

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université Ibn Khaldoun - Tiaret



Faculté des Sciences de la Matière
Département de Physique

Mémoire

Pour obtenir le diplôme de

Master II

Filière Physique

Spécialité : Physique des matériaux

Etudiant (e): Messoussa Khaldia

Thème :

***Génération du vent électrique par une décharge électrique couronne :
Application au refroidissement des matériaux***

Date de Soutenance : 15/07/2021

Devant le jury :

Mr. BOUADI Mohammed	MCA	Président
Mr. AMMARI Abdelkader	MCB	Examineur
Mr. YANALLAH Khelifa	Pr	Encadrant
Mme. BEKAOUL Yamina	MAA	Co/Encadrant

ANNEE UNIVERSITAIRE: 2020/2021

Remerciements

Mes remerciements vont tout premièrement à dieu tout puissant pour la volonté, la santé et la patience qu'il m'a donnée durant ces deux années d'études.

Ce travail a été effectué au niveau du laboratoire de génie électrique et des plasmas, Université Ibn Khaldoun Tiaret.

Tout d'abord, je dois remercier infiniment mes encadreurs, Monsieur le professeur **YANNALLAH khelifa** et Madame **BEKAOUL Yamina** pour leurs précieux conseils, leurs soutiens et leurs optimismes, et mes remerciements sont leurs surtout adressés pour leurs suivis continuels tout le long de réalisation de ce mémoire.

Je remercie ensuite Monsieur le docteur **BOUAZZA Mohamed Ridha** pour les discussions et les conseils sur la simulation numérique.

Mes sincères remerciements s'adressent à Monsieur le président de jury, Monsieur **BOUADI Mohammed**, Maitre de conférences 'classe à l'université de Tiaret, de m'avoir fait l'honneur de présider le jury.

Je tiens également a remercier, Monsieur **AMMARI Abdelkader**.qui a accepté de juger ce travail en plus de sa présence honorable.

A Tous, un Grand Merci

Dédicace

Table des matières

Introduction générale.....	1
Références:	3
Chapitre I	
I .1 Introduction.....	4
I .2 Quelques applications du vent électrique.....	4
I .3 Les différentes techniques pour obtenir du vent ionique	6
I .3. 1 Décharge couronne	7
I .3.1. 1 Historique de la décharge électrique couronne	7
I .3.1. 2 Différents types de décharge électrique	8
I .3.1.2. 1 Décharge couronne	8
I .3.1.2. 2 Décharge à barrière diélectrique « DBD »	9
I.3.1.3 Différentes géométries d'électrodes utilisée dans la décharge couronne.....	9
I .3.1. 4 Théorie de la décharge couronne	10
I.3.1.4. 1 Sources des électrons germes	10
I.3.1.4. 2 Avalanche électronique	10
I.3.1.4. 3 Limite du critère de Townsend.....	12
I.3.1.4. 4 Loi de Paschen.....	12
I.3.1.4. 5 Théorie du « Streamer »	13
I .3.1. 5 Différents régimes de la décharge.....	14
I .3.1. 6 Les différents types de la décharge couronne	15
I .3.1.6. 1 Décharge couronne à polarité positive	15
I .3.1.6. 2 Décharge couronne à polarité négative	16
I .4 Conclusion	18
Références bibliographiques.....	19
Chapitre II	
II .1 Introduction	22
II .2 Modèle physique et formulation mathématique	22

II .2. 1 Modèle physique	22
II .2. 2 Modèle mathématique de la décharge couronne	24
II .2. 3 Force électro-hydrodynamique (EHD).....	25
II 3. 1Modèle hydrodynamique du gaz	27
II 3. 2Les conditions aux limites	27
II .4 Modèle thermique.....	28
II .4. 1 Les conditions aux limites	28
II .5 Conclusion	30
Références Bibliographiques.....	31
Chapitre III	
III .1 Introduction	32
III.2 Caractéristique courant-tension.....	33
III.3 Distribution du champ électrique	34
III.4. La force électrique.....	35
III.5 La vitesse du gaz	37
III.6 La température.....	38
III.7 Étude paramétrique	39
III.7.1 Effet de la tension appliquée	40
III.7.2 Effet du flux de chaleur sortant de la plaque.....	41
III.7.3 Effet de l'angle de l'exposition de la plaque par rapport à l'écoulement	41
III.8 Conclusion.....	44
Références bibliographiques	45
Conclusion générale	46

Nomenclature

Les symboles sont généralement définis quand ils apparaissent dans le texte. La liste ci dessous contiennent seulement les symboles les plus communément utilisés.

E/N	Champ réduit, (Td)
N_p	Densité des positifs, (m ⁻³)
N_n	Densité des négatifs, (m ⁻³)
N_e	la densité des l'électron
N_j	La densité des particules neutres
t	Temps, (s)
J_T	Courant électrique, (A)
U	Potentiel, (V)
P	Pression, (Pa)
T	Température, (K)
E	La charge électrique , (C)
μ	Mobilité des espèces, (m ² .V ⁻¹ .S ⁻¹)
α	Coefficient d'ionisation
η	Coefficient d'attachement
ε₀	Permittivité du vide
ρ	Masse volumique
J_i	Le flux des particules
J_e	Le flux d'électron
J_p	Le flux d'ions positifs
J_N	Le flux d'ions négatifs
N_i	La densité des particules
λ	La viscosité dynamique de l'air
τ_R	Le tenseur de Reynolds
K	La conductivité thermique, (w.m ⁻¹ .k ⁻¹)
c_p	La capacité calorifique du gaz
S	Est le terme source de la chaleur
L	Langueur de cannelle,cm
H	Distance entre les plaque,cm
D	Distance inter électrode, cm

r_f	Rayon de fil ,cm
r_g	Rayon de grille ,cm
L_c	Langueur de matériau ,cm
H_c	Largeur de matériau ,cm
E	Intensité de champ électrique, V·m ⁻¹
F	Force électrique, N
I	Courant, A
P	Puissance, W
V	Vitesse des particules, m.s ⁻¹
ϕ	Tension, V
h	Coefficient de transfert de chaleur, W·m ⁻² K ⁻¹
T_a	la température ambiante, K
T_s	Température de surface du bloc chauffant qui est la moyenne, K
Q	Flux de chaleur, w/m ⁻²

Liste des figures

Chapitre I : Génération du vent électrique par une décharge électrique couronne

<i>Figure I. 1:</i> Vent ionique utilisé dans le décolllement de couche limite au niveau de l'aile d'un avion....	5
<i>Figure I. 2 :</i> Illustration de l'effet du vent ionique qui agit à la surface d'un engin pour diminuer le frottement avec l'air ambiant.....	6
<i>Figure I. 3 :</i> Simple exploitation du vent ionique en ventilatuon.....	6
<i>Figure I .4:</i> Forme d'une couronne lumineuse autour du conducteur.....	8
<i>Figure I .5:</i> Géométrie de DBD de la décharge de surface.....	9
<i>Figure I. 6:</i> Différentes configurations de décharge.....	9
<i>Figure I .7 :</i> Processus d'avalanche électrique.....	11
<i>Figure I .8:</i> Mécanisme de Townsend.....	12
<i>Figure I. 9:</i> Tension de claquage pour différents gaz en fonction de $(p.d)$	13
<i>Figure I .10:</i> Caractéristique courant-tension d'une décharge couronne dans l'air à pression atmosphérique.....	14
<i>Figure I .11:</i> Processus d'une décharge électrique couronne positive.....	15
<i>Figure I .12</i> Processus d'une décharge électrique couronne négative.....	16

Chapitre II :Modèle physique mathématique

<i>Figure II . 1:</i> Illustration schématique de la géométrie utilisée.....	23
<i>Figure II . 2 :</i> : Organigramme du modèle mathématique.....	24
<i>Figure II. 3:</i> Système de coordonnées bipolaires (σ, τ) utilisé pour décrire la décharge couronne dans la géométrie de l'électrode fil-plaque.....	26

Chapitre III : Résultats et discussion

<i>Figure III 1:</i> Illustration schématique de la géométrie utilisée.....	32
<i>Figure III.1 :</i> Courbe caractéristique courant-tension pour $r_0 = 100 \mu m$, $d = 0,5cm$	33

Figure III.3 : Distribution spatiale à 2D du champ électrique pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = +11 \text{ kV}$	34
Figure III.4 : Champ électrique le long l'axe de symétrie pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = +11 \text{ kV}$	35
Figure III . 5: Distribution spatiale à 2D de l'amplitude de la force EHD au voisinage du fil pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = 11 \text{ kV}$	36
Figure III .6: Force électrique le long l'axe de symétrie pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = 11 \text{ kV}$	36
Figure III . 7: Distribution spatiale à 2D de l'amplitude de la vitesse du gaz et lignes d'écoulement correspondant à un rayon de fil $r_0 = 100 \mu\text{m}$, une distance inter-électrodes $d = 0,5 \text{ cm}$ et une tension appliquée $\phi = +9 \text{ kV}$	37
Figure III.8: Distribution spatiale à 2D de l'amplitude de la composante V_y de la vitesse entre les deux plaques parallèles pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = +9 \text{ kV}$	38
Figure III.9: Distribution spatiale à 2D de l'amplitude de la composante V_x de la vitesse entre les deux plaques parallèles pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = +9 \text{ kV}$	38
Figure III.10: Distribution spatiale à 2D de température (sans écoulement).....	38
Figure III .11: Distribution spatiale à 2D de la température (refroidissement avec le vent électrique avec écoulement).....	38
Figure III .12 : la température moyenne aux voisinages de la surface métallique en fonction du courant électrique.....	39
Figure III .13: Variation de coefficient de transfert de chaleur en fonction du courant de la décharge électrique couronne.....	40
Figure III .14: Effet de l'échauffement de la pièce métallique sur le coefficient de transfert de chaleur.....	41
Figure III .15: Distribution spatiale 2D de la température pour les angles: (a) 30° , (b) 60° et (c) 90° . La tension appliquée est $\phi = +9 \text{ kV}$	42
Figure III .16: Variation du coefficient de transfert de chaleur en fonction de courant Angle 0° , 30° , 45° , 60° , 90°	43

INTRODUCTION

GÉNÉRALE

Introduction générale

L'amélioration du transfert de chaleur par le vent électrique a fait l'objet de nombreuses études en raison de l'amélioration considérable du transfert de chaleur avec une consommation de l'énergie faible. Une autre raison qui favorise l'utilisation du vent électrique dans le refroidissement est la nature compacte des électrodes utilisés, qu' on n'a pas besoin d'un ventilateur mécanique. Suivant cet objectif la thématique du présent travail se situe à la frontière de deux domaines scientifiques qui sont la mécanique des fluides et la physique des plasmas.

On peut produire le vent électrique en utilisant une décharge électrique. Il y a plusieurs types de décharge qui peuvent être utilisés pour générer le vent électrique, on cite les décharges électriques couronnes [1,2] et les décharges à barrière diélectrique. Généralement, dans une décharge électrique lorsque les ions circulent entre les électrodes, une quantité de mouvement de ces ions est transférée aux molécules neutres du gaz à travers des collisions 'ions-molécules'. Ainsi, il peut apparaître un flux de gaz macroscopique qui acquiert des vitesses maximales pouvant aller jusqu'à plusieurs mètres par seconde. Ce flux de gaz est généralement appelé aussi 'vent ionique', ou même 'écoulement électro-hydro-dynamique (EHD)'.

Dans le présent travail on s'intéresse à la production du vent électrique par les décharges électriques couronne. En effet, la décharge couronne se développe autour d'électrodes ayant un faible rayon de courbure, telles que des pointes, des lames ou des fils. Par conséquent, un réacteur à effet couronne typique se compose habituellement d'un couple d'électrodes dont l'une (l'électrode couronne ou pointue) a une forte courbure, tandis que l'autre est souvent une plaque ou un cylindre. La décharge électrique couronne se produit lorsqu'une différence de potentiel électrique est appliquée entre ces deux électrodes, créant ainsi un fort champ électrique autour de l'électrode pointue, ce qui provoque le claquage de gaz.

Dans ce contexte le but de ce travail est la modélisation du transfert de chaleur par le vent ionique. Ce dernier est produit par une décharge électrique couronne positive de type fil-grille dans l'air. Pour déterminer la distribution de la température et la vitesse de vent ionique, on a besoin de résoudre les équations de Navier-stokes dans le régime stationnaire: nous avons utilisé le logiciel COMSOL. La force électrique responsable à la génération du vent électrique a été calculée en se basant sur le travail de Yanallah [3] ensuite elle a été injectée

dans le logiciel COMSOL comme un paramètre d'entrée dans les équations de Navier-Stokes. Finalement, la vitesse obtenue est injectée dans l'équation de chaleur pour déterminer la distribution de la température dans l'espace inter-électrode.

Suivant l'objectif de ce travail, le manuscrit est organisé de la manière suivante :

- Dans le premier chapitre, nous présentons des généralités sur les décharges électriques, en particulier, tout en mettant, plus particulièrement, l'accent sur les décharges couronnes dont leur étude fait l'objectif principal de cette recherche. Après avoir exposé les phénomènes physiques qui régissent la décharge couronne, un état de l'art sur le vent ionique, sera établi. Enfin, nous présentons les différentes techniques de génération du vent ionique ainsi que leurs applications.
- Dans le second chapitre, nous décrivons le modèle mathématique. Nous commençons par expliquer la relation entre la décharge électrique, la dynamique de gaz et le transfert de chaleur puis nous présentons les équations de Navier-stokes et l'équation de transfert de chaleur.
- Dans le troisième chapitre nous présentons les résultats obtenus par la modélisation de vent électrique produit par la décharge couronne de type fil-grille tel-que la vitesse de vent ionique, la température ainsi qu'une étude paramétrique (effet de la tension appliquée, le flux de chaleur sortant de la pièce métallique à refroidir et la direction de l'écoulement d'air (vent électrique) sur l'efficacité de transfert de chaleur.

Références:

- [1] Jean- Charles Matéo-Vélez thèse de doctorat «L'école nationale supérieure de l'aéronautique et de l'espace» 18 décembre 2006.
- [2] Alexandre Labergue thèse de doctorat (l'Ecole doctorale) : Sciences pour l'ingénieur de l'Université de Poitiers 25 novembre 2005.
- [3] K Yanallah¹, F Pontiga² and J H Chen³ article« A semi-analytical study of positive corona discharge in wire–plane electrode configuration» Published 7 August 2013.

CHAPITRE I

I .1 Introduction.....	4
I .2 Quelques applications du vent électrique.....	4
I.3 Les différentes techniques pour obtenir du vent Ionique.....	6
I .3. 1 Décharge couronne	7
I .3.1. 1 Historique de la décharge électrique couronne	7
I .3.1. 2 Différents types de décharge électrique	8
I .3.1.2. 1 La décharge couronne.....	8
I .3.1.2. 2 La décharge à barrière diélectrique « DBD »	9
I.3.1.3 Différentes géométries d'électrodes utilisée dans la décharge couronne.....	9
I .3.1. 4 Théorie de la décharge couronne	10
I.3.1.4. 1 Sources des électrons germes	10
I.3.1.4. 2 Avalanche électronique	10
I.3.1.4. 3 Limite du critère de Townsend.....	12
I.3.1.4. 4 Loi de Paschen.....	12
I.3.1.4. 5 La théorie du « Streamer »	13
I .3.1. 5 Différents régimes de la décharge.....	14
I .3.1. 6 Les différents types de la décharge couronne	15
I .3.1.6. 1 Décharge couronne à polarité positive	15
I .3.1.6. 2 Décharge couronne à polarité négative	16
I .4 Conclusion	18
Références bibliographiques.....	19

I.1 Introduction

Le phénomène du vent ionique appelé aussi vent électrique est découvert à partir du 18^{ème} siècle. En 1709, Hausksbee est le premier qui a créé un écoulement d'air en utilisant un tube chargé [1]. Ce phénomène a attiré l'attention de quelques fameux savants de cette époque dont on cite Newton, Faraday, Franklin [1] et Maxwell. En 1838, Faraday a donné une interprétation du phénomène du vent électrique en présumant que la force à l'origine de ce vent électrique est due à la friction des ions sur les molécules du gaz. En 1899, Chattock [2] a établi une formule qui donne une relation entre la pression liée au vent ionique et le courant électrique entre deux électrodes planes. A partir des deux travaux pratiques et pionnières, publiés par Stuetzer [3] (1959) et Robinson [4] (1961), le vent ionique commençait à être considéré dans l'ingénierie des applications pratiques.

L'étude du vent électrique rassemble deux disciplines différentes qui sont les décharges électriques et la mécanique des fluides. Ce couplage est principalement à l'interaction des espèces chargées, qui dérivent sous l'effet du champ électrique, et les molécules neutres du gaz utilisées. Le système générant le vent ionique peut être considéré macroscopiquement comme un convertisseur d'énergie électrique en une énergie mécanique, en appliquant une force volumique au gaz et transmettant ainsi une quantité de mouvement à l'écoulement.

Le vent électrique possède plusieurs applications. Parmi les principales applications, qui suscite un grand intérêt à l'heure actuelle, est le contrôle des écoulements aérodynamiques sur les ailes d'avion. La technique utilisée dans cette application consiste à l'application d'une décharge surfacique sur l'aile de l'avion ce qui permet d'injecter une quantité de mouvement à l'écoulement au niveau de la couche limite de l'aile, pour éviter l'inversion des vitesses et donc le décollement des lignes de courant (Coke et Post [5]). Ceci permettrait d'améliorer les performances des ailes.

Le contrôle d'écoulement par vent ionique est également envisagé pour des écoulements interne par exemple dans les moteurs où les vitesses sont plus faibles qu'à la surface des ailes. Le phénomène de vent ionique est également envisagé pour des applications en combustion. L'idée est de faire dériver les particules chargées de la flamme et d'utiliser le transfert de quantité de mouvement des collisions avec les molécules neutres des gaz frais pour modifier l'écoulement et par exemple améliorer l'accrochage des flammes sur le brûleur (Altendorfner et al. [6]).

I.2 Quelques applications du vent électrique

Les applications des actionnaires "plasma" exploitant le vent ionique, qui sont cités, sont basés sur la commande de flux dans la couche limite pendant un choc électrique de la couronne qui

se produit près d'une surface. L'objectif est d'augmenter (diminution), au niveau de la surface du canal, la vitesse du débit de gaz, si le vent ionique se déplace dans la même direction (la direction opposée) par rapport au débit. L'importance du détachement de niveau limite réside principalement dans la réduction de la traction dans une zone de turbulence, une sécurité croissante et une amélioration de la croissance spatiale des engrenages (figure I. 1) ainsi que l'amélioration des propriétés aérodynamiques de la Véhicules terrestres (Figure I. 2), en plus de réduire la consommation d'énergie. Le vent ionique est également utilisé pour le refroidissement statique pour la ventilation (figure I. 3) qui est également relatif aux composants de la microélectronique [7.8]; Et pour les micro-pompes électrodynamiques dans le domaine médical [9], ce qui augmente les possibilités de sa miniaturisation.

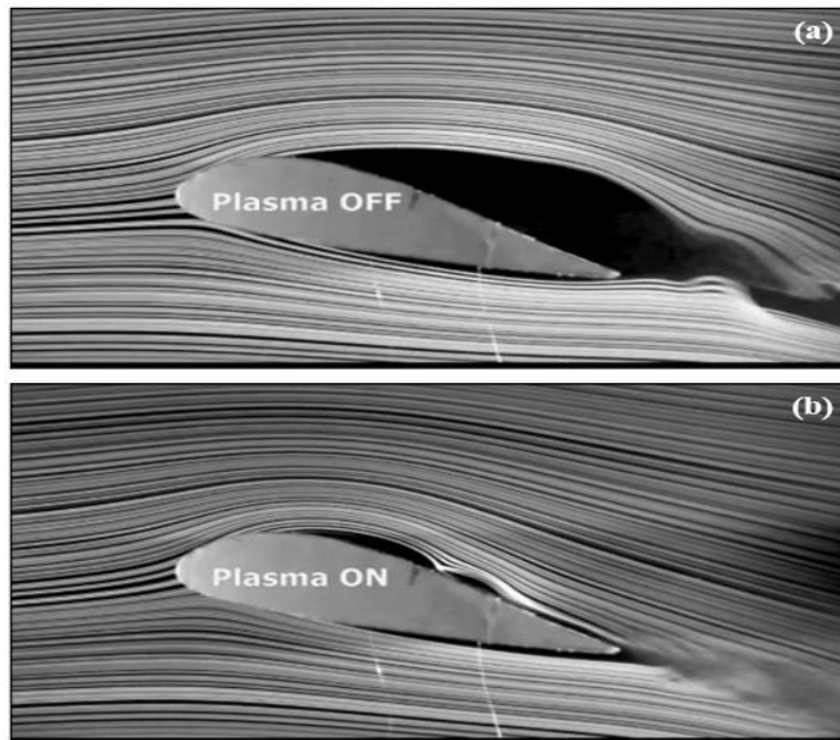


Figure I .2:Vent ionique utilisé dans le décollement de couche limite au niveau de l'aile d'un avion

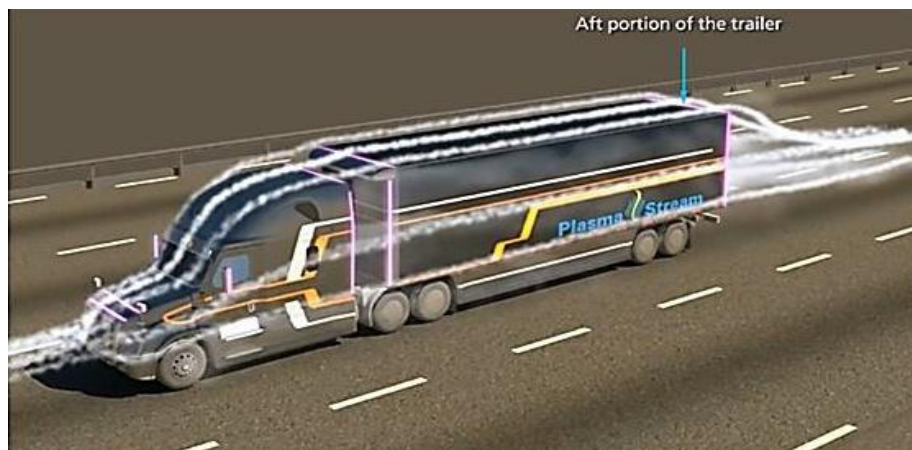


Figure I. 2 : Illustration de l'effet du vent ionique qui agit à la surface d'un engin pour diminuer le frottement avec l'air ambiant

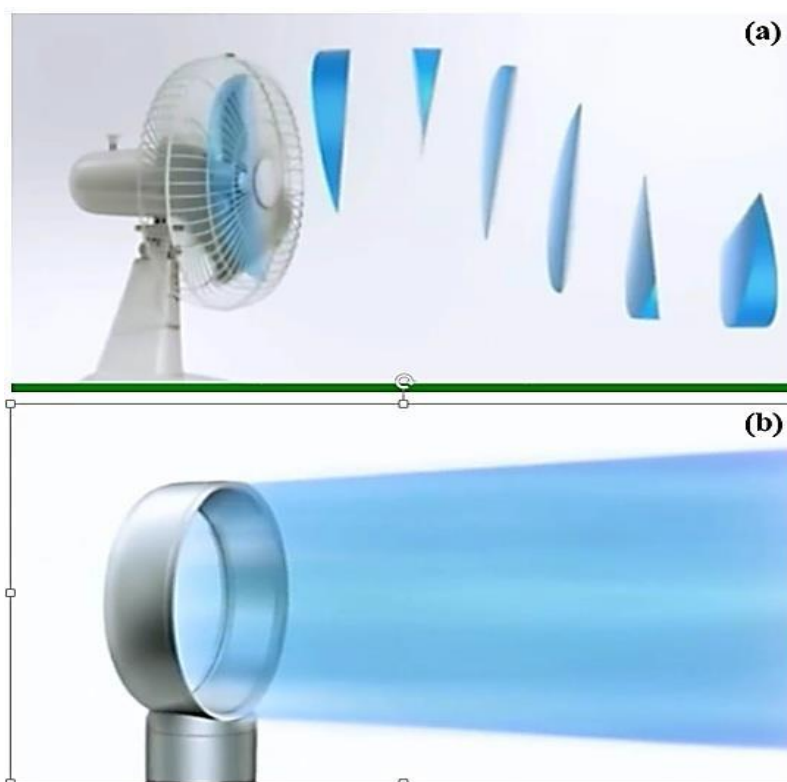


Figure I. 3 : Simple exploitation du vent ionique en ventilation.

I.3 Les différentes techniques pour obtenir du vent Ionique

Les deux principales technologies de génération de vent ionique sont la décharge couronne et la décharge à barrière diélectrique (DBD).

I.3.1 Décharge couronne

On parle de décharge électrique pour décrire tout mécanisme de passage du courant dans un gaz. Le terme de décharge doit son origine au fait que la première méthode d'obtention de ces courants a été la décharge de condensateurs à air.

Le terme décharge couronne désigne, en général, l'ensemble des phénomènes évoluant dans un milieu gazeux situé entre deux électrodes. Ce milieu est soumis à des champs électriques intenses, mais non disruptifs.

L'objet de ce premier chapitre est d'effectuer une brève description des décharges électriques à la pression atmosphérique. Nous commençons dans un premier temps par un aspect historique de la décharge électrique. Ensuite, nous donnerons quelques définitions usuelles, nous rappellerons les différents types de la décharge électrique où nous allons concentrer sur la décharge couronne à pression atmosphérique parce que dans notre étude on s'intéresse la production du vent électrique par la décharge couronne.

I.3.1.1 Historique de la décharge électrique couronne

Les premiers travaux sur l'effet couronne datent depuis (1911)[10]. Généralement, l'effet couronne est associé au transport de l'énergie électrique dans les lignes de haute tension[11].

Les expériences montrent qu'une gaine lumineuse, de couleur bleu-violet, forme sur les fils conducteurs minces portés à des tensions suffisamment élevées. Ce phénomène a été appelé la décharge électrique couronne[12].

Plusieurs études ont été conduites pour expliquer les phénomènes physiques qui se manifestent lors de la décharge couronne. Parmi, les fameux travaux scientifiques sur la décharge couronne est l'étude R.W. Peek vers 1920 où ce dernier a établi une loi empirique exprimant le seuil d'apparition de la décharge couronne, en terme de champ électrique superficiel. Cette loi est très utilisée de nos jours. Par la suite, Ryan et Henline (1924), Hesselmeyer et Kostko (1925), Holm (1927) [13] ont élaborées des théories pour expliquer la formation des pertes d'énergie par l'effet couronne. Postérieurement, le progrès dans le domaine de l'électricité de haute tension a donné une grande impulsion à la recherche sur les décharges couronne, par exemple, on cite les fameux travaux de Loeb, Meek et Raether [14] qui ont proposé de nouvelles théories sur la propagation de l'avalanche électronique lors de la décharge.

Un autre aspect important de la décharge couronne est la physico-chimie qui l'accompagne, on cite comme exemple les travaux de Clements et al en 1987 qui ont fait une analyse physico-

chimie complète de la décharge électrique de type « pulsed streamer corona » ou « coronalike » ou la spectroscopie d'émission a été employée pour montrer la production de quantité significative des radicaux d'hydrogène[15].

Depuis le milieu des années 1990, les propriétés physico-chimiques des décharges couronne ont rapidement suscité un intérêt important dans différents domaines d'applications telles que les lampes, les écrans plasma en passant par les ozoniseurs[16]. Vu l'importance de ces applications croissantes, actuellement, un nombre important de travaux de recherche s'orientent dans la direction de l'analyse des différents paramètres caractérisant la décharge électrique couronne.

I .3.1. 2 Différents types de décharge électrique

Dans le domaine des plasmas froids on distingue plusieurs types de décharge électrique, parmi ces décharges électriques les plus utilisées dans l'application du vent électrique on cite la décharge de type couronne et la décharge de type à barrière diélectrique:

I .3.1.2. 1 La décharge couronne

La décharge électrique couronne apparaisse sous forme de lueurs lumineuses qui prennent naissance au voisinage d'une électrode à faible rayon de courbure au dans un champ non uniforme [10]. En effet, la décharge couronne est liée à l'apparition de l'avalanche électronique qui se développe dans l'intervalle gazeux, séparant deux électrode asymétrique, à des pressions de quelques tors à quelques atmosphères.

La décharge couronne se produit lorsque la valeur maximale du champ électrique appliqué favorise l'ionisation par rapport à l'attachement, c'est-à-dire, lorsque le champ électrique à la surface du conducteur devient suffisamment supérieur au champ d'ionisation de l'air, $\approx 30 \text{ kV/cm}$ [17], l'air s'ionise et une couronne lumineuse de couleur violet se forme autour du conducteur (Figure I-4).

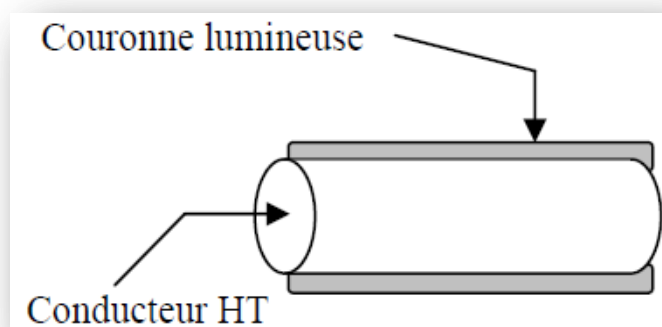


Figure I .4: Forme d'une couronne lumineuse autour du conducteur

I.3.1.2. 2 La décharge à barrière diélectrique « DBD »

La décharge à barrière diélectrique (DBD) est une décharge électrique contrôlée par une barrière diélectrique, elle est créée entre deux électrodes séparées par un matériau diélectrique. De manière générale, la décharge est créée à l'aide d'un courant alternatif appliqué aux bornes des électrodes. Le plasma généré par une décharge à barrière diélectrique est caractérisé par une densité électronique $n_e \sim 10^9 - 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ et une température électronique de quelques électron-volts (eV). La génération du vent électrique par un plasma DBD dans l'air est parmi les applications importantes de ce type de plasma [18].

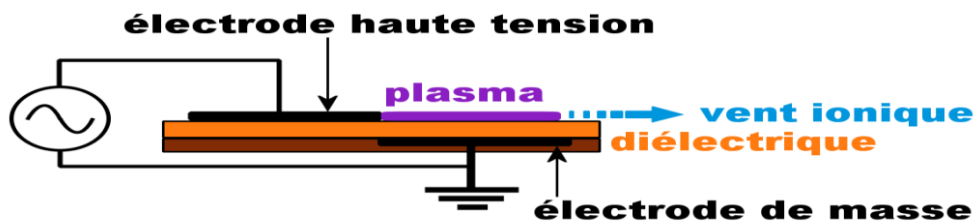


Figure I.5: Géométrie de DBD de la décharge de surface

I.3.1.3 Différentes géométries d'électrodes utilisée dans la décharge couronne

Lors de l'application d'une haute tension au niveau de l'électrode ayant le plus petit rayon de courbure, le champ électrique réduit produit dans l'espace inter électrodes est fortement inhomogène. Il a une valeur élevée au voisinage de cette électrode puis décroît rapidement au fur et à mesure qu'on s'approche de l'électrode de grand rayon de courbure. A proximité de l'électrode ayant le plus petit rayon, l'amplitude importante du champ électrique réduit permet de générer des électrons avec des énergies suffisantes pour ioniser le gaz. C'est une zone où se développent les avalanches électroniques ce qui permet rapidement l'accumulation d'une charge d'espace à l'origine de la propagation de la décharge. Naturellement dans cette zone proche les processus d'ionisation prédominent sur les processus d'attachement des électrons. En revanche, si on s'éloigne de la pointe, le champ électrique devient plus faible.

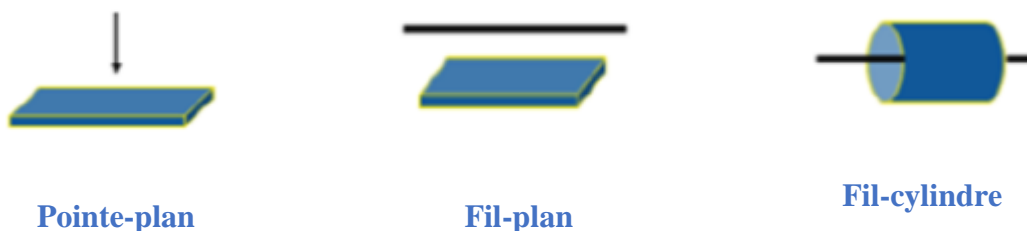


Figure I.6: Différentes configurations de décharge.

I.3.1. 4 Théorie de la décharge couronne

I.3.1.4. 1 Sources des électrons germes

L'amorçage ou l'initiation d'une décharge électrique, nécessite la présence de charges libres dans le milieu : électrons germes. Ces électrons libres présents dans le milieu gazeux, gagneront de l'énergie sous l'action du champ électrique et déclenchent le processus d'ionisation[14].

Il y a plusieurs sources possibles d'électrons germes, nécessaires à l'amorçage de la décharge :

✓ **Rayonnement cosmiques ou radioactivité naturelle :**

Les rayonnements cosmiques et (ou) les processus de radioactivité naturelle peuvent produire des électrons germes dans l'air dont le taux de production varie de 7 à 20 électrons par cm^3/sec à la pression atmosphérique [19].

✓ **Détachement d'électrons des ions négatifs :**

Les ions négatifs présents dans l'espace inter-électrodes telles que $O_2^-(H_2O)_n$ ou $H_2O^-(H_2O)_n$ peuvent produire des électrons germes par le processus de détachement[20], [21]. Ce processus, de production d'électrons à partir d'ions négatifs, est considéré comme une source principale des électrons germes.

I.3.1.4. 2 Avalanche électronique

Une avalanche est initiée lorsque un électron primaire, qui se situe aux voisinages de l'électrode haute tension (*H.T*), est accéléré par le champ électrique intense. Ainsi, une avalanche peut se développer pour atteindre une taille critique "ce qu'on appelle streamer" [22][23]. Bien que l'avalanche soit une décharge non autonome qui ne draine pas assez d'énergie. L'initiation d'une avalanche électronique sous un champ électrique appliqué est tel qu'un ou plusieurs électrons puissent acquérir une énergie suffisante pour ioniser les molécules embrassées au cours de leur trajet vers l'anode. Lors de chaque collision ionisante, cet électron germe va libérer un nouveau électron qui sera à son tour accéléré par le champ électrique et devient capable d'ioniser les molécules de gaz [23].

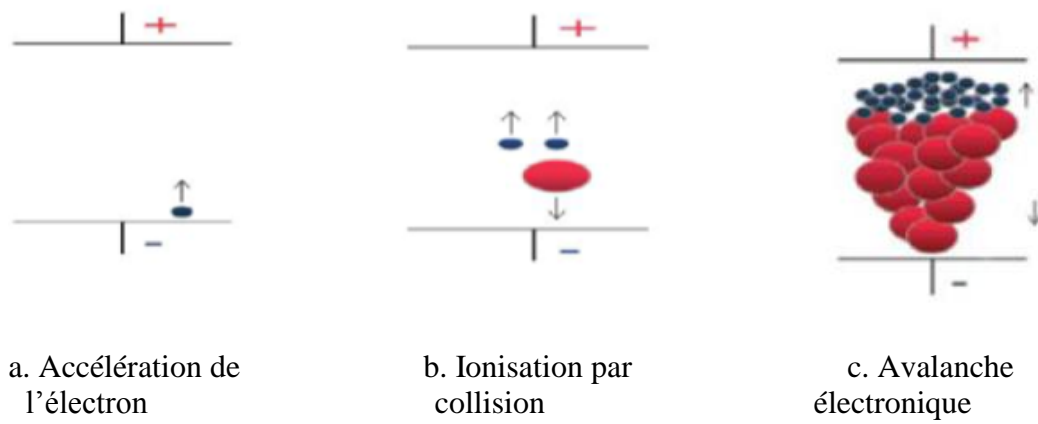


Figure I.7 : Processus d'avalanche électrique [24].

Lors d'une avalanche électronique, un électron peut donner naissance à une boule de charge contenant n_e électrons. Dans le cas général, la densité électronique n_e varie le long d'une ligne de champ électrique [25] et elle s'exprime par la relation:

$$n_e = \exp \int_0^l (\alpha - \eta) \cdot dl \quad (I.1)$$

Avec :

α : le coefficient d'ionisation défini comme étant le nombre moyen d'ion-électron créés par un électron primaire sur une distance du parcours d'un centimètre, dans la direction du champ.

η : représente le coefficient d'attachement du gaz.

Pour que la décharge passe à une décharge autonome (régime de Townsend), il faut qu'une succession d'avalanches puisse se produire en l'absence de tous agents ionisant. On observe alors un phénomène peu ou pas lumineux (décharge sombre de Townsend).

Dans la théorie de Townsend, les ions positifs de l'avalanche électronique vont vers la cathode (électrode négative). Si ces derniers ont une énergie suffisante, ils peuvent arracher des électrons par bombardement de la cathode qui vont renforcer l'avalanche. Lors que l'intensité du champ électrique est suffisante, ce phénomène devient important [24][26].

L'avalanche s'auto entretient et le claquage se produit même si la tension n'est plus appliquée. Au bout d'un certain parcours, les électrons ne sont plus énergétiques pour créer de nouvelles paires électrons-ions positifs. Il s'en suit la cessation de multiplication électronique; d'où le développement de l'avalanche s'arrête.

Les plus importants mécanismes responsables à l'entretien et le claquage de la décharge électrique couronne sont [26]:

- Dans le volume du gaz, les atomes excités, peuvent se désexciter en émettant des photons.

Un photon peut à son tour ioniser un autre atome par photon-ionisation.

- Au niveau de la cathode les ions positifs bombardent la cathode et peuvent extraire des électrons. Ce processus d'entretien de la décharge a été introduit par Townsend en définissant un coefficient noté (γ) qui représente le nombre d'électrons arrachés à la cathode par un ion positif.

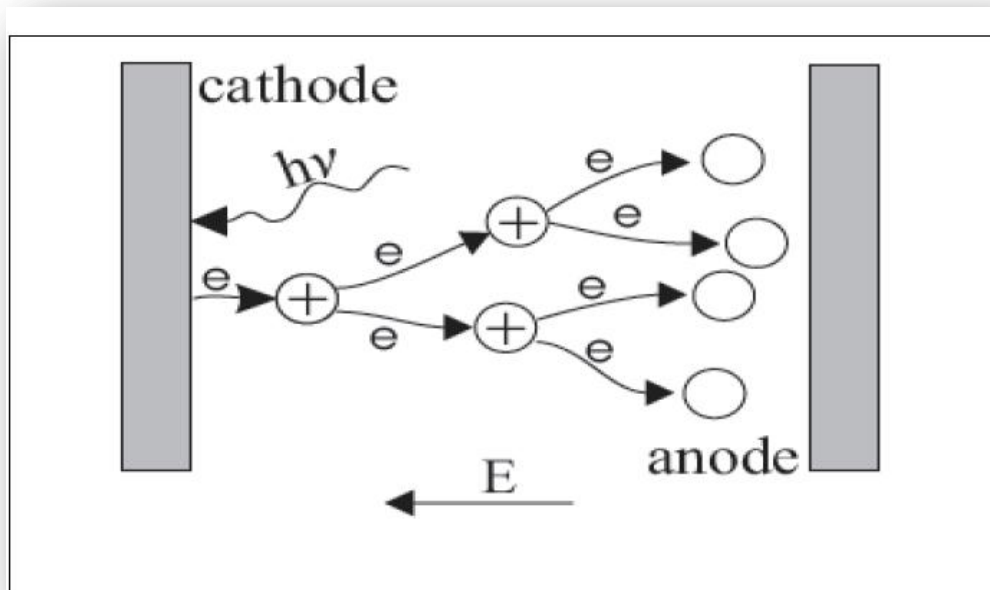


Figure I.8: Mécanisme de Townsend [27].

I.3.1.4. 3 Limite du critère de Townsend

Si les électrons germes sont accélérés par un champ électrique appliqué, il engendre un courant électrique initial I_0 . Après la multiplication des électrons germes, lorsqu'ils parcourent une distance d , le courant I_0 devient I et s'exprime par la relation classique suivante [27][28]:

$$I = I_0 \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}$$

Où est le coefficient d'ionisation

Lorsque $1 = \gamma(e^{\alpha d} - 1)$, le courant I devient infini, ce que signifie que la décharge électrique est auto entretenue où elle est dite autonome. La relation $\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1$ exprime le critère de Townsend.

I.3.1.4. 4 Loi de Paschen

La tension d'alimentation minimale pour déclencher la décharge est appelée tension du claquage. Il existe une relation qui lie la valeur de cette tension du claquage à la pression du gaz et de la distance inter électrode : la loi de Paschen. Cette loi est habituellement représentée par la

courbe caractéristique $U_s = f(p, d)$, où p est la pression et d la distance inter électrode et dépend de la nature du gaz introduit [29].

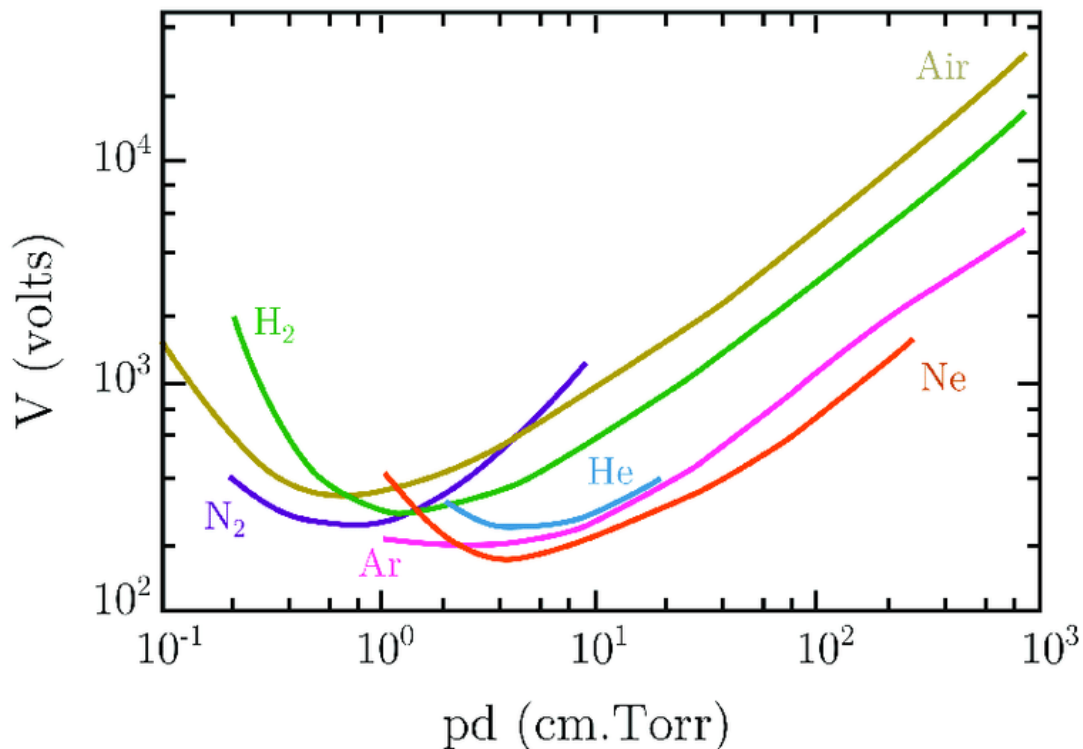


Figure I. 9: Tension de claquage pour différents gaz en fonction de $(p.d)$ [30].

Pour un gaz à la pression atmosphérique ($p=1,013.10^5 Pa$), la tension de claquage passe par un minimum pour une distance inter-électrode d'environ $10\mu m$ c'est-à-dire $p.d=0,5$, et à partir d'une distance $d \geq 1mm$ la tension du claquage est une fonction croissante de la distance inter électrode [31 ,32].

1.3.1.4. 5 La théorie du « Streamer »

En 1940, Craggs, Meek et Raether ont établi une théorie qui explique le développement des décharge filamenteuses. Cette théorie décrit le mécanisme de formation et de propagation des charges sous l'action d'un champ électrique intense [16,33]. Dans cette théorie lorsque l'avalanche électronique atteint une certaine taille, elle devient ce qu'on appelle un streamer.

Les mécanismes de base de formation et de propagation d'un streamer sont:

1. La formation d'une avalanche primaire à travers les électrons germes.
2. Le renforcement du champ électrique local par la charge d'espace positive laissée par l'avalanche primaire.

3. La transition avalanche –streamer lorsque le champ de charge d'espace devient de l'ordre de grandeur du champ électrique appliqué.

I .3.1. 5 Différents régimes de la décharge

La caractéristique courant-tension d'une décharge électrique couronne est distinguée par quatre régimes [34][35][32], comme elle montre la figure (1-9).

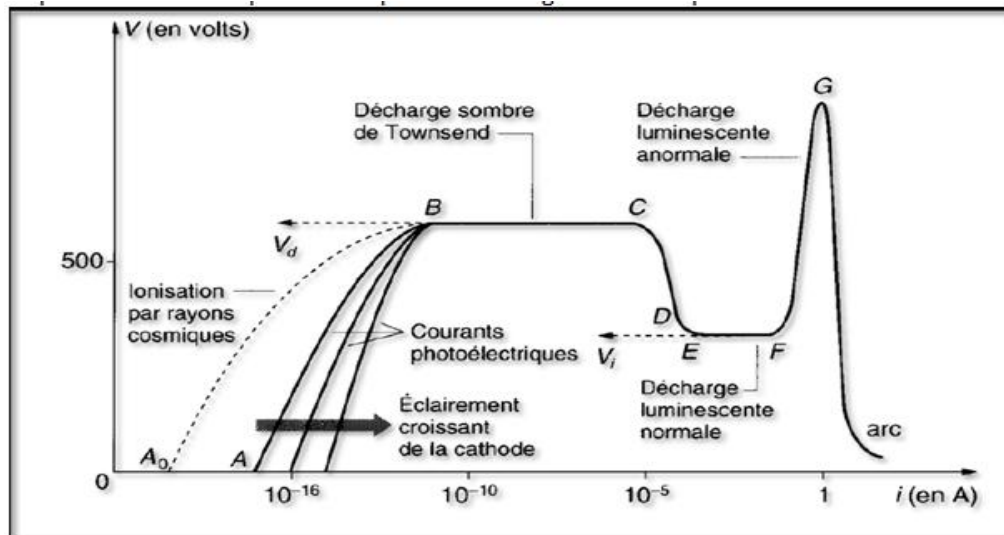


Figure I .10: Caractéristique courant-tension d'une décharge couronne dans l'air à pression atmosphérique [36][37][29]

- ❖ **Premier régime** : consiste en la collecte des espèces chargées présentes naturellement dans le milieu. Ces espèces sont produites par l'impact de rayonnement cosmique ou de particules issues de la désintégration spontanée de certains atomes (radioactivité naturelle) sur le gaz présent dans l'espace inter électrodes.
- ❖ **Second régime** : qui se produit à partir d'une tension seuil « V_0 », traduit le déclenchement de l'avalanche électronique de Townsend, mais ne répond pas encore au critère d'auto-entretien de la décharge, la décharge est qualifiée de non autonome, car elle dépend de processus d'ionisation externes pour donner naissance aux électrons germes. Le courant augmente très fortement pour une très faible variation de la tension appliquée.
- ❖ **Troisième régime**: l'ionisation du gaz par la décharge est suffisante pour ne plus nécessiter de phénomènes.
- ❖ **Quatrième régime**: la dilatation brutale du gaz. Le champ réduit « $\frac{E}{N}$ » est alors suffisamment important pour que les phénomènes d'ionisation deviennent majoritaires par apport à l'attachement électronique. Le régime d'arc est atteint, le milieu passe à l'état de plasma thermique.

I.3.1.6 Les différents types de la décharge couronne

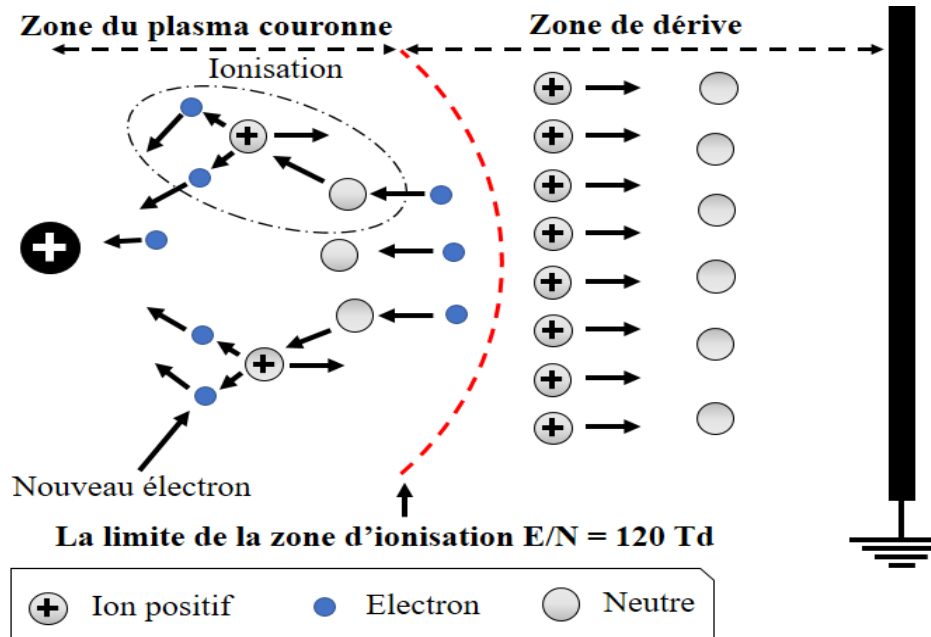
La décharge couronne est dite de polarité positive (ou de polarité négative), si la tension appliquée sur l'électrode de faible rayon de courbure est positive (ou négative). Le mécanisme, de la décharge positive, est différent de celui de la décharge négative à cause de la direction du champ électrique et de la nature des porteurs de charges.

I.3.1.6.1 Décharge couronne à polarité positive

Dans une décharge couronne positive les électrons germes dans l'espace inter-électrode sont accélérés vers l'anode. Dans la région d'ionisation, très près de l'anode, où le champ électrique réduit (E/N) est plus grand que $120Td$ (Figure I.11), les ions positifs ainsi créés sont repoussés par l'anode, sous l'effet des forces de Coulomb, jusqu'à une distance du fil (inférieure au millimètre) au-delà de laquelle le champ électrique, qui devient trop faible ($<E/N=120Td$), ne permet plus la création d'ions positifs. Cette zone est appelée région de « dérive » (voir Figure I.11).

Lors d'une décharge couronne positive à tension continue, il y'a formation de streamers qui se propagent, en quelque sorte, comme une extension de l'anode. D'après les modélisations mentionnées dans [38], la décharge est composée d'une phase de propagation de streamer et d'une phase de restauration, pendant laquelle les ions dérivent. Ces deux phases forment un cycle de fréquence de l'ordre de $10kHz$. Le courant de décharge n'est donc pas continu, mais se décompose d'un courant unipolaire continu et d'un courant impulsionnel du aux streamers.

Figure I.11: Processus d'une décharge électrique couronne positive



I.3.1.6. 2 Décharge couronne à polarité négative

Dans une décharge couronne négative, les électrons sont générés par photoionisation et une zone d'ionisation apparaît autour du fil. La référence [39] explique que les ions positifs bougent rapidement à la cathode. Dans les zones où le champ électrique est faible, seuls les ions négatifs générés par attachement déplacent vers la cathode.

A faible tension, le courant de décharge négative est attribué à l'impulsion de Trichel, dont la fréquence à laquelle se produit l'impulsion dépend de la tension appliquée [40]. Ces impulsions sont régulières et sont dues au champ électrique affaibli près de la cathode. Les ions négatifs peuvent empêcher la propagation des avalanches d'électrons. Une fois ces ions négatifs atteignent l'anode, une nouvelle avalanche d'électrons apparaîtra. Par conséquent, l'intervalle ou l'impulsion Trichel entre deux pics de courant consécutif dépend du temps nécessaire aux ions négatifs pour atteindre l'anode. En augmentant la tension appliquée graduellement, les impulsions de Trichel s'affaiblissent et le courant électrique devient plus ou moins stable.

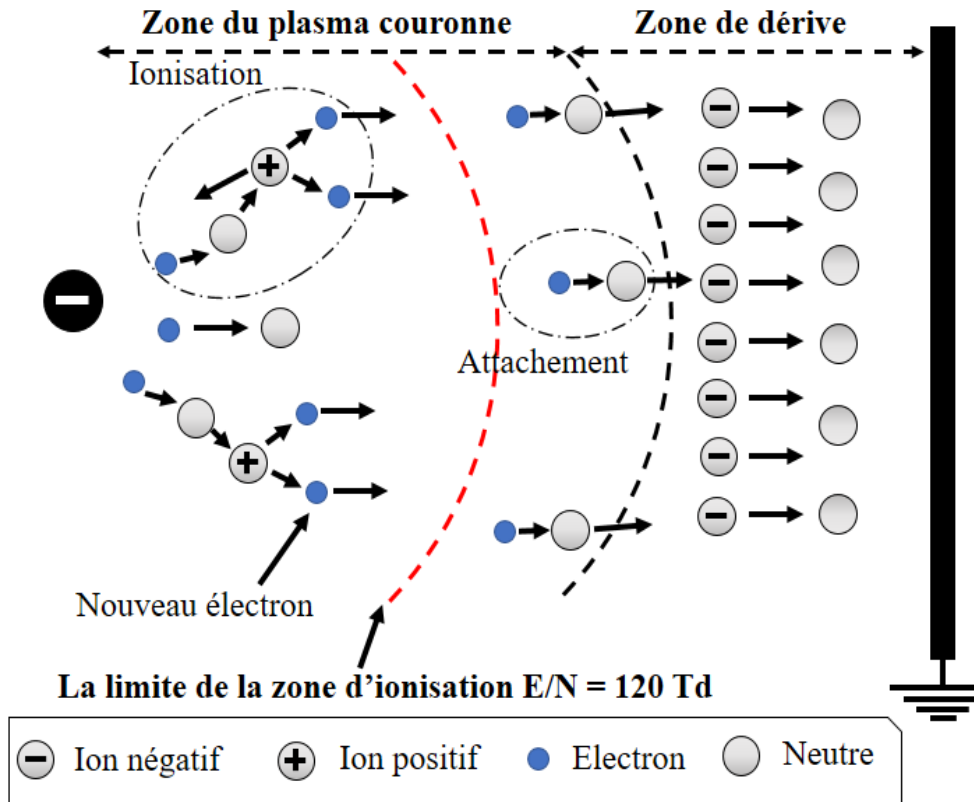


Figure I.12 Processus d'une décharge électrique couronne négative

I.4 Conclusion

Ce chapitre présente une recherche bibliographique générale sur le vent électrique et les décharges électriques. En effet, nous avons concentré notre attention sur la production du vent par la décharge électrique couronne, ainsi nous avons détaillé les phénomènes de bases qui se manifestent dans une décharge électrique couronne ce qui a permis de mieux comprendre le mécanisme à l'origine du vent électrique. Nous avons aussi cité quelques applications du vent électrique.

Le but de cette étude bibliographique est de comprendre comment générer un vent ionique, comment contrôler son écoulement électro-hydrodynamique (EHD) et de découvrir les effets de quelques paramètres influençant le gaz induit, comme la force EHD et la vitesse du vent ionique.

Références bibliographiques

- [1] M. Robinson, « A History of the Electric Wind », American Journal of Physics, vol. 30, no 5, p. 366-372, mai 1962.
- [2] A. P. Chattock, « XLIV. On the velocity and mass of the ions in the electricwind in air », The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, vol. 48, no 294, p. 401-420, nov. 1899.
- [3] O. M. Stuetzer, « Ion Drag Pressure Generation », Journal of AppliedPhysics, vol. 30, no 7, p. 984-994, juill. 1959.

- [4] M. Robinson, « Movement of air in the electricwind of the corona discharge », Transactions of the American Institute of ElectricalEngineers, Part I: Communication and Electronics, vol. 80, no 2, p. 143-150, mai 1961.
- [5] T. Corke et M. Post, « Overview of Plasma Flow Control: Concepts, Optimization, and Applications », in 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, American Institute of Aeronautics and Astronautics
- [6]Altendorfner, F. Sakhrieh, A. EyraudF..Leipertz, A. Dinkelacker,F.and G. Lins. Electric field effets on émissions and flame stabilité Witt optimise
Electric fieldgeometry. Thiry European Collusion Meeting CM (2007).
- [7] J.F. Loiseau, J. Batina, F. Noel, R. Peyrous, “Hydrodynamical simulation of the electricwind-generated by successive streamers in a point-to-plane reactor”, J. Phys. D:Appl. Phys., Vol. 35, pp. 1020-1031, 2002.
- [8] T. C. Corke, C. L. Enloe, et S. P. Wilkinson, « Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuators for Flow Control », AnnualReview of FluidMechanics, vol. 42, n°1, p. 505-529, 2010.
- [9] B. Kim, S. Lee, Y. S. Lee, et K. H. Kang, « Ion wind generation and the application to cooling », Journal of Electrostatics, vol. 70, n°5, p. 438-444, oct. 2012.
- [10] M. Hamel, *Influence de la variation de la température ambiante sur les vibrations induites par effet de couronne*. Université du Québec à Chicoutimi Chicoutimi, 1991.
- [11]C. Potvin, « Comportement et effet de la charge d’espace sur les mécanismes des vibrations induites par effet de couronne », Mémoire d’ingénieur, l’université de Québec, 2000.
- [12]B. Benamar, « La faisabilité de l’électrofiltration d’une atmosphère chargée en poussières de bois: Etude expérimentale et numérique », Nancy 1, 2008.
- [13]C. Gary, Effet couronne sur les réseaux électriques aériens. Ed. Techniques Ingénieur, 1998.
- [14]A. Abahazem, « Etude expérimentales des décharges couronne pour la dépollution des gaz », Université de Toulouse, Université Toulouse III-Paul Sabatier, 2009.

- [15]L. V. Hoang et others, « Comparaison des rendements énergétiques de dégradation de trois composés organiques par plusieurs procédés d'oxydation avancés en milieu aqueux », Poitiers, 2009.
- [16]J.Jarrige, « Etude expérimentale des décharges électriques impulsionnelles nanoseconde à pression atmosphérique. Application au traitement des effluents gazeux et à la décontamination de surface », Rouen, 2008.
- [17]« cours tilmatine - Google Scholar ». [En ligne].
- [18] U. Kogelschatz, « Dielectric-barrierdischarges:theirhistory, dischargephysics, and industrial applications », Plasma Chem. Plasma Process., vol. 23, n° 1, p. 1–46, 2003.
- [19]B. F. J. Schonland, AtmosphericElectricity Methuen. London, 1953
- [20]B.Senouci, « Influence des impuretes sur la formation et le mode de la decharge dans le sf::(6) comprime en polarite positive », Paris 6, 1987.
- [21]« nitrogen” J. Phys. D G. Berger, E; Marode, O. Belabed, B. Senouci and I. Gallimberti “Effect of water vapour on the dischargeregimes and and the deviationsfromsimilaritylaw in compressed SF6 for positive polarity” J. Phys. D.: Ap - Google Scholar ». [En ligne].
- [22]N. Ibrahima, « Initiation Et Développement Des Décharges Couronnes Sur Une Surface De Glace », Univ. Qué., 2003.
- [23] T. Guerrero Olivera, *Etude expérimentale du contournement des isolateurs recouverts de glace sous tensions de foudre et de manoeuvre*. Université du Québec à Rimouski ,[2004].
- [24]M.Hairour, « Etude diélectrique d'une isolation hybride gaz-solide pour appareillage haute tension », Citeseer, 2008.
- [25]C. Douat, G. Bauville, M. Fleury, M. Laroussi, et V. Puech, « Dynamics of collidingmicro plasma jets », Plasma Sources Sci. Technol., vol. 21, n° 3, p. 34010, 2012.
- [26]S. I. Yakovlenko, « Similaritylaw for a homogeneous discharge in the presence of a strongfield and analogues of the Stoletov constant for the pulsedregime », Laser Phys., vol. 17, n° 3, p. 268–281, 2007

- [27] M.-A. M. Handala., « Étude de la décharge de surface sous tension alternative 50 Hz : effet sur une interface isolante air/solider », Thèse de doctorat d'Etat, UMM T.O, 2007
- [28] M. Moudoud, « contribution à l'étude d'une isolation solide/air soumise a une tension alternative 50hz" », Thèse de magister en électrotechnique, M.M.T.O, 1997.
- [29] A. Vincent, « Conception et simulation d'un réacteur fil-cylindre à décharge couronne avec barrière diélectrique adapté au traitement des oxydes d'azote dans des effluents marqués par un isotope », Paris 6, 2002.
- [30] C. G. Garton, A. G. Day, H. F. Church, et L. L. Alston, « Intrinsic and related forms of break..down in solids », High Volt. Technol. Oxf. Univ. Press U. K., p. 144–183, 1968
- [31] S. Eymerie, « Etude expérimentale des décharges atmosphériques générées par impulsions nanosecondes: Application au traitement des particules de suie Diesel », Rouen, 2003
- [32] K. Hamoumeche, « Étude de l'interaction entre une barrière de papier et une décharge couronne en géométrie pointe-plan », Thèse de magister, UMMTO, 2009.
- [33] F. Koliatene, « Contribution à l'étude de l'existence des décharges dans les systèmes de l'avionique », Université de Toulouse, Université Toulouse III-Paul Sabatier, 2009.
- [34] E. Aubert, « Diagnostic optique du vieillissement électrique des résine époxydes sous faible champ électrique », Université de Toulouse, Université Toulouse III-Paul Sabatier, 2008.
- [35] J. Jolibois, « Etude et développement d'un actionneur plasma à décharge à barrière diélectrique: application au contrôle d'écoulement sur profil d'aile », Poitiers, 2008.
- [36] F. Koliatene, « Contribution à l'étude de l'existence des décharges dans les systèmes de l'avionique », Université de Toulouse, Université Toulouse III-Paul Sabatier, 2009.
- [37] A. Labergue, « Etude de décharges électriques dans l'air pour le développement d'actionneurs plasmas—Application au contrôle de décollements d'écoulements », Université de Poitiers, 2005.
- [38] J. F. Loiseau, J. Batina, F. Noël, et R. Peyrous, « Hydrodynamical simulation of the electric wind generated by successive streamers in a point-to-plane reactor », J. Phys. Appl. Phys., vol. 35, no 10, p. 1020, 2002.
- [39] M. Goldman et R. S. Sigmond, « Corona and Insulation », IEEE Trans. Electr. Insul., vol. EI-17, no 2, p. 90-105, avr. 1982.

[40] L. Dăscălescu, An Introduction to Ionized Gases: Theory and Applications. Toyohashi University of Technology, 1993.

.

CHAPITRE II

Ce chapitre décrit les principes d'un modèle complet d'une décharge électrique couronne positive produite par une configuration d'électrodes fil- grille et met l'accent sur le calcul de la force électrodynamique appliquée par cette décharge électrique sur l'air supposé être confiné entre deux plaques (ou deux plans) parallèles et les deux électrodes fil-grille. La suite de cette première partie décrit l'écoulement du gaz à travers les équations de Navier-Stokes, tout en prenant en compte la force électrodynamique comme paramètre d'entrée dans les équations de Navier-Stokes. La dernière partie de ce chapitre expose l'équation de chaleur, ce qui permet de calculer la distribution de la température dans le réacteur de la décharge couronne.

II .1 Introduction	22
II .2 Modèle physique et formulation mathématique	22
II .2. 1 Modèle physique	22
.II .2. 2 Modèle mathématique de la décharge couronne	24
II .2. 3 Force électro-hydrodynamique (EHD).....	25
II 3. 1 Modèle hydrodynamique du gaz	27
II 3. 2 Les conditions aux limites	27
II .4 Modèle thermique.....	28
II .4. 1 Les conditions aux limites	28
II .5 Conclusion.....	30
Références Bibliographiques.....	31

II .1 Introduction

Le vent électrique (ionique) se produit par une décharge électrique lorsque une haute tension est appliquée entre deux électrodes. En effet, les molécules d'air autour des électrodes couronne sont ionisées sous un champ électrique irrégulier et ensuite sont accélérées par la force de coulomb puis entrent en collision avec les molécules d'air neutres, entraînant ainsi un transfert d'impulsion vers les molécules neutres. Ainsi, un flux d'air est formé entre la cathode et l'anode.

La plupart des études sur le vent électrique, trouvées dans la bibliographie, sont basées sur des expériences, tandis que les méthodes de simulation sont indispensables et peuvent fournir plus de détails sur la vitesse et champ de température à moindre coût. De plus, peu d'études se sont concentrées sur les performances de transfert de chaleur en utilisant des réacteurs de décharge couronne.

Dans ce contexte, dans le présent travail, on modélise la production du vent électrique et le transfert de chaleur en utilisant un réacteur de décharge couronne dont la configuration est fil-grille.

II .2 Modèle physique et formulation mathématique

II .2. 1 Modèle physique

Le modèle mathématique est appliqué à un écoulement qui est supposé être confiné entre deux plaques (ou deux plans) parallèles de longueur L , séparées par une distance H qui est la largeur du canal. La décharge s'effectue entre deux électrodes de configuration 'fil-grille', où le fil se situe dans le plan mitoyen et parallèle des deux plaques parallèles, le long de l'axe oz . Plus précisément, ce fil se positionne plus proche de la rentrée du canal, perpendiculairement à l'écoulement d'air, qui s'effectue dans le sens inverse de l'axe oy . Perpendiculairement aux plaques, et dans le plan central (ozx) qui se trouve à une distance M ($L/2$) de l'entrée du canal, se positionne la grille dont son centre coïncide avec le centre du repère ($oxyz$). La distance inter-électrodes est (d) (figure 1). Le fil est porté à une haute tension positive et la grille est mise à la masse. Une plaque rectangulaire qui peut représenter un circuit électrique chauffé par l'effet joule est insérée après la grille pour étudier les performances de refroidissement du vent électrique.

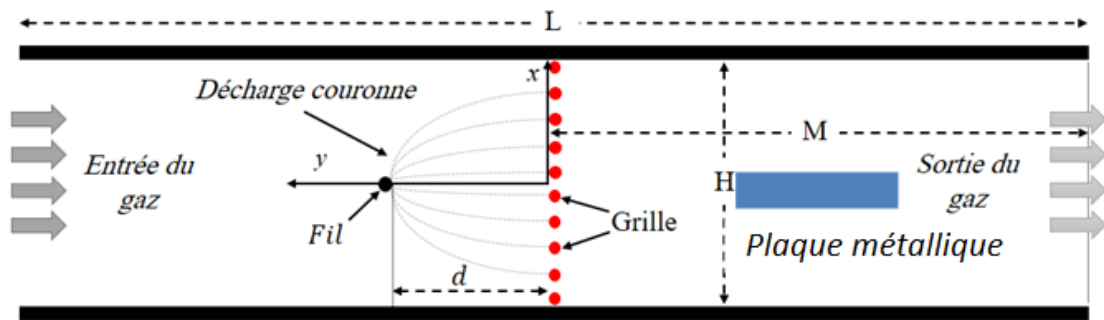


figure II . 1: Illustration schématique de la géométrie utilisée

Notre principal objectif est d'analyser l'effet de l'écoulement, lors d'une limite d'entrée ouverte, sur le refroidissement de la plaque métallique. Pour ce faire, nous nous sommes basé sur le couplage entre trois modèles: a) le premier porte sur l'utilisation d'une formule analytique de la force EHD, décrite dans les travaux de (Bouazza et al., 2018; Yanallah et al., 2017); b) le deuxième sur l'application d'un modèle numérique (modèle hydrodynamique du gaz) afin de résoudre les équations de Navier-Stokes; tandis que c) le troisième repose sur le modèle de transfert de chaleur.

La Figure II.2 montre un diagramme du modèle complet utilisé qui illustre, à la fois, le couplage entre les différents modèles et les paramètres d'entrées nécessaires aux calculs. Sur le diagramme; \mathbf{V} représente la vitesse du fluide; \mathbf{F} la force électrique totale; \mathbf{E} le champ électrique; N_p , N_n et N_e , les densités des espèces chargées positives, négatives et électronique, respectivement.

La stratégie de résolution des équations présentées dans le diagramme se résume dans les points suivants :

- La résolution des équations de continuité des espèces chargées couplées à l'équation de Poisson dans le modèle 'plasma' se fait à partir d'un modèle semi-analytique. Le résultat obtenu est la force EHD (F).
- La force EHD calculée à partir du modèle 'plasma' sera introduite comme terme de source dans les équations de Navier-Stokes pour calculer la distribution spatiale de la vitesse V et de la pression P du gaz.

- La vitesse du gaz, calculée à partir du modèle hydrodynamique du gaz, sera injectée dans l'équation de chaleur pour déterminer la distribution spatiale de la température.

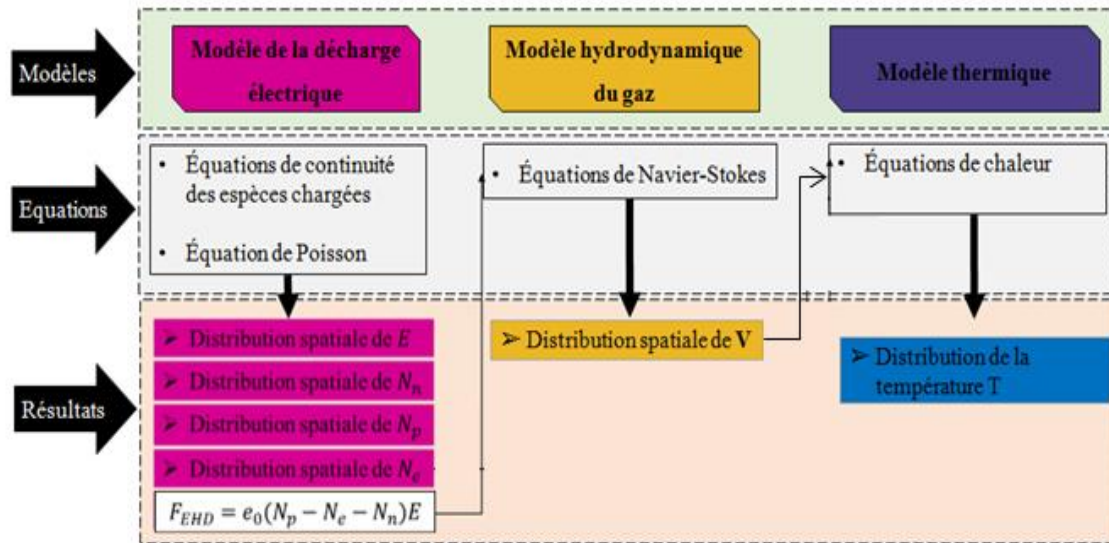


figure II 2 : Organigramme du modèle mathématique

.II .2. 2 Modèle mathématique de la décharge couronne

L'approximation fluide consiste à un ensemble d'équations de continuité pour les particules chargées couplées à l'équation de Gauss pour le champ électrique. Habituellement, seuls trois types de particules chargées (électrons, ions positifs et ions négatifs) doivent être pris en compte pour la modélisation physique [1], [2]. Dans le cas d'une décharge couronne positive, les ions négatifs et les électrons se propagent sur une courte distance (~ 10 μm) du fil [3], mais la densité d'ions négatifs est beaucoup plus faible que la densité électronique. Par conséquent, dans le cadre de ce travail, les ions négatifs peuvent être ignorés dans le cas de la décharge couronne positive.

Pour une décharge couronne positive et stationnaire, les équations gouvernantes sont écrites comme suit :

$$-\nabla \cdot \mathbf{J}_e = (\alpha - \eta) |\mathbf{J}_e| \tag{II.1}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{J}_p = \alpha |\mathbf{J}_e| \tag{II.2}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{e_0}{\epsilon_0} (N_p - N_e - N_n) \tag{II.3}$$

Où les indices e et p correspondent aux électrons et aux ions positifs; J_i et N_i désignent respectivement le flux et la densité des particules de type i ($i = e$ et p) ; E est le champ électrique, α et η sont les coefficients d'ionisation et d'attachement, respectivement ; ϵ_0 est la permittivité de l'air ; e et e_0 est la charge élémentaire. Le flux de chaque type de particules est donné par $J_i = \mu_i \cdot N_i E$, où μ_i est la mobilité électrique de la particule i .

II .2. 3 Force électro-hydrodynamique (EHD)

Le vent ionique est produit par la force électro-hydrodynamique générée par la décharge électrique sur le fluide. Ainsi, les particules chargées générées dans la décharge couronne sont accélérées par le champ électrique, et gagnent ainsi de l'énergie cinétique, et donc, de la quantité de mouvement. Ensuite, lors des collisions avec des molécules neutres du gaz, ces particules chargées cèdent une partie de leur énergie à ces molécules, ce qui induit un écoulement hydrodynamique du gaz. Selon l'approche de Boeuf [4], et en supposant que le mouvement de l'air a une influence négligeable sur la décharge couronne, la force EHD agissant sur le fluide est exprimée comme suit:

$$\mathbf{F} = e_0 (N_p - N_n - N_e) \mathbf{E} \quad (\text{II.4})$$

En utilisant l'expression du flux des particules \mathbf{J}_i de l'espèce i , ($i = e, p$ ou n), la force électrique prend l'expression :

$$\mathbf{F} = e_0 \left(\frac{\mathbf{J}_p}{\mu_p} - \frac{\mathbf{J}_n}{\mu_n} - \frac{\mathbf{J}_e}{\mu_e} \right) \quad (\text{II.5})$$

Dans la décharge couronne positive, l'ionisation est confinée dans une fine couche autour de l'électrode stressée 'fil', à l'intérieur de laquelle, et du côté du fil, la densité des électrons domine celles des autres espèces chargées (Chen and Davidson, 2002a; Yanallah et al., 2009). Cependant, puisque l'épaisseur de cette couche d'ionisation est négligeable par rapport à la distance inter-électrodes (d), la majeure partie du transfert de la quantité de mouvement des espèces chargées aux molécules neutres, s'effectue dans la région de dérive où les ions positifs sont majoritaires. Par conséquent, la densité de la force agissant sur le fluide peut être simplifiée à l'expression :

$$\mathbf{F} \approx e_0 N_p \mathbf{E} = e_0 \frac{\mathbf{J}_p}{\mu_p} \quad (\text{II.6})$$

La densité de courant \mathbf{J}_p est calculée à partir de la résolution des équations (II.1-4). Selon Yanallah et Al, en adoptant les coordonnées bipolaires (τ, σ) , la densité de courant \mathbf{J}_p peut s'écrire :

$$\mathbf{J}_p = \frac{j(0)}{e_0} \left[\frac{(d + r_0)(1 - \cos \sigma)}{\sqrt{(a \sin \sigma)^2 + (d + r_0)^2 (1 - \cos \sigma)^2}} \right]^{9/2} \frac{\cosh \tau - \cos \sigma}{1 - \cos \sigma} \quad (\text{II.7})$$

La relation, entre les coordonnées bipolaires (τ, σ) et les coordonnées cartésiennes, est définie comme se suit:

$$x = \frac{a \sin \sigma}{\cosh \tau - \cos \sigma}, \quad y = \frac{a \sinh \tau}{\cosh \tau - \cos \sigma} \quad (\text{II.8})$$

où (a) est la distance entre le point focal des lignes de champ et le plan (qui est liée au rayon du fil, r_0 , et à la distance inter-électrodes, d) et est donnée par : $a = \sqrt{(d + r_0)^2 - r_0^2}$.

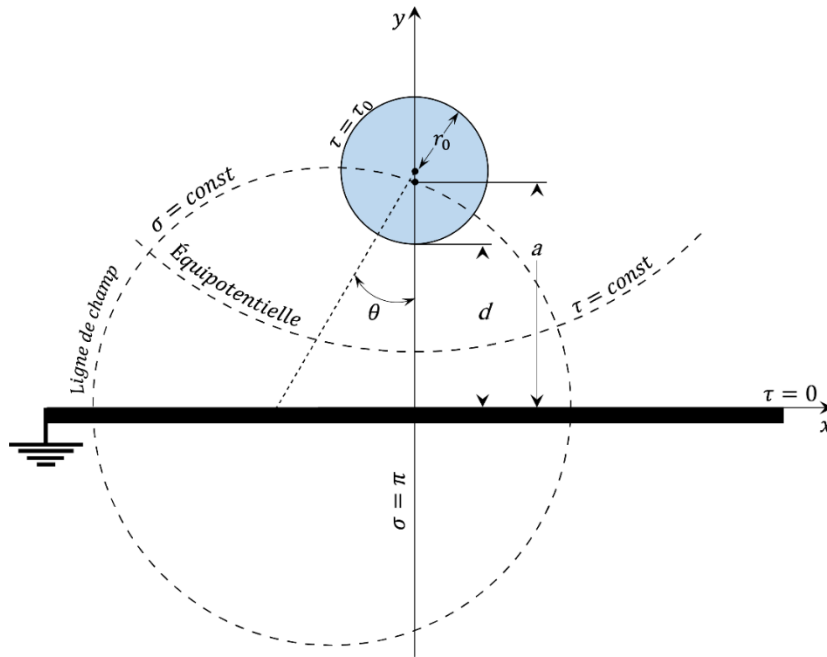


Figure II. 3: Système de coordonnées bipolaires (σ, τ) utilisé pour décrire la décharge couronne dans la géométrie de l'électrode fil-plaque.

Finalement, la densité de force électrique est écrite sous la forme :

$$F_{EHD} = \frac{1}{\mu_p} j(0) \left[\frac{(d + r_0)(1 - \cos \sigma)}{\sqrt{(a \sin \sigma)^2 + (d + r_0)^2 (1 - \cos \sigma)^2}} \right]^{9/2} \frac{\cosh \tau - \cos \sigma}{1 - \cos \sigma} \quad (\text{II.9})$$

II 3. 1 Modèle hydrodynamique du gaz

Lors de la génération de la décharge électrique l'interaction entre le plasma et le gaz neutre se manifeste par un mouvement du gaz, ayant acquis une partie de la quantité de mouvement de la part des espèces chargées. Ce mouvement de gaz est décrit par les équations de Navier-Stokes.

En effet, les équations de Navier-Stokes représentent la conservation de la quantité de mouvement et de la densité de masse. En supposant que l'écoulement est Newtonien et que le gaz 'air' est incompressible, le mouvement EHD induit par la décharge couronne sera, en général, turbulent [5], [6]. C'est dans ce contexte que l'approche habituelle moyennée dans le temps (time-averaging) des équations de conservation de la quantité de mouvement et de la densité de masse sera utilisée dans le présent travail. Si nous négligeons la gravité et nous prenons le régime stationnaire, ces équations peuvent être écrites comme suit :

$$\rho(\mathbf{V} \cdot \nabla)\mathbf{V} = -\nabla P + \lambda \nabla^2 \mathbf{V} + \nabla \cdot \tau_R + F \quad (\text{II.10})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0 \quad (\text{II.11})$$

Où \mathbf{V} est la vitesse moyenne du gaz, λ la viscosité dynamique de l'air, P la pression du gaz et τ_R le tenseur de Reynolds. Le système d'équations différentielles partielles (les équations de Navier-Stokes) sera fermé en utilisant le modèle standard de turbulence à deux équations k-epsilon (K- ϵ) [7]

II 3. 2 Les conditions aux limites

La résolution des équations de Navier-Stokes, par le logiciel COMSOL, nécessite la définition des conditions aux limites du champ de vitesses. En effet, ces conditions aux limites sont simples. Tout d'abord, la condition de glissement et la condition de vitesse nulle sont supposées satisfaites au niveau des plaques et à la surface du fil. La condition de glissement permet d'ignorer la modélisation des couches limites. Le gaz glisse, simplement parallèlement à la surface, avec une vitesse égale à celle du gaz. A l'entrée du canal ($x = -3,5$ cm) et à la

sortie ($x = 3,5 \text{ cm}$), nous supposons que la pression soit égale à la pression atmosphérique, ce qu'on appelle conditions aux limites ouvertes.

II .4 Modèle thermique

Pour voir l'effet de refroidissement du vent électrique sur une pièce métallique (voir figure III.1), qui peut présenter par exemple un circuit électrique qui chauffe l'air par l'effet joule, nous avons inclus dans le modèle l'équation de chaleur.

En effet, l'équation de la chaleur est une équation aux dérivées partielles paraboliques, pour décrire le phénomène physique de conduction thermique, introduite initialement en 1807 par Joseph Fourier¹[ref]. Ainsi, dans notre étude le chauffage du gaz est dû aux échanges d'énergie entre la plaque et l'air qui l'entoure, c'est-à-dire on peut considérer la plaque métallique comme une source de chaleur et on prend une valeur de 10 W/m^2 comme un flux de chaleur sortant de cette plaque métallique. Pour tenir de l'effet du vent électrique sur le refroidissement de la pièce métallique, la vitesse du gaz, calculée à partir du modèle hydrodynamique, sera injectée dans l'équation de chaleur pour déterminer la distribution de la température. Nous supposerons pour la résolution de cette équation que nous nous trouvons à l'état stationnaire. De plus, si nous supposons que la conductivité thermique de l'air ne dépend pas de la température, alors l'équation de la chaleur s'écrit :

$$\mathbf{V} \cdot \mathbf{N} \cdot c_p \cdot \nabla T + \nabla [q] = S \quad (\text{II.12})$$

$$q = -K \nabla T \quad (\text{II.13})$$

Avec v est la vitesse moyenne du gaz, K est la conductivité thermique, C_p la capacité calorifique du gaz est le terme source de la chaleur.

II .4. 1 Les conditions aux limites

Avant de chercher à résoudre l'équation (II.12-II.13), nous devons choisir les conditions aux limites aux surfaces. Puisque le réacteur est en contact avec le volume extérieur de la chambre de décharge, on considère que sa température à la sortie et à la rentrée du gaz est la même que la température ambiante. Sur la surface de la plaque

métallique on impose un flux de chaleur comme une de source de chaleur, nous supposons que le gaz soit en équilibre thermique le réacteur. Donc, les conditions aux limites se résument comme se suit :

$$n.q = 0 \text{ Isolation thermique sur les surfaces interne du réacteur} \quad (\text{II.14})$$

$$T(x = -3,5 \text{ cm}, y) = 298k \text{ À l'entrée du réacteur} \quad (\text{II.15})$$

$$T(x = 3,5 \text{ cm}, y) = 298k \text{ À la sortie du réacteur} \quad (\text{II.16})$$

$$-n.q = \frac{P_0}{A} \text{ Flux de chaleur sur la surface (A) de la plaque métallique} \quad (\text{II.17})$$

II .5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté le modèle mathématique d'une de décharge électrique couronne positive qui se base sur la résolution des équations de continuités des particules chargées couplées à l'équation de Poisson. A partir de ce modèle la force électro-hydrodynamique (EHD), générée par la décharge électrique couronne positive sera calculée. Par la suite, cette force sera insérée dans les équations de Navier-Stokes pour déterminer les distributions des vitesses de l'écoulement induit par la décharge électrique. Finalement, en ce qui concerne la distribution spatiale de la température, nous avons présenté l'équation de chaleur avec les approximations nécessaires afin de comprendre le mécanisme de refroidissement par l'écoulement hydrodynamique ou le vent électrique.

Références Bibliographiques

- [1] A. A. Kulikovskiy, « The mechanism of positive streamer acceleration and expansion in air in a strong external field », J. Phys. Appl. Phys., vol. 30, no 10, p. 1515, 1997.
- [2] R. Morrow, « Theory of negative corona in oxygen », Phys. Rev. A, vol. 32, no 3, p. 1799-1809, sept. 1985.
- [3] P. Vann Bush et T. R. Snyder, « Laboratory analyses of corona discharges », J. Electrostat., vol. 19, no 1, p. 83-99, janv. 1987.
- [4] J. P. Boeuf et L. C. Pitchford, « Electrohydrodynamic force and aerodynamic flow acceleration in surface dielectric barrier discharge », J. Appl. Phys., vol. 97, no 10, p. 103307, mai 2005.
- [5] L. Zhao et K. Adamiak, « Effects of EHD and External Airflows on Electric Corona Discharge in Point-Plane/Mesh Configurations », IEEE Trans. Ind. Appl., vol. 45, no 1, p. 16-21, janv. 2009.
- [6] S.Ould Ahmedou et M.Havet, « Effect of process parameters on the EHD airflow », J. Electrostat., vol. 97, no 2, p. 222-227, mai 2009.
- [7] H.K. Versteeg et W. Malalasekera, An introduction to computational fluid dynamics : the finite volume method. Pearson Education, 2007.

CHAPITRE III

Dans ce chapitre nous présenterons, tout d'abord, les distributions spatiales à deux dimensions (2D) et le long de l'axe de symétrie de la force EHD généré par la décharge électrique positive. Ensuite, nous présenterons, les résultats de la simulation numérique de la vitesse du vent ionique. Enfin, nous présenterons les résultats de la distribution spatiale de la température ainsi qu'une étude paramétrique qui porte sur l'effet de trois paramètres (la tension appliquée, le flux de chaleur sortant de la plaque à refroidir et l'angle de l'exposition de la plaque par rapport à l'écoulement) sur l'efficacité de transfert de chaleur.

III .1 Introduction	32
III.2 Caractéristique courant-tension.....	33
III.3 Distribution du champ électrique	34
III.4. La force électrique.....	35
III.5 La vitesse du gaz	37
III.6 La température.....	38
III.7 Étude paramétrique	39
III.7.1 Effet de la tension appliquée	40
III.7.2 Effet du flux de chaleur sortant de la plaque.....	41
III.7.3 Effet de l'angle de l'exposition de la plaque par rapport à l'écoulement	41
III.8 Conclusion.....	44
Références bibliographiques	45

III .1 introduction

Les résultats présentés dans ce chapitre ont été obtenus en utilisant le logiciel COMSOL qui comporte un module spécifique pour la simulation de tous types d'écoulements (compressible, incompressible, laminaire ou, encore, turbulent). Ce logiciel permet, notamment, la résolution des équations de la mécanique des fluides en tenant compte du terme de la force volumique. Le calcul de la force EHD est réalisé par un programme en langage Matlab qui a été inclus par la suite dans le logiciel COMSOL par l'intermédiaire d'une fonction externe (ou fonction définie par l'utilisateur). On suppose, que le problème est à 2D et que la longueur des électrodes soit grande devant l'espace inter-électrodes. Les principaux paramètres géométriques du calcul sont indiqués dans la Figure III.1 et le *Tableau III.1*. Selon ces paramètres, le régime d'écoulement est turbulent.

Les résultats présentés dans la première partie de ce chapitre ont été obtenus pour un système d'électrodes fil-grille. La haute tension positive appliquée sur le fil est égale $\phi = 11 \text{ kV}$, ce qui correspond à une intensité de courant par unité de longueur du fil de $47,44 \mu\text{A}/\text{cm}$. Le rayon du fil est de $r_0 = 100 \mu\text{m}$, tandis que la distance inter-électrodes est de $d = 0.5 \text{ cm}$. Enfin, la longueur L du réacteur est de 7 cm .

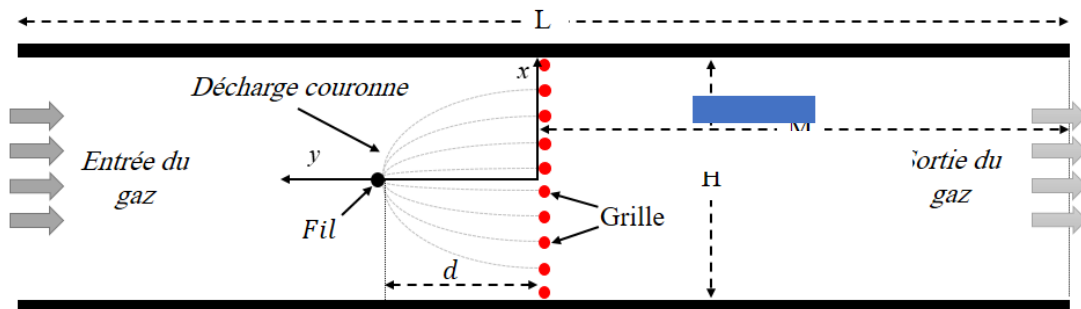


Figure III 1: Illustration schématique de la géométrie utilisée

Les paramètres de la décharge	
Gaz	l'Air
Pression	1 atm (760 Torr)
Température	293°K
Longueur du canal	7 cm
Largeur du canal	1 cm

Tableau III.1 : Les paramètres utilisés dans la modélisation

Pour comprendre le comportement dynamique du gaz sous l'effet de la décharge électrique couronne il est approprié de montrer la distribution spatiale du champ électrique et de la force EHD.

III.2 Caractéristique courant-tension

La caractéristique 'courant-tension' utilisée comme un paramètre d'entrée dans les calculs est présenté dans la *Figure III.2*. Cette caractéristique est utilisée, est obtenue à partir d'une formule empirique [1], [2].

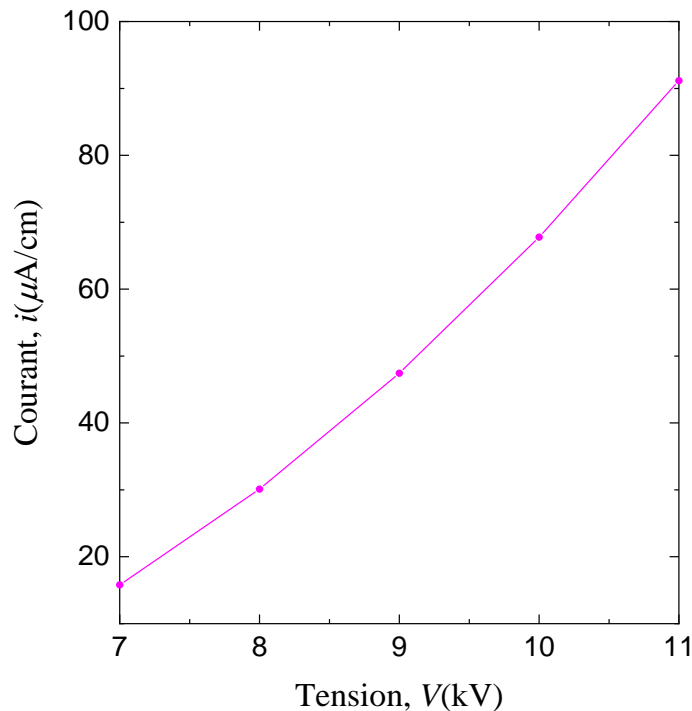


Figure III.2 : Courbe caractéristique courant-tension pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5\text{cm}$.

Quand la tension ϕ appliquée sur le fil est supérieure à une certaine valeur de seuil, on observe alors l'apparition d'un courant. Ce courant est dû au déplacement des électrons et des ions produits, par l'ionisation du gaz, de la grille vers le fil. Le courant de la décharge commence à croître à partir de la tension de seuil : $\phi = 6 \text{ kV}$.

En effet, les électrons générés dans la zone d'ionisation vont se diriger vers le fil (l'anode) et les ions positifs, produits aussi dans la zone d'ionisation, vont se diriger vers la grille (la cathode). Cependant, dans la zone de dérive le champ électrique est assez faible pour ioniser le milieu plasmagène. Donc cette dernière zone est inactive du point de vue électrique, car elle ne permet pas la formation d'avalanches électroniques. Par contre, elle est le siège de la production d'ions négatifs via le processus d'attachement, mais la concentration de ces ions négatifs est très faible par rapport à celles des électrons et d'ions positifs. Il a été montré par Bouazza et Al [3] que la contribution des

ions négatifs dans la force EHD est négligeable dans le cas d'une décharge couronne positive. Donc, pratiquement, l'espace inter-électrodes est occupé seulement par des ions positifs.

III.3 Distribution du champ électrique

La force EHD générée par la décharge électrique couronne est étroitement liée au champ électrique (II.4), pour cela on présente sur la figure III-3 et la figure III-4 la distribution du champ électrique pour une tension appliquée de $\phi = 11 \text{ kV}$, qui correspond à une intensité de courant par unité de longueur du fil de $91,1 \text{ }\mu\text{A/cm}$

La figure III-3 indique la distribution spatiale du champ électrique en deux dimensions (2D), et la figure III-4 montre une coupe du profil de ce champ électrique le long de l'axe $x=0$. Ces deux figures illustrent que les valeurs du champ électrique sont importantes aux alentours du fil et diminuent en s'éloignant du fil. La valeur du champ électrique sur la surface du fil est de l'ordre de $1,3 \times 10^5 \text{ V/cm}$; tandis qu'elle est faible de l'ordre de $1,68 \times 10^4 \text{ V/cm}$ en s'approchant suffisamment de la grille.

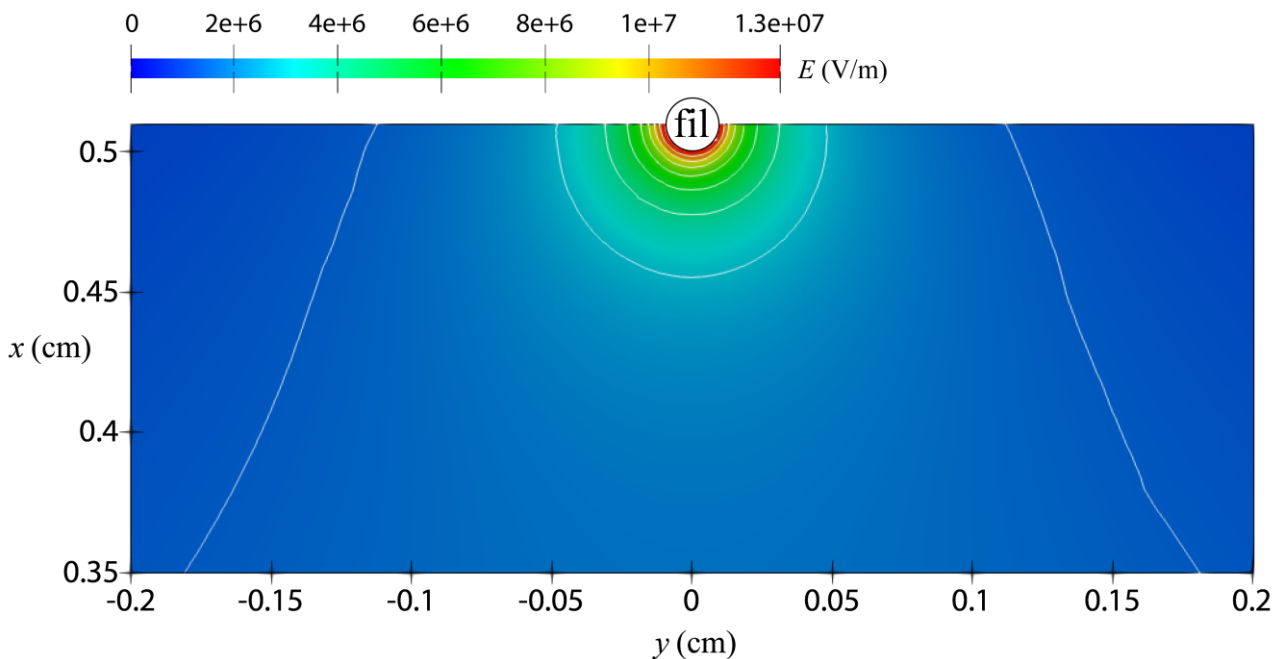


Figure III.3 : Distribution spatiale à 2D du champ électrique pour $r_0 = 100 \text{ }\mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = +11 \text{ kV}$.

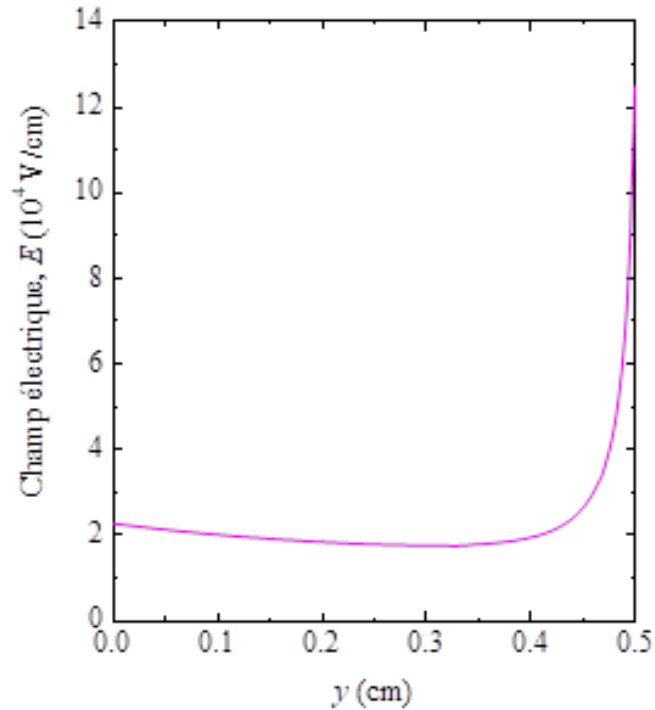


Figure III.4 : Champ électrique le long l'axe de symétrie pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = +11 \text{ kV}$.

La valeur du champ électrique sur le fil est calculée, dans notre cas, par la formule de Peek [4]. Loin du fil, dans la région de dérive, le champ électrique décroît graduellement. En effet, dans cette région la mobilité des ions pourrait affecter le champ électrique à travers le paramètre $c_i = 2j_T / \varepsilon_0 \mu_i$ (voir la relation peek [4].,)

III.4. La force électrique

La **Erreur ! Source du renvoi introuvable.** représente la distribution spatiale du module de la force électrique EHD ainsi que la direction de la force. Cette figure illustre que la force EHD est toujours dirigée du fil vers la grille et elle très élevée au voisinage du fil et décroît progressivement vers la grille. Sa valeur maximale sur le fil est $1.6e^{+5} \text{ N/m}^3$ et aux voisinages de la grille est $1 \times 10^{-2} \text{ N/cm}^3$.

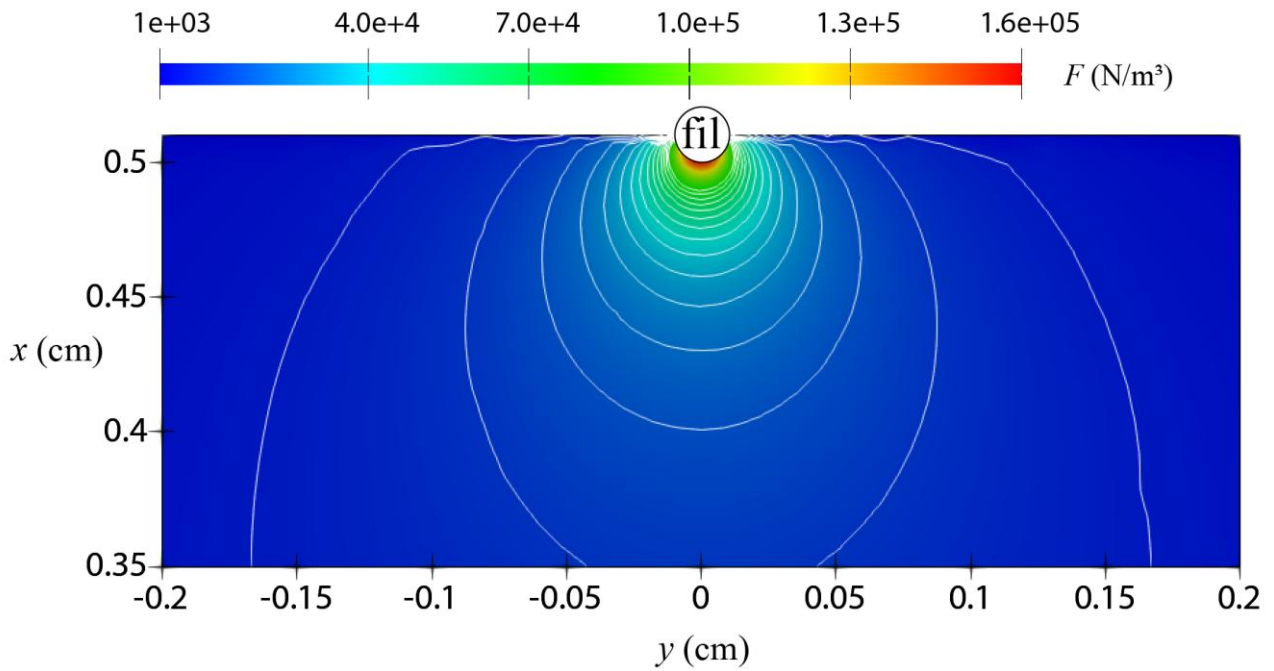


Figure III . 5: Distribution spatiale à 2D de l'amplitude de la force EHD au voisinage du fil pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = 11 \text{ kV}$.

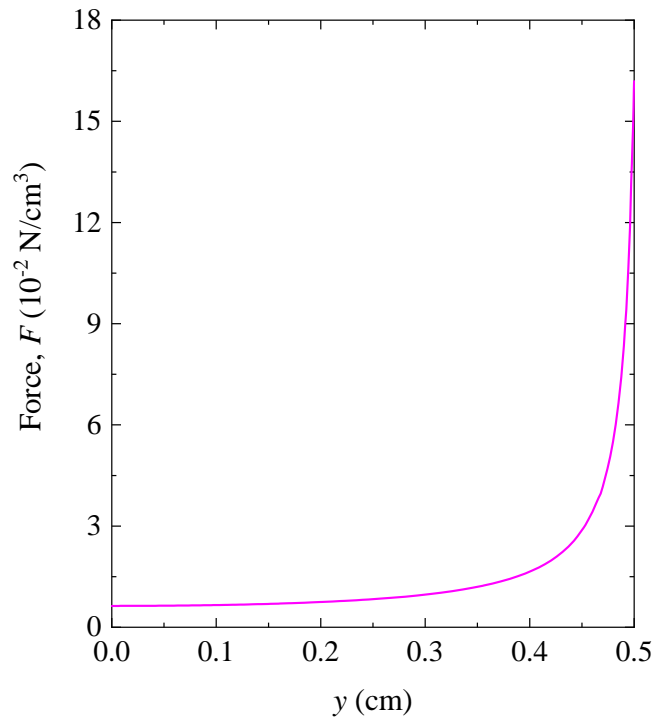


Figure III .6: Force électrique le long l'axe de symétrie pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = 11 \text{ kV}$.

Cette figure complète la figure III.5 en donnant une image détaillée à une dimension de la distribution de la force EHD le long de l'axe de symétrie $x=0$. Cette figure confirme que la valeur la plus élevée de la force se situe à environ $16 \times 10^{-2} \text{ N/cm}^3$ près du fil.

III.5 La vitesse du gaz

La Figure montre la distribution de la vitesse du gaz produite par la décharge électrique couronne à deux dimensions, en incluant les lignes de courant.

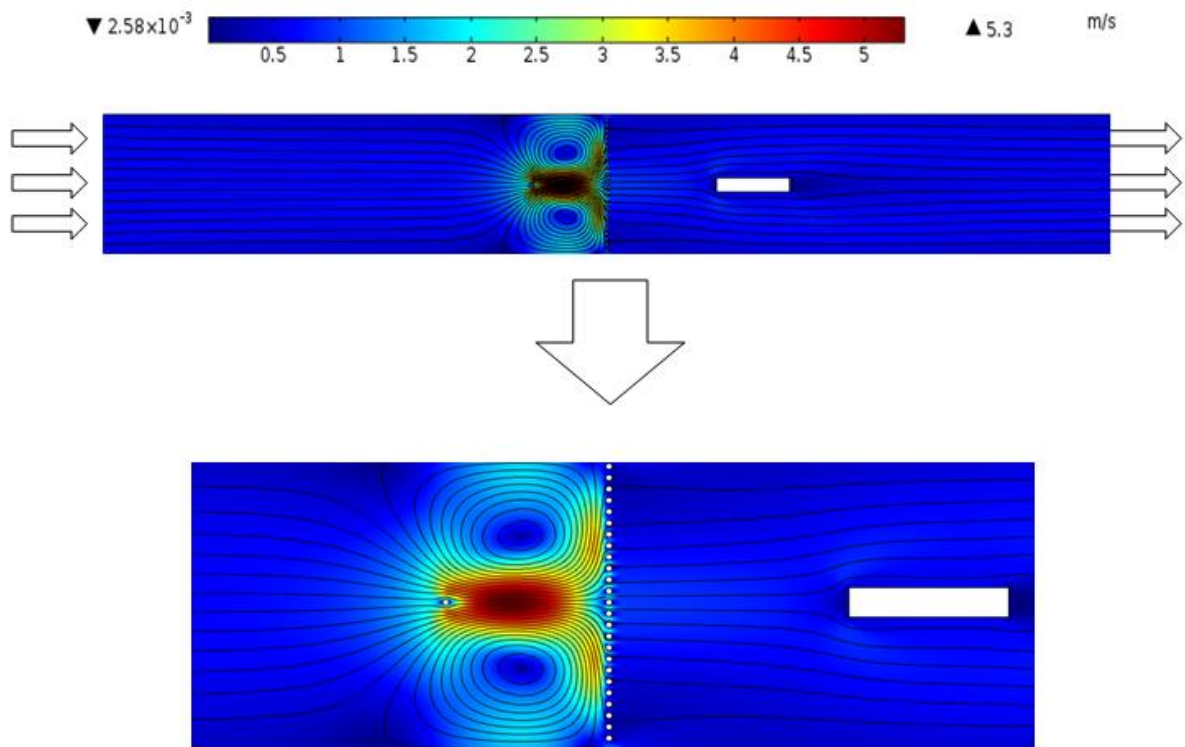


Figure III . 7: Distribution spatiale à 2D de l'amplitude de la vitesse du gaz et lignes d'écoulement correspondant à un rayon de fil $r_0 = 100 \mu\text{m}$, une distance inter-électrodes $d = 0,5 \text{ cm}$ et une tension appliquée $\phi = +9 \text{ kV}$.

La force EHD accélère le gaz à partir du fil (anode) vers la grille (cathode). Arrivant à la grille, le gaz est contraint de changer sa direction, à cause de la présence de cette grille ; et il y aura formation de deux grands tourbillons (ou vortex) de recirculation dans deux sens opposés, occupant tout l'espace inter-électrodes, s'étalant jusqu'aux surfaces des plaques et, presque, symétriques par rapport à l'axe oy ($x=0$). Le centre de chaque tourbillon se situe à une distance d'environ $d-y = 0,25 \text{ cm}$ du fil, le long de l'axe de symétrie, et à environ $x = \pm 0,25 \text{ cm}$ de chaque côté du fil. Ces valeurs de vitesses élevées ont été confirmées, expérimentalement, dans différentes configurations géométriques d'électrodes dans la décharge couronne (Colas et al.,2010). On note que lorsque la limite d'entrée du gaz est supposée être ouverte, l'effet de l'aspiration de l'air par la force EHD est remarquable et se manifeste à partir de l'entrée du canal et, en outre, cette force EHD fait créer les tourbillons vers les plaques.(colas et al ,2010)[5]

Les figures 08 et 09 donnent plus d'informations sur le profil de la vitesse en montrant les deux composantes V_x et V_y .

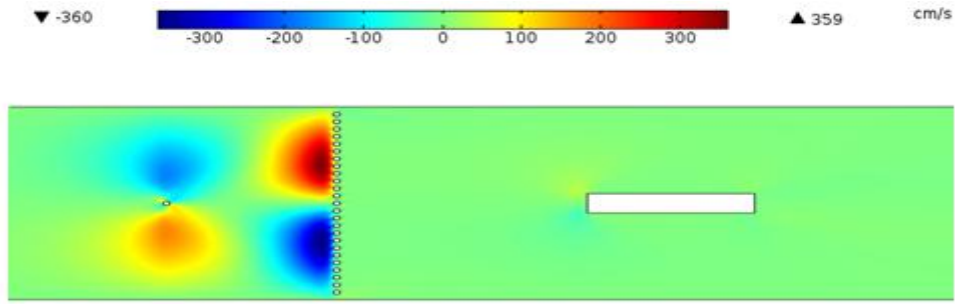


Figure III.8: Distribution spatiale à 2D de l'amplitude de la composante V_y de la vitesse entre les deux plaques parallèles pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = +9 \text{ kV}$.

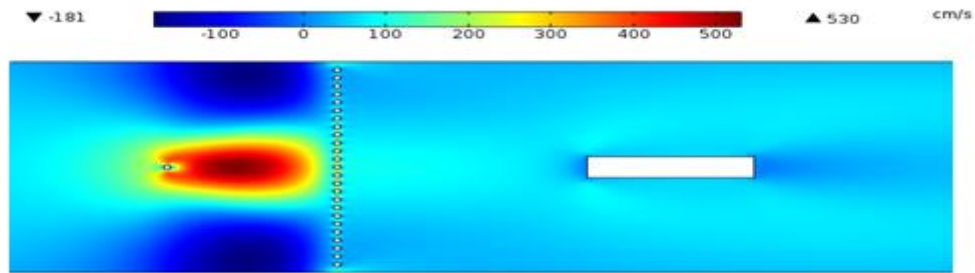


Figure III.9: Distribution spatiale à 2D de l'amplitude de la composante V_x de la vitesse entre les deux plaques parallèles pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $d = 0,5 \text{ cm}$ et $\phi = +9 \text{ kV}$.

III.6 La température

Les figures (III.10 et III.11) montrent les distributions de la température du gaz causée par l'échauffement de la pièce métallique. Ces figures illustrent deux situations: (a) sans refroidissement, (b) refroidissement avec le vent électrique pour un courant électrique de la décharge couronne égale à $I=10^{-5} \text{ A}$.

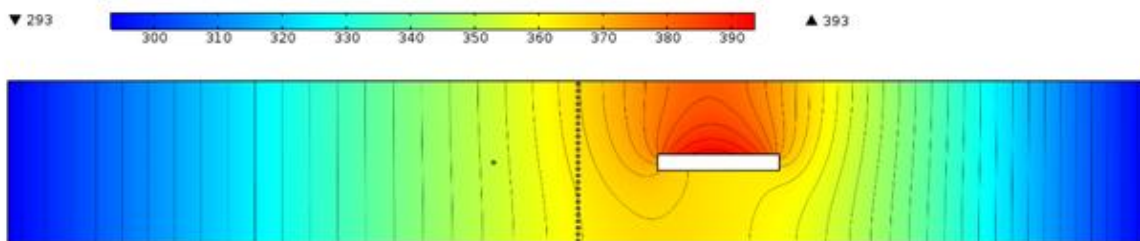


Figure III.10: Distribution spatiale à 2D de température (sans écoulement).

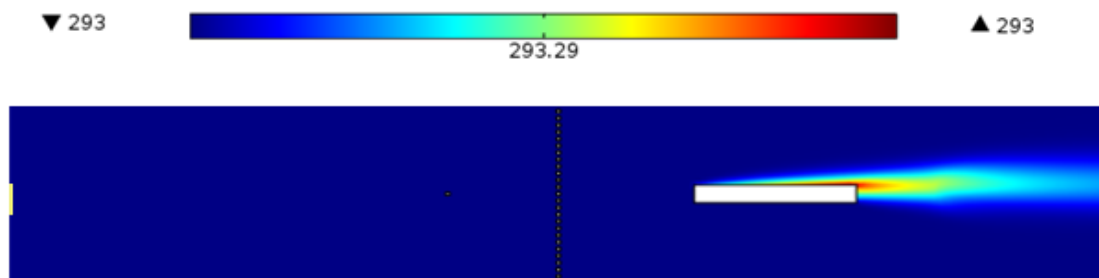


Figure III.11: Distribution spatiale à 2D de la température (refroidissement avec le vent électrique avec écoulement).

Une densité de flux de chaleur égale à 200 W/m^2 a été imposée sur la plaque métallique. Lorsqu'on ne considère pas le refroidissement par le vent électrique, la température aux voisinages de la surface de la plaque, générée par ce flux de chaleur, est aux alentours de 500 K et elle est presque distribuée uniformément sur la surface de la plaque métallique (figure III.10). Quand le vent électrique est imposé sur la plaque métallique la température diminue drastiquement: elle devient égale à 293.29 K pour un courant électrique de $I=10^{-5} \text{ A}$. Sur la figure III.12 nous avons tracé la température moyenne aux voisinages de la surface métallique en fonction du courant électrique de la décharge électrique couronne. On note un autre avantage, du refroidissement par le vent électrique, qui consiste en une distribution presque uniforme de la température aux voisinages de la surface métallique pour toute la gamme de courant de décharge couronne utilisé.

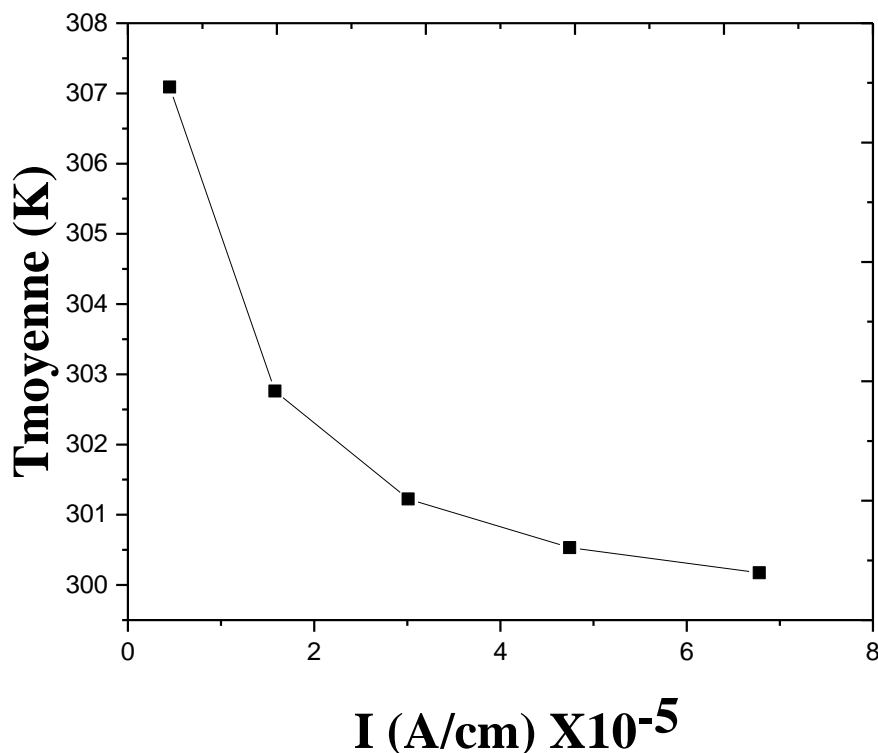


Figure III .12 : la température moyenne aux voisinages de la surface métallique en fonction du courant électrique

III.7 Étude paramétrique

Cette section porte sur l'étude de l'influence de la tension appliquée, la densité du flux de chaleur imposé sur la plaque métallique et l'angle de la surface de la plaque métallique par rapport au flux du vent électrique sur le processus de refroidissement. Pour estimer l'efficacité de transfert de chaleur nous allons calculer le coefficient de transfert de chaleur [6] défini par la formule:

$$h = \frac{P}{A_s (T_s - T_a)}$$

Où A_s est la surface de la plaque métallique, T_s est la température moyenne de la plaque métallique et T_a la température ambiante.

Plus le coefficient de transfert de chaleur est plus grand plus le transfert de chaleur est meilleur.

III.7.1 Effet de la tension appliquée

La Figure III.13 montre la variation du coefficient de transfert de chaleur h en fonction de la tension de décharge couronne. Il est clair de cette figure, que l'augmentation de la tension appliquée cause un meilleur transfert de chaleur, par exemple la valeur de h passe de 80 à 90 $\text{w.m}^2.\text{k}^{-1}$ lorsque la tension appliquée croit de 6 kV à 10 kV. En effet, l'application de la tension fait naître le courant électrique et la force EHD et, d'après la relation (II.4), l'augmentation de la tension appliquée entraîne l'augmentation de l'intensité du courant électrique et fait croître aussi la force EHD. En conséquence, la croissance de la vitesse du fluide est liée au processus de refroidissement par le phénomène de convection du fluide air.

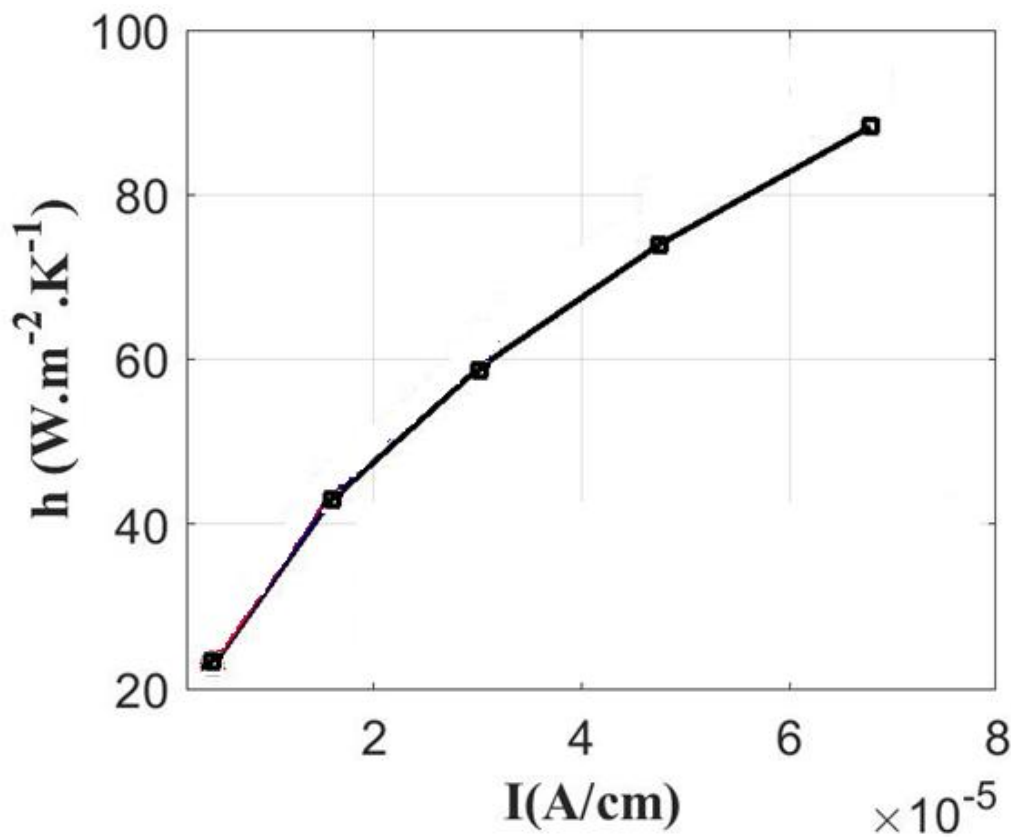


Figure III .13: Variation de coefficient de transfert de chaleur en fonction du courant de la décharge électrique couronne

III.7.2 Effet du flux de chaleur sortant de la plaque

L'effet du flux de chaleur sortant de la plaque métallique sur le processus de refroidissement est illustré sur la figure III.14 pour une tension appliquée qui variée de 6 à 9kV et une distance inter-électrodes de 0,5 cm. Trois valeurs du flux de chaleur ont été considérées : 100, 150 et 200 w/m^2 . On constate que, pour toutes les tensions appliquées, le transfert de chaleur devient plus efficace lorsque le flux de chaleur sortant est plus élevé.

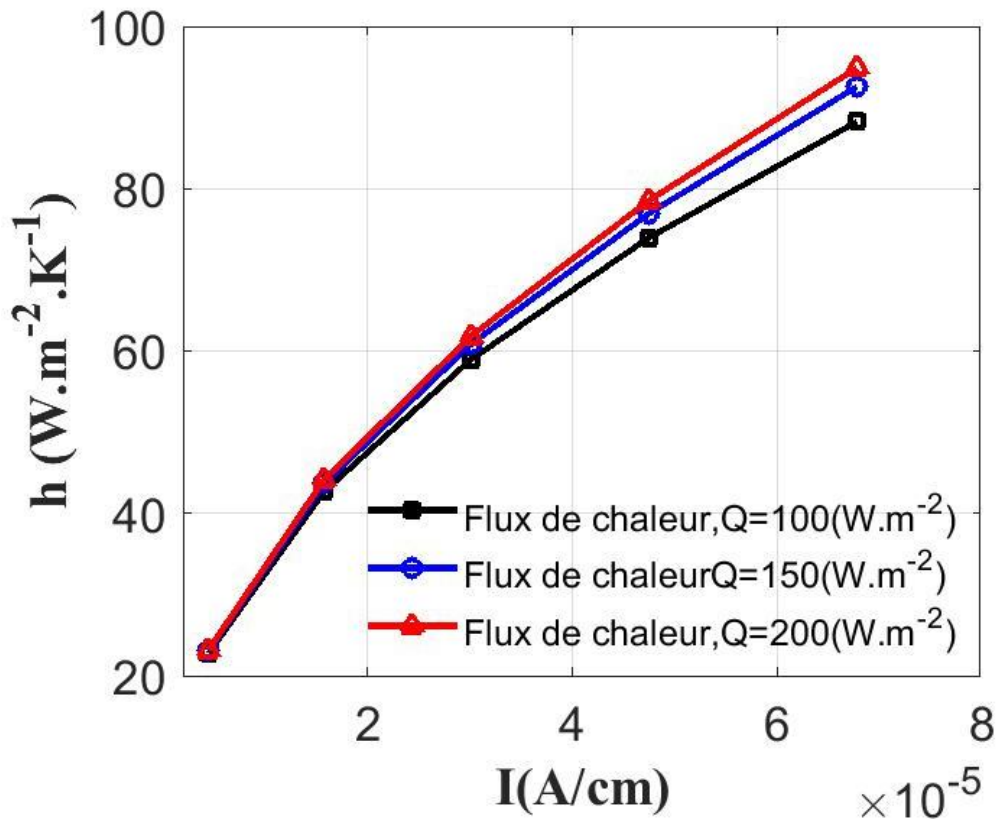


Figure III .14: Effet de l'échauffement de la pièce métallique sur le coefficient de transfert de chaleur.

III.7.3 Effet de l'angle de l'exposition de la plaque par rapport à l'écoulement

L'effet de l'angle de l'orientation de la plaque métallique, sur la distribution de la température, est montré sur les figures III.15. Pour les trois angles la température sur la surface de la plaque est presque égale à la température ambiante et le côté exposé à l'écoulement est plus froid de 1 jusqu'à 3 K à l'autre côté de la plaque.

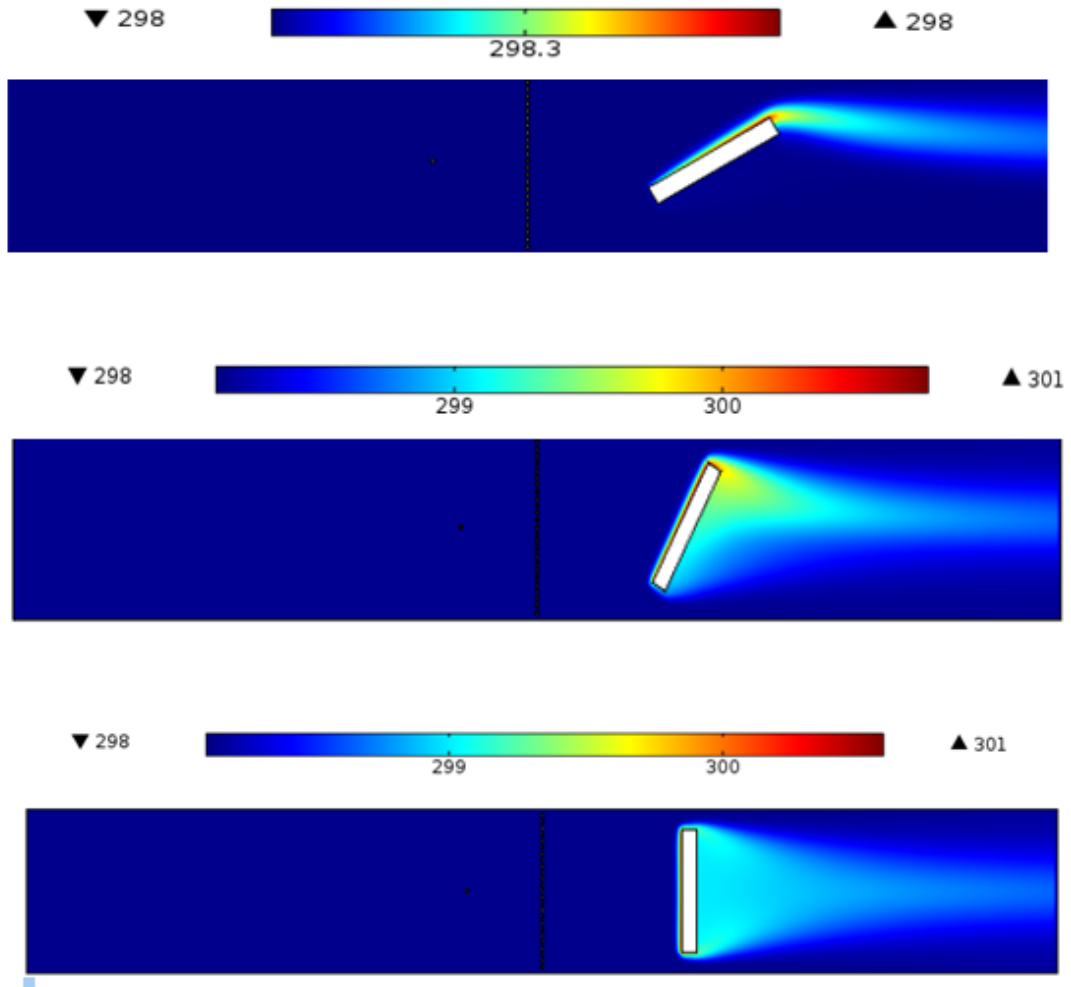


Figure III .15: Distribution spatiale 2D de la température pour les angles: (a) 30° , (b) 60° et (c) 90° .
La tension appliquée est $\phi = +9 \text{ kV}$.

La figure II.16 montre l'effet de l'angle de l'exposition de la plaque métallique par rapport à l'écoulement induit par la décharge électrique couronne sur le transfert de chaleur. Cinq valeurs de l'angle ont été choisies (0° , 30° , 45° , 60° et 90°). La tension appliquée variée de 6 à 11kV, le rayon de fil est de $100 \mu\text{m}$ et la distance inter-électrodes est 0,5 cm. On constate que le transfert de chaleur est meilleur lorsque l'angle est 0° . Il commence à diminuer lorsque l'angle augmente jusqu'à 45° . A partir de cet 'angle, le coefficient de transfert de chaleur devient presque indépendant de l'angle de rotation de la pièce métallique.

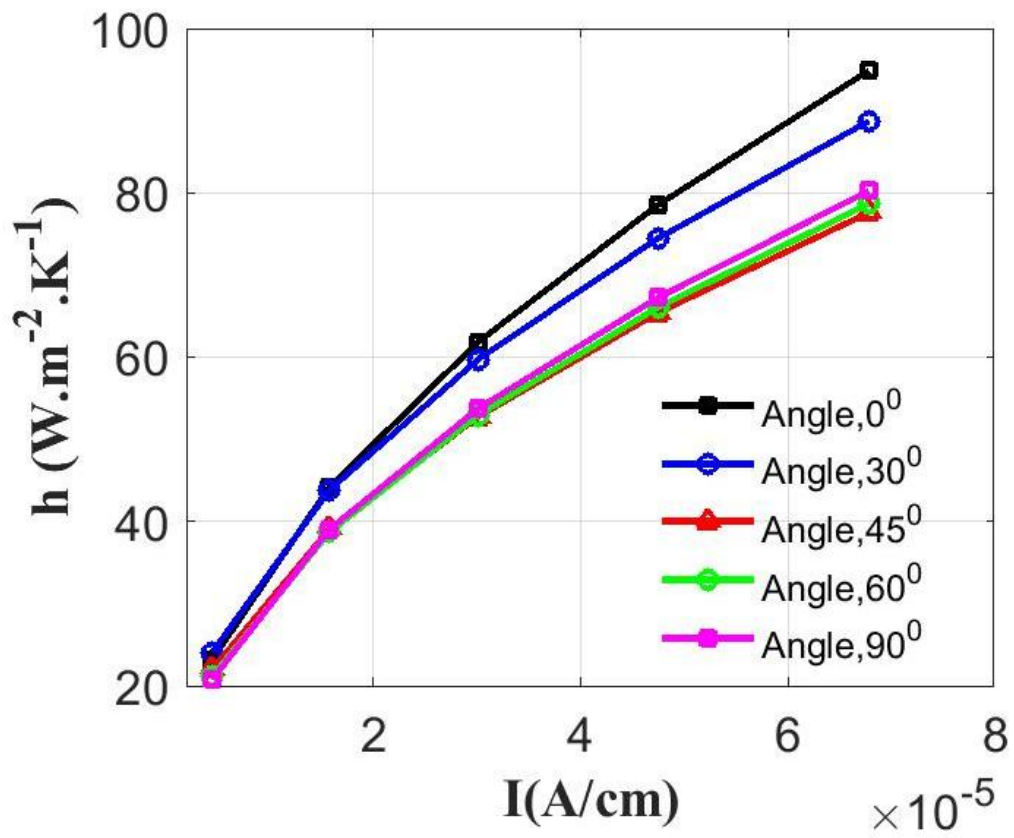


Figure III .16: Variation du coefficient de transfert de chaleur en fonction de courant Angle 0° , 30° , 45° , 60° , 90° .

III.8 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons montré, les distributions spatiales à deux dimensions (2D) et le long de l'axe de symétrie de la force EHD, le profil (2D) de la vitesse du vent ionique ainsi que celui de la température lors d'une décharge électrique couronne positive de configuration fil-grille. L'effet la tension appliquée, le flux de chaleur sortant de la plaque à refroidir et l'angle de l'exposition de la plaque par rapport à l'écoulement sur l'efficacité de transfert de chaleur a été examiné. Les résultats trouvés montrent que le refroidissement par le vent électrique est très efficace et devient plus agissant lorsqu'on augmente la tension appliquée ou le flux de la chaleur sortant de la plaque métallique. Finalement, le transfert de chaleur par le vent électrique est meilleur quand l'angle de l'exposition de la plaque métallique est 0° .

Références bibliographiques

- [1] R. S. Sigmond, « The unipolar corona space charge flow problem », *J. Electrostat.*, vol. 18, no 3, p. 249-272, oct. 1986.
- [2] W. Deutsch, « Über die dichtevertelung unipolarer ionenströme », *Ann. Phys.*, vol. 408, no 5, p. 588-612, 1933.
- [3] Bouazza, M.R., Yanallah, K., Pontiga, F., Chen, J.H., 2018. A simplified formulation of wire-plate corona discharge in air: Application to the ion wind simulation. *J. Electrostat.* 92, 54–65. <https://doi.org/10.1016/j.elstat.2018.02.001>
- [4] F. W. Peek, *Dielectric phenomena in high-voltage engineering*, 3d ed. New York [etc.]: McGraw-Hill Book Company, inc., 1929.
- [5] D. F. Colas, A. Ferret, D. Z. Pai, D. A. Lacoste, et C. O. Laux, « Ionic wind generation by a wire-cylinder-plate corona discharge in air at atmospheric pressure », *J. Appl. Phys.*, vol. 108, no 10, p. 1033060, nov. 2010.
- [6] Michel .Dubesset,le manuel du système international d'unités-Lexique et conversion .éd.Tchniq.2000

INTRODUCTION

GÉNÉRALE

Conclusion générale

Le présent travail porte sur l'étude la génération du vent ionique par une décharge électrique couronne de polarité positive, dans l'air, dans un régime stationnaire, pour une configuration géométrique d'électrodes fil-grille. Notre attention s'est concentrée sur l'utilisation du vent électrique dans le refroidissement. Donc, nous avons exposé une plaque métallique chaude à un écoulement d'air généré par le vent électrique. Le but était de comprendre le phénomène de transfert de chaleur de la plaque métallique vers le milieu extérieur.

La stratégie de travail se résume en trois étapes :

Tout d'abord, nous avons commencé par la détermination de la distribution du champ électrique et celle de la force électro-hydrodynamique, ce qui a permis par la suite de déterminer le profil de l'écoulement EHD, c'est-à-dire la distribution spatiale, à 2D, de la vitesse du vent ionique. En effet, la force EHD a été utilisée comme un paramètre d'entrée, dans les équations de Navier-Stokes.

La dernière étape de ce travail repose sur le modèle de transfert de chaleur. Elle consiste à injecter la distribution des vitesses de l'écoulement, calculée à partir du modèle hydrodynamique du gaz, dans l'équation de chaleur afin de déterminer la distribution spatiale de la température et de comprendre le phénomène de transfert de chaleur lors de la décharge électrique couronne: L'effet la tension appliquée, le flux de chaleur sortant de la plaque à refroidir et l'angle de l'exposition de la plaque par rapport à l'écoulement sur l'efficacité de transfert de chaleur a été examiné.

Les principaux résultats trouvés montrent que:

- Le refroidissement par le vent électrique devient plus efficace lorsqu'on augmente la tension appliquée ou le flux de la chaleur sortant de la plaque métallique.
- Le transfert de chaleur par le vent électrique est meilleur quand l'angle de l'exposition de la plaque métallique est 0^0 par rapport à l'écoulement induit par le vent électrique.

Résumé : Dans ce travail nous avons étudié la génération du vent électrique par une décharge électrique couronne dans l'air et son application au refroidissement des matériaux. L'objectif de notre travail est de comprendre les paramètres qui contrôlent les écoulements EHD (vent électrique) des gaz induits par les décharges électriques couronnes afin de concevoir le mécanisme de refroidissement par le vent électrique.

Dans la première partie de cette étude, nous avons utilisée une expression analytique de la force électro-hydrodynamique (EHD) générée par la décharge électrique couronne dans les équations de Navier-Stokes pour déterminer la distribution spatiale de la vitesse du vent ionique.

Dans la deuxième partie de cette étude nous avons injecté la distribution des vitesses de l'écoulement, calculée à partir du modèle hydrodynamique du gaz, dans l'équation de chaleur pour déterminer la distribution spatiale de la température et de comprendre les paramètres qui contrôlent le phénomène de transfert de chaleur lors de la décharge électrique couronne.

Mots clés : vent électrique, décharge électrique couronne, modèle analytique.

المخلص :

في هذا العمل قمنا بدراسة الرياح الايونية الناتجة عن التفريغ الكهربائي (كورونا) في الهواء ، وتطبيقاتها على تبريد المواد ، الهدف من ذلك هو فهم العوامل التي تتحكم في سريان الرياح الايونية (الرياح الكهربائية) المتولدة عن هذا التفريغ من اجل تصميم الية التبريد بهذه الرياح الكهربائية.

في الجزء الأول من هذه الدراسة ، استعملنا نموذجاً رياضياً للقوة الكهروهيدروديناميكية (HDE) الناتجة من

التفريغ الاكليلي في معادلات نافى ستوكس ، لتحديد التوزيع المكاني لسرعة الرياح الايونية .

في الجزء الثاني من هذه الدراسة ، قمنا بتعويض قيم سرعات التدفق المحسوبة من النموذج الهيدروديناميكي

للغاز في معادلة الحرارة لتحديد التوزيع المكاني لدرجة الحرارة وفهم العوامل التي تتحكم في ظاهرة انتقال الحرارة اثناء

التفريغ الكهربائي .

الكلمات

المفتاحية : الرياح الكهربائية ، التفريغ الكهربائي التاجي ، النموذج الرياضي