse de courant	85
7.8	Décharge négative - Évolution de la densité en ions positifs lors d'un pulse de courant	86
7.9	Décharge négative - Évolution du champ électrique lors d'un pulse de courant . .	86
7.10	Décharge négative - Évolution de la force électrique	87
7.11	Décharge négative - Évolution de la force électrique moyenne sur le domaine . .	87
7.12	Décharge négative - Force électrique moyennée sur une période	88
7.13	Décharge négative, $r_1 = 0,5$ mm - Courant électrique	89
7.14	Décharge négative, $r_1 = 0,5$ mm - Évolution de la densité électronique lors d'un pulse de courant	90
7.15	Décharge négative, $r_1 = 0,5$ mm - Évolution du champ électrique lors d'un pulse de courant	90
7.16	Décharge négative, $r_1 = 0,5$ mm - Évolution de la densité en ions positifs lors d'un pulse de courant	90
7.17	Décharge négative, $r_1 = 0,5$ mm - Évolution de la densité en ions négatifs lors d'un pulse de courant	90
7.18	Décharge positive - Courant électrique	92
7.19	Décharge positive - Pulse de courant	93
7.20	Décharge positive - Conditions de stabilité sur le pas de temps	93
7.21	Décharge positive - Évolution de la densité électronique lors d'un pulse de courant	93
7.22	Décharge positive - Évolution de la densité en ions positifs lors d'un pulse de courant	93
7.23	Décharge positive - Évolution de la densité en ions négatifs lors d'un pulse de courant	94
7.24	Décharge positive - Évolution du champ électrique lors d'un pulse de courant . .	94
7.25	Décharge positive - Évolution de la force électrique	95
7.26	Décharge positive - Évolution de la force électrique moyenne sur le domaine . . .	95
7.27	Décharge positive - Force électrique moyennée sur une période	95
8.1	Configuration Fil - Fil et lignes isopotentielles	98
8.2	E_{ext} et épaisseur de plasma S typiques pour le modèle pseudo 1D de la configuration expérimentale (gauche); véritable tracé de S pour les cas étudiés (droite)	99
8.3	Courant de décharge obtenu par le modèle pseudo 1D, effet du maillage (gauche); courant obtenu par Pons [52]	101
8.4	Détail du courant électrique du régime pulsé obtenu avec 400 mailles	101
8.5	Densité en électrons durant les phases d'avalanche à la cathode (gauche) puis de transport vers l'anode et de retour aux conditions initiales (droite)	102

8.6	Champ électrique durant les phases d'avalanche à la cathode (gauche) puis de transport vers l'anode et de retour aux conditions initiales (droite)	102
8.7	Densité des ions positifs dans la région anodique (gauche) et densité des ions négatifs dans la région cathodique (droite)	103
8.8	Nombre de mailles décrivant les zones d'avalanche électronique à l'anode (gauche) et à la cathode (droite)	104
8.9	Effet d'un schéma numérique plus diffusif sur les régimes de décharges	104
8.10	Densités en électrons (gauche) et champ électrique (droite) obtenus par le modèle pseudo 1D avec 800 mailles	106
8.11	Densités en ions positifs (gauche) et en ions négatifs (droite) obtenus par le modèle pseudo 1D avec 800 mailles	106
8.12	Force électrique du régime continu ($l_x = 800$)	107
8.13	Effet de la différence de potentiel	108
8.14	Effet de la pression	109
8.15	Effet de la résistance du circuit extérieur	110
8.16	Effet de la vitesse de l'écoulement porteur	110
8.17	Effet du bombardement ionique	112
8.18	Comportement de la décharge en condition de haute altitude	113
8.19	Comportement de la décharge en condition de ralenti moteur	114
8.20	Schéma représentatif du calcul aérodynamique avec le modèle pseudo 1D	117
8.21	Épaisseur de plasma (gauche) et force électrique (droite) obtenues par le modèle pseudo 1D (- - initiale; — pour calcul CEDRE)	118
8.22	Composantes tangentielle (gauche) et perpendiculaire à la paroi (droite) du vent ionique obtenu avec le modèle pseudo 1D	120
8.23	Profils de vitesse du vent ionique obtenu par le modèle pseudo 1D (—) et par les mesures [62] (o)	120
8.24	Composantes tangentielle (gauche) et perpendiculaire (droite) de la vitesse de l'écoulement obtenu avec le modèle pseudo 1D	121
8.25	Profils de vitesse de l'écoulement avec plasma, modèle pseudo 1D (—) et mesures [62] (o), par rapport à l'écoulement porteur (- -)	121
8.26	Méthode finale de couplage des problèmes aérodynamique et électrique	122
9.1	Domaine d'étude	126
9.2	Données géométriques relatives à la grille de maillage	127
9.3	Maillage 2D construit à partir des isopotentielles et des lignes de champ de la configuration expérimentale Fil - Fil (haut), détail à l'anode (gauche) et à la cathode (droite)	128
9.4	Isovaleurs du champ électrique en V/cm à l'anode (gauche) et à la cathode (droite) à l'instant initial	133
9.5	Courant électrique, phase transitoire suivie d'un régime établi de pulses	134

9.6	Isovaleurs de $\log_{10}(N_+)$ avec N_+ en cm^{-3} , à l'anode	137
9.7	Isovaleurs de $\log_{10}(N_+)$ avec N_+ en cm^{-3} , à la cathode	138
9.8	Isovaleurs du champ électrique en V/cm , à l'anode	139
9.9	Isovaleurs du champ électrique en V/cm , à la cathode	140
9.10	Force électrique moyenne (Nm^{-3}) sur le domaine (haut), détail à l'anode (gauche) et à la cathode (droite)	141
9.11	Schéma représentatif du calcul aérodynamique avec Modèle de force Pseudo 1D .	142
9.12	Maillages pour les calculs de la décharge électrique (isopotentielles et lignes de champ) et de l'aérodynamique (rectangulaire)	143
9.13	Force interpolée (Nm^{-3}) sur le maillage Aéro à 200 mailles, à l'anode (gauche) et à la cathode (droite)	143
9.14	Force interpolée (Nm^{-3}) sur le maillage Aéro à 400 mailles, à l'anode (gauche) et à la cathode (droite)	143
9.15	Composantes tangentielle (gauche) et perpendiculaire à la paroi (droite) du vent ionique obtenu avec le modèle 2D des décharges	145
9.16	Profils de vitesse du vent ionique obtenu par le modèle 2D (—) et par les mesures [62] (o)	145
9.17	Composantes tangentielle (gauche) et perpendiculaire (droite) de la vitesse de l'écoulement obtenu avec le modèle 2D des décharges	146
9.18	Profils de vitesse de l'écoulement avec plasma, modèle 2D des décharges (—) et mesures [62] (o), par rapport à l'écoulement porteur (- -)	146

Liste des tableaux

2.1 Réactions dans les plasmas	23
5.1 Adimensionnement des variables	55
5.2 Ordres de grandeurs	57
6.1 Paramètres pour le calcul de la couronne Sphère - Sphère positive	76
7.1 Paramètres pour le calcul de la couronne Fil - Cylindre négative	83
7.2 Paramètres pour le calcul de la couronne Fil - Cylindre positive	91
8.1 Paramètres pour le modèle pseudo 1D de la couronne Fil - Fil	100
8.2 Force et épaisseur issues du modèle pseudo 1D pour le calcul aérodynamique . . .	118
9.1 Paramètres du maillage	129
9.2 Paramètres pour le modèle 2D de la couronne Fil - Fil	133
A.1 Coefficients de transport, d'ionisation et d'attachement des électrons dans un mélange ($N_2 - O_2$) (80% - 20%)	154

Chapitre 1

Introduction

1.1 Observation du vent ionique

L'existence du vent ionique est découverte par Hauksbee en 1709. En utilisant un tube chargé, il ressent un effet de soufflage sur le visage. En 1750, Wilson et Hamilton démontrent la possibilité d'utiliser le vent ionique sur l'expérience du "tourniquet électrique". En 1938, Faraday propose le mécanisme de friction des ions sur les molécules du gaz pour expliquer le vent ionique. En 1961, Robinson [56] 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 :

$$v_i \sim \sqrt{i} \tag{1.1}$$

En 1968, Velkoff et Ketcham [68] publient la première étude de l'effet de décharges couronnes sur des écoulements de couche limite et montrent la possibilité de retarder le lieu de transition d'un écoulement laminaire vers un écoulement turbulent.

Actuellement, trois équipes de recherche travaillent sur le sujet des décharges couronnes appliquées aux écoulements aérodynamiques. Les laboratoires dans lesquels ces travaux sont menés sont le Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques à Poitiers, le Laboratorio de Fluidodinámica de l'Université de Buenos Aires en Argentine et l'Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales (ONERA), Centre de Toulouse.

1.1.1 Description de l'actionneur à décharges couronnes

Le fonctionnement de cet actionneur est assuré par la mise sous haute tension de deux électrodes posées ou incrustées à la surface d'une paroi diélectrique, Figure 1.1. L'effet couronne apparaît lorsque le rayon de courbure des électrodes est suffisamment faible. Il se produit alors l'émission d'une lumière violette ou bleutée accompagnée d'un crépitement sonore, traduisant une

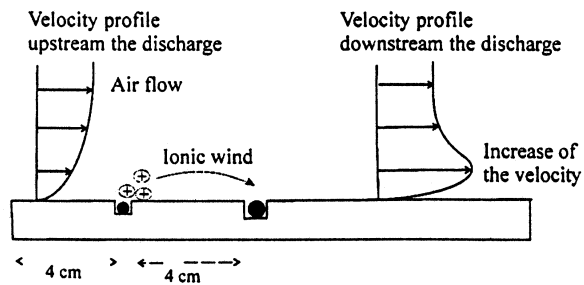


Figure 1.1 – Schéma représentatif du vent ionique créé par une décharge couronne fil-fil [40]

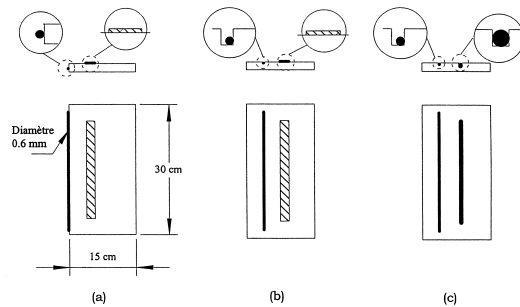


Figure 1.2 – Configurations de décharges couronnes fil - plaque (a,b) et fil - fil (c) [42]

activité électrique. La création d'espèces ionisées puis leur transport d'une électrode à l'autre entraîne, par collision avec les molécules neutres de l'écoulement, la création d'un vent ionique. Plusieurs types de géométrie des électrodes ont été testées, Figure 1.2.

Léger [28] utilise deux électrodes filaires séparées de 4 cm et observe cinq régimes de décharge en augmentant progressivement la tension appliquée.

Le premier régime est nommé "Spot" et est constitué de microdécharges. Ces microdécharges s'attachent sur les aspérités des électrodes, donnant lieu à une série de points lumineux répartis de façon chaotique sur la surface des électrodes. Lorsque l'on augmente la tension, le nombre de ces points augmente. Dans ce régime, les décharges sont clairement déclenchées par l'effet de champ fort créé par les défauts de surface. L'intensité du courant reportée à la longueur des électrodes est inférieure à 0,2 mA/m.

Le deuxième régime est celui de la "Streamer Corona" pour lequel toute la zone séparant les électrodes, nommée espace inter-électrodes, est lumineuse. Cette décharge est composée de microdécharges suffisamment énergétiques pour rejoindre les deux électrodes. On assiste au développement de streamers successifs qui donnent l'impression visuelle d'une décharge continue, alors que composée de pulses de courant. Le courant est inférieur 0,8 mA/m.

Le troisième régime est nommé "Glow Corona". Les électrodes sont couvertes d'un grand nombre de points lumineux, l'espace inter-électrodes restant sombre. Ce régime est plus stable et permet le passage d'un courant électrique plus élevé. Le courant est inférieur à 2,5 mA/m.

Si l'on augmente encore la différence de potentiel, le régime "Filamentary" fait apparaître une série de filaments lumineux très énergétiques et instables. Ce régime est caractéristique des décharges couronnes aux hautes tensions et mène vers le passage à l'arc, destructeur pour les dispositifs étudiés ici.

1.1.2 Performances de l'actionneur

Le régime "Glow corona" est celui qui produit un vent ionique maximal. Tout d'abord il est stable, ce qui évite la détérioration des composants du dispositif et assure un fonctionnement continu sur des longues durées. Ensuite, c'est le régime stable pour lequel le courant est le plus élevé. D'après la formule de Robinson 1.1, le vent ionique est proportionnel à la racine carrée du courant électrique. Ainsi n'est-il pas surprenant que le maximum de vitesse soit obtenu expérimentalement pour un régime où le courant est maximal. La Figure 1.3 trace les profils de vitesse tangentielle à la paroi. Sur ces graphes, Y est la distance à la paroi. Le maximum de vitesse est de l'ordre de 3,5 m/s et est obtenu à une distance $Y = 2$ mm de la paroi. Le vent ionique est un phénomène local puisqu'à un centimètre en aval de l'actionneur, la vitesse de l'écoulement est diminuée.

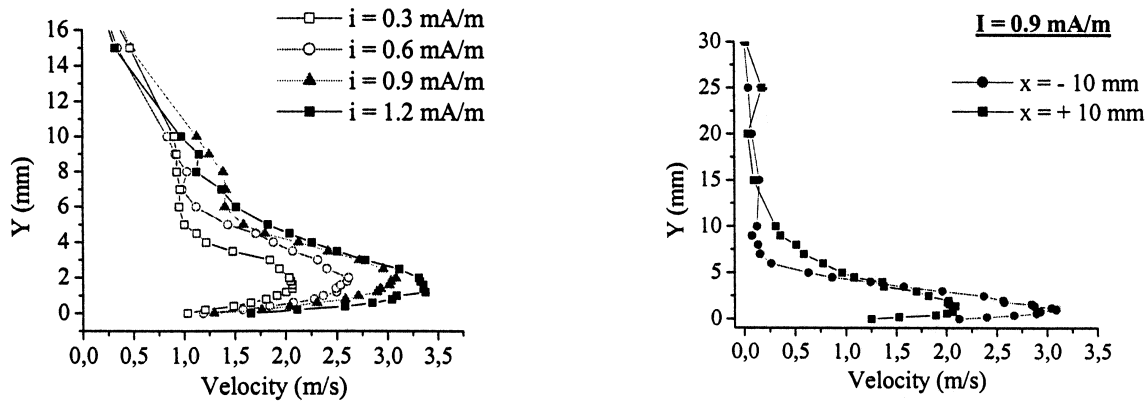


Figure 1.3 – Vitesse tangentielle du vent ionique en fonction du courant électrique (à gauche) et de la position de la sonde (à droite). $x = 10$ mm est situé 10 mm en aval de l'actionneur, $x = -10$ mm entre les électrodes. [41]

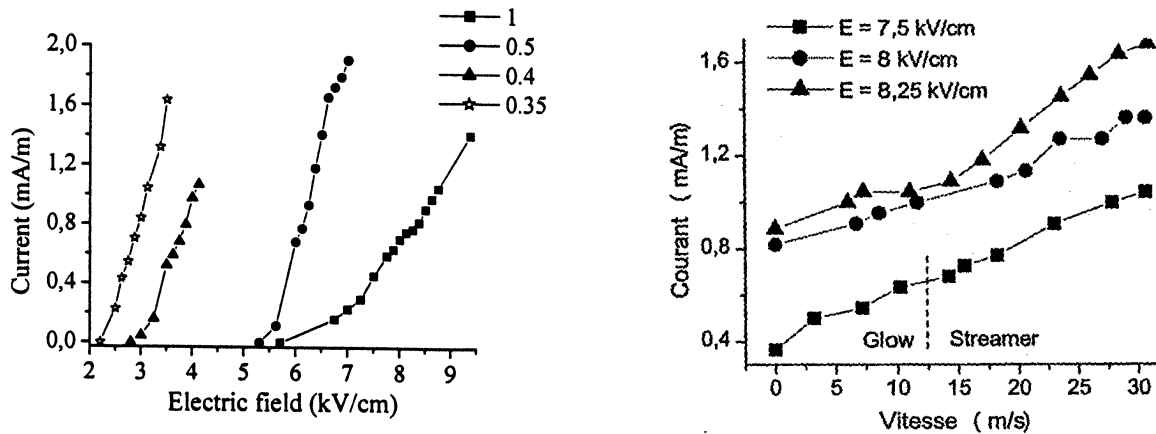


Figure 1.4 – Effet de la pression (gauche) et de la vitesse de l'écoulement (droite) sur le courant de décharge moyen [42]

Les performances de l'actionneur dépendent d'un large éventail de paramètres physiques. Moreau [42] cite la géométrie des électrodes, l'humidité relative de l'air, la vitesse de l'écoulement, la pression, la nature du diélectrique. Lorsque la pression diminue, la différence de potentiel nécessaire au déclenchement de la décharge couronne diminue. L'effet d'un écoulement externe peut modifier la structure de la décharge d'un régime de "Glow Corona" vers un régime de "Streamer Corona" pour des vitesses de l'ordre de 15 m/s, Figure 1.4. L'effet couplé de la nature du matériau et du degré d'humidité de l'air est également très important. Pour l'instant, aucune explication précise n'a été donnée à ce sujet.

1.2 Explication physique du vent ionique

1.2.1 Description des phénomènes

Afin d'expliquer l'action des décharges couronnes sur l'aérodynamique, il apparaît utile de décrire de façon qualitative les phénomènes se développant autour de telles électrodes stressées. Considérons ainsi une électrode portée à un fort potentiel électrique et plongée dans l'air à la pression atmosphérique. Cette configuration est schématisée sur la Figure 1.5. Un électron présent initialement dans l'atmosphère, du fait par exemple du rayonnement cosmique, est accéléré par le champ électrique créé et gagne ainsi de l'énergie. Dans son mouvement en direction de l'anode, cet électron entre en collision avec un neutre. Si le champ électrique est suffisant, l'électron aura atteint un niveau d'énergie capable d'ioniser la molécule neutre. On dispose alors d'un nouvel électron et d'un ion positif. Les deux électrons sont à nouveau accélérés et capables d'arracher des électrons aux neutres percutés. Les électrons formés lors d'une telle avalanche électronique sont absorbés à l'anode tandis que les ions positifs dérivent en direction opposée. Dans l'espace lointain, il ne subsiste ainsi qu'un courant d'ions positifs. En dérivant, les ions entrent en collision avec les molécules neutres de l'air. Une grande fraction de ces collisions est purement élastique : les ions cèdent une partie de leur quantité de mouvement aux neutres. La mise en mouvement des neutres est ce que l'on appelle vent ionique.

Considérons maintenant une électrode portée à un fort potentiel négatif (Figure 1.5). 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.

Il est à noter que quel que soit la polarité de l'électrode, le vent ionique s'établit de l'électrode vers l'extérieur. Pour espérer une action optimale, il est donc nécessaire que le dispositif soit "asymétrique". Il l'est déjà en raison des cinétiques chimiques et de la dynamique différentes des couronnes positives et négatives. Raizer [55] explique que, se déplaçant en direction de l'anode, les électrons créés dans une couronne positive se meuvent dans une région où le champ électrique

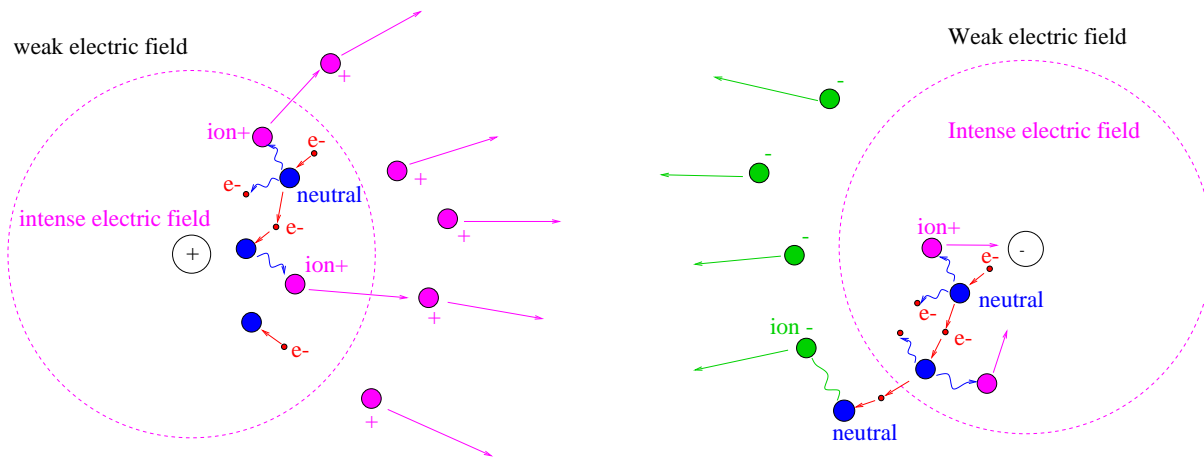


Figure 1.5 – Couronne positive (à gauche), négative (à droite) et vent ionique

est de plus en plus intense, jusqu'à rejoindre l'électrode. L'ionisation est donc favorisée par rapport au cas d'une couronne négative puisque dans ce dernier cas, les électrons sont expulsés de la zone de champ fort.

Dans la littérature exposant la création de décharges électriques sur des corps supersoniques, d'autres phénomènes ont été proposés (notamment par Elias [19]) pour expliquer leur effet bénéfique sur les chocs. L'hypothèse la plus fréquemment citée est le chauffage thermique du gaz et donc la modification des propriétés intrinsèques du fluide. On peut également imaginer que la présence d'espèces chargées modifie sensiblement la viscosité du gaz du fait des interactions particulières. Ces mécanismes ne peuvent expliquer la mise en mouvement d'un fluide au repos mais plutôt la modification des écoulements. Par ailleurs, dans le cas que nous considérons, les plasmas créés sont hors équilibre thermodynamique, c'est-à-dire que les particules lourdes (neutres et ions) restent à température ambiante tandis que les électrons acquèrent une température élevée. Des essais sur des plaques en plexiglas durant lesquels ce même plexiglas ne se déforme pas montrent qu'il n'y a pas d'élévation notable de la température. Nous faisons donc l'hypothèse que les décharges et plasmas n'agissent, dans le cadre des essais réalisés au titre des décharges couronnes en écoulement subsonique, que par l'intermédiaire du vent ionique.

1.2.2 Expression de la force électrique

La description de l'effet des décharges couronnes sur l'aérodynamique donnée au paragraphe précédent indique que la force qu'exerce sur le fluide une décharge ou un plasma est une force de collision entre les particules chargées et les molécules neutres. De façon générale, les ions mais aussi les électrons participent à cette force. Boeuf et al. expriment la force électrique qui s'exerce sur un élément fluide [6, 7]. Cette force volumique est égale au transfert de quantité de mouvement par unité de volume et de temps des particules chargées vers les neutres. Pour simplifier, on considère ici seulement une seule espèce d'ions positifs et négatifs, chargés une seule fois. En négligeant la vitesse des neutres par rapport à celle des espèces chargées, les forces f_+ ,

f_- et f_e dues aux ions positifs, négatifs et aux électrons s'écrivent :

$$f_+ = N_+ m_+ \nu_{n+} U_+ \quad (1.2)$$

$$f_- = N_- m_- \nu_{n-} U_- \quad (1.3)$$

$$f_e = N_e m_e \nu_{ne} U_e \quad (1.4)$$

Pour une espèce d'indice k , N_k représente le nombre de particules k par unité de volume, nommée aussi densité, m_k est sa masse moléculaire et U_k sa vitesse. La variable ν_{nk} est la fréquence de collision élastique de l'espèce k sur les neutres, d'indice n . En utilisant la définition de la mobilité électrique des particules chargées, $\mu_k = e/m_k \nu_{kn}$ où e est la charge élémentaire ($e = 1,6 \cdot 10^{19}$ C), les équations (1.2) à (1.4) deviennent :

$$f_+ = \frac{e N_+ U_+}{\mu_+} \quad (1.5)$$

$$f_- = \frac{e N_- U_-}{\mu_-} \quad (1.6)$$

$$f_e = \frac{e N_e U_e}{\mu_e} \quad (1.7)$$

La vitesse des espèces s'écrit communément comme la somme d'une vitesse de dérive due au champ électrique et d'une vitesse de diffusion, $U_k = Z_k \mu_k E - D_k / N_k \cdot \nabla N_k$, où $Z_k = \pm 1$ est la charge et D_k le coefficient de diffusion de l'espèce k , E le champ électrique. Une étude effectuée au paragraphe 5.2 permet de justifier cette expression de la vitesse. On reporte cette étude au chapitre dédié au modèle des décharges par souci de lisibilité. Seul le résultat final est utilisé ici afin de disposer rapidement d'une expression des forces électriques. En utilisant la relation d'Einstein, $D_k / \mu_k = k_B T_k / e$ où k_B est la constante de Boltzmann ($k_B = 1,38 \cdot 10^{-23}$ JK⁻¹) et T_k la température de l'espèce k , on obtient l'expression (1.8) de la force électrique totale :

$$f = e (N_+ - N_- - N_e) E - k_B T_+ \nabla N_+ - k_B T_- \nabla N_- - k_B T_e \nabla N_e \quad (1.8)$$

Une autre formulation est possible si l'on introduit la densité de courant $j_k = Z_k e N_k U_k$. Dans cette dernière formulation (1.9), la force résultante révèle bien une compétition entre la force due au transport des espèces positives et celle due au transport des espèces négatives.

$$f = \frac{j_+}{\mu_+} - \frac{j_-}{\mu_-} - \frac{j_e}{\mu_e} \quad (1.9)$$

Zone quasi neutre du plasma Les plasmas sont généralement quasiment neutres du fait des forces de rappel qui s'exercent sur les particules chargées isolées. Cela se traduit par un mouvement collectif. Cette caractéristique, selon laquelle $N_+ - N_- - N_e \simeq 0$, implique que la force électrique est portée uniquement par les gradients de pression des espèces. Pour des applications en aérodynamique, ces forces sont généralement insuffisantes pour expliquer le vent ionique.

Zone non neutre Dans une région non neutre, la force est d'un ordre bien supérieur et peut se simplifier en :

$$f = e(N_+ - N_- - N_e)E \quad (1.10)$$

Dans le cas des décharges couronnes, cette force s'applique typiquement dans la zone unipolaire de dérive des ions (positifs ou négatifs). Selon Boeuf [6], cette force s'applique également dans les décharges de Townsend, dans la gaine cathodique d'une décharge luminescente ou dans la tête d'un streamer cathodique.

1.3 Modèles de vent ionique

Différents modèles ont été proposés pour l'étude du vent ionique. Ces modèles peuvent être regroupés comme suit, par ordre de complexité.

Tout d'abord, le premier type de modèle, apporté par Robinson [56], est empirique et relie la vitesse du vent ionique à l'intensité de la décharge par une équation du type (1.1). Lacoste et al. [26] ainsi que Béquin [5], établissent des modèles du même type que celui de Robinson, et déterminent l'évolution spatiale du vent ionique pour des couronnes Pointe - Plan positives et négatives, modèles qui rejoignent les mesures issues des expériences.

Van Rosendale et al. [67] ainsi que Colver et Khabiry [18] couplent les équations de la mécanique des fluides bidimensionnelles stationnaires augmentées d'un terme électrique avec les équations de Poisson et de conservation de la charge totale. Il s'agit d'un premier effort vers le couplage des équations de la mécanique des fluides et de l'électricité. Cependant, la décharge n'est pas simulée au moyen d'un modèle de cinétique chimique.

Grangé et al. [22] effectuent le calcul numérique monodimensionnel du développement de la décharge couronne pointe-plan positive en résolvant les équations de conservation d'un nombre choisi de composants du plasma (électrons et ions positifs et négatifs). Loiseau [32] déduit de ces travaux un terme de force électrique instationnaire qu'il introduit alors dans les équations de Navier-Stokes. La formation d'anneaux convectifs entre la pointe et le plan donne à penser que la décharge a bien été décrite et son effet sur l'aérodynamique bien déduit.

Boeuf [6, 7] étudie numériquement le développement 2D des décharges à barrière diélectrique et en déduit également le terme de force électrique qui s'applique aux écoulements.

1.4 Intérêt des plasmas pour l'aérodynamique

Les avantages potentiels des actionneurs plasmas pour le contrôle aérodynamique sont multiples. Tout d'abord, leur utilisation ne nécessite pas d'apport supplémentaire de masse et permet donc de s'affranchir des circuits de mise sous pression du gaz, utilisés par exemple dans les dispositifs de soufflage/aspiration de la couche limite. Ensuite, les courants électriques, dont une représentation typique est reportée Figure 1.6, montrent que les décharges possèdent une dynamique très rapide [52]. Les pics de courants observés ont des fréquences très élevées, mettant en avant des temps de réponse très courts. Au final, cela démontre la possibilité d'utiliser les

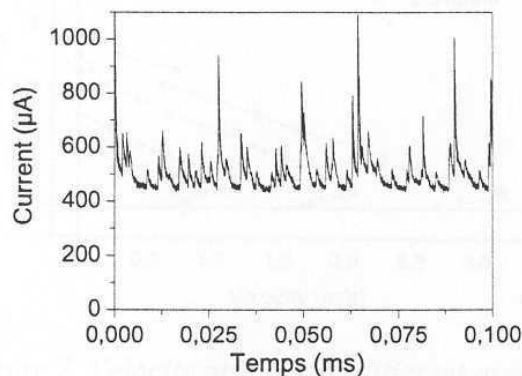


Figure 1.6 – Courant électrique observé sur l'actionneur Fil - Fil du LEA pour une tension de 34 kV [52]

décharges sur une gamme très élevée de fréquences en les utilisant non en continu mais en tension pulsée. Par ailleurs, lorsqu'il est désactivé, l'actionneur plasma présente une interaction très réduite avec l'écoulement. Enfin, il ne nécessite pas de pièce mobile, ce qui en réduit considérablement la complexité de la conception mécanique, d'encombrement et de poids.

Plusieurs auteurs ont rapidement vu l'intérêt que pouvaient représenter ces décharges pour l'aérodynamique, les premiers étant Velkoff et Ketcham [68]. La transition de la couche limite est un phénomène très sensible aux conditions expérimentales. Des perturbations acoustiques ou encore l'état de la surface de la paroi permettent de retarder ou de déclencher la transition d'un écoulement laminaire vers un écoulement turbulent. La théorie de stabilité de la couche limite, telle que développée par Tollmien et Schlichting, repose sur la méthode des petites perturbations [59]. En bref, l'amplification des petites perturbations périodiques présentes dans l'écoulement conduit à la transition. Cette amplification dépend du nombre de Reynolds et de la fréquence des perturbations. Si elle est appliquée en un lieu bien choisi de l'écoulement, dans une zone dite de réceptivité, une énergie même faible par rapport à celle de l'écoulement peut suffire à modifier l'état de la couche limite. L'hypothèse initiale est donc qu'utilisées à des fréquences et en des lieux bien précis, les décharges peuvent agir grandement sur les écoulements aérodynamiques de type couche limite.

Un travail théorique effectué par Kazakov et Kuryachii va dans ce sens [23]. En appliquant la théorie des instabilités linéaires à un système d'équations portant sur le champ électrique, le transport de la charge électrique et les équations de Navier-Stokes, ces auteurs montrent un retard de la transition de 8 % sur un profil de Joukowski.

Des mesures et observations expérimentales suggèrent également que créer un plasma dans la couche intermédiaire de la couche limite peut mener à la suppression, du moins partielle, des instabilités. Scherbakov et al. utilisent un treillis composé d'électrodes parallèles reliées à un générateur de tension haute fréquence et voient la traînée d'un profil d'aile réduite de 5% et 2 % aux vitesses d'air respectives de 35 et 54 m/s [63]. Sosa et al. utilisent deux électrodes sur le bord

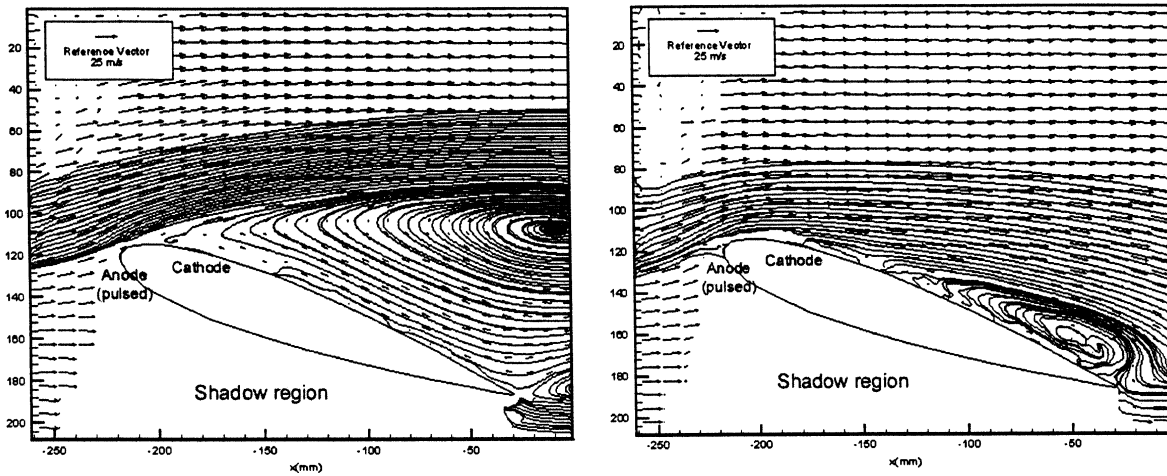


Figure 1.7 – Exemple de l'action des décharges couronnes sur le décollement de l'écoulement autour d'un profil d'aile NACA 0015, angle d'incidence $19,8^\circ$, vitesse 25 m/s [64]

d'attaque d'un profil d'aile et montrent l'importance de la fréquence de la tension appliquée sur le réattachement de la couche limite pour des vitesses de 25 m/s, Figure 1.7 [64]. Ils montrent que la fréquence est plus influente que l'énergie injectée.

Il est à noter que d'autres types de décharges sont utilisées pour agir sur les écoulements. Ce sont les décharges à barrière diélectrique. Cela consiste à séparer les électrodes par un matériau solide non conducteur tel que le plexiglas, le verre ou des céramiques. Ces décharges sont utilisées en régime sinusoïdal afin d'évacuer d'une période à l'autre les charges qui, sans cela, s'accumuleraient dangereusement sur la paroi du diélectrique jusqu'à produire sa destruction par effet thermique ou électrique. Les vents ioniques obtenus par ce genre de dispositifs sont généralement de 4 à 5 m/s. L'effet sur les écoulements de couche limite est du même type que celui produit par les décharges couronnes et fait l'objet de nombreuses publications, principalement des équipes de Roth [57], Moreau [42] et Corke [53].

Actions menées à l'ONERA L'ONERA a mis en place un programme de recherche dont le but est d'identifier les actionneurs plasma présentant un intérêt dans le domaine du contrôle aérodynamique. Ce programme se compose d'une contribution au projet INCA¹ Combustion Assistée par Plasmas et du PRF² PUMA³.

Les recherches liées à PUMA portent sur les régimes aérodynamiques supersonique, subsonique et transsonique. Dans le domaine des écoulements subsoniques, les applications envisagées sont le contrôle de la transition laminaire-turbulent de la couche limite, le contrôle des décollements et le contrôle de la pulvérisation de nappes de carburant liquide injecté. Ces orientations

¹Initiative en Combustion Avancée

²Projet de Recherche Fédérateur

³Plasmas Utiles à la Maîtrise de l'Aérodynamique

font suite à la synthèse réalisée par Caruana et Séraudie sur les besoins et possibilités de contrôle sur les avions civils de transport [9].

L'amélioration de la pulvérisation grâce à des actionneurs plasmas est une des contributions de l'ONERA au programme INCA. En agissant sur les écoulements aérodynamiques, Larricq et al. montrent une augmentation de la fréquence de battement des nappes liquides, ce qui va dans le sens d'une diminution finale de la taille des gouttes, et donc vers une amélioration de la combustion, notamment pour des domaines de ralenti moteur durant lesquels la vitesse de l'air est faible [27].

Un des objectifs du programme de recherche de l'ONERA est de comprendre comment les actionneurs génèrent les plasmas et décharges électriques ainsi que leur action sur les écoulements aérodynamiques. Le but final est de simuler numériquement les phénomènes physiques se produisant sur les dispositifs expérimentaux afin d'optimiser ces derniers. C'est dans ce cadre précis que s'inscrit la présente thèse.

1.5 Objectif de la thèse

Le but de cette thèse réalisée à l'ONERA/DMAE⁴, soutenue par la DGA⁵, en collaboration avec MIP⁶ et ONERA/DTIM⁷, est de modéliser et de développer un outil numérique capable de simuler la génération de plasma dans les décharges couronnes et leur interaction avec l'aérodynamique. Cette recherche s'appuie notamment sur les premiers résultats obtenus dans le cadre de la thèse de Géraldine Quinio [54], réalisée à l'ONERA/DTIM en collaboration avec MIP, et dont les travaux ont abouti au développement d'un code de simulation des plasmas utilisés dans le domaine de la furtivité. Elle s'appuie également sur les travaux expérimentaux menés par Alain Séraudie [61, 62] dans le cadre du projet PUMA.

1.6 Plan et résumé du mémoire

La démarche adoptée est la suivante. Tout d'abord, il convient de dégager les phénomènes physiques à l'origine du vent ionique. La connaissance de ces mécanismes peut alors donner naissance à une modélisation physique puis numérique de l'interaction entre les plasmas ou décharges et les écoulements aérodynamiques. Les outils de simulation numérique utilisés au cours de cette thèse ont été enrichis au fur et à mesure. La structure de ce document décrit ainsi comment chaque modèle a permis d'orienter les travaux suivants, pour obtenir finalement un outil numérique décrivant de façon réaliste la physique du vent ionique créé par les décharges couronnes.

⁴Département Modèles pour l'Aérodynamique et l'Energétique

⁵Délégation Générale pour l'Armement

⁶Mathématiques pour l'Industrie et la Physique de Toulouse

⁷Département Traitement de l'Information et Modélisation

Pour relier le vent ionique à la physique des décharges, il est nécessaire de comprendre les phénomènes électriques impliqués. Le chapitre 2 propose une étude détaillée des décharges électriques et des plasmas. En partant d'une description générale, ce chapitre dégage les phénomènes électriques essentiels apparaissant lors de l'utilisation des actionneurs plasmas. Les décharges couronnes, telles que celles produites par les dispositifs du LEA, sont ainsi le siège de processus chimiques très complexes, faisant toujours l'objet de recherches approfondies. Les principaux aspects des décharges couronnes sont cependant mis en avant lors de ce chapitre.

Le chapitre 3 s'attache à décrire les expériences menées à l'ONERA sur le sujet du vent ionique créé par les décharges couronnes de surface. Ces expériences sont liées au PRF PUMA et ont été réalisées au sein de l'Unité Transition et Instabilités du DMAE par Alain Séraudie. L'actionneur à décharges couronnes utilisé est du même type que celui réalisé initialement au LEA et décrit au paragraphe 1.1.1. On décrit l'actionneur puis son effet sur l'aérodynamique. Les résultats présentés servent de base de données pour la validation des résultats obtenus dans ce présent travail.

Le chapitre 4 propose une stratégie de résolution du problème électroaérodynamique. Celle-ci consiste à calculer séparément le développement de la décharge puis son effet sur l'aérodynamique. L'orientation choisie dans ce travail de thèse est ainsi de découpler les parties portant sur l'aérodynamique et les décharges électriques. Il s'agit alors de chaîner les maillons Plasma et Aéro. Le pivot de cette chaîne réside en la force électrique exercée par la décharge sur l'écoulement. Un modèle simple de l'action des couronnes reliant la force électrique au courant électrique mesuré expérimentalement permet de mettre en oeuvre la méthode. Ce terme de force uniforme est implémenté dans un code de Mécanique des Fluides pour le calcul d'un écoulement de type couche limite. Ce modèle non prédictif confirme l'explication fournie dans cette introduction et selon laquelle le vent ionique peut s'expliquer par un transfert de quantité de mouvement entre les espèces chargées et neutres du gaz ionisé.

Le chapitre 5 détaille le modèle permettant le calcul de la décharge. Ce modèle prend en compte la cinétique de formation des espèces du plasma ainsi que leur transport couplés à l'équation de Poisson pour le champ électrique. Le modèle de cinétique chimique est simplifié. Une étude asymptotique sur le bilan d'impulsion permet de justifier l'écriture classique de la vitesse des espèces chargées et permet de s'affranchir des équations de transport de la quantité de mouvement de chaque composant.

Le chapitre 6 détaille le schéma d'intégration numérique du modèle physique. La validation du modèle numérique est effectuée sur le cas d'une décharge couronne entre deux sphères concentriques, cas d'étude bien détaillé dans la bibliographie. Les simulations effectuées montrent un bon accord qualitatif et quantitatif avec les travaux existants. Cette étape permet ainsi de valider l'implantation numérique du modèle physique.

Le modèle physique est alors testé sur des configurations intermédiaires, se rapprochant plus du dispositif expérimental. Il s'agit tout d'abord, dans le chapitre 7, de simuler les décharges entre un fil et un cylindre coaxiaux. Cette étude permet

de cerner les mécanismes de formation des couronnes en appliquant tour à tour une tension positive et négative à l'électrode filaire. L'outil numérique permet alors la description de régimes pulsés tels que ceux décrits au chapitre 2.

Le chapitre 8 présente une version du code permettant de simuler en 1D la décharge couronne entre deux fils, configuration très proche du dispositif expérimental. Le problème réel étant 2D (et même 3D), l'écriture du modèle en 1D n'est plus consistante. On introduit alors une nouvelle donnée : l'épaisseur de la décharge. Le but de ce modèle est de déterminer si un calcul 1D, moins coûteux qu'un calcul 2D, permet de simuler correctement la décharge entre deux fils. Les résultats obtenus confirment la capacité du modèle physique et de la méthode numérique à résoudre les échelles de temps, très petites, des phénomènes électriques. Une étude paramétrique complémentaire fournit des éléments de compréhension essentiels quant aux phénomènes prépondérants. Le modèle est ensuite testé dans des conditions proches de celles rencontrées dans des configurations aéronautiques typiques : en écoulement externe à haute altitude et en écoulement interne de moteur au ralenti. Ces calculs suggèrent que les actionneurs plasmas peuvent fonctionner dans des conditions extrêmes en utilisant des générateurs de tension adaptés.

Les simulations donnent par ailleurs accès au terme de force électrique, force alors implémentée dans un calcul aérodynamique du même type que celui réalisé au chapitre 4. Le vent ionique obtenu est en bon accord qualitatif avec les mesures.

Le chapitre 9 présente la méthode utilisée pour effectuer le calcul bidimensionnel de la décharge se produisant entre deux fils. On s'affranchit alors de l'épaisseur de plasma, arbitrairement fixée dans la version 1D du modèle. Le développement de la décharge est en accord qualitatif avec les résultats précédents et les observations expérimentales. L'effet induit sur l'aérodynamique est également physiquement réaliste.

Enfin, le chapitre 10 effectue le bilan du travail produit et propose des voies de développement à poursuivre pour affiner les résultats encourageants obtenus.

Chapitre 2

Physique des décharges électriques

Le plasma est nommé "quatrième état de la matière" après les états solides, liquides et gazeux. Historiquement, le terme plasma a été introduit la première fois par le physicien américain Irving Langmuir en 1928. Le plasma est défini comme un gaz ionisé globalement neutre.

Un plasma est un gaz qui a été soumis à une énergie suffisante pour dissocier les électrons des atomes. On parle alors du phénomène d'ionisation. Les particules ainsi formées ont un comportement différent des molécules neutres puisqu'elles sont sensibles au champ électromagnétique. Chaque particule chargée développe un tel champ autour d'elle et agit sur les autres particules de manière à minimiser l'énergie. Une source externe peut également produire un champ électromagnétique et modifier le mouvement des espèces chargées.

Dans ce chapitre, un bref rappel sur la cinétique des gaz, inspiré de Braithwaite [8], est d'abord proposé. On s'attache ensuite à décrire les principales caractéristiques des plasmas pour s'intéresser finalement aux décharges électriques se produisant à la pression atmosphérique, représentatives des décharges utilisées dans le domaine de l'électroaérodynamique.

2.1 Éléments de base de la cinétique des gaz

Si l'on considère un gaz électriquement neutre, les molécules qui le composent ont un mouvement rapide isotrope qui est caractérisé par une énergie moyenne. Cette énergie moyenne est reliée à la température cinétique $k_B T$. La pression P_g est une mesure de la densité d'énergie thermique associée au nombre N_g de molécules du gaz par unité de volume,

$$P_g = N_g k_B T$$

La vitesse moyenne d'agitation thermique \bar{v} d'une molécule de masse M est d'environ 414 m/s pour l'air à la température ambiante ($M \simeq 4,8 \cdot 10^{-26}$ kg pour un mélange de 80% de N_2 et de 20% de O_2 de masses molaires respectives 28 g/mol et 32 g/mol),

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{2k_B T}{M}}$$

A la pression atmosphérique, la distance moyenne parcourue par une molécule entre deux collisions, appelée libre parcours moyen, est $\lambda = 10^{-7}$ m,

$$\lambda = \frac{1}{4\sigma N_g}$$

$$\sigma = \pi r_g^2$$

où r_g est le rayon de la molécule (de l'ordre de 10^{-10} m), σ est la section efficace de collision des molécules.

La fréquence de collision des molécules du gaz est, à température ambiante, $\eta = 4$ GHz,

$$\eta = \frac{\bar{v}}{\lambda}$$

Dans le domaine de l'aérodynamique (pression et température atmosphériques), les particules subissent de très nombreuses collisions avant de parcourir une distance représentative du dispositif considéré (enceinte, voilure, etc...). Dans ce cas, l'approche qui consiste à supposer que les particules ont un mouvement identique est justifiée. Mathématiquement, on parle de modèle hydrodynamique dans lequel le mouvement moyen des particules est régi par les équations de Navier-Stokes. Dans le cas opposé où le libre parcours moyen est du même ordre de grandeur que la longueur caractéristique du dispositif, une approche particulière est mieux adaptée. Les équations de Boltzmann permettent alors d'étudier l'évolution de la densité, de la température, de la fonction de distribution dans l'espace et en vitesse des espèces composant le gaz au cours des collisions qui peuvent avoir lieu. Étant donné le grand nombre de constituants présents dans un gaz comme l'air, cette approche est beaucoup plus difficile à résoudre numériquement que la première.

2.2 Généralités sur les gaz ionisés et plasmas

Un gaz ionisé est un gaz composé de molécules neutres, d'ions positifs et négatifs ainsi que d'électrons. Ces particules exercent les unes sur les autres des forces électriques impliquant un comportement collectif différent de celui d'un gaz neutre. Lorsque la densité des particules chargées est suffisamment importante, on ne parle plus de gaz ionisé mais de plasma, au sein duquel les interactions deviennent très importantes. Selon Chen [10], "*un plasma est un gaz quasi-neutre de particules neutres et chargées ayant un comportement collectif*".

2.2.1 Température

Au sein d'un gaz ionisé, les particules peuvent avoir des températures très différentes. Du fait de leur faible masse, les électrons acquièrent rapidement une énergie élevée. La mesure de l'énergie est la température d'agitation thermique T_e . A titre d'exemple, dans les gaz ionisés de laboratoire, l'énergie $k_B T_e$ des électrons est de quelques électronvolts ($1 \text{ eV} \simeq 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$), ce qui correspond à des températures supérieures à 10000 K (plus précisément 1 eV correspond à 11594 K).

Selon la température de ses composants, un gaz ionisé prendra des noms différents. Dans un plasma dit chaud, toutes les espèces ont une température identique dont la valeur atteint quelques millions de degrés. Ces plasmas sont totalement ionisés et se rencontrent dans les étoiles où se produisent des réactions de fusion nucléaire. Ces plasmas chauds représentent 99% de la matière de l'univers. Les plasmas froids regroupent les gaz ionisés dont la température est inférieure à la centaine de milliers de degrés. Parmi ces plasmas froids, on distingue les plasmas en équilibre thermodynamique des plasmas hors équilibre thermodynamique. Dans les premiers, toutes les espèces ont la même température. Il s'agit des plasmas de torche ou des plasmas d'arc. Dans les seconds, seuls les électrons sont chauds, les particules lourdes restant à la température ambiante. Les plasmas dans les tubes d'éclairage à néon mais aussi les plasmas interstellaires entrent dans cette classe.

2.2.2 Degré d'ionisation

Dans leur état normal, les gaz sont des isolants électriques. En effet, ils ne contiennent que des molécules neutres. Cependant, lorsqu'il leur est appliqué un champ électrique assez fort, ils deviennent conducteurs. Il se produit des décharges électriques, avec apparition d'électrons et d'ions libres. Le résultat de telles décharges est la production d'un gaz ionisé contenant N_e électrons, N_+ ions positifs et N_n neutres par unité de volume. En général, le gaz est macroscopiquement neutre. Ainsi, en considérant que les ions ne possèdent qu'une seule charge positive, on écrit : $N_e = N_+ = n$. Ceci est dû aux forces électrostatiques intenses s'appliquant sur les particules chargées isolées.

On définit le degré d'ionisation α d'un plasma par :

$$\alpha = \frac{n}{N_n + n}$$

On distingue les plasmas selon leur température et la densité des espèces chargées. Un aperçu de l'ensemble des plasmas est donné Figure 2.1.

Tout en introduisant les caractéristiques des plasmas, les paragraphes suivants permettent de déterminer les trois critères qu'un gaz ionisé doit vérifier pour pouvoir être nommé plasma.

2.2.3 Neutralité

La première des caractéristiques d'un plasma est d'être quasiment neutre. Cette quasi neutralité est réalisée lorsque la densité des particules chargées est suffisante. Dans ce cas, les particules se répartissent de façon à neutraliser localement le milieu. Si une particule s'éloigne de sa position, les particules environnantes exercent sur elle une force de rappel. Ceci donne naissance à la notion d'oscillation plasma.

Oscillation plasma

On peut considérer un plasma comme un nuage d'électrons imbriqué dans un nuage d'ions et de neutres de telle manière que la neutralité du gaz soit vérifiée. Si le nuage d'électrons se déplace,

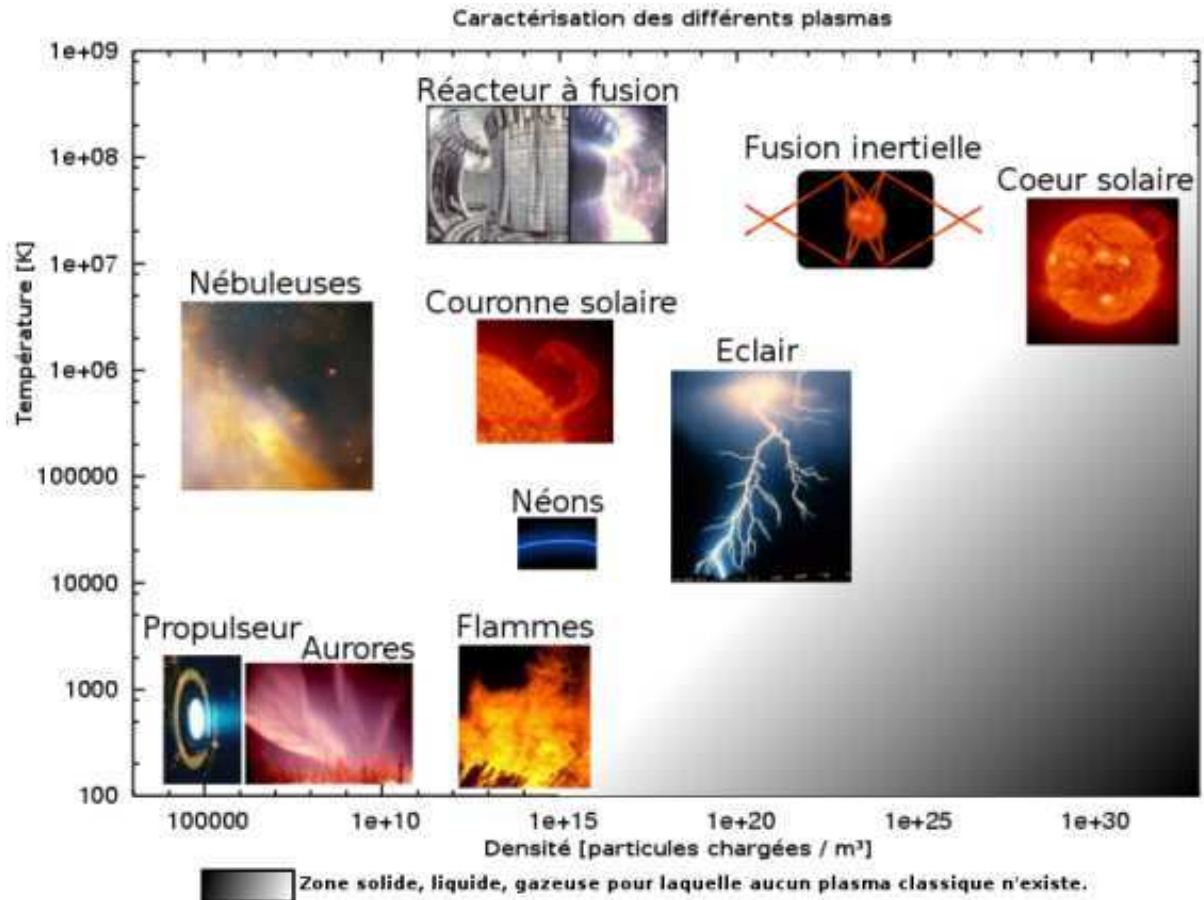


Figure 2.1 – Classification des plasmas (tiré de [1])

des forces coulombiennes intenses tendent à le ramener aussitôt vers la position d'équilibre. La masse des électrons étant très faible devant celle des ions, ils se déplacent beaucoup plus rapidement que ces derniers sous l'effet des forces électriques. On obtient donc une oscillation des électrons autour des ions, c'est l'oscillation plasma, représentée schématiquement Figure 2.2.

En supposant que les électrons n'entrent pas en collision avec les particules proches et que le volume contenant le plasma est infini, ce qui implique que le champ électrique alternatif créé par l'oscillation n'affecte pas les particules extérieures, on montre que la pulsation ω_p de l'oscillation plasma s'obtient en résolvant l'équation du mouvement des ions linéarisée autour de l'état de repos. La pulsation plasma est alors :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{N_e e^2}{m_e \epsilon_0}}$$

où $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31}$ kg est la masse atomique de l'électron, $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ C la charge élémentaire et $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ m⁻³kg⁻¹s⁴A² la permittivité du vide. Numériquement on a, si N_e est exprimé en m⁻³ :

$$\frac{\omega_p}{2\pi} = f_p \approx 9\sqrt{N_e}$$

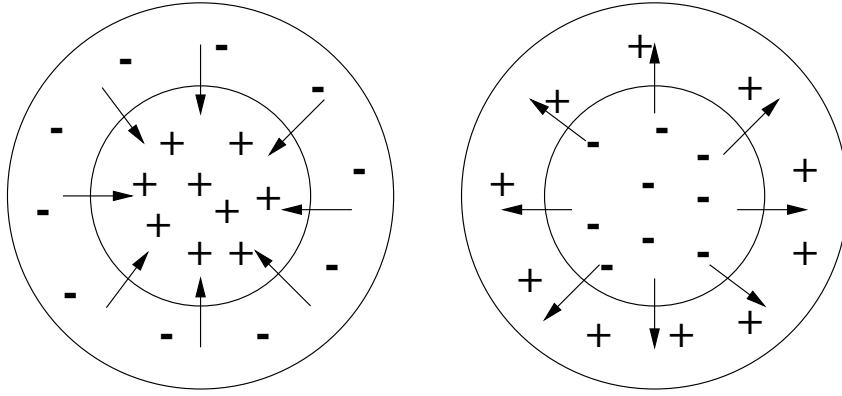


Figure 2.2 – Oscillation de plasma, les flèches représentent les forces de rappel exercées sur les électrons, d’après [17]

Dans cette expression f_p est la fréquence plasma. Pour $N_e = 10^{18} \text{ m}^{-3}$, $w_p \sim 10^{11} \text{ s}^{-1}$.

Longueur de Landau : longueur critique d’interaction binaire

L’action mutuelle de deux électrons est caractérisée par l’énergie potentielle d’interaction binaire électron-électron qui vaut $\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}$ où r est la distance entre les deux électrons. L’énergie cinétique d’agitation thermique des électrons est $k_B T_e$. On définit la longueur de Landau, et on la note r_0 , comme la distance entre deux électrons permettant l’égalité de leur énergie cinétique d’agitation thermique et de leur énergie d’interaction binaire. Au-delà de la distance r_0 l’énergie d’agitation thermique des électrons influence plus leur mouvement que leur interaction électrique. Les électrons n’ont alors plus d’influence l’un sur l’autre.

$$r_0 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 k_B T_e}$$

Cette longueur intervient dans les collisions et dans la position des espèces chargées. Pour des électrons d’énergie 1 eV, la valeur de r_0 est de l’ordre de 10^{-9} m .

Longueur de Debye : longueur critique d’interaction collective

On définit la longueur de Debye, et on la note λ_D , comme la distance autour d’un électron où l’énergie d’interaction collective (i.e. entre l’électron et toutes les particules l’entourant) est égale à l’énergie cinétique d’agitation thermique de l’électron. Un calcul indiqué par Delcroix [17] montre que :

$$\lambda_D^2 = \frac{\epsilon_0 k_B T_e}{N_e e^2}$$

C’est la longueur la plus significative du fait de la faible décroissance du potentiel de Coulomb avec la distance ($\sim \frac{1}{r}$). Le rapport $\frac{T_e}{N_e}$ apparaît comme très important. Au-delà d’une distance de quelques λ_D , une particule discrète chargée n’a plus d’effet sur l’extérieur. Un nuage de charges de signe opposé se forme autour de chaque charge, atténuant son action. On dit qu’au-delà de

cette distance, la charge est écrantée. Une condition nécessaire pour que l'on puisse parler de plasma est que la longueur de Debye soit très inférieure à la taille caractéristique L du domaine :

$$\lambda_D \ll L$$

Dans un plasma de laboratoire à la pression atmosphérique, on estime l'énergie des électrons $k_B T_e$ à 2 eV. Ceci correspond à une température des électrons approchant 23000 K. Leur densité maximale est d'environ 10^{18} électrons par m^3 . L'ordre de grandeur de la longueur de Debye est ainsi de 10 μm , longueur généralement très inférieure à l'enceinte contenant le plasma.

Gaines

La présence d'une paroi constitue une singularité pour un plasma. Les électrons étant plus rapides que les ions, ils ont tendance à se déposer sur la paroi. Les ions sont attirés par cette charge d'espace négative et il s'établit ainsi une charge d'espace positive autour de la paroi. L'épaisseur de cette zone est de l'ordre de la longueur de Debye. Au-delà, la paroi n'a plus d'influence sur le mouvement des particules.

Paramètre de plasma

Le paramètre de plasma N_D est le nombre de particules chargées présentes dans une sphère de rayon la longueur de Debye. La théorie de Debye décrivant le plasma comme un fluide exige que N_D soit très grand :

$$N_D = \frac{4}{3}\pi\lambda_D^3 N_e \gg 1$$

Cela signifie que la distance entre deux particules est très petite devant la longueur de Debye. Dans ce cas, Delcroix [17] montre que le plasma et chacune de ses composantes se rapprochent de gaz parfaits régis par les équations d'état :

$$P_e = N_e k_B T_e$$

$$P_i = N_i k_B T_i$$

Dans le cas des plasmas de laboratoire à la pression atmosphérique toujours, si $N_e = 10^{18} \text{ m}^{-3}$ alors le paramètre plasma est de l'ordre de 5000 et la description hydrodynamique des plasmas est acceptable.

Collisions avec les neutres

Pour que l'on puisse parler de plasma, une dernière condition doit être vérifiée. Selon Chen [10], les collisions avec les neutres ne doivent pas être trop fréquentes, sans quoi le mouvement des électrons est régi plus par les forces hydrodynamiques ordinaires que par les forces électromagnétiques. Si ω_p est la fréquence plasma et ν_{e0} la fréquence moyenne de collision entre les

électrons et les neutres, alors le gaz se comportera comme un plasma si :

$$\omega_p > \nu_{e0}$$

Dans les plasmas de laboratoire sous condition de pression atmosphérique, la fréquence ν_{e0} est de l'ordre de 10^{12} s^{-1} . Rappelons que ω_p est de l'ordre de 10^{11} s^{-1} . On se situe donc à la limite entre le gaz simplement ionisé et le plasma. A ce niveau de pression, il est ainsi difficile de créer des plasmas sur des zones étendues, du fait des nombreuses collisions avec les neutres durant lesquelles les électrons perdent beaucoup d'énergie. On verra au paragraphe 2.3 que les décharges peuvent avoir des comportements très différents selon le dispositif électrique étudié et quels sont ceux qui permettent d'obtenir des plasmas sur des régions étendues.

2.2.4 Formation des espèces d'un plasma

Lors de leur mouvement, qu'il soit dû à leur agitation thermique ou à un phénomène de transport tel que la convection ou la dérive dans un champ électrique, les particules d'un gaz entrent en collision. Il existe deux types de collisions. Les collisions élastiques durant lesquelles les particules rebondissent les unes sur les autres en conservant leur énergie cinétique globale. Les collisions inélastiques donnent quant à elles naissance à des échanges d'énergie interne. C'est ce type de chocs inter particulaires qui peut donner naissance aux espèces d'un plasma. Les collisions inélastiques déterminent en grande partie la température des particules. Elles sont fonctions des sections efficaces de collision et des taux de réaction.

L'énergie interne d'une molécule est la somme de ses énergies électronique E_{el} , vibrationnelle E_{vib} et rotationnelle E_{rot} : $E_{int} = E_{el} + E_{vib} + E_{rot}$ avec $E_{el} \gg E_{vib} \gg E_{rot}$. Toutes les particules (sauf les électrons) peuvent exister dans l'état fondamental ou dans une série d'états excités tels que :

- les états radiatifs, de courtes durées (10^{-8} s), qui sont suivis d'une émission spontanée d'un photon lors du dépeuplement du niveau radiatif atteint,
- le niveau de résonance qui est un niveau radiatif menant au niveau fondamental,
- les états métastables, qui ne peuvent se désexciter que lors d'une collision, et qui ont des temps de vie plus long par conséquent,
- les états ionisés, qui correspondent à une perte ou un gain d'un ou plusieurs électrons.

L'énergie totale E_{tot} d'une particule se divise en l'énergie cinétique E_{cin} et l'énergie interne E_{int} . Lors d'une collision inélastique, il y a changement des états internes. Avant la collision, $E_{tot} = E_{cin} + E_{int}$. Après celle-ci :

$$\begin{cases} E'_{cin} = E_{cin} + Q \\ E'_{int} = E_{int} - Q \end{cases} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \text{si } Q < 0 : \text{ réaction endothermique} \\ \text{si } Q > 0 : \text{ réaction exoénergétique} \end{cases}$$

Une réaction $Q < 0$ n'est possible que si $E_{cin} > |Q|$. En fait, la vraie condition nécessaire est

que $E_{rel} > |Q|$, où E_{rel} est l'énergie cinétique du mouvement relatif des particules. Ceci indique que les collisions frontales sont plus efficaces.

Considérons la réaction : $1+2 \rightarrow 3$. L'évolution de la densité N_3 de l'espèce 3 est généralement régie par une équation du type :

$$\frac{dN_3}{dt} = kN_1N_2$$

avec k la constante de réaction, exprimée en m^3s^{-1} . Une formulation souvent rencontrée dans le domaine des plasmas, lorsque l'espèce 2 est majoritaire et très lente par rapport à l'espèce 1, est :

$$\frac{dN_3}{dt} = \alpha N_1 U_1$$

où U_1 est la vitesse de l'espèce 1 et α un coefficient exprimé en m^{-1} , comparable à un libre parcours moyen avant la collision du type $1 + 2 \rightarrow 3$. Ces coefficients dépendent de la fonction de distribution en vitesse des particules 1 et 2, de la section efficace de collision et de la vitesse relative des espèces 1 et 2. Ils sont sensibles également à la température du milieu.

Après cette description générale, on va maintenant s'intéresser plus particulièrement aux réactions de production et de destruction d'espèces dans un plasma.

Production d'électrons à partir d'une surface

Pour arracher des électrons à une surface, il est nécessaire d'apporter une énergie $e\phi$ suffisante appelée "fonction de travail". Les moyens d'y parvenir sont :

- Thermique : si le matériau est porté à une température suffisante, il émet un flux d'électrons.
- Photonique : lors du bombardement de la surface par des photons d'énergie $h\nu$, si $h\nu > e\phi$ alors il y a émission de photons d'énergie $k_B T_e = h\nu - e\phi$.
- Champ électrique intense de l'ordre de 10^8 Vm^{-1} . Cette source d'électrons peut avoir lieu si la cathode est parsemée d'aspérités sur sa surface. Le champ électrique y est alors très intense et provoque l'arrachement d'électrons de surface.
- Bombardement ionique : lorsque les ions positifs percutent la cathode, ceux-ci sont capables d'arracher un certain nombre d'électrons. Le flux d'électrons émis est proportionnel au flux incident d'ions. Le rapport de ces flux est le coefficient d'émission secondaire par bombardement ionique et noté γ_i . C'est une source avérée d'électrons, notamment pour les décharges basse pression.

Production d'ions sur une surface

Ce phénomène est négligeable.

Perte d'électrons et d'ions sur une surface

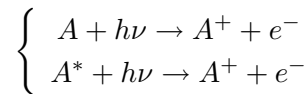
Lorsque l'on plonge une sonde dans un plasma, les électrons, beaucoup plus rapides que les ions, se déposent sur la sonde qui se charge négativement. Les ions positifs, attirés par ce potentiel négatif, sont accélérés vers la paroi. Les électrons sont freinés en partie dans leur mouvement d'agitation dirigé vers la paroi mais un flux d'électrons continue d'être absorbé. Le potentiel de la paroi se cale alors de façon à ce que le flux d'électrons soit le même que le flux d'ions.

Si l'on considère maintenant un plasma créé au-dessus d'une paroi, alors une partie des espèces créées à proximité des parois est perdue. La difficulté réside en l'estimation de ces pertes.

Ionisation en volume

Les mécanismes d'ionisation en volume sont :

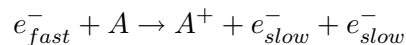
- Thermique : si $T_i > 1000K$. Les décharges couronnes ou à barrière diélectrique (DBD) utilisées dans le domaine de l'électroaérodynamisme ne permettent pas d'atteindre des niveaux de température suffisants pour favoriser l'ionisation thermoïonique.
- Photoionisation à partir de l'UV profond :



Dans ces équations de réaction, le sigle * en exposant indique l'état excité de la molécule, + et - la charge électrique. Pour parvenir à ioniser une molécule, le photon doit posséder une énergie $h\nu$ supérieure à l'énergie d'ionisation de la molécule. Dans un gaz pur, cela n'est pas possible. En effet, les photons sont issus de la désexcitation des molécules, excitées à un niveau d'énergie forcément inférieur à l'énergie d'ionisation de la molécule. Les photons produits dans un gaz pur ne possèdent donc pas suffisamment d'énergie. Par contre, dans un gaz multi composant, l'état excité d'une molécule A peut être énergétiquement supérieur à l'état ionisé d'une molécule B. Le photon émis par A lors de sa désexcitation peut alors ioniser la molécule B.

Cependant, on peut aussi imaginer que l'énergie nécessaire à un métastable pour s'ioniser est inférieure à celle des photons, puisque ces métastables ont déjà emmagasiné de l'énergie.

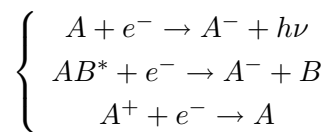
- Effet Penning par collision des métastables $A + B^* \rightarrow A^+ + B + e^-$.
- Ionisation par choc avec les électrons, qui représente le mécanisme principal de création des électrons :



La probabilité qu'une telle réaction ait lieu est associée à la section efficace d'ionisation σ_i . Celle-ci dépend de l'énergie des électrons incidents. On relie la section efficace au libre parcours moyen λ_i entre deux collisions ionisantes par $\sigma_i(k_B T_e) = 1/N_n \lambda_i(k_B T_e)$.

Attachement d'électrons

Il peut se former des ions négatifs par attachement d'électrons aux molécules neutres. La recombinaison d'ions et d'électrons en neutres existe aussi.



Ces réactions s'effectuent avec libération d'énergie.

Commentaire

La revue des mécanismes présentée ci avant ne reflète pas l'ensemble complet des collisions inélastiques. Les principaux phénomènes y sont cependant pris en compte. Le tableau 2.1 ci-après fait la synthèse complète des réactions possibles dans un plasma et leur effet macroscopique, d'après [17].

2.2.5 Quel modèle pour les plasmas et gaz ionisés ?

Comme pour la description des gaz neutres, la question du modèle mathématique pour l'évolution des espèces d'un plasma se pose. Une description complète de la densité, de la température et de la fonction de distribution dans l'espace et en vitesse de chaque espèce au cours de toutes les collisions ou réactions chimiques est donnée par les équations de Boltzmann. Ce niveau de modélisation est très complexe à résoudre, étant donné le nombre important de réactions et collisions à considérer. Le grand nombre d'équations et de degrés de liberté (3 d'espace, 3 de vitesse, plus le temps) classe les problèmes de la physique des plasmas parmi les plus difficiles à résoudre numériquement.

Dans le cas des décharges utilisées pour l'aérodynamique, les libres parcours moyens et la longueur de Debye sont très faibles devant la longueur caractéristique des dispositifs. Le modèle hydrodynamique s'impose ainsi et les espèces peuvent être décrites par leur mouvement moyen.

Les coefficients de transport associées à ce mouvement moyen sont reliés aux collisions élastiques se produisant dans le gaz ionisé. Les collisions électron-neutre ralentissent les électrons dans leur mouvement imposé par le champ électrique. L'équilibre des forces de collision et des forces électriques se traduit par une vitesse de dérive des électrons dans le champ électrique définie par :

$$U_e = \mu_e E, \quad \text{avec} \quad \mu_e = \frac{e}{m_e \nu_{e0}}$$

Les collisions des ions avec les neutres influencent également le mouvement de dérive des ions et la vitesse de dérive des ions s'écrit de la même manière que celle des électrons. Les espèces

Processus	Nom	Effet macroscopique
Gaz monoatomiques		
e, A → e, A	Collision élastique électron-atome	Mobilité électronique
e, A → e, A*	Excitation par collision électronique	Production de métastables
e, A → e, e, A ⁺	ionisation par collision électronique	Multiplication des électrons
e, A* → e, A	Désexcitation (quenching)	Destruction des métastables
e, A* → e, e, A ⁺	Ionisation en deux étapes	Multiplication des électrons
e, A ⁺ → e, A ⁺	Interaction coulombienne	Diffusion ambipolaire
e, e, A ⁺ → e, A	Recombinaison à trois corps e-e-i	Plasmas fortement ionisés
e, A ⁺ → hν, A*	recombinaison radiative	Plasmas fortement ionisés
e, A ₂ ⁺ → e, A ₂ ⁺	Interaction coulombienne	Diffusion ambipolaire
e, A ₂ ⁺ → A*, A	Recombinaison dissociative	Plasmas faiblement ionisés
e, e, A ⁺ → e, A*	Recombinaison à trois corps e-e-i	Plasmas fortement ionisés
A, A → A, A	Collision élastique atome-atome	Transport dans les gaz neutres
A*, A → A*, A	Collision élastique atome-métastable	Diffusion des métastables
A*, B → e, A, B ⁺	Réaction Penning	Ionisation dans les mélanges
A ⁺ , A → A ⁺ , A	Collision élastique atome-ion	Mobilité ionique
A ⁺ , A → A, A ⁺	Échange de charge résonnant	Mobilité ionique
A ⁺ , A, A → A ₂ ⁺ , A	Association ionique	Production d'ions moléculaires
A*, A* → e, A ⁺ , A	Réaction Penning croisée	Destruction des métastables
A*, A → e, A ₂ ⁺	Ionisation associative	Formation d'ions moléculaires
Processus supplémentaires dans un gaz diatomique		
e, A ₂ → e, A ₂ ^V	Excitation vibrationnelle	"Température de vibration"
e, A ₂ → e, A, A	Dissociation par choc électronique	Production d'atomes
e, A ₂ → e, e, A ⁺ , A	Ionisation dissociative	Production d'ions atomiques
Processus supplémentaires dans un gaz électronégatif (par exemple O₂)		
e, A ₂ → A ⁻ , A	Attachement dissociatif	Production de A ⁻
e, A ₂ , A ₂ → A ₂ ⁻ , A ₂	Attachement à trois corps	Production de A ₂ ⁻
e, A ⁻ → e, e, A	Détachement par choc électronique	Destruction de A ⁻
A ₂ ⁻ , A ₂ ⁺ → A ₂ , A ₂	Recombinaison ion-ion	Destruction de A ₂ ⁻

Tableau 2.1 – Réactions dans les plasmas

dérivent également du fait de leur gradient de densité, par le biais d'une vitesse de diffusion qui s'écrit pour les électrons :

$$U_e = -\frac{D_e}{N_e} \nabla N_e$$

Les interactions coulombiennes entre les électrons et les ions positifs participent également aux bilans de force. Lorsque les ions et électrons s'éloignent, une force de rappel tend à les rapprocher les uns des autres. Il s'ensuit un mouvement de diffusion global des ions positifs et électrons que l'on appelle diffusion ambipolaire et qui se caractérise par un coefficient D_a qui suit la relation :

$$D_a = \frac{\mu_e D_i + \mu_i D_e}{\mu_e + \mu_i}$$

avec μ_i la mobilité et D_i le coefficient de diffusion des ions.

2.3 Décharges hors équilibre dans les gaz

On désigne par décharge le phénomène électrique permettant d'ioniser un milieu gazeux. Selon les conditions d'utilisation, les décharges peuvent produire des plasmas ou simplement des gaz faiblement ionisés. Par plasma ou décharge hors équilibre, on entend un plasma ou une décharge dans lesquels les électrons ont une température très élevée, typiquement de l'ordre de l'électronvolt ($1 \text{ eV} \simeq 10000 \text{ K}$), alors que les ions restent à température ambiante. Le mode de fonctionnement de ces plasmas dépend principalement du produit $P \times d$ de la pression et de la distance entre les électrodes. Lorsque le produit $P \times d$ est supérieur à environ 200 cm.torr ($1 \text{ torr} = 133 \text{ Pa}$), la décharge prend la forme de canaux très fins menant rapidement à l'arc électrique. Ainsi les décharges à la pression atmosphérique ne peuvent-elles s'entretenir durablement que par le biais d'impulsions faibles de courant. Dans ce qui suit, une présentation des décharges à basse pression permet d'introduire les notions utiles à la compréhension des décharges à haute pression (0,1 à 10 bars).

2.3.1 Décharges hors équilibre à basse pression

Historiquement, les premiers travaux, menés par Townsend, concernent la création d'un plasma entre deux électrodes planes dans une enceinte où la pression est de l'ordre du Torr. La figure 2.3 est le dispositif académique utilisé pour l'obtention de décharges basse pression.

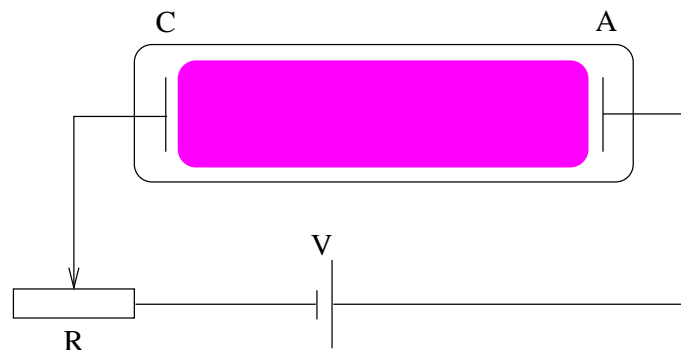


Figure 2.3 – Configuration pour l'étude des décharges basse pression

Lorsque l'on applique une différence de potentiel aux bornes des électrodes planes, les électrons présents initialement dans l'enceinte dérivent sous l'effet du champ électrique. Ce champ électrique initial est le champ extérieur : aucune charge d'espace n'existe dans le domaine puisque l'ionisation ne se produit pas encore. Les électrons sont à l'origine de deux réactions : l'ionisation, qui favorise la croissance du nombre de charges ; l'attachement ou la recombinaison, qui a l'effet contraire de l'ionisation. La figure 2.4 présente les quatre régimes de décharges observés.

Les décharges non autonomes sont caractérisées par de faibles courants et ne peuvent subsister que par l'apport extérieur d'électrons germes. Une source lumineuse constitue généralement cet apport extérieur. Les électrons dérivent alors sous l'effet du champ électrique et sont collectés à

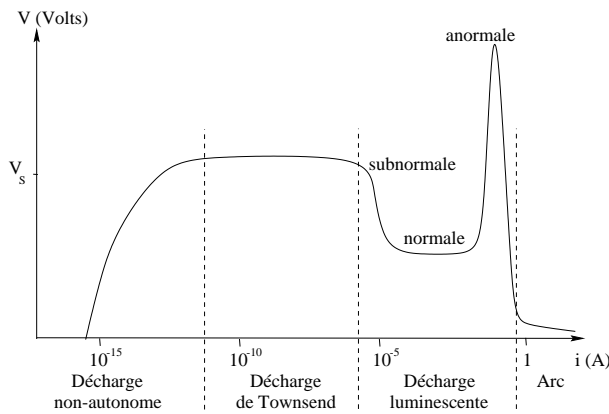


Figure 2.4 – Caractéristique courant-tension pour le dispositif de la figure 2.3

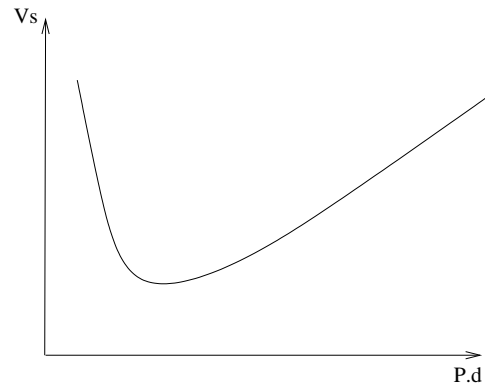


Figure 2.5 – Allure des courbes de Paschen

l'anode.

Le deuxième régime est celui dit des décharges de Townsend. Comme les régimes suivants, il est dit auto-entretenu (ou autonome) car il ne repose sur aucune autre source extérieure que la tension appliquée. Le courant croît plus qu'exponentiellement avec la tension appliquée. À l'ionisation en volume s'ajoute ici l'émission d'électrons à la cathode par bombardement ionique. Townsend montre que le courant i de décharge à une distance x de la cathode est donné par :

$$i(x) = i(0) \frac{e^{\alpha x}}{1 - \gamma (e^{\alpha x} - 1)} \quad (2.1)$$

où α est le coefficient d'ionisation en volume (par impact électron-neutre) et γ le coefficient d'émission secondaire d'électrons à la cathode. Lorsque le coefficient de multiplication $m = \gamma (e^{\alpha x} - 1)$ se rapproche de 1 (c'est-à-dire lorsque les ions sont suffisamment accélérés en proche paroi de cathode), alors le courant de décharge croît très fortement, de manière sur-exponentielle. La relation $m = 1$ est la condition de passage au régime de Townsend. Elle est directement liée à la tension disruptive V_S nécessaire au déclenchement du régime de Townsend, et décrite par les courbes de Paschen dont une allure est donnée sur la figure 2.5. V_S est fonction du produit $P \times d$. Aux basses pressions, les collisions entre les électrons et les ions sont très peu fréquentes et l'ionisation s'en trouve pénalisée. Aux hautes pressions, les collisions sont si fréquentes que les électrons disposent d'un temps très court pour emmagasiner l'énergie nécessaire à l'ionisation des neutres. Dans les deux cas, la décharge ne pourra s'établir que si l'on fournit au système une tension suffisamment élevée. Entre les deux se situe un point optimal pour lequel la tension à appliquer est minimale.

Les décharges lumineuses fonctionnent également selon un mécanisme de Townsend. La différence vient de la création de charges d'espace importantes, c'est-à-dire de régions à fort déséquilibre de charge. Ces charges d'espace proviennent de la différence de mobilité entre les électrons et les ions. Les électrons plus rapides dans les zones de champ fort, laissent derrière eux les ions. Ce n'est donc plus le champ extérieur qui est le moteur de la décharge mais le champ de charge d'espace. À la limite, ce phénomène tend à maintenir la décharge par la seule présence

des charges d'espace. Ainsi est-il compréhensible que la décharge s'autoentretienne alors que la tension appliquée diminue sur la figure 2.4.

Le régime d'arc présente une faible tension de maintien et un très fort courant de décharge. Il est caractérisé par des températures de plusieurs milliers de Kelvin. Les mécanismes d'ionisation sont différents des régimes précédents, Massines [35] cite l'effet thermoïonique ou encore l'émission par effet de champ.

2.3.2 Décharges hors équilibre à pression atmosphérique

Le mécanisme de Townsend ne s'applique pas aux plasmas à la pression atmosphérique. Massines [35] dresse les observations expérimentales qui contredisent en effet la théorie de Townsend (auto-entretien de la décharge et relation 2.1) :

- Les décharges ont une structure très inhomogène en espace, apparaissant souvent sous la forme de microdécharges. Elles peuvent être ramifiées. Elles sont également instationnaires avec de faibles temps de vie.
- Pour des produits $P \times d$ supérieures à 50-300 torr.cm, le matériau n'influe plus sur la tension disruptive. Ceci indique donc que le bombardement ionique n'est plus un phénomène essentiel, puisque celui-ci dépend fortement du matériau.
- Pour des électrodes à faible rayon de courbure, on observe des pulses de courant et ce, même pour des pressions basses. C'est l'effet couronne.
- La durée des pulses que prévoit la théorie de Townsend repose sur le temps de dérive des ions entre l'anode et la cathode. Expérimentalement, ces pulses sont cent fois plus courts.

Les travaux qui suivirent ceux de Townsend (Loeb et Raether principalement) ont amené à identifier trois types de phénomènes à l'origine des décharges à pression atmosphérique : les avalanches, les avalanches successives et les streamers. Les paragraphes suivant en font une description.

Les avalanches

Le développement des avalanches électroniques s'effectue grâce à l'ionisation par impact d'électrons. Un électron germe accéléré par le champ électrique est capable d'arracher un électron à un neutre, qui lui-même est accéléré, participant à son tour à l'ionisation d'un neutre. Ce phénomène de cascade permet d'obtenir au bout de n étapes 2^n électrons. Les réactions d'attachement électronique et de recombinaison s'opposent aux avalanches. Toutes ces réactions sont fortement dépendantes du champ électrique réduit E/N qui est le rapport du champ électrique sur la densité du gaz. Le champ réduit s'exprime souvent en Townsend, noté Td, avec $1 \text{ Td} = 10^{-17} \text{ Vcm}^2$. L'avalanche est la première phase du développement d'un plasma. Pour autant, elle n'est pas un plasma car non neutre.

Les avalanches successives

Aleksandrov [3] propose en 1963 le mécanisme des avalanches successives pour les couronnes négatives. Le passage de ces avalanches donne lieu à des pics de courant rapprochés pouvant mener à un état stationnaire ou à l'arc, selon la valeur du champ réduit. Une explication du claquage est que les avalanches successives créent une charge d'espace importante au bout d'un certain laps de temps. Comme les électrons sont beaucoup plus mobiles que les ions, une charge d'espace tend à se former entre les électrodes. Lorsque celle-ci est très grande, le claquage se produit. Ce claquage entraîne alors rapidement l'écrantage du champ électrique par la charge d'espace importante produite.

Cependant, le laps de temps qui s'écoule en pratique avant le claquage est beaucoup plus court que celui nécessaire à la formation, par le processus des avalanches, d'une charge d'espace conséquente. Le mécanisme des streamers a alors été proposé.

Les streamers

L'observation expérimentale de phénomènes lumineux dans des zones de champ extérieur très faible et dans la direction de la cathode (c'est-à-dire à l'opposé du mouvement des électrons) et à des vitesses supérieures à celle des électrons a définitivement écarté le mécanisme de Townsend pour expliquer les décharges à haute pression. Le mécanisme proposé est le suivant. Dans un premier temps, une avalanche de type Townsend se produit. La charge d'espace augmente à mesure que l'on s'éloigne de la cathode. Lorsque le champ électrique induit par ces charges dépasse le champ disruptif, alors ce n'est plus le champ extérieur qui dirige la décharge mais précisément le champ de charge d'espace. La décharge se développe d'elle-même et tout aussi bien vers l'anode que vers la cathode selon une onde d'ionisation que l'on appelle streamer, comme schématisé sur la figure 2.6, tirée de [35].

Les streamers sont des microdécharges de diamètres très fins, de l'ordre de la centaine de microns, dans lesquelles la densité de charge est de l'ordre de 10^{14} cm^{-3} . La propagation du streamer anodique est liée aux électrons tandis que celle du streamer cathodique est due aux photons émis par la décharge. En effet, si les électrons nécessaires à la propagation du streamer sont présents par la seule ionisation en tête d'un streamer anodique, il n'en va pas de même pour un streamer cathodique se dirigeant à l'opposé des électrons. Les photons sont capables de préioniser le milieu en tête du streamer. Les électrons qui en découlent sont soumis au champ de charge d'espace, qui est suffisamment élevé pour les entraîner vers l'ionisation des neutres par collision selon des microdécharges. Ces microdécharges rejoignent la décharge principale. Ce scénario permet d'expliquer la rapidité des streamers qui est plus un phénomène de phase que de groupe. Il peut également expliquer la ramification tridimensionnelle de la décharge. Cependant, des questions restent sur l'efficacité du processus de rayonnement pour expliquer quantitativement les décharges et justifier cette théorie. Une autre question embarrassante est l'existence expérimentale de mécanismes de streamers cathodiques dans des gaz purs. Si la thèse selon laquelle la photoionisation est négligeable dans de tels gaz est exacte (cf paragraphe 2.2.4),

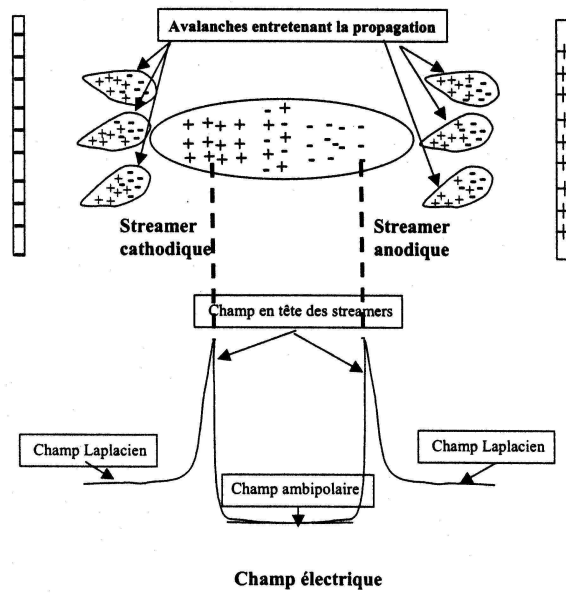


Figure 2.6 – Principe des streamers ([35])

alors quel mécanisme est responsable de la propagation des streamers cathodiques ? Ne peut-on cependant pas imaginer un mécanisme où un photon crée un métastable dont l'énergie est suffisante pour s'ioniser par l'absorption d'un nouveau photon. En tout état de cause, la question du niveau d'énergie des photons se pose.

Lorsque le streamer atteint la cathode, les deux électrodes peuvent se trouver reliées par la microdécharge. Comme la variation du potentiel est concentrée dans la zone cathodique (le canal étant constitué d'autant de charges positives que négatives), il s'y produit une nouvelle onde d'ionisation très importante : décharge lumineuse transitoire anormale qui mène vers l'arc électrique. Il existe deux manières d'éviter cette transition : le couplage de streamers qui nécessite une préionisation par source externe ou interne (effet de mémoire des décharges alternatives) ; le claquage de Townsend par augmentation du coefficient d'émission secondaire (pour prendre le pas sur l'ionisation en volume). D'après [35], le claquage de Townsend est favorisé par une tension alternative sinusoïdale ou triangle ainsi que par la présence de diélectriques sur les électrodes. Dans le cas des décharges couronnes à tension continue, le développement stable des décharges est ainsi pénalisé. Les trois mécanismes précédents sont les trois possibilités d'obtenir le claquage à la pression atmosphérique.

Comment mieux déposer l'énergie

Chacune des réactions du tableau 2.1 page 23 est caractérisée par une constante de réaction (ou section efficace) qui dépend fortement de l'énergie des espèces entrant en collision. Le schéma 2.7, tiré de [35], est un exemple des modes de dissipation de l'énergie des électrons dans l'azote et l'oxygène. On s'aperçoit que les électrons dont l'énergie ne dépasse pas les 1 à 2 eV dissipent

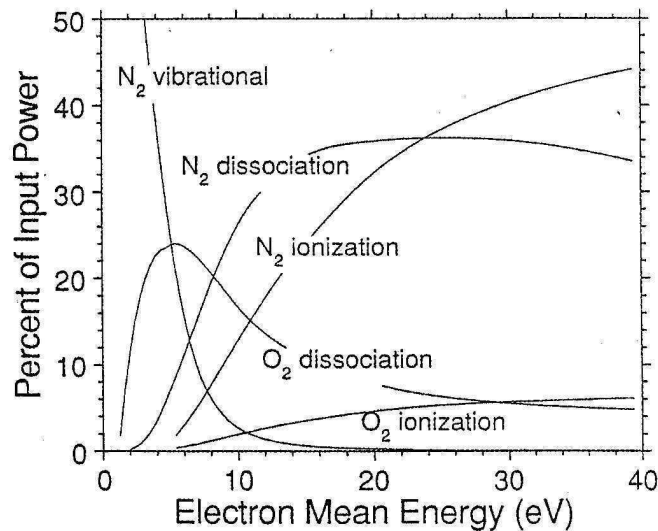


Figure 2.7 – Pourcentage de puissance dissipée dans les collisions avec l’azote et l’oxygène ([35])

leur énergie presque essentiellement au profit de l’excitation du mode vibratoire de l’azote. La production d’ions azote et oxygène ne s’effectue efficacement que lorsque les électrons possèdent une énergie de l’ordre de 4 à 5 eV. Ainsi est-il difficile d’obtenir de l’ionisation dans les décharges stationnaires contenant de l’azote. Un moyen de passer outre est d’utiliser des décharges pulsées. Le problème d’une décharge à tension continue est que la cinétique de l’ionisation est complètement contrôlée par les charges d’espace, par le mécanisme des streamers. Pour que l’ionisation soit efficace, il faudrait augmenter ce champ de charge d’espace, ce qui mène rapidement à l’arc. Par contre, si les pulses sont suffisamment rapides, c’est-à-dire si leur temps de montée reste inférieur au temps caractéristique d’ionisation et de construction de charge d’espace, alors on peut créer des électrons de forte énergie. Pour citer [35], “*la manière dont l’énergie est injectée dans la décharge peut parfois se révéler aussi déterminante que la quantité d’énergie injectée*”.

2.3.3 Les décharges couronnes

Les décharges couronnes apparaissent si le champ électrique est fortement non uniforme. Un tel champ est créé lorsqu’au moins une des électrodes a un faible rayon de courbure r par rapport à la distance d qui les sépare. Dans ce cas, le champ est très intense près de l’électrode stressée. Cette partie s’appuie sur [11, 12, 13, 14, 15, 16, 20, 35, 43, 44, 46, 45, 47, 48, 60]. On cite les configurations pointe-plan, fil-cylindre, fil-plan ou encore fil-fil (Figure 2.8) et on distingue les couronnes positives des couronnes négatives. Dans le cas de fils parallèles, Raizer [55] indique que la décharge couronne ne peut se produire dans l’air à la pression atmosphérique que si le rapport $d/r > 5,85$. Ces décharges sont couramment observées sur les lignes haute tension ou sur le mât des navires (les feux de S^t Elme). L’émission d’une lumière bleuâtre ou violette s’accompagne d’un crépitement sonore.

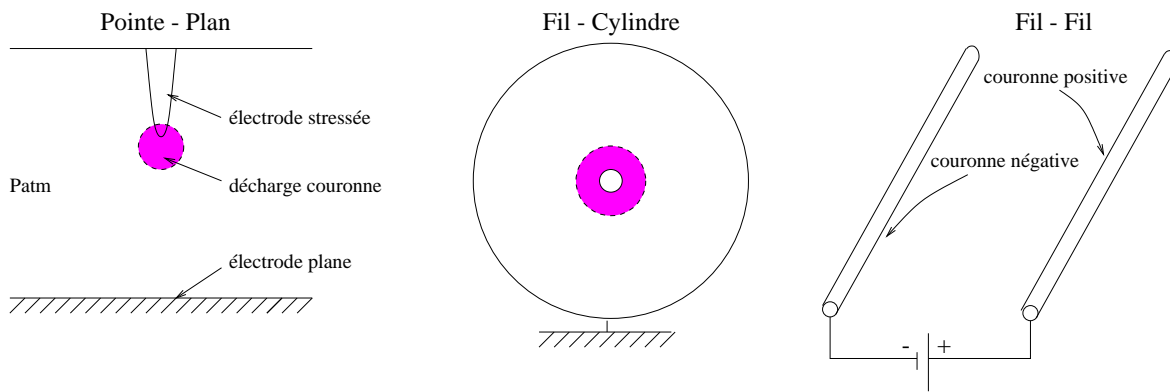


Figure 2.8 – Configurations typiques pour la formation de décharges couronnes

Seuil de déclenchement dans l'air

Les décharges couronnes ne peuvent s'établir que si le champ électrique E_c créé par le dispositif est suffisant près de l'électrode stressée. En deçà d'une certaine valeur critique V_c du potentiel appliqué, la décharge ne se produit pas. En 1929, Peek a découvert la formule empirique (2.2) donnant la valeur seuil du champ électrique permettant le déclenchement d'une couronne dans l'air :

$$E_c = 31\delta \left(1 + 0,308/\sqrt{\delta r}\right) \text{ kV/cm} \quad (2.2)$$

où δ est le rapport de la masse volumique de l'air par rapport à celle obtenue dans les conditions $P = 760 \text{ Torr}$ et $T = 300\text{K}$, r est le rayon de l'électrode stressée exprimé en cm. Cette formule a été obtenue grâce à des expériences menées sur la gamme $r \in [0,01; 1 \text{ cm}]$ et $P \in [0,1; 10 \text{ atm}]$. La valeur de E_c peut être diminuée de 10 à 20% si l'électrode a des aspérités, ce qui favorise l'effet de champ.

Si la tension appliquée n'est pas suffisante, un courant de l'ordre de 10^{-14} A est mesuré dans le circuit. Ce courant est formé des ions produits par le rayonnement cosmique naturel. Le nombre d'ions par cm^3 au niveau de la mer est de l'ordre de 10^3 .

Lorsque la couronne est initiée, il s'ensuit un transport beaucoup plus important de particules chargées entre les électrodes, transport qui se traduit par un courant de décharge dépendant du régime observé.

Une description de ces régimes est effectuée par Massines [35], description reportée dans les paragraphes suivants et agrémentée de nombreux autres travaux.

Les décharges couronnes positives

L'électrode stressée est ici positive. En augmentant la tension, on observe successivement trois régimes.

Aux basses tensions, le régime 'burst' ou 'onset streamers' est obtenu. Il est caractérisé par une décharge scintillante proche de l'anode. Le courant est constitué de faibles pulses de quelques

centaines de nanosecondes dont l'intensité varie de 10 nA à 100 μ A. Une avalanche se développe au voisinage de l'anode. Les électrons sont rapidement évacués à l'anode. La charge d'espace positive due aux ions restants écran le champ électrique, qui n'est plus suffisant pour entretenir ou réinitier une avalanche. Les ions dérivent sous l'effet du champ électrique. Lorsque les conditions sont à nouveau réunies, un nouveau pulse s'établit. Les avalanches peuvent éventuellement se transformer en streamers mais ne se propagent pas trop en direction de la cathode. La fréquence des pulses est déterminée par le temps d'évacuation des ions. Elle peut atteindre quelques kHz.

Lorsque l'on augmente la tension, les streamers créés dans la décharge sont plus énergétiques. Si le gaz n'est pas électronégatif, c'est-à-dire si l'attachement électronique reste faible, alors la charge d'espace créée initie un streamer en direction de la cathode. Ce streamer peut présenter des ramifications tridimensionnelles. On a vu au paragraphe 2.3.2 que la photoionisation joue alors un rôle important. La tension doit rester sous un niveau tel que le streamer n'atteint pas la cathode. La décharge s'éteint avant d'être réinitialisée. Le courant lors de ces pulses est de l'ordre de 10 à 100 mA. Si le gaz est électronégatif, un nuage d'ions négatifs se forme près de l'anode. Ceci provoque une augmentation du champ électrique et le claquage de Townsend entre l'anode et le nuage négatif si le gaz est suffisamment électronégatif. La décharge est alors stable et entretenue. Des résultats expérimentaux et de simulations numériques [46, 45] montrent que ce régime est constitué de pulses de haute fréquence (0,1 à 1 MHz) et que la photoionisation et le détachement électronique par collision avec les métastables sont essentiels. La figure 2.9, tirée de [46], indique que ces deux processus sont des sources essentielles d'électrons. La courbe en trait plein est relative à une cinétique comprenant l'ionisation, les recombinaisons, l'attachement et le détachement électronique et la photoionisation notamment. La courbe en pointillés indique que la non prise en compte de la photoionisation met un terme au développement des pulses. Cela montre que cette source est nécessaire au développement des pics de courant. La courbe en tirets indique que le détachement électronique permet de disposer d'électrons sur un temps caractéristique plus long, ce qui autorise la réinitialisation de nouveaux pulses.

Lorsque l'on augmente encore la tension, les streamers se développent à des vitesses très élevées vers la cathode. Lorsque la zone cathodique est atteinte, le champ électrique y est concentré, ce qui provoque l'extraction forte d'électrons et le passage à l'arc, par le phénomène d'onde de retour ou de 'return stroke'.

Les décharges couronnes négatives

La première phase d'une décharge couronne négative est la multiplication des charges selon le processus de Townsend. Les charges se multiplient par avalanche électronique. Des électrons sont émis à la cathode par l'un des effets cités au paragraphe 2.2.4, sans que l'on puisse préjuger de l'importance de l'un par rapport aux autres. Morrow [43, 44] et Napartovich [47] privilégient l'émission par bombardement ionique, Espel [20] l'émission par effet de champ et Odrobina [48] l'émission photoélectrique.

A partir de là, deux scénarii sont proposés dans la littérature pour expliquer la formation de pulses de courant, nommés les pulses de Trichel.

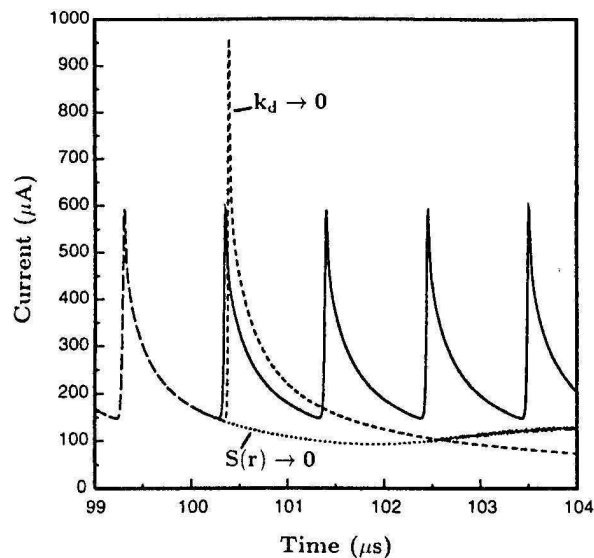


Figure 2.9 – Importance de la photoionisation et des métastables dans les décharges couronnes positives, simulation numérique ([46])

Le premier scénario est celui de Loeb [30, 31] et Alexandrov [3] selon lesquels les électrons produits près de la cathode dérivent vers les zones de champ faible pour s'attacher aux neutres. On dispose alors de deux charges d'espace, l'une positive et plus proche de la paroi que la deuxième, négative. Le champ de charge d'espace s'oppose au champ laplacien. La décharge ne peut plus être entretenue, elle s'éteint et les ions restants sont recueillis aux électrodes. Les conditions d'un nouveau pulse sont alors à nouveau réunies. La fréquence des pulses de Trichel est associée à la mobilité des ions, soit de quelques kHz à basse tension et de quelques MHz à haute tension (potentiel de l'ordre de 10 kV).

Le deuxième scénario, proposé par Cernak [15, 14, 13] et inspiré par les travaux expérimentaux de Zentner [69], penche pour la formation d'un streamer de retour vers la cathode lorsque la charge d'espace a atteint un seuil critique en région proche de la cathode. Ce streamer est à l'origine des pics principaux de courant observés alors que la décharge de Townsend initiale constitue un premier pallier ou pic lors de la montée du courant. Les ions formés dérivent ensuite et sont collectés aux électrodes. Des résultats de simulation numérique [60, 16] montrent un tel comportement du premier pic de décharge.

Les deux explications théoriques précédentes sont valables, mais pas sur les mêmes domaines. La transition d'un régime d'avalanches vers un régime de streamers dépend de la géométrie de l'électrode ainsi que de la tension appliquée. La composition du gaz doit également influencer la décharge. Comme pour les couronnes positives, aucun scénario n'est encore reconnu comme universel.

Comment éviter le passage à l'arc

Les décharges couronnes pouvant mener vers l'arc électrique, plusieurs solutions ont été avancées pour limiter le courant de décharge. Il s'agit de disposer une barrière diélectrique entre les électrodes, préioniser le gaz, utiliser une source impulsionnelle ou d'utiliser judicieusement les résistances, capacités et inductances dans le circuit extérieur.

Chapitre 3

Description et analyse de l'expérience de référence

Les actionneurs de type décharges couronnes et à barrière diélectrique ont été testés dans les souffleries de L'ONERA dans le cadre du Projet de Recherche Fédérateur PUMA. Ces travaux ont été effectués en parallèle de cette thèse par Séraudie [61, 62] et serviront de base de données essentielle pour la discussion des résultats de simulation numérique présentés dans les chapitres suivants.

Le travail pionnier de l'équipe de Moreau [42] se focalise sur l'élaboration et l'optimisation des décharges en l'absence d'écoulement, puis sur l'essai de ces décharges pour agir sur le décollement ou le mélange de divers écoulements. A l'ONERA, il s'agit d'établir le comportement des actionneurs testés dans des écoulements de référence, plus faciles à simuler numériquement. On se place dans une configuration la plus proche possible d'un écoulement de plaque plane, à savoir que le gradient de pression est nul le long de la plaque recevant l'actionneur. Les essais portent à la fois sur la mesure du vent ionique et de son influence sur des écoulements allant jusqu'à 60 m/s. L'objectif final est de parvenir à décaler la transition laminaire-turbulent afin d'apporter un élément de réponse à la question de la réduction de traînée. Le banc expérimental, les actionneurs utilisés et les résultats obtenus sont décrits par Séraudie et al. [62] et sont rappelés dans les paragraphes qui suivent.

3.1 Descriptif du banc expérimental ONERA

3.1.1 La soufflerie aérodynamique

Les expériences ont lieu dans une soufflerie basse vitesse (5 à 75 m/s) et développant des niveaux de turbulence bas ($Tu = 0,3$ à $0,5 \cdot 10^{-3}$), située à l'ONERA Centre de Toulouse et fonctionnant à l'air ambiant.

Une plaque plane de 60 cm de large en bois aggloméré est mise en incidence à $+0,5^\circ$, Figure 3.1. La plaque est peinte de sorte que sa surface soit lisse.

500 mm en aval du bord d'attaque, un insert en plexiglas sert de support aux actionneurs plasma. Cet insert mesure 10 cm de long et 30 cm de large. La plaque, longue de 1,2 m, est prolongée en aval par un volet servant à ajuster le gradient de pression sur la partie supérieure de la plaque. Ceci permet de générer diverses configurations aérodynamiques.

Au-dessus de la plaque, un tube de Pitot en verre est connecté à un dispositif de déplacement afin d'explorer la couche limite se développant sur la partie supérieure de la plaque. Cette sonde a été fabriquée en plexiglas prolongé d'un embout cylindrique en verre afin de mesurer l'effet des décharges. Sur le même support une sonde fil chaud est utilisée afin de mesurer les fluctuations de vitesse dans la couche limite.

3.1.2 Les actionneurs couronnes

Deux types de décharges ont été testées : la décharge couronne et la décharge à barrière diélectrique. Nous nous intéressons ici plus particulièrement à l'actionneur de type décharge couronne.

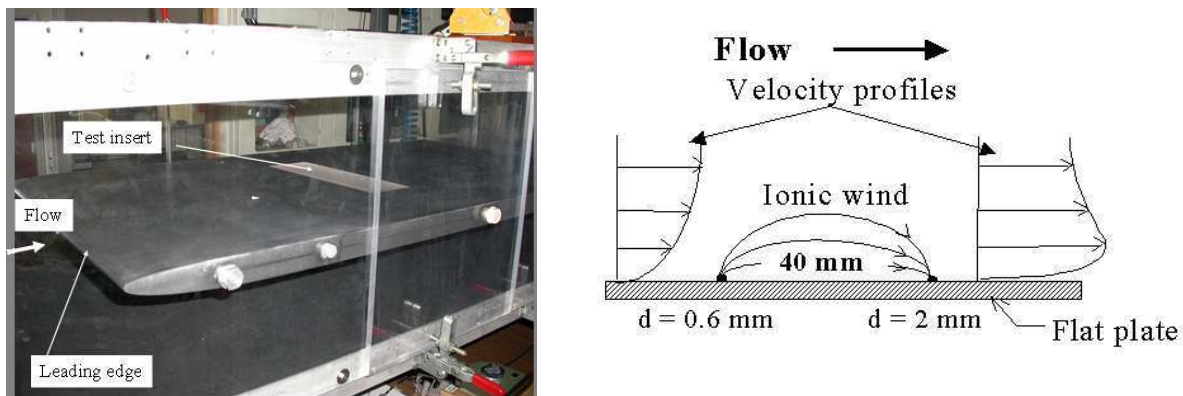


Figure 3.1 – Dispositif expérimental (gauche) et principe des décharges couronnes (droite) ([62])

La décharge couronne est générée entre deux fils cylindriques incrustés sur l'insert en plexiglas, Figure 3.1. L'électrode en cuivre située en amont a un diamètre de 0,6 mm, l'autre a un diamètre de 2 mm et est située 40 mm en aval de la première. Les deux électrodes mesurent 16 cm de long et sont placées parallèlement au bord d'attaque. Le vent ionique est généré près de la paroi grâce à l'application d'une différence de potentiel élevée (jusqu'à 30 kV) entre les électrodes. Les caractéristiques de cet actionneur ont été tirées de Moreau et al. [4, 33].

3.1.3 Les résultats

Description de la décharge [61] Deux configurations d'actionneurs ont été testées. La première, nommée 'DC1' Figure 3.2, est composée de deux moitiés d'électrodes collées dans le plexiglas. Afin d'obtenir une surface bien plane, les électrodes sont polies. La deuxième configuration, nommée 'DC2', est composée de deux électrodes encastrées dans deux rainures creusées dans le plexiglas. La décharge couronne est obtenue en régime continu en appliquant une tension

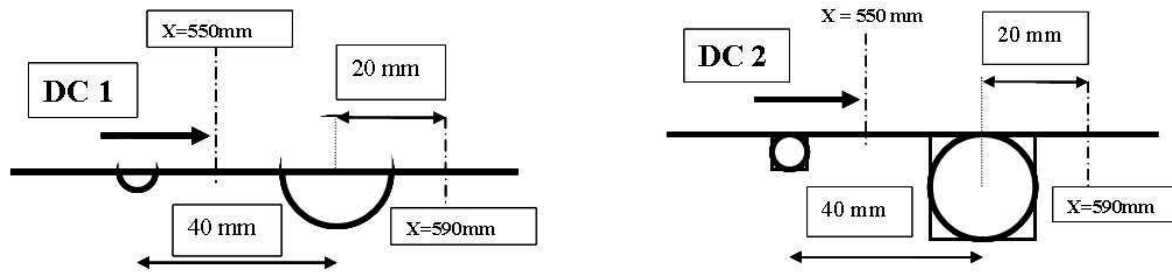


Figure 3.2 – Configuration 'DC1'et 'DC2' ([62])

positive à l'électrode de plus faible diamètre (l'anode) et une tension négative sur l'électrode de plus grand diamètre (la cathode). L'anode et la cathode sont reliées à des générateurs délivrant des tensions pouvant atteindre respectivement +30 kV et -10 kV, par l'intermédiaire d'un circuit équipé d'une résistance de 1 k Ω .

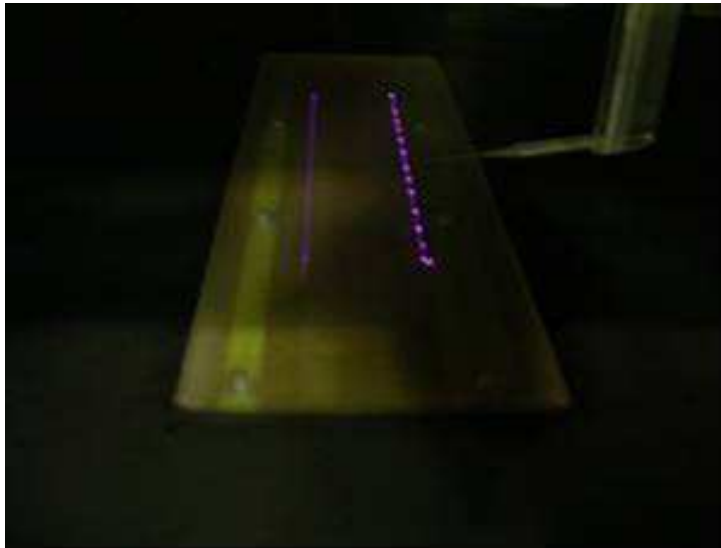


Figure 3.3 – Régime de "Glow Corona" ([61])

Pour une différence de potentiel supérieure à 20 kV, on observe le régime "Glow Corona" sur les deux configurations, Figure 3.3. Les électrodes sont parsemées de points lumineux, plus intenses sur la cathode. Sur l'anode, la décharge est moins lumineuse mais paraît plus homogène. C'est le régime qui procure le vent ionique le plus important. Une représentation de la tension aux bornes de la résistance est donnée Figure 3.4 pour des tensions de 22 et 30 kV, pour la décharge 'DC1'. On en déduit des courants de l'ordre de 0,5 mA, ce qui correspond à un courant linéique de 3 mA/m environ. Outre cette composante continue, le courant est composé de pics dont l'amplitude peut atteindre quelques milliampères. Ces pics sont plus nombreux lorsque la différence de potentiel augmente. La fréquence de ces pulses est de l'ordre de la centaine de kHz.

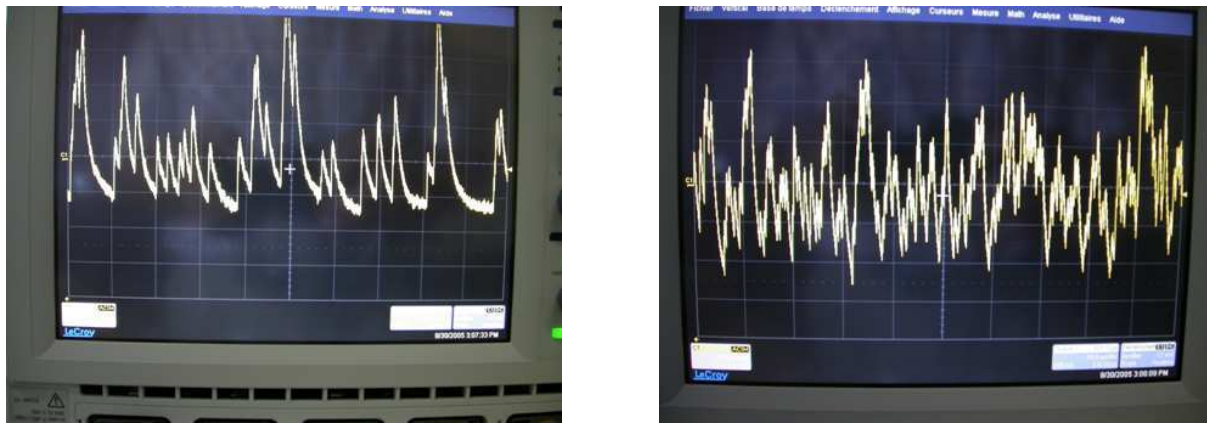


Figure 3.4 – Courant électrique créé par la 'DC1' pour $V_G = 22$ kV (gauche) et $V_G = 30$ kV (droite), abscisse : $10 \mu\text{s}/\text{div}$; ordonnée : $0,2 \text{ mA}/\text{div}$; origine en bas à gauche ([61])

Vent ionique [62] Des sondages de couche limite donnent un aperçu du vent ionique Figure 3.5. Pour ces essais, l'anode est portée à un potentiel de $+20$ kV et la cathode à -10 kV. La composante longitudinale de la vitesse est obtenue à différentes abscisses et le long de la normale à la paroi. Concernant la 'DC1', les profils de vitesse montrent un maximum de vitesse ($\simeq 4,5$ m/s) près de la paroi ($y \simeq 1$ mm) situés entre l'anode ($x = 530$ mm) et la cathode ($x = 570$ mm). 20 mm en aval de l'actionneur, le vent ionique n'est plus que de $1,3$ m/s. Dans cette région, le maximum de vitesse est situé plus loin de la paroi ($y \simeq 2$ à 3 mm). Cette configuration génère une grande variation du vent ionique entre les électrodes. Ceci s'explique probablement par l'effet opposé d'un vent ionique dû à l'anode et d'un autre dû à la cathode. L'anode crée cependant un vent ionique plus intense.

Pour la configuration 'DC2', la vitesse maximale du vent ionique ($\simeq 3$ m/s) est située près de la paroi ($y \simeq 1$ mm) pour les abscisses situées entre l'anode ($x = 530$ mm) et la cathode ($x = 570$ mm). En aval de l'actionneur ($x = 580$ et 590 mm), le vent ionique, parallèle à la paroi, reste du même ordre de grandeur. Le maximum de vitesse ($2,5$ m/s) est situé à 3 mm de la paroi. On remarque une décroissance du vent ionique entre les électrodes (entre $x = 550$ et 560 mm). La diminution du vent ionique est moindre que dans la configuration 'DC1'. Ceci semble provenir

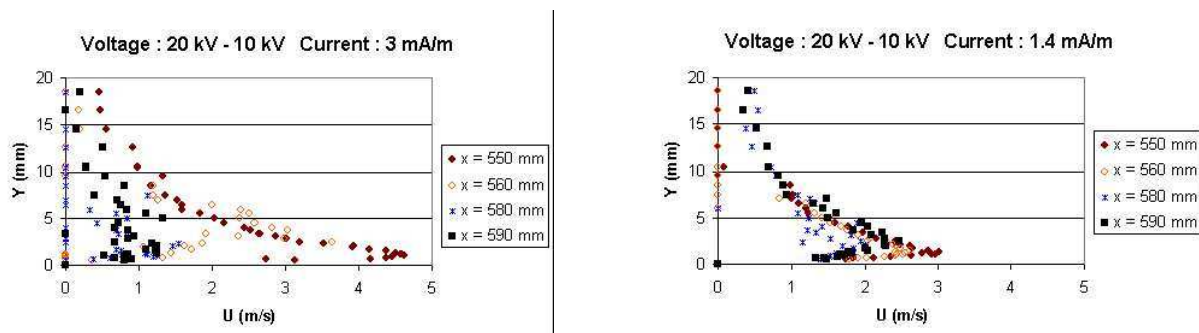


Figure 3.5 – Vent ionique créé par la 'DC1' (gauche) et la 'DC2' (droite) ([62])

d'une influence moindre de la cathode, qui possède un rayon plus important.

On remarque qu'il subsiste un vent ionique d'environ 0,5 m/s en $y = 20$ mm. Les erreurs de mesures étant de 0,2 à 0,3 m/s, il est difficile de dire si l'effet des couronnes se fait réellement ressentir à cette distance de la paroi. En tous les cas, l'actionneur agit principalement près de la paroi, entre $y = 0$ et $y = 5$ mm.

Effet sur une couche limite laminaire [62] L'effet des actionneurs sur un écoulement de couche limite est déterminé à partir des profils de vitesse. Le vent ionique modifie la vitesse de l'écoulement dans la zone proche de la paroi. Cet effet dépend principalement du maximum de vitesse produit par l'actionneur par rapport à la vitesse de l'écoulement.

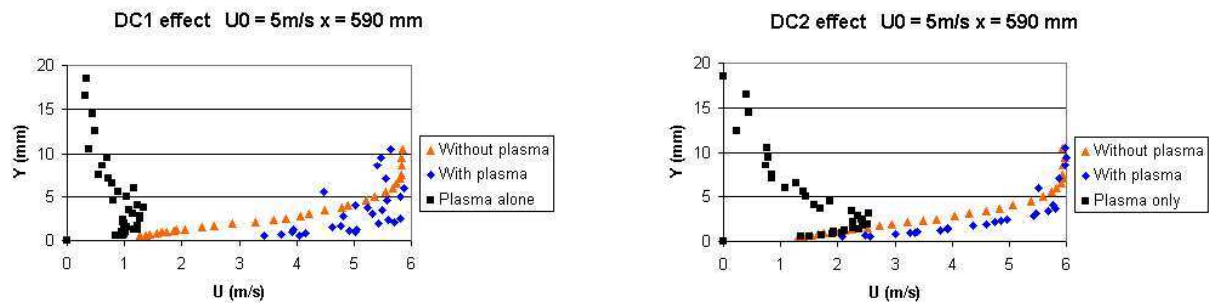


Figure 3.6 – Effet de la 'DC1' (gauche) et la 'DC2' (droite) sur une couche limite laminaire ([62])

L'effet des couronnes 'DC1' et 'DC2' est représenté Figure 3.6 pour une vitesse d'écoulement de 5 m/s. Les profils de vitesse représentés sont obtenus en aval de l'actionneur, en $x = 590$ mm, soit 20 mm après l'actionneur.

L'effet sur la couche limite diffère grandement d'une configuration à l'autre. Malgré un vent ionique résiduel plus faible, la couronne 'DC1' provoque un changement important de la couche limite. Ceci est probablement dû à la création d'instabilités dans la couche limite, du fait des actions fortement contraires de l'anode et de la cathode. La couronne 'DC2' introduit un supplément de vitesse dans la couche limite et de façon mieux répartie. Une conséquence est l'amincissement de l'épaisseur de la couche limite.

Les actionneurs couronnes réalisés à l'ONERA mettent en évidence la création d'un vent ionique qui dépend fortement de l'état des électrodes. Lorsque les électrodes ont des rayons de courbure très fins (DC1), l'action provoque des instabilités.

3.2 Analyse des résultats

Les résultats expérimentaux sur la décharge 'DC1' corroborent la proposition de Raizer [55] selon laquelle la décharge couronne positive est généralement plus intense que la couronne négative, cf. paragraphe 1.2. En effet, la décharge positive crée un vent ionique plus intense que la décharge négative, alors que les électrodes ont des rayons de courbure identiques. L'explication

selon laquelle, les électrons se mouvant dans un champ de plus en plus fort dans la couronne positive, la décharge en est améliorée apparaît donc vraisemblable. Pourtant une dissymétrie géométrique est plus efficace, comme l'indiquent les résultats sur la configuration 'DC2'. Un rayon de courbure faible produit une différence plus importante entre les deux décharges.

Il faut toutefois garder à l'esprit qu'une vision strictement découplée des deux couronnes est trompeuse et ne peut décrire que de façon partielle la décharge s'établissant entre deux électrodes fines, qui plus est, encastrées dans une paroi diélectrique. De nombreuses observations ont mis en évidence que les décharges positive et négative agissent l'une sur l'autre. Dans le régime "Glow Corona", la cathode est parsemée de points lumineux très intenses. L'anode est quant à elle entourée d'un halo de lumière plus diffus, presque homogène. Si l'on diminue la tension, les points sur la cathode se font plus rares et dans le même temps, des segments entiers de l'anode, situés en vis-à-vis directs des points éteints de la cathode, ne sont plus des lieux d'émission de lumière. Ainsi s'aperçoit-on qu'*a minima* la décharge se produisant autour de la cathode a un effet important sur ce qui se produit à l'anode. On peut d'ores et déjà impliquer le fait que la cathode est une source d'électrons pour l'anode. Les électrons s'extirpant de la couronne négative et ayant résisté à l'attachement électronique lors de leur long trajet vers l'anode constituent pour l'anode un apport favorisant le développement de la décharge positive. L'effet inverse de la couronne positive sur la couronne négative est moins évident sur les expériences. Il n'en reste pas moins que le système de couronne Fil - Fil est le siège de phénomènes physiques interdépendants. L'état de surface de la cathode peut lui aussi modifier le régime de décharge. Des aspérités permettent en particulier de stabiliser la décharge en des points choisis de l'électrode et de diminuer la tension de claquage.

Chapitre 4

Description et mise en oeuvre du couplage Aérodynamique - Plasma

La simulation des phénomènes électroaérodynamiques produits par les actionneurs à décharges couronnes décrits au chapitre 3, nécessite un modèle prenant en compte à la fois la physique des décharges et celle de l'aérodynamique. Dans le présent chapitre, la méthode de simulation de l'action des décharges sur l'aérodynamique est tout d'abord présentée. Cette méthode, utilisée tout au long de la thèse, consiste à déduire un terme de force des modèles et simulations des décharges, force que l'on utilise ensuite lors des simulations aérodynamiques. Une mise en oeuvre de cette méthode est ensuite proposée par l'intermédiaire d'un premier modèle de décharge, dit phénoménologique pour indiquer qu'une simple description qualitative des phénomènes présents dans les décharges couronnes est prise en compte. Plus qu'une simple illustration de la méthode de couplage Aérodynamique - Plasma, ce modèle apporte des éléments de réponse quant à la nature de l'action des décharges couronnes sur l'aérodynamique [36].

4.1 Stratégie de résolution numérique

On a vu auparavant que les décharges pouvaient imprimer à l'écoulement porteur un gain de quantité de mouvement. Dans le même temps, la vitesse de l'écoulement peut influencer sur les décharges. Pekarek [50] utilise un système de décharges pointe-plan dans lequel les pointes sont creusées, Figure 4.1. Sous certaines conditions, un débit d'air appliqué par ces cavités permet de stabiliser la décharge. Au final, le couplage est donc très complexe. On verra par la suite que cette complexité diminue dans notre cas d'étude.

L'aérodynamique est régie par les équations de Navier-Stokes sur la conservation de la masse (4.1) et l'équation de transport de la quantité de mouvement (4.2), dans lesquelles ρ est la masse volumique de l'air, U la vitesse de l'écoulement, P la pression, τ le tenseur des contraintes visqueuses, μ le coefficient de viscosité dynamique et f la force volumique électrique. Du point de vue de l'aérodynamicien, toute la difficulté est de pouvoir déterminer la force f qui s'applique sur un écoulement donné afin d'estimer l'effet d'un actionneur à décharges couronnes.

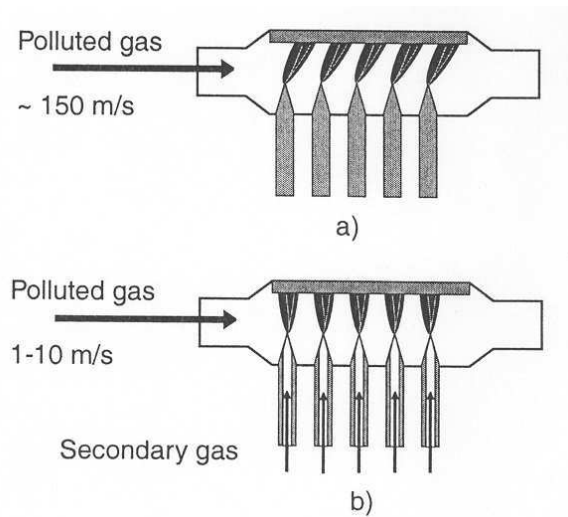


Figure 4.1 – Un exemple de l'effet d'un écoulement sur les décharges : stabilisation de couronnes pointe-plan [50]

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U) = 0 \quad (4.1)$$

$$\rho \left(\frac{\partial U}{\partial t} + U \cdot \nabla U \right) = -\nabla P + \mu \nabla \cdot \tau + f \quad (4.2)$$

La démarche générale adoptée quant au couplage aérodynamique - plasma reste la même quel que soit le modèle de décharge utilisé pour l'estimation de la force. Cette démarche est représentée Figure 4.2. Le code CEDRE est utilisé pour résoudre le problème aérodynamique. Il s'agit d'un code de Mécanique des Fluides dont le but est la simulation numérique des phénomènes liés aux domaines de la propulsion et de l'énergétique. Ce code permet la prise en compte de sources externes de masse, de quantité de mouvement ou d'énergie. Dans notre cas d'étude, il s'agit d'utiliser des termes sources de quantité de mouvement sous la forme d'une force électrique. Cette force électrique est déterminée grâce aux modèles et simulations numériques des décharges électriques de type couronnes. Le couplage inverse de l'aérodynamique vers le développement des

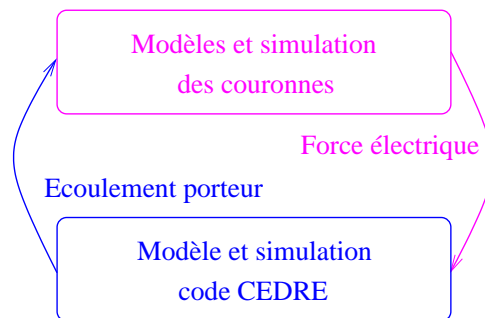


Figure 4.2 – Couplage Aérodynamique - Décharge/Plasma

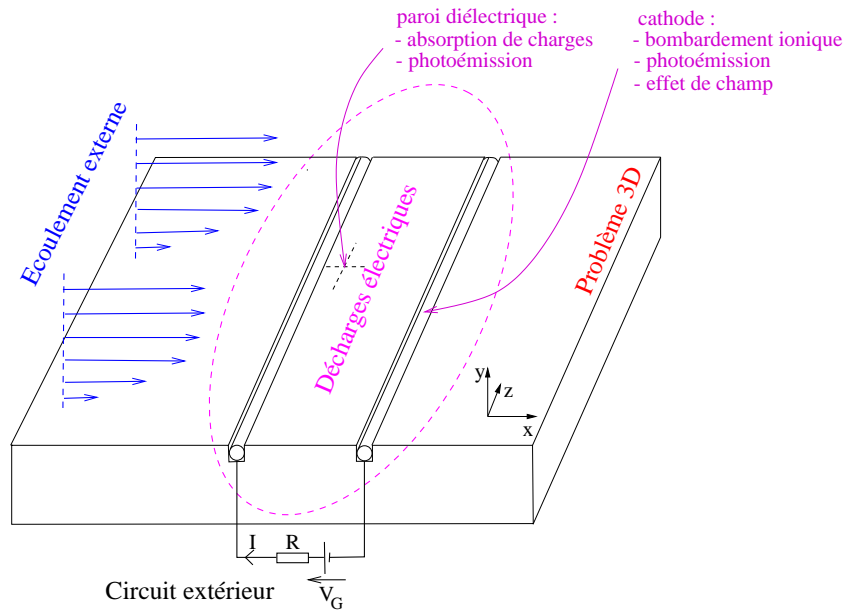


Figure 4.3 – Principaux phénomènes de l’interaction couronnes aérodynamique

décharges peut aussi être pris en compte. Cependant, on montrera que l’action des décharges ne modifie pas suffisamment les écoulements pour, qu’à leur tour, ces écoulements puissent modifier les décharges.

Avant de détailler les différents modèles développés, il est intéressant de décrire de façon qualitative l’ensemble des phénomènes pouvant intervenir dans le cadre des décharges couronnes pour l’aérodynamique. La majorité de ces processus est regroupée Figure 4.3. On considère un écoulement subsonique de type couche limite sur plaque plane. Deux électrodes sont insérées à la surface d’une plaque diélectrique. La différence de potentiel des électrodes s’effectue au moyen d’un générateur de tension continue V_G via une résistance R . La modélisation de la zone de décharge peut prendre en compte une cinétique chimique dans le volume de gaz ainsi que des réactions de surface. Une description détaillée de ces phénomènes réactifs est proposée au paragraphe 2.2.4. Les décharges ont par ailleurs des ramifications tridimensionnelles. Les décharges s’établissent tout le long des électrodes et pas toujours aux mêmes endroits au cours du temps.

Dans le paragraphe suivant, un modèle simplifié des décharges est présenté. Le but de ce modèle est double. Il s’agit d’une part d’illustrer la méthode de couplage décrite ici, et d’autre part d’appuyer l’hypothèse d’un vent ionique créé par le transfert de quantité de mouvement des espèces chargées vers les neutres, hypothèse maintenue tout au long de cette thèse.

4.2 Modèle phénoménologique de la décharge

Ce modèle n'a pas pour vocation de simuler le développement des décharges mais plutôt d'estimer son action à partir de la donnée expérimentale globale que représente le courant électrique. Le modèle présenté ici a pour but de déterminer si le mécanisme d'apport de quantité de mouvement par les décharges peut à lui seul expliquer les gains de vitesse obtenus. Il s'agit de déterminer si l'énergie injectée expérimentalement est suffisante pour justifier cette hypothèse. Il ne s'agit pas d'un modèle prédictif.

4.2.1 Estimation de la force électrique

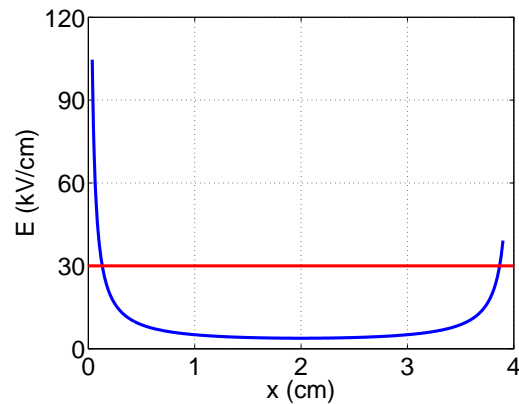


Figure 4.4 – Champ électrique créé par le dispositif pour $V_G = 32$ kV (en rouge, le champ de claquage $\simeq 30$ kV/cm)

La description de la décharge “Glow Corona” comme étant la juxtaposition d’une décharge positive et d’une décharge négative permet d’envisager la modélisation du vent ionique. Ce modèle se caractérise en effet par l’émission de lumière sur des spots situés le long des deux électrodes. Cela suggère la création de deux couronnes. Cette modélisation vise à calculer la force électrique qui s’applique au fluide. On a vu au paragraphe 1.2.2 que la force électrique s’exprime de deux manières (1.8) et (1.9). La première, faisant intervenir la charge d’espace, est équivalente à la deuxième que l’on rappelle ici :

$$f = \frac{j_+}{\mu_+} - \frac{j_-}{\mu_-} - \frac{j_e}{\mu_e} \quad (4.3)$$

On se place dans le cas d’une anode de rayon 0,35 mm et d’une cathode de rayon 1 mm séparées de 40 mm. De diamètre trois fois plus faible que la cathode, l’anode est vraisemblablement plus active. En effet, le champ électrique y est bien supérieur. Si l’on fait l’hypothèse que le champ créé par le système d’électrodes incrustées dans le diélectrique est proche de celui créé par deux électrodes plongées dans l’air, on s’aperçoit Figure 4.4 que le champ électrique est 3 fois supérieur près de l’anode (située en $x = 0$ cm) que près de la cathode (en $x = 4$ cm). Le calcul du champ électrique est obtenu grâce aux travaux de Li [29] et Staff [65]. Par ailleurs, pour une différence de potentiel de 32 kV, le champ à la cathode est tout juste supérieur au champ

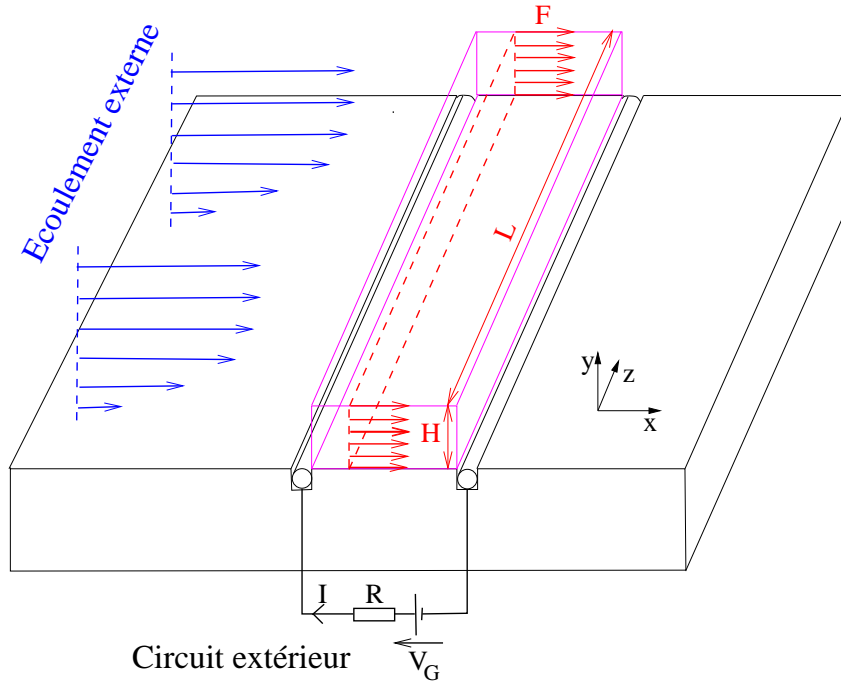


Figure 4.5 – Principe du modèle phénoménologique

de claquage dans l'air à la pression atmosphérique dont la valeur est de 30 kV/cm. Même si le système réel est de géométrie plus complexe, on peut estimer que le champ est beaucoup plus concentré à l'anode qu'à la cathode. L'ionisation étant un phénomène exponentiel par rapport à la valeur du champ électrique, on peut alors supposer la décharge positive majoritaire. Dans ce cas, le courant est essentiellement porté par les ions positifs produits dans la zone anodique. La densité de courant est reliée au courant électrique I circulant dans le dispositif par la relation :

$$j_+ = \frac{I}{S} \quad (4.4)$$

où S est la section de la décharge. La force est dirigée selon l'axe des x , de l'anode vers la cathode et s'écrit :

$$f = \frac{I}{S\mu_+} \quad (4.5)$$

La section de la décharge est l'aire $L \times H$ perpendiculaire au déplacement des ions positifs, cf. Figure 4.5. On fait l'hypothèse d'une décharge invariante par translation selon l'axe des électrodes. Cela revient à ignorer le caractère tridimensionnel des décharges. On considère le courant par unité de longueur I/L , où L est la longueur des électrodes. D'après les observations expérimentales, le vent ionique créé par le système s'étend sur une hauteur $H = 5$ à 10 mm au-dessus de la plaque. Dans le cas présent, on prend $H = 5$ mm. Selon les expériences de Séraudie [61, 62] présentées au paragraphe 3.1 et Moreau [42], le courant I/L est de l'ordre de 0,5 à 3 mA/m selon le régime de décharge. Pour minimiser l'effet de la décharge, on se placera donc à $I/L = 0,5$ mA/m. La mobilité des ions positifs est prise égale à $2 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ d'après [12]. La force uniforme s'appliquant sur le domaine magenta Figure 4.5 est donc de 500 N/m^3 .

4.2.2 Calcul d'écoulement sur plaque plane

Le calcul est effectué grâce au code de calcul CEDRE développé à l'ONERA. Il permet notamment la résolution des équations de la mécanique des fluides avec prise en compte des forces extérieures. On suppose que le problème est 2D plan en considérant que la longueur des électrodes est grande devant leur espacement. On effectue un calcul en écoulement laminaire. Les principales caractéristiques géométriques du calcul sont indiquées Figure 4.6. Le domaine s'étend sur 10 cm suivant x et 30 cm suivant y . Le maillage est uniforme suivant x et comprend 100 mailles, il suit une progression géométrique à partir de la paroi suivant y et comprend 70 mailles. La première maille a une taille de $1 \mu\text{m}$ et la raison géométrique est de 1,15, ce qui donne 30 mailles entre $y = 0$ et $y = 0,5 \text{ mm}$. Les conditions aux limites sont une condition d'adhérence à la paroi, un écoulement amont de vitesse V_0 , dans la direction des x et de l'anode vers la cathode, une condition de glissement sur la frontière haute et une condition de pression à 1 atm en sortie. La zone d'application de la force est rappelée Figure 4.6, sur laquelle l'anode est placée en $x = 2 \text{ cm}$ et la cathode en $x = 6 \text{ cm}$. Les résultats sont présentés pour deux vitesses d'écoulement : un écoulement de fluide initialement au repos et un écoulement de vitesse externe à la couche limite de 6 m/s .

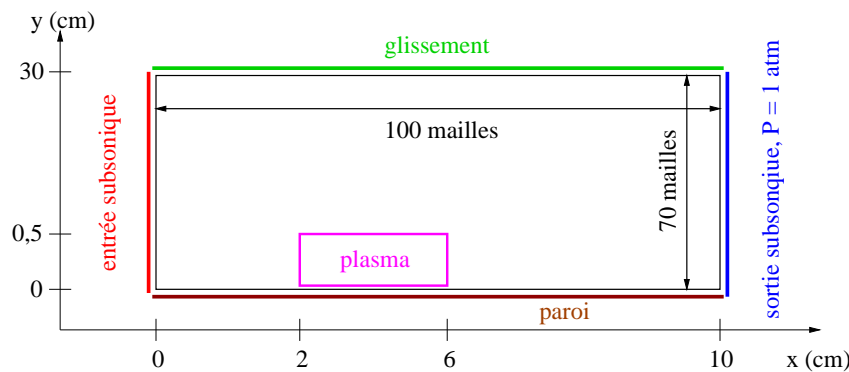


Figure 4.6 – Schéma représentatif du calcul aérodynamique avec le modèle phénoménologique

Vent ionique Lorsque l'on imprime à un fluide au repos un mouvement par l'action de la force électrique déterminée précédemment, on obtient le vent ionique représenté Figure 4.7. Sur cette figure sont représentées les composantes tangentielle et perpendiculaire à la paroi de la vitesse. Le fluide est progressivement mis en mouvement entre les électrodes (entre $x = 2$ et $x = 6 \text{ cm}$) pour atteindre une vitesse de 5 m/s approximativement. Cette mise en mouvement selon l'axe des x entraîne une aspiration de fluide depuis les couches supérieures dans la zone située en $x = 2 \text{ cm}$ et comprise entre $y = 0$ et $y = 2 \text{ cm}$. Cependant le niveau de cette composante de la vitesse dirigée vers la paroi est d'un ordre de grandeur plus faible (de l'ordre de $0,5 \text{ m/s}$).

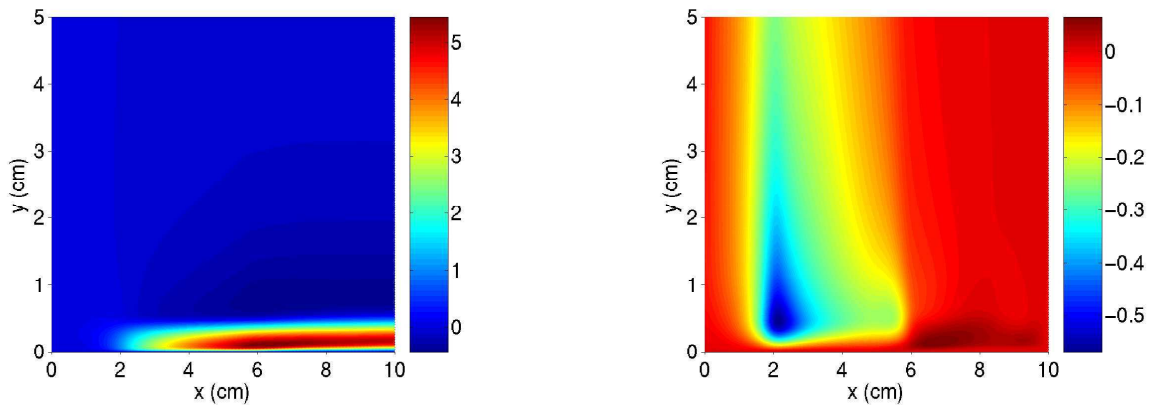


Figure 4.7 – Composantes tangentielle (gauche) et perpendiculaire à la paroi (droite) du vent ionique obtenu par le modèle phénoménologique

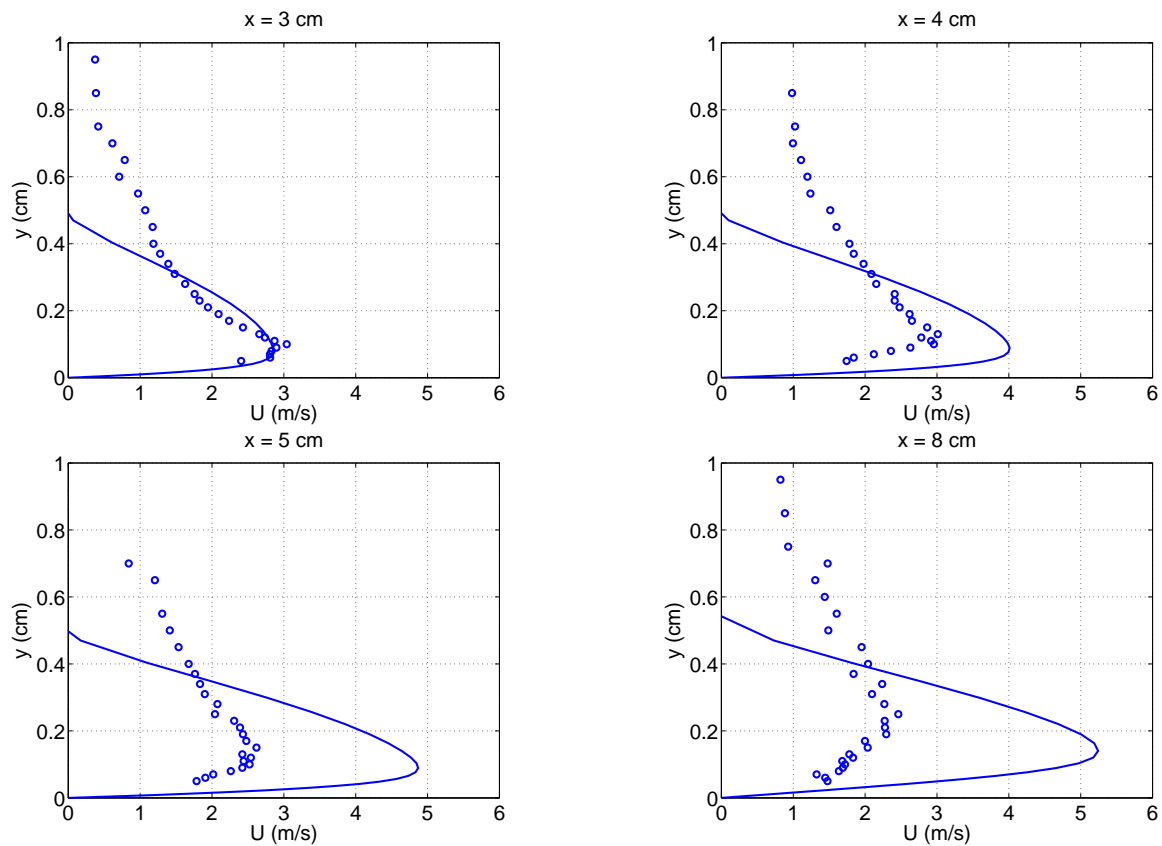


Figure 4.8 – Profils de vitesse du vent ionique obtenu par le modèle phénoménologique (—) et par les mesures [62] (o)

La Figure 4.8 présente les profils de vitesse obtenus en diverses abscisses de la paroi en comparaison des mesures de Séraudie [62]. L'effet plasma modélisé aboutit à la création d'un vent ionique maximal de 5,5 m/s juste après les électrodes. Le maximum de vitesse est obtenu entre $y = 1$ et 2 mm. Le vent ionique s'étale sur la zone d'application de la force de 5 mm de hauteur. Le vent ionique maximal est obtenu à la même distance de la paroi que dans le cas expérimental cependant son niveau est largement surestimé. En fait ce niveau est le double que celui obtenu expérimentalement (de 2,5 m/s 20 mm en aval de la cathode). Entre les électrodes, le vent ionique est bien estimé en $x = 3$ cm. Cependant, l'accélération se maintenant après cette abscisse, le vent calculé dépasse les mesures.

Ces premiers résultats montrent ainsi qu'à l'aide d'un modèle simple de l'action des décharges couronnes, l'énergie injectée par l'intermédiaire du circuit électrique peut expliquer le vent ionique par le seul mécanisme d'apport de quantité de mouvement par collision entre espèces chargées et neutres. En ce sens, ces calculs répondent positivement aux objectifs du modèle phénoménologique. Afin d'introduire les calculs aérodynamiques qui seront proposés selon la même logique lors des chapitres suivants, on présente maintenant l'action des décharges sur un écoulement de type couche limite, même si l'on sait par avance que cette action est surestimée dans le modèle présent.

Effet sur un écoulement de couche limite Afin de tester le modèle phénoménologique mais aussi ceux proposés dans les chapitres suivants, on souhaite simuler l'action des couronnes sur un écoulement de type couche limite sur plaque plane. Les expériences servant de base de données de comparaison présentées au chapitre 3 sont réalisées pour une vitesse d'air débitante en entrée du dispositif de 5 m/s. Du fait de la présence du profil dans la veine expérimentale, Figure 3.1, la section sur laquelle se développe l'écoulement est diminuée, ce qui se traduit par une augmentation de la vitesse permettant d'assurer la conservation du débit. On atteint alors finalement une vitesse externe de 6 m/s. La présence d'un volet en aval de la maquette permet de contrôler le gradient de pression, et en particulier d'obtenir un gradient de pression nul. Ceci permet de se rapprocher le plus près possible des conditions d'écoulement sur plaque plane, facile à simuler numériquement par l'intermédiaire du maillage présenté ci-avant et du code CEDRE.

La condition imposée à l'entrée du domaine de calcul est un profil de vitesse de couche limite. La vitesse externe est de 6 m/s. L'épaisseur δ de la couche limite est celle obtenue expérimentalement, c'est-à-dire $\delta = 7$ mm. Il est à noter que cette valeur est proche de la valeur δ_B donnée par la théorie de Blasius et que l'on se situe donc bien dans des conditions expérimentales adéquates d'écoulement laminaire de type plaque plane :

$$\delta_B(X) = 4,7 \sqrt{\frac{\nu X}{V_0}} \quad (4.6)$$

où X est la distance au bord d'attaque, ν est le coefficient de diffusion cinématique de l'air, qui dans les conditions naturelles de température et de pression vaut $1,5 \cdot 10^{-5}$ m²/s, V_0 est la vitesse

externe à la couche limite (6 m/s ici). En $x = 0$ cm (ce qui correspond à $X = 510$ mm, se reporter Figure 3.2), $\delta_B = 5,6$ mm est proche de la valeur expérimentale. La différence par rapport au cas théorique provient du bord d'attaque de la maquette. Celui-ci minimise cependant largement la perturbation de l'écoulement amont par rapport à une plaque non profilée et constitue une solution presque idéale au problème de l'écoulement de plaque plane.

Le profil de vitesse en entrée est alors donné par la solution de Blasius (4.7) :

$$\frac{U(y)}{U_0} = 2\eta - 2\eta^3 + \eta^4 \quad \text{avec} \quad \eta = \frac{y}{\delta} \quad (4.7)$$

La figure 4.9 montre que le calcul de l'écoulement de couche limite réalisé est en accord avec l'écoulement de base des expériences. Celle-ci représente le profil de vitesse obtenu en $x = 8$ cm par les deux méthodes. Les deux profils correspondent presque parfaitement. Ceci permet alors de disposer d'un écoulement numérique de base physiquement acceptable, écoulement qui servira alors à tester les modèles d'action des plasmas, et en premier lieu celui donné par le modèle phénoménologique.

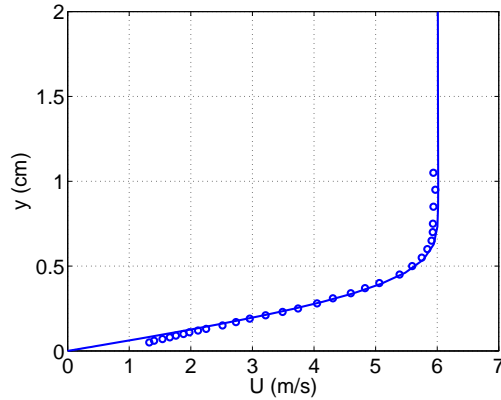


Figure 4.9 – Profil de vitesse de l'écoulement porteur, calculé (—) et mesuré [62] (o) en $x = 8$ cm

Les composantes tangentielle et perpendiculaire à la paroi de la vitesse de l'écoulement avec plasma sont indiquées Figure 4.10. L'action du plasma se traduit par une augmentation de la vitesse très importante entre les électrodes pour atteindre une vitesse maximale de l'ordre de 7 m/s. L'effet d'aspiration en $x = 2$ cm est moindre que pour le fluide au repos. De la même façon, les profils de vitesse, Figure 4.11, montrent une élévation importante de la vitesse dans la couche limite mais le gain est inférieur au vent ionique sans écoulement. Le modèle de décharge apportant un gain de quantité de mouvement indépendant de la vitesse de l'écoulement, le gain de vitesse est plus faible pour des vitesses extérieures plus élevées. Les gains de vitesse surestiment cependant encore largement l'effet mesuré sur les expériences, dont les résultats ne sont disponibles qu'en $x = 8$ cm.

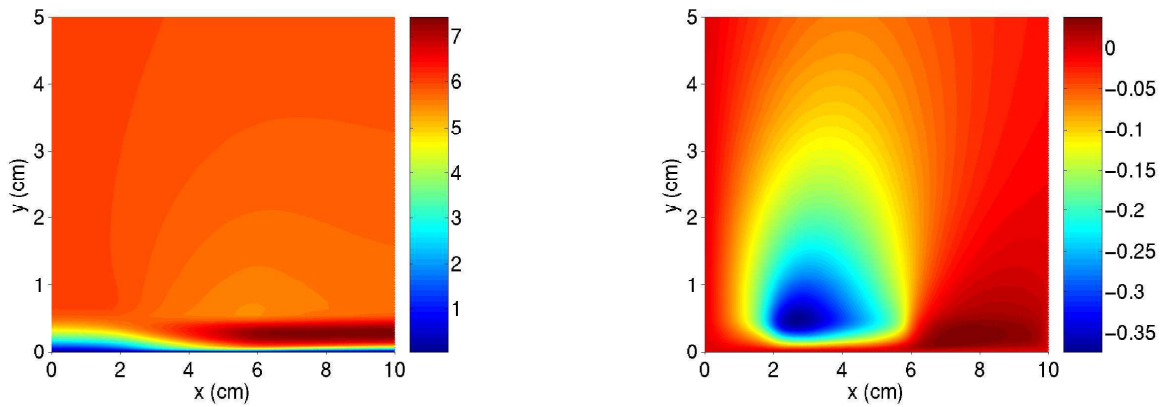


Figure 4.10 – Composantes tangentielle (gauche) et perpendiculaire à la paroi (droite) de la vitesse de l'écoulement obtenu avec le modèle phénoménologique

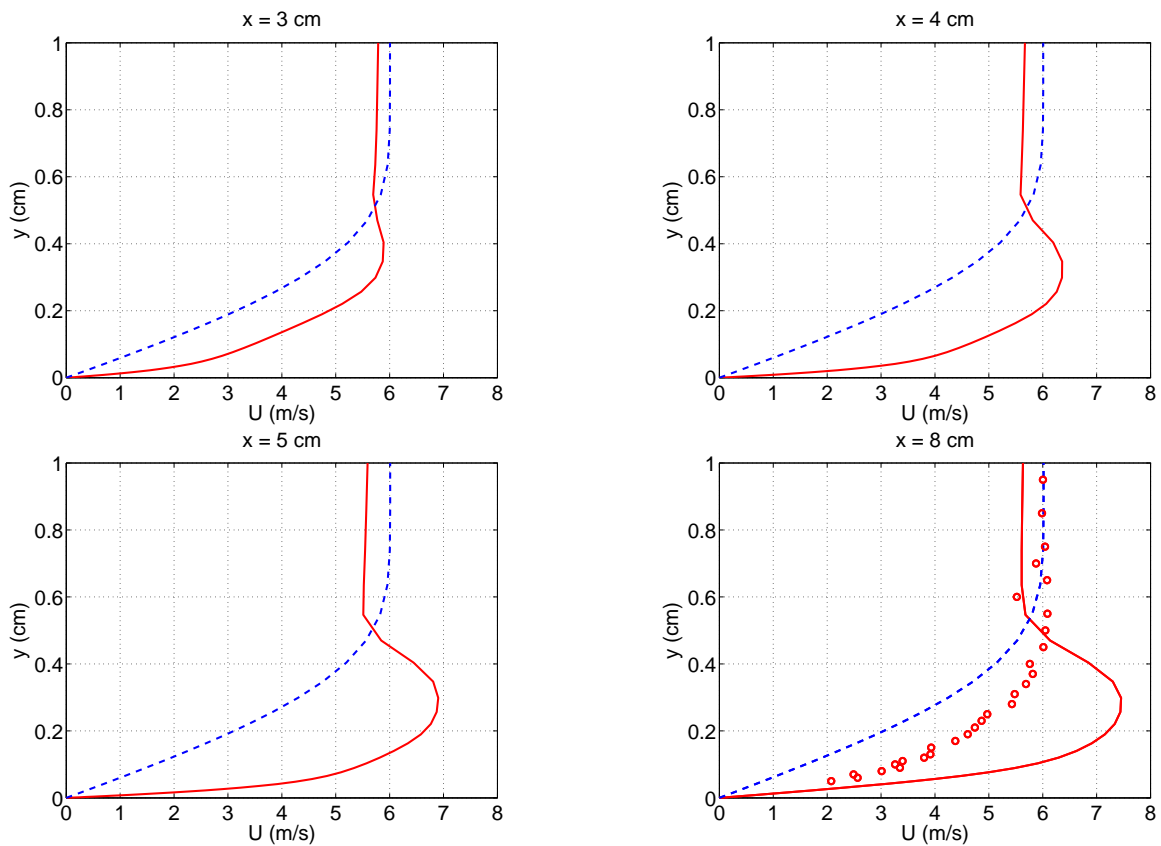


Figure 4.11 – Profils de vitesse de l'écoulement avec plasma, modèle phénoménologique (—) et mesures [62] (o), par rapport à l'écoulement porteur (- -)

4.3 Conclusion

La méthode de couplage des problèmes aérodynamique et électrique a été mise en oeuvre à partir des résultats d'un modèle simple de la décharge électrique. Ce modèle fournit une répartition de force électrique pour le calcul d'un écoulement de type couche limite sur plaque plane.

Les niveaux de survitesse obtenus sont supérieurs à ceux obtenus expérimentalement. Ceci répond positivement à l'objectif du modèle, à savoir que l'intensité du courant électrique peut expliquer le vent ionique par le seul mécanisme d'apport de quantité de mouvement. Les hypothèses de départ, avantageuses, permettent de déterminer la borne supérieure des gains de vitesse que l'on puisse espérer. Pour plus de précision, il faut en revoir quelques-unes en particulier :

- la décharge couronne négative n'est en fait pas complètement négligeable. Elle participe à l'établissement de la décharge et à la modification de l'écoulement, bien que plus faiblement que la couronne positive.
- le modèle n'entre pas dans le détail de la cinétique chimique. On ne connaît ni la répartition du champ électrique ni celle de la charge d'espace. On modélise leur produit, la force électrique volumique, par un terme constant sur un domaine rectangle entre les électrodes. Or, les résultats de Louste [33] indiquent que l'écoulement est accéléré fortement au niveau des électrodes et peu entre celles-ci.
- les décharges sont le siège de phénomènes pulsés. Modéliser leur action sans connaître leur dynamique est donc limité.

Cette étude de l'influence des décharges couronnes sur l'aérodynamique montre toute la difficulté de modéliser la force électrique en ne s'appuyant que sur l'intensité du courant. L'outil numérique qui en découle répond à la question de l'origine du vent ionique, mais manque de précision. Pour pallier à ce manque, mais aussi afin de disposer d'un calcul prédictif, le chapitre suivant établit le modèle physique des couronnes qui permettra de simuler le développement des décharges. Leur effet sur l'aérodynamique pourra alors être déduit par la méthode mise au point et éprouvée dans ce chapitre.

Chapitre 5

Modèle physique des décharges couronnes

Le modèle phénoménologique confirme l'hypothèse selon laquelle le vent ionique peut s'expliquer par un transfert de quantité de mouvement des espèces chargées se mouvant dans le champ électrique vers les molécules neutres du gaz. Cependant, il n'est pas prédictif. En ce sens, un calcul de la cinétique et de la dynamique des décharges est nécessaire. Dans ce chapitre est établi le modèle qui permettra de simuler les décharges couronnes lors des chapitres suivants.

5.1 Modèle hydrodynamique du gaz ionisé

Il existe deux grands types de modèles pour la simulation des décharges électriques. Le premier consiste à résoudre les équations de Boltzmann pour chacune des espèces du gaz ionisé. Ces équations font intervenir la fonction de distribution en vitesse des espèces et permettent de déterminer la valeur des coefficients de réaction et de transport. Dans le présent travail, on n'effectue pas de modélisation de ce type. Un code existant, Bolsig [2] développé par le CPAT et résolvant les équations de Boltzmann pour les électrons, fournit la majorité des coefficients utilisés. Les autres sont issus de la bibliographie. L'ensemble de ces coefficients est présenté en Annexe A.

Pour simuler le développement des décharges couronnes, on utilise plutôt un modèle fluide pour le transport des espèces. La justification d'un tel choix est que le libre parcours moyen des particules ($< 1 \mu\text{m}$ pour les électrons) est très petit devant les dimensions du système (de l'ordre du centimètre). En conséquence, les densités sont régies par des équations de transport du type (5.1) avec ω_k le nombre de particules de l'espèce k créées par unité de volume et de temps :

$$\frac{\partial N_k}{\partial t} + \frac{\partial N_k U_k^i}{\partial x^i} = \omega_k \quad (5.1)$$

Comme la cinétique chimique conserve la masse (et la charge électrique), la somme sur toutes

les espèces des taux de production est rigoureusement nulle :

$$\sum_k m_k \omega_k = 0 \quad \text{et} \quad \sum_k Z_k \omega_k = 0 \quad (5.2)$$

Dans l'équation (5.1), la vitesse de l'espèce k doit être déterminée. Une étude adimensionnelle asymptotique, proposée au paragraphe suivant 5.2, permet de proposer une expression simple pour la vitesse des espèces.

Le champ et le potentiel électrique V sont reliés par l'équation (5.3). V suit l'équation de Poisson (5.4), dans laquelle N_{nette} est la différence de densité des espèces positives et négatives :

$$E = -\nabla V \quad (5.3)$$

$$\Delta V = -\frac{eN_{nette}}{\epsilon_0} \quad (5.4)$$

$$N_{nette} = \sum_k Z_k N_k \quad (5.5)$$

On fait ici l'hypothèse que les particules ont des températures (énergies) constantes et l'on simplifie le problème en ne prenant pas en compte les équations de transport de l'énergie. C'est un cadre de travail largement répandu dans la communauté scientifique dans la description hydrodynamique des gaz ionisés. Dans un certain sens, on prend cependant bien en compte l'évolution de l'énergie des électrons puisque l'on utilise le code Bolsig [2] pour le calcul des coefficients de transport et de réaction, code faisant intervenir l'énergie des électrons comme fonction du champ électrique réduit E/N . Cependant, il existe une limite : ce calcul suppose l'équilibre instantané entre le champ électrique et l'énergie des électrons, ce qui n'est pas toujours vérifié dans les décharges électriques.

5.2 Détermination de la vitesse des particules chargées

Des codes de calcul existants peuvent calculer des écoulements multi-composants, réactifs ou non. Pour ce faire, la méthode généralement utilisée est le calcul de l'écoulement global par résolution numérique des équations de Navier-Stokes. A partir de là, la vitesse et la densité (voire la température) de chacune des espèces sont déterminées grâce aux équations de conservation. Entrent en jeu la cinétique chimique (le cas échéant) et le calcul de la vitesse de chacune des espèces. Ces vitesses peuvent être obtenues en superposant à la vitesse de l'écoulement global une vitesse de diffusion, selon une loi de Fick. On élimine ainsi l'équation de quantité de mouvement des espèces. Le but du travail présent est de justifier une démarche similaire pour le calcul des écoulements réactifs en présence d'un champ électrique fort.

5.2.1 Equations de transport de la quantité de mouvement

Le mouvement des espèces chargées est régi par l'équation de transport de la quantité de mouvement (5.6). Le taux de variation temporelle de la quantité de mouvement de l'espèce k

(a) est un équilibre entre la force électrique (e) et les collisions élastiques avec les espèces l (d), auxquelles s'ajoutent les termes de convection (b), et de pression partielle (c). On néglige les forces magnétiques.

$$\underbrace{m_k \frac{\partial N_k U_k^i}{\partial t}}_a + \underbrace{m_k \frac{\partial N_k U_k^i U_k^j}{\partial x^j}}_b = - \underbrace{\frac{\partial P_k}{\partial x^i}}_c + \underbrace{\sum I_{kl}^i}_d + \underbrace{F_{elec}^i}_e \quad (5.6)$$

Dans (d), I_{kl}^i est l'impulsion dans la direction \vec{i} de l'espèce l sur l'espèce k . En introduisant ν_{kl} la fréquence d'impulsion de l'espèce l sur l'espèce k :

$$I_{kl}^i = -m_l N_l \nu_{kl} (U_k^i - U_l^i)$$

Ces collisions étant élastiques, on a conservation de la quantité de mouvement lors des échanges :

$$I_{kl}^i = -m_k N_k \nu_{lk} (U_k^i - U_l^i) = -I_{lk}^i$$

Il est important de noter ici que les fréquences d'impulsion ν_{kl} et ν_{lk} sont égales dans le référentiel de masse mais différentes dans le référentiel du laboratoire. C'est dans ce dernier référentiel que l'on travaille.

Le terme (e) de force électrique s'écrit :

$$F_{elec}^i = Z_k e N_k E^i$$

5.2.2 Equations simplifiées de l'hydrodynamique

Equations sans dimension L'équation de transport de la quantité de mouvement de l'espèce chargée k est adimensionnée selon les quantités décrites Tableau 5.1.

temps	$t = \tau t^*$	τ est le temps caractéristique de la convection des neutres
espace	$x = L x^*$	L une longueur caractéristique du système
masse	$m_k = \varepsilon_k m_0$	m_0 est la masse d'une molécule neutre
densités	$N_k = \alpha_k N_0$	N_0 est la densité des neutres
températures	$T_k = \theta_k T_0$	T_0 est la température des neutres
pression	$P_k = k_B \alpha_k \theta_k N_0 T_0$	
vitesse	$U_k = v_k U_0$	$U_0 = L/\tau$ est la vitesse des neutres
fréquence de collisions	$\nu_{lk} = \Gamma_{lk} \nu_{0k}$	ν_{0k} est la fréquence de collision de l'espèce k sur les neutres
potentiel électrique	$V = \phi V_0$	$V_0 = k_B T_0 / e$ est le potentiel de référence
champ électrique	$E = \xi E_0$	$E_0 = V_0 / L$

Tableau 5.1 – Adimensionnement des variables

Par commodité de lecture, on supprime les indices '*' relatifs aux variables x et t et on obtient :

$$\underbrace{\varepsilon_k \left(\frac{\partial \alpha_k v_k^i}{\partial t} + \frac{\partial \alpha_k v_k^i v_k^j}{\partial x^j} \right)}_{(1)} = -A \underbrace{\frac{\partial \alpha_k \theta_k}{\partial x^i}}_{(2)} - B \varepsilon_k \alpha_k \underbrace{\sum_{l \neq k} \Gamma_{lk} (v_k^i - v_l^i)}_{(3)} + \underbrace{AZ_k \alpha_k \xi^i}_{(4)} \quad (5.7)$$

avec :

$$A = \frac{k_B T_0}{m_0 U_0^2}, \quad B = \frac{L \nu_{0k}}{U_0}$$

Ordre de grandeur des coefficients Afin de simplifier l'équation (5.7), il convient de déterminer l'ordre de grandeur de chacun de ses termes.

On se place dans le cas d'un écoulement d'air dont la température est de 300 K, de vitesse 10 m/s. La dimension caractéristique L du domaine est 10^{-2} m. La masse d'une "molécule d'air" est de $4,7 \cdot 10^{-26}$ kg. Dans ce cas, $A \simeq 1000$.

La masse de l'électron est de $9,1 \cdot 10^{-31}$ kg ; les ions positifs et négatifs ont des masses quasiment égales à celle des neutres :

$$\varepsilon_e \sim 10^{-5}, \quad \varepsilon_{ion} = 1$$

On considère un gaz ionisé du type de ceux réalisables en laboratoire, la densité des particules chargées est de l'ordre de 10^{12} cm $^{-3}$, donc :

$$\alpha_e, \alpha_{ion} \sim 10^{-7}$$

La vitesse des électrons et des ions est très grande devant celle des neutres. Dans les dispositifs étudiés, on atteint des vitesses électroniques et ioniques de 10^5 m/s et 10^3 m/s respectivement, donc :

$$v_e \sim 10^4, \quad v_{ion} \sim 10^2$$

Les termes de collision se réduisent au frottement avec les neutres. En effet dans le terme (3) de l'équation sans dimension (5.7) :

- la fréquence sans dimension Γ_{lk} de transfert de quantité de mouvement de l'espèce k vers l'espèce l s'obtient grâce à la relation $\Gamma_{lk} = \nu_{lk} / \nu_{0k} = \sigma_{lk} N_l V_{th} / \nu_{0k}$ où σ_{lk} est la section efficace de collision et V_{th} la vitesse d'agitation thermique de référence pour les chocs k sur l . La section efficace est proche du carré du rayon atomique des molécules, c'est-à-dire de l'ordre de $10 \cdot 10^{-20}$ m 2 . La vitesse V_{th} est la vitesse d'agitation thermique de l'espèce k (qui suit la relation : $m_k V_{th}^2 / 2 = k_B T_k$). Ainsi :

$$\Gamma_{ion,k} \simeq \Gamma_{e,k} \sim 10^{-7}$$

– les différentiels de vitesse sont bornés par la vitesse des électrons :

$$|v_k^i - v_l^i| \leq v_e^i \sim 10^4$$

Ainsi, vu la différence de masse entre électrons et ions, le terme (3) se réduit-il aux collisions avec les neutres et s'écrit :

$$(3) = -B\varepsilon_k\alpha_k v_k^i$$

La valeur de B s'obtient grâce au calcul de la fréquence de collision de k sur les neutres $\nu_{0k} = \sigma_{0k}N_0V_{th}$:

$$\begin{aligned} B = \frac{L}{U_0}\nu_{0k} &= 10^9 \quad \text{pour les électrons} \\ &= 10^7 \quad \text{pour les ions} \end{aligned}$$

L'énergie des électrons est de l'ordre de l'électron-volt, ce qui correspond à une température T_e de 11000 K ; on suppose que les ions restent à la température ambiante T_0 et donc :

$$\theta_e \sim 10^2, \quad \theta_{ion} \sim 1$$

Le terme de transport dû au gradient de pression (2) peut prendre des valeurs très élevées dans les zones de gaine. En effet, la longueur caractéristique de ces gaines est de l'ordre de la longueur de Debye ($\lambda_D \simeq 10 \mu\text{m}$), qui est 10^3 plus faible que la longueur caractéristique L .

La valeur de E_0 est 2,6. Sachant que dans les dispositifs expérimentaux, le champ électrique est de l'ordre de 1 MV/m, on en déduit que :

$$\xi \sim 10^5$$

Des valeurs numériques déterminées ci-avant on déduit les ordres de grandeur des différents termes de (5.7) regroupés Tableau 5.2. Ce tableau détermine en particulier l'ordre de grandeur du terme de diffusion (3) selon que l'on se situe en dehors ou dans les zones de gaine.

espèce k	ε_k	α_k	v_k	B	θ_k	(1)	(2)	(3)	(4)
électrons	10^{-5}	10^{-7}	10^4	10^9	10^2	10^{-4}	10^{-2} à 10^1	10^1	10^1
ions	1	10^{-7}	10^3	10^7	1	10^{-1}	10^{-4} à 10^{-1}	10^2	10^1

Tableau 5.2 – Ordres de grandeurs

Simplification des équations L'équation de quantité de mouvement des ions (5.6) se simplifie ainsi au terme (3) de collision avec les neutres, d'indice 0, et à la force électrique (4).

$$-B\varepsilon_k\alpha_k \underbrace{\Gamma_{0k}}_{=1} (v_k^i - v_0^i) + AZ_k\alpha_k\xi^i = 0 \quad (5.8)$$

L'équation de quantité de mouvement des électrons se réduit elle aussi aux termes (3) et (4). Pour pouvoir prendre en compte les zones de gaines, le terme de diffusion (2) est également pris en compte.

$$-A \frac{\partial \alpha_e \theta_e}{\partial x^i} - B \varepsilon_e \alpha_e \underbrace{\Gamma_{0e}}_{=1} (v_e^i - v_0^i) - A \alpha_e \xi^i = 0 \quad (5.9)$$

En considérant les variables dimensionnées, les équations précédentes deviennent :

$$\text{pour les ions,} \quad -m_k N_k \nu_{0,k} (U_k^i - U_0^i) + Z_k e N_k E^i = 0 \quad (5.10)$$

$$\text{pour les électrons,} \quad -k_B \frac{\partial N_e T_e}{\partial x^i} - m_e N_e \nu_{0,e} (U_e^i - U_0^i) - e N_e E^i = 0 \quad (5.11)$$

On en déduit une loi de type "dérive" pour les ions et de type "dérive-diffusion" pour les électrons. Pour ces derniers, on suppose que la température est homogène et l'on simplifie l'écriture du gradient de pression à celui de la densité.

Pour les ions,

$$U_k^i = U_0^i + \text{signe}(Z_k) \mu_k E^i \quad (5.12)$$

$$\text{où } \mu_k = \frac{|Z_k| e}{m_k \nu_{0k}} \quad \text{et } \text{signe}(a) = \begin{cases} 1 & \text{si } a > 0 \\ -1 & \text{si } a < 0 \end{cases}$$

Pour les électrons :

$$U_e^i = U_0^i - \mu_e E^i - \frac{D_e}{N_e} \frac{\partial N_e}{\partial x^i} \quad (5.13)$$

$$\text{où } \mu_e = \frac{e}{m_e \nu_{0e}} \quad \text{et } \frac{D_e}{\mu_e} = \frac{k_B T_e}{e} \quad (\text{relation d'Einstein})$$

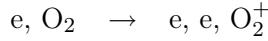
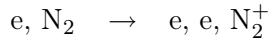
En partant de l'équation de transport de la quantité de mouvement de chaque espèce, cet adimensionnement amène à considérer que la vitesse des particules chargées est égale à la vitesse de l'écoulement porteur à laquelle il faut rajouter la vitesse de dérive dans le champ électrique. Le bilan d'impulsion met ainsi en avant le fait que les particules sont accélérées par le champ électrique et freinées lors de leur collision avec les neutres. Du fait de leur faible masse, les électrons sont également soumis à un transport diffusif.

5.3 Production des espèces

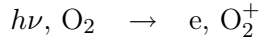
5.3.1 Cinétique chimique

Les réactions utilisées sont résumées dans ce paragraphe. On distingue les réactions qui s'effectuent dans le volume de gaz des réactions se produisant sur les parois des électrodes. On considère un mélange oxygène - azote ($O_2 - N_2$). Les réactions en volume sont décrites par Morrow [45, 46] inspirées des premiers travaux de Lowke [34].

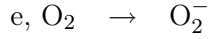
1. l'ionisation :



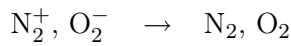
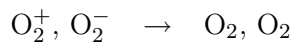
2. la photoionisation :



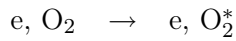
3. l'attachement électronique :



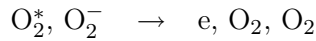
4. les recombinaisons :



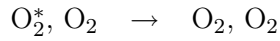
5. l'excitation des neutres (oxygène) en métastables :



6. le détachement électronique :



7. le quenching des états excités :



On note N_+^1 et N_+^2 la densité des ions O_2^+ et N_2^+ , N_- celle des ions O_2^- et N_* celle des métastables O_2^* . L'expression des termes sources pour chacune des espèces est donnée en Annexe A.

5.3.2 Effet de la paroi diélectrique

L'influence d'une paroi diélectrique est particulièrement importante dans le cas d'une décharge à barrière diélectrique. Des électrons peuvent être émis par bombardement ionique et par photoémission à partir de la surface du diélectrique (de la même manière que sur une électrode métallique). Des travaux menés récemment par l'équipe de J.-P. Boeuf (discussion privée) montrent que le processus de bombardement ionique est majoritaire devant celui de la photoémission. Le matériau a un deuxième effet. Il engendre des pertes par absorption d'ions. Lors du développement de la décharge, la paroi du diélectrique se charge à un potentiel proche de celui du plasma qu'il côtoie et la décharge glisse vers les zones de potentiel plus faible.

Pour la configuration de décharge couronne fil-fil, les lignes de champ éloignent les charges de la paroi, ce qui pénalise la production d'électrons par bombardement ionique. On va ainsi négliger l'influence de la paroi sur le développement de la décharge.

5.3.3 Sources en surface des électrodes

Les articles sur les décharges couronnes ([46, 45, 20, 15, 47, 48, 14, 13, 60, 16, 43, 44]) montrent que la production d'électrons à la cathode est un phénomène essentiel dans les décharges couronnes. Cependant, les phénomènes physiques à l'origine de cette création font l'objet d'une riche discussion. Au paragraphe 2.2.4 on cite l'émission d'électrons par photoémission, par bombardement ionique, par effet de champ et par effet thermique. La température est trop faible pour tenir compte des effets thermiques. L'effet de champ a lieu localement dans les aspérités de la cathode où le champ peut être très élevé. Cette donnée étant peu estimable et les données bibliographiques rares, si ce n'est le travail de Espel [20] sur le gaz SF₆, on néglige cette source d'électrons. Pour la même raison évoquée au paragraphe précédent 5.3.2, la production d'électrons par photoémission est laissée de côté. Le flux d'électrons j_e émis à la cathode est donc proportionnel au flux d'ions la percutant et l'on écrit :

$$\text{à la cathode : } j_e = \gamma_i j_+ \quad (5.14)$$

A l'anode, il n'y a pas de production d'électrons.

5.4 Courant électrique et prise en compte du circuit extérieur

Dans un gaz ionisé, le courant électrique est la somme d'un courant de conduction dû au transport des particules chargées et d'un courant de déplacement dû aux variations temporelles du champ électrique. En effet, si l'on note $\rho_k = Z_k e N_k$ la densité de charge et $j_k = Z_k e N_k U_k$ la densité de courant de l'espèce k alors l'équation (5.1) devient :

$$\frac{\partial \rho_k}{\partial t} + \nabla \cdot j_k = Z_k e \omega_k \quad (5.15)$$

L'équation sur le champ électrique (5.4) s'écrit alors, avec la condition de conservation de la charge (5.2) :

$$\nabla \cdot \left(\epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} + \sum_k j_k \right) = 0 \quad (5.16)$$

Dans un gaz ionisé la densité de courant totale (exprimée en A/m²), à divergence nulle, est ainsi la somme de la densité de courant de déplacement $\epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t}$ et de la densité de courant de conduction $j = \sum j_k$. La manière d'obtenir le courant de décharge I à partir de la densité de courant est expliquée dans ce qui suit. Le modèle prend en compte l'existence du circuit extérieur qui fournit l'énergie au gaz via les électrodes, voir Figure 4.3. Si l'on note V_a le potentiel appliqué à l'anode et la cathode étant reliée à la masse, alors :

$$V_a = V_G - RI \quad (5.17)$$

Si l'on note S_a et S_c les surfaces respectives de l'anode et de la cathode, et Ω le volume

compris entre ces électrodes, alors le potentiel V vérifie :

$$\Delta V = -\frac{eN_{nette}}{\epsilon_0} \quad \text{sur } \Omega \quad (5.18)$$

$$V = V_a \quad \text{sur } S_a \quad (5.19)$$

$$V = 0 \quad \text{sur } S_c \quad (5.20)$$

D'après le principe de superposition, le champ électrique est la somme du champ créé par les électrodes, appelé champ externe, et du champ de charge d'espace E' , appelé champ local. Ces champs dérivent respectivement des potentiels V_{ext} et V' qui satisfont les équations de Poisson suivantes. Le potentiel extérieur vérifie (5.21) :

$$\Delta V_{ext} = 0 \quad (5.21)$$

$$V_{ext} = V_a \quad \text{sur } S_a \quad (5.22)$$

$$V_{ext} = 0 \quad \text{sur } S_c \quad (5.23)$$

Le potentiel V_{ext} est linéaire par rapport à V_a . On décompose V_{ext} en le produit de V_a qui dépend du temps et d'une fonction de l'espace f :

$$V_{ext} = V_a(t)f(x) \quad (5.24)$$

$$\Delta f = 0 \quad (5.25)$$

$$f = 1 \quad \text{sur } S_a \quad (5.26)$$

$$f = 0 \quad \text{sur } S_c \quad (5.27)$$

Le potentiel local est donné par :

$$-\Delta V' = \frac{eN_{nette}}{\epsilon_0} \quad (5.28)$$

$$V' = 0 \quad \text{sur } S_a \cup S_c \quad (5.29)$$

On a établi que la divergence de la densité de courant est nulle. Ainsi, en s'inspirant des travaux de Sato [58], on multiplie l'équation (5.16) par V_{ext} intégrable sur Ω et on intègre sur tout le domaine :

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} V_{ext} \nabla \cdot \left(\epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} + j \right) dv &= - \int_{\Omega} \left(\epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} + j \right) \cdot \nabla V_{ext} dv + \underbrace{\int_{S_a \cup S_c} V_{ext} \left(\epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} + j \right) \cdot n ds}_{I_f} \\ &= 0 \end{aligned} \quad (5.30)$$

où n est la normale extérieure à Ω .

L'intégrale I_f porte sur toutes les frontières du domaine. Dans le présent travail de thèse, on considère des géométries 1D et 2D. Dans le cas des géométries 1D, S_a et S_c sont les seules limites de Ω . On verra dans l'étude dévolue au modèle 2D des décharges que les contributions à I_f sur

les frontières autres que les électrodes peuvent être négligées. On obtient ainsi une formulation (5.30) commune à toutes les géométries étudiées dans ce présent travail.

D'après les relations (5.22) et (5.23) :

$$\begin{aligned} I_f &= \int_{S_a \cup S_c} V_{ext} \left(\epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} + j \right) \cdot n ds = V_a \int_{S_a} \left(\epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} + j \right) \cdot n ds \\ &= V_a I \end{aligned} \quad (5.31)$$

En effet, l'intégrale sur la cathode de la densité de courant est égale au courant total I de la décharge qui parcourt le gaz et le circuit électrique.

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} \left(\epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} \right) \cdot \nabla V_{ext} dv &= -\epsilon_0 \int_{\Omega} \frac{\partial \nabla (V_{ext} + V')}{\partial t} \cdot \nabla V_{ext} dv \\ &= -\epsilon_0 \int_{S_a \cup S_c} \nabla (V_{ext} + V') \cdot n \frac{\partial (V_{ext} + V')}{\partial t} ds + \epsilon_0 \int_{\Omega} \underbrace{\Delta V_{ext}}_{=0} \frac{\partial (V_{ext} + V')}{\partial t} dv \end{aligned}$$

Comme $V' = 0$ sur $S_a \cup S_c$, que $V_{ext} = V_a f$, avec $f = 1$ sur S_a et $f = 0$ sur S_c :

$$\int_{\Omega} \left(\epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} \right) \cdot \nabla V_{ext} dv = -\epsilon_0 V_a \frac{\partial V_a}{\partial t} \int_{S_a \cup S_c} f \nabla f \cdot n ds \quad (5.32)$$

Par ailleurs,

$$\int_{\Omega} j \cdot \nabla V_{ext} dv = V_a \int_{\Omega} j \cdot \nabla f dv \quad (5.33)$$

Finalement,

$$I = -\epsilon_0 \frac{\partial V_a}{\partial t} \int_{S_a} \nabla f \cdot n ds + \int_{\Omega} j \cdot \nabla f dv \quad (5.34)$$

Le courant électrique suit également la relation (5.17). Le potentiel V_a est donc solution d'une équation différentielle dans laquelle le terme ∇f ne dépend que de la géométrie des électrodes et reste constant au cours du temps :

$$\left(\epsilon_0 R \int_{S_a} \nabla f \cdot n ds \right) \frac{\partial V_a}{\partial t} - V_a = -V_G + R \int_{\Omega} j \cdot \nabla f dv \quad (5.35)$$

5.5 Bilan

Le modèle présenté pour la simulation des décharges repose sur la représentation fluide des gaz ionisés. La cinétique choisie est restreinte à un nombre choisi de réactions prépondérantes.

Le problème à simuler est instationnaire. Les décharges positives comme négatives sont le siège de phénomènes pulsés comme le montre la bibliographie très fournie sur le sujet. Le système d'équations établi dans ce chapitre montre bien le caractère instationnaire des décharges. Tout d'abord la cinétique chimique possède son propre temps caractéristique menant vers un éventuel état d'équilibre. Si les espèces étaient immobiles, la charge d'espace et le courant resteraient nuls.

Le champ électrique serait le champ externe créé par les électrodes, constant également. Dans ce cas, un équilibre stationnaire est envisageable. Cependant, les espèces se meuvent, créant un système dynamique plus complexe régi par la charge d'espace. Celle-ci provoque la modification du champ électrique qui influe à son tour sur la cinétique et le transport des charges. Enfin, le courant induit dans le circuit extérieur provoque la variation de la différence de potentiel appliquée et donc du champ électrique.

Cette complexité nous a amenés à simuler les décharges couronnes sur des configurations tests avant de s'attaquer au problème complet. Ainsi, les chapitres suivants sont articulés de la manière suivante :

- description de la méthode numérique et validation de cette méthode sur une configuration tirée de la bibliographie : la décharge entre deux sphères concentriques,
- étude du comportement du modèle sur une géométrie simplifiée : les décharges entre un fil et un cylindre,
- simulations pseudo 1D de la décharge fil - fil dans des conditions proches des expériences,
- simulations 2D de la décharge fil - fil.

Chapitre 6

Description de la méthode numérique et validation

La méthode numérique utilisée pour discrétiser les équations du modèle physique est expliquée dans le présent chapitre. Cette méthode a été éprouvée lors du travail de thèse de G. Quinio sur une configuration Pointe Négative - Plan [54] et est décrite ici en géométrie monodimensionnelle.

On s'attache ensuite à valider l'outil numérique sur une configuration de décharge couronne s'établissant entre deux sphères concentriques étudiée précédemment par Morrow [46]. La sphère intérieure est portée à un potentiel positif. Cette configuration permet non seulement de valider les méthodes numériques développées mais également d'obtenir une première information sur le développement des décharges couronnes.

6.1 Système d'équations en 1D

Les dispositifs étudiés dans les paragraphes et chapitres suivants sont décrits par des équations monodimensionnelles, par symétries sphérique et cylindrique. Le chapitre 8 utilise quant à lui une description pseudo 1D de la décharge entre deux fils. On introduit donc une variable S permettant d'englober tous ces cas particuliers et les équations du problème établies au chapitre 5 s'écrivent alors de façon générale :

$$\frac{\partial N_k}{\partial t} + \frac{1}{S} \frac{\partial}{\partial x} (S N_k U_k) = \omega_k \quad (6.1)$$

$$\frac{1}{S} \frac{\partial}{\partial x} \left(S \frac{\partial V}{\partial x} \right) = -\frac{e N_{nette}}{\epsilon_0} \quad (6.2)$$

pour les ions :

$$U_k = U_0 \pm \mu_k E \quad (6.3)$$

pour les électrons :

$$U_e = U_0 - \mu_e E - \frac{D_e}{N_e} \frac{\partial N_e}{\partial x} \quad (6.4)$$

La condition limite sur le potentiel V_a s'écrit :

$$\left(\epsilon_0 R \int_{S_a} \frac{\partial f}{\partial x} ds \right) \frac{\partial V_a}{\partial t} - V_a = -V_G + R \int_{\Omega} j \frac{\partial f}{\partial x} dv \quad (6.5)$$

où les éléments de volume dv et de surface ds dépendent de la symétrie du problème.

6.2 Description de la méthode numérique

6.2.1 Choix du maillage

On note l_x le nombre de mailles du domaine de calcul Ω , auxquelles il faut rajouter deux mailles, une pour chacune des électrodes. Les indices des mailles associées à ces limites sont 0 et $l_x + 1$. Le centre de la cellule C_i occupant la position i du maillage a pour coordonnée x_i . On note $x_{i-\frac{1}{2}}$ le milieu du segment $[x_{i-1}, x_i]$. Pour $i \in [0, l_x + 1]$, on note (Figure 6.1) :

$$\Delta x_i^1 = \frac{x_i - x_{i-1}}{2}, \quad \Delta x_i^2 = \frac{x_{i+1} - x_i}{2}, \quad \Delta x_i = \Delta x_i^1 + \Delta x_i^2$$

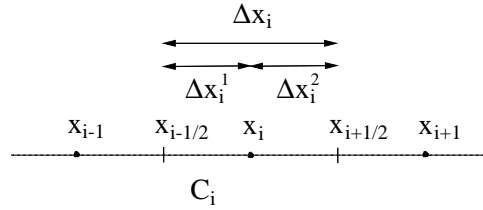


Figure 6.1 – Maillage

6.2.2 Description du schéma numérique

La méthode numérique d'intégration des équations de transport est décrite par Quinio [54]. On récrit le problème continu général (5.1), (5.12) et (5.13) de la manière suivante :

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \nabla \cdot F(N, U) - \nabla \cdot (D \nabla N) = \omega \quad (6.6)$$

où

$$\begin{aligned} N &= (N_e, N_+^1, N_+^2, N_-, N_*), \\ U &= (U_e, U_+^1, U_+^2, U_-, U_*), \\ \omega &= (\omega_e, \omega_+^1, \omega_+^2, \omega_-, \omega_*), \\ D &= (D_e, D_+^1, D_+^2, D_-, D_*), \quad \text{avec } D_+^1 = D_+^2 = D_- = D_* = 0 \end{aligned}$$

Les vitesses sont des vitesses de dérive par rapport à la vitesse des neutres :

$$U = U_0 + \mu E \quad (6.7)$$

$$\text{où } \mu = (\mu_e, \mu_+^1, \mu_+^2, \mu_-, \mu_*) \quad \text{avec } \mu_* = 0$$

$$U_0 \text{ est la vitesse de l'écoulement} \quad (6.8)$$

où μ est la mobilité de l'espèce considérée.

Ces équations sont couplées à l'équation de Poisson suivante :

$$-\Delta V = \frac{e(N_+^1 + N_+^2 - N_- - N_e)}{\epsilon_0} \quad (6.9)$$

$$V = V_a \text{ sur } S_a \quad (6.10)$$

$$V = 0 \text{ sur } S_c \quad (6.11)$$

Les équations de transport sont discrétisées en espace à l'aide d'un schéma numérique de type volumes finis d'ordre 2. La stabilité du schéma en espace pour le terme de transport est assurée par la prise en compte d'un limiteur de pente de type minmod [66]. Un schéma explicite de type Runge-Kutta 2 est utilisé pour la discrétisation temporelle de ces équations de transport et de l'équation différentielle sur le potentiel V_a . La cinétique est également évaluée de manière explicite.

On pose :

$$\begin{aligned} t^n &= n\Delta t, \quad \text{où } \Delta t \text{ est le pas de temps d'intégration} \\ N_i^n &= \frac{1}{\Delta x_i} \int_{C_i} N(t^n, x) dx \\ V_i^n &= \frac{1}{\Delta x_i} \int_{C_i} V(t^n, x) dx \\ \omega_i^n &= (\omega_e, \omega_+^1, \omega_+^2, \omega_-, \omega_*)_i^n \\ D_i^n &= (D_e, D_+^1, D_+^2, D_-, D_*)_i^n \\ \mu_i^n &= (\mu_e, \mu_+^1, \mu_+^2, \mu_-, \mu_*)_i^n \quad \text{avec } \mu_* = 0 \end{aligned}$$

En géométrie monodimensionnelle, le schéma numérique s'écrit donc, pour $i \in [1, l_x]$:

$$\begin{aligned} N_i^{n+\frac{1}{2}} &= N_i^n + \frac{\Delta t}{2} \left(\omega_i^n + \frac{1}{S_i} \frac{1}{\Delta x_i} \left(F_{i-\frac{1}{2}}^n - F_{i+\frac{1}{2}}^n \right) \right) \\ &+ \frac{\Delta t}{2} \frac{1}{S_i} \frac{1}{\Delta x_i} \left(S_{i+\frac{1}{2}} D_{i+\frac{1}{2}}^n \left(\frac{N_{i+1}^n - N_i^n}{\Delta x_i^2 + \Delta x_{i+1}^1} \right) - S_{i-\frac{1}{2}} D_{i-\frac{1}{2}}^n \left(\frac{N_i^n - N_{i-1}^n}{\Delta x_i^1 + \Delta x_{i-1}^2} \right) \right) \quad (6.12) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} N_i^{n+1} &= N_i^n + \Delta t \left(\omega_i^{n+\frac{1}{2}} + \frac{1}{S_i} \frac{1}{\Delta x_i} \left(F_{i-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - F_{i+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} \right) \right) \\ &+ \Delta t \frac{1}{S_i} \frac{1}{\Delta x_i} \left(S_{i+\frac{1}{2}} D_{i+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} \left(\frac{N_{i+1}^{n+\frac{1}{2}} - N_i^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta x_i^2 + \Delta x_{i+1}^1} \right) - S_{i-\frac{1}{2}} D_{i-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} \left(\frac{N_i^{n+\frac{1}{2}} - N_{i-1}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta x_i^1 + \Delta x_{i-1}^2} \right) \right) \quad (6.13) \end{aligned}$$

La valeur du coefficient de diffusion $D_{i+\frac{1}{2}}$ à l'interface $i + \frac{1}{2}$ est le barycentre des coefficients de diffusion en i et $i + 1$. Les flux numériques aux interfaces entre les cellules C_i et C_{i+1} et entre les cellules C_{i-1} et C_i sont calculés en introduisant :

$$(f_i^n)_p = S_{i+\frac{1}{2}} \left(U_0 - \mu_{i+\frac{1}{2}}^n \frac{V_{i+1}^n - V_i^n}{\Delta x_i^2 + \Delta x_{i+1}^1} \right) \times \left(N_i^n + a \times \frac{\Delta x_i}{2} \right) \quad (6.14)$$

$$(f_i^n)_m = S_{i-\frac{1}{2}} \left(U_0 - \mu_{i-\frac{1}{2}}^n \frac{V_i^n - V_{i-1}^n}{\Delta x_i^1 + \Delta x_{i-1}^2} \right) \times \left(N_i^n - a \times \frac{\Delta x_i}{2} \right) \quad (6.15)$$

La valeur de la mobilité électrique $\mu_{i+\frac{1}{2}}$ à l'interface $i+\frac{1}{2}$ est le barycentre des mobilités entre les points i et $i+1$. Une autre solution pour le calcul des coefficients $\mu_{i+\frac{1}{2}}$ et $D_{i+\frac{1}{2}}$ serait de prendre la moyenne harmonique des valeurs en i et $i+1$. Les coefficients de transport dépendent de la valeur du champ électrique. La relation entre champ électrique et coefficients de transport est expliqué dans la suite du manuscrit. On verra ainsi au paragraphe 6.3.1 que la mobilité électrique et le coefficient de diffusion électronique varient de façon progressive avec le champ électrique. Si l'on fait l'hypothèse que le champ lui-même ne varie pas trop fortement entre deux mailles de calcul voisines, alors l'estimation des coefficients de transport aux interfaces par la moyenne barycentrique est correcte.

Le limiteur de pente de type minmod est défini de la manière suivante :

$$a = \text{sminmod} \left(\frac{N_{i+1}^n - N_i^n}{\Delta x_i^2}, \frac{N_i^n - N_{i-1}^n}{\Delta x_i^1} \right)$$

avec

$$\text{sminmod}(a, b) = \text{signe}(a) \times |\text{minmod}(a, b)|$$

et

$$\text{minmod}(a, b) = \begin{cases} a & \text{si } a \times b > 0 \text{ et } |a| \leq |b| \\ b & \text{si } a \times b > 0 \text{ et } |a| > |b| \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad \text{et} \quad \text{signe}(a) = \begin{cases} 1 & \text{si } a > 0 \\ -1 & \text{si } a < 0 \end{cases}$$

Ce limiteur permet ainsi d'évaluer les densités sur les faces des cellules $i - \frac{1}{2}$ et $i + \frac{1}{2}$ en prenant le gradient minimal de densité de la cellule C_i avec ses deux voisines C_{i-1} et C_{i+1} . On obtient par suite deux quantités de type flux pour chaque face. Pour la face $i + \frac{1}{2}$ par exemple, les deux flux calculés sont $(f_i^n)_p$ et $(f_{i+1}^n)_m$. On choisit une évaluation de type amont pour le calcul du flux final. Toujours selon le même exemple, si $(f_i^n)_p$ et $(f_{i+1}^n)_m$ sont tous deux positifs, il s'agit d'un flux sortant pour la cellule C_i . Dans ce cas, le flux à considérer est $(f_i^n)_p$. Si par contre, les flux sont négatifs, le flux à considérer est $(f_{i+1}^n)_m$. On introduit ainsi la fonction sg définie par :

$$\text{sg}(a, b) = \begin{cases} a & \text{si } a \geq 0 \text{ et } b \geq 0 \\ b & \text{si } b < 0 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}$$

Avec cette notation, l'expression des flux se simplifie :

$$F_{i+\frac{1}{2}}^n = \text{sg} \left((f_i^n)_p, (f_{i+1}^n)_m \right) \quad (6.16)$$

$$F_{i-\frac{1}{2}}^n = \text{sg} \left((f_{i-1}^n)_p, (f_i^n)_m \right) \quad (6.17)$$

L'équation différentielle vérifiée par le potentiel V_a est intégrée selon la même méthode de Runge

Kutta à 2 étapes :

$$V_a^{n+\frac{1}{2}} = V_a^n + \frac{\Delta t}{2} \frac{1}{C^t} \left(V_a^n - V_G + R \sum_{i=1}^{l_x} j_i^n \left(\frac{\partial f}{\partial x} \right)_i \Delta v_i \right) \quad (6.18)$$

$$V_a^{n+1} = V_a^n + \Delta t \frac{1}{C^t} \left(V_a^{n+\frac{1}{2}} - V_G + R \sum_{i=1}^{l_x} j_i^{n+\frac{1}{2}} \left(\frac{\partial f}{\partial x} \right)_i \Delta v_i \right) \quad (6.19)$$

où $C^t = \epsilon_0 R \int_{S_a} \frac{\partial f}{\partial x} ds$ est une constante (dont l'unité est la seconde) qui ne dépend que de la géométrie du problème, et où Δv_i est le volume de la maille i .

La discrétisation de l'équation de Poisson donne le système, $\forall i \in [1, l_x]$:

$$A_i V_{i+1}^n - (A_i + B_i) V_i^n + B_i V_{i-1}^n = -S_i \frac{e}{\epsilon_0} (N_+^1 + N_+^2 - N_- - N_e)_i^n \times \Delta x_i \quad (6.20)$$

$$\text{avec } A_i = \frac{S_{i+\frac{1}{2}}}{\Delta x_i^2 + \Delta x_{i+1}^1}, \quad B_i = \frac{S_{i-\frac{1}{2}}}{\Delta x_i^1 + \Delta x_{i-1}^2}$$

Ce problème est résolu par une méthode de volumes finis d'ordre 2, qui consiste en la décomposition LU du système puis en la méthode de Gauss pour sa résolution.

6.2.3 Conditions aux limites

Les mailles limites du maillage représentent les électrodes où ne s'effectue pas de réaction chimique. La condition sur le potentiel de l'anode est obtenue en résolvant l'équation différentielle par la méthode de Runge-Kutta d'ordre 2. La cathode a un potentiel nul.

$$V_0^n = V_a^n, \quad V_{l_x+1}^n = 0$$

Les densités des espèces chargées sont nulles aux limites car il n'y a pas d'accumulation de charge sur les électrodes :

$$N_0^n = 0, \quad N_{l_x+1}^n = 0$$

Sur ces mêmes mailles limites, on impose des flux $(f^n)_m$ et $(f^n)_p$ nuls :

$$(f_0^n)_m = 0, \quad (f_0^n)_p = 0, \quad (f_{l_x+1}^n)_m = 0, \quad (f_{l_x+1}^n)_p = 0$$

La cathode est le siège d'une émission d'électrons par bombardement ionique. Si la cathode est située à droite, à la maille $l_x + 1$, alors le flux d'électrons à l'interface des mailles l_x et $l_x + 1$ est proportionnel au flux d'ions positifs de la maille l_x vers $l_x + 1$:

$$(f_{l_x+1}^n)_m^e = -\gamma (f_{l_x}^n)_p^+ \quad (6.21)$$

où les exposants e et $+$ représentent respectivement les électrons et les ions positifs.

Si la cathode est située à gauche alors on écrit plutôt comme condition aux limites :

$$(f_0^n)_p^e = -\gamma (f_1^n)_m^+ \quad (6.22)$$

6.2.4 Conditions de stabilité et précision de la cinétique

Afin d'éviter l'apparition d'instabilités lors du calcul, on définit plusieurs pas de temps caractéristiques du système. Un premier critère sur le pas de temps permet d'éviter une trop forte évolution des densités lors d'un pas Δt et donc de minimiser l'instabilité des simulations. Lorsque la densité d'une quelconque espèce est supérieure ou inférieure de plus de 10 % à sa valeur précédente, le calcul est relancé à partir des conditions de l'instant précédent et le pas de temps est multiplié par un facteur 0,75. Dans le cas contraire le pas de temps est multiplié par 1,1. Ceci permet de disposer de pas de temps petits lorsque la cinétique chimique est très active, et de relâcher ce pas de temps lorsque la cinétique n'est pas efficace.

Le pas de temps Δt est ajusté de façon à satisfaire également les conditions de stabilité imposées par le transport des espèces (condition CFL), par la diffusion des espèces, par le temps de relaxation diélectrique et le temps de réponse du circuit extérieur.

La condition CFL est celle assurant la stabilité du problème linéaire sur le transport des électrons, l'espèce la plus mobile. Le pas de temps qui en découle s'écrit :

$$\Delta t_{conv} = \min_i \left(\frac{\Delta x_i}{(U_e)_i} \right)$$

La condition de stabilité sur la diffusion est la suivante :

$$\Delta t_{diff} = \min_i \left(\Delta x_i \times \left(\frac{D_{i+\frac{1}{2}}}{\Delta x_i^2 + \Delta x_{i+1}^1} + \frac{D_{i-\frac{1}{2}}}{\Delta x_i^1 + \Delta x_{i-1}^2} \right)^{-1} \right)$$

D'après Quinio [54], le couplage du transport des espèces avec le champ électrique entraîne une restriction sur le pas de temps liée à la relaxation diélectrique du milieu. Il s'agit d'un temps caractéristique d'équilibre entre le transport des espèces et le champ électrique :

$$\Delta t_{rel} = \frac{\epsilon_0}{e \sum_k \mu_k N_k}$$

Le circuit extérieur couplé à la décharge possède sa propre dynamique, comme l'indique l'équation (6.5). Le pas de temps correspondant à la condition limite sur le potentiel est :

$$\Delta t_{pot} = \epsilon_0 R \int_{S_a} \left(-\frac{\partial f}{\partial x} \right) ds$$

Le pas de temps doit également être suffisamment petit pour que toutes les échelles de la cinétique chimique soient résolues. Le terme le plus raide est celui de l'ionisation. Si l'on restreint l'évolution des électrons au terme d'ionisation, la densité électronique vérifie l'équation :

$$\frac{dN_e}{dt} = \alpha N_e$$

où α est une fréquence d'ionisation.

La solution analytique de ce problème est :

$$N_e(\Delta t) = N_e(0)e^{\alpha\Delta t}$$

tandis que la solution numérique est, à l'ordre 1 :

$$N_e(\Delta t) = N_e(0)(1 + \alpha\Delta t)$$

On restreint la différence des deux solutions en diminuant le pas de temps. Une erreur de seulement 0,5% est obtenue en considérant le pas de temps limite suivant :

$$\Delta t_{cin} = \min_i \left(\frac{0,1}{\alpha_i} \right)$$

Finalement, le pas de temps est ajusté de façon à être inférieur à chacun des pas de temps explicites ci avant. Bien que le problème ne soit pas linéaire, on fait l'hypothèse que les pas de temps caractéristiques des différents problèmes linéaires isolés sont suffisamment petits pour assurer la stabilité globale du schéma.

6.2.5 La photoionisation

Le terme source dû à la photoionisation est détaillée en Annexe A.2. Le nombre d'électrons et ions positifs créés par unité de temps et de volume s'exprime de façon générale :

$$S_{photo}(x) = A \int_{\Omega} d^3x' \underbrace{\frac{e^{-k|x-x'|}}{|x-x'|^2}}_{\beta(x-x')} S_{ion}(x') \quad (6.23)$$

où k et A sont des constantes qui dépendent du gaz utilisé, dont la dimension est le m^{-1} .

Son calcul numérique revient à calculer la convolution d'un facteur de forme constant $\beta(x-x')$ qui dépend seulement du maillage choisi et du terme source relatif à l'ionisation S_{ion} . Les valeurs de la fonction $\beta(x-x')$, liée à l'absorption des photons, sont déterminées une fois pour toutes au début. Il reste alors à calculer à chaque pas de temps, le produit de convolution $\beta * S_{ion}$ pour obtenir la source d'électrons dus à la photoionisation. Comme le terme d'absorption décroît rapidement avec la distance $x-x'$, on définit une longueur de coupure l_a assimilable à la longueur d'absorption des photons au-delà de laquelle la photoionisation est inférieur à $10^{-8} \times S_{ion}$. On limite ainsi le nombre d'opérations d'un calcul qui s'effectue normalement en l_x^2 opérations.

6.2.6 Bilan

Le modèle numérique présenté ci-avant permet la simulation de tout dispositif qui puisse se ramener à un calcul monodimensionnel, par l'intermédiaire de symétries particulières ou de modèles appropriés. Avant de s'intéresser à des configurations proches de la décharge entre deux fils, la méthode numérique est d'abord validée sur une configuration bien documentée dans la bibliographie qui consiste en la décharge se produisant entre deux sphères concentriques. Ce système permet de simplifier un calcul 3D à un calcul 1D par symétrie sphérique, et fait l'objet du paragraphe suivant.

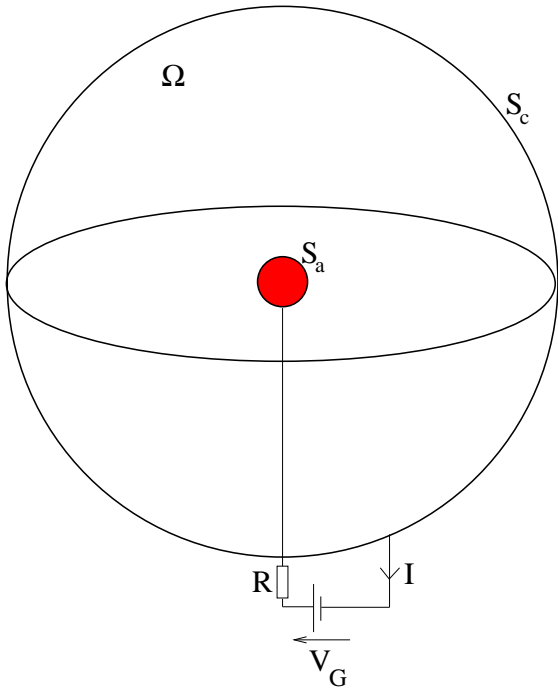


Figure 6.2 – Configuration de décharge couronne positive Sphère - Sphère

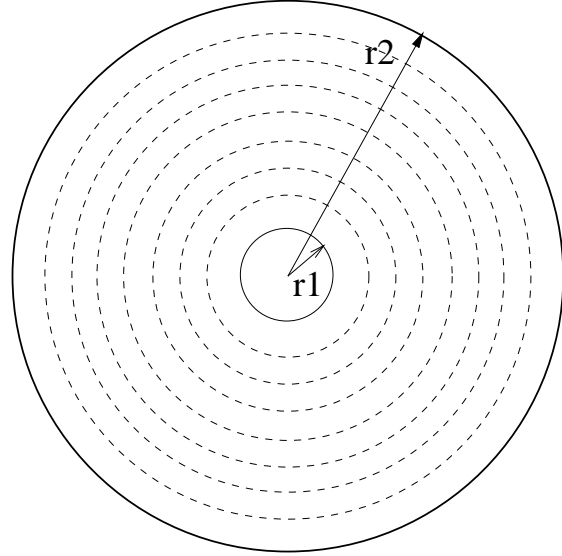


Figure 6.3 – Lignes isopotentielles configuration Sphère - Sphère

6.3 Validation sur le dispositif Sphère - Sphère

6.3.1 Description du calcul

La Figure 6.2 présente le cas étudié pour valider la méthode numérique, c'est-à-dire celui d'une couronne se produisant entre deux sphères concentriques dont la plus petite est portée à un potentiel positif. Cette configuration a été étudiée par Morrow [46].

Ω est le volume occupé par la décharge, S_a la surface de l'anode et S_c celle de la cathode. Grâce à la symétrie sphérique du problème, le problème 3D se ramène à un calcul 1D de la décharge régi par les équations (6.1) à (6.5), dans lesquelles la variable S est égale à x^2 .

Le terme ∇f représentatif de la géométrie des électrodes reste constant au cours du temps. Les données géométriques utiles au calcul de cette constante sont représentées Figure 6.3. Le rayon de l'anode est noté r_1 , celui de la contre-électrode (qui fait office de cathode) est noté r_2 . En coordonnées sphériques, l'équation (6.5) sur le potentiel extérieur sans dimension f devient :

$$\frac{1}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} \left(x^2 \frac{\partial f}{\partial x} \right) = 0 \quad (6.24)$$

$$f = 1 \quad \text{pour} \quad x = r_1 \quad (6.25)$$

$$f = 0 \quad \text{pour} \quad x = r_2 \quad (6.26)$$

La solution de ce système est :

$$f(x) = \frac{r_1}{r_2 - r_1} \left(\frac{r_2}{x} - 1 \right) \quad (6.27)$$

d'où :

$$\frac{\partial f}{\partial x} = -\frac{1}{x^2} \frac{r_1 r_2}{r_2 - r_1} \quad (6.28)$$

On en déduit la valeur de la constante C^t :

$$C^t = -4\pi\epsilon_0 R \frac{r_1 r_2}{r_2 - r_1} \quad (6.29)$$

Le volume de la maille i servant à la résolution des équations (6.18) et (6.19) est :

$$\Delta v_i = 4\pi x_i^2 \Delta x_i \quad (6.30)$$

Maillage Le domaine de résolution est composé d'un maillage très fin près de l'anode puis d'un maillage de raison géométrique jusqu'à la contre-électrode. Le maillage est constitué d'un nombre $l_x = 200$ mailles de calcul auxquelles on ajoute deux mailles d'indice 0 et $l_x + 1$ respectivement pour l'anode et la contre électrode. Ce maillage est raffiné près de l'anode, dont le rayon r_1 est de 1 mm et s'étend sur une distance de 2 cm. Il est pris identique à celui de [46] :

$$x_0 = r_1 - dx,$$

$$x_1 = r_1,$$

$$x_i = x_{i-1} + dx \text{ pour } i = 2 \dots 5,$$

$$x_i = x_5 + a (e^{(i-5)/\lambda} - 1) \text{ pour } i = 6 \dots 201,$$

$$\text{avec } dx = 5.10^{-6} \text{ m, } a = 2,12755.10^{-4} \text{ m et } \lambda = 43,04915.$$

Conditions aux limites De la même manière que Morrow, on ne prend pas en compte le bombardement ionique comme source possible d'électrons à la cathode, étant donné que l'on s'intéresse ici à la couronne positive seule. Cela revient à prendre $\gamma = 0$ dans (6.21).

Obtention des coefficients de réactions et de transport Afin de comparer les résultats obtenus avec le présent modèle physique et numérique avec ceux obtenus par Morrow [46], il convient de s'assurer que les coefficients utilisés sont proches. Nous utilisons le code Bolsig [2], dont l'utilisation des résultats est détaillée en Annexe A, pour déterminer les coefficients de transport des électrons ainsi que les coefficients des réactions d'ionisation et d'attachement.

Morrow utilise la formule analytique suivante pour le coefficient d'ionisation α [45] :

$$\begin{aligned} \alpha/N_0 &= 2 \times 10^{-16} \exp[-7,248 \times 10^{-15} \times (E/N_0)^{-1}] \quad (\text{cm}^2) \\ &\text{si } E/N > 1,5 \times 10^{-15} \text{ V cm}^2 \end{aligned} \quad (6.31)$$

$$\begin{aligned} \alpha/N_0 &= 6,619 \times 10^{-17} \exp[-5,593 \times 10^{-15} \times (E/N_0)^{-1}] \quad (\text{cm}^2) \\ &\text{si } E/N \leq 1,5 \times 10^{-15} \text{ V cm}^2 \end{aligned} \quad (6.32)$$

où N_0 est le nombre de particules contenues dans 1 cm³ d'air. Les coefficients d'ionisation dont l'unité est le cm⁻¹, obtenus par Morrow et grâce à Bolsig sont représentés Figure 6.4 en fonction du champ électrique. Les courbes sont très proches l'une de l'autre sauf aux grandes valeurs du champ électrique, pour lesquelles le modèle de Morrow sous-estime l'efficacité de l'ionisation.

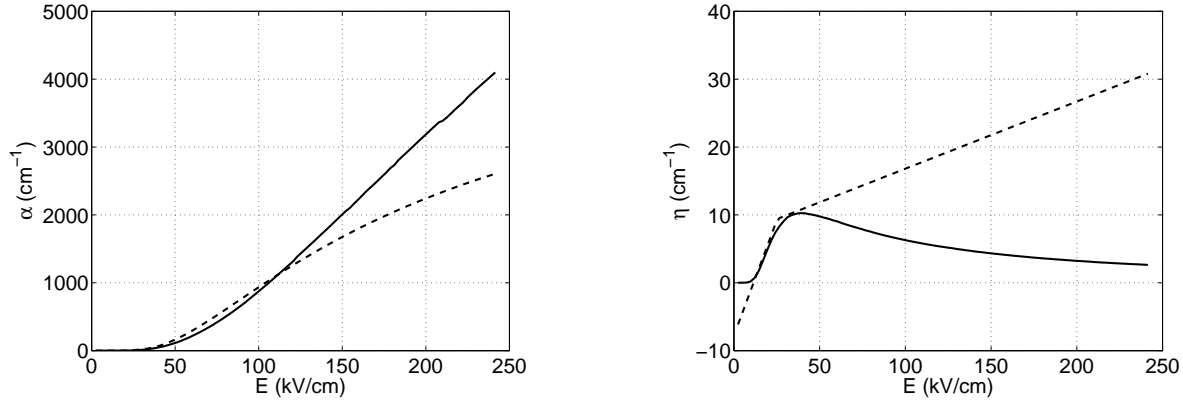


Figure 6.4 – Coefficients d’ionisation α et d’attachement η , déterminés par le code Bolsig (—) et donnés par Morrow (- -) [45]

Cependant, en-deça de 120 kV/cm , ce qui représente la grande majorité des cas étudiés dans le présent travail, les coefficients d’ionisation sont en bon accord.

L’attachement électronique à deux corps utilisé par Morrow a pour coefficient η [45] :

$$\begin{aligned} \eta/N_0 &= 8,889 \times 10^{-5}(E/N_0) + 2,567 \times 10^{-19} \quad (\text{cm}^2) & (6.33) \\ \text{si } E/N &> 1,05 \times 10^{-15} \text{ V cm}^2 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \eta/N_0 &= 6,089 \times 10^{-4}(E/N_0) - 2,893 \times 10^{-19} \quad (\text{cm}^2) & (6.34) \\ \text{si } E/N &\leq 1,05 \times 10^{-15} \text{ V cm}^2 \end{aligned}$$

Morrow utilise également l’attachement à trois corps, que nous ne considérons pas ici car son coefficient de réaction est de plusieurs ordres de grandeur inférieur à celui de l’attachement à deux corps. La figure 6.4 indique que la formule analytique utilisée par Morrow coïncide avec celle calculée grâce à Bolsig sur le domaine de champ compris entre 10 et 40 kV/cm . La formule analytique est étrangement négative en-deça de 10 kV et s’éloigne progressivement de la valeur calculée au-delà de 40 kV . La plage de validité des formules n’est pas indiquée par Morrow. La réaction d’attachement électronique paraît donc surestimée dans le cas de la bibliographie. Ceci ne pose en fait pas de grand problème étant donné que la valeur de η est de plus de 2 ordres de grandeur inférieure à celle de α , alors que les sources relatives à ces deux coefficients s’écrivent de la même manière comme le produit de la densité en électrons, de leur vitesse et du coefficient en question. L’attachement électronique est supérieur à l’ionisation seulement dans les zones de champ faible ($< 25 \text{ kV/cm}$), ce qui pointe dans le domaine de coïncidence de la formule analytique et du calcul numérique.

Les autres coefficients de réaction sont pris identiques à ceux de la bibliographie et sont explicités en Annexe A.

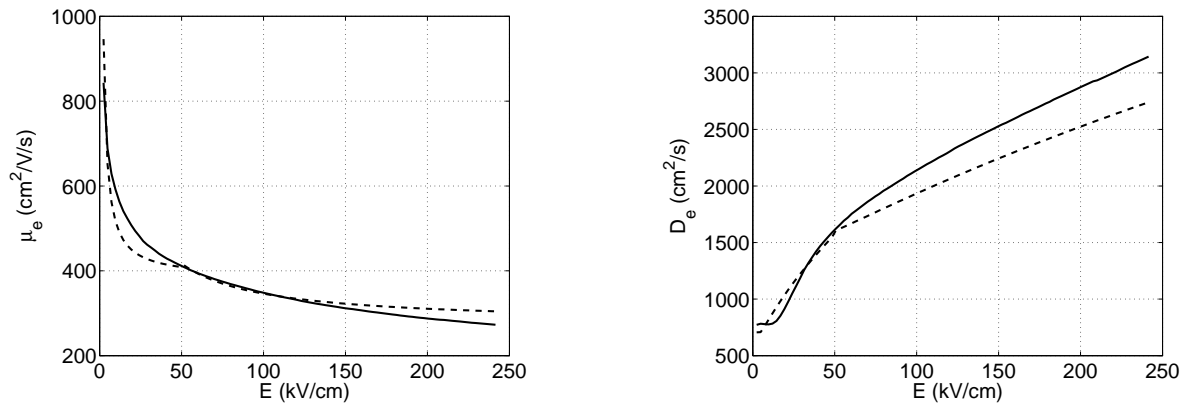


Figure 6.5 – Mobilité μ_e et coefficient de diffusion D_e des électrons, déterminés par le code Bolsig (—) et donnés par Morrow (- -) [45]

La mobilité et le coefficient de diffusion des électrons sont reportés Figure 6.5. A nouveau, on vérifie que les valeurs utilisées sont proches de celles indiquées dans la bibliographie. Du point de vue numérique, on vérifie ici que l'évolution de la mobilité et du coefficient de diffusion des électrons n'est pas raide par rapport au champ électrique. Ces coefficients varient au maximum d'un facteur 4 sur la gamme de champ électrique allant de 0 à 250 kV/cm, gamme qui couvre largement les applications physiques considérées. Cela va dans le sens d'une prédiction correcte de ces coefficients sur les interfaces à partir des valeurs aux centres des cellules par la moyenne barycentrique. La mobilité varie plus sensiblement pour les faibles valeurs du champ électrique. Cependant, ces variations ne sont pas comparables aux phénomènes exponentiels résultant de la croissance très rapide du nombre d'électrons par avalanches ionisantes par exemple.

Paramètres du calcul Le calcul du développement de la décharge a été effectué pour le jeu de paramètres indiqués par Morrow et rappelés Tableau 6.1, paramètres auxquels on rajoute la résistance du circuit extérieur. $r_1 = 1$ mm est le rayon de l'anode, $r_2 = 20$ mm celui de la contre électrode, $V_G = 20$ kV la tension du générateur, $R = 1$ k Ω la résistance, $l_x = 200$ le nombre de mailles du maillage raffiné décrit, $V_0 = 0$ m/s la vitesse de l'écoulement extérieur. Le niveau initial en particules chargées N_{init} est fixé à 10^3 particules par cm^3 . Ce niveau est caractéristique du nombre d'électrons présents naturellement dans l'air au niveau de la mer, et provient du rayonnement cosmique. Il est à préciser que ce niveau initial n'a pas d'influence notable sur le développement de la décharge à long terme, mais seulement sur son initiation.

r_1	r_2	V_G	R	l_x	V_0	N_{init}
1 mm	20 mm	20 kV	1 k Ω	200	0 m/s	10^3 cm^{-3}

Tableau 6.1 – Paramètres pour le calcul de la couronne Sphère - Sphère positive

6.3.2 Résultats des simulations numériques

Comparaison avec la bibliographie Les résultats sont comparés avec ceux de la bibliographie en terme de courant électrique. C'est la donnée qui permet de comparer le développement de la décharge sur des temps assez longs. Sur les 70 premières μs , la décharge simulée dans le présent travail suit assez fidèlement les résultats de Morrow, Figure 6.6. Après un premier pulse de courant très intense de plus de 2 mA, le courant électrique suit un régime transitoire durant lequel il diminue de façon régulière, il s'agit là d'une phase d'évacuation des charges créées lors du pulse initial. Au bout de 57 μs pour Morrow et 32 μs pour ces simulations, on obtient un régime de pulses de haute fréquence. A partir de cet instant, la décharge suit ce régime établi de pulses. L'amplitude des pulses de la bibliographie atteint une valeur maximale de 0,5 mA, alors que les pulses obtenus dans le présent travail atteignent un niveau constant de 1,5 mA au bout d'un laps de temps plus long, comme le montre la Figure 6.7. Ce laps de temps nécessaire à l'établissement d'une amplitude constante des pulses est de 90 μs environ (non illustré). La fréquence des pulses est sensiblement identique et vaut approximativement 1 MHz. Les courants minimaux sont également très proches et valent 0,2 mA.

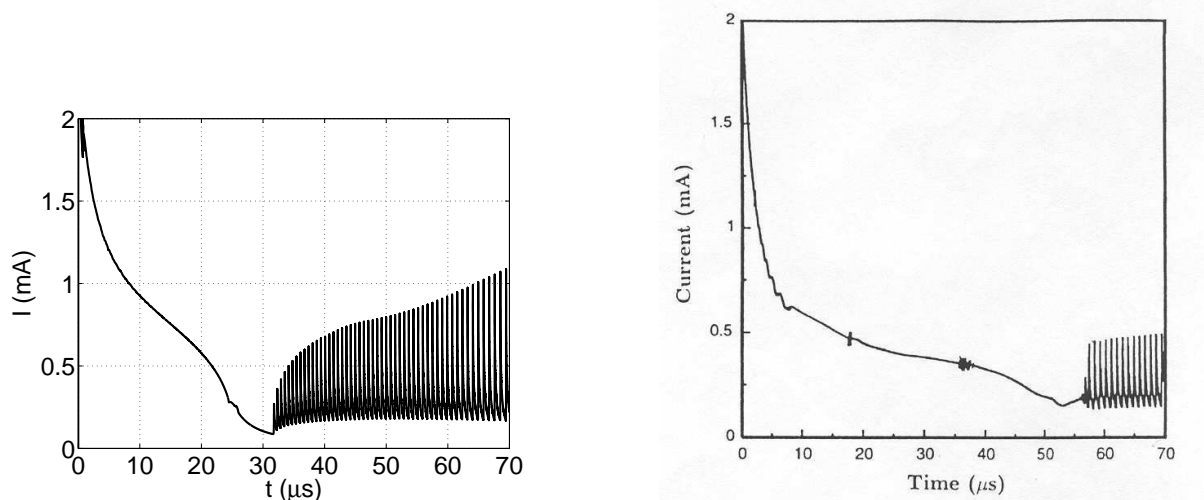


Figure 6.6 – Courants électriques, obtenu grâce au modèle Sphère - Sphère (gauche) et issu de la bibliographie [46] (droite)

Outre l'apparition d'un transitoire plus long, la seule différence provient de l'amplitude des pulses, triple dans notre cas. L'explication la plus probable est l'utilisation d'un schéma cinétique identique mais avec des coefficients qui, on l'a vu au paragraphe 6.3.1, diffèrent quelque peu selon le champ électrique appliqué. L'ionisation est notamment plus intense aux grandes valeurs du champ électrique, qui initialement vaut environ 210 kV/cm à l'anode mais qui atteint les 95 kV/cm lors du régime établi, valeur du champ pour laquelle les coefficients d'ionisation sont très proches. Une autre raison réside peut-être en le fait que la photoionisation, nécessitant un traitement numérique particulier assez complexe et entraînant des calculs coûteux, a été dis-

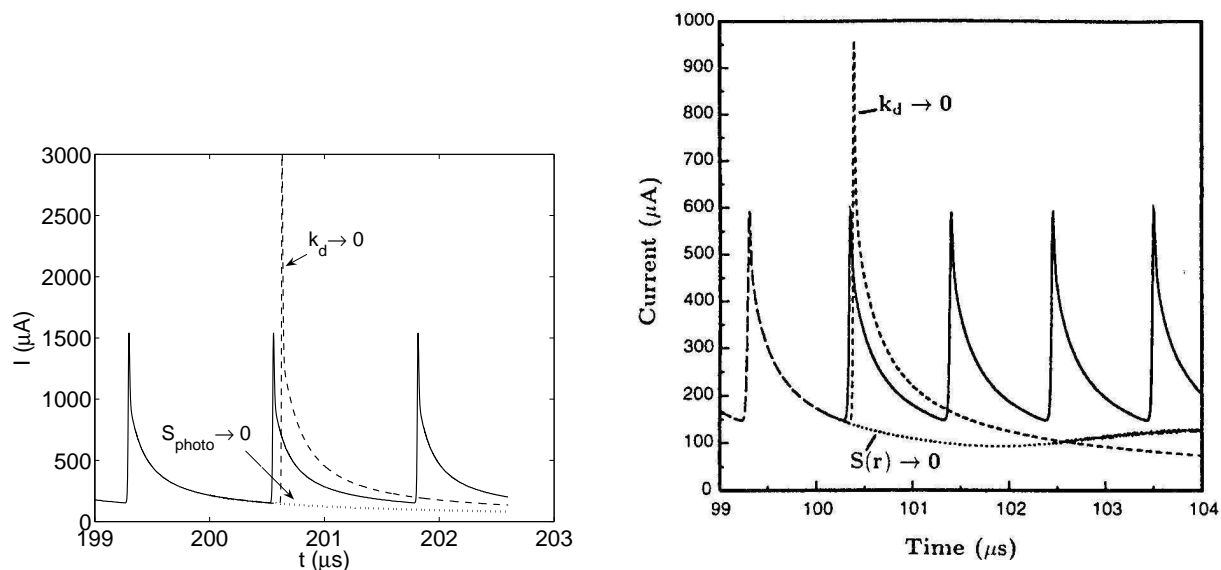


Figure 6.7 – Importance de la photoionisation (S_{photo}) et du détachement électronique (k_d) reflétée par le modèle Sphère - Sphère (gauche) et la bibliographie [46] (droite)

créetisée en supposant une géométrie à symétrie 2D plan plutôt que 3D sphérique. Par ailleurs, du strict point de vue formel, l'équation sur le terme source de photoionisation fait intervenir une constante dont la valeur varie du simple au double dans les références bibliographiques (voir en Annexe A.2 où le coefficient ξ vaut entre 0,06 et 0,12). La valeur de ce coefficient est ici $\xi = 0,12$. Finalement, la façon dont a été prise en compte la photoionisation n'est pas précisée par Morrow. On tient probablement là la principale source de divergence, que ce soit en terme de durée du régime transitoire ou en terme d'amplitude des pulses de courant.

Cependant, cette différence ne modifie en rien la fréquence des pulses ni leur niveau minimal ni, et c'est le principal appui pour nos résultats, le fait même que l'on obtienne un régime pulsé.

Pour confirmer la méthode utilisée, des tests supplémentaires sont proposés Figure 6.7. Ces tests consistent en l'extinction de divers processus réactifs lors de la phase de pulses. Morrow observe que l'arrêt de la photoionisation se traduit par l'extinction immédiate du régime de pulses. Cette particularité est également observée sur les présents calculs. Physiquement, cela indique que pour le cas Sphère - Sphère, la photoionisation constitue une source d'électrons supplémentaires très importante. Un deuxième test correspond à l'arrêt du détachement électronique entre deux pulses successifs. De la même manière, les deux calculs convergent vers une même solution, c'est-à-dire le déclenchement d'un dernier pulse avant extinction totale. Physiquement, cela indique que le détachement est une source d'électrons sur des temps longs autorisant la création de nouveaux pulses lorsque le champ électrique est suffisamment fort. Dans le cas de la décharge positive, il n'existe en effet pas de source d'électrons du type de celle créée grâce au bombarde-

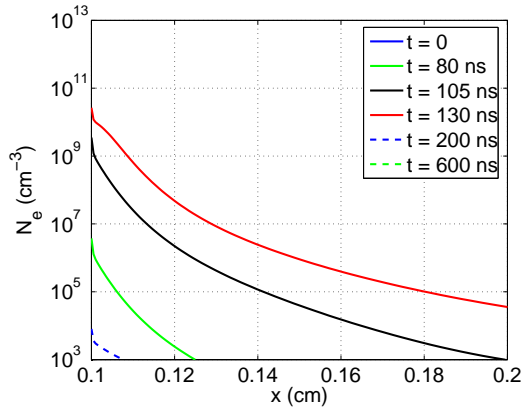


Figure 6.8 – Densité des électrons

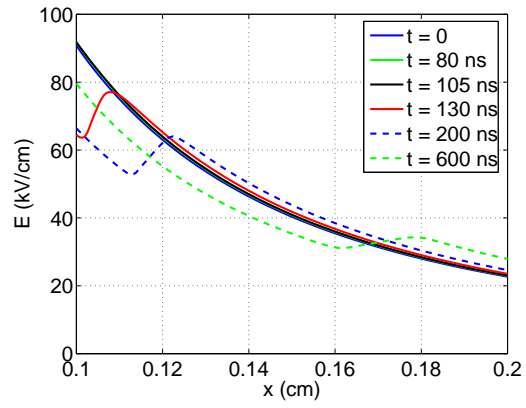


Figure 6.9 – Champ électrique

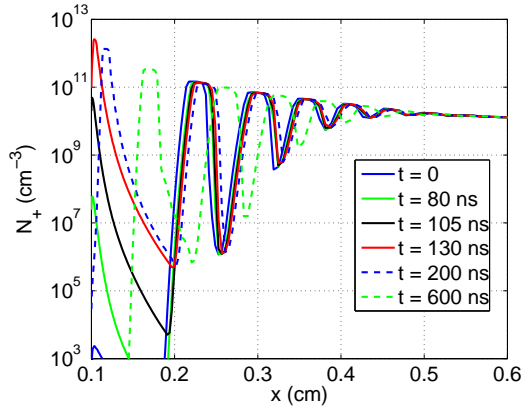


Figure 6.10 – Densité des ions positifs

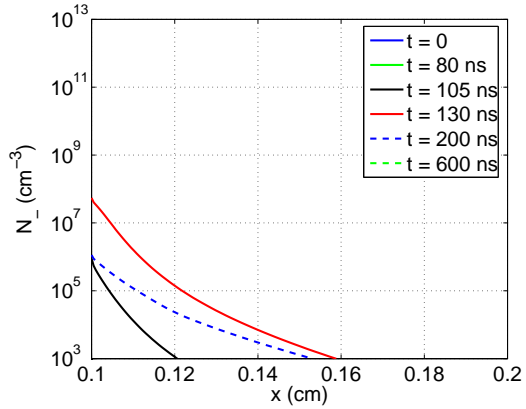


Figure 6.11 – Densité des ions négatifs

ment ionique et le détachement devient la seule source sur les temps longs.

En conclusion, la similarité des résultats indique que le problème a été correctement transposé sous forme numérique et que la méthode utilisée est suffisamment précise pour décrire le résultat déjà établi de la bibliographie [46].

Etude du régime pulsé Dans ce paragraphe, on revient sur les pulses en détaillant leur développement. L'avalanche électronique est résumée Figure 6.8. Durant quelques dizaines de ns, le nombre d'électrons est multiplié de façon exponentielle pour atteindre un niveau maximal de l'ordre de 10^{12} électrons par cm^3 . Ce niveau n'apparaît pas directement sur la figure du fait de la difficulté de saisir l'instant précis où les électrons sont au maximum de leur densité avant d'être rapidement évacués du système, mais on le déduit du niveau maximal des ions positifs observés Figure 6.10. En effet, à chaque ion positif créé correspond un nouvel électron. Il se crée le temps de quelques nanosecondes un plasma en région proche de l'anode, et le champ diminue très fortement, Figure 6.9. Le plasma est en effet très conducteur et se cale au potentiel de l'anode. Par ailleurs, les électrons sont rapidement absorbés à l'anode laissant derrière eux

un nuage d'ions positifs. Entre ce nuage et l'anode, le champ faiblit. Cette diminution entraîne l'extinction de l'avalanche électronique. Quelques électrons s'attachent aux neutres pour former des ions négatifs, mais en quantité très faible, Figure 6.11.

Les ions positifs (O_2^+ et N_2^+) sont répartis selon des crêneaux successifs s'éloignant de l'anode. A chaque pulse de courant correspond un crêneau d'ions positifs, crêneaux dont les densités s'homogénéisent par la suite pour former un nuage uniforme dont la densité est de quelque 10^{10} particules par cm^3 . C'est cette charge d'espace continue et importante qui provoque la diminution du champ maximal de 210 kV/cm initialement à 95 kV/cm lors de la phase établie de pulses. Lorsque le crêneau issu de la dernière avalanche électronique est suffisamment éloigné de l'anode, le champ électrique retrouve un niveau suffisant permettant la création d'un nouveau pulse. Ce nouveau pulse est également rendu possible par le détachement électronique qui, même si les ions négatifs sont en faible nombre, fournit un apport électronique suffisant, comme le rappelle la Figure 6.7. On observe donc un régime établi constitué de pulses de courant successifs.

Du point de vue numérique, on vérifie *a posteriori* que le champ électrique ne varie pas de façon trop abrupte entre deux mailles de calcul voisines. Cela assure ainsi que les coefficients de transport sont bien estimés aux interfaces par la méthode décrite au paragraphe 6.2.2, évitant ainsi de soumettre le problème à une source éventuelle d'instabilité numérique.

6.4 Conclusion

La méthode numérique a été testée et validée sur une géométrie d'électrodes de type Sphère - Sphère. Elle est suffisamment précise pour simuler le développement des pulses de courant d'une couronne positive. Cette étude sert donc de base aux travaux présentés dans les chapitres suivants et qui ont pour objet de simuler les décharges couronnes se produisant autour d'électrodes filaires. Dans un premier temps, on isole les couronnes positives des couronnes négatives afin d'étudier le comportement du modèle physique (et numérique) sur des cas plus simples que le dispositif expérimental constitué de deux fils. Le prochain chapitre a donc pour objectif de cerner les principales caractéristiques des décharges couronnes positives puis négatives afin de préparer la simulation du cas expérimental.

Chapitre 7

Comportement du modèle

Cette partie a pour objet de tester le modèle sur une géométrie intermédiaire se rapprochant du cas expérimental des décharges entre deux fils. L'accent est mis ici sur la description instationnaire des couronnes positives et négatives se produisant entre un fil et un cylindre.

Le but de ce modèle est de déterminer quels sont les mécanismes physiques prépondérants dans le développement des décharges couronnes du type de celles réalisées dans le cadre de l'électroaérodynamisme. L'intérêt connexe est de déterminer si les mêmes mécanismes sont importants en 2D cylindrique qu'en 3D sphérique.

7.1 Description du dispositif Fil - Cylindre

Selon la polarité de la tension appliquée sur l'électrode centrale, on parlera de décharge positive ou négative. Les deux dispositifs étudiés sont représentés Figure 7.1 sur laquelle Ω est le volume du domaine, S_a la surface de l'anode et S_c celle de la cathode. Les données géométriques sont représentés Figure 7.2. r_1 et r_2 sont les rayons des électrodes de ce système à symétrie cylindrique. Le problème 3D se ramène à un calcul 1D régi par les équations (6.1) à (6.5), dans lesquelles la variable S est égale à x .

En coordonnées cylindriques, l'équation (6.5) sur f devient :

$$\frac{1}{x} \frac{\partial}{\partial x} \left(x \frac{\partial f}{\partial x} \right) = 0 \quad (7.1)$$

$$f = 1 \quad \text{pour } x = r_1 \quad (7.2)$$

$$f = 0 \quad \text{pour } x = r_2 \quad (7.3)$$

La solution de ce système est :

$$f(x) = \frac{1}{\ln\left(\frac{r_1}{r_2}\right)} \ln\left(\frac{x}{r_2}\right) \quad (7.4)$$

d'où :

$$\frac{\partial f}{\partial x} = \frac{1}{x} \frac{1}{\ln\left(\frac{r_1}{r_2}\right)} \quad (7.5)$$

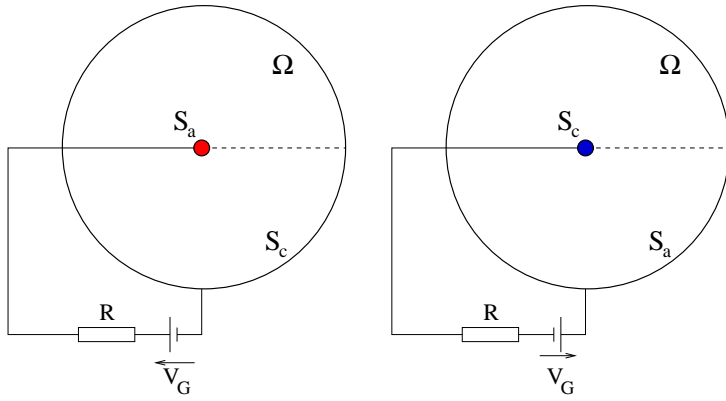


Figure 7.1 – Configurations de décharge couronne Fil - Cylindre positive et négative

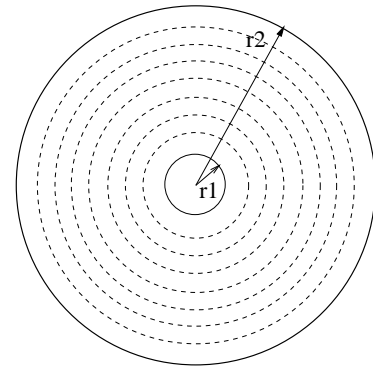


Figure 7.2 – Lignes isopotentielles configuration Fil - Cylindre

On en déduit la valeur de la constante C^t :

$$C^t = 2\pi\epsilon_0 RL \frac{1}{\ln \frac{r_1}{r_2}} \quad (7.6)$$

où L est la longueur finie des électrodes.

Le volume de la maille i servant à la résolution des équations (6.18) et (6.19) est :

$$\Delta v_i = 2\pi L x_i \Delta x_i \quad (7.7)$$

On utilise un maillage uniforme composé de l_x mailles. Dans le cas de la décharge positive, $r_1 = 0,35$ mm et $r_2 = 20$ mm. Dans le cas de la décharge négative, $r_1 = 1$ mm et $r_2 = 20$ mm. On simule ainsi les couronnes positive et négative de l'expérience de référence présentée paragraphe 3.1 mais isolées l'une de l'autre.

7.2 Décharge Fil - Cylindre négative

On s'intéresse tout d'abord au développement de la décharge couronne se produisant lorsque l'électrode stressée est portée à un potentiel négatif, représentée par la deuxième configuration Figure 7.1. Pour les paramètres utilisés dans les paragraphes suivants, la décharge s'établit de façon sensiblement différente selon le rayon de l'électrode. Lorsque le rayon est diminué, les phénomènes électriques deviennent plus intenses. On présente donc deux cas de calculs. Le premier utilise un rayon de 1 mm, le deuxième de 0,5 mm.

7.2.1 Electrode épaisse

Paramètres physiques et numériques

Les paramètres du calcul sont résumés Tableau 7.1. Les électrodes sont distantes de 2 cm. La cathode a un rayon r_1 de 1 mm et la contre électrode un rayon r_2 de 20 mm. L'anode

et la cathode sont reliées à un générateur de tension continue de 30 kV via une résistance de 1 k Ω . Le coefficient d'émission secondaire par bombardement ionique est $\gamma = 10^{-4}$. Les résultats sont présentés pour quatre maillages uniformes comptant $l_x = 100, 400, 800$ et 1600 mailles. La longueur des électrodes est de 16 cm. La densité initiale des espèces chargées est de 10^3 particules par cm^3 . On se place dans les conditions normales de température et de pression d'un écoulement au repos.

r_1	r_2	V_G	R	γ	l_x	L	V_0	P_0	T_0	N_{init}
1 mm	20 mm	30 kV	1 k Ω	10^{-4}	100 à 1600	16 cm	0 m/s	1 bar	300 K	10^3 cm^{-3}

Tableau 7.1 – Paramètres pour le calcul de la couronne Fil - Cylindre négative

Selon la formule de Peek (2.2), le champ électrique critique E_c pour l'initiation de la couronne autour d'une électrode de rayon 1 mm est $E_c = 61 \text{ kV/cm}$. Cela correspond à une tension V_c de 18 kV/cm. Dans le cas étudié ici, le champ électrique maximal est de 100 kV/cm d'après (7.5). Les conditions pour le déclenchement de la décharge sont donc bien réunies.

Courant électrique

Les calculs effectués mettent en évidence une convergence en maillage pour des maillages comprenant plus de 400 mailles, Figure 7.3.

Le courant est constitué d'un pic initial très intense dû à la présence d'un champ électrique initial très fort. Seuls quelques électrons suffisent alors à déclencher une décharge électrique par le processus d'avalanche électronique. Ce pic est suivi d'une phase d'évacuation des charges qui aboutit, après 40 μs à la création d'un régime établi d'oscillations. La fréquence de ces oscillations est de l'ordre de 150 kHz. Leur amplitude est de quelques mA pour un niveau minimal de 2 mA. Pour le cas à 1600 mailles, ils sont plus énergétiques et atteignent une valeur asymptotique comprise entre 20 et 30 mA, au lieu de 10 mA environ pour les cas à 400 et 800 mailles. Mis à part cette différence, les résultats sont en bon accord les uns avec les autres. Le fait que le cas à 1600 mailles présente des amplitudes plus importantes provient essentiellement du fait qu'en raffinant le maillage, on augmente le champ électrique dans la première cellule de calcul, puisque son centre se rapproche de la cathode. Pour ce cas à 1600 mailles, le pas d'espace est de 12,5 μm . Cette valeur est proche de la valeur de la longueur de Debye caractéristique des plasmas de laboratoire étudiés ici, à savoir $\lambda_D \simeq 10$ à 20 μm .

Le courant rapporté à la longueur des électrodes est de 12 mA/m dans le creux et de 60 mA/m environ au maximum des oscillations. Comparées aux valeurs obtenues expérimentalement sur le dispositif Fil - Fil, ces valeurs sont d'un ordre de grandeur plus élevées. Si l'on considère que la décharge réelle n'est en fait pas uniforme dans la direction des électrodes, uniformité supposée dans le présent modèle, et qu'elle ne s'établit pas sur toute la circonférence de la cathode, alors la surestimation du courant trouvée ici est cohérente.

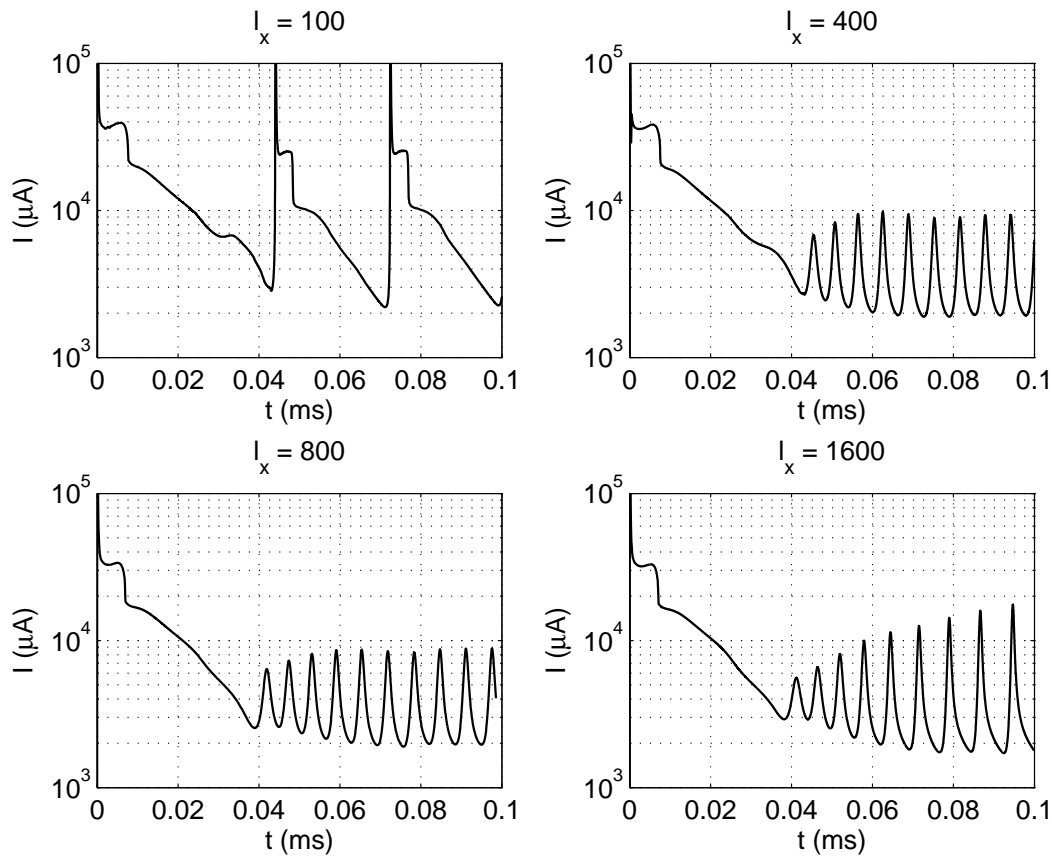


Figure 7.3 – Décharge négative - Courant électrique

Étude du régime oscillant

Dans ce qui suit, nous nous penchons sur le développement d'une oscillation de courant isolée, pour le maillage comprenant 400 mailles, dont un exemple est donné en détail Figure 7.4. Le pulse de courant initial dépend des conditions initiales. Il est plus énergétique car partant de conditions plus favorables. Nous le laissons de côté pour étudier les pulses suivants, répétitifs. Sur les figures suivantes, on prend pour origine des temps $t = 0$, un instant précédent de quelques microsecondes la montée du pulse. Sur la Figure 7.4, cet instant de référence est $t = 104 \mu\text{s}$.

Le moteur de la décharge est l'ionisation par impact via le champ électrique. Par ce biais, les électrons et les ions positifs voient leur nombre progresser, Figures 7.6 et 7.8. On atteint ainsi des densités de quelques 10^9 électrons et 10^{11} ions positifs par cm^3 . Cela correspond à un degré d'ionisation de l'ordre de 10^{-8} . On se situe ainsi dans la gamme des gaz faiblement ionisés. Les ions positifs sont absorbés peu à peu à la cathode tandis que les électrons s'en éloignent. Il se forme un nuage d'ions négatifs, non loin de la cathode, Figure 7.7.

Les oscillations de courant ne sont pas assez énergétiques pour créer une charge d'espace d'une densité telle qu'elle puisse modifier le champ électrique de façon importante, en comparaison des

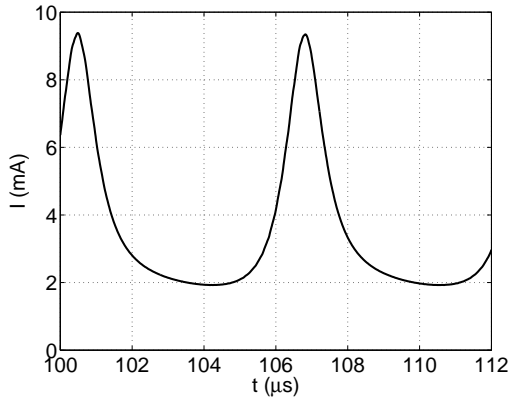


Figure 7.4 – Décharge négative - Pulse de courant

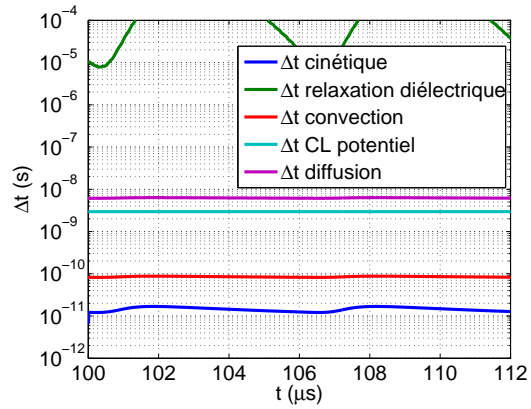


Figure 7.5 – Décharge négative - Conditions de stabilité sur le pas de temps

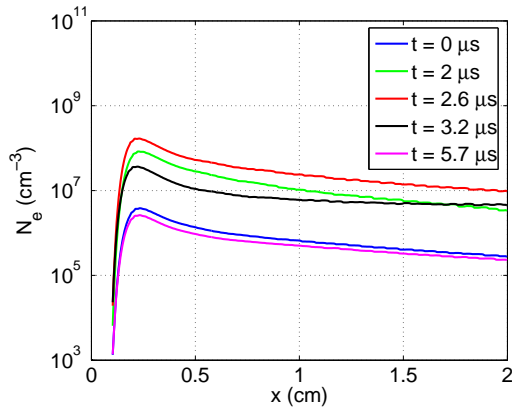


Figure 7.6 – Décharge négative - Évolution de la densité électronique lors d'un pulse de courant

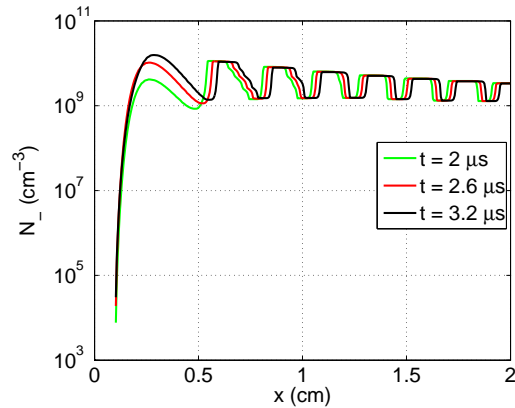


Figure 7.7 – Décharge négative - Évolution de la densité en ions négatifs lors d'un pulse de courant

résultats obtenus sur la configuration Sphère - Sphère, Figure 6.9. Celui-ci reste pratiquement le même tout au long de la décharge, Figure 7.9. En fait, le rayon de la cathode est trop important, et le champ électrique induit pas assez fort, pour entraîner une avalanche électronique suffisante permettant de modifier singulièrement le champ électrique. Cependant, le champ électrique subit une légère variation au cours du temps. Ceci peut expliquer l'apparition d'oscillations de faible amplitude. On n'observe ainsi pas de pics de courant mais plutôt des oscillations. A la limite, si le rayon de la cathode était augmenté, on tendrait vers un régime continu. Le régime de décharge observé sur le cas présent est celui de Townsend, à savoir que les électrons germes sont issus du bombardement ionique de la cathode par les ions positifs. Lors d'une avalanche électronique, les électrons se multiplient en s'éloignant de la cathode. Le lieu où le nombre d'ions positifs créés est maximal se situe donc entre la cathode et la limite où le champ n'est plus suffisant à entretenir l'avalanche, Figure 7.8. Ces ions se déplacent vers la cathode pour la bombarder.

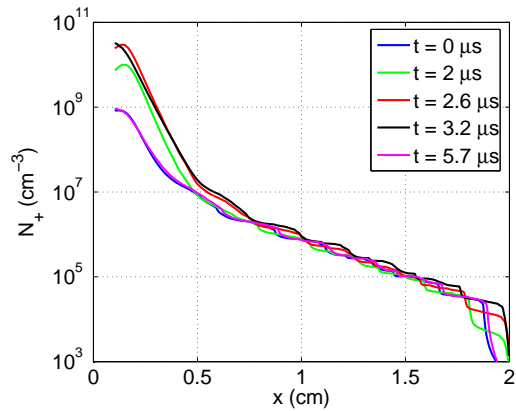


Figure 7.8 – Décharge négative - Évolution de la densité en ions positifs lors d'un pulse de courant

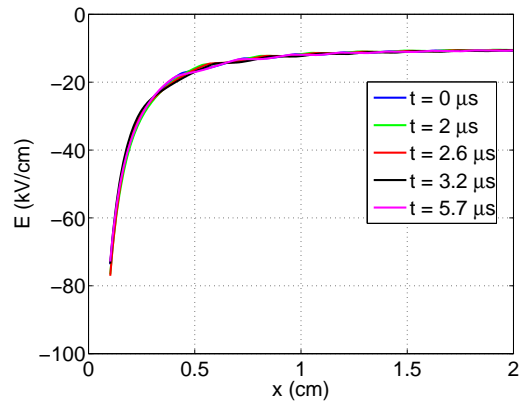


Figure 7.9 – Décharge négative - Évolution du champ électrique lors d'un pulse de courant

Le flux d'électrons émis étant proportionnel au flux d'ions incidents, l'avalanche électronique est plus efficace après le bombardement par la partie la plus dense du nuage d'ions positifs. On observe alors un maximum du courant (à $t = 2,6 \mu\text{s}$). L'ionisation est toujours active, comme le montrent les courbes à $t = 0$ et $5,7 \mu\text{s}$, Figure 7.6. Elle est seulement plus intense lorsque le nuage d'ions le plus dense vient de fournir le niveau maximal d'électrons germes. La décharge suit donc un régime d'autoentretien durant lequel les espèces sont produites en continu. Comme les ions se déplacent plus lentement que les électrons, leur densité est plus importante. Le rapport de 100 sur les densités est caractéristique du rapport de la vitesse électronique sur la vitesse ionique.

Les ions négatifs formés lors des pulses précédents apparaissent sous forme de crêneaux dont les densités sont de quelques 10^9 à 10^{10} cm^{-3} . La fréquence des pulses étant de 150 kHz, on peut remonter à la vitesse moyenne de dérive des ions négatifs dans le domaine compris entre les électrodes. Celle-ci est d'environ 500 m/s.

D'un point de vue numérique, la figure 7.5 montre que le pas de temps suit la condition sur une cinétique chimique bien décrite. Le pas de temps de la simulation est ainsi pratiquement constant et compris entre 1.10^{-11} et 2.10^{-11} s.

Du point de vue de l'aérodynamicien, l'important est de disposer des données capables de comprendre l'action de la décharge sur l'écoulement. Il s'agit ici du terme de force électrique par unité de volume $F = eN_{nette}E$, où N_{nette} est la densité de charge d'espace. L'évolution de la force électrique lors d'un pulse de courant est tracée Figure 7.10. Par convention, nous prenons positive une force dirigée de l'électrode stressée, ici la cathode, vers la contre électrode. Le terme de force due aux pulses précédents s'observe sous forme de crêneaux se déplaçant vers la contre électrode. Lorsqu'un pulse démarre, les pulses précédents continuent d'agir sur l'écoulement par l'intermédiaire d'une force variant de 2000 à 500 N/m³ à mesure que l'on s'éloigne de la cathode.

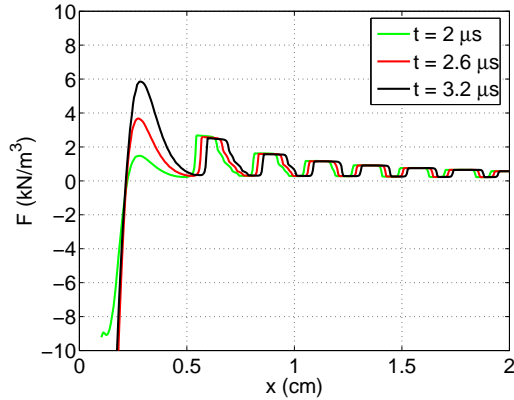


Figure 7.10 – Décharge négative - Évolution de la force électrique

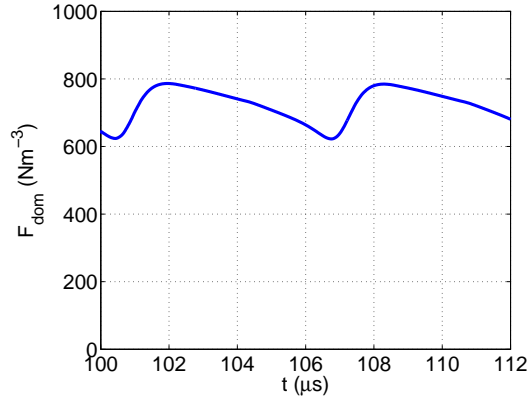


Figure 7.11 – Décharge négative - Évolution de la force électrique moyenne sur le domaine

Cette diminution est liée à la décroissance du champ électrique en x^{-1} et à la diminution de la densité en ions négatifs. En effet, les ions dérivent vers des volumes plus grands entraînant par conséquent une baisse de leur densité. L'allure des courbes de force indique une action quasiment continue sur l'aérodynamique dans la région lointaine de la cathode. La région voisine de la cathode, située à moins de 0,5 cm de l'électrode, est le siège d'une force pulsée non homogène en espace et variant fortement au cours du temps.

Dans la zone en contact avec la cathode, située 1 mm autour de celle-ci, la charge d'espace positive provoque une force intense. Cette force est dirigée vers la cathode. Dans le même temps, les électrons mais surtout les ions négatifs situés dans la région intermédiaire, participent à une onde de force se déplaçant vers l'anode dont l'intensité atteint approximativement les 6 kN/m³.

Il est intéressant de suivre l'évolution de la force moyenne sur tout le volume Ω au cours du temps. La Figure 7.11 trace ainsi la grandeur $\overline{F_{dom}}$ définie comme :

$$\overline{F_{dom}(t)} = \frac{\int_{cath}^{ano} xF(x,t)dx}{\int_{cath}^{ano} xdx} \quad (7.8)$$

On s'aperçoit ainsi que la force globale sur le domaine est positive et de l'ordre de 600 à 800 N/m³. Le maximum de force est obtenu environ 1 μ s après l'apparition du maximum de courant. Ce laps de temps est représentatif du temps nécessaire aux ions positifs pour atteindre la cathode. A cet instant, il ne reste majoritairement que des ions négatifs dans le domaine et la force globale est maximale.

Si l'on fait la moyenne de la force durant un pulse de courant, c'est-à-dire une période $T = 6.10^{-6}$ s environ, on obtient la répartition en espace de la force F_{moy} représentée Figure 7.12 et calculée selon l'expression classique suivante :

$$F_{moy}(x) = \frac{1}{T} \int_0^T F(x,t)dt \quad (7.9)$$

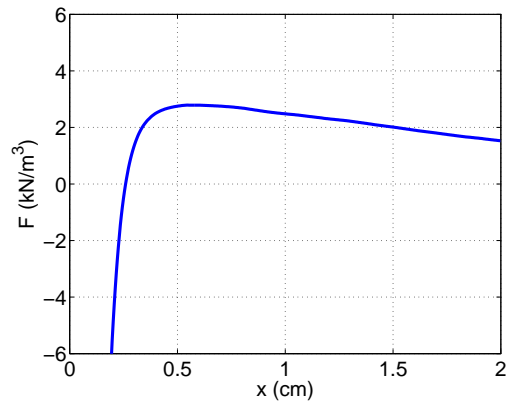


Figure 7.12 – Décharge négative - Force électrique moyennée sur une période

Cette force moyenne est très intense (10 kN/m^3) et dirigée vers la cathode dans la région cathodique. Elle devient positive à $1,5 \text{ mm}$ de la cathode et atteint un niveau de l'ordre de 2 kN/m^3 . Le temps caractéristique du problème aérodynamique, basé sur la fréquence des ondes instables de la couche limite, est de l'ordre de 10^{-2} à 10^{-3} s . Comme la fréquence des pulses est ici de plus de 100 kHz , on peut considérer que l'effet ressenti par l'écoulement peut être bien approché en considérant une force constante égale à F_{moy} .

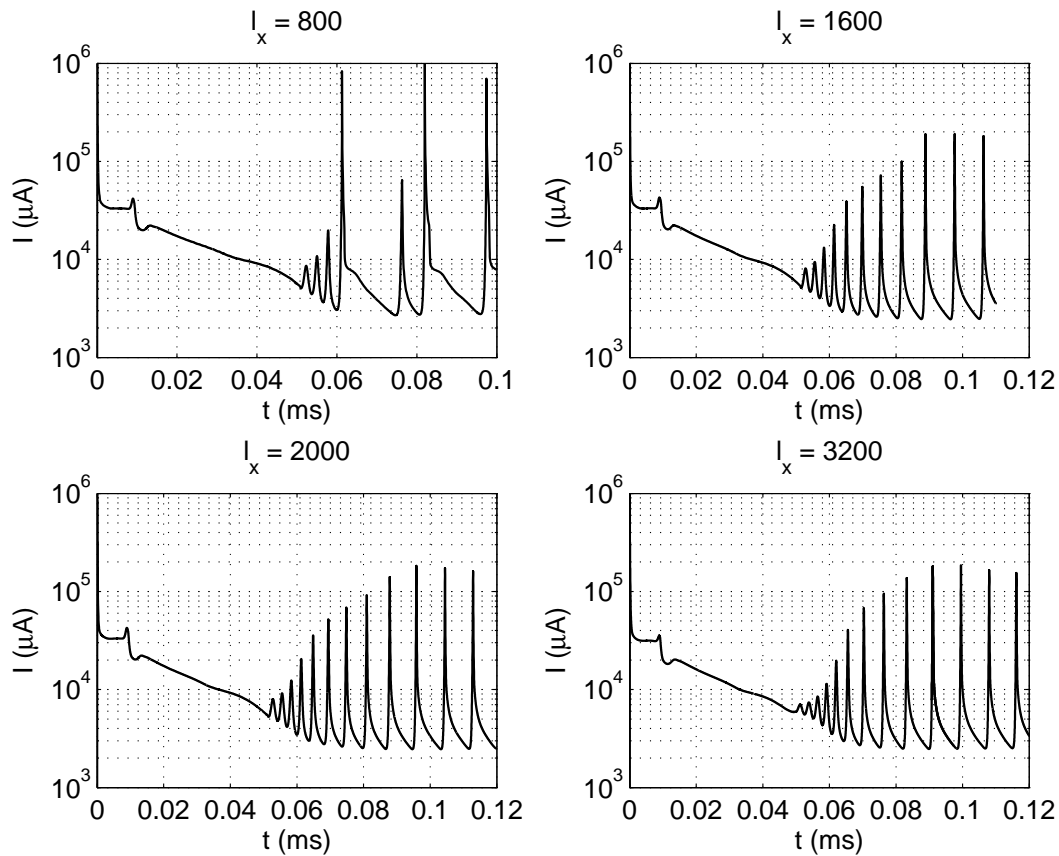
En conclusion, l'action instationnaire de la décharge couronne Fil - Cylindre négative peut être vue comme une force continue, très intense et dirigée vers la cathode dans la région voisine de l'électrode active ; forte et dirigée vers la contre-électrode dans la région lointaine.

7.2.2 Electrode fine

Le but de cette étude est de montrer que l'apparition des pulses de Trichel, décrits au paragraphe 2.3.3 mais non retrouvés lors des calculs précédents, peut dépendre de paramètres tels que la différence de potentiel ou le rayon de l'électrode. On reprend donc la simulation précédente en utilisant un rayon de $0,5 \text{ mm}$, les autres paramètres restant par ailleurs identiques.

Courant électrique

Les calculs effectués mettent en évidence une convergence en maillage pour des maillages comprenant plus de 1600 mailles, Figure 7.13. Le système converge vers une solution qui diffère de la solution obtenue avec un rayon d'électrode plus gros. On observe ici ce que l'on peut réellement appeler des pulses de courant, dans le sens où les oscillations font place à des pics. Le courant est par ailleurs plus intense. Lors des pics, il atteint 100 mA . Entre ceux-ci, le courant minimal est de 3 mA .

Figure 7.13 – Décharge négative, $r_1 = 0,5$ mm - Courant électrique

Etude d'un pulse

L'initiation et le développement d'un pulse de courant sont étudiés par le suivi des densités et du champ électrique.

L'évolution du nombre d'électrons est très instationnaire, Figure 7.14. Avant un pulse de courant, leur densité est d'environ 10^6 cm^{-3} . Près de la cathode, un nombre de 10^4 électrons par cm^3 est constamment émis par bombardement ionique. Ce nombre correspond tout à fait au nombre d'ions positifs (10^{10} cm^{-3}) multiplié par le coefficient γ (10^{-4}) et le rapport approximatif des vitesses ionique et électronique (10^{-2}). L'avalanche électronique produit en quelques dizaines de nanosecondes un nombre important d'électrons et ions positifs, dont les densités atteignent 10^{12} particules par cm^3 . Cette charge d'espace est cette fois-ci suffisante pour écranter le champ électrique, Figure 7.15. La zone d'entretien de l'avalanche électronique devient trop ténue et cette dernière est stoppée. Les électrons dérivent alors rapidement vers la contre électrode. Dans leur déplacement, ils s'attachent aux neutres pour former les ions négatifs représentés Figure 7.17. Les ions positifs sont absorbés à la cathode assez rapidement également. La charge d'espace portée par les ions négatifs, de densité 10^{11} cm^{-3} , réduit toujours le champ, qui ne recouvre sa forme initiale qu'après l'évacuation des ions négatifs. Le temps de retour aux conditions d'un

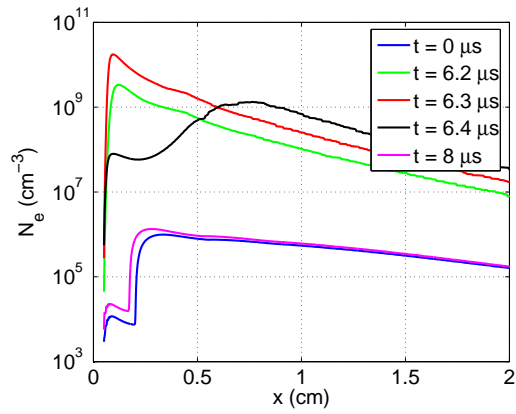


Figure 7.14 – Décharge négative, $r_1 = 0,5$ mm - Évolution de la densité électronique lors d'un pulse de courant

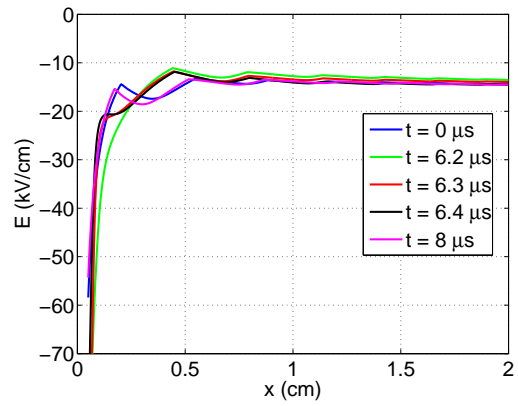


Figure 7.15 – Décharge négative, $r_1 = 0,5$ mm - Évolution du champ électrique lors d'un pulse de courant

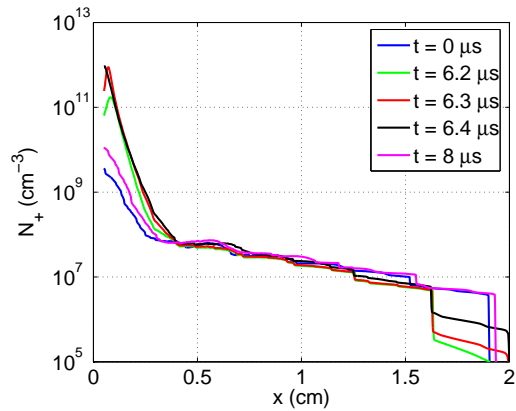


Figure 7.16 – Décharge négative, $r_1 = 0,5$ mm - Évolution de la densité en ions positifs lors d'un pulse de courant

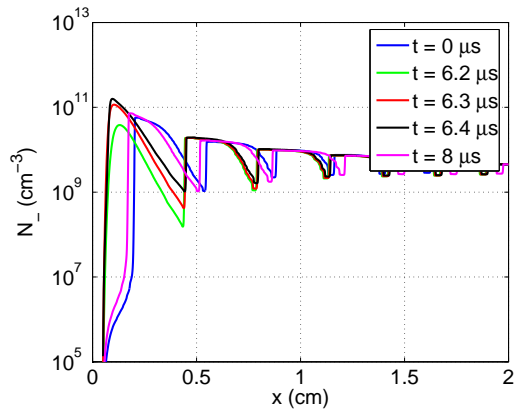


Figure 7.17 – Décharge négative, $r_1 = 0,5$ mm - Évolution de la densité en ions négatifs lors d'un pulse de courant

nouveau pulse est d'environ $8 \mu s$. La fréquence des pics de courant est ainsi de l'ordre de 100 kHz.

Le régime de pulses obtenu avec un rayon de courbure de 0,5 mm est donc représentatif des pulses de Trichel. La dynamique de la décharge est régulée par la charge d'espace. Son entretien est assuré par le processus d'émission secondaire d'électrons par le bombardement ionique de la cathode. Ainsi, sous certaines conditions, le modèle utilisé est capable de simuler les pulses de Trichel. Un cas contraignant, comme celui utilisant un rayon de 1 mm, donne lieu à un régime également auto entretenu mais de nature continue plutôt que pulsatoire.

7.3 Décharge Fil - Cylindre positive

L'électrode stressée est portée à un potentiel positif, représentée par la première configuration Figure 7.1.

Paramètres physiques et numériques

Les paramètres du calcul sont résumés Tableau 7.2. Les électrodes sont distantes de 2 cm. L'anode a un rayon r_1 de 0,35 mm et la contre électrode un rayon r_2 de 20 mm. L'anode et la cathode sont reliées à un générateur de tension continue de 30 kV via une résistance de 1 k Ω . On ne prend pas en compte l'émission secondaire par bombardement ionique. Les résultats sont présentés pour quatre maillages uniformes comptant $l_x = 200, 400, 800$ et 1600 mailles. La longueur des électrodes est de 16 cm. La densité initiale des espèces chargées est de 10^3 particules par cm^3 . On se place dans les conditions normales de température et de pression d'un écoulement au repos.

r_1	r_2	V_G	R	l_x	L	V_0	P_0	T_0	N_{init}
0,35 mm	20 mm	30 kV	1 k Ω	200 à 1600	16 cm	0 m/s	1 bar	300 K	10^3 cm^{-3}

Tableau 7.2 – Paramètres pour le calcul de la couronne Fil - Cylindre positive

Selon la formule de Peek (2.2), le champ électrique critique E_c pour l'initiation de la couronne autour d'une électrode de rayon 0,35 mm est $E_c = 82 \text{ kV/cm}$. Dans le cas étudié ici, le champ électrique maximal est de 210 kV/cm d'après (7.5). Les conditions pour le déclenchement de la décharge sont donc bien réunies.

Courant électrique

Le courant électrique est représenté Figure 7.18. Il s'agit des 100 premières μs du développement de la décharge. Après un premier pulse initial et une période transitoire de 20 μs , on obtient un régime pulsé répétitif. La fréquence de ces pulses est de 200 à 300 kHz. Les pics de courant atteignent quelques dizaines de mA. Le courant minimal est de 3 mA environ. En comparaison au dispositif de décharge couronne négative, la fréquence des pulses est deux fois supérieure, les pics de courant d'un ordre de grandeur supérieurs et le courant minimal du même ordre de grandeur. L'augmentation de l'amplitude du courant électrique et de sa fréquence est cohérente, étant donné que l'électrode stressée a un rayon trois fois inférieur à celui de la décharge négative. Le champ électrique est plus important (le double) et provoque une cinétique chimique bien plus explosive.

L'étude de convergence en maillage montre une bonne comparaison des résultats bien que le cas à 1600 mailles fasse apparaître des pulses de très grande fréquence dans un premier temps, avant de bifurquer vers un régime comparable aux cas à 400 et 800 mailles.

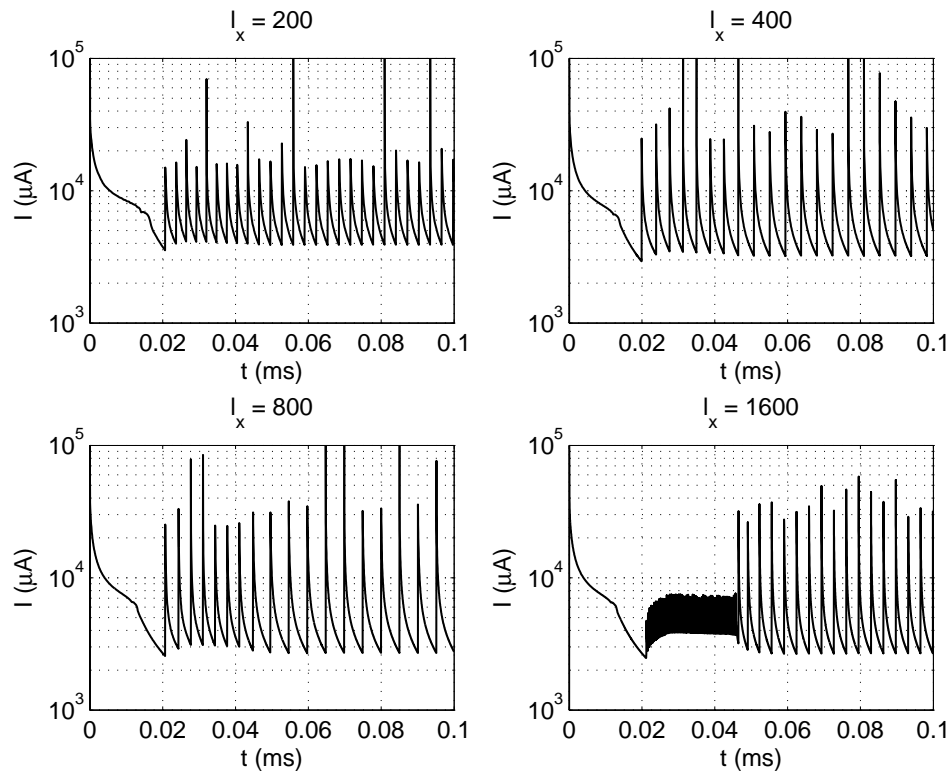


Figure 7.18 – Décharge positive - Courant électrique

Étude d'un pulse

Les phénomènes électriques mis en avant étant pulsés, nous entrons dans le détail du développement d'un seul des ces pulses afin d'en déterminer les étapes. Le référentiel de temps utilisé dans les figures suivantes correspond à un temps précédant de quelques dizaines de nanosecondes le développement d'un pulse, dont le détail est donné Figure 7.19. Le maillage utilisé à partir d'ici est composé de 400 mailles.

L'avalanche électronique représentée Figure 7.21 s'effectue complètement en une quarantaine de nanosecondes. La densité maximale d'électrons et d'ions positifs est d'environ 10^{12} électrons par cm^3 , Figure 7.22. Ces électrons sont confinés dans la zone d'ionisation qui s'étend approximativement sur 1 mm. La forme en échelons de la densité des ions positifs est représentative de la succession de plusieurs pulses de courant. Leur vitesse de déplacement est estimée à partir de la distance qu'ils ont parcourue entre deux pulses. Sur le premier centimètre, la vitesse moyenne des ions est de 500 m/s environ. Il réside principalement dans l'espace inter-électrode une charge d'espace positive. La création de cette charge d'espace a pour conséquence la diminution sensible du champ électrique au voisinage de l'anode, Figure 7.24. Ceci entraîne l'arrêt de l'avalanche électronique due aux collisions ionisantes, moins de 50 ns après son début. Le fait que l'avalanche électronique soit de durée très courte contrebalance le fait qu'elle est beaucoup

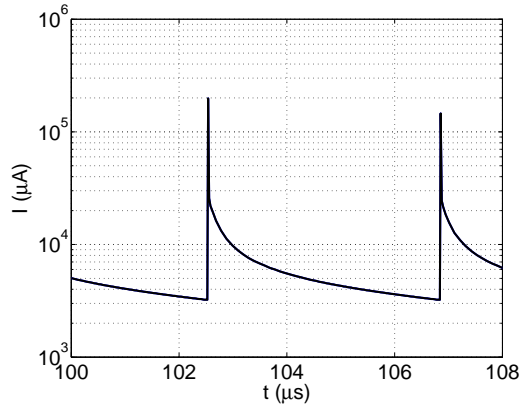


Figure 7.19 – Décharge positive - Pulse de courant

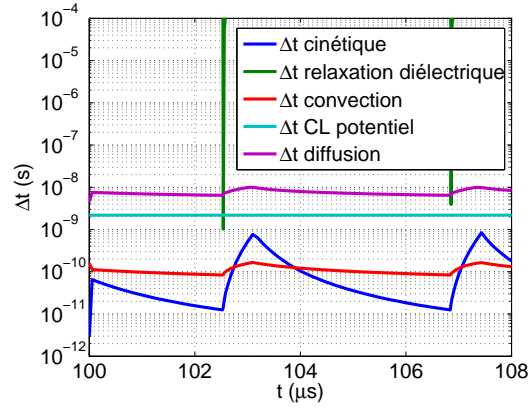


Figure 7.20 – Décharge positive - Conditions de stabilité sur le pas de temps

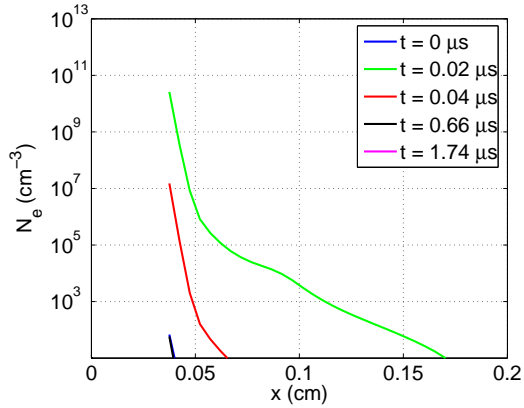


Figure 7.21 – Décharge positive - Évolution de la densité électronique lors d'un pulse de courant

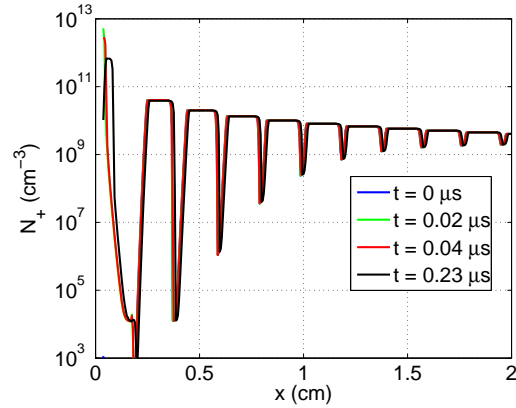


Figure 7.22 – Décharge positive - Évolution de la densité en ions positifs lors d'un pulse de courant

plus intense que celle produite dans le cas de l'électrode négative de rayon 1 mm. La production d'espèces électriques créées est 100 fois plus importante, mais durant un laps de temps 100 fois plus court. Au final, on retrouve donc des niveaux de courant sensiblement égaux entre les pulses, de l'ordre de 2 à 3 mA.

La densité en ions négatifs est concentrée dans la région anodique, Figure 7.23. Lorsque les ions positifs sont suffisamment éloignés de la zone anodique, le champ électrique recouvre une valeur capable d'enclencher un nouveau pulse grâce à la présence de quelques électrons germes issus du détachement électronique.

Il est à noter ici que, comme pour la décharge positive entre deux sphères présentées paragraphe 6.3, la photoionisation permet de maintenir le régime de décharge pulsée (non illustré ici). Celle-ci alimente les zones entourant l'anode en électrons. Les électrons se dirigent alors

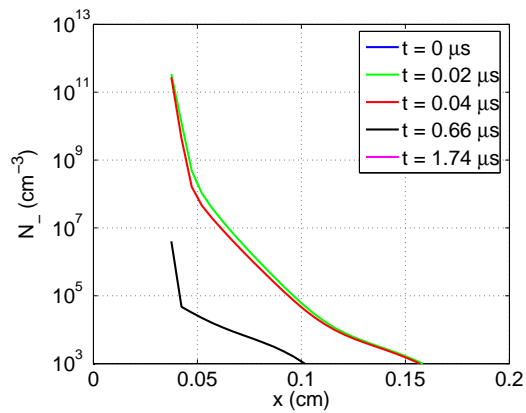


Figure 7.23 – Décharge positive - Évolution de la densité en ions négatifs lors d'un pulse de courant

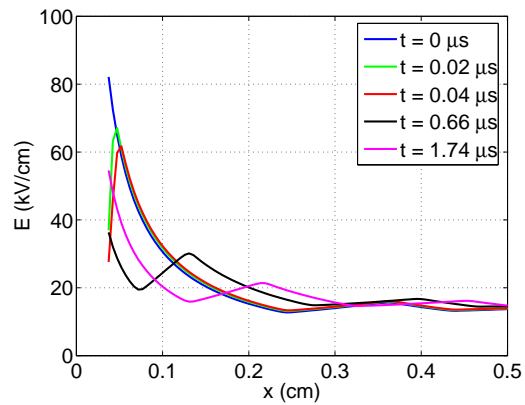


Figure 7.24 – Décharge positive - Évolution du champ électrique lors d'un pulse de courant

vers l'anode pour participer à l'avalanche électronique. Ainsi, les pulses de la géométrie Fil - Cylindre positive sont rendus possibles numériquement par le phénomène de photoionisation. Ce mécanisme est concentré près de l'anode et s'étend sur seulement quelques mm, d'après la distribution des électrons lors d'un pulse représentée Figure 7.21. Ceci peut se rapprocher des observations visuelles de la décharge juste autour de l'anode sur la configuration Fil - Fil, qui font état d'une émission de lumière autour de l'anode, Figure 3.3. Des expériences menées sur la configuration Fil - Cylindre permettraient de valider les scénari proposés dans ce travail de thèse, aucune source de la littérature examinée ne reprenant de façon suffisamment proche les conditions des calculs présents. De telles mesures permettraient de déterminer si les régimes pulsés sont bel et bien représentatifs des décharges couronnes Fil - Cylindre utilisées dans l'air à la pression atmosphérique.

D'un point de vue numérique, le pas de temps suit la condition de stabilité sur la convection et la condition sur une cinétique chimique bien décrite, Figure 7.20. Les pas de temps de la simulation sont ainsi compris entre 1.10^{-11} et 2.10^{-10} s.

Du point de vue de l'aérodynamicien, l'évolution de la force électrique lors d'un pulse de courant est tracée Figure 7.25. Par convention, nous prenons positive une force dirigée de l'électrode stressée, ici l'anode vers la contre électrode. Le terme de force due aux pulses précédents est observable sur toutes les courbes ; il s'agit des plateaux successifs situés à partir de $x = 0,2$ cm. Lorsqu'un pulse démarre, les pulses précédents continuent d'agir sur l'écoulement par l'intermédiaire d'une force de plusieurs milliers de N/m^3 répartie sur la quasi totalité du domaine. Ceci indique une action quasiment continue sur l'aérodynamique. Les niveaux de force y varient de 1 à 10 kN/m^3 .

La région voisine de l'anode, située à moins de 0,2 cm de l'électrode, est le siège d'une force

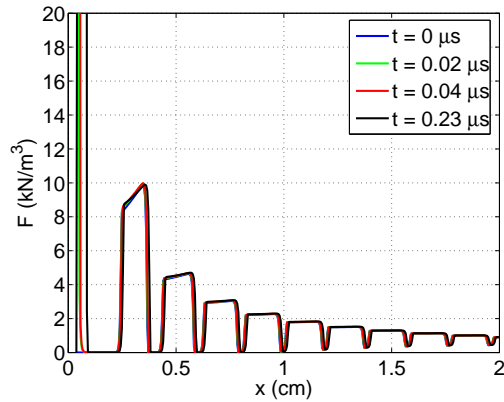


Figure 7.25 – Décharge positive - Évolution de la force électrique

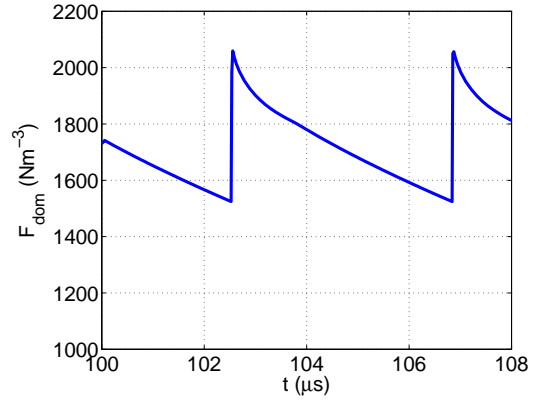


Figure 7.26 – Décharge positive - Évolution de la force électrique moyenne sur le domaine

pulsée non homogène en espace et variant fortement au cours du temps. Lorsque l'avalanche électronique se déclenche, la force y est très intense, atteignant plus de 1 MN/m^3 . Une fois les ions positifs évacués de cette zone, il s'ensuit une période d'action négligeable sur l'aérodynamique.

Il est intéressant de suivre à nouveau l'évolution de la force moyenne en espace au cours du temps. La Figure 7.26 trace ainsi la grandeur $\overline{F_{dom}}$ (7.8). On s'aperçoit que la force globale sur le domaine est positive et de l'ordre du millier de N/m^3 . Les pulses fournissent un niveau global de force électrique intense, force qui diminue au cours du temps jusqu'à la création d'un nouveau pulse.

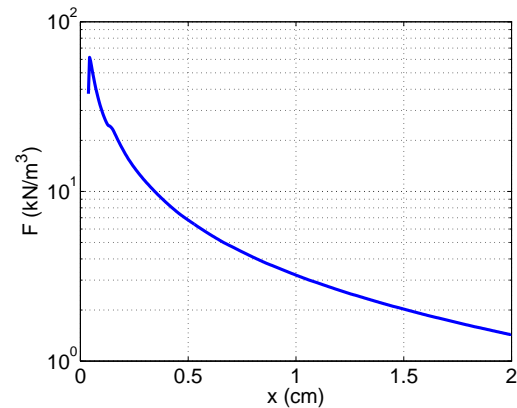
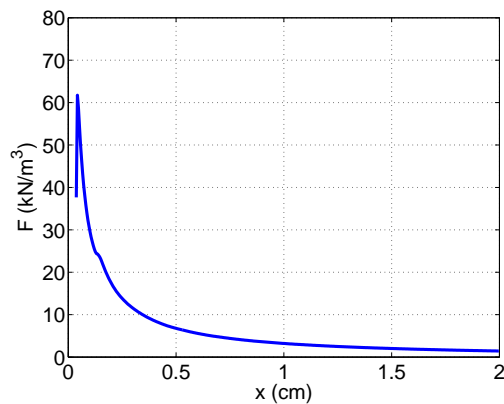


Figure 7.27 – Décharge positive - Force électrique moyennée sur une période

Si l'on fait la moyenne de la force durant un pulse de courant, c'est-à-dire durant $3,6 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ environ, on obtient la répartition en espace de la force F_{moy} (7.9) représentée Figure 7.27. Les niveaux de force obtenus ici sont sensiblement égaux à ceux de la couronne négative, alors que cette dernière est le siège de pics de courant moins intenses. L'explication est la même que pour les niveaux de courant, à savoir qu'au final, malgré des dynamiques complètement différentes,

les deux décharges produisent autant d'ions l'une que l'autre. Les champs électriques étant assez proches en région lointaine des électrodes, on obtient des forces électriques proches.

En conclusion, l'action instationnaire de la décharge Fil - Cylindre positive peut être vue comme une force continue et très intense dans la région voisine de l'anode, forte dans la région lointaine, mais toujours dirigée de l'anode vers la contre-électrode.

7.4 Conclusion

Les résultats obtenus sur les configurations Fil - Cylindre positives et négatives donnent une idée précise de la physique des décharges et notamment des phénomènes impliqués dans la dynamique de création de pulses répétés. La charge d'espace créée est à l'origine d'une force électrique qui s'exerce principalement de l'électrode stressée vers l'extérieur, sauf dans la région très proche de la cathode pour une décharge négative. Les niveaux de force obtenus sont de l'ordre de quelques kN/m^3 . Si l'on compare ces niveaux à celui de la force utilisée dans le chapitre 4, on s'aperçoit que les décharges couronnes positives et négatives, simulées ici indépendamment l'une de l'autre, sont toutes deux capables d'agir de façon importante sur les écoulements. En effet, la conclusion du chapitre 4 est qu'une force de 500 N/m^3 appliquée sur un écoulement au repos provoque un vent ionique de plus de 5 m/s .

Cette étude confirme par ailleurs que la force électrique est directement liée au courant électrique. En effet, c'est le courant porté par les ions négatifs pour la couronne négative et le courant porté par les ions positifs pour la couronne positive, qui donnent le niveau de force atteint globalement. Cela rejoint l'hypothèse principale du modèle phénoménologique produit dans le chapitre 4. Mais là où le modèle phénoménologique supposait une inactivité de la cathode, le présent chapitre montre que la couronne négative n'est a priori pas à négliger.

Cette étude détaillée permet d'estimer les forces opposées des couronnes positive et négative du dispositif décrit sur les expériences de Séraudie [62], chapitre 3, mais isolées l'une de l'autre. On sait ainsi que pour une tension V_G de 30 kV , les électrodes positive et négative isolées créent toutes deux un courant important. Par contre, on ne sait pas si cette différence de potentiel appliquée au dispositif expérimental constitué des mêmes électrodes séparées de 4 cm , entraînera une activité électrique importante sur les deux électrodes.

Le but est donc maintenant d'effectuer le calcul de la décharge couronne s'établissant entre deux fils. C'est l'objet des deux chapitres suivants, dont le premier présente une étude pseudo 1D et le second une étude 2D du dispositif.

Chapitre 8

Modélisation pseudo 1D du cas expérimental

L'étude du comportement du code sur la configuration Fil - Cylindre positive et Fil - Cylindre négative a apporté des éléments encourageants quant à la crédibilité des modèles physiques et numériques. Le but de ce chapitre est d'ouvrir le champ d'investigation au dispositif expérimental, composé de deux électrodes filaires posées ou incrustées sur une plaque diélectrique. Ce problème est *a minima* un problème bidimensionnel, en supposant une invariance dans la direction des électrodes. Par souci de réduire les coûts de calcul et toujours en vue de disposer de résultats qualitatifs sur le développement d'une telle décharge, un modèle monodimensionnel est proposé dans ce chapitre. On étudie le développement des décharges le long de l'axe inter-électrode en négligeant l'effet du diélectrique. Les particularités de ce modèle pseudo 1D du cas expérimental sont d'abord décrites. Les résultats sont ensuite interprétés en terme de décharge électrique. Ensuite, une étude portant sur l'influence de divers paramètres physiques et numériques renseigne sur le comportement de la décharge, notamment dans deux situations de vol : en écoulement externe à haute altitude et en écoulement interne de moteur au ralenti. Finalement, le vent ionique produit par ce type de décharge est calculé.

Le modèle présenté ici a fait l'objet des communications [37, 38].

8.1 Dispositif Fil - Fil en pseudo 1D

8.1.1 Description de la configuration étudiée

Le dispositif Fil - Fil étudié est représenté en 2D Figure 8.1. On suppose que la paroi n'agit pas sur la décharge, que celle-ci s'effectue librement dans l'espace supérieur. Les conclusions du travail de Moreau [42] sont qu'à la fois le degré d'humidité de l'air mais aussi la nature du diélectrique peuvent modifier les performances de l'actionneur. On simplifie ici le problème.

La géométrie d'électrodes fines (de rayons $r_1 = 0,35$ et $r_2 = 1$ mm) séparées par une distance importante ($d = 40$ mm) provoque une inhomogénéité très importante du champ électrique.

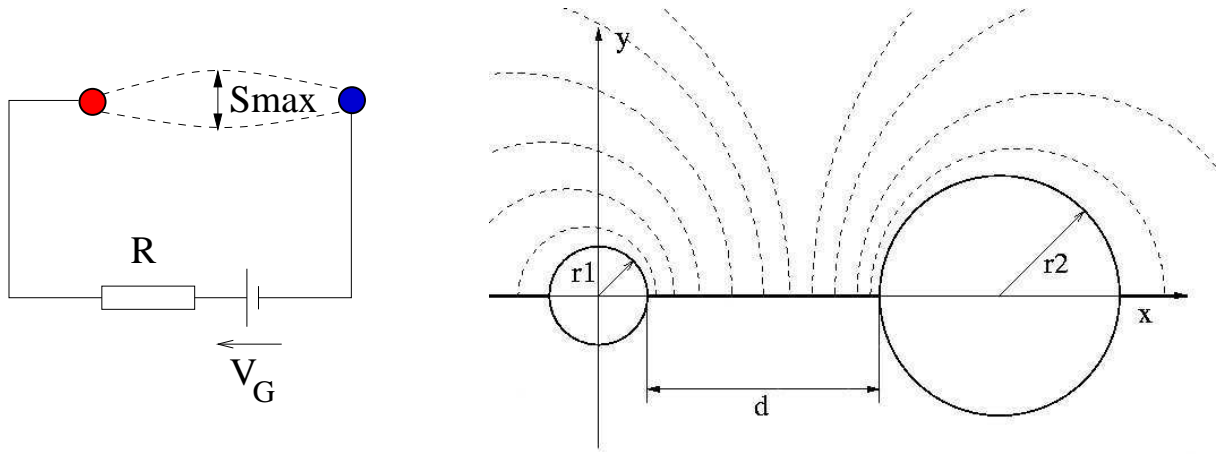


Figure 8.1 – Configuration Fil - Fil et lignes isopotentielles

Celui-ci est très intense près des électrodes, bien moindre entre. Les lignes isopotentielles sont très resserrées près des électrodes, Figure 8.1. Le champ électrique E_{ext} créé par un tel système a une solution analytique, rappelée par Li et Uhm [29], d'après les travaux de Staff et Snider [65]. Si l'anode est portée au potentiel V_a et la cathode à un potentiel nul, alors le potentiel V_{ext} suit l'équation :

$$V_{ext}(x, y) = V_a - \frac{V_a}{2\ln\left(\frac{R}{r_1}\right)} \ln \left(\frac{(x - \beta r_1)^2 + y^2}{(\beta x - r_1)^2 + (\beta y)^2} \right) \quad (8.1)$$

avec $\beta = \frac{CD + r_1^2 + \sqrt{(C^2 - r_1^2)(D^2 - r_1^2)}}{r_1(D+C)}$ et $R = \left| \frac{CD - r_1^2 - \sqrt{(C^2 - r_1^2)(D^2 - r_1^2)}}{(D-C)} \right|$,
où $C = r_1 + d$ et $D = r_1 + d + 2r_2$.

On déduit de l'expression de V_{ext} la valeur du champ électrique E_{ext} sur l'axe $y = 0$ qui nous servira de champ laplacien pour le calcul de la décharge :

$$E_{ext}(x) = \frac{V_a}{\ln\left(\frac{R}{r_1}\right)} \frac{(\beta^2 - 1)r_1}{(x - \beta r_1)(\beta x - r_1)} \quad (8.2)$$

Le champ laplacien E_{ext} doit avoir par définition une divergence nulle. Il faut donc assurer la consistance du champ électrique calculé en 2D, et qui permet de disposer d'un champ non uniforme représentatif du cas expérimental, avec l'approche 1D. Du système 2D, on déduit un système 1D centré sur l'axe des électrodes, système auquel on joint une épaisseur de plasma $S(x)$ sur laquelle on suppose que toutes les variables sont constantes. Dans les nouvelles coordonnées du système, l'équation de Poisson devient alors :

$$\text{div}(E_{ext}) = 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{\partial}{\partial x}(SE_{ext}) = 0$$

Finalement connaissant déjà E_{ext} , on en déduit $S(x)$ à un coefficient multiplicateur près. Ce coefficient peut être déterminé en se fixant l'épaisseur maximale S_{max} du plasma, qui devient

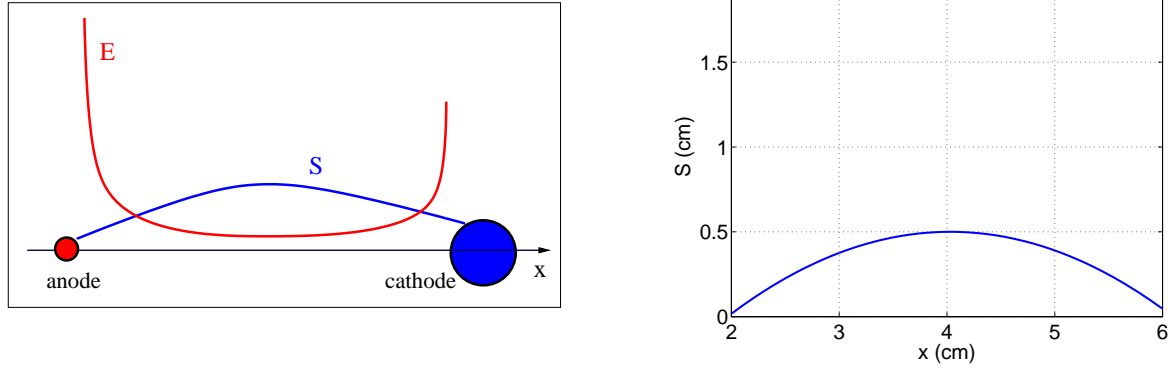


Figure 8.2 – E_{ext} et épaisseur de plasma S typiques pour le modèle pseudo 1D de la configuration expérimentale (gauche) ; véritable tracé de S pour les cas étudiés (droite)

ainsi un paramètre du problème. Une représentation typique de $S(x)$ est donnée Figure 8.2, où apparaît également la répartition du champ extérieur.

On écrit le jeu d'équations monodimensionnelles (6.1) à (6.5) en introduisant la section S définie ci-avant. L'évolution de f est ici donnée par l'équation 8.2 :

$$\frac{\partial f}{\partial x} = -\frac{1}{\ln\left(\frac{R}{r_1}\right)} \frac{(\beta^2 - 1)r_1}{(x - \beta r_1)(\beta x - r_1)} \quad (8.3)$$

On en déduit la valeur de la constante C^t :

$$C^t = -\epsilon_0 R S(r_1) L \frac{1}{\ln\left(\frac{R}{r_1}\right)} \frac{(\beta^2 - 1)r_1}{(r_1 - \beta r_1)(\beta r_1 - r_1)} \quad (8.4)$$

où L est la longueur finie des électrodes.

Le volume de la maille i servant à la résolution des équations (6.18) et (6.19) est :

$$\Delta v_i = L S_i \Delta x_i \quad (8.5)$$

8.1.2 Paramètres du calcul

Les paramètres du calcul sont résumés Tableau 8.1. Les électrodes sont distantes de 4 cm. L'anode a un rayon r_1 de 0,35 mm et la cathode un rayon r_2 de 1 mm. Le domaine de calcul s'étend de l'anode, placée en $x = 2$ cm, à la cathode, placée en $x = 6$ cm. L'anode et la cathode sont reliées à un générateur de tension continue de 40 kV via une résistance de 1 k Ω . Le processus d'ensemencement secondaire d'électrons à la cathode est celui du bombardement ionique, avec un coefficient $\gamma = 10^{-4}$. Les résultats sont présentés pour des maillages uniformes comptant $l_x = 400, 800, 1600$ et 3200 mailles. La longueur des électrodes est de 16 cm. On modélise le domaine d'extension maximal par la zone expérimentale sur lequel l'effet de la décharge sur l'aérodynamique est ressenti, à savoir $S_{max} = 5$ mm, voir Figure 3.5. Il s'agit ici d'un point délicat du modèle, découlant de son caractère monodimensionnel. Le fluide est au repos et aux

r_1	r_2	d	V_G	R	γ	l_x
0,35 mm	1 mm	40 mm	40 kV	1 k Ω	10^{-4}	400 à 3200
L	S_{max}	V_0	P_0	T_0	N_{init}	
16 cm	5 mm	0 m/s	1 bar	300 K	10^3 cm^{-3}	

Tableau 8.1 – Paramètres pour le modèle pseudo 1D de la couronne Fil - Fil

conditions normales de température et de pression. La densité initiale en particules chargées est de 10^3 particules par cm^3 .

Selon la formule de Peek (2.2), le champ électrique critique E_c pour l'initiation de la couronne autour de l'anode, de rayon 0,35 mm, est $E_c = 82 \text{ kV/cm}$. Pour la cathode, de rayon 1 mm, $E_c = 61 \text{ kV/cm}$. Dans le cas étudié ici, le champ électrique maximal est de 137 kV/cm près de l'anode et 49 kV/cm près de la cathode, d'après (8.3). Les conditions pour le déclenchement de la décharge sont donc réunies seulement autour de l'anode. Ceci ne signifie cependant pas que la cathode n'a aucun effet sur la décharge comme le montre le paragraphe suivant présentant les résultats obtenus.

8.2 Résultat des simulations numériques

Dans ce paragraphe, nous présentons tout d'abord les résultats de simulation numérique en terme de courant électrique. Deux régimes de décharge ont été observés. Le premier, qui est solution mathématique du modèle, est un régime continu. Le second fait apparaître des pulses de courant qui rejoignent qualitativement les observations expérimentales. Une étude détaillée montre que l'effet de la diffusion numérique est la raison de l'apparition de ces pulses. Cela suggère qu'un modèle de diffusion approprié permettrait d'obtenir des pulses sur des calculs convergés. Une étude paramétrique dégage ensuite les principales tendances du comportement des décharges, notamment dans des conditions d'utilisation proches des conditions aéronautiques. Enfin, l'effet des décharges est testé sur un écoulement aérodynamique, étude qui montre une bonne estimation du vent ionique.

8.2.1 Courant électrique

Le courant électrique est représenté Figure 8.3 en fonction du maillage utilisé. Les maillages les plus fins, avec 1600 et 3200 mailles, donnent une solution identique qui fait état d'un courant continu tendant vers une valeur asymptotique de 0,3 mA environ après quelques pulses initiaux. Le cas à 800 mailles décrit également un tel régime continu, au contraire du cas à 400 mailles qui, après des pulses initiaux très énergétiques suivis d'une phase transitoire, mène vers un régime régulier de pulses de courant.

Ce régime de pulses n'est pas la solution mathématique du modèle pseudo 1D, représentée par le courant continu. A prime abord, ce régime ressemblait pourtant à un régime physique. Il se rapproche par ailleurs qualitativement des résultats obtenus sur les décharges couronnes Fil

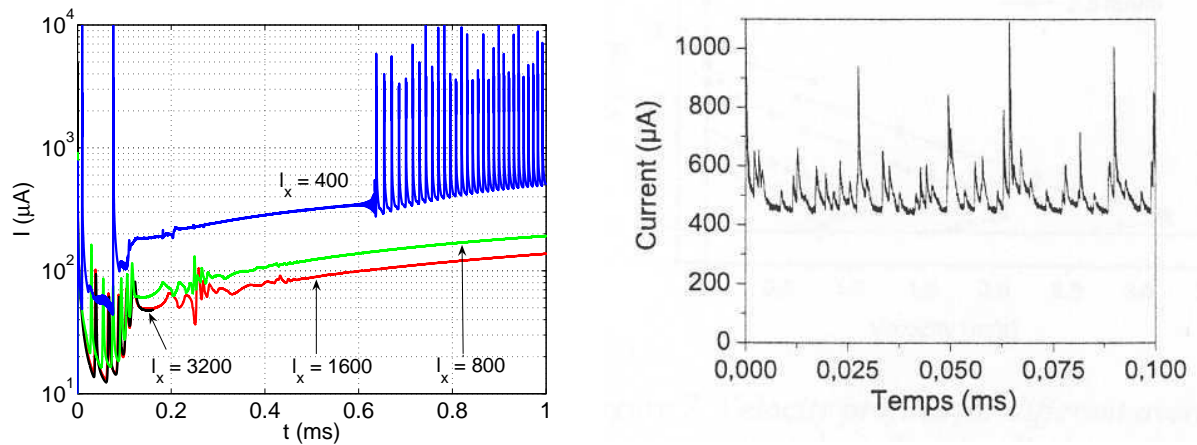


Figure 8.3 – Courant de décharge obtenu par le modèle pseudo 1D, effet du maillage (gauche) ; courant obtenu par Pons [52]

- Cylindre. Dans le paragraphe suivant, une étude détaillée permet d'expliquer pourquoi de tels pulses apparaissent. La diffusion est identifiée comme étant un phénomène important dans la dynamique du dispositif. On s'attache ensuite à décrire le régime solution du modèle physique et numérique.

8.2.2 Obtention du régime de pulses

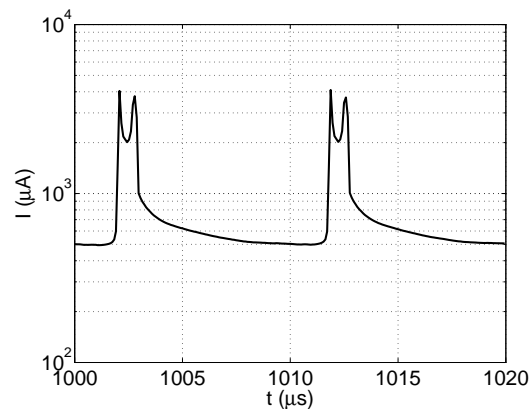


Figure 8.4 – Détail du courant électrique du régime pulsé obtenu avec 400 mailles

Pour le cas de calcul constitué de 400 mailles, le régime établi est constitué de pulses durant lesquels les espèces chargées sont créées. On prend comme origine des temps, pour les figures suivantes, le temps $t = 1$ ms. La courbe de courant, Figure 8.4, montre que les pulses se divisent en fait en deux pics. Ces pics sont produits de la manière suivante. Dans un premier temps, des électrons germes proches de la cathode initient une avalanche électronique en quelques dizaines de nanosecondes, Figure 8.5. Le nombre d'électrons produits s'estime grâce au tracé des densités en ions positifs et négatifs, Figure 8.7. La décharge couronne négative initiale permet de disposer

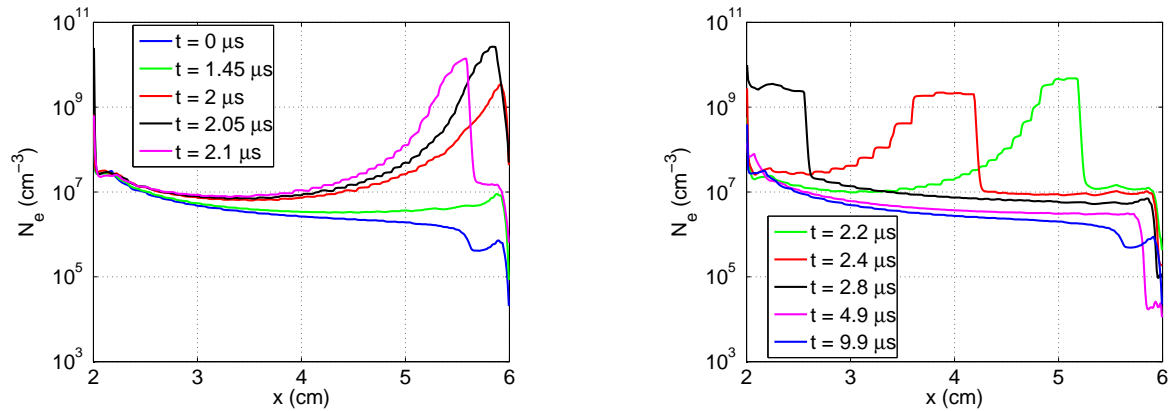


Figure 8.5 – Densité en électrons durant les phases d’avalanche à la cathode (gauche) puis de transport vers l’anode et de retour aux conditions initiales (droite)

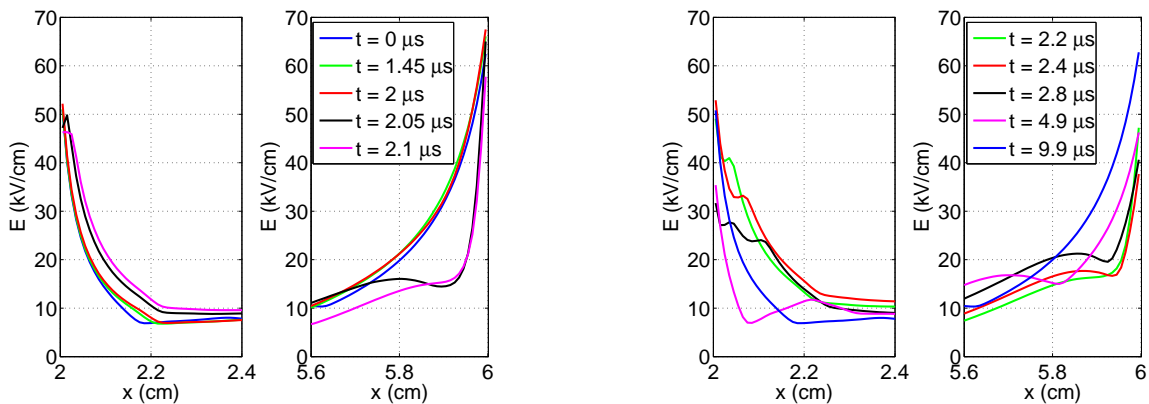


Figure 8.6 – Champ électrique durant les phases d’avalanche à la cathode (gauche) puis de transport vers l’anode et de retour aux conditions initiales (droite)

de plus de $5 \cdot 10^{11}$ électrons par cm^3 . La charge d’espace qui se crée lors du mouvement des espèces chargées est suffisante pour diminuer sensiblement le champ électrique dans la zone cathodique, Figure 8.6, et provoquer l’extinction de l’avalanche électronique (à l’instant $t = 2 \mu\text{s}$ environ).

Dans un deuxième temps, les espèces chargées se meuvent sous l’effet du champ électrique. Dans leur déplacement vers l’anode, une grande partie des électrons est attachée aux molécules d’oxygène. Leur nombre passe ainsi de quelque $5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ à environ $5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$. Cependant ce niveau reste important lors de leur arrivée à l’anode et il se produit dans cette zone de champ fort un deuxième pic de courant, observable sur la courbe de courant Figure 8.4. Par la création d’une charge d’espace positive importante, le champ à l’anode est fortement diminué et l’avalanche électronique est stoppée. Un pulse est ainsi la somme d’un pulse de courant se déclenchant à la cathode suivi d’un pulse à l’anode. Le délai entre le pulse cathodique et le pulse anodique est de l’ordre de 500 ns. La vitesse moyenne des électrons est ainsi d’environ 10^6 cm/s dans l’espace inter-électrode. Il s’en suit une période de retour aux conditions initiales, par le déplacement progressif des espèces chargées vers l’électrode de signe opposé. Les ions négatifs apparaissent

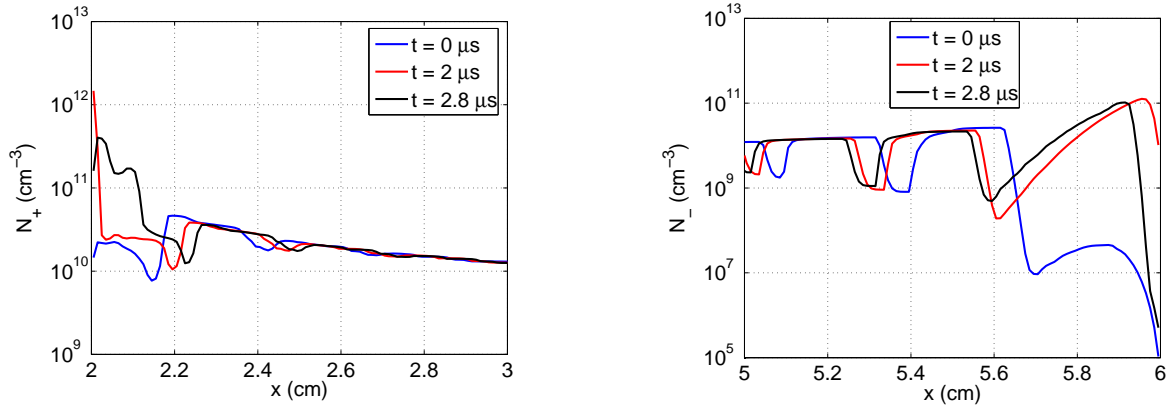


Figure 8.7 – Densité des ions positifs dans la région anodique (gauche) et densité des ions négatifs dans la région cathodique (droite)

ainsi sous la forme de créneaux se déplaçant vers l’anode à la vitesse approximative de 300 m/s. Ils s’agglutinent alors sous forme d’un nuage dont la densité est d’environ 10^{10} ions par cm^3 . Les ions positifs atteignent également ce niveau de densité. Lorsque le champ électrique est suffisant à la cathode, un nouveau pulse est initié.

Malgré une intensité d’un ordre de grandeur supérieur aux mesures, les pulses observés ici pouvaient à prime abord donner à penser que le modèle pseudo 1D était capable de décrire les pics de courant expérimentaux. Le régime de décharge obtenu avec le maillage à 400 mailles n’est cependant pas la solution du modèle pseudo 1D. On souhaite expliquer la raison de son apparition.

Le régime de pics de courant apparaît après l’amplification d’instabilités au temps $t \simeq 0,6$ ms. On obtient ensuite un régime régulier de pulses. Après une étude détaillée, il apparaît que ce régime fait suite aux tous premiers temps de la décharge, qui diffèrent selon que l’on utilise un maillage suffisamment raffiné ou non. Lorsque le maillage est peu raffiné, il se crée un déséquilibre entre le gain d’électrons lors des réactions d’ionisation et leur transport par le champ électrique. Dans ce cas, le transport est sous estimé. L’ionisation étant un phénomène exponentiel, le surplus d’électrons dû à cette sous estimation du transport provoque un phénomène brusque d’avalanche électronique, phénomène qui n’est pas observé lorsque le maillage est plus fin. On peut également étudier ce qui se passe près des électrodes lors des pics de courant. Pour être bien décrites, les zones d’avalanche électronique doivent contenir un nombre suffisant de mailles de calcul. La taille de ces zones est approximativement la distance entre l’électrode et le lieu où le champ électrique n’est plus suffisant pour entretenir une ionisation supérieure à l’attachement électronique. Dans le cas de l’air à la pression atmosphérique, ce champ critique est d’environ 30 kV/cm. On note respectivement h_a et h_c , le nombre de mailles comprises dans les zones d’avalanche électronique autour de l’anode et autour de la cathode, Figure 8.8. Lors des pulses, le champ électrique se concentre près des électrodes. Si avant le pulse, la zone de multiplication des charges comporte une douzaine de mailles à la cathode, ce nombre tombe à 1 lors du pic. L’évolution est identique

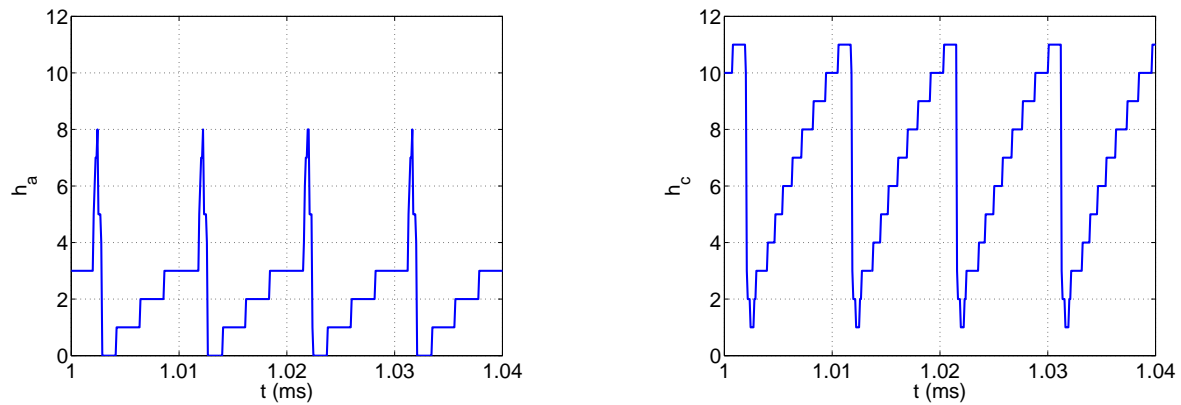


Figure 8.8 – Nombre de mailles décrivant les zones d’avalanche électronique à l’anode (gauche) et à la cathode (droite)

à l’anode. Ce nombre est trop faible et provoque une transition brutale des conditions d’entretien de la décharge, qui se traduit par une dynamique très instable.

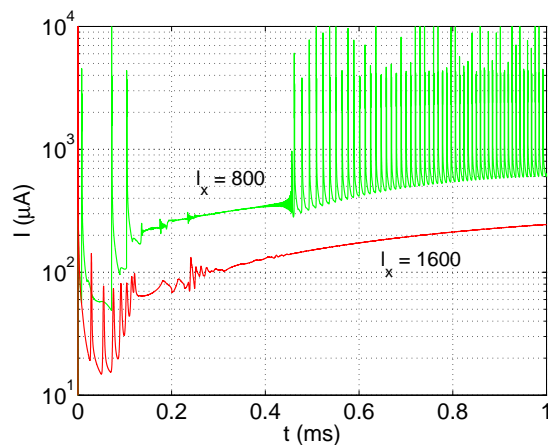


Figure 8.9 – Effet d’un schéma numérique plus diffusif sur les régimes de décharges

Effet de la diffusion L’apparition des pulses de courant pour le cas à 400 mailles est représentative de l’effet de la diffusion numérique. Cette tendance se confirme si le schéma d’intégration spatiale, du deuxième ordre, est dégénéré à l’ordre 1 dans les zones proches des électrodes. La Figure 8.9 représente le courant électrique obtenu lorsque le limiteur de pente des équations (6.14) et (6.15) est nul sur les mailles $i = 1$ et $i = l_x$. Cela revient à accentuer la diffusion numérique sur les mailles en contact avec la cathode et l’anode. On observe alors le même régime de pulses tel que décrit précédemment sur une plus large gamme de maillage (800 mailles). L’étude de convergence en maillage montre à nouveau que le régime continu est la solution du modèle mais il apparaît clairement que l’effet d’une diffusion est particulièrement important dans le domaine de la simulation des décharges électriques. Pour parvenir à simuler ces régimes de décharges pul-

sées, qui reproduisent de façon intéressante les observations expérimentales, un modèle prenant en considération un transport diffusif plus adapté semble nécessaire. Une voie possible de développement est donc de déterminer des modèles de décharges plus fins dans les régions proches des électrodes.

8.2.3 Description du régime continu

Le régime continu, solution du modèle, apporte des réponses intéressantes quant à la nature des phénomènes importants dans les décharges électriques et à leur effet sur l'aérodynamique. Ces résultats sont présentés dans ce qui suit.

Le cas à 800 mailles voit se succéder plusieurs pics de courant initiaux de faible amplitude avant d'atteindre un régime durant lequel le courant de décharge augmente progressivement, mais sans l'apparition de pulses. Cette augmentation marque néanmoins l'existence d'une activité électrique importante puisque le niveau du courant est de 0,2 à 0,3 mA. Rapporté à la longueur des électrodes, le courant linéique est d'environ 1,2 à 1,8 A/m. Pour une différence de potentiel de 34 kV, Pons obtient un courant de 0,5 mA avec une longueur d'électrode de 30 cm, Figure 8.3; le courant linéique correspondant est ainsi de 1,5 mA/m [52]. Séraudie obtient un courant de l'ordre de 0,5 mA pour une longueur d'électrode de 16 cm et une différence de potentiel de 30 kV, soit un courant linéique de 3 mA/m [61] (voir chapitre 3). Le présent modèle estime donc bien l'ordre de grandeur de la composante continue du courant.

Les courbes représentées sur les figures suivantes sont représentatives d'instantanés très éloignés, relativement à l'échelle de temps des pulses observés sur le cas à 400 mailles. Ainsi, en l'espace de 90 μ s, le niveau d'électrons reste identique, Figure 8.10. Ce niveau, bien que n'atteignant que 10^7 électrons par cm^3 environ, traduit une constante production d'espèces chargées. C'est la raison pour laquelle le courant atteint les 0,2 mA. Le régime auto entretenu observé ici s'explique de la manière suivante. Des électrons émis lors du bombardement ionique de la cathode, se multiplient par avalanche électronique pour atteindre le niveau de quelques 10^7 cm^{-3} à 2 mm de la cathode. Le niveau en ions positifs est de 10^{10} cm^{-3} , Figure 8.11. C'est la production continue d'électrons et d'ions qui permet d'atteindre ce niveau important, les ions restant plus longtemps dans le domaine du fait de leur faible vitesse. En ce sens, on se rapproche ici du régime observé sur la configuration Fil - Cylindre négative détaillée paragraphe 7.2.1. On se situe dans un régime continu.

Le courant est aussi tributaire de ce qui se passe à l'anode. Les électrons dérivent jusqu'à l'anode où l'ionisation est plus importante. On atteint plus de 10^8 électrons et 10^{10} ions par cm^3 . Les ions positifs dérivent alors vers la cathode pour fournir lors de son bombardement les électrons nécessaires à l'entretien du régime continu, durant lequel le champ électrique reste le même, Figure 8.10. Le fait que le champ électrique soit supérieur à la cathode s'explique par le fait que la charge d'espace est globalement positive car l'anode produit plus d'ions positifs que la cathode d'ions négatifs. En premier lieu, l'anode est plus fine que la cathode. Ensuite, Les

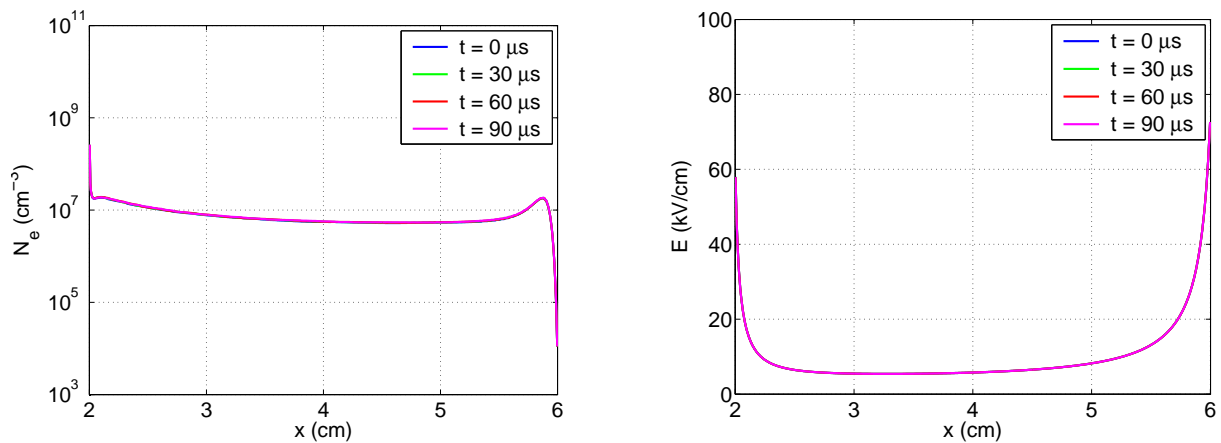


Figure 8.10 – Densités en électrons (gauche) et champ électrique (droite) obtenus par le modèle pseudo 1D avec 800 mailles

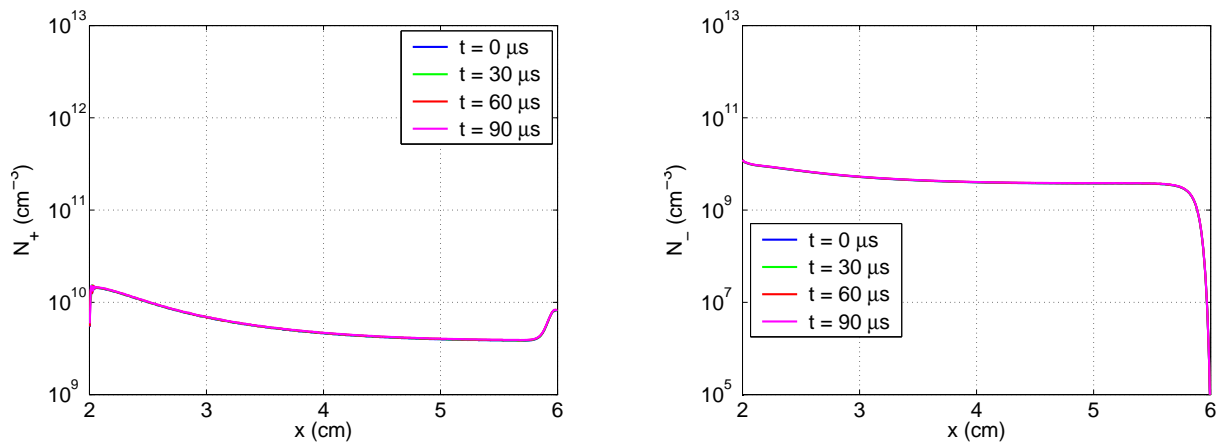
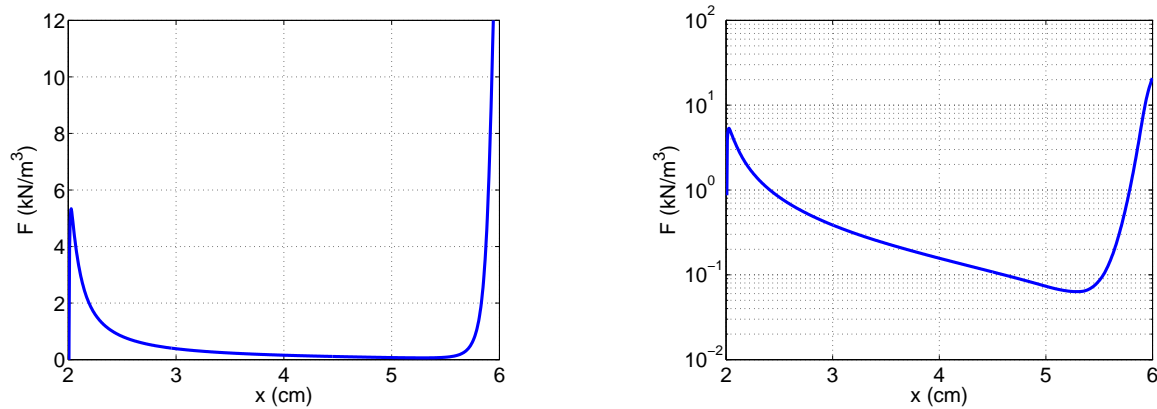


Figure 8.11 – Densités en ions positifs (gauche) et en ions négatifs (droite) obtenus par le modèle pseudo 1D avec 800 mailles

ions positifs sont créés plus facilement que les ions négatifs. En effet, les électrons ne s'attachent pas instantanément aux neutres alors qu'à chaque électron créé correspond un ion positif dont le temps de vie n'est menacé que par les recombinaisons (que subissent aussi les ions négatifs). Par ailleurs, lorsque le nuage d'électrons produits à la cathode rejoint l'anode, il se produit une avalanche électronique dans un milieu préionisé. Celle-ci est donc plus efficace et l'on obtient des niveaux d'ions positifs plus élevés. Même si ces explications physiques semblent suffisantes pour expliquer l'effet important de la charge positive sur le champ électrique, il convient de rappeler que le modèle pseudo 1D entraîne un calcul particulier de ce champ électrique. Le champ électrique extérieur est calculé en 2D afin de disposer d'un champ non uniforme caractéristique des couronnes. Par contre, le champ dû à la charge d'espace est calculé en 1D. Même si l'on suppose que le plasma s'étend sur une épaisseur finie $S(x)$, cela ne correspond pas au cas réel. Cela se traduit donc par une redistribution approximative du champ électrique.

Figure 8.12 – Force électrique du régime continu ($l_x = 800$)

Du point de vue de l'aérodynamicien, la production majoritaire d'ions positifs se traduit par une force électrique dirigée de l'anode vers la cathode et dont l'amplitude est d'environ 5 kN/m^3 à l'anode et 10 kN/m^3 à la cathode, Figure 8.12. Dans l'espace inter électrode la force reste positive, ce qui indique à nouveau la présence majoritaire d'ions positifs. Les niveaux de force atteints sont du même ordre de grandeur que les modèles de décharge Fil - Cylindre. De tels niveaux, on l'a vu au chapitre 4, sont capables d'agir sur les écoulements de façon significative. Avant d'en faire la démonstration, une étude paramétrique permet, dans le paragraphe suivant, d'affiner le comportement du modèle.

8.3 Variation des paramètres de la décharge

Le modèle pseudo 1D de la décharge se produisant entre deux fils permet d'obtenir des courants électriques proches des mesures. La composante continue du courant est ainsi bien estimée. Une étude de l'influence de divers paramètres est proposée dans ce paragraphe, dont le but est de dégager des tendances sur le comportement des décharges.

Les décharges électriques dépendent très fortement des conditions d'utilisation. Un exemple de cette dépendance est illustré par les courbes de Paschen, dont une illustration est donnée Figure 2.5. On y voit ainsi que la tension de claquage de l'air dépend du produit $P \times d$ de la pression et de la distance inter-électrodes. La décharge dépend a priori de tous les paramètres physiques et numériques utilisés. Dans ce qui suit, on étudie l'influence séparée de la différence de potentiel, de la pression, du bombardement ionique, de la cinétique choisie, de la résistance du circuit extérieur et de la vitesse de l'écoulement externe par rapport aux cas convergés. Par la suite, une étude visant à dégager les tendances essentielles quant à l'utilisation des actionneurs dans des conditions proches de celles rencontrées dans le domaine de l'aéronautique montre que le modèle pseudo 1D offre des résultats physiquement réalistes.

8.3.1 La différence de potentiel

les courants électriques obtenus pour des différences de potentiel de 30, 35, 40 et 45 kV sont présentés Figure 8.13.

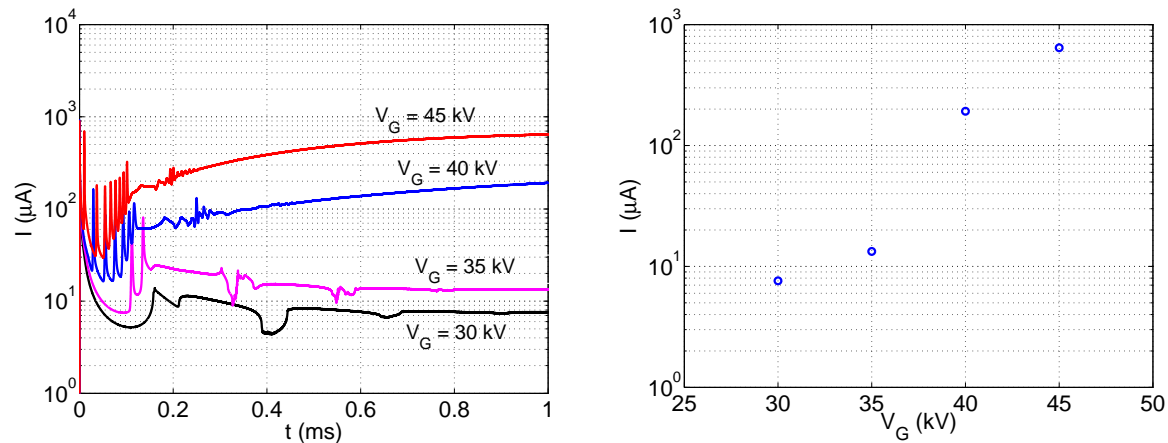


Figure 8.13 – Effet de la différence de potentiel

Le régime de décharge varie selon la différence de potentiel appliquée. Si elle est trop faible, c'est-à-dire plus faible qu'une valeur seuil comprise entre 35 et 40 kV, le courant cesse de croître après un ou deux pics de courant. Le courant collecté diminue pour atteindre des valeurs de quelques μA . L'ionisation n'est pas assez forte pour déclencher des avalanches électroniques suffisamment énergétiques. Lorsque l'on augmente la différence de potentiel, les phénomènes électroniques sont favorisés. Le cas à 45 kV montre ainsi une augmentation plus rapide du courant à des valeurs de 0,6 à 0,7 mA. Le courant transporté est plus important du fait d'une cinétique chimique plus explosive et d'un mouvement plus rapide des charges. L'effet de seuil apparaît nettement sur la courbe de droite, Figure 8.13, représentative de la caractéristique courant-tension.

Le modèle pseudo 1D surestime la valeur de la tension à appliquer par rapport au cas expérimental pour lequel la tension appliquée est proche de 30 kV. Ici, le courant de décharge croît pour une valeur comprise entre 35 et 40 kV. Cette différence connue et notée, on étudie cependant l'influence des paramètres afin de dégager des tendances sur le développement des décharges et de déterminer quels phénomènes jouent un rôle prépondérant dans nos simulations.

8.3.2 La pression

L'influence de la pression apparaît Figure 8.14. Les pressions considérées sont 0,4, 0,9, 1, 1,1 et 4 bars.

Une diminution de la pression a le même effet qu'une augmentation de la différence de potentiel. Pour s'en convaincre, il suffit de revenir à la Figure 2.5 représentative des courbes de Paschen. Les collisions diminuant à cause de la raréfaction des molécules neutres, les électrons acquèrent plus d'énergie entre chacune de ces collisions et l'ionisation s'en trouve décuplée. Les résultats

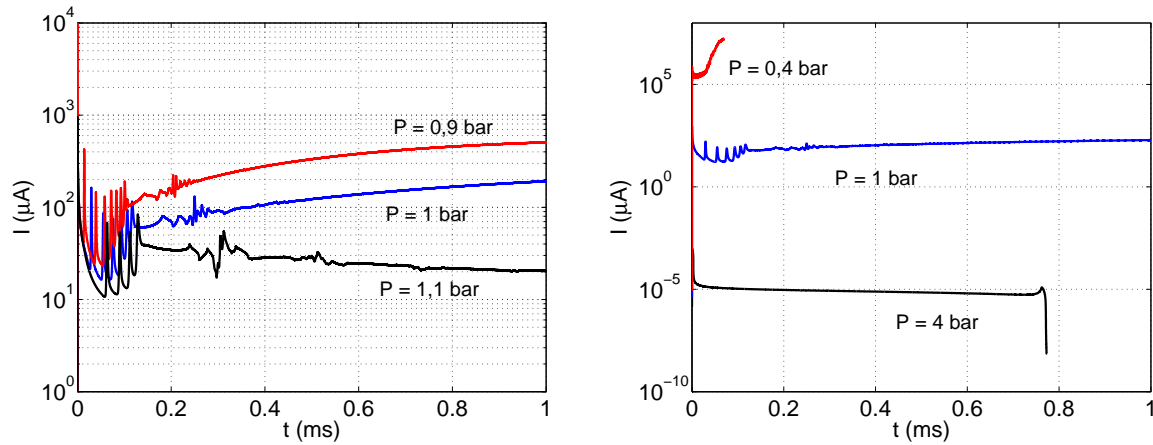


Figure 8.14 – Effet de la pression

obtenus pour une pression de 0,9 bars se rapprochent ainsi de ceux obtenus pour une différence de potentiel de 45 kV. Une variation même faible de la pression implique un changement notable de l'intensité du courant électrique. Le cas $P = 1,1 \text{ bar}$ s'apparente à l'utilisation d'une tension de 35 kV. Lorsque la pression est très élevée (cas $P = 4 \text{ bar}$), la décharge n'a pas lieu. Cette fois-ci, les collisions sont trop fréquentes pour que les électrons puissent acquérir une énergie suffisante à l'ionisation des neutres. Le cas opposé d'une pression très faible (cas $P = 0,4 \text{ bar}$) se traduit par un effet diamétralement opposé, à savoir que la décharge devient très énergétique, pour atteindre des courants de plusieurs ampères. Dans la réalité, on observerait le passage à l'arc, c'est-à-dire une étincelle de plusieurs ampères. Le code développé n'a pas pour ambition de simuler les arcs électriques, ne possédant pas les éléments de modélisation correspondant à ce phénomène, mais la tendance exprimée ici est réaliste. Cette tendance est également observée expérimentalement, Figure 1.4 sur laquelle on voit qu'à mesure que la pression diminue, la tension appliquée doit être abaissée pour obtenir un même courant de décharge.

8.3.3 La résistance

Pour des valeurs de la résistance du circuit extérieur de $1 \text{ k}\Omega$ à $1 \text{ M}\Omega$, l'évolution du courant électrique est la même, Figure 8.15. Ceci indique que le circuit extérieur n'a pas de grande influence sur le régime de décharge observé pour des résistances allant jusqu'à $1 \text{ M}\Omega$. Pour les valeurs plus élevées (cas $R = 100 \text{ M}\Omega$), la décharge est modifiée. En augmentant la résistance, on augmente la chute de potentiel aux bornes des électrodes, ce qui a tendance à défavoriser le passage d'un courant important. Pour un courant de l'ordre de $0,1 \text{ mA}$, la tension aux bornes d'une résistance de $100 \text{ M}\Omega$ est de 10 kV . Une telle chute de potentiel entraîne l'arrêt des avalanches électroniques comme le montre l'étude sur l'influence de la tension du générateur. La décharge ne peut donc pas s'initier de la même façon que pour des résistances faibles.

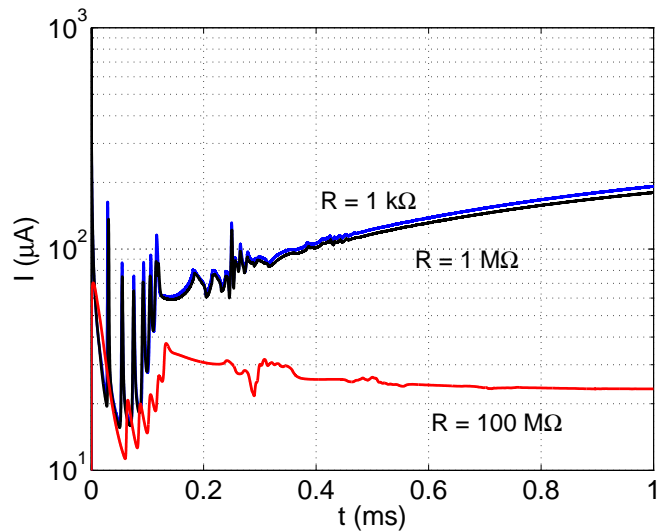


Figure 8.15 – Effet de la résistance du circuit extérieur

8.3.4 L'écoulement externe

Dans le cadre de l'électroaérodynamisme, la décharge est soumise à un écoulement externe. On souhaite ainsi déterminer l'influence de la vitesse de l'air sur le développement de la couronne Fil - Fil.

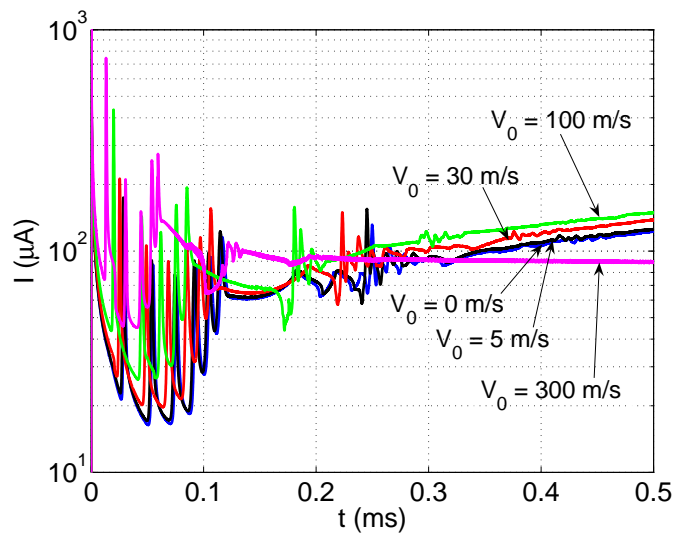


Figure 8.16 – Effet de la vitesse de l'écoulement porteur

La Figure 8.16 montre que pour des vitesses faibles (inférieures à 30 m/s) dirigées vers la cathode, la décharge s'établit de façon pratiquement identique. Tout dépend du ratio entre la vitesse des ions lors de leur dérive dans le champ électrique, dont la vitesse est de l'ordre de 300 à 500 m/s, et la vitesse V_0 de l'écoulement.

externe compte pour près de 10 % du transport total et l'effet est déjà visible. Le cas $V_0 = 300$ m/s indique que la décharge s'entretient plus difficilement lorsque l'on atteint des vitesses trop élevées. La décharge est soufflée et ne subsiste qu'une ionisation que très partielle du milieu, faisant état d'un courant de quelques dizaines de μA .

8.3.5 La cinétique chimique

Dans notre modèle, les sources d'électrons autres que l'ionisation et le bombardement ionique sont le détachement électronique et la photoionisation. Avant de tester l'influence du bombardement ionique, on s'intéresse à celle des sources en volume (non illustré).

L'extinction de tous les processus chimiques, hormis l'ionisation se traduit par un arrêt très rapide des calculs après le pic de courant initial. La raison en est que le courant électrique change de signe, événement qui est traité numériquement par un arrêt du calcul. Ceci indique que la charge d'espace créée est si élevée que le champ électrique change localement de signe, impliquant un transport inverse des espèces chargées. Les phénomènes de recombinaison et d'attachement électronique permettent de lutter contre ce problème, qui n'est que relatif tant un modèle uniquement composé de l'ionisation paraît maigre.

La photoionisation ne joue pas ici de rôle particulier dans le développement de la décharge. Ceci s'explique par le fait que dans les régimes observés, c'est la couronne négative qui déclenche la décharge. Au contraire des couronnes positives, la photoionisation n'est pas une source primordiale d'électrons pour les couronnes négatives. Le détachement électronique ne semble pas non plus avoir une influence importante sur l'initiation et le développement de la décharge. Hormis l'ionisation et la photoionisation, c'est la seule source en volume du modèle physique. C'est aussi la seule qui puisse produire des électrons sur des échelles de temps longues, lors des collisions entre métastables et ions négatifs. Cependant, le modèle est également composé d'une source d'électrons secondaires produits en surface de la cathode, qui peut expliquer l'entretien de la décharge. Dans le paragraphe suivant, l'importance du bombardement ionique est démontrée.

8.3.6 Le bombardement ionique

La génération d'électrons secondaires dans le régime auto entretenu de Townsend, pour les faibles pressions, est attribuée au bombardement de la cathode par les ions positifs. Il s'agit d'une source supplémentaire d'électrons permettant l'entretien des décharges, comme expliqué au paragraphe 2.3.1. Ce processus revêt une grande importance quant à l'évolution du courant électrique, Figure 8.17. Lorsque le coefficient d'émission secondaire est plus faible qu'une valeur seuil comprise entre 10^{-5} et 10^{-4} , le courant électrique décroît vers des valeurs de quelques μA . Le nombre d'électrons secondaires est trop faible pour entretenir durablement la décharge. Cette valeur seuil dépassée, le courant obtenu est d'autant plus élevé que l'émission secondaire est favorisée.

En utilisant une valeur nulle du coefficient d'émission secondaire, la décharge s'arrête du fait d'un nombre trop faible d'électrons. Numériquement, cela se traduit par la diminution du pas

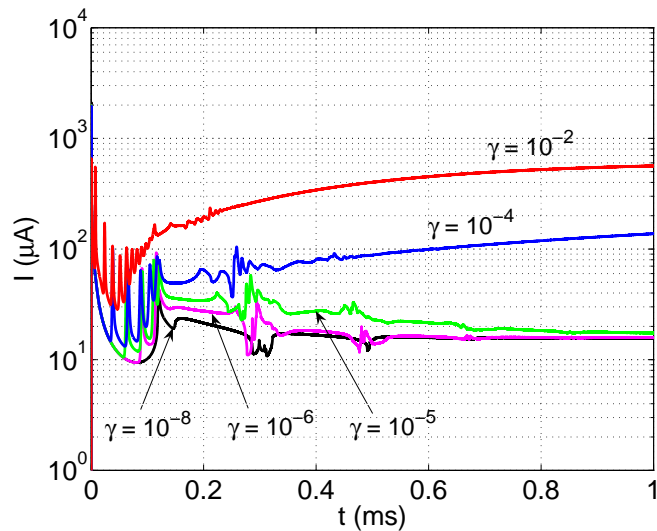


Figure 8.17 – Effet du bombardement ionique

de temps à des valeurs extrêmement faibles permettant de satisfaire la condition d'une variation progressive des densités (voir paragraphe 6.2.4). Le bombardement ionique est donc un paramètre essentiel à l'entretien des décharges dans le modèle présent. La cathode joue ainsi un rôle très important.

8.4 Application à des configurations aéronautiques

Après cette description détaillée de la décharge Fil - Fil au moyen du modèle pseudo 1D et afin de compléter l'étude paramétrique sur l'influence des paramètres du calcul, on s'intéresse désormais au développement de la décharge dans des conditions d'utilisation rencontrées dans le domaine de l'aérodynamique. Les configurations testées sont tout d'abord un écoulement externe à haute altitude, puis un écoulement interne de type moteur au ralenti. Ces deux configurations sont différenciées en terme de pression, température et vitesse d'écoulement. Le but est de déterminer dans chaque cas la plage de différences de potentiel qui permet de déclencher la décharge électrique. On souhaite dégager les tendances fortes du modèle afin de déterminer s'il est possible d'utiliser les décharges couronnes dans des conditions extrêmes.

8.4.1 Vol à haute altitude

Une utilisation envisagée des plasmas est le contrôle des décollements ou encore celui de la transition laminaire-turbulent sur les voilures des avions. L'actionneur à décharges couronnes Fil - Fil doit pouvoir fonctionner dans les conditions de haute altitude. Pour un avion volant en régime subsonique, il n'y a pas de choc aérodynamique et on peut assimiler les conditions de vol sur la paroi aux conditions extérieures si on néglige les variations provoquées par le mouvement de l'obstacle : $P \simeq 0,4$ bar et $T \simeq 240$ K à l'altitude 8 km. Dans ces conditions, la vitesse du son

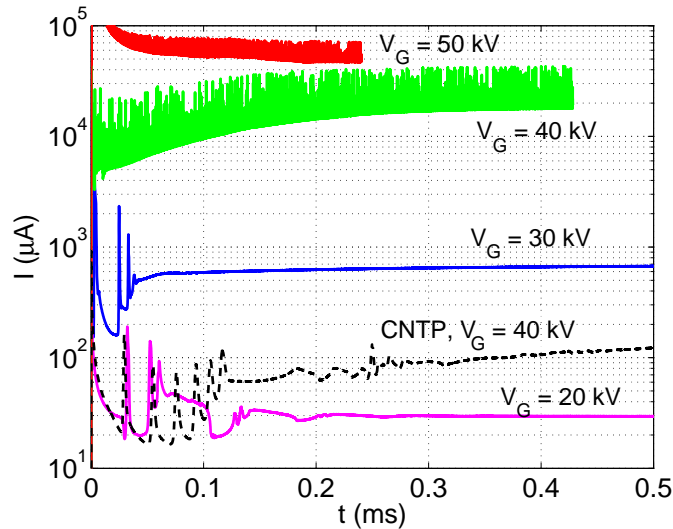


Figure 8.18 – Comportement de la décharge en condition de haute altitude

est de 300 m/s environ. Pour le cas présenté ici, la vitesse est $V_0 = 300$ m/s. On se place donc en régime transsonique. On suppose cependant que l'actionneur est placé en amont de tout choc et les conditions utilisées pour le calcul sont les conditions extérieures à haute altitude.

Pour une différence de potentiel identique à celle utilisée dans les conditions naturelles de pression et de température, c'est-à-dire $V_G = 40$ kV, la décharge électrique est très énergétique, Figure 8.18. Le courant est de plus de 10 mA. La décharge s'initie plus facilement du fait d'une densité de l'air plus faible. Le paramètre important pour le calcul des coefficients de réactions est le rapport E/N du champ électrique et du nombre de particules par unité de volume. Au niveau du sol, ce nombre est $N_0 = 2,6 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$; à l'altitude considérée, $N = (P/P_0)(T_0/T)N_0 = 0,5 N_0$. Pour une même différence de potentiel, le rapport E/N est donc doublé et le courant électrique est plus important. Le cas $V_G = 30$ kV indique que la décharge est initiée et que le courant électrique tend vers une valeur constante de 1 mA environ. On se rapproche des résultats obtenus sur la configuration au sol (cas CNTP). On peut donc estimer qu'une tension de 10 kV inférieure à celle utilisée au sol suffira à déclencher la décharge électrique. Il existe toujours un seuil en deçà duquel l'ionisation ne sera pas assez efficace. Pour $V_G = 20$ kV, la décharge ne s'entretient pas correctement sur des temps longs et pour $V_G = 10$ kV, elle ne s'initie pas (non illustré).

8.4.2 Régime de ralenti moteur

Une autre application envisagée des actionneurs plasmas est l'amélioration de la pulvérisation des nappes de carburant dans les chambres de combustion des moteurs aéronautiques. Cette pulvérisation est défectueuse dans les régimes de réallumage en altitude ou de ralenti. Dans ces régimes, les écoulements d'air servant à déstabiliser les nappes de carburant liquide pour les faire éclater en de fines gouttelettes, ne sont pas assez rapides. Larricq utilise alors les décharges

couronnes et à barrière diélectrique pour imprimer une quantité de mouvement supplémentaire à l'air et montre un effet positif sur la déstabilisation des nappes [27]. Dans le cadre du travail de thèse présent, on souhaite dégager une tendance sur la différence de potentiel à appliquer dans les conditions de température, pression et vitesse observées dans une chambre de combustion d'un moteur en régime ralenti. Ces conditions sont typiquement $P = 4$ bar, $T = 500$ K et $V_0 = 30$ m/s (Cazalens, SNECMA, communication privée).

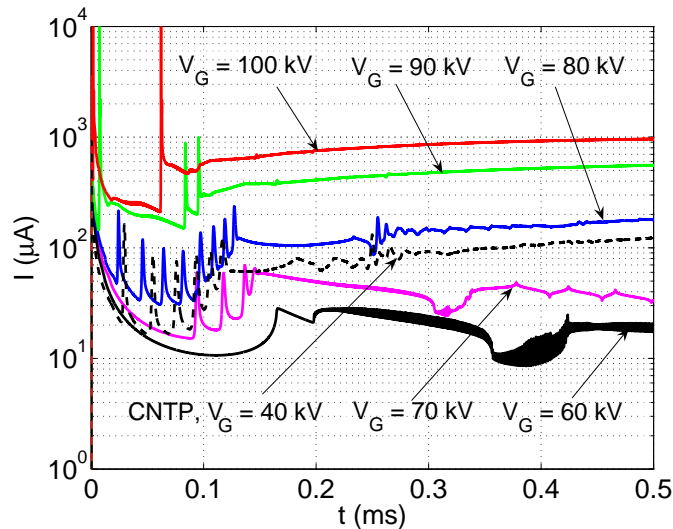


Figure 8.19 – Comportement de la décharge en condition de ralenti moteur

Une différence de potentiel de 40 kV ne suffit plus à déclencher les décharges couronnes, ni même une tension de 70 kV, Figure 8.19. La densité de l'air est en effet $N = 2,4 N_0$, ce qui implique, à différence de potentiel donnée, une réduction du champ électrique réduit E/N de plus de la moitié. Les électrons ne sont pas assez accélérés pour qu'ils puissent ioniser les neutres en les percutant. Le courant électrique ne dépasse pas les $30 \mu\text{A}$. D'après la courbe de courant du cas $V_G = 80$ kV, on peut estimer que la décharge se déclenche et s'entretient correctement pour une valeur comprise entre 70 et 80 kV. Le cas $V_G = 100$ kV présente un courant plus important, de l'ordre de 1 mA, sans pour autant entraîner un passage à l'arc. La gamme de tension utilisables paraît donc très étendue, ce qui permettrait de faire passer des courants plus importants.

8.4.3 Bilan

Les deux cas extrêmes d'utilisation possible des actionneurs à décharges couronnes dans le domaine de l'aéronautique présentés indiquent que la gamme de tensions à appliquer reste dans le domaine du réalisable, à savoir des tensions maximales de 100 kV. Il s'agit ici d'une estimation, qui ne garantit pas le succès final des actionneurs, mais qui va dans le sens d'une poursuite des investigations expérimentales et numériques.

8.5 Bilan du modèle électrique

Le modèle pseudo 1D n'a pas pour vocation de répondre définitivement au problème des décharges couronnes entre deux fils, mais plutôt de dégager des tendances et de s'assurer que les modèles physique et numérique choisis puissent décrire les phénomènes expérimentaux de façon qualitative, puis quantitative. En ce sens, l'étude présentée dans ce chapitre confirme la capacité du modèle physique à retrouver des résultats expérimentaux, notamment en terme de composante continue du courant électrique. Dans le modèle, l'intensité du courant est directement proportionnelle à l'épaisseur maximale S_{max} d'extension du plasma. Celle-ci a été estimée à partir des observations expérimentales et permet d'obtenir des courants proches des mesures. Cela signifie que les principaux phénomènes physiques ont bien été considérés.

Un des enseignements apportés par la présente étude est que le bombardement ionique est un phénomène essentiel du modèle. Un coefficient d'émission secondaire faible se traduit par un entretien plus difficile de la décharge, où le courant est d'un ou deux ordres de grandeur inférieur. Plus généralement, l'étude paramétrique confirme les tendances que l'on aurait pu attendre d'un modèle de décharge. La décharge ne s'initie que si la différence de potentiel est suffisamment élevée. Malgré une surestimation de la tension à appliquer par rapport aux expériences, le modèle pseudo 1D décrit bien l'effet d'une augmentation ou d'une diminution de ce paramètre. Il en est de même pour l'influence de la pression. Une augmentation de la pression à partir des conditions atmosphériques est pénalisante. Inversement, une diminution de ce paramètre favorise l'initiation de la décharge.

Bien que le modèle pseudo 1D apporte les réponses satisfaisantes détaillées précédemment, il n'est pas évident que le régime continu soit le régime de décharge réel. La principale différence des résultats expérimentaux et du modèle pseudo 1D provient de la non description des pics de courant mesurés. On a montré au paragraphe 8.2.2 combien le système pouvait être sensible à la diffusion numérique. Un modèle de diffusion aux électrodes permettrait d'apporter les éléments de conclusion quant à l'importance réelle de ce phénomène pour l'apparition des pulses de courant.

La différence entre les résultats expérimentaux et le régime continu obtenu avec le modèle peut s'expliquer par trois facteurs supplémentaires. Tout d'abord, la géométrie 1D du modèle ne permet pas de prendre en compte les effets tridimensionnels du cas réel. Grâce aux expériences de Séraudie [61] et de Moreau [42], on dispose d'une description visuelle de la décharge. Deux régimes sont ainsi caractéristiques de la décharge couronne Fil - Fil : la "Streamer Corona" et la "Glow Corona". La décharge "Streamer Corona" s'accompagne d'une émission de lumière dans tout l'espace inter-électrodes. Cela est significatif d'une activité électrique importante dans tout cet espace puisque l'émission de photons est un phénomène qui va de pair avec l'ionisation. Ce régime n'est pas décrit par le modèle présent car le modèle de photoionisation ne permet pas la création de streamers sur des distances aussi grandes. La décharge "Glow corona" apparaît quant à elle sous la forme de points lumineux répartis sur la surface des électrodes. Ces points sont situés en des aspérités de l'électrode sur lesquelles s'accrochent les décharges. Une émission se-

conculaire d'électrons par effet de champ ou un rayon de courbure plus fin de la cathode pourraient permettre la prise en compte des défauts de surface des électrodes. Une série d'essais numériques a été effectuée en faisant varier le rayon de courbure des électrodes. Il s'agissait de rechercher une configuration pour laquelle le régime pulsé est une solution mathématique du problème. Cette recherche s'est avérée plus difficile que pour le cas de la décharge Fil - Cylindre négative pour laquelle un rayon de 0,5 mm plutôt que 1 mm permet l'apparition des pulses de Trichel, paragraphe 7.2.2. Il s'avère en fait que le principal écart du modèle pseudo 1D reste l'influence surestimée des charges sur le calcul du champ électrique. Cela entraîne une estimation approximative du champ et donc une modification importante de la dynamique de la décharge. Le champ électrique ne peut être fidèlement calculé qu'à partir d'un modèle au moins bidimensionnel.

Le modèle de circuit extérieur constitue aussi un écart principal par rapport aux expériences. On suppose ici que le générateur délivre la même tension quel que soit le courant passant dans le circuit. L'influence du circuit n'est considérée que par l'intermédiaire d'une résistance. Si son effet est négligeable sur une large gamme de valeurs, il n'en reste pas moins que le générateur lui-même est composé d'éléments pouvant réagir au passage de pics de courant élevés. Des observations expérimentales, selon lesquelles la tension de sortie du générateur subit une déformation lors des pics de courant, suggèrent qu'un modèle plus fin du circuit extérieur paraît souhaitable.

Enfin, la cinétique chimique utilisée dans ce travail, bien que tirée de travaux précédents (Morrow [46]) ayant montrés un bon accord sur des cas de décharges couronnes, est sans doute trop restreinte pour pouvoir simuler finement les décharges couronnes entre deux fils. Un travail de sélection des réactions prépondérantes parmi les 450 répertoriées par Kossyi permettrait d'affiner les résultats. Par ailleurs, le modèle réactif gagnerait à prendre en compte les phénomènes liés à la présence de la paroi diélectrique. Il s'agit notamment de l'absorption de charges ou encore de l'émission secondaire par bombardement ionique. Ce dernier processus revêt un rôle important pour les décharges à barrière diélectrique, selon les simulations numériques de Boeuf [6]. Enfin, La description hydrodynamique des décharges utilisée peut aussi être sujete à discussion. Celle-ci, en supposant l'équilibre local des électrons avec le champ électrique, néglige l'importance des électrons d'énergie importante. Même si ces électrons ne représentent qu'une part faible du nombre total, représentée par la queue de la fonction de distribution en énergie, ils peuvent s'avérer très efficaces lors des processus d'ionisation. Seule la résolution des équations de Boltzmann peut apporter un éclairage sur ce phénomène.

Malgré les limitations imposées par un calcul monodimensionnel des décharges Fil - Fil, il est intéressant de dégager leur influence sur des écoulements de type couche limite sur plaque plane. Le niveau de courant électrique étant proche des mesures, l'action des couronnes devrait être, du moins qualitativement, bien estimée. L'objet du paragraphe suivant est de confirmer cette hypothèse, par la simulation du vent ionique créé par le modèle pseudo 1D de la décharge.

8.6 Vent ionique

Les résultats du modèle pseudo 1D indiquent une action sur l'aérodynamique par l'intermédiaire d'une force électrique dont l'intensité est de l'ordre du kN/m^3 . On souhaite tester l'influence d'une telle action sur les fluides. Dans ce paragraphe, on effectue ainsi le calcul d'un écoulement bidimensionnel sur plaque plane du même type que celui réalisé dans le chapitre 4. On appellera écoulement externe l'écoulement d'origine, i.e. sans action plasma. Dans ce qui suit, on teste la force électrique obtenue pour le cas à 800 mailles au paragraphe 8.2.3. Dans un premier temps, on présente la méthode d'implantation de la force électrique dans le calcul aérodynamique. Deux calculs sont ensuite présentés. L'un concerne un écoulement externe au repos, l'autre un écoulement externe de basse vitesse (5 m/s).

8.6.1 Description du calcul

On applique la force volumique électrique présentée au paragraphe 8.2.3 et issue du calcul comportant 800 mailles (Figure 8.12). Le régime de décharge est continu, à savoir que la cathode et l'anode produisent régulièrement des ions positifs et négatifs. Le fait que l'anode soit de rayon plus faible entraîne une production plus importante d'ions positifs que négatifs. La force électrique reste alors toujours positive malgré sa décroissance aux abords de la cathode due à un écran plus efficace des ions négatifs.

La force a été calculée en 1D en supposant que la décharge occupe une épaisseur $S(x)$ autour de son axe. On dispose ainsi pour le calcul 2D de l'écoulement d'une surface d'application de la force, représentée Figure 8.20. Pour l'implémentation dans CEDRE, ces force et épaisseur ont dû être adaptées car ce code ne prend actuellement pas en compte la possibilité de générer une force non uniforme sur un domaine. Nous avons donc opté pour la création de plusieurs domaines rectangulaires sur lesquels la force électrique est constante. Sur chacun de ces domaines, on calcule la force et l'épaisseur moyennes à partir des résultats obtenus. Les domaines sont au nombre de 6 et sont répartis entre l'anode ($x = 2$ cm) et la cathode ($x = 6$ cm). Les force et épaisseur de plasma utilisées pour le calcul présent sont résumées Tableau 8.2 et Figure 8.21.

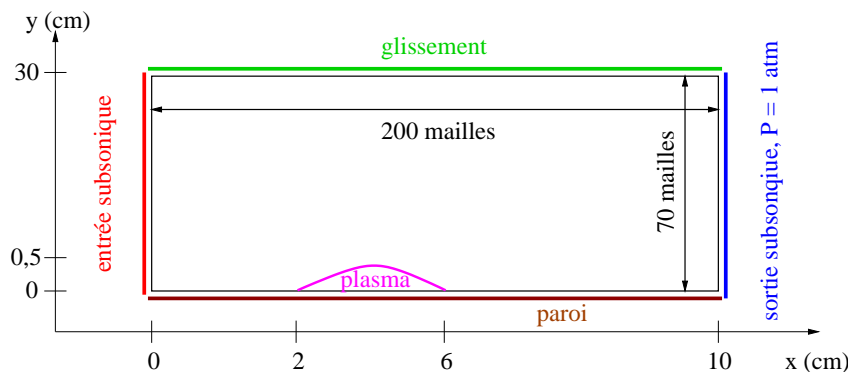


Figure 8.20 – Schéma représentatif du calcul aérodynamique avec le modèle pseudo 1D

	Domaine 1	Domaine 2	Domaine 3	Domaine 4	Domaine 5	Domaine 6
$(x_0; x_1)$ (cm)	(2; 2,4)	(2,4; 3)	(3; 4,2)	(4,2; 5)	(5; 5,85)	(5,85; 6)
Épaisseur S (cm)	0,106	0,289	0,464	0,456	0,266	0,080
Force (Nm^{-3})	1800	585	220	100	170	8850

Tableau 8.2 – Force et épaisseur issues du modèle pseudo 1D pour le calcul aérodynamique

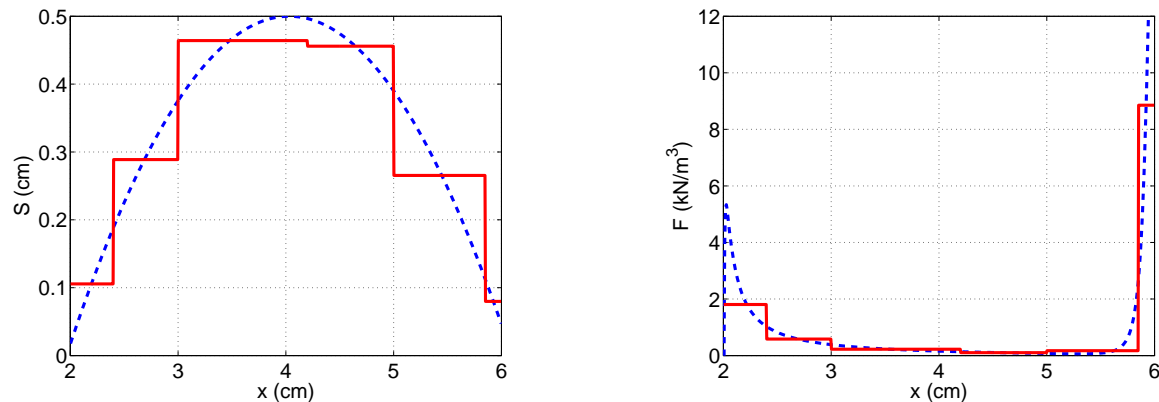


Figure 8.21 – Épaisseur de plasma (gauche) et force électrique (droite) obtenues par le modèle pseudo 1D (- - initiale; — pour calcul CEDRE)

8.6.2 Écoulement externe au repos

En appliquant au fluide au repos un mouvement par l'action de la force déterminée précédemment, on obtient le vent ionique représenté Figure 8.22, où sont représentées les composantes tangentielle et perpendiculaire à la paroi de la vitesse. Le fluide est mis en mouvement entre les électrodes. La première accélération permet d'atteindre 3,5 m/s en $x = 3$ cm et la deuxième 4,5 m/s à la cathode. Le fluide est aspiré des parties hautes vers l'aval de l'écoulement. Les vitesses perpendiculaires à la paroi ont des valeurs d'un ordre de grandeur inférieur, à savoir de 0,5 m/s.

Les profils de vitesse sont comparés en diverses abscisses aux mesures de Séraudie [62], Figure 8.23. L'effet plasma obtenu par le modèle plasma pseudo 1D aboutit à la création d'un vent ionique de 3,5 m/s entre les électrodes ($x = 3$ et 4 cm), valeur bien estimée par rapport aux expériences. Le lieu de ce maximum se rapproche de l'ordonnée $y = 1$ mm. L'écoulement est à nouveau accéléré en région proche de la cathode et le vent ionique atteint 4,5 m/s en $x = 8$ cm. Celui-ci est alors surestimé. Ceci est dû à une force électrique toujours positive entraînant une accélération de l'écoulement là où le système expérimental provoque une décélération. L'effet de la décharge se fait ressentir jusqu'en $y = 5$ mm, alors que les mesures montrent un vent en $y = 10$ mm. Malgré les erreurs de mesure, estimées à 0,2-0,3 m/s, la zone d'influence de la décharge est légèrement sous-estimée. Il s'agit là d'une limite du modèle pseudo 1D.

8.6.3 Écoulement externe basse vitesse

La même force électrique est appliquée à l'écoulement de type couche limite sur plaque plane décrit au paragraphe 4.2.2. L'épaisseur de la couche limite est de 7 mm, la vitesse externe V_0 de 6 m/s. Du fait de la vitesse faible de l'écoulement externe, on utilise la force électrique calculée avec comme condition $V_0 = 0$ m/s. Ce choix trouve sa justification dans l'étude portant sur l'influence de l'écoulement externe et qui montre, au paragraphe 8.3.4, que la décharge s'établit de la même manière pour des vitesses V_0 de 0 et 5 m/s. Pour étudier l'influence des couronnes sur un écoulement de haute vitesse, il faut par contre utiliser la force électrique obtenue avec comme condition extérieure la vitesse en question.

Les composantes de la vitesse de l'écoulement en présence de l'action du dispositif plasma sont représentées Figure 8.24. On note l'accélération sensible de l'écoulement juste après l'anode et la cathode. L'effet d'aspiration est nettement supérieur près des électrodes à l'effet de soufflage en $x = 5$ cm. La vitesse maximale ne dépasse pas les 6 m/s de l'écoulement externe.

Les profils de vitesse montrent une action très nette des décharges entre et après les électrodes, Figure 8.25. L'effet du plasma est de rajouter de la quantité de mouvement sur une épaisseur de 5 mm, la couche limite est amincie. En $x = 4$ et 5 cm, on peut l'estimer à 4 mm. Après la cathode ($x = 8$ cm), l'écoulement est encore fortement accéléré et l'on observe un pic de vitesse en $y = 1$ mm. Ce pic n'est pas visible sur les mesures expérimentales [62]. L'accélération est plus forte et surestime celle obtenue lors des mesures en $x = 8$ cm, Figure 8.25.

En conclusion, le modèle de décharge pseudo 1D donne naissance à une force électrique qui, une fois appliquée à des écoulements simples, permet de retrouver des résultats en bon accord qualitatif avec les mesures. Le niveau global de vent ionique est réaliste, pour des valeurs comprises entre 3 et 4,5 m/s. Le calcul de l'effet sur un écoulement de couche limite sur plaque plane fournit également des résultats en accord avec l'expérience, bien que surestimés.

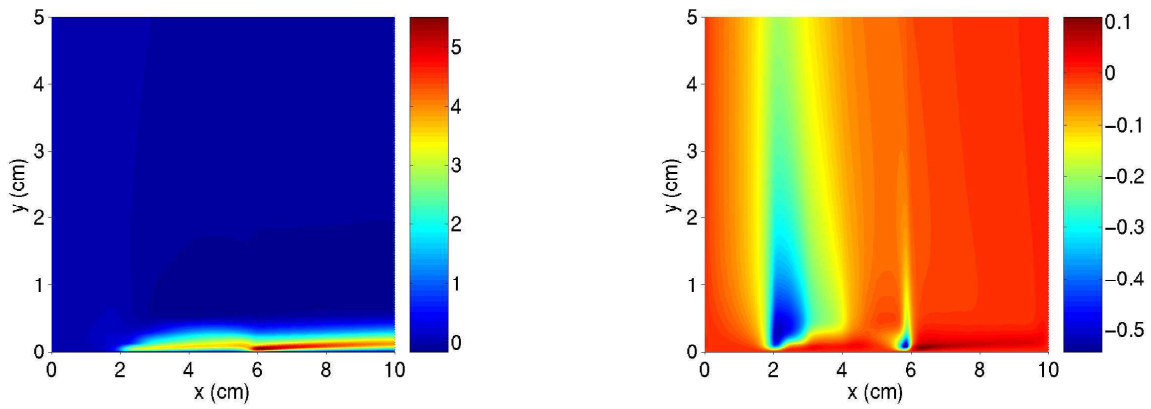


Figure 8.22 – Composantes tangentielle (gauche) et perpendiculaire à la paroi (droite) du vent ionique obtenu avec le modèle pseudo 1D

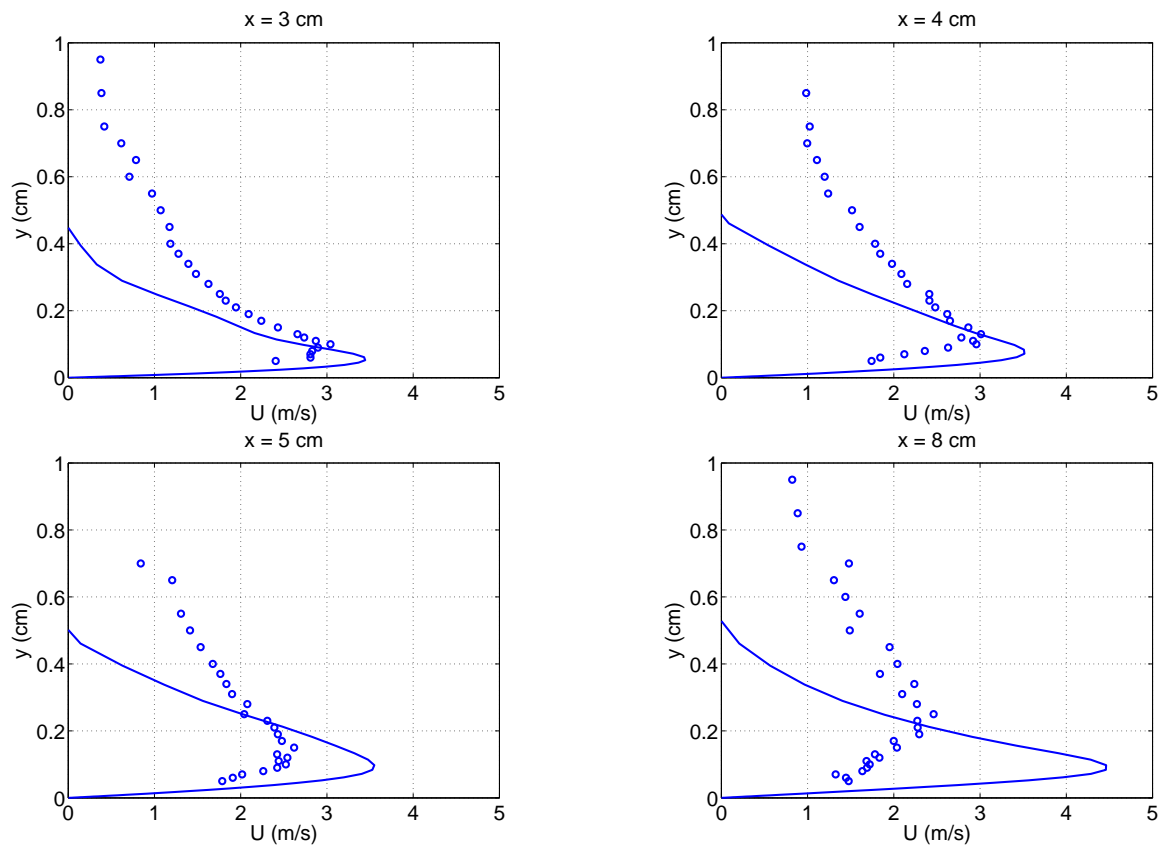


Figure 8.23 – Profils de vitesse du vent ionique obtenu par le modèle pseudo 1D (—) et par les mesures [62] (o)

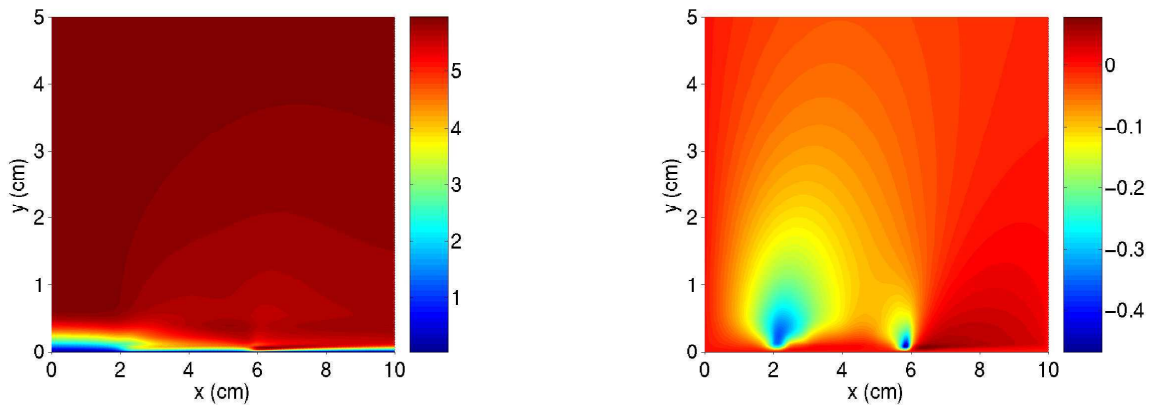


Figure 8.24 – Composantes tangentielle (gauche) et perpendiculaire (droite) de la vitesse de l'écoulement obtenu avec le modèle pseudo 1D

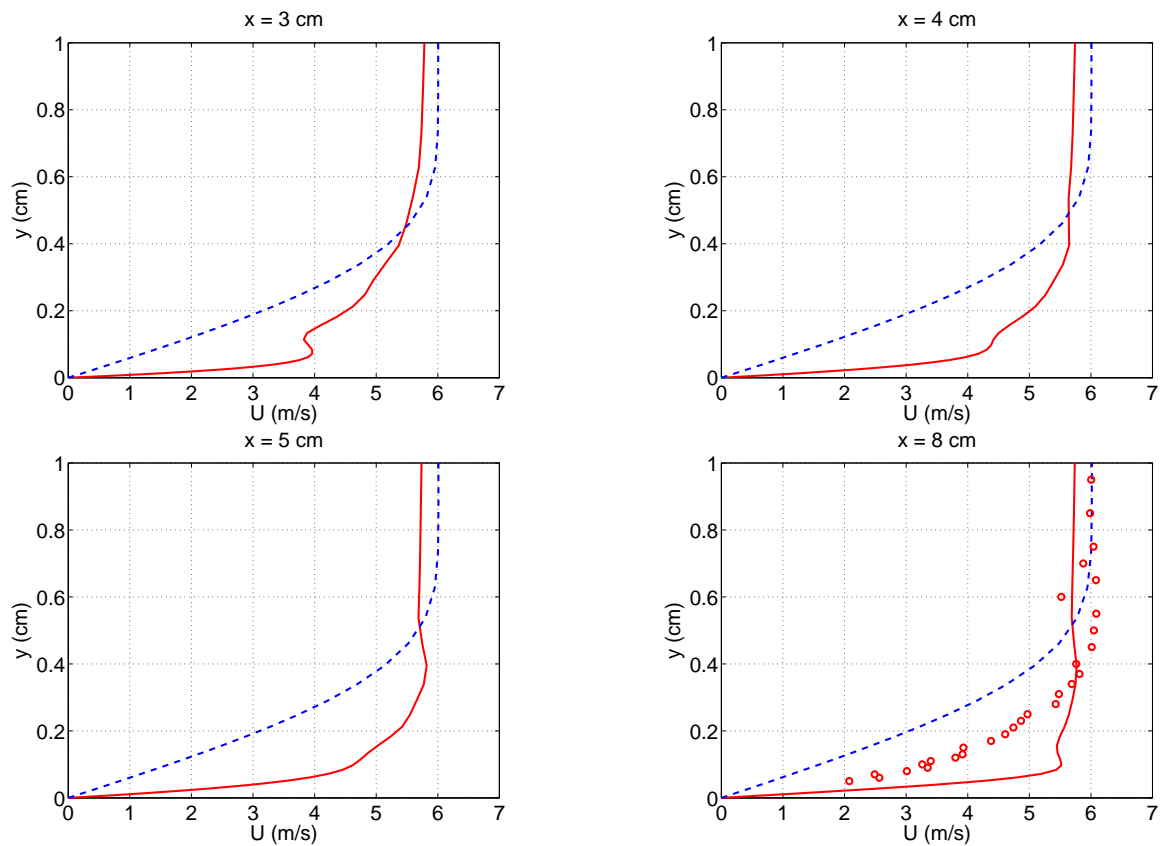


Figure 8.25 – Profils de vitesse de l'écoulement avec plasma, modèle pseudo 1D (—) et mesures [62] (o), par rapport à l'écoulement porteur (- -)

8.7 Conclusion

Le modèle pseudo monodimensionnel a fait l'objet d'une étude de convergence en maillage poussée. Ce travail, rarement exécuté dans le domaine de la simulation de systèmes aussi complexes que les décharges électriques, a permis de cerner les principales caractéristiques des décharges et ouvre des perspectives intéressantes quant au calcul bidimensionnel des décharges couronnes Fil - Fil.

Les conclusions du modèle électrique sont que la principale caractéristique de la décharge, à savoir le courant électrique moyen, trouve un bon accord avec les mesures. Un travail d'exploration des paramètres influents montre que les variables que sont la pression, la différence de potentiel et le bombardement ionique ont un effet important sur le développement des décharges. Les résultats obtenus en matière de vent ionique offrent également une comparaison intéressante avec les mesures. L'écoulement généré par le modèle est de l'ordre de 3 à 5 m/s, ce qui rejoint les résultats obtenus par Séraudie [62], ainsi que ceux de Moreau et al. [42] présentés dans l'introduction de ce mémoire. L'objectif principal du modèle de couplage des parties électrique et aérodynamique apparaît donc satisfait. Le modèle de décharge fournit des termes de force électrique suffisants pour expliquer l'apparition du vent ionique par un transfert de quantité de mouvement entre espèces chargées et neutres.

Au vu des résultats obtenus à la fois en terme de décharge électrique et de vent ionique, le couplage choisi entre l'aérodynamique et les décharges paraît justifié. La méthode utilisée consiste à calculer le développement de la décharge pour un écoulement donné (ici, il est de vitesse nulle), d'en déduire une action sur l'aérodynamique par le biais d'une force électrique puis d'appliquer cette force sur un écoulement dont la vitesse correspond à celle utilisée pour le calcul du plasma. Cette méthode est résumée Figure 8.26.

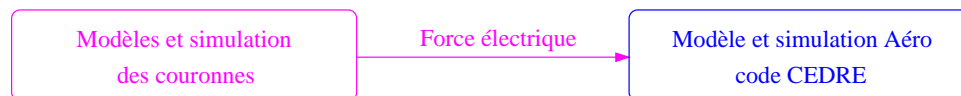


Figure 8.26 – Méthode finale de couplage des problèmes aérodynamique et électrique

Le vent ionique maximal que l'on puisse espérer des actionneurs plasmas est de l'ordre de 5 m/s. Cette valeur est retrouvée par le modèle présent en utilisant une valeur nulle de la vitesse extérieure. On pourrait alors émettre l'idée que le vent ionique créé puisse constituer une augmentation suffisante de l'écoulement externe pour modifier à son tour le développement de la décharge. L'étude paramétrique portant sur l'influence de la vitesse de l'écoulement, présentée au paragraphe 8.3.4, montre au contraire qu'un tel gain de vitesse est insuffisant pour modifier la décharge. Ceci a été vérifié pour les faibles vitesses. Cette conclusion s'applique très certainement pour les vitesses élevées. Il suffit pour s'en convaincre de considérer que le nombre d'ions est limité par le champ électrique fourni et que le gain de vitesse reste alors sensiblement le même quel que soit la vitesse externe. Pour rester prudent quant à cette conclusion et optimiste quant

à l'utilisation des plasmas dans des configurations de vols, on peut cependant imaginer que sous certaines conditions de température et de pression, il soit possible de générer des décharges électriques stables et permettant la circulation d'un courant important. L'étude des configurations de vol en altitude et de régime de moteur ralenti, paragraphe 8.4, tend à montrer qu'une telle augmentation du courant est possible.

L'écart principal du modèle avec les mesures et la non retranscription des pics de courant expérimentaux. Pour pallier à un tel manque, des voies d'enrichissement du modèle électrique ont été proposées au paragraphe 8.5. Il s'agit tout d'abord de la prise en compte d'un modèle de diffusion des électrons aux électrodes. Une bifurcation du régime continu vers le régime de pulses paraît possible avec ce type de modèle. Utiliser un schéma réactif plus complexe augmenterait par ailleurs la précision du modèle. Ensuite, l'interaction existant entre le générateur et les décharges peut être affinée en établissant un modèle du générateur de tension comprenant des résistances, inductances et capacités. Enfin, les phénomènes observés sur les décharges couronnes expérimentales sont tridimensionnels. Une augmentation de la dimension du calcul est donc souhaitable.

Les conclusions du chapitre présent incitent avant tout à tester les modèles physique et numérique de décharge en géométrie bidimensionnelle. Il apparaît en effet que le champ électrique réel ne puisse être fidèlement calculé que par un calcul au minimum bidimensionnel. Or, le champ électrique est le moteur des décharges. Le chapitre suivant présente donc une étude 2D des décharges couronnes Fil - Fil et de leur interaction avec l'aérodynamique.

Chapitre 9

Modélisation 2D du cas expérimental

Le modèle monodimensionnel présenté lors des chapitres précédents révèle la capacité du modèle physique et de la méthode numérique à décrire les phénomènes essentiels se produisant dans les décharges électriques et leur effet sur l'aérodynamique. Dans ce chapitre, une étude bidimensionnelle de la décharge est présentée. Ce modèle électrique est plus fiable que le modèle pseudo monodimensionnel car le calcul du transport des charges et du champ électrique devient plus précis. Le couplage avec l'aérodynamique est également mieux décrit puisque l'on s'affranchit d'un paramètre arbitraire du modèle 1D, à savoir l'épaisseur du plasma.

Une description du domaine d'étude et de la méthode numérique utilisée est tout d'abord proposée. Les calculs présentés ensuite sont obtenus pour une échelle démonstrative car le coût important des calculs 2D obligent à l'heure actuelle à utiliser un maillage grossier. Les premiers résultats obtenus mettent en avant des phénomènes physiquement réalistes, notamment en terme de vent ionique produit. Ces résultats montrent l'intérêt de poursuivre les investigations sur des calculs plus volumineux en terme de maillage.

9.1 Domaine d'étude et hypothèses

La configuration Fil - Fil est étudiée sur le domaine Ω représenté Figure 9.1. Le domaine est borné par l'anode S_a et la cathode S_c , la paroi diélectrique Γ_0 située entre ces électrodes et par une frontière supérieure Γ_1 qui suit une ligne de champ entre l'anode et la cathode. En son extrémité à l'anode, cette ligne de champ fait un angle θ avec l'axe des x . Pour que la décharge soit bien simulée, il est nécessaire que cet angle soit suffisamment petit. En effet, bien que la zone de création des charges soit principalement située entre les électrodes, il convient de ne pas restreindre le calcul à cette zone.

Les électrodes sont reliées à un générateur de tension continue V_G par l'intermédiaire d'une résistance R . La cathode est le siège d'une émission d'électrons par bombardement ionique. On considère que la paroi diélectrique n'a pas d'influence sur la décharge. On néglige ainsi l'émission secondaire d'électrons par bombardement ionique de la paroi ainsi que la perte de particules par absorption sur le diélectrique.

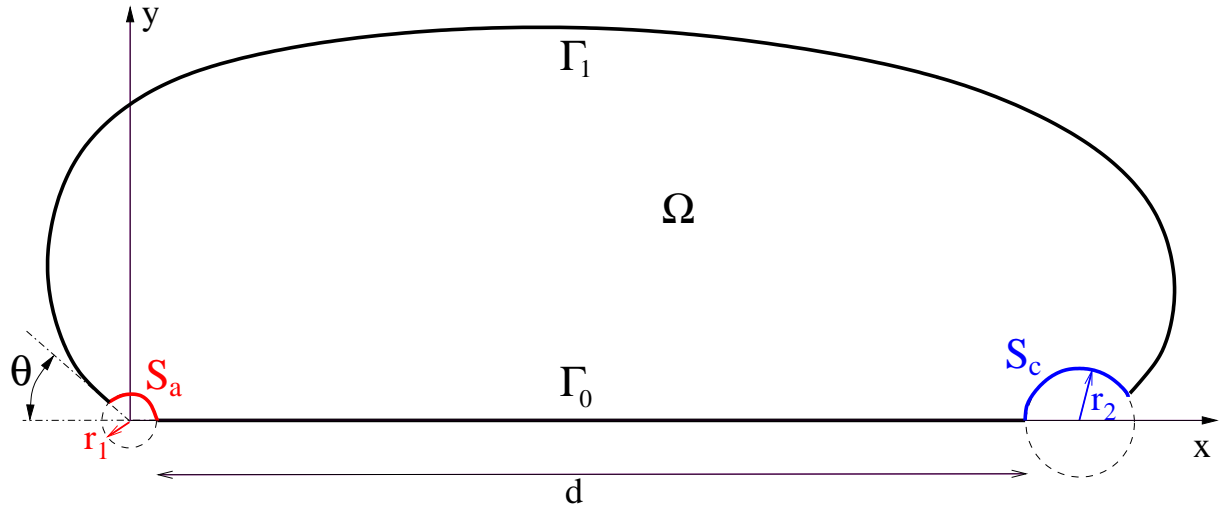


Figure 9.1 – Domaine d'étude

9.2 Méthode numérique

9.2.1 Maillage

Pour simuler les décharges électriques se produisant entre deux électrodes filaires, le choix du maillage s'avère aussi important que la méthode numérique ou que le modèle physique. En effet, ce maillage doit pouvoir épouser la géométrie du dispositif afin de pouvoir résoudre les régions proches des électrodes. En s'appuyant sur les lignes isopotentielles et les lignes de champ créées par le système Fil - Fil, on dispose naturellement d'un maillage structuré orthogonal bien adapté à la géométrie.

On note l_x le nombre de mailles qui permettent de relier S_a et S_c le long d'une ligne de champ, et l_y celui reliant Γ_0 et Γ_1 le long d'une ligne isopotentielle. Pour tout $i \in [1, l_x]$ et $j \in [1, l_y]$, le centre de la cellule $C_{i,j}$ occupant la position (i, j) sur la grille de maillage a pour coordonnées $(x_{i,j}, y_{i,j})$. Les cellules $C_{i+1,j}$, $C_{i-1,j}$, $C_{i,j+1}$, $C_{i,j-1}$ sont respectivement les cellules est, ouest, nord et sud de la cellule $C_{i,j}$. Les grandeurs géométriques utiles au calcul sont représentées Figure 9.2.

On note :

- $C_{i,j}^{ne}$ le barycentre des cellules $C_{i,j}$, $C_{i+1,j}$, $C_{i+1,j+1}$ et $C_{i,j+1}$, ayant pour coordonnées $x_{i,j}^{ne} = \frac{1}{4}(x_{i,j} + x_{i+1,j} + x_{i+1,j+1} + x_{i,j+1})$ et $y_{i,j}^{ne} = \frac{1}{4}(y_{i,j} + y_{i+1,j} + y_{i+1,j+1} + y_{i,j+1})$,
- $C_{i,j}^{no}$ le barycentre des cellules $C_{i,j}$, $C_{i-1,j}$, $C_{i-1,j+1}$ et $C_{i,j+1}$,
- $C_{i,j}^{so}$ le barycentre des cellules $C_{i,j}$, $C_{i-1,j}$, $C_{i-1,j-1}$ et $C_{i,j-1}$,
- $C_{i,j}^{se}$ le barycentre des cellules $C_{i,j}$, $C_{i,j-1}$, $C_{i+1,j-1}$ et $C_{i+1,j}$,

On définit les arêtes est, ouest, nord et sud de $C_{i,j}$ respectivement par les segments $[C_{i,j}^{ne}C_{i,j}^{se}]$, $[C_{i,j}^{no}C_{i,j}^{so}]$, $[C_{i,j}^{ne}C_{i,j}^{no}]$ et $[C_{i,j}^{se}C_{i,j}^{so}]$, dont les longueurs sont notées $a_{i,j}^e$, $a_{i,j}^o$, $a_{i,j}^n$ et $a_{i,j}^s$ et dont les vecteurs normaux normalisés, dirigés de la cellule $C_{i,j}$ vers l'extérieur, sont $n_{i,j}^e$, $n_{i,j}^o$, $n_{i,j}^n$ et $n_{i,j}^s$.

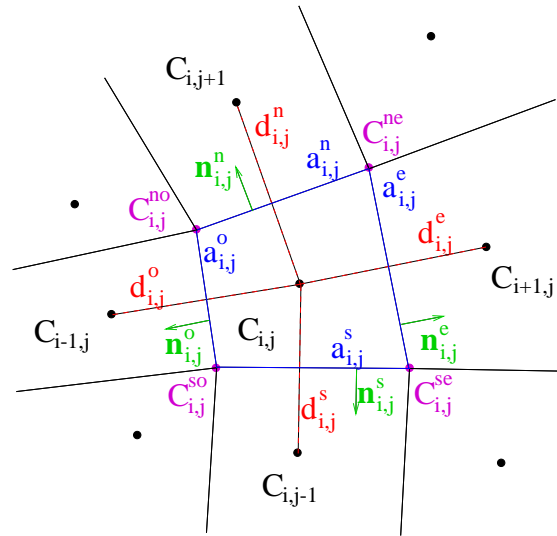


Figure 9.2 – Données géométriques relatives à la grille de maillage

Les distances entre le point $C_{i,j}$ et ses voisins sont notées $d_{i,j}^e$, $d_{i,j}^o$, $d_{i,j}^n$ et $d_{i,j}^s$. L'aire de la cellule $C_{i,j}$ est notée $\mathcal{A}_{i,j}$.

Outre les $l_x \times l_y$ mailles du domaine de calcul, on définit des mailles fictives situées aux bornes du domaine. Ces mailles fictives permettent notamment la prise en compte des conditions aux limites. Elles sont repérées par les indices $i = 0$, $i = l_x + 1$, $j = 0$ et $j = l_y + 1$. La manière dont est généré le maillage est la suivante :

1. on définit les centres de mailles de la ligne $j = 1$ ayant pour coordonnées :

$$\forall i \in [0, l_x + 1], \quad \begin{pmatrix} x_{i,1} \\ y_{i,1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} i * \frac{d}{l_x + 1} \\ 0 \end{pmatrix}$$

où d est la distance entre les électrodes. La répartition des mailles entre les électrodes est uniforme.

2. on calcule la valeur du potentiel extérieur V_{ext} sur la ligne $j = 1$ grâce à la relation analytique 8.1. On obtient alors la valeur du potentiel sur les $l_x + 2$ isopotentiels. Les potentiels $\Phi(i)$ sans dimension qui servent à établir la grille de maillage sont :

$$\forall i \in [0, l_x + 1], \quad \Phi(i) = -\ln \left(\frac{x_{i,1} - \beta r_1}{\beta x_{i,1} - r_1} \right)^2$$

3. on se donne l'angle θ et on en déduit la répartition uniforme des points de la ligne fictive $i = 0$ située sur l'anode :

$$\forall j \in [0, l_y + 1], \quad \begin{pmatrix} x_{0,j} \\ y_{0,j} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_1 \cos((\pi - \theta) \times (j - 1)/l_y) \\ r_1 \sin((\pi - \theta) \times (j - 1)/l_y) \end{pmatrix}$$

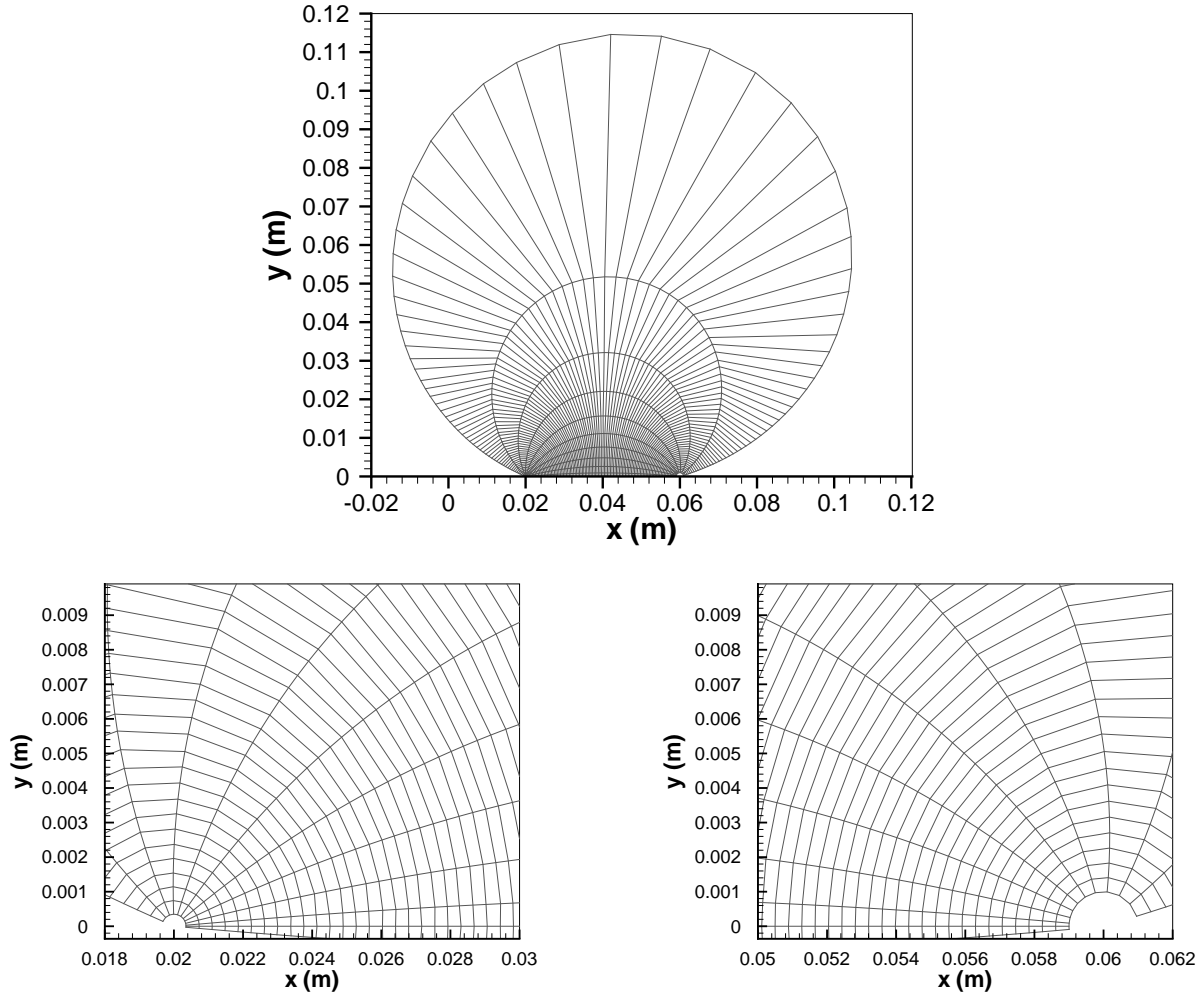


Figure 9.3 – Maillage 2D construit à partir des isopotentielles et des lignes de champ de la configuration expérimentale Fil - Fil (haut), détail à l'anode (gauche) et à la cathode (droite)

4. on fait une itération sur les lignes $i \in [1, l_x + 1]$. Pour déterminer le centre $C_{i,j}$, on s'appuie sur le centre $C_{i-1,j}$. En ce point, on connaît analytiquement la direction n^E du champ extérieur $E_{ext} = -\nabla V_{ext}$ grâce aux formules :

$$n^E(x, y).x = \frac{\beta(\beta x - r_1)}{(\beta x - r_1)^2 + (\beta y)^2} - \frac{x - \beta r_1}{(x - \beta r_1)^2 + y^2}$$

$$n^E(x, y).y = \frac{\beta^2 y}{(\beta x - r_1)^2 + (\beta y)^2} - \frac{y}{(x - \beta r_1)^2 + y^2}$$

on cherche alors l'intersection de la ligne de champ issue de $C_{i-1,j}$ et de direction $n_{i-1,j}^E$ avec l'isopotentielle $\Phi(i)$. On utilise pour cela une méthode itérative de dichotomie.

Les caractéristiques du maillage utilisé dans ce chapitre sont présentées Tableau 9.1. Le maillage est composé de $l_x = 100$ mailles dans la direction des lignes de champ et de $l_y = 10$ mailles dans la direction des isopotentielles. L'angle θ est de 36° . La grille obtenue est représentée Figure 9.3. On représente à la fois les centres de cellules appartenant au domaine de calcul mais aussi les cellules fictives, situées aux frontières du domaine.

l_x	l_y	d	r_1	r_2	θ
100	10	40 mm	0,35 mm	1 mm	36°

Tableau 9.1 – Paramètres du maillage

9.2.2 Conditions aux limites

Sur les frontières S_a et S_c représentant l'anode et la cathode ainsi que sur les frontières Γ_0 et Γ_1 les densités des espèces sont nulles :

$$\begin{aligned} \forall k, & & (9.1) \\ \forall i \in [0, l_x + 1], & N_k(i, 0) = 0 \\ \forall i \in [0, l_x + 1], & N_k(i, l_y + 1) = 0 \\ \forall j \in [1, l_y], & N_k(0, j) = 0 \\ \forall j \in [1, l_y], & N_k(l_x + 1, j) = 0 \end{aligned}$$

Sur S_a , le potentiel est égal à $V_a = V_G - RI$ où I est le courant total de la décharge. Sur S_c , le potentiel est nul. Le potentiel dû à la charge d'espace est nul sur S_a et S_c car, les électrodes étant considérées comme des conducteurs parfaits, les charges sont aussitôt évacuées vers le circuit extérieur :

$$\begin{aligned} \forall j \in [0, l_y + 1], & V(0, j) = V_a \\ \forall j \in [0, l_y + 1], & V(l_x + 1, j) = 0 \end{aligned}$$

Sur les frontières Γ_0 et Γ_1 , les conditions aux limites pour le calcul du champ sont des conditions de Neumann nulles, ce qui veut dire que le champ est parallèle à ces frontières. Cette hypothèse se justifie en deux temps. Tout d'abord, le maillage est construit de telle façon que les mailles sont parallèles au champ électrique extérieur. Ensuite, on suppose que l'angle d'ouverture $\pi - \theta$ du maillage est suffisamment grand pour que la charge d'espace, créée essentiellement entre les électrodes, ne puisse pas modifier de façon conséquente le champ électrique total sur Γ_1 :

$$\begin{aligned} \forall i \in [1, l_x], & E(i, 0).n = 0, \\ \forall i \in [1, l_x], & E(i, l_y + 1).n = 0 \end{aligned}$$

Un flux d'électrons proportionnel à celui des ions positifs venant frapper la cathode constitue une source supplémentaire pour les mailles $i = l_x$. Cette source d'électrons issue du bombardement ionique s'écrit :

$$\forall j \in [1, l_y], \quad j_e(l_x, j) = -\gamma j_i(l_x, j)$$

9.2.3 Condition limite sur le potentiel

Grâce à la condition de champ électrique tangentiel sur les frontières Γ_0 et Γ_1 , le raisonnement effectué au paragraphe 5.4 sur la condition limite sur le potentiel en S_a est toujours valable. Pour s'en assurer, reprenons l'équation (5.30) en l'adaptant au cas présent :

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} V_{ext} \nabla \cdot \left(\epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} + j \right) dv &= - \int_{\Omega} \left(\epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} + j \right) \cdot \nabla V_{ext} dv + \underbrace{\int_{S_a \cup S_c \cup \Gamma_0 \cup \Gamma_1} V_{ext} \left(\epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} + j \right) \cdot n ds}_{I_f} \\ &= 0 \end{aligned} \quad (9.2)$$

L'intégrale I_f portant sur les frontières du domaine se simplifie car $E \cdot n = 0$ sur Γ_0 et Γ_1 . La densité du courant de conduction j s'écrit $j = e \sum (\pm \mu_k N_k E - D_k \nabla N_k)$, où seule la diffusion des électrons est considérée. En supposant que ce mode de transport est très faible sur Γ_0 et Γ_1 , l'intégrale I_f se résume aux contributions de S_a et S_c et l'on retrouve la même formule que précédemment :

$$\underbrace{\epsilon_0 R \int_{S_a} \nabla f \cdot n ds}_{C^t} \cdot \frac{\partial V_a}{\partial t} - V_a = -V_G + R \int_{\Omega} j \cdot \nabla f dv \quad (9.3)$$

où la constante C^t est calculée une fois pour toute au début du calcul.

On rappelle l'expression du potentiel f , obtenu sur la configuration Fil - Fil, avec les notations du paragraphe 8.1 :

$$f = 1 - \frac{1}{2 \ln\left(\frac{R}{r_1}\right)} \ln \left(\frac{(x - \beta r_1)^2 + y^2}{(\beta x - r_1)^2 + (\beta y)^2} \right) \quad (9.4)$$

9.2.4 Description du schéma numérique

Le schéma d'intégration numérique est le même que précédemment. Le fait que le maillage est ici 2D et qui plus est non uniforme, entraîne une discrétisation spatiale différente, toujours selon la méthode des volumes finis. Les flux numériques sont à nouveau obtenus par une méthode de limiteur de pente de type minmod. L'intégration temporelle des équations de transport suit toujours une méthode de Runge Kutta à deux étapes. L'intégration est ainsi d'ordre 2 en temps et en espace.

Les équations de transport se discrétisent de la manière suivante :

$$\begin{aligned}
 N_{i,j}^{n+\frac{1}{2}} &= N_{i,j}^n + \frac{\Delta t}{2} \left(\omega_{i,j}^n + \frac{1}{\mathcal{A}_{i,j}} \left(a_{i,j}^o F_{i-\frac{1}{2},j}^n - a_{i,j}^e F_{i+\frac{1}{2},j}^n \right) + \frac{1}{\mathcal{A}_{i,j}} \left(a_{i,j}^s G_{i,j-\frac{1}{2}}^n - a_{i,j}^n G_{i,j+\frac{1}{2}}^n \right) \right) \\
 &+ \frac{\Delta t}{2} \frac{1}{\mathcal{A}_{i,j}} \left(a_{i,j}^e \frac{D_{i,j}^n + D_{i+1,j}^n}{2} \times \frac{N_{i+1,j}^n - N_{i,j}^n}{d_{i,j}^e} - a_{i,j}^o \frac{D_{i,j}^n + D_{i-1,j}^n}{2} \times \frac{N_{i,j}^n - N_{i-1,j}^n}{d_{i,j}^o} \right) \\
 &+ \frac{\Delta t}{2} \frac{1}{\mathcal{A}_{i,j}} \left(a_{i,j}^n \frac{D_{i,j}^n + D_{i,j+1}^n}{2} \times \frac{N_{i,j+1}^n - N_{i,j}^n}{d_{i,j}^n} - a_{i,j}^s \frac{D_{i,j}^n + D_{i,j-1}^n}{2} \times \frac{N_{i,j}^n - N_{i,j-1}^n}{d_{i,j}^s} \right)
 \end{aligned} \tag{9.5}$$

$$\begin{aligned}
 N_{i,j}^{n+1} &= N_{i,j}^n + \Delta t \left(\omega_{i,j}^{n+\frac{1}{2}} + \frac{1}{\mathcal{A}_{i,j}} \left(a_{i,j}^o F_{i-\frac{1}{2},j}^{n+\frac{1}{2}} - a_{i,j}^e F_{i+\frac{1}{2},j}^{n+\frac{1}{2}} \right) + \frac{1}{\mathcal{A}_{i,j}} \left(a_{i,j}^s G_{i,j-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - a_{i,j}^n G_{i,j+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} \right) \right) \\
 &+ \Delta t \frac{1}{\mathcal{A}_{i,j}} \left(a_{i,j}^e \frac{D_{i,j}^{n+\frac{1}{2}} + D_{i+1,j}^{n+\frac{1}{2}}}{2} \times \frac{N_{i+1,j}^{n+\frac{1}{2}} - N_{i,j}^{n+\frac{1}{2}}}{d_{i,j}^e} - a_{i,j}^o \frac{D_{i,j}^{n+\frac{1}{2}} + D_{i-1,j}^{n+\frac{1}{2}}}{2} \times \frac{N_{i,j}^{n+\frac{1}{2}} - N_{i-1,j}^{n+\frac{1}{2}}}{d_{i,j}^o} \right) \\
 &+ \Delta t \frac{1}{\mathcal{A}_{i,j}} \left(a_{i,j}^n \frac{D_{i,j}^{n+\frac{1}{2}} + D_{i,j+1}^{n+\frac{1}{2}}}{2} \times \frac{N_{i,j+1}^{n+\frac{1}{2}} - N_{i,j}^{n+\frac{1}{2}}}{d_{i,j}^n} - a_{i,j}^s \frac{D_{i,j}^{n+\frac{1}{2}} + D_{i,j-1}^{n+\frac{1}{2}}}{2} \times \frac{N_{i,j}^{n+\frac{1}{2}} - N_{i,j-1}^{n+\frac{1}{2}}}{d_{i,j}^s} \right)
 \end{aligned} \tag{9.6}$$

Les flux numériques $F_{i+\frac{1}{2},j}$ et $F_{i-\frac{1}{2},j}$ suivant les 'lignes de champ' et $G_{i,j+\frac{1}{2}}$ et $G_{i,j-\frac{1}{2}}$ suivant les 'isopotentielles' du maillage sont calculés en introduisant les grandeurs suivantes :

$$(f_{i,j}^n)_p = \left(V_{0,i,j} \cdot n_{i,j}^e - \frac{\mu_{i,j}^n + \mu_{i+1,j}^n}{2} \times \frac{V_{i+1,j}^n - V_{i,j}^n}{d_{i,j}^e} \right) \times \left(N_{i,j}^n + a \times \frac{\mathcal{A}_{i,j}}{2 a_{i,j}^e} \right) \tag{9.7}$$

$$(f_{i,j}^n)_m = \left(-V_{0,i,j} \cdot n_{i,j}^o - \frac{\mu_{i,j}^n + \mu_{i-1,j}^n}{2} \times \frac{V_{i,j}^n - V_{i-1,j}^n}{d_{i,j}^o} \right) \times \left(N_{i,j}^n - a \times \frac{\mathcal{A}_{i,j}}{2 a_{i,j}^o} \right) \tag{9.8}$$

$$(g_{i,j}^n)_p = \left(V_{0,i,j} \cdot n_{i,j}^n - \frac{\mu_{i,j}^n + \mu_{i,j+1}^n}{2} \times \frac{V_{i,j+1}^n - V_{i,j}^n}{d_{i,j}^n} \right) \times \left(N_{i,j}^n + b \times \frac{\mathcal{A}_{i,j}}{2 a_{i,j}^n} \right) \tag{9.9}$$

$$(g_{i,j}^n)_m = \left(-V_{0,i,j} \cdot n_{i,j}^s - \frac{\mu_{i,j}^n + \mu_{i,j-1}^n}{2} \times \frac{V_{i,j}^n - V_{i,j-1}^n}{d_{i,j}^s} \right) \times \left(N_{i,j}^n - b \times \frac{\mathcal{A}_{i,j}}{2 a_{i,j}^s} \right) \tag{9.10}$$

Les limiteurs de pente de type minmod sont définis de la manière suivante :

$$\begin{aligned}
 a &= \text{sminmod} \left(\frac{N_{i+1,j}^n - N_{i,j}^n}{2 d_{i,j}^e}, \frac{N_{i,j}^n - N_{i-1,j}^n}{2 d_{i,j}^o} \right) \\
 b &= \text{sminmod} \left(\frac{N_{i,j+1}^n - N_{i,j}^n}{2 d_{i,j}^n}, \frac{N_{i,j}^n - N_{i,j-1}^n}{2 d_{i,j}^s} \right)
 \end{aligned}$$

avec toujours

$$\text{sminmod}(a, b) = \text{signe}(a) \times |\text{minmod}(a, b)|$$

et

$$\text{minmod}(a, b) = \begin{cases} a & \text{si } a \times b > 0 \text{ et } |a| \leq |b| \\ b & \text{si } a \times b > 0 \text{ et } |a| > |b| \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad \text{et} \quad \text{signe}(a) = \begin{cases} 1 & \text{si } a > 0 \\ -1 & \text{si } a < 0 \end{cases}$$

On introduit finalement la fonction sg définie par :

$$\text{sg}(a, b) = \begin{cases} a & \text{si } a \geq 0 \text{ et } b \geq 0 \\ b & \text{si } b < 0 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}$$

Avec cette notation, l'expression des flux se simplifie :

$$F_{i+\frac{1}{2},j}^n = \text{sg} \left((f_{i,j}^n)_p, (f_{i+1,j}^n)_m \right) \quad (9.11)$$

$$F_{i-\frac{1}{2},j}^n = \text{sg} \left((f_{i-1,j}^n)_p, (f_{i,j}^n)_m \right) \quad (9.12)$$

$$G_{i,j+\frac{1}{2}}^n = \text{sg} \left((g_{i,j}^n)_p, (g_{i,j+1}^n)_m \right) \quad (9.13)$$

$$G_{i,j-\frac{1}{2}}^n = \text{sg} \left((g_{i,j-1}^n)_p, (g_{i,j}^n)_m \right) \quad (9.14)$$

L'équation différentielle vérifiée par le potentiel V_a est intégrée selon la même méthode de Runge Kutta à 2 étapes :

$$V_a^{n+\frac{1}{2}} = V_a^n + \frac{\Delta t}{2} \frac{1}{Ct} \left(V_a^n - V_G + R \sum_{i=1}^{l_x} \sum_{j=1}^{l_y} j_{i,j}^n \cdot \nabla f_{i,j} \Delta v_{i,j} \right) \quad (9.15)$$

$$V_a^{n+1} = V_a^n + \Delta t \frac{1}{Ct} \left(V_a^{n+\frac{1}{2}} - V_G + R \sum_{i=1}^{l_x} \sum_{j=1}^{l_y} j_{i,j}^{n+\frac{1}{2}} \cdot \nabla f_{i,j} \Delta v_{i,j} \right) \quad (9.16)$$

où $\Delta v_{i,j}$ est le volume de la maille i :

$$\Delta v_{i,j} = L A_{i,j} \quad (9.17)$$

La discrétisation de l'équation de Poisson donne le système, $\forall i \in [1, l_x]$ et $\forall j \in [1, l_y]$:

$$\begin{aligned} A_{i,j} V_{i+1,j}^n + B_{i,j} V_{i-1,j}^n + C_{i,j} V_{i,j+1}^n + D_{i,j} V_{i,j-1}^n - (A_{i,j} + B_{i,j} + C_{i,j} + D_{i,j}) V_{i,j}^n \\ = -\mathcal{A}_{i,j} \frac{e}{\epsilon_0} (N_+^1 + N_+^2 - N_- - N_e)_{i,j}^n \end{aligned} \quad (9.18)$$

$$\text{avec } A_{i,j} = \frac{a_{i,j}^e}{d_{i,j}^e}, \quad B_{i,j} = \frac{a_{i,j}^o}{d_{i,j}^o}, \quad C_{i,j} = \frac{a_{i,j}^n}{d_{i,j}^n}, \quad D_{i,j} = \frac{a_{i,j}^s}{d_{i,j}^s}$$

Le champ électrique est calculé cette fois-ci par la méthode itérative des gradients conjugués.

Les conditions aux limites pour la résolution du problème sont explicitées au paragraphe 9.2.2.

9.2.5 Paramètres du calcul

Les paramètres utilisés pour le calcul de la décharge 2D sont répertoriés Tableau 9.2. Le générateur fournit une tension V_G de 30 kV via une résistance R de 1 k Ω . La longueur L des

V_G	R	γ	L	V_0	P_0	T_0	N_{init}
30 kV	1 k Ω	10^{-4}	16 cm	0 m/s	1 bar	300 K	10^3 cm^{-3}

Tableau 9.2 – Paramètres pour le modèle 2D de la couronne Fil - Fil

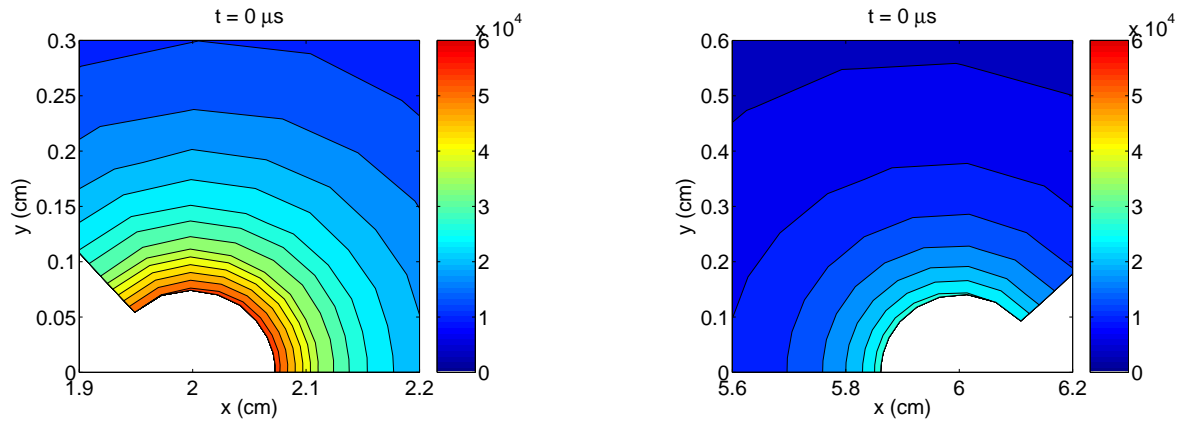


Figure 9.4 – Isovaleurs du champ électrique en V/cm à l'anode (gauche) et à la cathode (droite) à l'instant initial

électrodes est de 16 cm. L'écoulement externe est au repos dans les conditions normales de température et de pression. Enfin, les particules sont au nombre initial de 10^3 par cm^{-3} .

En terme de potentiel, les conditions initiales correspondent à l'application de la tension V_G aux bornes du domaine, entre S_a portée à la tension V_G et S_c portée à une tension nulle. Le champ électrique extérieur résultant apparaît Figure 9.4. Celui-ci est plus important à l'anode, où il atteint un niveau de 60 kV/cm, qu'à la cathode où la valeur maximale obtenue est de 30 kV/cm. Ces niveaux sont relativement faibles, comparés aux valeurs maximales de 137 et 49 kV obtenues théoriquement à la surface de l'anode et de la cathode, voir paragraphe 8.2. Ceci est dû au manque de finesse du maillage, qui est composé de 100 mailles au lieu de 400 pour le modèle pseudo 1D. Le centre de la première maille de calcul est située à 400 μm des électrodes. Comme le champ laplacien décroît en $1/x$ au voisinage des électrodes, le champ maximal sur les mailles de calcul est fortement diminué. La raison en est le coût important des calculs 2D. Cette répartition du champ électrique suffit cependant à déclencher une décharge électrique comme le montrent les résultats présentés dans le paragraphe suivant.

9.3 Résultats

On détaille successivement le courant électrique obtenu, le régime de décharge et son effet sur l'aérodynamique.

9.3.1 Courant électrique

Le courant électrique est représenté Figure 9.5. Après un pulse initial généré à l'anode dont l'intensité est de 10 mA environ, on observe un train de pulses d'assez haute fréquence jusqu'au

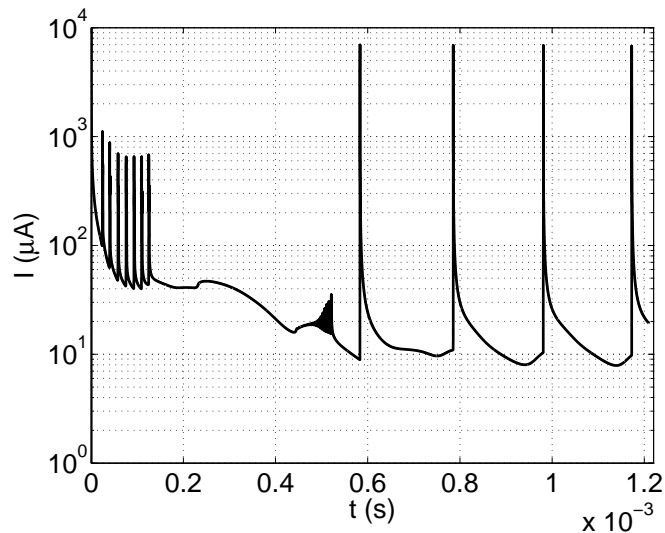


Figure 9.5 – Courant électrique, phase transitoire suivie d’un régime établi de pulses

temps $t = 0,15$ ms environ. Après examen, ces pulses se trouvent être générés à la cathode. Leur fréquence est de 50 kHz environ. Ils se rapprochent des pulses de Trichel et sont générés par un champ électrique plus important à la cathode du fait de la forte charge positive créée par le premier pic anodique. Après ce régime qui dépend beaucoup de l’état initial, il s’en suit une période transitoire durant laquelle les espèces sont peu à peu évacuées. A l’instant $t = 0,6$ ms environ, un nouveau régime de pulses est initié. Ce régime est établi. Ces pulses sont créés par des avalanches électroniques très intenses à l’anode. Les pics de courants atteignent 7 mA. Leur fréquence, de l’ordre de 5 kHz, est cependant faible comparée à celles des pulses observées sur les configurations Sphère - Sphère et Fil - Cylindre de l’ordre de 100 kHz. Comme l’amplitude des pics est légèrement moins importante aussi, le nombre global d’ions et électrons créés sur une période complète est en moyenne plus faible. Cela se traduit par un courant de collecte d’une dizaine de μA entre les pics. Comparées aux mesures et modèles précédents, la valeur mais aussi la fréquence du courant sont sous-estimées d’un ordre de grandeur. L’utilisation d’un maillage plus fin devrait permettre d’obtenir un champ électrique mieux simulé et de retrouver un courant électrique plus en accord avec les expériences. Le fait d’utiliser un maillage relâché s’apparente à diminuer la tension V_G , on décrit ainsi un régime de décharge qui s’initie dans des conditions défavorables mais qui s’initie toutefois. On s’intéresse à le décrire lors des paragraphes suivants.

9.3.2 Etude du régime établi

Le régime établi qui débute à $t = 0,6$ ms est constitué de pulses durant lesquels les espèces chargées sont créées. La période de ces pulses est d’environ 0,2 ms. La Figure 9.6 représente l’évolution du nombre d’ions positifs près de l’anode, en des instants différents d’une même période. Sur la courbe $t = 1000 \mu\text{s}$, le nuage d’ions positifs en forme de haricot a été créé lors du pulse qui vient d’avoir lieu. Situé en $x \simeq 2,5$ cm, sa densité est de 10^{10} cm^{-3} environ. L’instant

suivant, à $t = 1030 \mu\text{s}$, ce nuage s'est déplacé vers la cathode pour atteindre $x \simeq 3 \text{ cm}$ avec une densité qui a diminué à 10^9 cm^{-3} par effet de diffusion et des recombinaisons. La vitesse de déplacement des ions est ainsi de 170 m/s environ. Ce nuage poursuit sa route vers la cathode, Figure 9.7 où l'on voit que la densité des ions positifs est très étalée. Les ions positifs sont dispersés sur une hauteur de 2 cm environ. Selon l'instant choisi, à savoir selon qu'un nuage d'ions a rejoint la cathode ou non, la densité varie de 10^8 à 10^9 cm^{-3} . Durant cette phase, le champ électrique près de l'anode croît à mesure que les ions positifs s'éloignent, Figure 9.8. L'effet des ions positifs qui consiste à masquer l'électrode s'atténue peu à peu.

A l'instant $t = 1173 \mu\text{s}$, la région proche de l'anode est vide de charges. Le champ électrique atteint alors une valeur proche de 45 kV/cm qui permet l'initiation d'une nouvelle avalanche électronique. Les électrons nécessaires à l'initiation de ce nouveau pulse sont issus du processus d'émission secondaire par bombardement ionique à la cathode. Celle-ci produit en effet continuellement un niveau d'électrons de l'ordre de 10^2 à 10^3 cm^{-3} . Le nombre d'ions positifs créés lors du pulse est d'environ 10^{12} par cm^{-3} , à $t = 1174 \mu\text{s}$. Cette charge d'espace a pour effet de diminuer sensiblement la valeur du champ électrique à l'anode à des valeurs proches de 30 kV/cm , provoquant l'arrêt de l'avalanche électronique. Les électrons sont presque instantanément absorbés par l'anode, la fréquence d'échantillonnage des résultats de 1 MHz ne permet pas de les observer. Les ions négatifs sont très peu nombreux et également rapidement absorbés sur leur lieu de création unique. Il ne subsiste alors que des ions positifs qui dérivent vers la cathode.

Dans ce régime de décharge, seule l'anode est le siège d'une ionisation importante. Le champ électrique près de la cathode est trop faible pour entretenir une quelconque avalanche, Figure 9.9. Le champ électrique reste proche de 35 kV/cm et ce, même lors des pulses à l'anode qui pourraient provoquer l'augmentation du champ par effet de redistribution. La cathode joue cependant un rôle de pourvoyeur d'électrons en complément du détachement électronique. L'étude effectuée grâce au modèle pseudo 1D de cette configuration Fil - Fil, au chapitre 8, a montré l'importance du bombardement ionique. La cathode donc, même si elle ne produit pas un niveau important d'espèces, permet l'entretien du régime de pulses observé.

En conclusion, les calculs effectués sur un domaine bidimensionnel de la décharge Fil - Fil montrent un accord qualitatif avec les mesures. En particulier, le modèle 2D a la capacité de décrire des régimes pulsés tels que ceux observés expérimentalement. Il convient cependant de rester prudent et de ne pas considérer ce résultat comme définitivement acquis, étant donné que seule une échelle démonstrative, peu raffinée, est proposée ici.

Du point de vue de l'aérodynamicien, la grandeur importante est toujours la force électrique qui s'exerce sur le fluide. La force moyenne sur une période du régime établi de pulses est concentrée dans les régions proches des électrodes, Figure 9.10. Un pic de force d'environ 450 N/m^3 s'observe près de l'anode. Ce pic est le résultat de la création périodique d'ions positifs dans une zone de champ fort. Ce niveau décroît pour atteindre 150 N/m^3 à environ 2 mm de la paroi. En s'éloignant de l'anode, la force diminue mais s'applique sur une hauteur de plus en plus grande.

Le nuage d'ions positifs se détend dans une région où le champ est faible. On combine à la fois une densité et un champ électrique amoindris. Lorsqu'ils atteignent la cathode, ces ions sont de nouveau accélérés fortement vers l'électrode, provoquant un regain de force volumique. Dans le même temps, leur nombre par unité de volume augmente. On obtient alors à nouveau en région proche de la cathode une force plus élevée, de l'ordre de 400 N/m^3 . Il s'agit ici d'une contribution pratiquement continue des ions positifs à la force électrique, comme le montre la présence constante d'ions dans cette région, Figure 9.7. Par rapport aux résultats du modèle pseudo 1D de la décharge Fil - Fil, les forces sont d'un ordre de grandeur inférieures. L'explication d'un tel écart est que le champ électrique près des électrodes est sous estimé du fait d'un maillage commençant assez loin de la surface de celles-ci. On dispose cependant d'une répartition spatiale issue du calcul et non d'un modèle du type "épaisseur de plasma S".

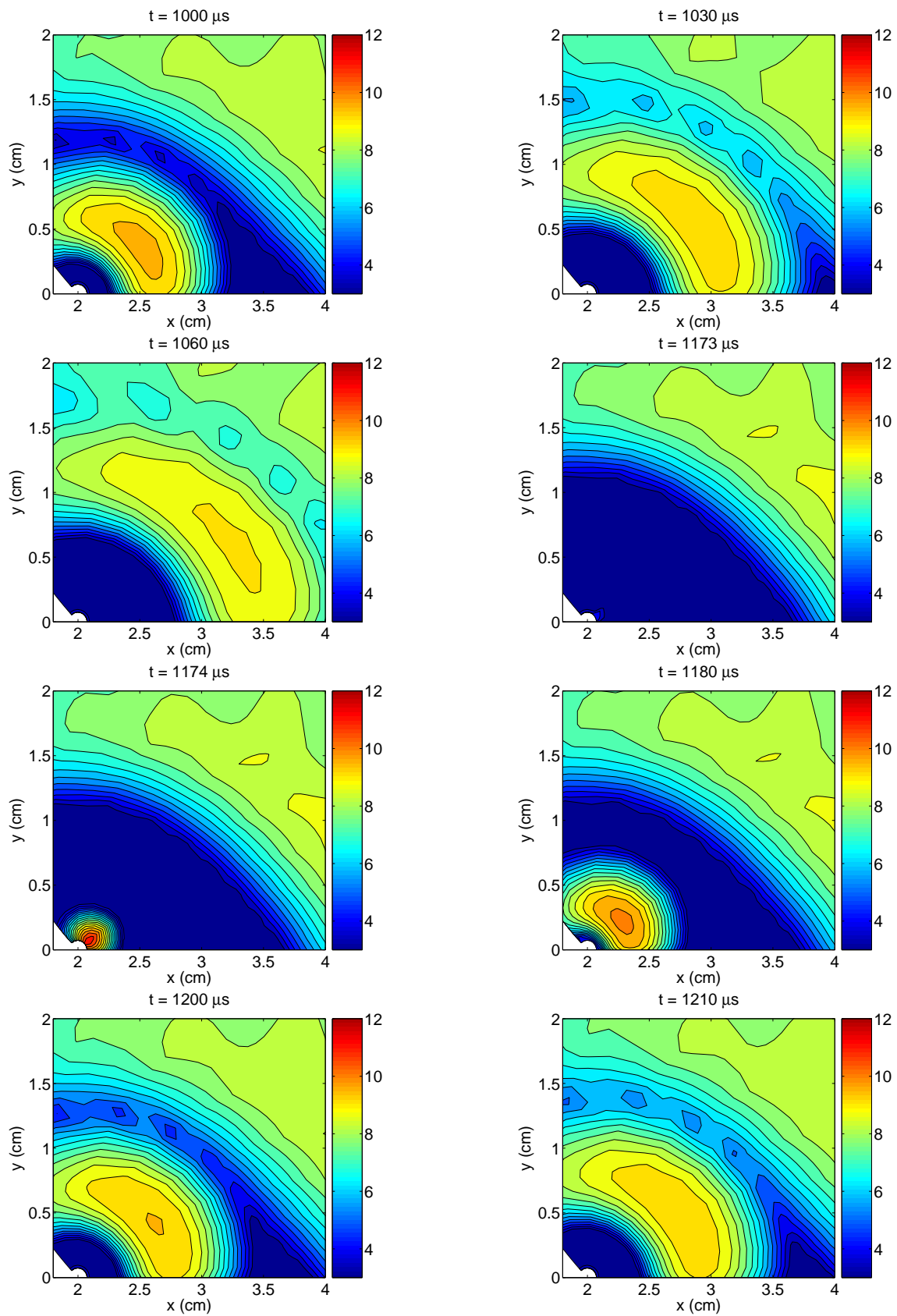
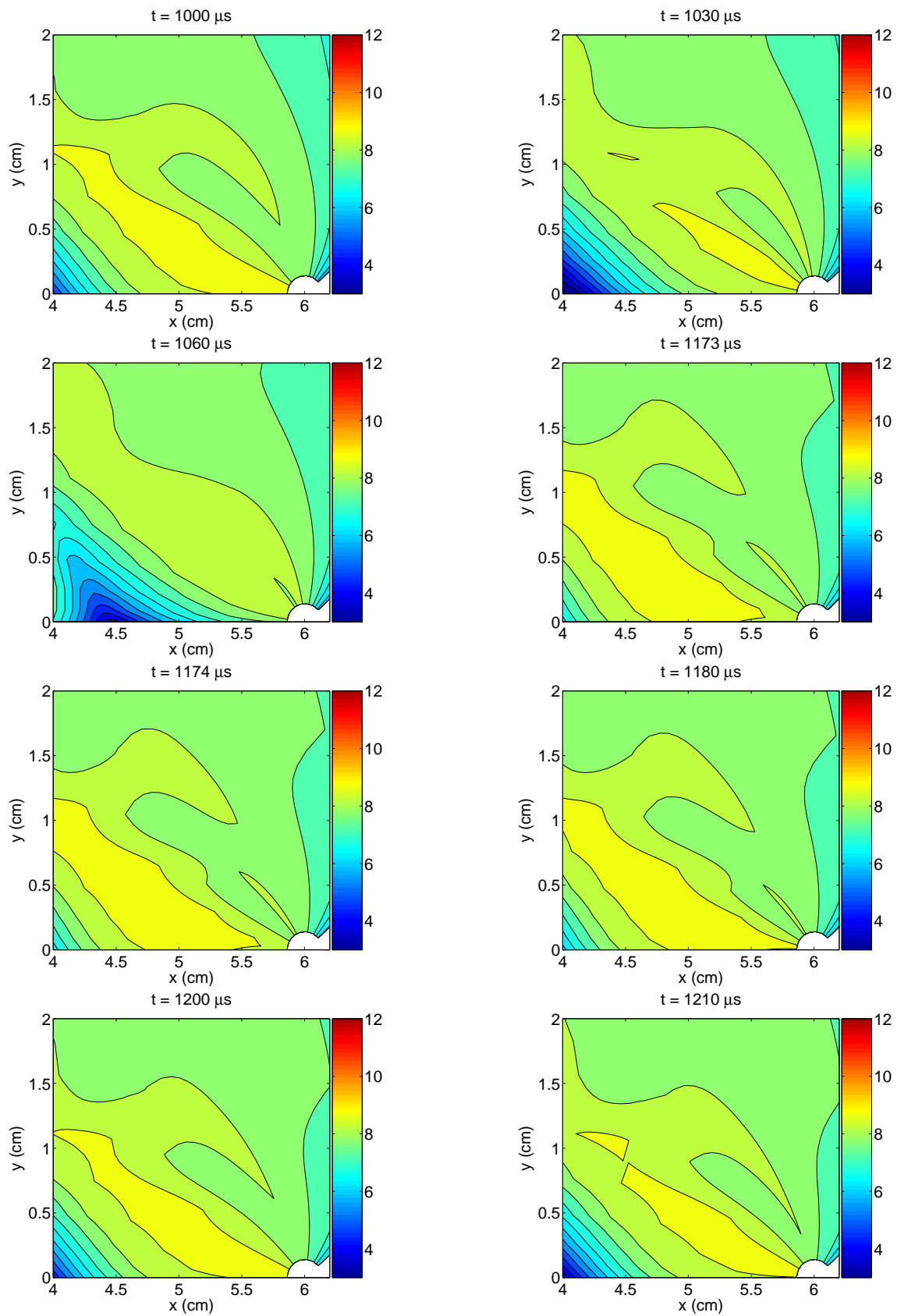
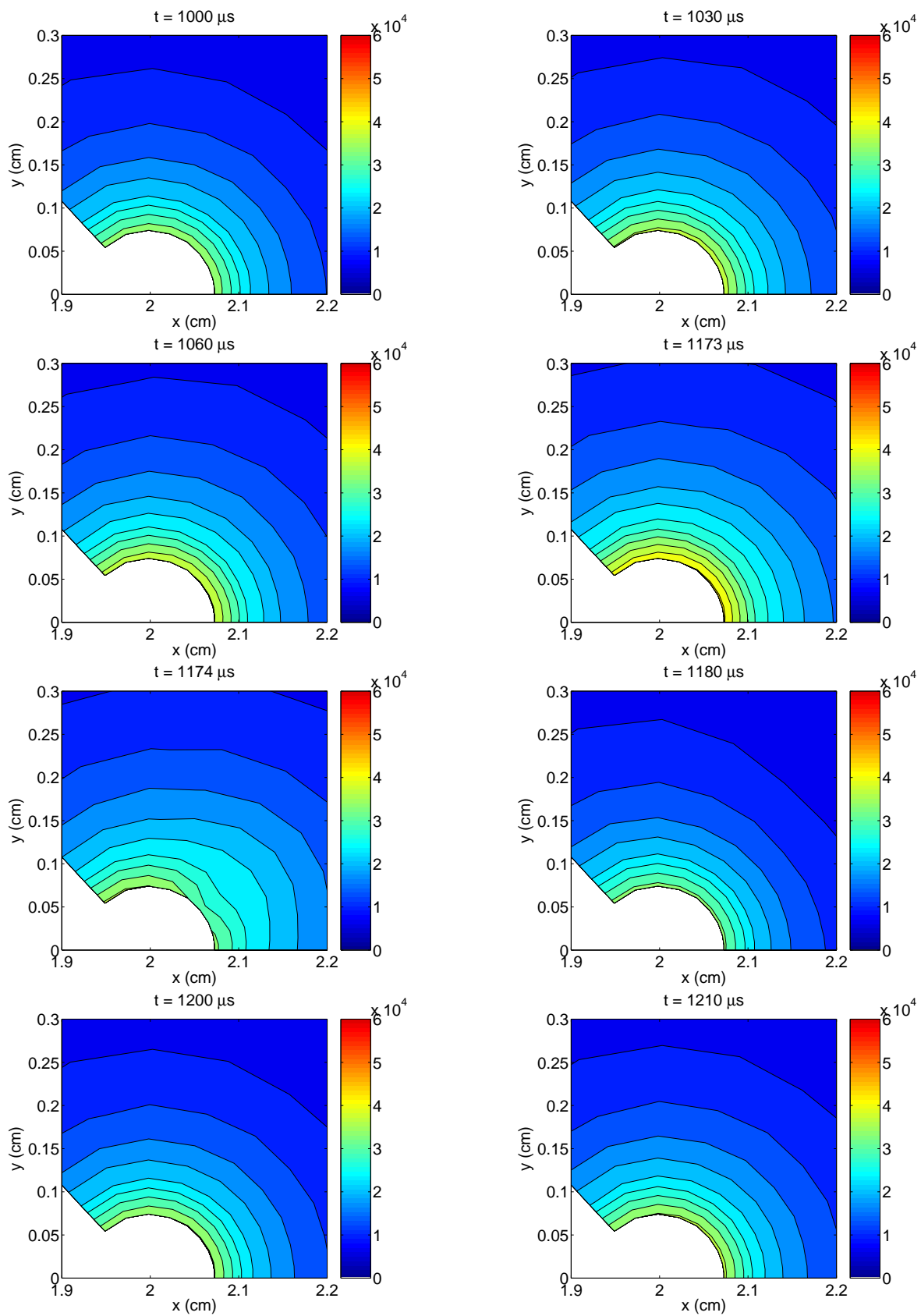
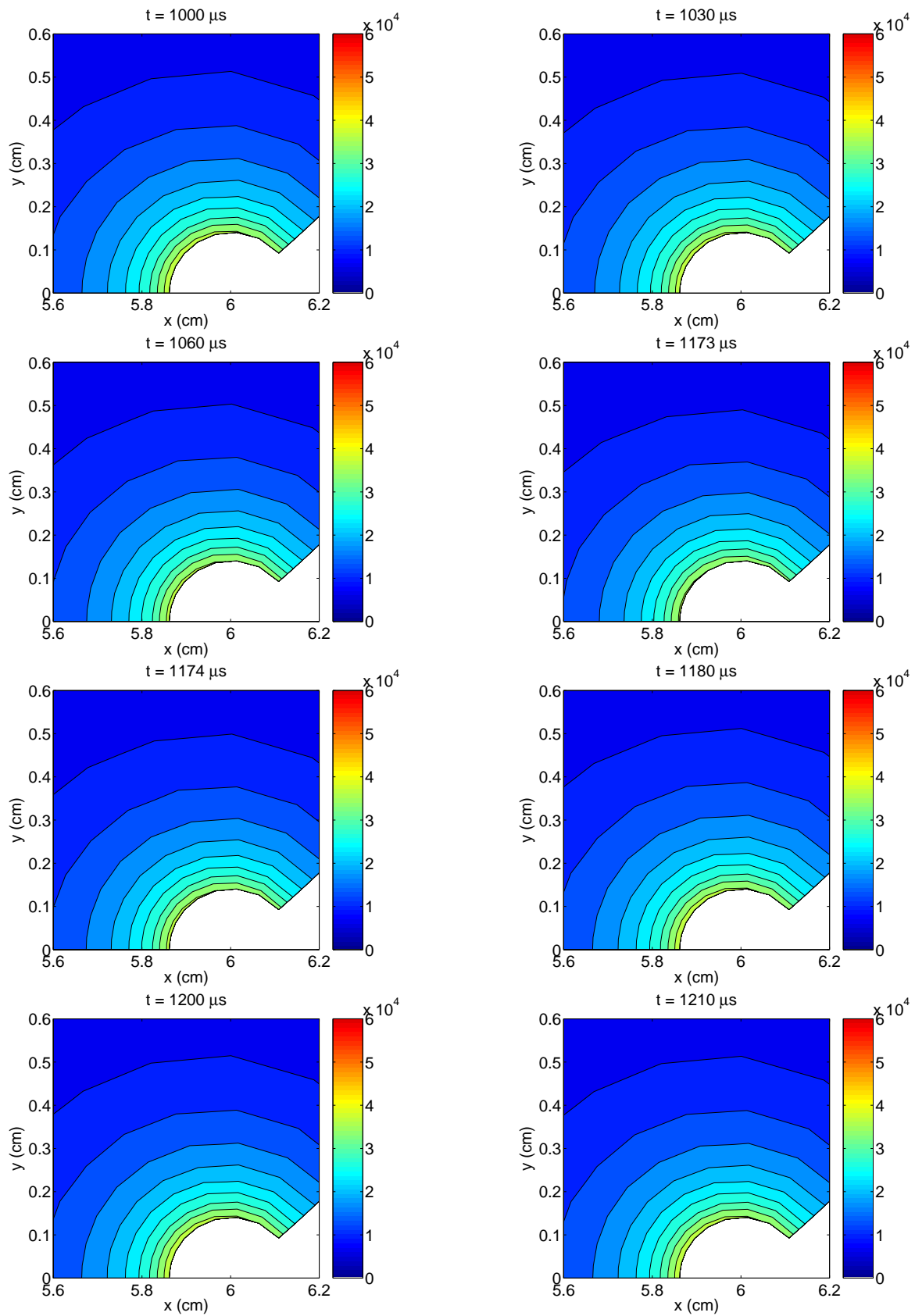


Figure 9.6 – Isovaleurs de $\log_{10}(N_+)$ avec N_+ en cm^{-3} , à l'anode

Figure 9.7 – Isovaleurs de $\log_{10}(N_+)$ avec N_+ en cm^{-3} , à la cathode

Figure 9.8 – Isovaleurs du champ électrique en V/cm , à l'anode

Figure 9.9 – Isovaleurs du champ électrique en V/cm , à la cathode

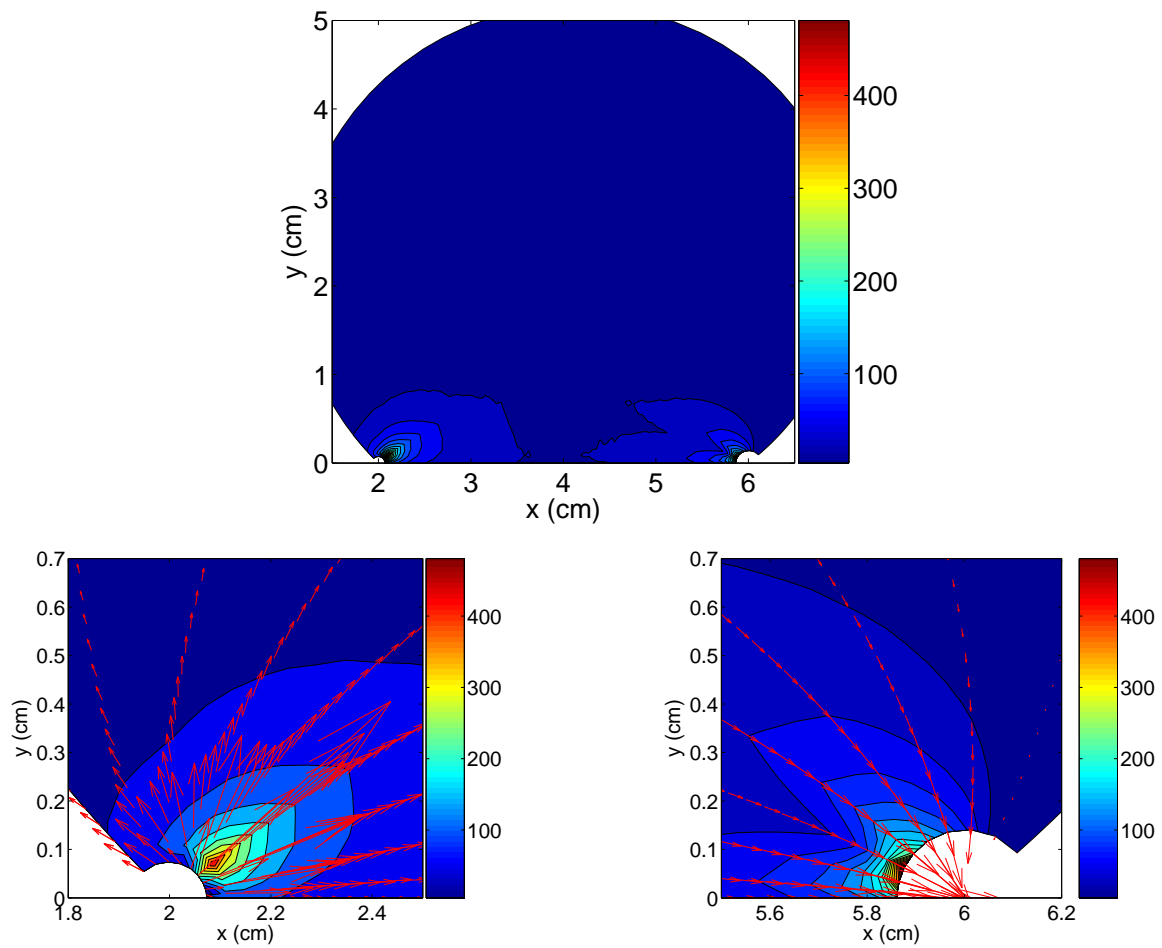


Figure 9.10 – Force électrique moyenne (Nm^{-3}) sur le domaine (haut), détail à l’anode (gauche) et à la cathode (droite)

9.4 Vent ionique

9.4.1 Description du calcul

L'action de la force électrique obtenue avec le modèle 2D de la décharge Fil - Fil est testée dans ce paragraphe de la même manière que pour le modèle pseudo 1D.

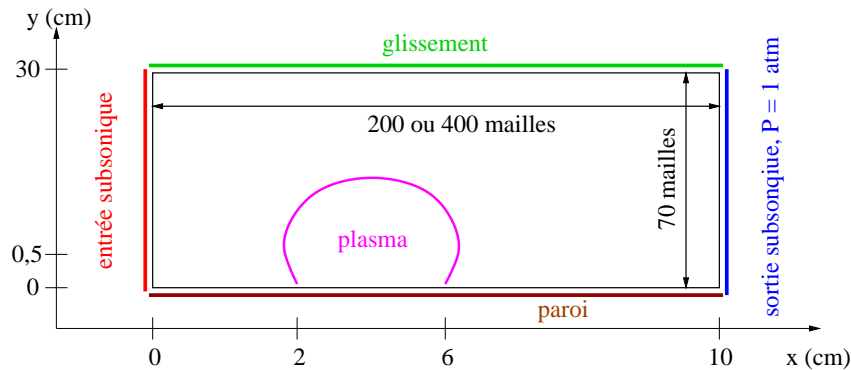


Figure 9.11 – Schéma représentatif du calcul aérodynamique avec le modèle de force Pseudo 1D

On considère le seul effet moyen de la force électrique, qui est en fait une force pulsée. Malgré le fait que la fréquence de cette pulsation est ici de 5 kHz, c'est-à-dire une fréquence d'à peine un ordre de grandeur supérieur à la fréquence des ondes instables de la couche limite (de 100 à 1000 Hz), on suppose que l'effet sur l'aérodynamique est bien approché par le niveau moyen de force. Le but est non pas d'effectuer une étude portant sur l'instabilité de l'écoulement mais plutôt d'obtenir un ordre d'idée du vent ionique créé par l'actionneur. L'effet moyen de la décharge est suffisant pour dégager les principales tendances de l'action plasma, au moins pour l'étude de l'effet sur un écoulement au repos.

On dispose d'une répartition spatiale bidimensionnelle de la force électrique. Le domaine de calcul de la décharge est représenté schématiquement Figure 9.11, en complément du domaine rectangulaire sur lequel s'effectue le calcul aérodynamique avec le code CEDRE. Les dimensions et les conditions limites du calcul aérodynamique sont les mêmes que lors des calculs précédents relatifs au modèle phénoménologique du chapitre 4, et au modèle pseudo 1D du chapitre 8. Le nombre de mailles est toujours de 70 dans la direction des y . Par contre, deux maillages ont été testés, comprenant 200 et 400 mailles suivant les x . Les maillages servant aux calculs de l'écoulement (maillage Aéro) et de la décharge (maillage Plasma) apparaissent Figure 9.12.

Pour effectuer la simulation aérodynamique, il est nécessaire d'interpoler les valeurs de la force du maillage Plasma vers le maillage Aéro. Cette interpolation est effectuée au moyen du logiciel Tecplot. Un programme, développé dans le cadre de ce travail de thèse, permet alors d'ajuster cette interpolation et d'écrire la force au format utilisable par le code CEDRE. Le résultat de cette méthode est l'obtention de la force électrique sur le maillage Aéro, Figure 9.13 pour un maillage de 200 mailles, et Figure 9.14 pour un maillage de 400 mailles. On observe que les forces interpolées sont quasiment les mêmes pour les deux maillages testés.

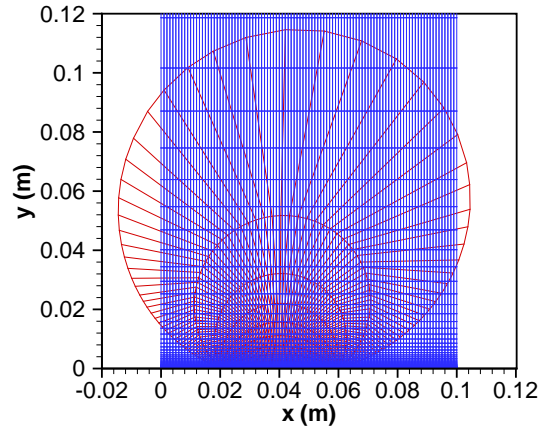


Figure 9.12 – Maillages pour les calculs de la décharge électrique (isopotentielles et lignes de champ) et de l'aérodynamique (rectangulaire)

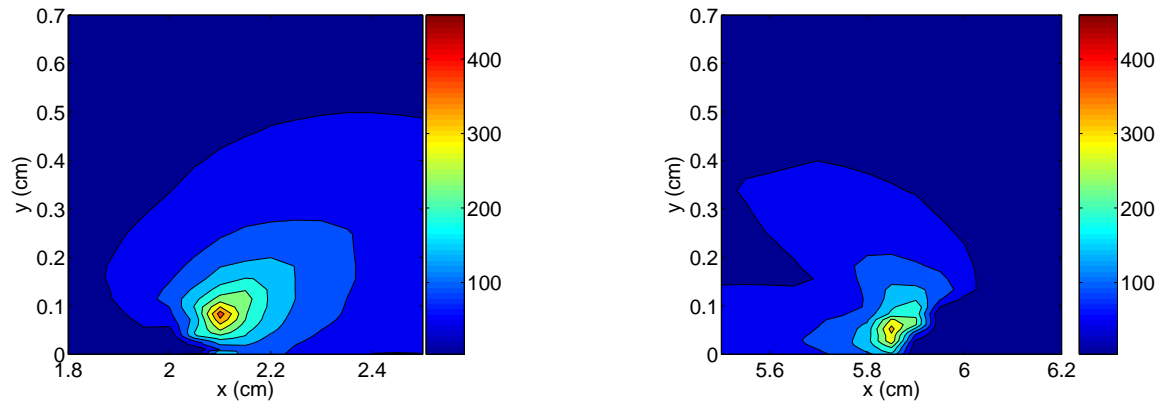


Figure 9.13 – Force interpolée (Nm^{-3}) sur le maillage Aéro à 200 mailles, à l'anode (gauche) et à la cathode (droite)

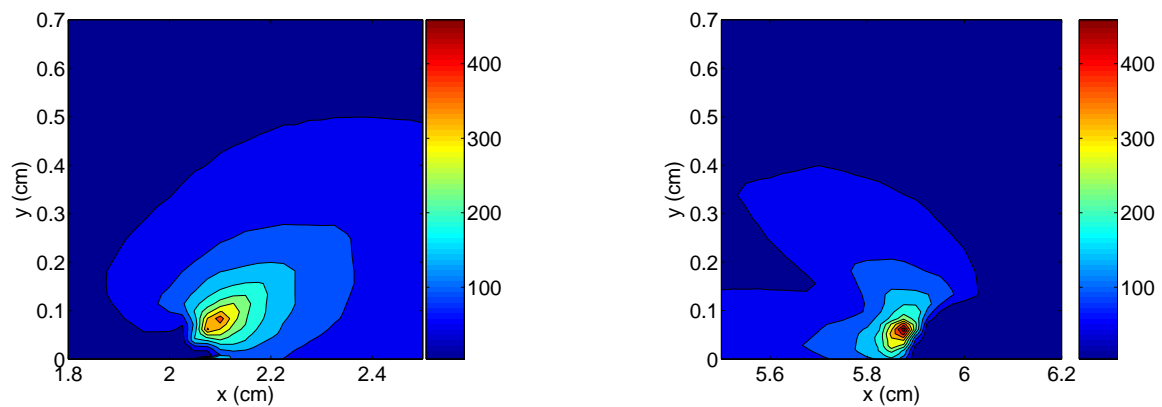


Figure 9.14 – Force interpolée (Nm^{-3}) sur le maillage Aéro à 400 mailles, à l'anode (gauche) et à la cathode (droite)

Des tests supplémentaires montrent qu'un maillage à 100 mailles est trop peu raffiné pour bien retranscrire l'effet de la décharge. Dans ce qui suit, les résultats obtenus avec le maillage le plus fin sont décrits.

9.4.2 Écoulement externe au repos

Le calcul du vent ionique est effectué sur un écoulement initialement au repos. Le fluide est mis en mouvement préférentiellement dans la direction des x , de l'anode vers la cathode, Figure 9.15. Il subit une première accélération forte à l'anode et une deuxième à la cathode. Entre les deux il est légèrement accéléré. Après la cathode, l'écoulement est freiné par frottement visqueux. Le gain de vitesse maximal est de 1,3 m/s environ. Le fluide est aspiré des parties supérieures vers la paroi pour ensuite être dirigé de l'anode vers la cathode. Cette description rejoint les observations expérimentales. Les niveaux de vitesse sont cependant sous-estimés de moitié.

Les profils de vitesse sont comparés aux mesures de Séraudie [62] en différentes abscisses. Le gain de vitesse généré par l'anode est de 1 m/s sur les présents calculs en $x = 3, 4$ et 5 cm, au lieu de 2,5 à 3 m/s. L'action de l'anode est donc sous-estimée. L'ordre de grandeur du vent ionique reste cependant réaliste. La zone d'action de la décharge se rapporte bien à celle des expériences, à savoir qu'elle s'étend sur plus de 1 cm au-dessus de la paroi. La bonne description spatiale de l'effet de l'actionneur constitue une avancée importante du modèle 2D, par rapport au précédent modèle 1D. Le gain de vitesse obtenu à la cathode permet de se rapprocher des mesures et il ne subsiste en $x = 8$ cm qu'un écart de 1 m/s. Le modèle 2D des décharges, bien que peu résolu en espace, permet ainsi de simuler relativement bien le vent ionique créé par le dispositif expérimental du chapitre 3.

9.4.3 Écoulement externe basse vitesse

La force électrique est appliquée sur l'écoulement de couche limite sur plaque plane. L'effet sur l'aérodynamique est peu visible sur les cartographies des vitesses tangentielle et perpendiculaire à la paroi, Figure 9.17. On note que la vitesse d'aspiration du fluide est d'à peine 6 cm/s. Il est plus difficile, avec la même force, de dévier un écoulement de 5 m/s, que de mettre en mouvement un fluide au repos.

Les profils de vitesse montrent à nouveau une action plus faible par rapport aux mesures, Figure 9.18. L'effet de la force plasma est de rajouter une vitesse maximale de 0,5 m/s dans la couche limite.

En conclusion, la force obtenue grâce au modèle 2D de la décharge électrique permet d'obtenir une description qualitativement en accord avec les observations expérimentales et les mesures associées. Quantitativement, le vent ionique est sous-estimé de moitié. Son action sur les écoulements de couche limite en est alors défavorisée.

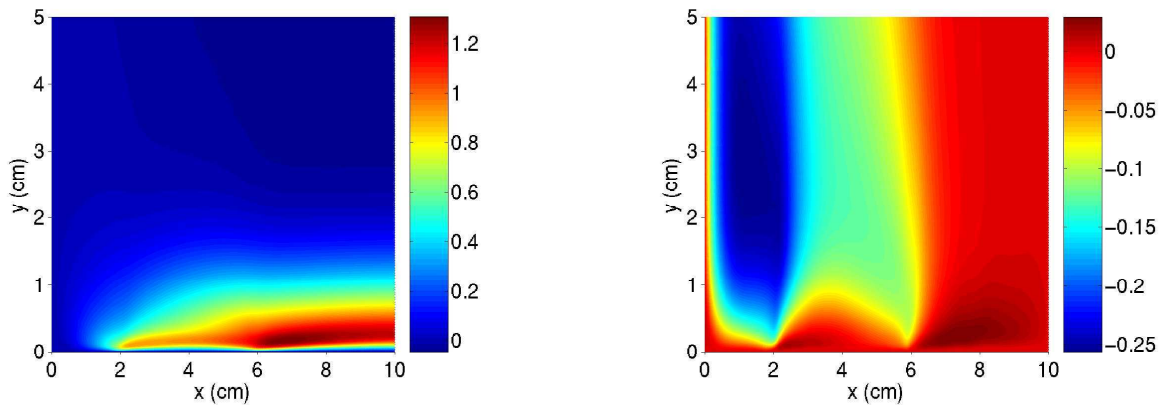


Figure 9.15 – Composantes tangentielle (gauche) et perpendiculaire à la paroi (droite) du vent ionique obtenu avec le modèle 2D des décharges

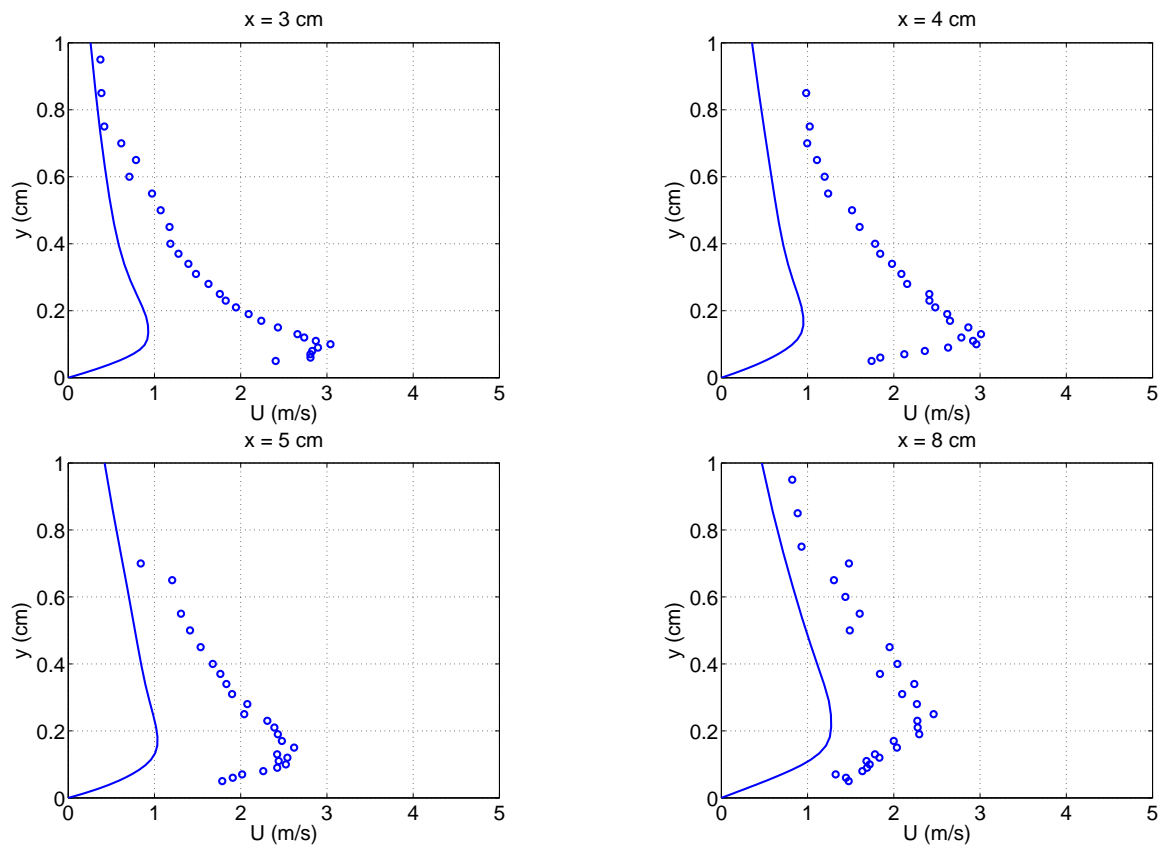


Figure 9.16 – Profils de vitesse du vent ionique obtenu par le modèle 2D (—) et par les mesures [62] (o)

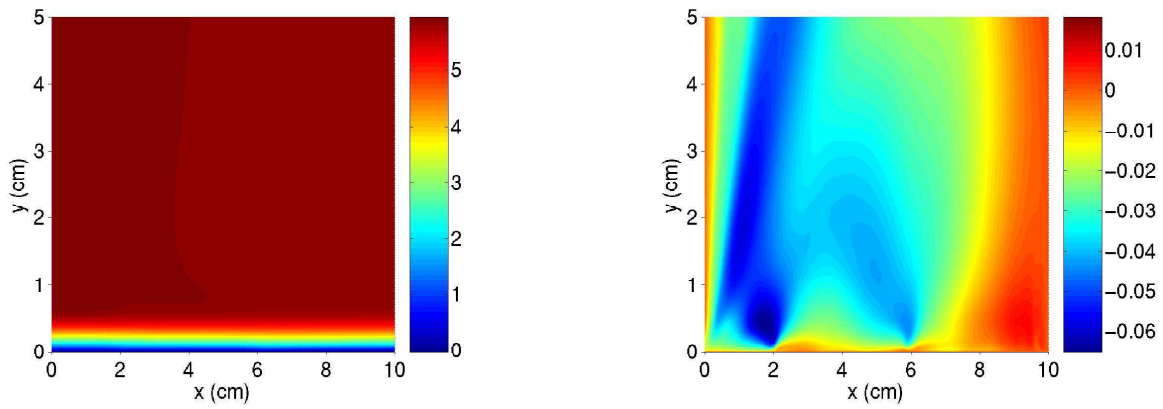


Figure 9.17 – Composantes tangentielle (gauche) et perpendiculaire (droite) de la vitesse de l'écoulement obtenu avec le modèle 2D des décharges

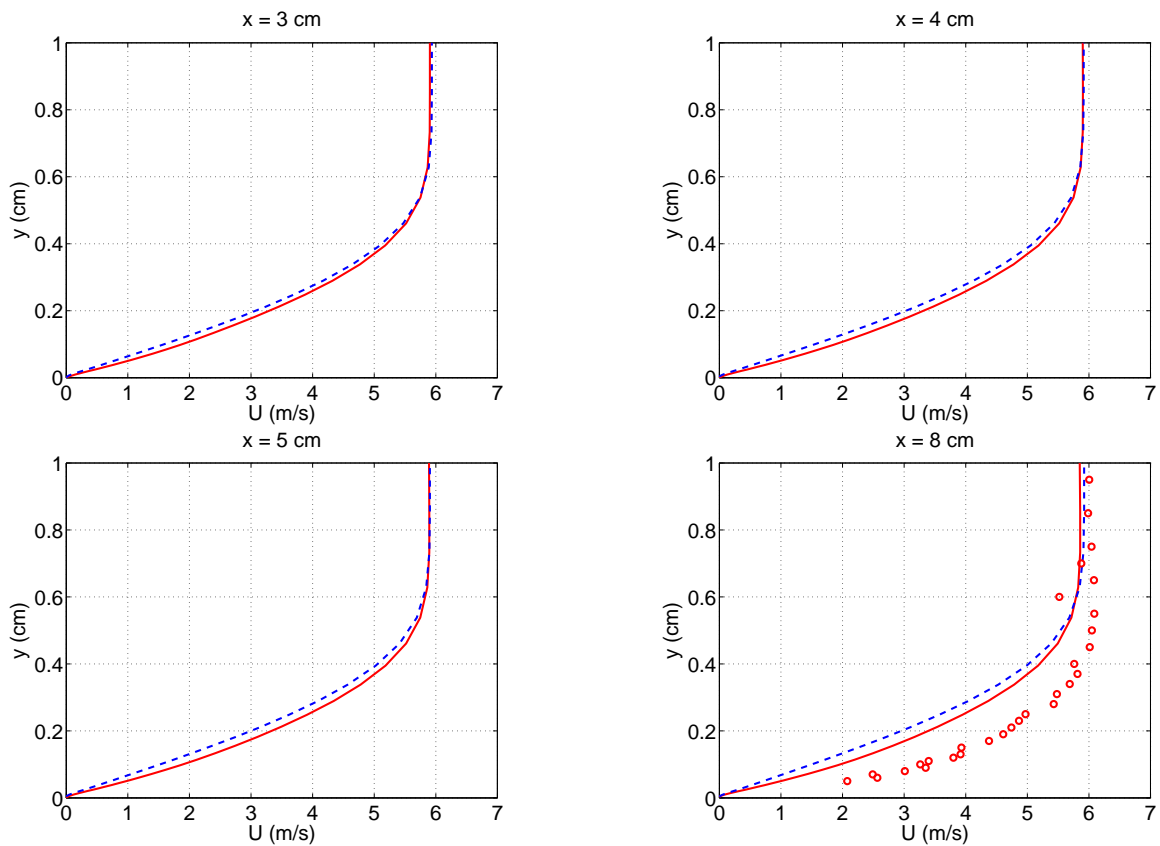


Figure 9.18 – Profils de vitesse de l'écoulement avec plasma, modèle 2D des décharges (—) et mesures [62] (o), par rapport à l'écoulement porteur (- -)

9.5 Conclusion

Venant en suite logique des modèles de décharges Sphère - Sphère, Fil - Cylindre et Fil - Fil monodimensionnel, le modèle bidimensionnel complète la description du dispositif expérimental en résolvant la décharge à la fois entre, mais aussi au-dessus des électrodes. En utilisant un maillage peu raffiné, le modèle physique et la méthode numérique associée permettent néanmoins de dégager des enseignements importants. Tout d'abord, il est capable de retrouver des régimes pulsés, que ce soit des pulses cathodiques au début des simulations, ou des pulses anodiques par la suite. Le modèle a donc la capacité de représenter des phénomènes dont la dynamique est très rapide (quelques dizaines de ns pour les avalanches électroniques) et sur des temps longs (de l'ordre de la ms). Parvenir à relier ces deux échelles de temps, sur un domaine spatial élargi au 2D, est un premier résultat encourageant. L'action sur l'aérodynamique, à savoir la création d'un vent ionique en accord qualitatif avec les mesures, justifie *a posteriori* la méthode utilisée pour le couplage des parties plasma et aérodynamique. Les coûts de calcul ne permettent cependant pas de valider complètement l'approche bidimensionnelle du modèle par une étude de convergence en maillage. Si seulement 20 heures de calcul sur un processeur de 2 GHz ont été nécessaires pour simuler la décharge sur 1 ms avec le maillage de 100×10 mailles, les mêmes calculs sur des maillages de 400×40 et 800×40 nécessiteraient 800 et 5000 heures respectivement, d'après des premières estimations. Seule l'implantation de méthodes numériques visant à la réduction des coûts de calcul permettrait de confirmer définitivement les résultats obtenus.

Chapitre 10

Conclusion

Cette thèse, financée par la DGA, et menée au Centre de Toulouse de l'ONERA/DMAE en collaboration avec l'ONERA/DTIM et le laboratoire MIP de Toulouse, s'inscrit dans le cadre général du contrôle des écoulements aérodynamiques. Les moyens d'action utilisés sont les plasmas produits par les décharges couronnes.

L'objectif des travaux entrepris concernait plus précisément le développement d'un outil numérique capable de prédire la génération de plasma dans les décharges couronnes et leur interaction avec l'aérodynamique. Au terme de cette étude, les principaux résultats à retenir sont les suivants.

Un modèle physique de l'action des plasmas et décharges sur l'aérodynamique, reliant la force et le courant électriques, permet de vérifier l'hypothèse d'un transfert de quantité de mouvement des espèces chargées vers les molécules neutres du gaz.

Un modèle numérique des décharges a été testé sur des configurations simplifiées. A une première étape de validation de l'outil numérique a suivi l'étude des couronnes positive et négative, isolées l'une de l'autre. Cette étude a montré que les phénomènes électriques à l'origine de la création des gaz ionisés sont de nature pulsatoire et dépendent du rayon de courbure des électrodes.

L'application de ce modèle numérique à la configuration expérimentale constituée de deux fils parallèles incrustés sur une plaque est d'abord déclinée sous une forme pseudo monodimensionnelle. Par une étude détaillée et minutieuse des phénomènes physiques mis en jeu, le modèle fait apparaître une interaction forte entre les couronnes positive et négative. Le régime de décharge obtenu par ce modèle, continu, explique la formation des espèces électriques dans les régions proches des électrodes, grâce à l'ensemencement secondaire en électrons par le bombardement ionique de la cathode. Bien que le modèle ne décrive pas les pics de courant mesurés, la composante continue du courant est bien retranscrite. Un régime de pulses se rapprochant

des observations expérimentales est favorisé par les phénomènes diffusifs. Les niveaux de force électrique obtenus, une fois appliqués à des écoulements simples, permettent de retrouver un bon accord qualitatif du vent ionique avec les résultats expérimentaux.

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. Cette méthode justifie un couplage du type chaînage dont le principe est de calculer l'écoulement aérodynamique une fois la force électrique déterminée par le module plasma.

Cette méthode du calcul des décharges puis de son action sur l'aérodynamique trouve un écho favorable dans le cas du calcul bidimensionnel de la partie plasma. Malgré un maillage forcément grossier, la décharge obtenue est physiquement réaliste. Le modèle a la capacité de décrire un régime pulsé représentatif des phénomènes physiques. L'anode est le siège de pulses de courant lors desquels la charge d'espace joue un rôle prépondérant. La cathode fournit quant à elle les électrons nécessaires à l'entretien du système. Ces résultats, qui manquent de précision, offrent toutefois un bon accord qualitatif avec les résultats expérimentaux.

Les perspectives qui peuvent faire suite à ces travaux concernent deux axes d'études. Le premier est un volet expérimental. Le second vise à poursuivre l'étude numérique bidimensionnelle des décharges et de l'aérodynamique.

Des expériences représentatives des configurations simplifiées Sphère - Sphère et Fil - Cylindre permettraient tout d'abord de comparer les courants obtenus par simulation numérique à des mesures. Une configuration Fil - Fil en l'absence de plaque diélectrique est aussi envisageable, afin de déterminer l'influence de ce diélectrique sur le développement de la décharge. Cette étape serait utile pour affiner et mieux tester les modèles.

En parallèle, des simulations bidimensionnelles utilisant un maillage plus fin, notamment près des électrodes poursuivraient logiquement le travail réalisé durant cette thèse. De tels calculs permettraient de rendre les résultats plus précis, notamment par une résolution améliorée des zones de gaines, lieux principaux de création des charges électriques. Des méthodes de suivi des fronts d'ionisation, telle que celle décrite par Montijn et utilisant un raffinement de maillage adaptatif [39], peuvent s'avérer très utiles, bien que coûteuses. Le coût de calcul augmentant comme le carré du nombre de mailles, des méthodes numériques visant à la réduction du pas de temps devront être mises au point. L'implicitation de la cinétique chimique apporterait une réduction importante de ce pas de temps. La parallélisation du code jouerait également en faveur d'une diminution des temps de calcul.

Le circuit extérieur est modélisé dans le présent travail par une source de tension continue mise en série avec une résistance électrique. Une modélisation plus élaborée du générateur sous

forme de capacités, inductances et résistances permettrait de préciser l'interaction qui existe entre la décharge et le circuit.

Dans le même temps, fort des résultats encourageants apportés par un modèle de cinétique simplifié, un enrichissement de ce modèle devrait affiner le développement de la décharge. Il s'agit là d'un travail complexe de sélection des réactions parmi les 450 détaillées par Kossyi [24]. La plaque diélectrique peut également jouer un rôle lors du développement des décharges, par absorption de particules ou encore par émission secondaire d'électrons par bombardement ionique. Un modèle prenant en compte son effet constitue ainsi une voie de développement intéressante.

Une confirmation en 2D de l'importance des phénomènes diffusifs, observée sur les résultats du modèle pseudo 1D, impliquerait par ailleurs la recherche de modèles plus appropriés pour les zones de gaine des électrodes.

On peut également envisager de résoudre les équations de transport de l'énergie des espèces ou du moins proposer un modèle reliant ces énergies aux autres variables du problème, comme le champ électrique.

La méthode de couplage de l'aérodynamique avec les plasmas consiste à chaîner le calcul de la décharge et le calcul de l'aérodynamique par l'intermédiaire d'un module reliant le code Plasma au code CEDRE. Une évolution de ce couplage vers une implantation directe d'un module Plasma dans la plateforme CEDRE semble être possible. Un tel travail doit prendre en compte la nécessité de décrire finement la décharge électrique (pas de temps et d'espace suffisamment petits). Il paraît donc inévitable de devoir définir deux domaines de calculs, l'un pour la partie Plasma, l'autre pour la partie aérodynamique.

Annexe A

Description de la cinétique

A.1 Coefficients de réaction et de transport

Le code numérique Bolsig [2] a été utilisé pour déterminer certains coefficients de réaction et les coefficients de transport des électrons. Ce code fait l'hypothèse que les électrons sont en équilibre local avec le champ électrique. Cela suppose que les électrons acquièrent instantanément l'énergie cinétique apportée par le biais d'un champ électrique. On néglige la phase d'accélération pour calculer l'état final. On considère un mélange composé à 80% de N_2 et à 20% de O_2 . Le Tableau A.1 donne dans l'ordre : le champ réduit E/P en V/cm/torr, le champ réduit E/N en Td ($1 \text{ Td} = 10^{-17} \text{ Vcm}^2$), la mobilité électronique en $\text{torr.cm}^2/\text{V/s}$, le coefficient de diffusion en $\text{torr.cm}^2/\text{s}$, l'énergie électronique en eV, le coefficient d'ionisation total α/P , le coefficient d'attachement η/P , le coefficient d'ionisation α_1/P de N_2 et le coefficient d'ionisation α_2 de O_2 en $\text{cm}^{-1}.\text{torr}^{-1}$. L'ionisation des électrons est la somme de celle de tous les ions positifs et $\alpha = \alpha_1 + \alpha_2$.

Ainsi, à chaque valeur du champ électrique correspondent un jeu de valeurs des coefficients de réaction d'ionisation et d'attachement mais également des coefficients de transport des électrons.

En ce qui concerne les ions, on utilise une valeur constante et commune de la mobilité électrique, à savoir $\mu_+ = \mu_- = 3,5 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$.

A.2 Sources en volume

Le modèle le plus complet de cinétique dans l'air est détaillé par Kossyi [24]. Il fait intervenir pas moins de 450 réactions. Dans ce travail de thèse, la démarche consiste à simplifier systématiquement le problème, puis à l'enrichir au fur et à mesure de l'identification des besoins. La cinétique choisie est celle de Morrow [45, 46] inspirée des premiers travaux de Lowke [34] ainsi que de ceux de Kossyi [24]. Les simulations numériques effectuées par ces auteurs montrent une bonne description spatiotemporelle du développement des décharges en ne conservant que 7 types de réactions, décrites ci-après.

N2_80+O2 N2 O2 (80.0 % - 20.0 %)									

Mobility: torr.cm2/V/s; Diffusion: torr.cm2/s; Energy: eV alpha/p, eta/p: cm-1.torr-1									

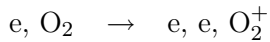
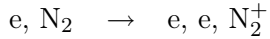
2					1				

E/p	V/cm/torr	E/n (Td)	Mobility	Diffusion	Energy	alpha/p	eta/p	al/p	al/p

0.1000E+02	0.3106E+02	0.4683E+06	0.5836E+06	0.1089E+01	0.1107E-07	0.3665E-04	0.0000E+00	0.1107E-07	
0.2000E+02	0.6211E+02	0.4040E+06	0.6114E+06	0.1436E+01	0.9928E-04	0.2714E-02	0.8352E-05	0.9093E-04	
0.3000E+02	0.9317E+02	0.3663E+06	0.7511E+06	0.2374E+01	0.2738E-02	0.8791E-02	0.7523E-03	0.1986E-02	
0.4000E+02	0.1242E+03	0.3451E+06	0.9146E+06	0.3395E+01	0.1563E-01	0.1246E-01	0.6639E-02	0.8991E-02	
0.5000E+02	0.1553E+03	0.3286E+06	0.1046E+07	0.4234E+01	0.4685E-01	0.1356E-01	0.2442E-01	0.2243E-01	
0.6000E+02	0.1863E+03	0.3158E+06	0.1152E+07	0.4936E+01	0.1016E+00	0.1346E-01	0.5925E-01	0.4233E-01	
0.7000E+02	0.2174E+03	0.3053E+06	0.1237E+07	0.5526E+01	0.1807E+00	0.1281E-01	0.1129E+00	0.6780E-01	
0.8000E+02	0.2484E+03	0.2963E+06	0.1308E+07	0.6056E+01	0.2835E+00	0.1201E-01	0.1853E+00	0.9817E-01	
0.9000E+02	0.2795E+03	0.2872E+06	0.1382E+07	0.6614E+01	0.4182E+00	0.1136E-01	0.2823E+00	0.1359E+00	
0.1000E+03	0.3106E+03	0.2800E+06	0.1440E+07	0.7089E+01	0.5672E+00	0.1058E-01	0.3918E+00	0.1754E+00	
0.1100E+03	0.3416E+03	0.2738E+06	0.1494E+07	0.7546E+01	0.7331E+00	0.9851E-02	0.5154E+00	0.2177E+00	
0.1200E+03	0.3727E+03	0.2681E+06	0.1543E+07	0.7974E+01	0.9087E+00	0.9181E-02	0.6475E+00	0.2612E+00	
0.1300E+03	0.4037E+03	0.2626E+06	0.1593E+07	0.8419E+01	0.1106E+01	0.8601E-02	0.7969E+00	0.3094E+00	
0.1400E+03	0.4348E+03	0.2580E+06	0.1635E+07	0.8814E+01	0.1296E+01	0.8042E-02	0.9415E+00	0.3544E+00	
0.1500E+03	0.4658E+03	0.2529E+06	0.1684E+07	0.9272E+01	0.1526E+01	0.7585E-02	0.1117E+01	0.4090E+00	
0.1600E+03	0.4969E+03	0.2486E+06	0.1728E+07	0.9695E+01	0.1748E+01	0.7151E-02	0.1287E+01	0.4606E+00	
0.1700E+03	0.5280E+03	0.2446E+06	0.1771E+07	0.1011E+02	0.1974E+01	0.6758E-02	0.1461E+01	0.5129E+00	
0.1800E+03	0.5590E+03	0.2408E+06	0.1814E+07	0.1053E+02	0.2197E+01	0.6408E-02	0.1633E+01	0.5638E+00	
0.1900E+03	0.5901E+03	0.2368E+06	0.1859E+07	0.1098E+02	0.2461E+01	0.6089E-02	0.1836E+01	0.6243E+00	
0.2000E+03	0.6211E+03	0.2338E+06	0.1897E+07	0.1137E+02	0.2676E+01	0.5784E-02	0.2004E+01	0.6726E+00	

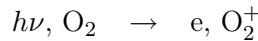
Tableau A.1 – Coefficients de transport, d’ionisation et d’attachement des électrons dans un mélange (N₂ - O₂) (80% - 20%)

Ionisation



L’ionisation est une réaction dont l’efficacité dépend en très grande partie de l’état des électrons (leur densité et leur énergie). Comme introduit au paragraphe 2.2.4, le terme source correspondant peut prendre une formulation différente que celle habituelle. Ici, ce terme source s’écrit comme le produit de la densité électronique et de la fréquence de collision ionisante $\alpha|U_e|$. Cette fréquence est obtenue en divisant la vitesse des électrons par le libre parcours moyen des électrons avant une collision ionisante. Les libres parcours moyens pour l’ionisation de l’oxygène et de l’azote ($1/\alpha_1$ et $1/\alpha_2$) sont déterminés grâce à [2]. Ces coefficients sont reportés Tableau A.1.

Photoionisation



Le modèle de photoionisation est décrit par Kulikovski [25], Pancheshnyi et al. [49] à partir des travaux précurseurs de Zhelezniak [70].

La désexcitation de l’état excité de l’azote N₂(C³Πu) s’accompagne de l’émission de photons dans le domaine de l’ultraviolet. Le nombre de photons émis en un point x' de l’espace est relié à l’ionisation qui s’y produit. On suppose que l’excitation des neutres est proportionnelle à l’ionisation, à un facteur près qui tient compte du quenching des états excités. Les photons émis en un point x' peuvent ioniser des atomes d’oxygène en d’autres points x de l’espace si leur longueur d’onde est comprise entre 980 et 1025 Å°. D’après Zhelezniak [70], seule une fraction

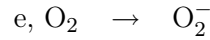
$\xi = 0,06 - 0,12$ des photons est émise dans cette gamme d'énergie. Lors de leur déplacement du point x' au point x , une partie des photons est absorbée et seule une proportion des photons initiaux parvient au point x . Le coefficient d'absorption des photons est déterminé dans l'air grâce aux travaux expérimentaux de Penney et Hummert [51].

Le nombre d'électrons et ions positifs S_{photo} créés par unité de temps et de volume en un point x de l'espace par photoionisation est la somme sur tout le volume de toutes les contributions x' :

$$S_{photo}(x) = \frac{\xi}{4\pi} \frac{p_q}{p + p_q} \int_V d^3x' \frac{S_{ion}(x')}{|x - x'|^2} C e^{-k|x-x'|} \quad (\text{A.1})$$

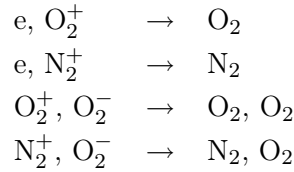
où $C = 162,2 \text{ cm}^{-1}$ et $k = 119,9 \text{ cm}^{-1}$.

Attachement électronique



La source d'ions O_2^- due à l'attachement électronique s'écrit de la même manière que l'ionisation. Le libre parcours moyen est noté $1/\eta$, cf. Tableau A.1.

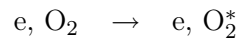
Recombinaisons



Les recombinaisons dépendent de la densité de chacune des espèces chargées. Le taux de réaction s'écrit donc comme le produit des densités et d'un coefficient β exprimé en unité de volume par seconde. La valeur numérique de ce coefficient est ([45]) :

$$\beta = 2.10^{-7} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$$

Excitation des neutres (oxygène) en métastables

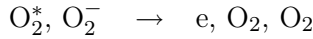


L'excitation des neutres par collision des électrons dépend elle aussi du niveau d'énergie des électrons et s'écrit comme le produit de la fréquence des collisions excitantes et de la densité des électrons. Les valeurs suivantes du rapport α_m sur la densité des neutres sont issues de [46] et s'expriment en m^2 :

$$\begin{aligned}
\alpha_m/N &= 5,16524 \cdot 10^{-22} \\
&\quad (\text{si } E/N > 6,0 \cdot 10^{-19} \text{ Vm}^2) \\
&= 1,09025 \cdot 10^{-21} - 9,56211 \cdot 10^{-25} E/N \\
&\quad (\text{si } 2,0 \cdot 10^{-19} < E/N < 6,0 \cdot 10^{-19} \text{ Vm}^2) \\
&= -4,83689 \cdot 10^{-22} + 1,59660 \cdot 10^{-23} E/N - 4,50720 \cdot 10^{-26} (E/N)^2 \\
&\quad (\text{si } 0,45 \cdot 10^{-19} < E/N < 2,0 \cdot 10^{-19} \text{ Vm}^2) \\
&= 2,30300 \cdot 10^{-22} - 6,52090 \cdot 10^{-24} E/N + 1,00900 \cdot 10^{-25} (E/N)^2 \\
&\quad (\text{si } 0,20 \cdot 10^{-19} < E/N < 0,45 \cdot 10^{-19} \text{ Vm}^2) \\
&= -4,69072 \cdot 10^{-23} + 3,16824 \cdot 10^{-23} E/N - 1,13913 \cdot 10^{-24} (E/N)^2 \\
&\quad (\text{si } 0,02 \cdot 10^{-19} < E/N < 0,20 \cdot 10^{-19} \text{ Vm}^2) \\
&= 0 \\
&\quad (\text{si } E/N < 0,02 \cdot 10^{-19} \text{ Vm}^2)
\end{aligned}$$

où E est ici la valeur absolue du champ électrique.

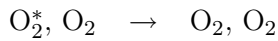
Détachement électronique



Le détachement électronique est considéré par Lowke [34] comme une réaction prépondérante pour le développement des décharges sur des temps longs. Il s'agit d'une source en électrons dont le temps caractéristique est grand par rapport à celui de l'avalanche électronique car les métastables ont un temps de vie de quelques μs . En percutant les ions négatifs, des électrons sont arrachés de ces derniers ions. Le coefficient de réaction est donné par [46] :

$$k_d = 2 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$$

Quenching des états excités



Les métastables se désexcitent lors de leur collision avec les neutres. Le quenching des états excités est proportionnel à la densité des métastables et des neutres. Le coefficient de réaction est donné par Morrow [46] :

$$k_q = 2,22 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$$

Bilan L'expression des termes sources pour chacune des espèces est finalement la suivante :

$$\begin{aligned}
\omega_e &= S_{photo} + \alpha N_e |U_e| - \eta N_e |U_e| - \beta N_e N_{O_2^+} - \beta N_e N_{N_2^+} + k_d N_{O_2^*} N_{O_2^-} \\
\omega_{O_2^+} &= S_{photo} + \alpha_1 N_e |U_e| - \beta N_e N_{O_2^+} - \beta N_{O_2^-} N_{O_2^+} \\
\omega_{N_2^+} &= \alpha_2 N_e |U_e| - \beta N_e N_{N_2^+} - \beta N_{O_2^-} N_{N_2^+} \\
\omega_{O_2^-} &= \eta N_e |U_e| - \beta N_{O_2^-} N_{O_2^+} - \beta N_{O_2^-} N_{N_2^+} - k_d N_{O_2^*} N_{O_2^-} \\
\omega_{O_2^*} &= \alpha_m N_e |U_e| - k_d N_{O_2^*} N_{O_2^-} - k_q N_{O_2^*} N_{O_2}
\end{aligned}$$

Bibliographie

- [1] http://fr.wikipedia.org/wiki/Physique_des_plasma
- [2] CPAT & Kinema Software, <http://www.siglo-kinema.com/bolsig.htm>.
- [3] Aleksandrov G.N. *On the nature of current pulses of negative corona*, Soviet Physics - Technical physics, vol. 8, n° 2, pp. 161-166, 1963
- [4] Artana G., D'adamo J., Léger L., Moreau E., Touchard G. *Flow control with electrohydrodynamic actuators*, AIAA Journal, vol. 40, n° 9, pp. 1773-1779, 2002
- [5] Béquin Ph., Castor K., Scholten J. *Electric wind characterisation in negative point-to-plane coronas discharges in air*, Eur. Phys. J. AP, vol. 22, pp. 41-49, 2003
- [6] Boeuf J.-P., Pitchford L.C. *Electrohydrodynamic force and aerodynamic flow acceleration in surface dielectric barrier discharge*, J. Appl. Phys, vol. 97, 103307, 2005
- [7] Boeuf J.-P., Lagmich Y., Callegari Th., Pitchford L.C. *Electrohydrodynamic force and acceleration in surfaces discharges*, AIAA paper 2006-3574, 37th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference, San Francisco, California, 5-8 juin 2006
- [8] Braithwaite N.St.J. *Introduction to gas discharges*, Plasma Sources Sci. Tech., vol. 9, pp. 517-527, 2000
- [9] Caruana D., Séraudie A. *Besoins et possibilités de contrôle de l'écoulement d'un avion civil de transport*, Rapport Technique ONERA 1/10475 DMAE, mars 2005
- [10] Chen F. *Introduction to plasma physics*, dans Plenum Press, New york, 1974
- [11] Chen J., Davidson J.H. *Electron density and energy distributions in the positive dc corona : interpretation for corona-enhanced chemical reactions*, Plasma chemistry and plasma processing, vol. 22, pp. 199-224, 2002
- [12] Chen J., Davidson J.H. *Model of the negative dc corona : comparison to the positive dc corona plasma*, Plasma chemistry and plasma processing, vol. 23, pp. 83-102, 2003
- [13] Cernak M. *Positive-streamer-like phenomena in point-plane corona gaps : Trichel pulses and high-pressure cathode sheath instabilities*, Appl. Phys. Lett., vol. 54, pp. 339-340, 1990
- [14] Cernak M. *Experimental confirmation of positive-streamer-like mechanism for negative corona pulse rise*, J. Phys. D : Appl. Phys., vol. 26, pp. 607-618, 1993
- [15] Cernak M. *Streamer mechanism for negative corona current pulses*, J. Appl. Phys., vol. 83, pp. 5678-5690, 1998

- [16] Cross J.A. *Negative point-plane corona in oxygen*, J. Phys. D : Appl. Phys., vol. 19, pp. 1007-1017, 1986
- [17] Delcroix J.L., Bers A. *Physique des plasmas, volume I et II*, publié dans InterEditions/CNRS Editions, 1994
- [18] El-Khabiry S., Colver G.M. *Drag reduction by dc coronas discharge along an electrically conductive flat plate for small Reynolds number flow*, Phys. Fluids, vol. 9, n° 3, pp. 587-599, 1996
- [19] Elias P.-Q., Chanetz B., Coponet D., Benay R., Larigaldie S., Packan D. *Mach 3 shock-wave unsteadiness alleviation using a negative coronas discharge*, AIAA paper 2006-3570, 37th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference, San Francisco, California, 5 - 8 juin 2006
- [20] Espel P. *Numerical modelling of negative corona discharge in SF6 at atmospheric pressure*, J. Phys. D : Appl. Phys., vol. 35, pp. 318-327, 2002
- [21] Goldman M., Goldman A. *Corona discharges, Gaseous electronics*, publié dans Academic Press, New York, 1978
- [22] Grangé F., Soulemi N., Loiseau J.-F., Spyrou N. *Numerical and experimental determination of ionizing front velocity in a DC point-to-plane corona discharge*, J. Phys. D : Appl. Phys., vol. 28, pp. 1619-1629, 1995
- [23] Kazakov A.V., Kuryachii A.P. *Electrogasdynamic effect on small perturbation development in the boundary layer on a thin airfoil*, Springer New York, vol. 21, n° 1, pp. 19-26, 1986
- [24] Kossyi I.A., Kostinsky A.Yu., Matveyev A.A., Silakov V.P. *Kinetic scheme of the non-equilibrium discharge in nitrogen-oxygen mixtures*, Plasma Sources Sci. Technol., vol. 1, pp. 207-220, 1992
- [25] Kulikovskii A.A. *The role of photoionization in positive streamer dynamics*, J. Phys. D : Appl. Phys., vol. 33, pp. 1514-1524, 2000
- [26] Lacoste D.A., Pai D., Laux C. *Ion wind effect in a positive dc corona discharge in atmospheric pressure air*, AIAA-2004-0354, 42nd Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 2004
- [27] Larricq C., Lavergne G., Berthoumieu P., Thivet F. *Improvement of airblast injectors thanks to electro-aerodynamic actuators*, Symposium on Nonequilibrium Processes, Combustion and Atmospheric Phenomena, Sochi, Russie, octobre 2005
- [28] Léger L. *Contrôle actif d'un écoulement d'air par un plasma froid surfacique*, Thèse de l'Université de Poitiers, 2003
- [29] Li S.Z. et Uhm H.S. *Investigation of electrical breakdown characteristics in the electrodes of cylindrical geometry*, Phys. of Plasmas, vol. 11, n. 6, pp. 3088-3095, 2004
- [30] Loeb L.B. *The mechanism of the Trichel pulses of short time duration in air*, Phys. rev., vol.86, pp. 256-257, 1952

-
- [31] Loeb L.B. *Electric coronas : their basic physical mechanisms*, Berkley CA : University of California Press, 1965
- [32] Loiseau J.-F., Batina J., Noel F., Peyrous R. *Hydrodynamical simulation of the electric wind generated by successive streamers in a point-to-plane reactor*, J. Phys. D : Appl. Phys., vol. 35, pp. 1020-1031, 2002
- [33] Louste C., Moreau E., Artana G. et Touchard G. *Étude de l'action mécanique d'une décharge de surface par mesure PIV et simulation*, 4^{ème} Conférence de la Société Française d'Électrostatique, Poitiers, 2004
- [34] Lowke J.L. *Theory of electrical breakdown in air - The role of metastable oxygen molecules*, J. Phys. D : Appl. Phys., vol. 25, pp. 202-210, 1992
- [35] Massines F. *Plasmas froids : Génération, caractérisation et technologies*, Publications de l'Université de Saint-Etienne, 2004
- [36] Matéo-Vélez J.-C., Thivet F. et Degond P. *Modélisation élémentaire du vent ionique dans une décharge couronne*, 4^{ème} Conférence de la Société Française d'Électrostatique, Poitiers, septembre 2004
- [37] Matéo-Vélez J.-C., Thivet F., Rogier F., Quinio G., Degond P. *Numerical modelling of corona discharges and their interaction with aerodynamics*, 1st EUCASS, Moscou, Russie, juillet 2005
- [38] Matéo-Vélez J.-C., Thivet F., Rogier F., Degond P. *Numerical modeling of plasma - flow interaction*, ICCS 2006, Reading, Grande-Bretagne, mai 2006
- [39] Montijn C., Hundsdorfer W., Ebert U. *An adaptative grid refinement strategy for the simulation of negative streamers*, J. Comp. Phys., en cours de publication, accepté le 22 avril 2006, accessible sur www.sciencedirect.com
- [40] Moreau E., Artana G., Touchard G. *Surface corona discharge along an insulating flat plate in air applied to electrohydrodynamically airflow control : electrical properties*, Electrostatics 2003, Heriot-Watt University, Edinburgh, 2003
- [41] Moreau E., Labergue A., Touchard G. *DC and pulsed surface corona discharge along a PMMA flat plate in air : electrical properties and discharge-induced ionic wind*, 4th International Symposium on Non Thermal Plasma Technology, Panama City Beach, Floride, mai 2004
- [42] Moreau E. *Application des plasmas non thermiques au contrôle des écoulements*, Habilitation à Diriger des Recherches, Université de Poitiers, novembre 2004
- [43] Morrow R. *Theory of negative corona in oxygen*, Phys. Rev. A, vol. 32, pp. 1799-1809, 1985
- [44] Morrow R. *Theory of stepped pulses in negative corona discharges*, Phys. Rev. A, vol. 32, pp. 3821-3824, 1985
- [45] Morrow R., Lowke J.L. *Streamer propagation in air*, J. Phys. D : Appl. Phys., vol. 30, pp. 614-627, 1997

- [46] Morrow R. *The theory of positive glow corona*, J. Phys. D : Appl. Phys., vol. 30, pp. 3099-3114, 1997
- [47] Napartovich A.P. *A numerical simulation of Trichel-pulse formation in a negative corona*, J. Phys. D : Appl. Phys., vol. 30, pp. 2726-2736, 1997
- [48] Odrobina I., Cernak M. *Numerical simulation of streamer-cathode interaction*, J. Appl. Phys., vol. 78, pp. 3635-3642, 1995
- [49] Pancheshnyi S.V., Starikovskaia S.M., Starikovskii A.Yu. *Role of photoionization processes in propagation of cathode-directed streamer*, J. Phys. D : Appl. Phys., vol. 34, pp. 105-115, 2001
- [50] Pekarek S. et al. *Hollow needle-to-plate electrical discharge at atmospheric pressure*, Plasma Sources Sci. Technol., vol. 8, pp. 513-518, 1999
- [51] Penney G.W., Hummert G.T. *Photoionization measurements in air, oxygen and nitrogen*, J. of Appl. Phys., vol. 41, n° 2, pp. 572-577, 1970
- [52] Pons J., Moreau E., Touchard G. *Surface DC corona discharges and AC barrier discharges in ambient air at atmospheric pressure : measurements of the induced ionic wind velocity*, 15th International Conference on Gas Discharges and their Applications, Toulouse, France, septembre 2004
- [53] Post M.L., Corke C. *Plasma actuators for separation control on airfoils*, 11th International Symposium on Flow Visualization, Notre Dame, Indiana, août 2004
- [54] Quinio G. *Modélisation numérique de la génération d'un plasma d'air dans un écoulement aérodynamique*, Thèse de l'Université de Paul Sabatier, décembre 2005
- [55] Raizer Yu.P. *Gas discharge physics*, 2nd ed. Springer Berlin Germany, 1991
- [56] Robinson M. *Movement of air in the electric wind of the corona discharge*, AIEE Transaction, vol. 80, pp. 143-150, 1961
- [57] Roth J.R., Sin H., Madhan R.C.M., Wilkinson S.P. *Flow re-attachment and acceleration by paraelectric and peristaltic electrohydrodynamic (EHD) effects*, AIAA 2003-531, Reno, Nevada, janvier 2003
- [58] Sato N. *Discharge current induced by the motion of charged particles*, J. Phys. D : Appl. Phys., vol. 13, pp. L3-6, 1980
- [59] Schlichting H. *Boundary-layer theory*, McGraw-Hill, New York, pp. 325-336, 1955
- [60] Scott D.A. & Haddad G. N. *Negative point-to-plane corona pulses in oxygen*, J. Phys. D : Appl. Phys., vol. 19, pp. 1507-1517, 1986
- [61] Séraudie A., Pivetta R., Breil J.-F. *Étude expérimentale de l'effet d'actionneurs plasma sur une couche limite laminaire de plaque plane à faible vitesse*, Rapport technique 4/10475 DMAE, ONERA, décembre 2005
- [62] Séraudie A., Aubert E., Naudé N., Cambronne J.-P. *Effect of plasma actuators on a flat plate laminar boundary layer in subsonic conditions*, AIAA 2006-3350, San Francisco, Californie, juin 2006

-
- [63] Shcherbakov Yu. V., Ivanov N.S. *Drag reduction by AC streamer corona discharges along a wing-like profile plate*, AIAA 2000-2670, Denver, Colorado, juin 2000
- [64] Sosa R., Moreau E., Touchard G., Artana G. *Stall control at high angle of attack with periodically excited EHD actuators*, AIAA 2004-2738, Portland, Oregon, juin 2004
- [65] Staff E.B., Snider A.D. *Fundamentals of complex analysis for mathematics, science, and engineering*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1976
- [66] Eleuterio F. Toro *Riemann solvers and numerical methods for fluid dynamics*, Springer, 1997
- [67] Van Rosendale J.R., Malik M.R., Hussaini M.Y. *Ion-wind effects on Poiseuille and Blasius flow*, AIAA Journal, vol. 26, n° 8, pp. 961-967, 1988
- [68] Velkoff H.R., Ketcham J. *Effect of an electrostatic field on boundary-layer transition*, AIAA Journal, vol. 6, n° 7, pp. 1381-1383, 1968
- [69] Zentner R. *The rise time of negative corona pulses*, Z. angew. Physik, pp. 294-301, 1970
- [70] Zheleznyak M.B., Mnatsakanyan A.Kh., Sizykh S.V. *Photoionization of nitrogen and oxygen mixtures by radiation from a gas discharge*, High Temp., vol. 20, pp. 357-360, 1982

Modélisation et simulation numérique de la génération de plasma dans les décharges couronnes et de son interaction avec l'aérodynamique

Des études antérieures ont montré la possibilité d'agir sur des écoulements d'air subsoniques par l'intermédiaire d'actionneurs électriques générant le phénomène du vent ionique. Des mesures indiquent des gains de vitesse de quelques mètres par seconde. Ces actionneurs ne nécessitent ni apport supplémentaire de masse, ni pièce mobile et peuvent être utilisés sur une très large gamme de fréquences. Le but de cette thèse est de modéliser et de développer un outil numérique capable de simuler la génération de plasma dans les décharges couronnes et son interaction avec l'aérodynamique. La configuration étudiée est composée de deux électrodes filaires posées ou incrustées sur une plaque diélectrique et portées à de forts potentiels positifs et/ou négatifs. Grâce à un modèle physique et numérique, le développement de la décharge est simulé en géométries pseudo 1D et 2D. Une étude paramétrique poussée montre une interaction forte entre les deux zones de création du gaz ionisé, situées près des électrodes. L'action sur l'aérodynamique s'explique par le transport des particules chargées dû au champ électrique et leur collision avec les molécules neutres de l'écoulement. Un modèle de couplage des phénomènes électriques et aérodynamiques aboutit à la simulation du vent ionique. L'effet des actionneurs obtenu est en accord avec des mesures effectuées en parallèle de cette thèse.

Mots clés : Actionneurs plasma, Décharges couronnes, Vent ionique, Simulation numérique, Couplage plasma/aérodynamique.

Modeling and numerical simulation of the plasma generated by corona discharges and its interaction with aerodynamics

Previous studies showed the possibility of acting on subsonic flows of air via electric actuators generating the phenomenon of the ionic wind. Measurements indicate velocity gains of several meters per seconds. These actuators require neither additional mass supply, nor moving part and can be used on a very wide frequency band. The goal of this PhD thesis is to model and develop a numerical tool able to simulate the plasma generated by corona discharges and its interaction with aerodynamics. The studied configuration is composed of two thin wires flush mounted on a dielectric plate and set to high positive or negative voltages. Thanks to physical and numerical models, the discharge development is simulated in pseudo 1D and 2D configurations. A parametric study demonstrates the strong interaction existing between the two zones of creation of ionized gas, located close to the electrodes. The action on aerodynamics is explained by the motion of charged particles due to the electric field and by their collision with neutral molecules of the airflow. A model of the coupling of electric and aerodynamic phenomena leads to the simulation of the ionic wind. The final effect on aerodynamics is in agreement with measurements conducted in parallel of this work.

Key words: Plasma actuators, Corona discharges, Ionic wind, Numerical simulations, Plasma/Aerodynamics coupling.

Modélisation et simulation numérique de la génération de plasma dans les décharges couronnes et de son interaction avec l'aérodynamique

Des études antérieures ont montré la possibilité d'agir sur des écoulements d'air subsoniques par l'intermédiaire d'actionneurs électriques générant le phénomène du vent ionique. Des mesures indiquent des gains de vitesse de quelques mètres par seconde. Ces actionneurs ne nécessitent ni apport supplémentaire de masse, ni pièce mobile et peuvent être utilisés sur une très large gamme de fréquences. Le but de cette thèse est de modéliser et de développer un outil numérique capable de simuler la génération de plasma dans les décharges couronnes et son interaction avec l'aérodynamique. La configuration étudiée est composée de deux électrodes filaires posées ou incrustées sur une plaque diélectrique et portées à de forts potentiels positifs et/ou négatifs. Grâce à un modèle physique et numérique, le développement de la décharge est simulé en géométries pseudo 1D et 2D. Une étude paramétrique poussée montre une interaction forte entre les deux zones de création du gaz ionisé, situées près des électrodes. L'action sur l'aérodynamique s'explique par le transport des particules chargées dû au champ électrique et leur collision avec les molécules neutres de l'écoulement. Un modèle de couplage des phénomènes électriques et aérodynamiques aboutit à la simulation du vent ionique. L'effet des actionneurs obtenu est en accord avec des mesures effectuées en parallèle de cette thèse.

Mots clés : Actionneurs plasma, Décharges couronnes, Vent ionique, Simulation numérique, Couplage plasma/aérodynamique.

Modeling and numerical simulation of the plasma generated by corona discharges and its interaction with aerodynamics

Previous studies showed the possibility of acting on subsonic flows of air via electric actuators generating the phenomenon of the ionic wind. Measurements indicate velocity gains of several meters per seconds. These actuators require neither additional mass supply, nor moving part and can be used on a very wide frequency band. The goal of this PhD thesis is to model and develop a numerical tool able to simulate the plasma generated by corona discharges and its interaction with aerodynamics. The studied configuration is composed of two thin wires flush mounted on a dielectric plate and set to high positive or negative voltages. Thanks to physical and numerical models, the discharge development is simulated in pseudo 1D and 2D configurations. A parametric study demonstrates the strong interaction existing between the two zones of creation of ionized gas, located close to the electrodes. The action on aerodynamics is explained by the motion of charged particles due to the electric field and by their collision with neutral molecules of the airflow. A model of the coupling of electric and aerodynamic phenomena leads to the simulation of the ionic wind. The final effect on aerodynamics is in agreement with measurements conducted in parallel of this work.

Key words: Plasma actuators, Corona discharges, Ionic wind, Numerical simulations, Plasma/Aerodynamics coupling.

