

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

République Algérienne Démocratique et Populaire

وزارة التعليم العالي و البحث العلمي

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université Ibn KHALDOUN – TIARET



Faculté des Sciences de la Matière
Département de Physique

Mémoire

Présenté par : M^{lle} Hadjira FEKIER

Pour obtenir le diplôme de

Master

Filière : Physique

Spécialité : Physique des Matériaux

Thème :

Electrodes dissymétriques : Décharge électrique couronne et production d'ozone

Soutenu le : juin 2022

Devant le jury composé de:

| | | | |
|------------------|----------|---------|--------------|
| M.Khelifa | YANALLAH | Pr | Président |
| M .Kouider | HADJI | MCA | Examineur |
| M. Mohammed | BOUADI | MCA | Encadrant |
| M. Mohamed Ridha | BOUAZZA | Docteur | Co-Encadrant |

Année universitaire : 2021-2022

Remerciements

Je remercie Dieu, le tout puissant, de m'avoir donné la force pour suivre ce travail ; ainsi que l'audace pour dépasser toutes les difficultés.

Ce travail est réalisé sous la direction de Mr Mohammed BOUADI et le docteur Mr Mohamed Ridha BOUAZZA, Enseignants au département de physique (Université de Tiaret). Je leur exprime ma profonde reconnaissance pour m'avoir accordé toute leur confiance, leur aide et les conseils qu'ils n'ont cessé de me prodiguer au cours de cette initiation à la recherche.

Je tiens particulièrement à remercier Mr Khelifa YANALLAH professeur à l'Université Ibn KHALDOUN – TIARET, qui m'a fait l'honneur de présider le jury de ce mémoire. Je tiens à remercier aussi l'autre membre du jury : le maître de conférence 'A' Mr Kouider HADJI d'avoir accepté d'examiner ce travail

Dédicace

Je dédie ce travail

*A mes chers parents pour tous leurs
Sacrifices, leur amour, leur tendresse
Leur soutien et leur prières tout au
Long de mes études*

*A mes frères et mes chères sœur pour et mes amis
Leurs encouragements permanents et leur
Soutien moral.*

*En témoignage de l'amitié qui nous unit et des
souvenirs de chaque moment que
Avons passé, je vous dédie ce travail à
" MOUNIR "*

Table des matières

liste des tableaux

Liste des figure

INTRODUCTION

GENERALE.....Erreur ! Signet non défini.

Chapitre I : PLASMA ET DECHARGE COURONNE

| | |
|---|----|
| I.1.Définitions..... | 4 |
| I.2 Processus physico-chimiques internes | 5 |
| I.3 Décharge électrique..... | 5 |
| I.3.1 Décharge à Barrière Diélectrique (DBD)..... | 6 |
| I.3.2 Décharge couronne | 7 |
| I.3.3 Géométrie de la décharge..... | 7 |
| I.3.4 Facteurs influençant la décharge couronne | 8 |
| I.3.4.1Facteurs géométriques..... | 8 |
| I.3.4.2 Facteurs physico-chimiques..... | 10 |
| 1.4 Types de décharges couronnes..... | 11 |
| I.4.1 Décharge couronne positive..... | 11 |
| I.4.2 Décharge couronne négative..... | 12 |
| Références bibliographiques..... | 13 |

Chapitre II : GENERALITES SUR L'OZONE

| | |
|---|----|
| II.1 Découverte de l'ozone | 14 |
| II.2 Génération d'ozone..... | 14 |
| II.3 Production de l'ozone par décharges électriques..... | 15 |
| II.4 Production naturelle..... | 16 |
| II.4.1 Etapes de formation de l'ozone par décharge électrique | 17 |
| II.4.2 Formation de l'ozone par rayonnements UV | 17 |
| II.4.3 Cycle de Chapman..... | 18 |

| | |
|---|-----------|
| II.4.4 Caractéristiques de l’ozone : | 18 |
| II.5 Production artificielle d’ozone..... | 20 |
| II.6 Avantages et inconvénients de l’ozone..... | 21 |
| II.7 Applications de l’ozone | 21 |
| II.7.1 Applications dans le nettoyage traitement de d’air..... | 22 |
| II.7.2 Applications médicales | 22 |
| Références bibliographiques | 23 |
| Chapitre III :MODELES UTILISES DANS LA SIMULATION ET LEUR COUPLAGE | |
| III.1Modèle physique..... | 24 |
| III.1.1 Modèle microscopique (particulaire)..... | 26 |
| III.1.2 Modèle macroscopique (fluide)..... | 26 |
| III.1.3 Modèle hybride..... | 28 |
| III.1.4 Equations utilisées dans le modèle fluide..... | 29 |
| III.1.5 Modèle physique d'une décharge électrique couronne..... | 31 |
| III.2 Modèle mathématique..... | 34 |
| III.3 Modèle hydrodynamique du gaz..... | 35 |
| III.4 Modèle k –epsilon (k - ε)..... | 35 |
| III.5 Modèle chimique des particules neutres..... | 37 |
| Références bibliographiques..... | 39 |
| Chapitre IV: RESULTATS ET DISCUSSION | |
| IV.1 Force EHD..... | 40 |
| IV.2 Vitesse du gaz..... | 40 |
| IV.3 Densité électronique..... | 41 |
| IV.4 Distribution spatiale et concentration des particules neutres..... | 44 |
| IV.4.1 Oxygène atomique (O)..... | 44 |
| IV.4.2 Azote atomique (N)..... | 46 |
| IV.4.3 Ozone (O ₃)..... | 48 |
| Références bibliographiques..... | 51 |
| CONCLUSION GENERALE..... | 52 |
| ملخص..... | 54 |
| Abstract..... | 54 |
| Résumé..... | 55 |

Liste des tableaux

Chapitre I: PLASMA ET DECHARGE COURONNE

Tableau I.1 : Principaux processus électrochimiques de collision ‘électron-particule’5

Tableau I.2 : Influence de la nature des matériaux formant les électrodes sur la mobilité ionique (μ) en tension positive et en tension négative.....9

Chapitre II : GENERALITES SUR L'OZONE

Tableau II.1 : Caractéristiques de l’ozone.....19

CHAPITRE III : MODELES UTILISES DANS LA SIMULATION ET LEUR COUPLAGE

Tableau III.1: Paramètres empiriques utilisés dans le modèle (k - ϵ)..... 36

Chapitre IV: RESULTATS ET DISCUSSION

Tableau IV.1 : Comparaison entre PN et PP des concentrations électroniques (DE) maximales et celles des espèces neutres produites par la décharge couronne.....50

Liste des figures

Chapitre I : PLASMA ET DECHARGE COURONNE

Figure I.1 : États de la matière : du solide au plasma..... 4

Figure I. 2 : Les différentes espèces engendrées à l’intérieur d’un plasma. 5

Figure I.3 : Caractéristique ‘courant-tension’ lors d’une tension continue à la pression atmosphérique. 6

Figure I.4: Quelques géométries de Décharge à Barrière Diélectrique (DBD)..... 7

Figure I.5 : Décharge couronne ‘pointe-plan’ 7

Figure I.6 : Quelques systèmes d’électrodes utilisés pour la production d’une décharge couronne 8

Figure I.7 : Décharge couronne ‘pointes-plan’ 8

Figure I.8 : Caractéristique ‘courant-tension’ en variant la distance inter-électrodes (d). 9

Figure I.9 : Caractéristique ‘courant-tension’ selon la nature des matériaux formant les électrodes9

Figure I.10: Schéma d’évolution de la décharge observée en fonction de la pression..... 10

Figure I.11 : Descriptif de la décharge électrique couronne positive..... 11

Figure I.12 : Descriptif de la décharge électrique couronne négative..... 12

Chapitre II: GENERALITES SUR L'OZONE

Figure II.1: Formation de l’ozone.....14

Figure II.2: Schéma d’un ozoniseur utilisé dans le traitement d’eau 15

Figure II.3 : Configuration d’une cellule de décharge électrique produisant l’ozone..... 16

Figure II.4 : Formation naturelle de l’O₃ par décharge électrique 17

Figure II.5: Formation naturelle de l’O₃ par les rayonnements UV 17

Figure II.6: Etapes de formation de l’O₃ par décharge électrique 17

| | |
|---|----|
| Figure II.7 : Etapes de formation de l'O ₃ par rayonnements UV..... | 18 |
| Figure II.8: Formation naturelle de l'O ₃ (cycle de Chapman)..... | 18 |
| Figure II.9: Destruction naturelle de l'O ₃ (cycle de Chapman) | 18 |
| Figure II.10 : Structure de la molécule d'O ₃ | 19 |
| Figure II.11: Ozone troposphérique | 20 |
| Figure II.12: Production artificielle d'O ₃ par DBD et par rayonnements UV..... | 20 |
| Figure II.13 : Application :Lavage des fruits et légumes par l'eau ozonée..... | 22 |
| Chapitre III: MODELES UTILISES DANS LA SIMULATION ET LEUR COUPLAGE | |
| Figure III.1: Illustration schématique à 2D de la géométrie utilisée 'fil-plan'..... | 35 |
| Chapitre IV:RESULTATS ET DISCUSSION | |
| Figure IV.1: Distribution spatiale à 2D de l'amplitude de la force EHD..... | 40 |
| Figure IV. 2: Distribution à 2D de la vitesse du gaz..... | 41 |
| Figure IV.3: Distribution à 2D de la densité électronique..... | 42 |
| Figure IV.4: Distribution de la densité électronique le long de l'axe de symétrie..... | 42 |
| Figure IV.5: Distribution à 2D de l'oxygène atomique (O)..... | 45 |
| Figure IV.6: Distribution de l'O le long de l'axe de symétrie..... | 45 |
| Figure IV.7: Distribution à 2D de l'azote atomique (N)..... | 47 |
| Figure IV.8: Distribution de N le long de l'axe de symétrie..... | 47 |
| Figure IV.9: Distribution à 2D de l'ozone..... | 49 |

INTRODUCTION GENERALE

C'est en 1923 que les physiciens Langmuir et Tonks ont introduit, pour la première fois, le terme plasma. Le plasma est le quatrième état de la matière, par ordre croissant de température : solide, liquide, gaz et, puis, plasma. Il est défini comme un milieu ionisé constitué, entre autres, de particules chargées (ions et électrons). Plus précisément, on désigne comme plasma tout gaz totalement ou partiellement ionisé. A noter que 99 % de la matière dans l'Univers, connu aujourd'hui, est sous la forme de plasma, comme le milieu interstellaire, le vent solaire, les éclairs et les aurores boréales.

Artificiellement, le plasma peut-être crée par le procédé de la décharge électrique qui consiste en un mouvement de charges électriques, dans un gaz ionisé, d'une électrode vers une autre électrode de configuration géométrique adéquate. Cette décharge est dite 'décharge couronne' si elle se développe entre deux électrodes dont l'une est courbée (l'électrode plasma ou stressée), et l'autre est moins courbée, ou même plane, après application d'une grande différence de potentiel électrique entre ces deux électrodes. Ceci crée un fort champ électrique autour de l'électrode stressée, provoquant ainsi le claquage du gaz. Si le gaz où se produit la décharge en question contient, totalement ou partiellement de l'oxygène, il se produit plusieurs espèces dont l'ozone.

L'ozone est un composé naturel présent dans toute l'atmosphère à très faible concentration. L'atmosphère se compose principalement de la première couche qui entoure le globe terrestre (la troposphère) puis de la deuxième couche (la stratosphère) et de la troisième couche (la mésosphère). Dans la stratosphère, il joue le rôle d'un filtre protecteur en absorbant les radiations ultraviolettes de longueur d'onde comprise entre 200 et 300 nm dont le maximum d'absorption se situe à 254 nm. Cette propriété est d'ailleurs utilisée pour la détermination de la concentration en ozone dans un gaz. A température ordinaire l'ozone est un gaz instable de couleur bleue lorsqu'il est observé sous une épaisseur suffisante, d'odeur caractéristique et pénétrante (décelable à des teneurs de l'ordre de 0,01 à 0,05 ppm). L'ozone est un polluant secondaire, c'est-à-dire qu'il n'est pas produit directement dans l'air ambiant par les activités humaines ; mais il est formé suite à des réactions chimiques dans l'atmosphère.

Même si l'ozone n'est pas un polluant typiquement urbain, il apparaît en première place parmi les indicateurs de la qualité de l'air vu son impact sur la santé et l'environnement. Sa toxicité varie en fonction de sa concentration :

INTRODUCTION GENERALE

- Entre 180 et 240 $\mu\text{g}/\text{m}^3$, on constate une diminution de la fonction respiratoire de l'ordre de 5% auprès de la population moyenne et de 10% chez les personnes sensibles.

- Entre 240 et 360 $\mu\text{g}/\text{m}^3$, cette diminution de la fonction respiratoire atteint environ 15 % de la population moyenne et jusqu'à 10 à 30% chez les personnes sensibles, avec des possibilités de maux de tête, d'irritations des yeux, du nez et de la gorge. Au-delà de 360 $\mu\text{g}/\text{m}^3$, tous ces effets sont ressentis plus sérieusement et la diminution de la fonction respiratoire est supérieure à 15% auprès de la population moyenne, et de plus de 30% chez les personnes sensibles. On y constate également une diminution significative des performances physiques.

L'ozone a également un effet néfaste sur la végétation, tant au niveau des cellules visibles des feuilles que sur la croissance elle-même, ce qui est dû à un épuisement des matières de réserve. Il se forme par photochimie, suite à l'irradiation de polluants primaires (dont le dioxyde d'azote NO_2) par la lumière ultraviolette (UV), et ceci en présence d'oxygène :



Un équilibre dynamique s'installe entre la formation (processus de plusieurs heures) et la destruction de l'ozone (processus s'effectuant pendant une à quelques minutes). Cet équilibre est toutefois perturbé du fait que le NO est en grande partie oxydé en NO_2 dans une réaction avec des produits réactionnels des composés organiques volatils. Par conséquent, le NO n'est pas disponible pour la destruction d'ozone. En outre, le NO_2 formé peut à nouveau être scindé sous l'influence des rayons UV et former de l'ozone.

L'ozone peut être généré, essentiellement, par trois méthodes:

- La décharge électrique couronne et la décharge à barrière diélectrique.
- La méthode photochimique.
- La méthode électrochimique

Suite aux éclairs qui se produisent pendant les orages, l'ozone se produit naturellement par le processus de dissociation des molécules d'oxygène en atomes, qui se combinent avec d'autres molécules d'oxygène pour produire l'ozone et libérer une quantité considérable de chaleur.

La méthode artificielle de la décharge électrique fonctionne suivant le même principe et la chaleur produite pendant ce processus est enlevée du générateur pour éviter la décomposition de l'ozone.

Mais la création d'ozone par photodissociation de l'oxygène est le principal processus de formation de l'ozone stratosphérique ce qui donne la "couche d'ozone" bien connue (mécanisme de Chapman). La photodissociation d'oxygène moléculaire s'effectue par rayonnement UV de longueur d'onde courte inférieure à 256 nm.

Les principaux avantages de production d'ozone artificiellement par une lampe de rayonnements UV sont :

- L'air ambiant qui peut être employé bénéfiquement comme gaz d'alimentation sans avoir besoin de le sécher.

INTRODUCTION GENERALE

- Les coûts d'équipements sont plus inférieurs que ceux des générateurs de la décharge couronne ou de la décharge à barrière diélectrique (DBD).

Les inconvénients de production d'ozone par une lampe UV sont:

- Le taux maximum de production de l'ozone est de 2 g/heure (très faible).

- La concentration la plus élevée de l'ozone qui peut être produite par des lampes ultraviolettes à 185 nm est de 0.2 % en poids, ce qui est approximativement 10 % de la concentration moyenne donnée par décharge couronne.

- Plus d'énergie électrique est nécessaire pour produire une quantité donnée de l'ozone par une lampe UV comparativement à la décharge couronne.

- Les lampes UV nécessitent un remplacement périodique.

Le travail développé dans ce mémoire a pour objectif l'étude de la production d'ozone par décharge électrique couronne de configuration d'électrodes 'fil-plan' et s'intéresse, en plus de l'ozone, à la répartition spatial à deux dimensions (2D) concernant d'autres particules neutres, lors d'une décharge couronne dans l'air à l'état stationnaire, où le fil est soumis à une haute tension ; tandis le plan est mis à la terre. C'est dans un cadre de comparaison entre les résultats d'une haute tension positive et ceux d'une haute tension négative, que l'étude sera faite via l'utilisation d'une méthode portant sur l'utilisation des modèles d'une simulation en utilisant un logiciel approprié.

I.1.Définition

Après les trois états connus : solide, liquide et gazeux, le plasma est considéré, dans l'échelle croissante des températures, comme étant le quatrième état de la matière (figure I.1) [1]. Ainsi, le plasma est un gaz constitué d'un grand nombre d'espèces différentes : de molécules et/ou d'atomes neutres et excités, de particules libres chargées (positivement et négativement), de radicaux, de photons et bien sûr d'électrons libres [2]. Le terme 'plasma' a été également utilisé pour décrire globalement les gaz partiellement ionisés [3].

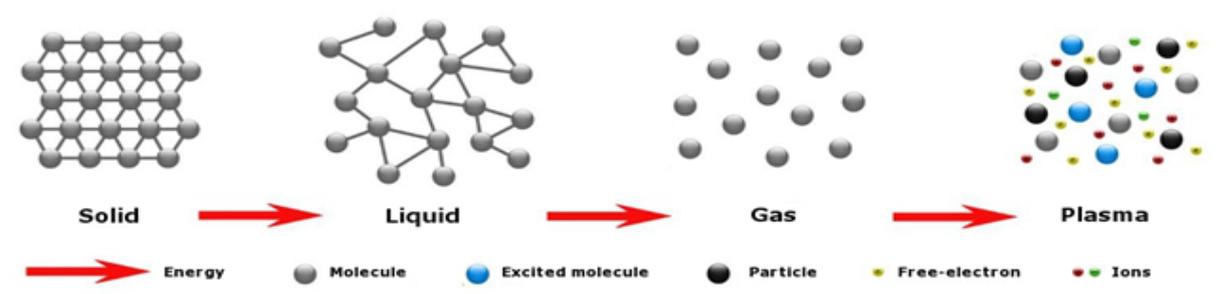


Figure I.1 : États de la matière : du solide au plasma

Environ 99% de l'univers visible est composé de plasma. Les étoiles et l'espace interstellaire sont des exemples de plasmas. Parce que les plasmas sont composés, entre d'autres, de particules électriquement chargées, ils sont fortement influencés par les champs électriques et magnétiques, alors que les gaz neutres ne le sont pas. D'un point de vue macroscopique, les particules chargées forment un fluide électrodynamique, tandis que le gaz neutre obéit aux lois de la thermodynamique. Le plasma (figure I.2) peut exister dans une très large gamme de température et de pression. Il peut être produit à basse pression ou à la pression atmosphérique, par couplage d'énergie à un milieu gazeux, par plusieurs moyens tels que mécaniques, thermiques, chimiques, rayonnement de particules, application d'une tension électrique ou par des ondes électromagnétiques. C'est donc un environnement chimique et énergétique qui combine particules et rayonnements électromagnétiques de natures diverses, et constitue une source importante de processus chimiques non disponibles normalement dans d'autres états de la matière. Un gaz contient toujours, initialement, quelques électrons et ions qui sont formés, par exemple, du résultat d'une collision entre un rayonnement cosmique ou une radiation radioactive, et les particules du gaz. Ces charges libres sont accélérées par le champ électrique et de nouvelles particules chargées peuvent ensuite être créées lors des collisions de ces charges avec des atomes et des molécules dans le gaz ou avec les surfaces de l'enceinte contenant le gaz et les électrodes [4]. Ce processus d'ionisation mène à une avalanche de particules chargées qui sont, éventuellement, équilibrées par des pertes de charges, et un état plasma stationnaire se développe [5]. En physique des plasmas, on mesure l'énergie cinétique (E_c) des électrons ou des ions (qui suit généralement une distribution de Maxwell-Boltzmann) en fonction de la température T (en physique statistique : $E_c \sim k_b T$; où $k_b = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$ et est la constante de Boltzmann).

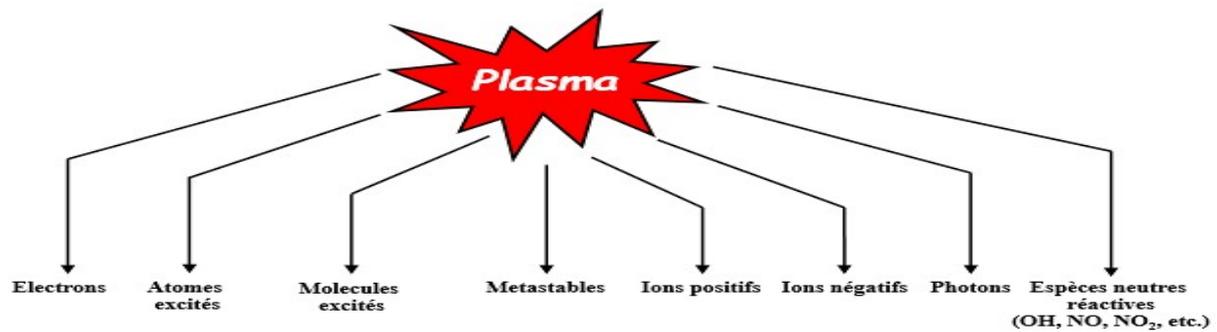


Figure I. 2 : Les différentes espèces engendrées à l'intérieur d'un plasma.

I.2 Processus physico-chimiques internes

Dans notre cas de décharge, le plasma est obtenu en soumettant l'air à un champ électrique de forte amplitude (application de la haute tension) pour augmenter l'énergie cinétique des électrons. Les électrons, soumis à la force de Coulomb, vont entrer en collisions élastiques ou inélastiques avec les molécules environnantes. Les collisions élastiques ne modifient pas la structure interne des atomes ou des molécules qui sont rentrés en collision ; seule la vitesse des particules est affectée, en norme et en direction [6]. Les collisions inélastiques vont induire un changement d'énergie interne des atomes et des molécules, conduisant à la formation

| Nom de la collision électronique | |
|----------------------------------|--|
| Ionisation | $e + A \rightarrow A^+ + 2e$ |
| Excitation, puis désexcitation | $e + A \rightarrow e + A^* \rightarrow e + A + h\nu$ |
| Collision élastique | $e + A \rightarrow e + A$ |
| Recombinaison | $e + A^+ + B \rightarrow A + B$ |

Tableau I.1 : Principaux processus électrochimiques de collision 'électron-particule'.

D'espèces excitées et/ou ionisées. C'est ce type de collision électronique, qui va être à l'origine

Des processus physico-chimiques (ionisation, excitation, recombinaison, détachement électronique...) au sein du plasma, et modifie ainsi ses propriétés macroscopiques (tableau 1).

I.3 Décharge électrique

La décharge électrique est un phénomène physique se produisant dans les gaz lorsqu'on leur applique un champ électrique suffisamment intense. Ce gaz devient alors plus ou moins conducteur. Les décharges dans les gaz sont dues à l'apparition d'électrons et d'ions libres. La production d'un état plasma dans un gaz se fait à travers l'ionisation des molécules du gaz par les électrons libres accélérés grâce au champ électrique. En l'absence d'un tel champ électrique, l'état de plasma disparaît car les particules chargées s'éliminent par recombinaison, diffusion sur les parois et par capture des électrons libres par les atomes et les molécules électronégatifs. Les décharges électriques peuvent être classées selon : la pression, la caractéristique 'courant-tension' (figure I.3), la nature du gaz, la configuration géométrique des électrodes, etc. [7].

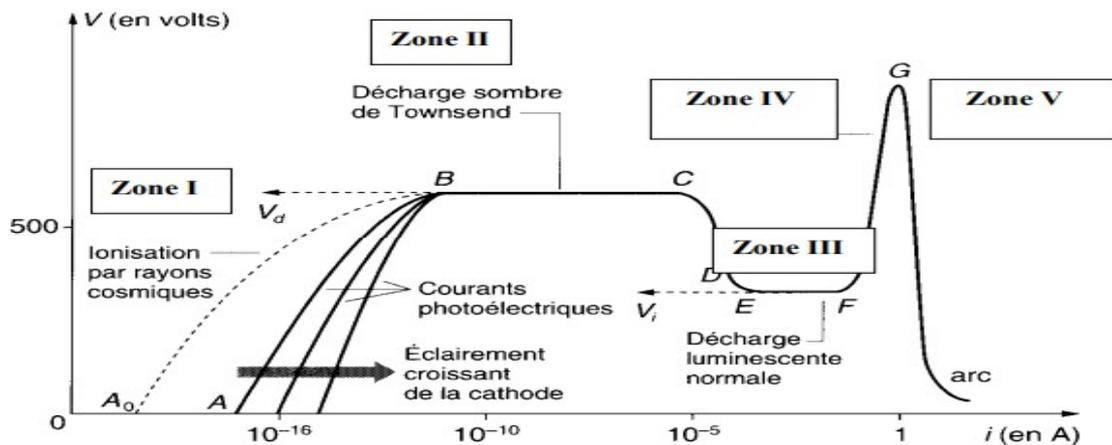


Figure I.3 : Caractéristique 'courant-tension' alimentée par une tension continue à la pression atmosphérique.

La caractéristique 'courant-tension' de la figure I.3, présente les différents régimes de décharge dans l'air à pression atmosphérique dont la décharge s'effectue dans une configuration géométrique entre une pointe et un plan.

- ❖ Le passage de la zone I à la zone II est délimité par la tension seuil V_d . Au-delà de celle-ci, le courant augmente fortement alors que la tension n'augmente que très faiblement. Les électrons acquièrent suffisamment d'énergie pour ioniser les molécules du gaz par collision inélastique et créent des avalanches électroniques dites avalanches de Townsend. Finalement, les électrons n'auront pas suffisamment d'énergie pour générer d'autres électrons secondaires et la décharge finit par s'éteindre une fois que toutes les charges sont collectées.
- ❖ La zone III, qui nous intéresse en particulier, correspondant à ce que l'on nomme le régime 'glow' ou régime de décharge couronne. A ce stade, le courant s'accroît faiblement avec la tension [8, 9].
- ❖ La zone IV, correspond au régime du streamer ou dark. Au courant, se superpose une composante pulsionnelle.
- ❖ Si la tension poursuit son augmentation et dépasse la tension critique V_G , la décharge passe en phase d'arc et nous avons alors à faire à un plasma chaud (zone IV). Cette transition est due à une augmentation de la température dans le canal de décharge induisant une expansion hydrodynamique et donc une légère chute de la densité N du gaz. Le champ réduit E/N augmente et pouvant atteindre une valeur pour laquelle l'ionisation est supérieure à l'attachement électronique : on observe la formation d'étincelles ou d'arcs.

I.3.1 Décharge à Barrière Diélectrique

Une décharge à barrière diélectrique (DBD) s'effectue dans un gaz entre deux électrodes planes séparées par un matériau diélectrique [10, 11]. L'ajout d'un diélectrique entre les électrodes métalliques permet d'augmenter le champ électrique sans passage à l'arc. Il existe différentes

configurations de décharges à barrières diélectriques (figure I.4).

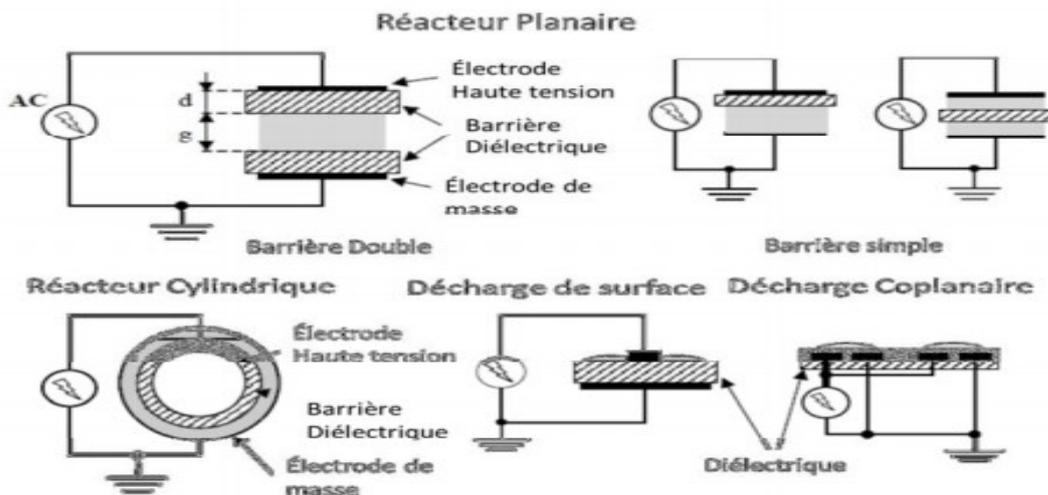


Figure I.4: Quelques géométries de DBD

I.3.2 Décharge Couronne

L'effet « corona », ou 'effet de couronne' est une décharge électrique entraînée par l'ionisation du milieu se trouvant entre deux électrodes dont l'une est courbée et l'autre est moins courbée ou même plane [12, 13]. Elle se produit lorsque le potentiel électrique dépasse une valeur critique mais dont les conditions ne permettent pas la formation d'un arc.

Lors de l'ionisation d'un atome, un électron supplémentaire va être ainsi libéré puis accéléré vers l'anode et pouvant à son tour ioniser un nouvel atome et ainsi de suite. Une région de forte densité électronique se développe ainsi autour de l'anode, c'est la zone d'ionisation (Z.I.) [14]. Lors de l'application d'une haute tension positive à l'électrode la plus courbée (anode), les ions positifs, sous l'effet de la force de Coulomb, sont repoussés vers la cathode où ils sont collectés. Cette zone de déplacement unipolaire des ions dans l'espace inter-électrodes est appelée zone de dérive (Z.D.) (figure I.5).

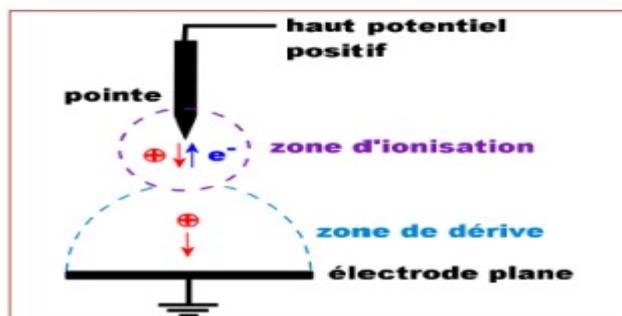


Figure I.5 : Décharge couronne 'pointe-plan'

I.3.3 Géométrie de la décharge couronne

Les genres d'électrodes qu'on retrouve couramment dans les décharges couronnes sont de type (figure I.6) :

- Fil – cylindre, • Pointe – plan, • Fil – plan, • Couteau-cylindre et • Cylindre-cylindre.

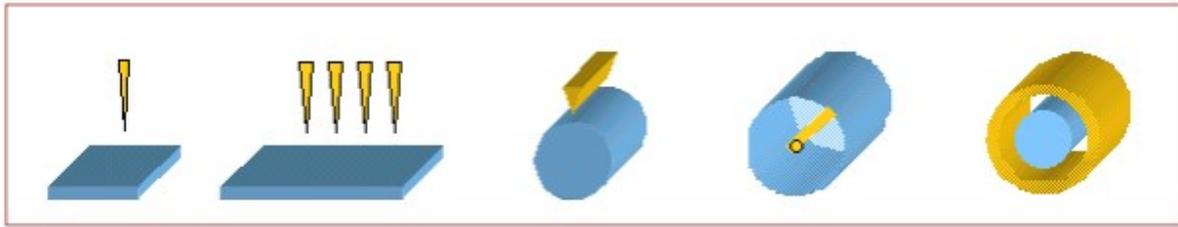


Figure I.6 : Quelques systèmes d'électrodes utilisés pour la production de la décharge couronne

Par exemple, le système d'électrodes « fil – cylindre » est très utilisé pour la dépollution en volume[15]. Plusieurs géométries de dissymétries d'électrodes sont possibles ; en forme de hérisson, en alignement de dents de scie, en brosse sur une surface, etc. De plus, des paramètres de réglage supplémentaires apparaissent comme la densité des pointes, leur positionnement le long de l'écoulement ou leur rayon de courbure[16]. La décharge est classiquement établie entre une électrode active (stressée ou plasma) et une électrode passive (électrode reliée à la terre). A l'électrode active, qui peut-être une pointe ou un fil de petit diamètre ou même un couteau, on applique un haut potentiel électrique tandis que l'électrode passive est une plaque (figure I.7), une grille ou un cylindre.

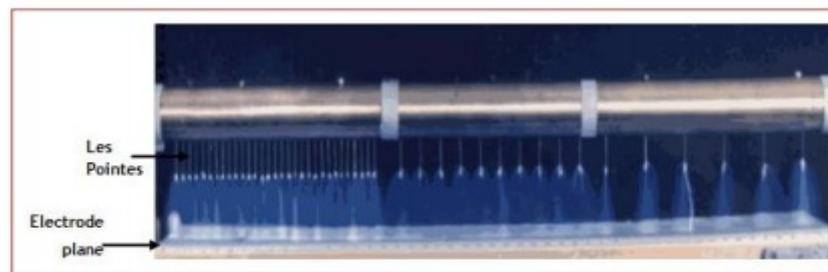


Figure I.7 : Décharge couronne entre des pointes et une électrode plane

I.3.4 Facteurs influençant la décharge couronne

Plusieurs facteurs peuvent influencer le seuil et les caractéristiques de la décharge couronne dont on distingue trois genres de facteurs :

- Facteurs géométriques, • Facteurs physico-chimiques et • Facteurs électriques.

I.3.4.1 Facteurs géométriques

➤ Rayon de la courbure

L'augmentation du rayon de courbure (r_0) augmente la tension seuil d'apparition de l'effet couronne.

➤ Distance inter-électrodes

L'influence de la distance inter-électrodes (d) sur les paramètres de la décharge est montrée sur la (figure I.8). Il apparaît clairement que le courant est plus important et croît plus rapidement pour de faibles valeurs de tension dans le cas de petites distances inter-électrodes (figure I.8).

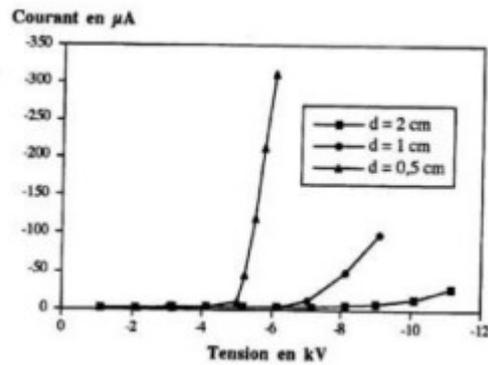


Figure I.8 : Caractéristique ‘courant-tension’ en variant la distance inter-électrodes (d)

➤ La nature des électrodes

La caractéristique ‘courant-tension’ est représentée selon la nature des matériaux formant les électrodes (cuivre, aluminium et acier) sur la figure I.9.

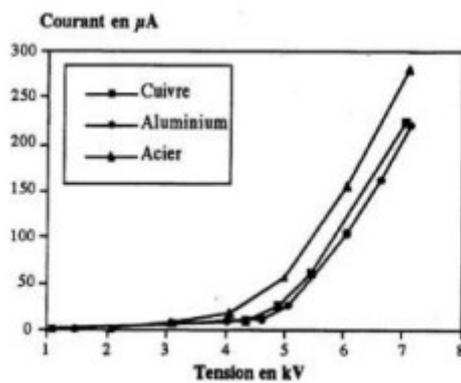


Figure I.9: Caractéristique ‘courant-tension’ selon la nature des matériaux formant les électrodes ($d=0,5$ cm, rayon $r_0=125$ μm)

La nature des matériaux formant les électrodes et la tension appliquée influent sur la mobilité ionique (μ) comme le montre le tableau 1:

Tableau I.2: influence de la nature des matériaux formant les électrodes sur la mobilité ionique (μ) en tension positive et en tension négative ($r_0=125$ μm et $d=0,5$ cm).

| Tension positive | Mobilité ionique ($m^2v^{-1}s^{-1}$) |
|------------------------|--|
| Electrode en cuivre | 8×10^{-5} |
| Electrode en aluminium | $7,4 \times 10^{-5}$ |
| Electrode en acier | 12×10^{-5} |
| Tension négative | Mobilité ionique |
| Electrode en cuivre | 4×10^{-4} |
| Electrode en aluminium | $2,9 \times 10^{-4}$ |
| Electrode en acier | $4,5 \times 10^{-4}$ |

On observe une grande mobilité ionique avec des électrodes en acier plutôt qu'avec des électrodes en aluminium, quelle que soit la polarité de la tension appliquée, et que cette mobilité est, pour le même matériau, plus importante dans la polarité négative que dans la polarité positive.

I.3.4.2 Facteurs physico-chimiques

- **Température** : Avec l'augmentation de la température, à la pression atmosphérique, la rigidité diélectrique de l'air diminue [17], ce qui favorise la décharge couronne. Cela est dû au fait que dans ce cas le libre parcours moyen des particules augmente. Par contre si l'augmentation de la température entraîne une augmentation de la pression (P), ceci influe donc sur le produit ($P \times d$)
- **Humidité** : L'influence de l'humidité sur la rigidité diélectrique de l'air est très importante, surtout dans le cas où le champ électrique est non uniforme. Ce phénomène serait lié, d'une part, à l'accroissement de l'attachement des électrons libres, du fait de la présence de la vapeur d'eau dans l'air (grande électronégativité) et, d'autre part, à la plus grande absorption des photons se trouvant en tête des streamers, dans la région où se produisent les avalanches secondaires par photo ionisation. L'apparition de la décharge couronne survient à des tensions plus basses pour une humidité relative de 90 % que pour celle de 5 %. Cette différence pourrait s'expliquer par l'augmentation de la conductivité de l'air lorsque l'humidité relative de la cellule de décharge augmente.
- **Pression** : L'effet de la pression est, directement, proportionnel à la tension d'amorçage et, inversement, proportionnel au courant électrique. (La figure I.10) montre l'effet de la pression sur la décharge.

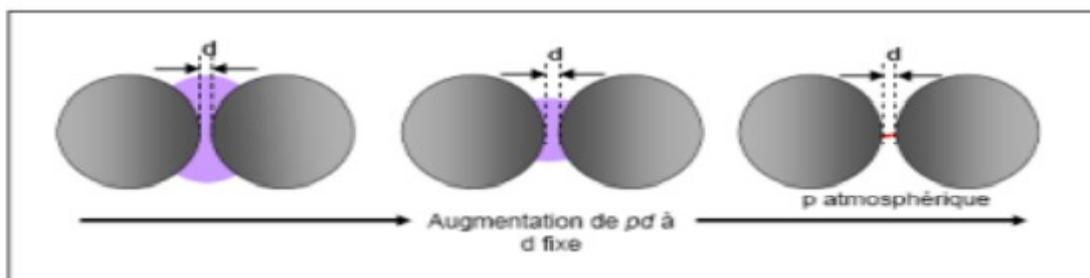


Figure I.10: Schéma d'évolution de la décharge observée en fonction de la pression

➤ Densité de l'air

Les paramètres climatiques et, plus particulièrement, la densité de l'air, influencent la tension d'amorçage Φ_{onset} [18]. La tension Φ est inversement proportionnelle à la densité de l'air (N) :

$$\Phi = \frac{\Phi_{\text{onset}} K_h}{N} \quad (9)$$

Avec Φ_{onset} : Tension de claquage dans les conditions normales.

K_h : Correction à apporter pour avoir les conditions normales.

I.3.4.3 Facteurs électriques

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

1.4 Types de décharges couronnes

On distingue deux types de décharges couronnes appelées la décharge couronne positive et la décharge couronne négative selon si l'électrode stressée (la plus courbée) est soumise à une tension positive (anode) et à une haute tension négative (cathode), respectivement.

I.4.1 Décharge couronne positive

La figure I.11 illustre le processus de génération d'électrons dans le cas d'une décharge couronne positive, à courant continu [7], pour une géométrie fil -cylindre (la tension positive est appliquée au fil et le cylindre est relié à la masse). Les électrons libres formés naturellement dans l'espace inter-électrodes sont accélérés vers le fil. Dans la Z.I., très près du fil, là où le champ électrique réduit est plus grand que 120 Td ($1 \text{ Td} = 10^{-21} \text{ V.m}^2$), les collisions inélastiques entre les électrons et les molécules neutres du gaz produisent des paires 'électron-ion positif'. Par exemple, dans l'air sec, les ions O^+_{2} et N^+_{2} sont les plus dominants. Les nouveaux électrons libérés sont à leur tour accélérés par le champ électrique et produisent plus d'ionisations, donc plus d'électrons, ce qui mène à une avalanche électronique. La décharge électrique couronne positive est entretenue par les électrons secondaires qui sont produits par la photo-ionisation du gaz dans la région du plasma (Z.I.). Les streamers ne se forment pas dans le cas de la décharge couronne considérée à cause du coefficient d'ionisation qui est faible. La Z.I. est définie comme étant la région où les réactions dues à l'impact électronique sont significatives. Evans et Inglise [14] ont constaté la largeur de la Z.I. est moins épaisse dans le cas d'une décharge couronne positive (figure 14) que celle du cas d'une décharge couronne négative (figure I.11).

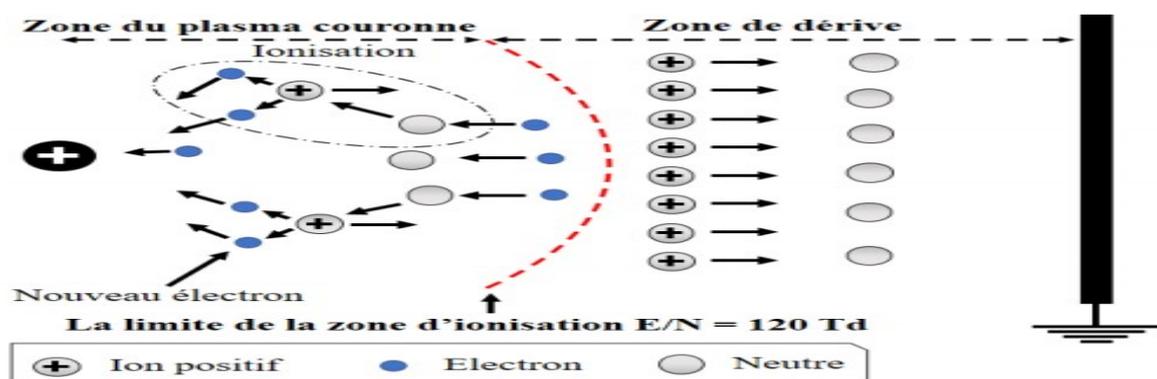


Figure I.11 : Descriptif de la décharge électrique couronne positive

Les électrons libres peuvent aussi s'attacher aux molécules électronégatives du gaz (par exemple O_2) pour former des ions négatifs ou se recombiner avec les ions positifs. La recombinaison est d'habitude négligeable, parce que les coefficients de recombinaison sont petits et la densité de charge est relativement basse. Près de l'électrode de haute tension, l'ionisation prédomine l'attachement et de nouveaux électrons sont produits. A la frontière de la Z.I., le taux d'ionisation est égal au taux d'attachement. Les nouveaux électrons produits s'attachent aux molécules pour former des ions négatifs. Au-delà de la Z.I., le champ électrique est insuffisant pour produire des électrons. Les ions unipolaires de même signe de charge que l'électrode stressée, dérivent vers la cathode et les ions négatifs se déplacent vers l'anode. En dehors de la Z.I., les ions n'ont pas assez d'énergie pour provoquer l'ionisation.

I.4.2 Décharge couronne négative

Les mécanismes de génération d'électrons et d'ions dans la décharge couronne négative diffèrent de ceux de la décharge couronne positive[19]. Dans les décharges couronnes négatives, les électrons sont présents à l'extérieur de la Z.I. et les électrons secondaires sont produits par photoémission sur la surface de la cathode. La figure I.12 montre les processus qui se produisent dans une décharge couronne négative à courant continu.

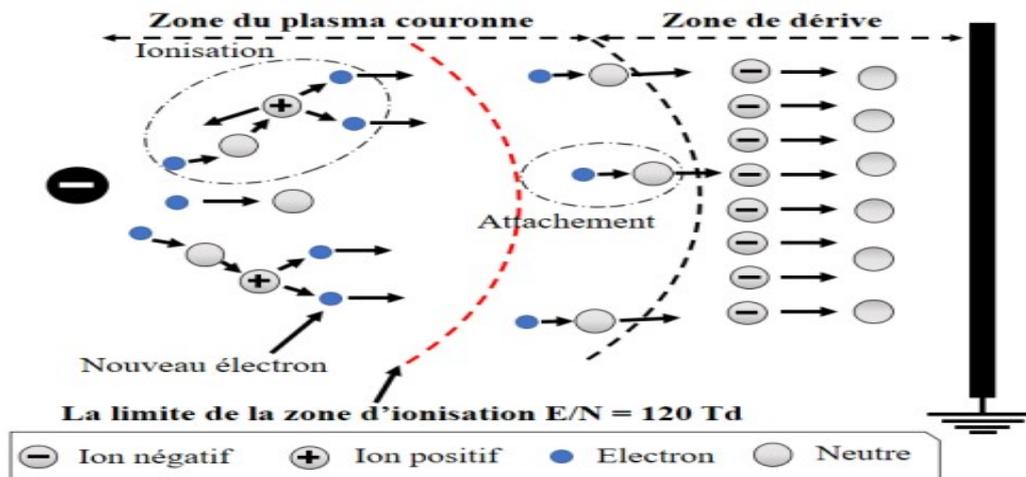


Figure I.12 : Descriptif de la décharge électrique couronne négative

Références Bibliographiques

Références Bibliographiques

- [1] J.L. DELACROIX, A. BERS Physique des plasmas, vol.1, 65-71, 1994
- [2] O. EICHWALD " Introduction à la physique des plasmas froids créés par décharge électrique", Cours 2003
- [3] J. MEEKS, J.D. CRAGGS "Electrical breakdowns of gases", JhonWiley and Sons, 1978.
- [4] L.B. LOEB "Fundamental processes of electrical discharge in gases", John Wiley and Sons, Inc, NewYork, 1947
- [5] R. JOUSSOT, « Etude, caractérisation et amélioration d'un actionneur plasma, application au contrôle de transition d'une couche limite de balisus », thèse de doctorat, université d'Orléans, 2009
- [6] I. A. KOSSYI, A. Y. KOSTINSKY, A. A. MATAVEYEV, V. P. SILAKOV. "Kinetic scheme of the non equilibrium discharge in nitrogen- oxygen mixture", Plasma Source Sci. Technol, vol. 1, n°3, 207-220, 1992
- [7] N. NAUDE, « Etude électrique de la physique d'une décharge de Townsend atmosphérique et de son interaction avec un générateur », thèse de doctorat, Toulouse III-Paul Sébastien, 2005.
- [8] K. HAMOUI MECHÉ, « Etude de l'interaction entre une barrière de papier et une décharge couronne en géométrie pointe-plan », Université Mouloud Mammeri, 2009.
- [9] J. L. LOWKE, R. MORROW. "Theory of electric corona including the role of plasma chemistry", Pure and Appl. Chem, vol. 66, n°6, 1287-1294, 1994
- [10] F.S., DENES, M.S., Progress in polymer science, 2004, 29, 816.
- [11] K. ALLEGRAUD, « Décharge à DBD de surface ; physique et procédé », thèse de doctorat, Ecole polytechnique, CNRS, 2008.
- [12] L.B. LOEB "Electrical coronas: Their Basic physical mechanisms", Berkeley, University of California Press, 1958.
- [13] M. REZZOUGA, A. Tilmatine, R. Gouri, K. Medles, et L. Dascalescu, « Experimental modeling of high-voltage corona discharge using design of experiments », Front. Electr. Electron. Eng. China, vol. 2, no 2, p. 139-143, avr. 2007.
- [14] D. W. EVANS, I. I. INCULET. "The radius of the visible ionization layer for positive and negative coronas" IEEE Trans. Ind. Appl. I A, vol. 6, 523-525, 1978.
- [15] H. J. WHITE "Industrial electrostatic precipitation ", Addison Wesley Publishing Comp. 1963.
- [16] 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.
- [17] C. Gary et G. Le Roy, Les Propriétés diélectriques de l'air et les très hautes tensions. Paris: Eyrolles, 1984.
- [18] M. P. PANAGET, Etude en laboratoire des effets physico-chimiques induits par les pertes électriques des lignes de transport à haute tension. Paris 6, 1997.
- [19] R. MORROW "Theory of negative corona in Oxygen", Physical Review An Vol.32, n°3, 1799-1809, 1985.

II.1 Découverte de l'ozone

En 1840, le chimiste Christian Friedrich Schönbein découvrit que ce gaz se formait pendant les décharges électriques, et le baptisa ozone (qui signifie 'sentir' en grec)[1]. On découvrit rapidement que l'ozone était un composant de l'air. Schönbein lui-même développa les techniques de mesure de l'ozone, qui furent améliorées à l'observatoire Montsouris à Paris. Ces premières données de concentrations d'ozone, entre 1876 et 1910, sont aujourd'hui le témoin des teneurs en ozone de l'atmosphère, suite par exemple aux réactions des rayonnements solaires avec les molécules O_2 de l'air (figure II.1), avant la révolution industrielle.

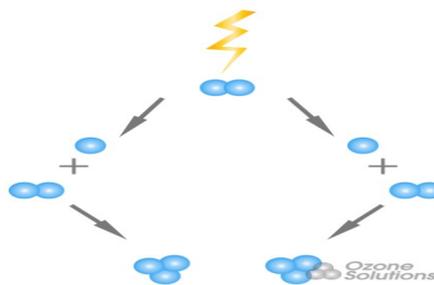


Figure II.1 : Formation de l'ozone par impact des rayonnements solaires sur les molécules O_2 de l'air. En 1879, on découvrit que seule une très faible partie des UV-B du soleil atteignait la surface terrestre. L'année suivante, les scientifiques montrèrent que l'ozone (O_3) absorbait énormément ces rayons UV-B et qu'il pouvait être responsable de leur filtration. Cependant la quantité d' O_3 présente dans la basse troposphère était trop faible pour jouer ce rôle d'absorbeur, et on supposa avec raison que l' O_3 devait se trouver essentiellement dans la haute atmosphère. Au début du 20^{ème} siècle, des travaux très importants ont été réalisés et un spectromètre a été développé pour mesurer l' O_3 dans toute l'atmosphère. Actuellement, des méthodes de plus en plus modernes sont utilisées [2].

II.2 Génération d'Ozone

La première et la plus importante des applications des DBD est la génération d' O_3 provenant du traitement de l'air à travers des réactions entre les atomes O et les molécules d'oxygène (O_2).

La plus grande installation de génération d' O_3 pour la désinfection de l'eau était construite à Nice (France) et à Saint Petersburg (Russie) à la fin du siècle dernier. Aujourd'hui, un nombre énorme de grandes d'installations est en fonctionnement [3]. Les plus grandes atteignent des niveaux de puissance des plusieurs MW et produisent quelques tonnes d' O_3 par jour. Bien que

la purification de l'eau potable soit toujours le marché de l' O_3 le plus important, d'autres applications ont émergé [4, 5]. A cause du coût élevé de l'oxygène pur, beaucoup de petits générateurs d' O_3 utilisent l'air comme gaz d'alimentation. La figure II.2 illustre un générateur d' O_3 par DBD [6].

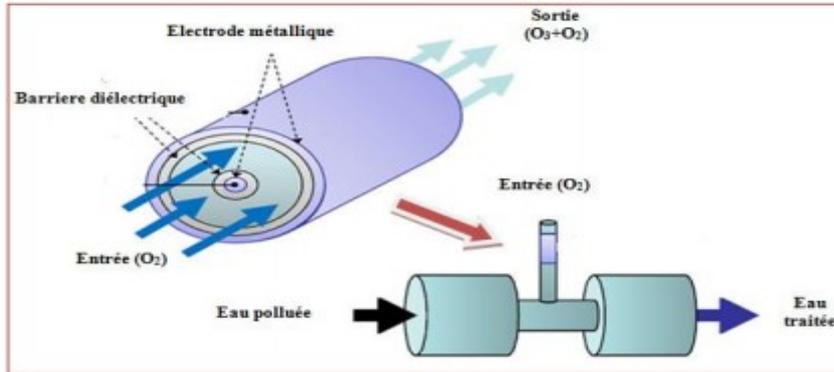


Figure II.2: Schéma d'un ozoniseur utilisé dans le traitement d'eau

II.3 Production de l'ozone par décharges électriques

L' O_3 est disponible dans la nature, le plus souvent en raison des éclairs qui se produisent pendant les orages. L' O_3 se produit naturellement par le processus de dissociation des molécules O_2 en atomes qui se recombinaient avec d'autres molécules O_2 pour produire l' O_3 et libérer une quantité considérable de chaleur [7].

La méthode de décharge électrique fonctionne suivant le même principe et la chaleur produite pendant ce processus est évacuée du générateur pour éviter la décomposition de l' O_3 . Les éléments principaux d'un générateur à décharge électrique (DBD)[8, 9] pour produire l' O_3 sont : la source d'énergie, l'espace de décharge que le flux gazeux traverse, le matériel diélectrique pour empêcher le court-circuit et le mécanisme d'élimination de chaleur dissipée comme sous-produit de la réaction exothermique.

Cette technique de DBD est une méthode commerciale nommée aussi décharge silencieuse (figure II.3). Dans ces générateurs d' O_3 , le gaz d'alimentation (air sec, oxygène, ou mélange),

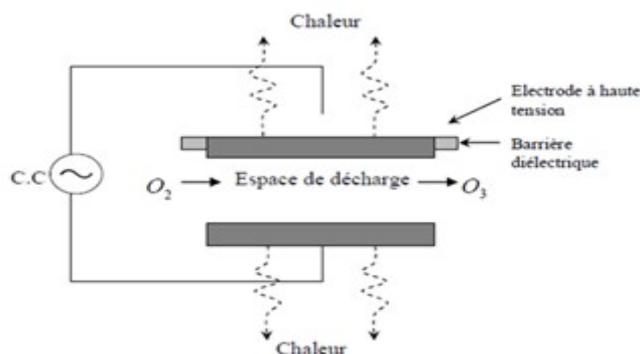


Figure II.3 : Configuration d'une cellule de décharge à barrière diélectrique qui produit l'ozone.

Passé entre deux électrodes étroitement espacées dont l'une est couverte par un matériel diélectrique et soumise à une tension appliquée de l'ordre du potentiel électrique de claquage. Une décharge silencieuse se produit quand le gaz devient partiellement ionisé, ayant pour résultat une lueur violette caractéristique dans le cas de l'air, comme gaz d'alimentation [10,11]. Pour l'O₂ très pur, la coloration violette est rarement observée.

Dans une décharge électrique l'O₃ est produit en deux étapes :

1. La production des atomes d'O par dissociation directe des molécules O₂:



2. La production d'O₃ via un processus à trois corps :

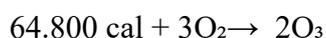


(M = O ou M = N₂ ou M = O₂ ...etc.)

L'efficacité de la production d'O₃ par décharge électrique dépend, surtout, de l'intensité des micros décharges, qui est influencée par un certain nombre de facteurs essentiels tels que la largeur d'espace inter-électrodes, la pression du gaz, le type des électrodes " métal et diélectrique", l'énergie d'alimentation et l'humidité. Une grande portion d'énergie électrique utilisée dans une décharge électrique est dissipée principalement sous forme de chaleur et une faible portion sous forme de lumière. Les générateurs réduisent l'O₃ à des concentrations de 1 à 5% du poids d'air et jusqu'à 14% du poids d'O₂ pur. Si l'air comprimé est employé comme gaz d'alimentation, il doit être bien sec et exempt de traces de pétrole et de graisses, qui s'oxydent par l'O₃.

II.4 Production naturelle

Les deux méthodes qui produisent naturellement l'O₃ utilisent suffisamment d'énergie pour séparer les molécules O₂ (figure II.4) et (figure II.5) :



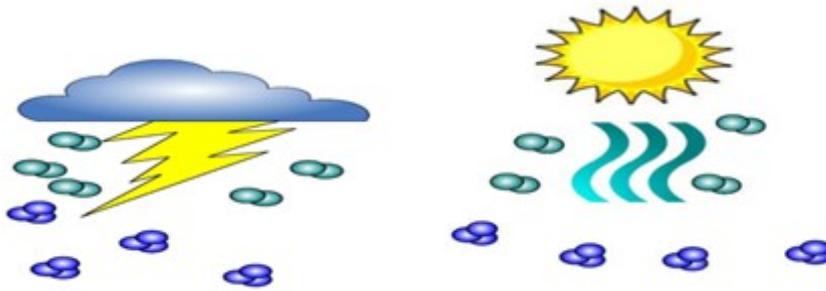


Figure II.4 : Formation naturelle de l'O₃ par décharge électrique Figure II.5: Formation naturelle de l'O₃ par les rayons UV

II.4.1 Etapes de formation de l'ozone par décharge électrique

La formation de l'O₃ par décharge électrique passe par deux étapes (figure II.6).

-1ère étape : Les molécules d'O₂ sont scindées par une forte tension électrique résultant en deux atomes d'O séparés.

-2ème étape : Les deux atomes d'O s'unissent avec d'autres molécules O₂ pour produire l'O₃. Ainsi :

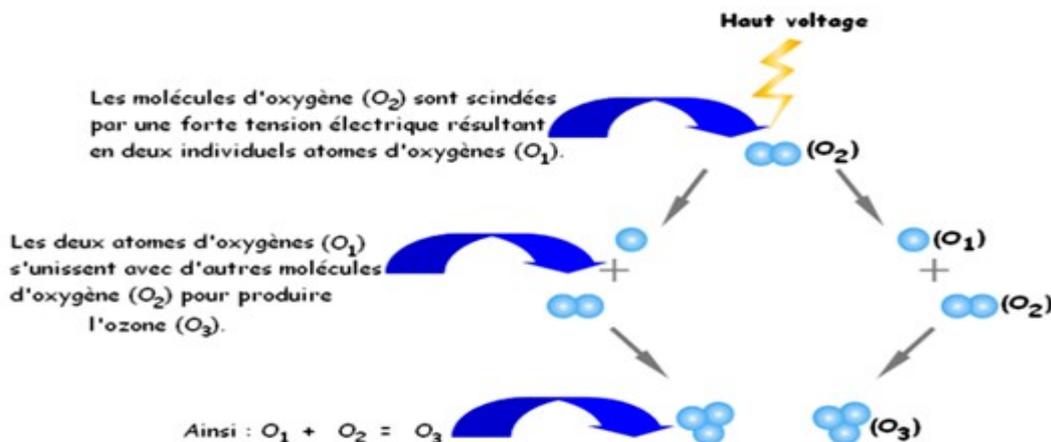
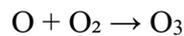


Figure II.6: Etapes de formation de l'O₃ par décharge électrique

Une très grande quantité d'O₃ peut être créée avec l'éclairage de chaque foudre. L'O₃ est responsable de l'air frais que nous respirons après un tonnerre d'orage.

II.4.2 Formation de l'ozone par rayonnements UV

La formation de l'O₃ par les rayons UV passe par quatre étapes (figure II.7):

- 1ère étape : Une radiation UV de haute énergie atteint une molécule O₂.
- 2ème étape : Deux atomes d'oxygène sont alors libérés.
- 3ème étape : Ces radicaux d'O entrent en collision avec des molécules O₂.
- 4ème étape : formant ainsi une molécule d'O₃.

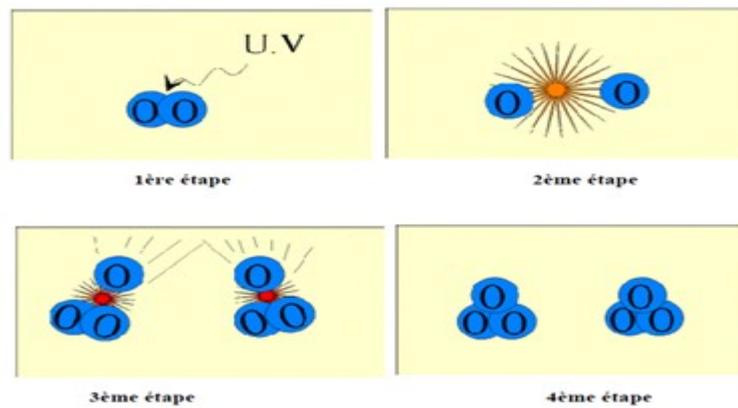
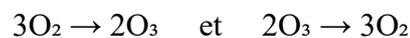


Figure II.7 : Etapes de formation de l'O₃ par rayonnements UV.

II.4.3 Cycle de Chapman

En 1930, le britannique Sydney Chapman exposa ses théories sur la formation et la destruction chimique de l'O₃ [7]. Ces hypothèses, qui se révélèrent correctes, sont appelées le cycle de Chapman ou les réactions de Chapman. L'atome d'O et l'O₃ se transforment alternativement l'un en l'autre. Les liaisons qui unissent les atomes au sein des molécules sont cassées à cause des rayons solaires. Pour briser la molécule d'O₂ il faut plus d'énergie solaire que pour briser la molécule d'ozone (dans le premier cas, il faut une longueur d'onde de 240 nm contre 320 nm dans le second cas). La formation (figure II.8) et la destruction (figure II.9) naturelles de l'ozone sont en équilibre et la réaction dont le bilan est nul est la suivante :



La quantité d'O₃ résulte donc d'un équilibre entre formation et destruction.

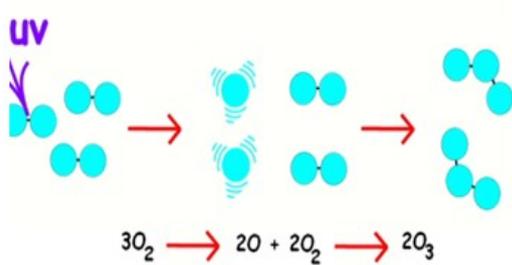


Figure II.8: Formation naturelle de l'O₃ (cycle de Chapman)

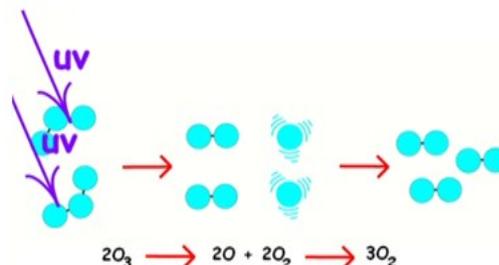


Figure II.9: Destruction naturelle de l'O₃ (cycle de Chapman)

II.4.4 Caractéristiques de l'ozone

L'O₃ est un gaz de couleur bleu pâle à température ambiante, voisin de l'O₂ et qui peut avoir sur les êtres vivants des conséquences bénéfiques ou dangereuses. Il est naturellement détruit et régénéré dans l'atmosphère suivant un processus faisant intervenir le rayonnement solaire

UV et l'O₂. L'O₃ est également présent dans la basse atmosphère grâce aux courants atmosphériques descendants en provenance de couche d'O₃. Il est essentiellement produit dans les régions tropicales et est transporté vers les hautes latitudes au cours de l'hiver par les grands courants aériens. Dans l'état fondamental, la molécule d'O₃ présente deux liaisons oxygène de longueur $1,278 \pm 0,003 \text{ \AA}$ et un angle de $116,8^\circ$ (figure II.10). La fonction la plus connue de l'O₃ est la protection contre les dangereuses radiations ultraviolettes du soleil mais c'est aussi un puissant oxydant et un puissant désinfectant utilisé, plus remarquablement, dans la désinfection des eaux [12, 13, 14].

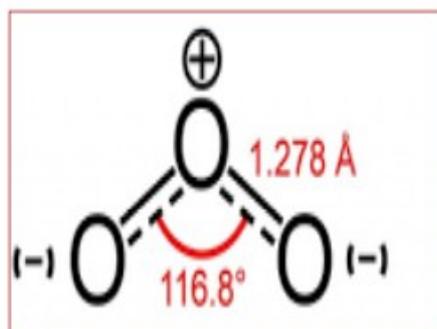


Figure II.10 : Structure de la molécule d'O₃

L'O₃ est une forme très instable et très réactive de l'oxygène. Le tableau 2 présente les caractéristiques physiques et chimiques de l'O₃.

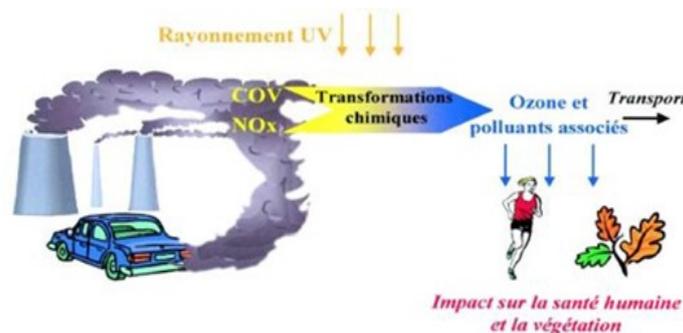
Tableau II.1 : Caractéristiques de l'ozone

| | |
|----------------------------|--|
| Masse moléculaire | 47.998 g/mol |
| Apparence | Gaz bleuté |
| Densité à 0°C et 1013 mbar | 2.14 kg O ₃ /m ₃ |
| Densité relative | 1.7 kg/m ₃ |
| Solubilité à 20°C | 1.7 kg/m ₃ |
| Température critique | -12.1°C |
| Pression critique | 5460 kPa |
| Point de fusion | -197.2°C |
| Point d'ébullition | -119.5°C |
| Energie | 142.3 kJ/mol (34.15 kcal/mol) |

L'O₃ se liquéfie à -111,9°C en prenant l'aspect d'un liquide bleu foncé et il se solidifie à -192,5°C en un solide de couleur pourpre. L'ozone est soluble dans l'eau à partir de 0°C et devient très oxydant. Combiné avec l'eau, il arrive à oxyder tous les métaux à un grand degré [15].

Quoique l'O₃ est, en quelque sorte, le grand frère de l'oxygène mais son cycle de vie est très court. Il se produit naturellement dans la haute atmosphère terrestre où il forme une couche protectrice qui nous protège des rayons UV nocifs. Les produits chimiques d'origine humaine sont connus pour entraver cet effet bénéfique de l'O₃. Lorsqu'il entre en contact avec des bactéries, virus ou odeurs, ceux-ci sont oxydés par un des 3 atomes d'oxygène qu'il possède et produit O₂ [16]. Mais l'odeur d'air 'sale' de l'O₃ est, relativement, déplaisante ; ce qui nécessite de concevoir des moyens de productions sûrs.

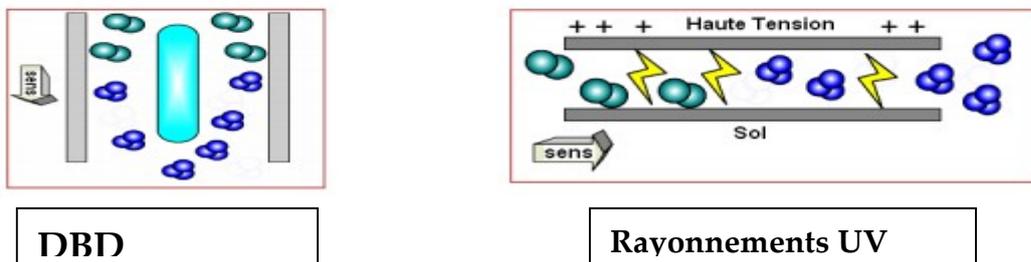
Dans la basse atmosphère terrestre (couche troposphérique), près du niveau du sol, l'ozone se forme lorsque les polluants émis par des voitures, des centrales électriques, des chaudières industrielles, des raffineries, des usines chimiques et d'autres sources, réagissent chimiquement en présence de la lumière solaire (figure II.11). Donc, l'O₃ troposphérique est un polluant atmosphérique nocif. Tandis que l'O₃ produit dans la haute atmosphère à un effet bénéfique sur l'environnement.



FigureII.11: Ozone troposphérique

II.5 Production artificielle d'ozone

Il existe deux méthodes pour produire l'O₃ artificiellement : la décharge couronne(17, 18) et la DBD(19) (figure II.12).



FigureII.12: Production artificielle d'O₃, par DBD et par rayonnements UV.

*L'oxygène se transforme en O₃ après avoir été frappé, par exemple, par l'énergie de la lumière UV d'une ampoule génératrice d'UV.

*L'oxygène peut-être piégé entre des électrodes sous haute tension, qui simulent la décharge couronne.

II.6 Avantages et inconvénients de l'ozone

Il existe plusieurs avantages de l'O₃ dont on peut citer :

- Il ne laisse aucun dérivé dangereux, contrairement au chlore,
- Il possède une durée de vie très réduite qui fait que le retour à l'O₂ ne laisse pas de résidus,
- Il permet une oxydation très complète,
- Il possède une grande efficacité contre les substances organiques comme les bactéries, les virus, les mycètes, les spores, le protozoaire, les pathogènes fongiques, les ferments, les kystes et les algues.
- Il élimine efficacement les graisses.
- l'O₃ doit-être utilisé où il est produit (aucun emmagasinage ou transport hasardeux).

II.7 Applications de l'ozone

L'O₃ a été employé dans le traitement des effluents industriels pour la destruction ou l'élimination des molécules organiques complexes, des cyanures et des phénols provenant des industries chimiques, etc. Le traitement final à l'O₃ d'une eau résiduaire urbaine ou combinée à des effluents industriels, permet également sa réutilisation pour des applications de lavage, d'irrigation ou pour la protection d'incendie. Le potentiel d'oxydation de l'O₃ est important (50% plus élevé que celui du chlore).

L'O₃ est utilisé dans les installations d'eau potable grâce à:

- sa possibilité de dosage nécessaire à de faibles quantités,
- son temps de contact réduit grâce à sa rapide réaction sur les produits,
- son excellente action sur les bactéries,
- sa grande efficacité dans une large gamme de pH et de températures

Dans l'industrie papetière, l'O₃ est aujourd'hui l'agent chimique le plus économique pour les procédés de blanchiment de pâtes à papier et permet d'éviter toute présence de composés chlorés ultérieure. En outre, l'industrie chimique a trouvé en l'O₃ une excellente solution à ses problèmes de pollution de l'environnement.

Dans le domaine agro-alimentaire, l'O₃ est utilisé notamment dans lavage des fruits par des glaces ozonés. Car, stériliser l'extérieur des fruits et des légumes avec de l'eau ozonisée (figure II.13) peut éliminer les engrais et les bactéries extérieurs et d'autres pathogènes et, en outre, prolonger la durée de conservation de 3 à 10 fois.



Figure II.13 : Application : lavage des fruits et légumes par l'eau ozonée

Ainsi, la conservation de la pêche par exemple avec de la glace ozonée et la réfrigération basée sur la technologie de la glace liquide et de son action avec l' O_3 maintient la qualité biochimique, physicochimique, sensorielle et microbiologique des sardines conservées dans la glace liquide ozonisée, dans le but d'allonger la vie utile et augmenter le rendement de la pêche. Cette technique augmente la vie utile des sardines de 15 jours.

II.7.1 Applications dans le nettoyage et le traitement d'air

Outre l'utilisation de l' O_3 dans le lavage des réservoirs et des conduites, des murs et sols des caves, des bouteilles et des pièces métalliques ; il est aussi utilisé dans le traitement d'air.

La période de traitement pour des niveaux d'une réduction importante de germes pathogènes dans l'air ambiant varie de quelques heures à quelques jours. Les virus et les bactéries sont les germes pathogènes les plus faciles à contrôler. Les champignons et les moisissures exigent des concentrations d'ozone plus élevées pour des périodes de temps plus longues.

II.7.2 Applications médicales

L'ozonothérapie est une thérapeutique non conventionnelle qui vise par l'utilisation de l' O_3 en très faible concentration à traiter différentes affections et symptômes. Cette approche thérapeutique connaît un regain d'intérêt depuis le début du 21ème siècle [20]. Car cette méthode n'est pas nouvelle et a été pratiquée à des fins médicales depuis les années 1930.

En basse concentration, l'ozone :

- favorise la circulation sanguine,
- stimule le système immunitaire,
- induit une régénération tissulaire,
- exerce une action cicatrisante,

En haute concentration, l' O_3 s'avère un antihémorragique qui exerce une puissante action stérilisante (destruction des bactéries, virus, levures et parasites) et freine les réactions immunitaires indésirables.

Références Bibliographiques

Références bibliographiques

- [1] C. F. SHOBEIN, HEBD. SCANEES Acad. Sci., vol. 10, p.706-710, 1840.
- [2] U.VONGUNTEN, « Cinétiques d'oxydation et formation de produit », Ozonation de l'eau potable.Part I., Water Res, 2003.
- [3] ROMPPSCHEMIE-LEXICON ET NUMMULAR, « Stabilization and storage of ozone », Ozone Academic Press, London, Ed.1985, chapter 4, p. 232-238,1974.
- [4] U.KOGELSCHATZ, B. ELIASSON, W. EGLI, « From ozone generators to flat televisionscreens:history and future potential of dielectric-barrierdischarges », Pure Appl. Chem., Vol.71, No. 10, pp. 1819-1828, 1999.
- [5] R.G. RICE, « Ozone reference guide. Electric power research institute », St. Louis, MO, 1996.
- [6] S.NEMMICH, « Modélisation expérimentale et optimisation du procédé de génération d'ozone par décharge à barrière diélectrique pour traitement de l'eau», thèse de doctorat,université de Sidi Bel Abbes, 2015.
- [7] S. CHAPMAN, « A theory of upper-atmospheric ozone », Memoirs of the royal meteorological society, Edward Stanford, 1930.
- [8] M.A.DJIBRILLAH, « Eléments de conception d'un générateur électrique pouralimentation d'un dispositif de décharge à barrière diélectrique », thèse de doctorat, université de Toulouse, 2011.
- [9] NEMMICH, S., A. TILMATINE, Z. DEY, N. HAMMADI, K. NASSOUR, AND S. MESSAL. "Optimal Sizing of a DBD Ozone Generator Using Response Surface Modeling." Ozone: Science & Engineering 37:3–8. 2015.
- [10] SHAO, T., K. LONG, C. ZHANG, J. WANG, D. ZHANG, P. YAN, AND S. ZHANG. "Electrical Characterization of Dielectric Barrier Discharge Driven by Repetitive Nanosecond Pulses in Atmospheric Air." J. Electrostat. 67: 215–221. 2009.
- [11] M. M. KURAICA, « Application of coaxial dielectric barrier discharge for potable and waste Water », <http://www.center.bg.ac.yu/plasma>
- [12] N. HAMMADI, « Contribution à l'étude de la dépollution de l'eau et la désinfection de L'air par décharge à barrière diélectrique », thèse de doctorat, université de Sidi Bel Abbes, 2013.
- [13] U.VONGUNTEN, « Désinfection et formation de sous-produit en présence de bromure, d'iodure et de chlore », Ozonation de l'eau potable. Part II., Water Res., 2003.
- [14] M.ABOUZLAM, « Optimisation d'un procédé de traitement des eaux par ozonation catalytique », thèse de doctorat, université de Poitiers, 2014.
- [15] Y.FAUVEL, « Utilisation de l'ozone comme agent stérilisateur de l'eau de mer pour l'épuration de coquillage », science et pêche, pêche maritime n°25 (1964)
- [16] KURT H. BACKER, « The use of non thermal plasmas in environmental applications », Springer-Verlag Berlin Herdelberg, 2010.
- [17] G.S. PETER-CASTLE, ION I. INCULET, ET K. IRWIN BURGESS, « Ozone generation in positive corona electrostatic precipitators », IEEE Transactions on industry and general applications, Vol. IG. 5, n°4, 1969.
- [18] S.HADJ-ZIANE, B. HELD, P. PIGNOLET, R. PEYROUS, ET C. COSTE, « Ozone generation in an oxygen-fed wire-to-cylinder ozonizer at atmospheric pressure », J.D.App.Phys., vol.25, p. 677-685,1992.
- [19] Y.Bellebna, A. Tilmatine" Application of dielectric surface barrier discharge for air disinfection », acta electrotechnica et Informatica, Vol. 13, No. 3, 22–26 2013.
- [20] J.Durane, « Apport de l'ozone dans la mise en charge dans les maladies parodontales », thèse de doctorat, Université de Toulouse, 2014

III.1 Modèle physique

Dans cette partie, et après avoir décrit l'équation de Boltzmann, nous allons détailler les équations qui caractérisent l'évolution du plasma dans une décharge électrique, puis nous exposons les différentes approximations qui ont été faites.

-Fonction de distribution

Chaque particule du gaz est définie par une vectrice position (\vec{r}) et par une vectrice vitesse (\vec{v}). A un instant t, le nombre probable de particules (N) se trouvant dans l'élément de volume de l'espace des phases d^3rd^3v est défini par :

$$dN(\vec{r}, \vec{v}, t) = d^3rd^3v f(\vec{r}, \vec{v}, t),$$

Où $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ est la fonction de distribution des vitesses de particules dans l'espace de phases de la densité des particules, et d^3rd^3v est l'élément de volume dans cet espace.

-Grandeurs moyennes

On déduit la densité des particules N en un point donné du plasma de coordonnées r à un instant donné t par :

$$N(\vec{r}, t) = \int f(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3v,$$

$$f(r, v, t)$$

Le nombre de particules étudiées étant important, nous utiliserons des grandeurs moyennes basées sur les fonctions de distribution.

On peut définir, pour toute grandeur x, sa valeur moyenne par :

$$\langle x \rangle = \frac{1}{N(\vec{r}, t)} \int x f(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3v,$$

-Modèles numériques de décharge

Il existe de nombreux modèles mathématiques adaptés aux différents types de plasmas. Ils font tous appel à un couplage entre les équations d'évolution des particules et du champ électrique. 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.

De façon générale, ils permettent la détermination:

- Des paramètres électriques de la décharge, c'est-à-dire les variations spatio-temporelles du champ électrique et du potentiel.

- Des profils de densités des espèces chargées ou des neutres et les distributions spatiotemporelles des énergies et des fonctions de distribution.
- La position et la vitesse des particules.

Le mouvement des particules est décrit, généralement, par l'équation de Boltzmann [1 .2] :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \boldsymbol{\gamma} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll}, \quad (1)$$

Où \mathbf{v} : Champ de vitesses des particules, \mathbf{r} : Position, $\boldsymbol{\gamma}$: Champ des accélérations des particules (forces extérieures),

$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$: Fonction de distribution des vitesses des particules.

$\frac{\partial f}{\partial t}$: représente la variation temporelle de f au point (\mathbf{r}, \mathbf{v}) .

$\mathbf{v} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}}$: représente la variation spatiale de f , suite à la diffusion des ions ou des électrons.

$\boldsymbol{\gamma} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}}$: représente la variation de f sous l'action des forces extérieures, avec $\boldsymbol{\gamma}$ l'accélération de ces forces extérieures, dues à l'effet du champ électrique dans notre cas.

$\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll}$: représente la variation temporelle de f suite aux collisions.

-Modèles non auto-cohérents

Les modèles non auto-cohérents dans lesquels on estime, indépendamment (modèle ou mesure expérimentale), les variations spatio-temporelles du champ électrique, sont bien entendu beaucoup moins rigoureux, mais sont plus simples et donc plus rapides.

-Modèles auto-cohérents

Dans le cas de modèles dits « auto-cohérents », l'équation de Poisson, qui détermine le champ électrique, doit être couplée à l'équation de Boltzmann. En effet, les différentes fonctions de distribution des espèces chargées dépendent de la valeur du champ électrique qui dépend lui-même des densités et de l'énergie des espèces chargées.

Dans la pratique, la résolution de l'équation de Boltzmann est extrêmement délicate et son couplage avec l'équation de Poisson ne fait que compliquer le problème. Pour cette raison, plusieurs types de modèles auto-cohérents, correspondant à différents niveaux

d'approximation, ont été développés. Selon l'approche utilisée pour simuler les plasmas de décharges, on peut distinguer trois catégories de modèles [3 ; 4 ; 5]:

- Modèle microscopique (Particulaire).
- Modèle macroscopique(Fluide).
- Modèle hybride.

III.1.1 Modèle microscopique (particulaire)

Dans un modèle microscopique (particulaire), on résout simultanément, et sans faire d'hypothèses simplificatrices, l'équation de Boltzmann pour déterminer la fonction de distribution des particules chargées, et l'équation de Poisson pour le champ électrique. L'équation de Boltzmann sous sa forme spatio-temporelle (III.1) peut être résolue de façon pratique en faisant appel à une approche cinétique de type Monté Carlo [He-2][Al-1] pour une description plus détaillée de la décharge électrique [Ca-3][He-2][He-1]. Le calcul rigoureux des coefficients de transport est complexe et fait intervenir les sections efficaces des collisions élastiques et inélastiques qui caractérisent la probabilité de l'interaction entre deux particules chargées ou non, qui peuvent être des électrons, des ions, des atomes ou des molécules.

Le modèle particulaire est basé sur le traitement d'un échantillon représentatif de chaque type de particules jouant un rôle dans la formation du plasma (par exemple, des électrons et des ions) et suit leurs mouvements dans l'espace des phases en traitant les collisions de façon statique et en intégrant les équations classiques du mouvement entre deux collisions. Cette approche est idéale du point de vue physique.

Le domaine de calcul est divisé, spatialement, en cellules élémentaires. Les densités des particules chargées sont calculées au centre de chaque cellule. Le champ électrique est calculé dans ces cellules par la résolution de l'équation de Poisson. Puis, on calcule les nouvelles forces exercées sur chaque particule, compte tenu de la charge d'espace accumulée. Le libre parcours ou le temps de vol libre de chaque particule est déterminé à l'aide de tirage d'un nombre aléatoire. Le type de collision est ensuite obtenu en comparant le rapport des fréquences ou des sections efficaces à un autre nombre aléatoire.

III.1.2 Modèle macroscopique (fluide)

C'est un modèle de décharge où le transport de particules chargées est décrit à l'aide des valeurs moyennes, pour certains paramètres de plasma, et qui est appelé un modèle fluide. En

principe, la cinétique des électrons et des ions dans un gaz faiblement ionisé peut être décrite en utilisant les équations de Boltzmann correspondantes. L'équation de Boltzmann est une équation de continuité dans l'espace de phase (r, v) , qui détermine la fonction de distribution des particules $f(r, v, t)$, à chaque position (r, v) et à chaque instant (t) , sous l'effet de forces externes et les processus de collision avec les molécules de gaz. Mais, on peut aussi caractériser le plasma de décharge, directement, à partir des grandeurs moyennes: densité, vitesse moyenne, énergie moyenne, etc. Dans ce cas l'équation de Boltzmann est remplacée par ses moments qui correspondent à une série, en théorie illimitée, d'équations hydrodynamiques [6]. La base des modèles fluides nécessite deux hypothèses principales pour limiter le nombre d'équations et fermer le système d'équations obtenues. La première hypothèse concerne l'ordre physique pour limiter le nombre d'équations hydrodynamiques générées par l'équation de Boltzmann. On peut aller par exemple jusqu'au deuxième moment de l'équation de Boltzmann (ordre 1) ou jusqu'au troisième moment (ordre 2). A l'ordre 1, on considère l'équation de conservation de la quantité du mouvement et de la densité ; tandis qu'à l'ordre 2, on ajoute l'équation de conservation de la densité d'énergie. Comme le système d'équations ainsi obtenues est ouvert, c'est-à-dire avec plus d'inconnues que d'équations, la seconde hypothèse concerne la condition de fermeture du système ce qui exige des hypothèses supplémentaires. A l'ordre 1, le système est fermé en adoptant l'hypothèse du champ local où les paramètres de transport et de réaction sont supposés dépendre directement du champ électrique régnant localement à un instant donné dans la décharge électrique. A l'ordre 2, le système est fermé en utilisant l'hypothèse de l'énergie locale où les paramètres de transport et de réaction sont supposés dépendre directement de l'énergie moyenne des particules chargées.

a-Approximation du champ local (ACL)

Dans l'approximation du champ local (ACL), les coefficients de transport des électrons et les taux des réactions sont à la fois fonctions du champ réduit $E(r, t)/p$; où $E(r, t)$ est le champ électrique au point r et à l'instant t , et p est la pression du gaz. Autrement dit; la fonction de distribution de l'énergie des électrons (FDE) au point (r, t) est considérée la même que pour un champ réduit uniforme. Cette hypothèse de l'équilibre au champ local signifie que l'énergie gagnée par les électrons en présence du champ électrique au point (r, t) est localement compensée par la perte d'énergie due aux collisions.

b- Approximation de l'énergie locale (AEL)

Dans l'approximation de l'énergie locale (AEL), les coefficients de transport des électrons et les taux des réactions sont fonction de l'énergie moyenne des électrons calculée par l'équation de continuité de l'énergie dans le modèle fluide.

Suite à l'évolution dans le domaine de modélisation des plasmas, un accord général a fait que les modèles fluides comprennent l'équation de continuité, l'équation de transport d'énergie moyenne des électrons et l'équation de Poisson. Ce qui a été fait pour une résolution du problème à une dimension 1D ou à deux dimensions 2D.

Souvent, les équations de transport dans les modèles fluides sont, en plus, simplifiées en adoptant l'approximation de drift diffusion (ADD), qui décrit les flux de particules chargées comme étant la somme d'une dérive plus un terme de diffusion, en ignorant tous les autres termes [3].

Cependant, les modèles fluides ne peuvent pas prendre en considération les fonctions de distribution des espèces chargées (par exemple, la distribution d'énergie des ions), mais seulement des moyennes sur les distributions. Cet inconvénient est souvent compensé par des codes hybrides.

III.1.3 Modèle hybride

Le terme « hybride » est utilisé pour désigner soit des simulations qui tiennent compte de deux groupes d'électrons [4], ou des codes complexes pour la modélisation des décharges plasmas.

Le modèle hybride est utilisé, dans notre travail, pour désigner une simulation en considérant deux ensembles d'électrons. Ces deux groupes de populations électroniques sont relativement indépendants. Le premier inclut la majorité des électrons à faible énergie.

Le deuxième groupe est composé par les électrons énergiques accélérés en présence du champ électrique. Afin d'optimiser le temps de calcul, les électrons du premier groupe, à faible énergie, sont traités à l'aide du modèle fluide. Par contre, les électrons rapides sont traités en adoptant une méthode de type Monté Carlo (MC).

Le but du modèle hybride est de combiner les avantages des modèles microscopique et fluide en traitant par exemple certaines régions de la décharge (chute cathodique) par un modèle particulaire, et d'autres régions (lueur négative où il y a beaucoup plus de collisions) par un

modèle fluide. Les modèles hybrides les plus répandus sont ceux où l'on associe un code Monté Carlo à un modèle de type fluide [5].

Il est également possible de développer des codes numériques hybride en combinant différents modèles de calcul décrivant les différents processus survenus dans la phase gazeuse oueds interactions gaz-surface [6].

III.1.4 Equations utilisées dans le modèle fluide

Dans ce cas, pour définir l'état du système, on passe aux valeurs moyennes qui sont des paramètres macroscopiques définis en chaque point et à chaque instant, et reliés par des équations dites "les moments de l'équation de Boltzmann". On obtient les moments de l'équation de Boltzmann, en intégrant l'équation de Boltzmann dans l'espace des vitesses après multiplication par une fonction $x(v)$ (III.2) et en tenant compte de la dépendance des grandeurs considérées par rapport à l'espace et au temps :

$$\frac{\partial}{\partial t}(N \langle x(v) \rangle) + \frac{\partial}{\partial r}(N \langle x(v)v \rangle) - \gamma N \left\langle \frac{\partial}{\partial v} x(v) \right\rangle = \int \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll} x(v) d^3v \quad (2)$$

-Equation de continuité

Cette équation, permettant d'obtenir un modèle d'ordre zéro, est donc obtenue en remplaçant $x(v)$ par la densité des particules N dans l'équation (III.2). On y trouve donc :

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial N \langle v \rangle}{\partial r} = \left(\frac{\partial N}{\partial t} \right)_{coll}, \text{ Avec } N \text{ qu'est la densité des particules,}$$

$N \langle v \rangle = N \int v f(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3v$ est le flux de particules, $\langle v \rangle$ est la vitesse moyenne des

particules et $\left(\frac{\partial N}{\partial t} \right)_{coll}$ est le terme source lié aux processus de création et de disparition

des particules considérées.

-Equation de transfert de la quantité de mouvement

Cette équation est obtenue en remplaçant $x(v)$ par la quantité de mouvement (mv) dans l'équation (III.2). Ce qui donne:

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle v \rangle + \langle v \rangle \frac{\partial}{\partial r} \langle v \rangle + \frac{1}{N} \frac{\partial P}{\partial r} - \gamma = \left(\frac{\partial}{\partial t} \langle v \rangle \right)_{coll},$$

Où P est le tenseur de pression cinétique qui est défini comme suit :

$$P = m \int (v - \langle v \rangle) \otimes (v - \langle v \rangle) f d^3v,$$

Le tenseur de pression cinétique représente la mesure des écarts désordonnés des vitesses des particules autour de leur vitesse moyenne.

-Equation d'énergie

En remplaçant $x(v)$, dans l'équation (III.2), par l'énergie cinétique $(1/2)mv^2$. On obtient, donc, l'équation d'énergie scalaire qui est le troisième moment de l'équation de Boltzmann :

$$\frac{1}{2} \frac{\partial Nm \langle v^2 \rangle}{\partial t} + \nabla_r \left[\frac{1}{2} Nm \langle v, v \rangle v \right] - N \langle F, v \rangle = \int \frac{1}{2} m v^2 \left\{ \frac{\partial f}{\partial t} \right\}_{coll} d^3v,$$

Ces trois moments de l'équation de Boltzmann forment un système qui n'est pas fermé et ne peut donc pas décrire, à lui seul, le comportement des particules chargées dans une décharge électrique.

Dans le présent travail le système est fermé en le couplant avec l'équation de Poisson, ce qui nous mène à adopter l'approximation du champ local.

-Equation de Poisson

Dans les décharges transitoires, les charges d'espace dues à la présence d'ions et d'électrons sont suffisantes pour distordre le champ électrique. Ces modifications dans le champ électrique font faire évoluer les densités d'espèces chargées à travers les coefficients de transport et de réactions. En conséquence, pour décrire correctement la décharge, il est donc nécessaire de coupler les équations de continuité des espèces chargées à de l'équation de Poisson ; car cette dernière équation donne les variations du champ électrique en fonction de la charge d'espace.

L'équation de Poisson s'écrit :

$$\Delta \phi = \frac{\sum_i e_i N_i}{\epsilon_0}, \quad (3)$$

$$E = -\nabla \phi,$$

Où ϕ est le potentiel électrique, E le champ électrique et ϵ_0 la permittivité diélectrique de l'air.

III.1.5 Modèle physique d'une décharge électrique couronne stationnaire

Le modèle développé dans ce travail, relevant d'une décharge couronne stationnaire, est basé sur la résolution des deux premiers moments de l'équation de Boltzmann (l'équation de continuité et l'équation de transport de la quantité de mouvement), qui est liée à la résolution de l'équation de Poisson (III.3) ; tout en apportant des simplifications supplémentaires. Dans le cas de la décharge couronne stationnaire on suppose que :

- dans le régime stationnaire, le terme $\frac{\partial N_i}{\partial t}$ se trouvant dans les équations de continuité, est négligeable.
- lorsque le champ électrique est élevé, on peut négliger la diffusion devant la dérive des particules chargées ($D_i \nabla N_i = 0$).
- la diffusion thermique et la recombinaison des ions sont négligeables.
- la mobilité des ions est constante.

Donc le système final d'équations prend la forme:

$$\nabla \left(\frac{e_i}{e_0} N_i \mu_i E + V N_i \right) = S_i \text{ Avec } i=1, \dots, l.$$

$$\nabla (D_j \nabla N_j^n + V N_j^n) = S_j \text{ Avec } j=1, \dots, m, \text{ et } S \text{ terme dépendant de la géométrie du réacteur}$$

-Force Electro-Hydro-Dynamique (EHD)

La force Electro-Hydro-Dynamique (EHD) 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. Bœuf et al. [7], ont écrit cette force :

$$F = e_0 (N_p - N_e - N_n) E, \quad (4)$$

Cette expression de la force EHD est utilisée comme 'terme source' dans les équations de Navier-Stokes pour calculer la distribution spatiale de la vitesse V de gaz (c'est-à-dire la vitesse du vent électrique).

-Modèles du vent ionique proposés dans la littérature

En 1959, Stuezter [8] a proposé les premiers modèles analytiques de la pression et de la force électrostatiques pour différentes configurations géométriques simples (plan-plan, fil-cylindre,

pointe-sphère). Dans ces configurations géométriques, il est possible d'exprimer analytiquement la relation entre la force volumique et la pression du vent ionique en fonction du courant ou de la tension électrique à partir de l'équation de Poisson et de l'équilibre entre la force de Coulomb (produit de la densité de charges et du champ électrique) et le gradient de pression. En 1961, Robinson [9] propose un modèle analytique du vent ionique créé par une décharge couronne qui prédit la vitesse. Il part pour cela de l'équilibre de forces :

$$\nabla p = nE$$

Où p est la pression et n la densité de charges. La densité de courant j s'exprime en première approximation par :

$$j = n \mu_i E \quad \text{D'où } \nabla \gamma = \frac{j}{\mu_i}$$

Où μ_i est la mobilité des ions (supposée constante et égale pour tous les ions). En se plaçant dans les cas particuliers de deux plaques parallèles, de deux portions de sphères ou de cylindres concentriques, le gradient de la pression peut s'écrire, en négligeant les effets de bords :

$$|\nabla p| = \frac{dp}{dr} \quad \text{D'où } \quad p = \int_{r_1}^{r_2} \frac{j}{\mu_i} dr$$

r étant la distance aux électrodes, r_1 et r_2 étant les coordonnées de l'électrode stressée et de l'électrode collectrice, respectivement. Dans l'expression intégrale, la pression est celle au niveau de l'électrode collectrice. On peut donc écrire que :

$$p = \frac{KI}{\mu_i}$$

Où K est une fonction de la géométrie et I le courant de la décharge. D'autre part, le fluide se déplace à une vitesse pour laquelle la pression aérodynamique compense cette pression électrostatique. On peut donc écrire :

$$p = \frac{K' \rho u^2}{2} \quad ; \quad \text{Autrement, on écrit :} \quad u = \sqrt{\frac{2p}{K' \rho}}$$

Où K' est un coefficient de perte dépendant de la géométrie, ρ la masse volumique de l'air et u la vitesse de l'air. On obtient que la vitesse varie comme la racine carrée du courant I et de l'inverse de la mobilité des ions μ_i :

$$u = \sqrt{\frac{2KI}{K' \rho \mu_i}}$$

Berquin et al. [10] et Lacoste et al. [11] utilisent la même démarche mais prennent en compte la géométrie de la décharge afin d'obtenir également la dépendance par rapport à la distance à la pointe ou au fil stressés. Pour cela Berquin et al. [10] se basent sur une formule empirique de la répartition du courant dans le cas 'pointe-plan' et obtiennent que la vitesse varie comme la racine carrée de la distance x de la pointe (équation 4). Lacoste et al. [11] utilisent le modèle cylindrique de décharge de Stueztter [8] et obtiennent une dépendance en racine carrée du logarithme népérien (équation III.5). La dépendance de la vitesse vis à vis du courant et de la mobilité est la même que celle obtenue par Robinson [9] :

$$u \propto \sqrt{\frac{i}{\mu_i}(x - x_0)} \dots\dots (4) \quad u \propto \sqrt{\frac{i}{\mu_i} \log\left(\frac{x}{x_0}\right)} \dots\dots(5)$$

Où x_0 est la limite de la zone d'ionisation.

En 1995, El-Khabiry et Colvert [12] réalisent des simulations de l'effet de la force créant le vent ionique dans la configuration de deux fils infinis parallèles incrustés sur une plaque et perpendiculaires à l'écoulement. Le couplage entre l'équation de Poisson et la conservation des charges fournit les profils de champ électrique et de la densité de charge nécessaires pour le calcul de la force de Coulomb, produit de ces deux termes. La cinétique chimique de l'ionisation de l'air n'est pas modélisée. Par conséquent la mobilité des ions est prise égale pour tous les ions, et on ne peut pas connaître les ions prépondérants dans le transfert de la quantité de mouvement vers le fluide.

Dans le cadre du vent ionique Sigmond et Goldman [13] ont utilisé le logiciel FLUENT pour simuler les tourbillons (ou vortex) à proximité de la pointe dans une configuration 'pointe-plan' en se basant sur les calculs d'ionisation d'une décharge couronne de Sigmond [14], et une approximation pour le calcul des courants ioniques et le courant négatif pris nul à proximité de la pointe jusqu'à moins de 1mm puis croît linéairement jusqu'à 9 mm de la plaque, pour devenir, enfin, constant. Le courant positif part de zéro au même point d'apparition du courant négatif et croît en direction de la pointe. Oiseau et al. [15] ont aussi utilisé FLUENT au début des années 2000 pour calculer les écoulements ionisés instationnaires en se basant sur les résultats de travaux de Grange et al. [16] portant sur la propagation monodimensionnelle du front d'ionisation d'une décharge couronne pour estimer le champ électrique et les densités de charges.

Récemment des modélisations à 2D instationnaires ont été menées par Bœuf et al. [7,17] pour la DBD et par Matéo Vêlez [18, 19, 20] pour la décharge couronne. Bœuf et al. [7,17] considèrent un modèle de cinétique chimique à un ion positif dans le cas d'une DBD dans

l'azote. Ils modélisent la continuité des espèces chargées (électrons et ions) et l'équation de Poisson. Leur simulation présente le caractère instationnaire de DBD par la propagation successive de filaments de densité de charges. La force volumique s'appliquant aux neutres est calculée. Elle présente des pics d'intensité correspondant à ces filaments tout comme le courant. Leur courte durée compense leur intensité si bien que leur contribution est petite face à celle de la décharge de fond semblable à la décharge couronne. Matéo-Vélez [18, 19] propose un modèle à 2D de la décharge couronne dans l'air à la surface du diélectrique, couplé à l'écoulement. Ce modèle correspond au cas expérimental de Moreau et al. [21]. La cinétique chimique comporte 6 espèces. La décharge calculée comporte des pics de courant comme l'expérience, qui sont, certainement, liés à l'interaction avec le diélectrique. La description de l'actionneur plasma est bonne : la zone d'action du plasma se rapporte bien à celles des expériences. Elle s'étend au-delà de 1 cm au-dessus de la surface et le fluide est aspiré des parties supérieures vers la paroi puis dirigé de l'anode vers la cathode. La vitesse est toutefois sous-estimée d'un facteur 2 par rapport aux résultats expérimentaux de Séraudie et al. [22]. A noter, que dans notre travail, une expression analytique simplifiée de la force EHD, établie auparavant par notre équipe de recherche, a été utilisée pour déterminer, principalement, la vitesse du vent EHD [23].

III.2 Modèle mathématique

Dans le système d'électrodes utilisé 'fil-plaque' nous considérons que l'écoulement est confiné entre deux plaques (ou deux plans) parallèles distantes de h et de longueur l chacune (voir la Figure III.1). Entre les deux plaques et en leur centre se positionne, parallèlement à elles, mais perpendiculairement à l'écoulement de l'air, le fil de rayon r_0 , est distant de d des deux plaques. Une haute tension positive et négative est appliquée au fil ; tandis la plaque inférieure est liée à la masse.

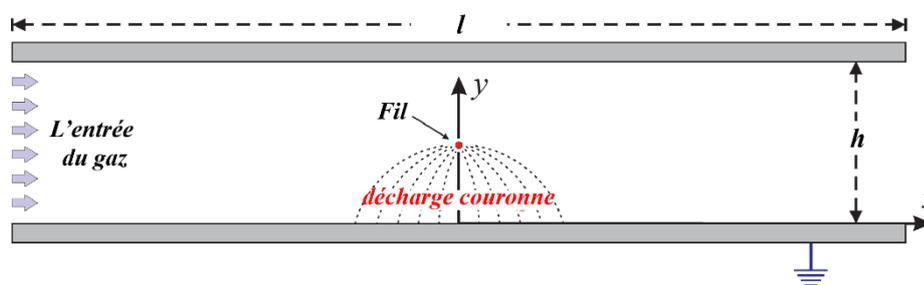


Figure III.3 : Illustration schématique à 2D de la géométrie utilisée 'fil-plan'.

III.3 Modèle hydrodynamique du gaz

Lors de la génération de la décharge électrique une interaction entre le plasma et le gaz neutre prend place. Cette interaction se traduit par un mouvement des molécules neutres du gaz,

ayant acquis une partie de la quantité du mouvement de la part des espèces chargées, et peut être décrite par les équations de Navier-Stokes, qui sont des équations aux dérivées partielles. En effet, les équations de Navier-Stokes, considérées dans notre étude, 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, l'écoulement 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 (ce qui est appelé en anglais les équations 'Reynolds-Averaged Navier–Stokes' (RANS)), sera utilisée dans le présent travail. Si nous négligeons la gravité et nous prenons le régime stationnaire, ces équations peuvent être écrites comme suit :

$$\rho \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + \rho (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} = -\nabla P + \lambda \nabla^2 \mathbf{V} + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}_R + \mathbf{F} \quad (6)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0 \quad (7)$$

Où \mathbf{V} est la vitesse moyenne du gaz, λ la viscosité dynamique de l'air, P la pression du gaz et $\boldsymbol{\tau}_R$ le tenseur de Reynolds. Dans l'équation [6], le terme \mathbf{F} représentant la force EHD formulée par l'expression analytique (III.12), qui sera utilisée, en tant que terme source, dans ces équations. Le système d'équations différentielles partielles de Navier-Stokes sera fermé en utilisant le modèle standard de turbulence à deux équations k -epsilon [7].

III.4 Modèle k –epsilon ($k - \varepsilon$)

Le modèle $k - \varepsilon$ est un des modèles les plus utilisés pour la modélisation de la turbulence.

Les contraintes de Reynolds sont calculées en utilisant la relation de Boussinesq [24] :

$$\boldsymbol{\tau}_R = -\frac{2}{3} \rho k \mathbf{I} + \mu_t \left(\frac{\partial V_i}{\partial x_j} - \frac{\partial V_j}{\partial x_i} \right) \quad (8)$$

Où \mathbf{I} est le tenseur 'unité', k l'énergie cinétique turbulente et μ_t la viscosité turbulente.

$$\rho \nabla \cdot (k \mathbf{V}) = \nabla \cdot \left[\left(\eta + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \nabla k \right] + \mu_t \left(\frac{\partial V_j}{\partial x_i} + \frac{\partial V_i}{\partial x_j} \right) \frac{\partial V_j}{\partial x_i} - \rho \varepsilon \quad (9)$$

$$\rho \nabla \cdot (\varepsilon \mathbf{V}) = \nabla \cdot \left[\left(\eta + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \nabla \varepsilon \right] + C_{\varepsilon 1} C_{\mu} \rho k \left(\frac{\partial V_j}{\partial x_i} + \frac{\partial V_i}{\partial x_j} \right) \frac{\partial V_j}{\partial x_i} - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (10)$$

Où ε est le taux de dissipation turbulente.

Ainsi, la viscosité turbulente (μ_t), l'énergie cinétique turbulente (k), et son taux de dissipation (ε), sont liés par la relation :

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (11)$$

Les paramètres empiriques C_μ , $C_{\varepsilon 1}$, σ_k , σ_ε et $C_{\varepsilon 2}$ sont donnés dans le *Tableau III.1* :

| C_μ | $C_{\varepsilon 1}$ | σ_k | σ_ε | $C_{\varepsilon 2}$ |
|---------|---------------------|------------|----------------------|---------------------|
| 0,09 | 1,44 | 1,00 | 1,30 | 1,92 |

Tableau III.1: Paramètres empiriques utilisés dans le modèle (k - ε) [7]

La densité de la force EHD est finalement écrite sous la forme [1], [2]:

$$F_{EHD(i)} = \frac{I/w}{\mu_i K d} \left[\frac{(d+r_0)(1-\cos\sigma)}{\sqrt{a^2 \sin^2\sigma + (d+r_0)^2 (1-\cos\sigma)^2}} \right]^m \frac{\cosh\tau - \cos\sigma}{1-\cos\sigma}, \quad i, PP \text{ ou } PN \quad [12]$$

A partir de cette expression analytique, la force EHD est calculée dans tout l'espace inter électrode, en fonction des coordonnées bipolaire (σ , τ). Où w est la longueur du fil, μ_i la mobilité des ions, $K=1,44$ ($K=1,40$) pour la PP (PN), $m=4,5$ ($m=4,65$) pour la PP (PN) et I est le courant électrique et calculé par la relation de Deutsch : 'courant-tension' [10], [11], $j(0)$ est déterminée à partir du courant électrique total i , comme suit :

$$j(0) \approx \frac{i}{dwK} \quad (13)$$

Où w est la longueur du fil pour une configuration d'électrodes 'fil-plaque' et $K = 1,44$ pour la décharge couronne positive. Le courant électrique i a été calculé par la relation de Deutsch : 'courant-tension' [10], [11] :

$$i = \frac{9,8\mu_i\varepsilon_0 w}{d^2 \ln(2d/r_0)} \phi(\phi - \phi_{onset}) \quad (14)$$

La tension d'amorçage (ϕ_{onset}) de la décharge couronne, pour un fil lisse, peut être obtenue en utilisant la loi de Peek [12] :

$$\phi_{onset} = 29,8KVcm^{-1} \delta r_0 \left[1 + \frac{0,301cm^{1/2}}{\sqrt{\delta r_0}} \right] \ln \frac{2d}{r_0} \quad (15)$$

Où $\delta = (PT_0/P_0T)$ dont T_0 et P_0 sont, respectivement, la température ambiante (298 K) et la pression atmosphérique (101 325 Pa).

Nous avons choisi d'utiliser, comme plusieurs auteurs [13]–[15], le logiciel de calcul de la dynamique des fluides (CFD), pour modéliser le vent ionique. Les équations sont intégrées sur chaque volume de contrôle pour construire des équations algébriques des variables, telles que la vitesse, la pression et les autres grandeurs scalaires.

Les conditions aux limites

La résolution des équations de Navier-Stokes 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 du fil. La condition de glissement permet d'ignorer la modélisation des couches limites. Le gaz glisse, simplement, parallèlement à la surface, juste au-dessus des couches limites, avec une certaine vitesse. A l'entrée du canal, comme à la sortie, nous considérons une limite ouverte, dont la pression est toujours égale à la pression atmosphérique.

III.5 Modèle chimique des particules neutres

Les distributions spatiales des espèces chimiques neutres générées pendant la décharge couronne positive et négative sont obtenues en résolvant un ensemble d'équations de continuité pour chaque espèce. Dans le régime stationnaire, les équations de continuité sont écrites, d'après Soria et al. [16], comme suit :

$\nabla \cdot (N_j \mathbf{V} - D_j \nabla N_j) = S_j$ (16) Où \mathbf{V} est la vitesse du gaz, qui est obtenue à partir de l'injection de la force EHD dans les équations de Navier-Stokes [7]; N_j sont les densités des espèces neutres, D_j est le coefficient de diffusion de l'espèce neutre j et S_j est le terme source, qui est calculé comme étant le produit des taux de réactions par les densités des espèces des réactants. Comme indiqué, et puisque ce travail se focalise sur la force EHD et son effet sur la distribution des espèces chimiques neutres, un modèle de la cinétique chimique simple de l'air, proposé par Chen et Davison [3], sera utilisé. Ce modèle comprend 10 espèces neutres (O, N, O₃, NO, NO₂, NO₃, N₂O, N₂O₅, O₂* et N₂*) et 24 réactions. La liste des réactions et coefficients de réactions est donnée dans [17], et les valeurs des coefficients de diffusion ont été tirées de [18].

La connaissance précise de la distribution spatiale des électrons est une étape critique dans le calcul des distributions spatiales des particules neutres, car la densité électronique est utilisée pour calculer les taux de réaction, lors d'impact électronique, dans les équations de continuité. Donc, selon le modèle analytique proposé, par notre équipe, dans un travail précédent [23], la distribution spatiale de la densité électronique, dans une décharge couronne positive de configuration 'fil-plaque', est exprimée comme suit :

$$J_e = J_{e0} \left(\frac{r_0}{r} \right)^{1+a_2} \exp \left[\pm \frac{A_1}{B_2} (\exp(-B_2 r) - \exp(-B_2 r_0)) \pm a_1 (r - r_0) \mp a_3 \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_0} \right) \mp \frac{a_4}{2} \left(\frac{1}{r^2} - \frac{1}{r_0^2} \right) \right] \quad (17)$$

Où $B_2 = B_1/(E_0 r_0)$, $a_1 = \alpha_1$, $a_2 = \alpha_2(E_0 r_0)$, $a_3 = \alpha_3(E_0 r_0)^2$ et $a_4 = \alpha_4(E_0 r_0)^3$, avec A_1 , B_1 , α_1 , α_2 , α_3 et α_4 sont des datas fournies par le logiciel Bolsig+ [19], dont $A_1 = 6.4 \times 10^3 \text{ cm}^{-1}$, $B_1 = 1.9 \times 10^5 \text{ V cm}^{-1}$, $\alpha_1 = 13.60 \text{ cm}^{-1}$, $\alpha_2 = -8.20 \times 10^{-5} \text{ V}^{-1}$, $\alpha_3 = -7.78 \times 10^{-12} \text{ V}^{-2} \text{ cm}$ et $\alpha_4 = 1.042 \times 10^{-15} \text{ V}^{-3} \text{ cm}^2$. Tandis que, E_0 , r , r_0 et J_{e0} sont, respectivement, le champ électrique sur la surface du fil, la distance radiale du fil, le rayon du fil, et le flux d'électrons sur la surface du fil, le signe supérieur (inférieur) correspond à une tension positive (négative).

Les conditions aux limites

Les conditions aux limites requises pour le système des équations (1), sont les suivantes :

1. La composition de l'air à l'entrée du réacteur ($x = -7.5 \text{ cm}$) est supposée être de 21% d' O_2 et de 79% de N_2 , ce qui donne des densités des molécules N_2 et O_2 de : $N_{N_2} = 1,9325 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ et $N_{O_2} = 0,5137 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, respectivement. Cependant, les densités à cette limite de toutes les autres espèces sont supposées être nulles : $N_{0j} = 0$. Par contre, à la limite de la sortie ($x = +7.5 \text{ cm}$), il y a une possibilité que le gaz retourne dans le réacteur en raison de la formation des tourbillons par la force EHD. Ce qui est à l'origine de la présence dans le réacteur même, d'autres espèces neutres, parmi celles composant le plasma, en dehors d' O_2 et N_2 . Pour cette raison, nous utilisons la condition à la limite ouverte (open boundary), qui est exprimée par :

$$\begin{aligned} -\mathbf{n} \cdot D_j \nabla N_j &= 0 & \text{Si } \mathbf{n} \cdot \mathbf{V} \geq 0 \\ N_j &= N_{0j} & \text{Si } \mathbf{n} \cdot \mathbf{V} < 0 \end{aligned} \quad (18)$$

Où N_{0j} est la densité initiale des espèces neutres et \mathbf{n} est le vecteur unitaire qui est parallèle aux deux plaques et est dirigé dans le même sens que l'axe ox .

1. Sur les surfaces des plaques, les flux normaux des espèces (convection et diffusion) sont considérés comme étant nuls:

$$\mathbf{n} \cdot (N_j \mathbf{V} - D_j \nabla N_j) = 0 \quad (19)$$

1. Pour des raisons de simplification, les réactions des espèces du plasma, avec les surfaces, sont ignorées.

Enfin, indiquons que le calcul des distributions spatiales des particules neutres, repose sur la résolution numérique du système d'équations (III.4), en se basant sur la méthode des volumes finis.

Références bibliographiques

Références bibliographiques

- [1] J.-L. DELACROIX, ET A. BERS, « Physique des plasmas », vol.1, EDP Sciences, 1994.
- [2] Z. KANZARI, M. YOUSFI, ET A. HAMANI, « Modeling and basic data for streamer dynamics in N₂ and O₂ discharges », J. Appl. Phys., vol. 84, p. 4162-4169, oct. 1998.
- [3] O. DUCASSE, « Modélisation électrohydrodynamique d'un réacteur plasma hors-équilibre de dépollution des gaz », Toulouse 3, 2006.
- [4] A. FIALA, « Modélisation numérique bidimensionnelle d'une décharge lumineuse à basse pression », Toulouse, 1995.
- [5] V. VEHADI, C. K. BIRDSALL, M. A. LIEBERMAN, G. DIPESO, ET T. D. ROGNLIEN, « Verification of frequency scaling laws for capacitive radio-frequency discharges using two-dimensional simulations », Phys. Fluids B Plasma Phys., vol.5, n°7, p.2719-2729, juill. 1993.
- [6] T. J. SOMMERER ET M. J. KUSHNER, « Numerical investigation of the kinetics and chemistry of rf glow discharge plasmas sustained in He, N₂, O₂, He/N₂/O₂, He/CF₄/O₂, and SiH₄/NH₃ using a Monte Carlo-fluid hybrid model » J. Appl. Phys., vol. 71, n°4, p. 1654-1673, févr. 1992.
- [7] J. BŒUF, Y. LAGMICH, T. GALLIGARI, ET L. PITCHFORD, « Electrodynamique force and accélération in surface discharges » in 37th AIAA Plasma dynamics and Lasers Conference, 2006, p. 3574.
- [8] O. M. STUETZER, « Ion drag pressure generation », J. Appl. Phys., vol. 30, n°7, p. 984-993, 1959.
- [9] M. Robinson, « Movement of air in the electric wind of the corona discharge », Trans. Am. Inst. Electr. Eng. Part Commun. Electron., vol. 80, n°2, p.143-150, mai 1961.
- [10] P. BÉQUIN, K. CASTOR, ET J. SCHOLTEN, « Electric wind characterisation in negative point-to-plane corona discharges in air », Eur. Phys. J. – Appl. Phys., vol. 22, n°1, p. 41-49, avr. 2003.
- [11] D. LACOSTE, D. PAI, ET C. LAUX, « Ion wind effects in a positive DC corona discharge in atmospheric pressure air », in 42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 2004, p. 354.
- [12] S. EL-KHABIRI ET G. M. COLVERT, « Drag reduction by dc corona discharge along an electrically conductive flat plate for small number flow », Phys. Fluids, vol. 9, n°3, p. 585-599, 1997.
- [13] R. S. SIGMOND, A. GOLDMAN, ET M. GOLDMAN, « Ring vortex gas flow in negative point corona », in Proc. 10th Int. Conf. On Gas Disch. And their Appl., Swansea, UK, p. 330-333, 1992.
- [14] R. S. SIGMOND, Electrical breakdown of gases. New York : J. M. Meek J. D. Craggs ; 1978.
- [15] J. F. LOISEAU, J. BATINA, F. NOËL, ET R. PEYROUS, « Hydrodynamical Simulation of the electric wind generated by successive streamers in point-to-plane reactor », J. Phys. Appl., vol.35, n°10, p 1020, 2002.
- [16] F. GRANGÉ, N. SOULEM, J. F. LOISEAU, ET N. SPYROU, « Numerical and experimental determination of ionizing front velocity in a DC point-to-plane corona discharge » J. Phys. Appl., vol 28, n°8, p.1619, 1995.
- [17] J. P. BŒUF ET L. C. PITCHFORD, « Electrohydrodynamic force and aerodynamic flow acceleration in surface discharges », in 37th AIAA Plasma dynamics and Lasers Conference, p. 3574, 2006.
- [18] J.-C. MATEO-VELEZ, « Modélisation et simulation numérique de la génération de plasmas dans les décharges couronnes et de son interaction avec l'aérodynamique », Toulouse, ENSAE, 2006.
- [19] J.-C. MATEO-VELEZ, P. DEGOND, F. ROGIER, A. SERAUDIE, ET F. THIVET, « Modeling wire-to-wire corona discharge action on aerodynamics and comparison with experiment », J. Phys. Appl. Phys., vol 43, n°3, p. 035205, 2008.
- [20] J.-C. MATEO-VELEZ, F. ROGIER, ET F. THIVET, P. DEGOND, « Numerical Modeling of Plasma-Flow Interaction », in Computational Science – ICCS, p. 1-9, 2006.
- [21] E. MOREAU, « Applications des plasmas non thermiques au contrôle électrofluidodynamique des écoulements », in Conférence invitée aux journées CNRS plasmas froids, Bonascre, Octobre 2005, France, 2005.
- [22] A. SERAUDIE, E. AUBERT, N. NAUDÉ, ET J. CAMBRONNE, « Effect of plasma actuators on a flat plane laminar layer in subsonic conditions », in 3rd AIAA Flow Control Conference, p.3350, 2006.
- [23] K. YANALLAH, F. PONTIGA, ET J. H. CHEN, « A semi-analytical study of positive corona discharge in wire-plate electrode configuration », J. Phys. Appl. Phys., vol. 46, n°34, p. 345202, 2013.
- [24] J.A. du texte Boussinesq (1842-1929), Essai sur la théorie des eaux courantes, 1877.

Nous supposons que le problème est à 2D et que la longueur des électrodes ($l = 10 \text{ cm}$) soit grande devant l'espace inter-électrodes ($d = 0.5 \text{ cm}$). Dans ce travail, la haute tension appliquée sur chaque fil du système d'électrodes 'fil(s)-plaque', est égale à $\phi = \pm 9 \text{ kV}$, ce qui correspond respectivement à une intensité de courant par unité de longueur du fil de $47,44 \mu\text{A/cm}$ et $59,3 \mu\text{A/cm}$ [1],[2]; tandis que la plaque inférieure est mise à la terre. La distance inter-plaques est de $h = 1,02 \text{ cm}$. Enfin, la vitesse d'entrée du gaz dans le réacteur est prise égale à $V_0 = 2,5 \text{ cm/s}$. Le modèle mathématique présenté a été indirectement validé expérimentalement par Chen et al. [3], et par notre précédent travail de simulation [4, 5].

IV.1 Force EHD

La figure IV.1 (ab) illustrent d'une façon plus claire, et à 2D, le profil de la force EHD dans les deux polarités : positive (a) et négative (b), respectivement.

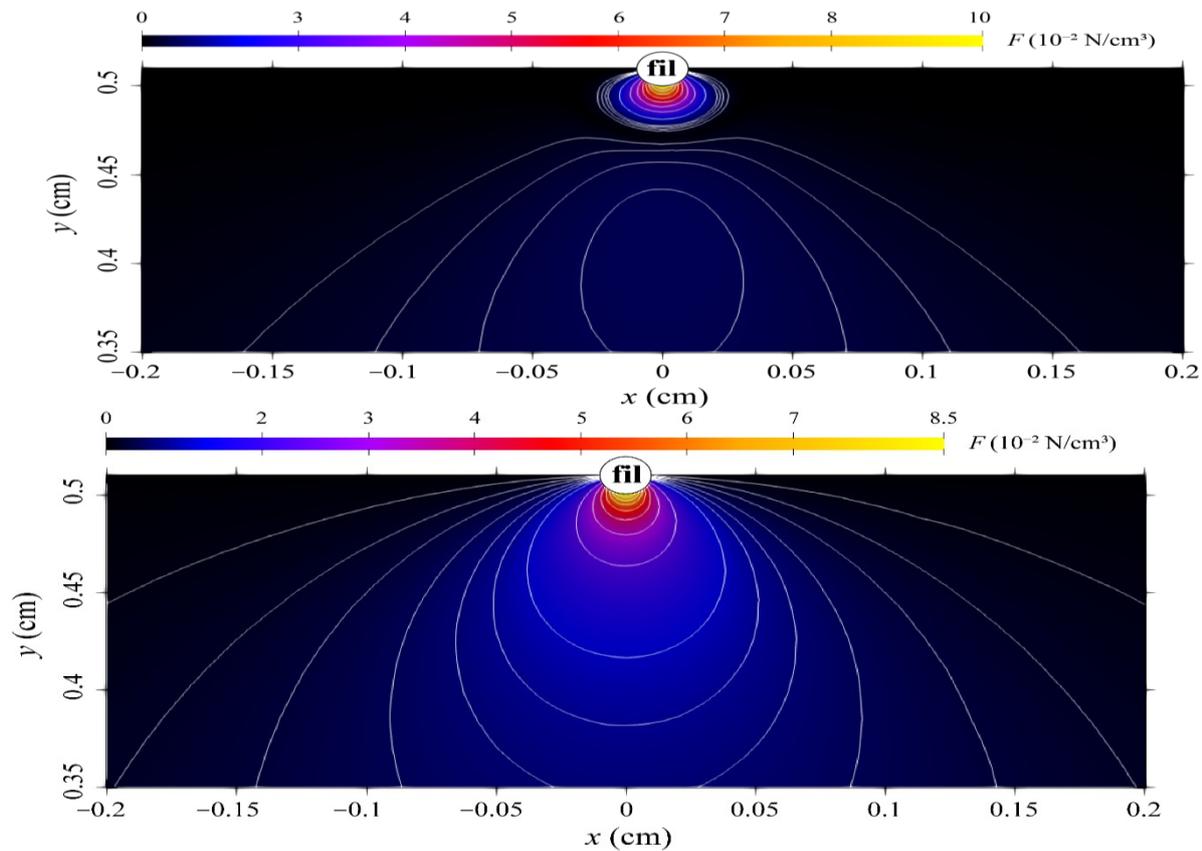


Figure IV.1: Distribution spatiale à 2D de l'amplitude de la force EHD au voisinage du fil pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$ et $d = 0,5 \text{ cm}$. (a) Polarité positive, $\phi = +9 \text{ kV}$; (b) Polarité négative, $\phi = -9 \text{ kV}$.

IV.2 Vitesse du gaz

La **Erreur ! Source du renvoi introuvable.** (a et b) montre une comparaison entre les distributions de vitesse du gaz produites par les décharges couronnes positive (a) et négative (b), respectivement.

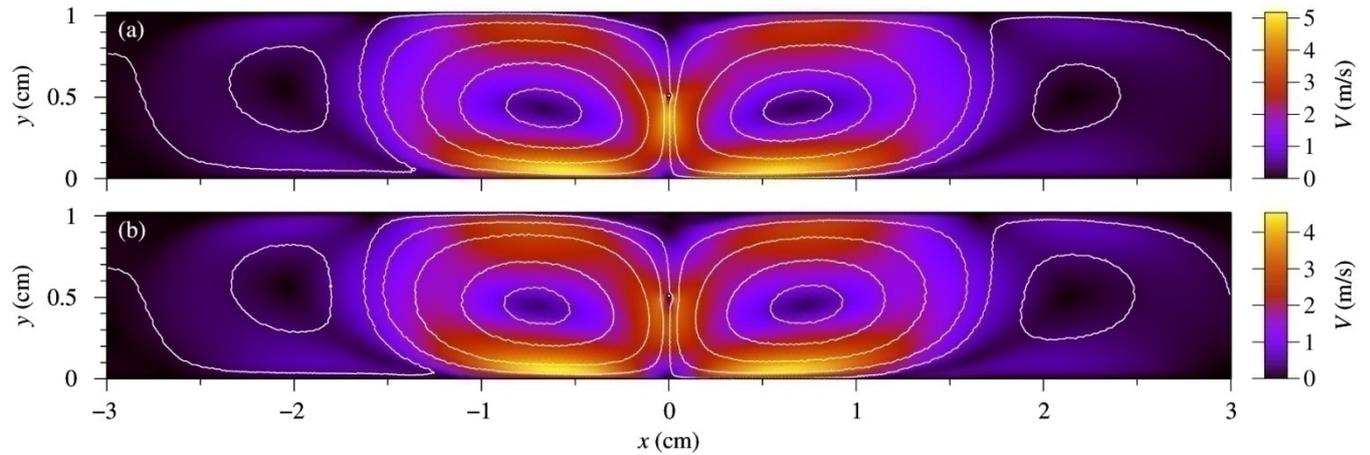


Figure IV.2. Distribution spatiale, à 2D, de la vitesse du gaz pour une polarité: (a) positive, $\phi = + 9$ kV, et (b) négative, $\phi = - 9$ kV; pour une vitesse d'entrée de l'air de $V_0 = 2.5$ cm/s.

Le profil des vitesses est presque similaire pour les deux polarités, sauf au-dessous du fil. En outre, nous constatons que les valeurs des vitesses dans la polarité positive sont supérieures comparativement à celles de la polarité négative. Par exemple, la valeur de la vitesse maximale de l'air est d'environ $4,6$ m/s dans la décharge couronne positive, alors qu'elle n'est que d'environ $3,6$ m/s dans la décharge couronne négative. D'après Kozlov et Solovyov [6] la différence de vitesses entre les deux polarités est due au fait que la mobilité des ions positifs ($\mu_p = 2 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$), dans la polarité positive, est inférieure à celle des ions négatifs ($\mu_n = 2,5 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$), dans la polarité négative. En effet, selon nos résultats, le changement de signe de la force EHD dans l'espace inter-électrodes dans le cas de la polarité négative rend l'accélération du gaz moins importante. En conséquence, ce changement de signe de la force EHD est un autre paramètre qui doit être pris en compte pour expliquer la diminution de la vitesse du vent ionique dans le cas de la polarité négative. Signalons que, en outre, la différence entre les vitesses trouvées dans les deux polarités, qui est révélée par le modèle, est en bon accord avec l'expérience [6].

IV.3 Densité électronique

Dans la PP, l'espace inter-électrodes est divisé en deux zones: la Z.I., très proche du fil et très étroite, et la zone de dérive (Z.D) qui représente le reste de la distance inter-électrodes. Dans la Z. I., des collisions inélastiques s'effectuent entre les électrons libres, naturellement, et accélérés par le champ électrique E vers le fil et les molécules neutres du gaz. Ces collisions produisent des paires 'électron-ion positif'. Les nouveaux électrons libérés sont à leur tour accélérés et forment avec les premiers une avalanche électronique. Les électrons sont beaucoup plus légers que les ions positifs et se dirigent rapidement vers le fil, tandis que les

ions positifs s'échappent très lentement vers la PI. En conséquence, la densité électronique (DE) est très élevée et se concentre, presque exclusivement, sur la demi-surface du fil donnant vers la PI (figure IV.2b).

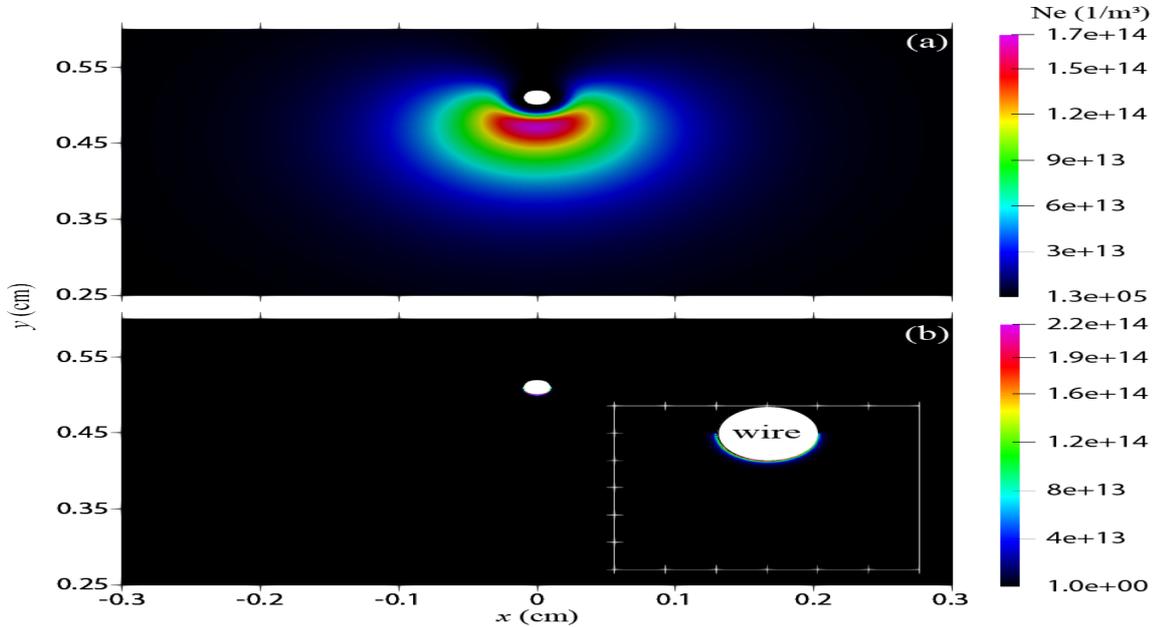


Figure IV.3 : Distribution à 2D de la densité électronique, pour $r_0 = 100 \mu m$ et $d = 0.5$ cm. (b) Polarité positive, $\phi = +9$ kV. (a) Polarité négative, $\phi = -9$ kV.

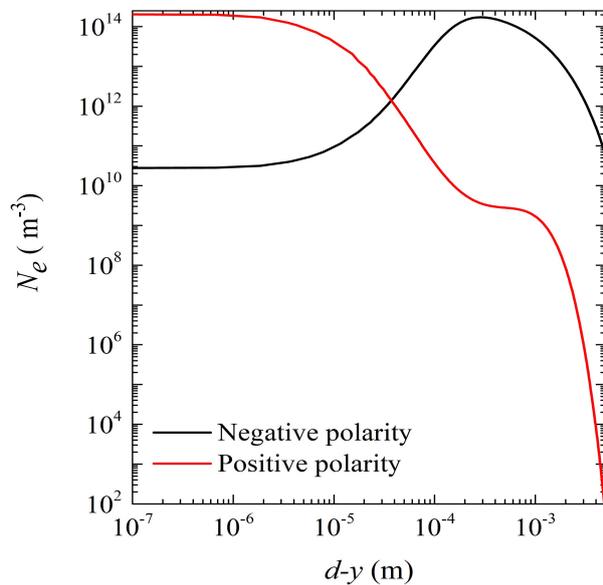


Figure IV.4: Distribution de la densité électronique le long de l'axe de symétrie, pour $r_0 = 100 \mu m$ et $d = 0.5$ cm, $\phi = \pm 9$ kV : (b) Polarité positive (couleur rouge). (a) Polarité négative (couleur noire).

La figure IV.3b représente la distribution spatiale de la DE dans la PP. L'espace contenant cette DE prend globalement une forme de croissant autour du fil. Cet espace s'élargit à partir

du fil, le long de l'axe de symétrie, jusqu'à une distance d'environ 10 μm , puis il commence à se rétrécir de part et d'autre de cet axe jusqu'à devenir négligeable sur les deux points de la surface du fil, qui se trouvent à une distance de $(d + r_0)$ de la PI. Sur l'axe de symétrie, au niveau de la surface du fil, la DE prend la valeur maximale d'environ $1,72 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. En s'éloignant de part et d'autre de l'axe de symétrie, la DE diminue progressivement dans sa distribution spatiale et sa concentration, et aboutit à une valeur d'environ $4,23 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ sur les deux bords de sa distribution.

Dans le cas de la PN, l'espace inter-électrodes est divisé en trois zones (figure IV.2a). Tout d'abord, la Z.I. qui s'étend, le long de l'axe de symétrie, de la surface du fil jusqu'à une distance d'environ 110 μm . La limite de la Z.I. forme une courbe symétrique par rapport à l'axe de symétrie dont la distance entre cette courbe et le fil croît progressivement en s'éloignant, de part et d'autre, de l'axe de symétrie. Ainsi, le rayon de courbure de la Z.I. devient de plus en plus grand, en s'éloignant de cet axe. La deuxième zone est la zone active (Z.A.).

La Z.A., là où la DE est essentiellement répartie, est limitée par la courbe indiquée auparavant et une autre courbe qui est aussi symétrique par rapport à l'axe de symétrie et qui passe par cet axe à une distance du fil d'environ 500. Donc, les deux courbes se joignent pour former un croissant symétrique par rapport à l'axe de symétrie et dont la face concave est orientée vers le fil. Sachant que, le long de l'axe de symétrie, la Z.I. s'étend à partir de la surface du fil et jusqu'à environ 110 μm , et que la Z.A. s'étend de la limite de la Z.I. (vers 110 μm) et jusqu'à environ 500 μm ; alors la largeur de la Z.A. est d'environ $500 - 110 = 390 \text{ }\mu\text{m}$. La troisième zone (Z.D.) constitue le reste de l'espace inter-électrodes. Dans la Z.I. le courant électrique est assuré par les ions positifs qui se dirigent vers le fil (la cathode), tandis que dans la Z.A. ce courant est surtout assuré par les électrons qui se dirigent vers la PI (l'anode). Dans la Z.I, la DE est d'environ $3,44 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. Puis elle augmente progressivement vers la Z.A. où elle atteint ses valeurs maximales d'environ $1,72 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ dans un espace centré sur l'axe de symétrie vers 320 μm du fil et où $\eta = \alpha$. Puis, la DE diminue en s'orientant dans la Z.D. car η devient supérieur à α à cause de la diminution du champ électrique.. En outre, la force de répulsion coulombienne contribuerait, accessoirement, au renforcement de ce phénomène.

Cette différence de distribution spatiale de la densité électronique, entre la polarité positive et la polarité négative, est illustrée le long de l'axe de symétrie (figure IV.4).

IV.4 Distribution spatiale et concentration des particules neutres

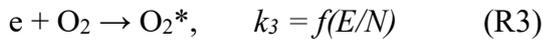
A cette faible vitesse d'entrée du gaz (2,5 cm/s), c'est l'écoulement tourbillonnaire, induit par la force EHD, qui influe en prédominance sur la distribution spatiale des espèces neutres.

IV.4.1 Oxygène atomique (O)

Pour les deux polarités, les électrons énergiques initient d'importantes réactions chimiques dont la dissociation des molécules neutres telles que O₂ et N₂ conduisant ainsi à la formation près du fil des radicaux atomiques comme l'O et le N :



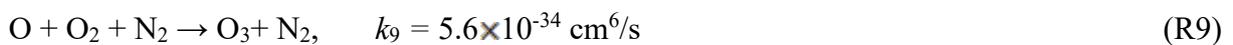
En outre, l'excitation des molécules neutres conduit à l'apparition d'espèces hautement réactives comme les molécules excitées O*₂ et N*₂ :



La très rapide désexcitation de ces espèces produit, efficacement, d'autres espèces et plus particulièrement l'O, l'O₃ et l'oxyde nitreux(N₂O) qui est une espèce non toxique :



La durée de vie de l'O est très courte ce qui produit notamment l'O₃ :



Dans la PP, la durée de vie caractéristique de l'O est contrôlée par la concentration de O₂ et/ou par celle de N₂ (R9) et est d'environ : $\tau_o = (k_9 [O_2][N_2])^{-1} \approx 20 \text{ us}$

Puisque la largeur de la Z.I. est très courte et que la vitesse du fluide doit s'annuler sur la surface de l'électrode (ici le fil) en raison de la condition de non-glissement (Non-Slip), l'extraction de ces espèces de la Z.I. repose principalement sur la diffusion moléculaire. Une fois ces espèces diffusent quelques centaines de microns loin du fil, la vitesse du vent électrique augmente rapidement, ce qui affectera les distributions spatiales des espèces.

Par exemple, dans la PP, les atomes O générés très près du fil à partir des réactions R1, R5, R6 et R7, sont transportés par le vent électrique jusqu'à une distance de l'ordre ou dépassant $L_{\tau_0} = 40 \mu\text{m}$, avant de disparaître. Ainsi, la distribution spatiale de l'O s'étalerait jusqu'à quelques centaines de microns vers la PI, sous l'effet du vent EHD (figure IV.5b).

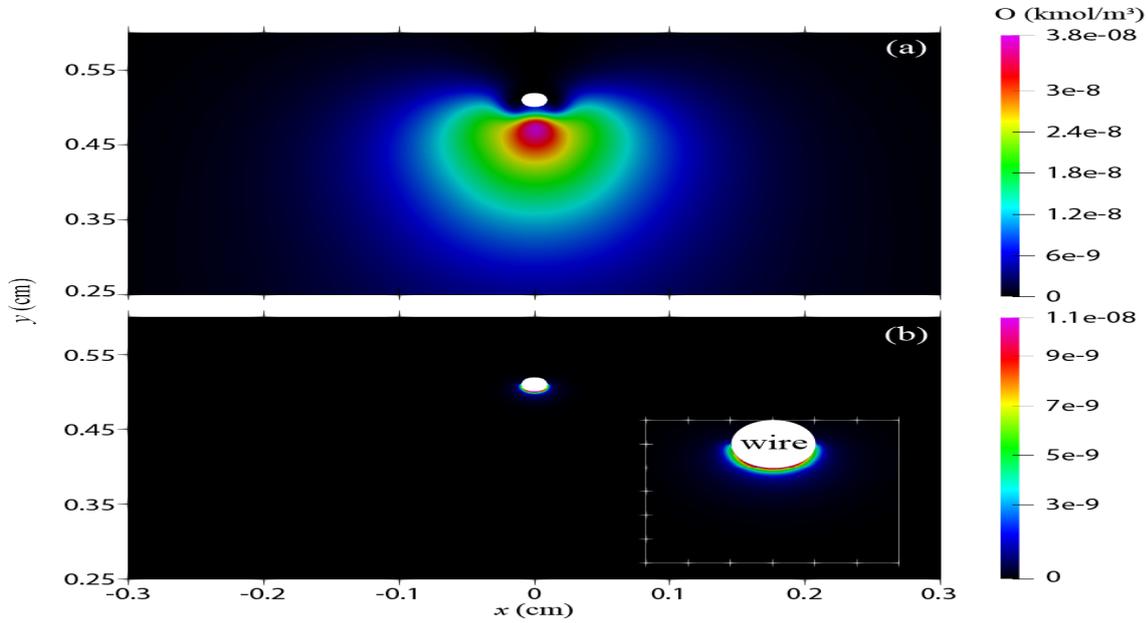


Figure IV.5: Distribution à 2D de l'O, pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$ et $d = 0.5 \text{ cm}$; (a) Polarité négative, $\phi = -9 \text{ kV}$, (b) Polarité positive, $\phi = +9 \text{ kV}$.

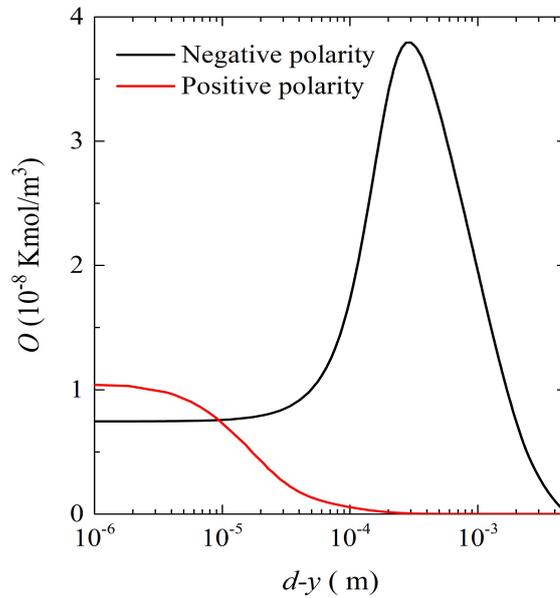


Figure IV.6 : Distribution de l'O le long de l'axe de symétrie, pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$ et $d = 0.5 \text{ cm}$. (b) Positive corona (couleur rouge), $\phi = +9 \text{ kV}$. (a) Negative corona (couleur noire), $\phi = -9 \text{ kV}$.

A la distance de 40 μm du fil, la concentration des atomes O ($[\text{O}]$) diminue jusqu'à environ $2,01 \cdot 10^{-10} \text{ kmol/m}^3$, alors qu'elle est environ $1,01 \cdot 10^{-8} \text{ kmol/m}^3$ au voisinage du fil. L'espace de distribution spatiale prend une forme de croissant. Par conséquent, c'est au niveau de la surface du fil, grâce aux tourbillons et à la diffusion moléculaire, que la formation de l'O est plus intense (R1). Par ailleurs, la $[\text{O}]$ est insignifiante.

Dans la PN, la distribution spatiale d'O est, à l'instar de la PP, symétrique par rapport à l'axe de symétrie, mais elle prend une forme de répartition spatiale totalement différente (figure IV.5a).

Globalement, l'espace de distribution de l'O ressemble, plus au moins, à une forme de pomme, légèrement plus étalée du côté du fil dans le proche voisinage de l'axe de symétrie. Dans cet espace, la concentration de l'O, quoiqu'elle diminue en s'éloignant de l'axe, reste appréciable. Tout d'abord, la $[\text{O}]$ est négligeable au niveau de la surface du fil et est d'environ $7,6 \cdot 10^{-10} \text{ kmol/m}^3$. Cette concentration garde globalement cette valeur le long de l'axe de symétrie jusqu'à une distance du fil d'environ 40 μm . Au-delà, la $[\text{O}]$ augmente progressivement jusqu'à aboutir à sa valeur maximale d'environ $1,3 \cdot 10^{-6} \text{ kmol/m}^3$ vers une distance du fil de l'ordre de 330 μm . Puis, la $[\text{O}]$ diminue et aboutit vers 1700 μm au-dessous du fil à presque la valeur de $5 \cdot 10^{-9} \text{ kmol/m}^3$. En dehors de cet espace, la $[\text{O}]$ est insignifiante.

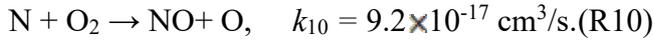
Il existe une ressemblance entre la distribution de l'O et celle de la DE, sauf aux alentours de l'axe de symétrie du côté du fil où la distribution des électrons est légèrement moins étalée vers le fil, par rapport à celle des atomes O. Ceci indiquerait que c'est dans cette région que s'effectue l'interaction entre les électrons et les molécules O_2 pour produire l'O (R1). Cependant, la différence de distribution entre les électrons les atomes O du côté du fil, s'expliquerait par la formation de l'avalanche électronique qui démarre à partir du fil et, peut-être, par la répulsion coulombienne qu'exerce le fil sur les électrons.

Malgré que la DE est légèrement plus élevée dans la PP par rapport à la PN, la $[\text{O}]$ est plus importante dans la PN. Ceci s'expliquerait par le fait que dans la PN le volume de l'espace de distribution de la DE est plus grand par rapport à celui de la PP, car le rôle du volume de la distribution de la DE est plus important.

La figure IV.6 représente une comparaison de distribution de là l'O, le long de l'axe de symétrie, entre les deux polarités.

IV.4.2 Azote atomique (N)

Dans la PP, les atomes N sont produits par la réaction R2. Cependant, la principale disparition de N est due à sa combinaison avec l'oxygène moléculaire (O₂) en produisant le NO et l'O :



La durée de vie de N est plus longue que celle de O et est $\tau_N = (k_{10}[O_2])^{-1} \approx 2,1 \text{ ms}$. Par conséquent le vent EHD transporte les atomes N, à partir du fil, jusqu'à environ 1 mm vers la PI (figure IV.7b).

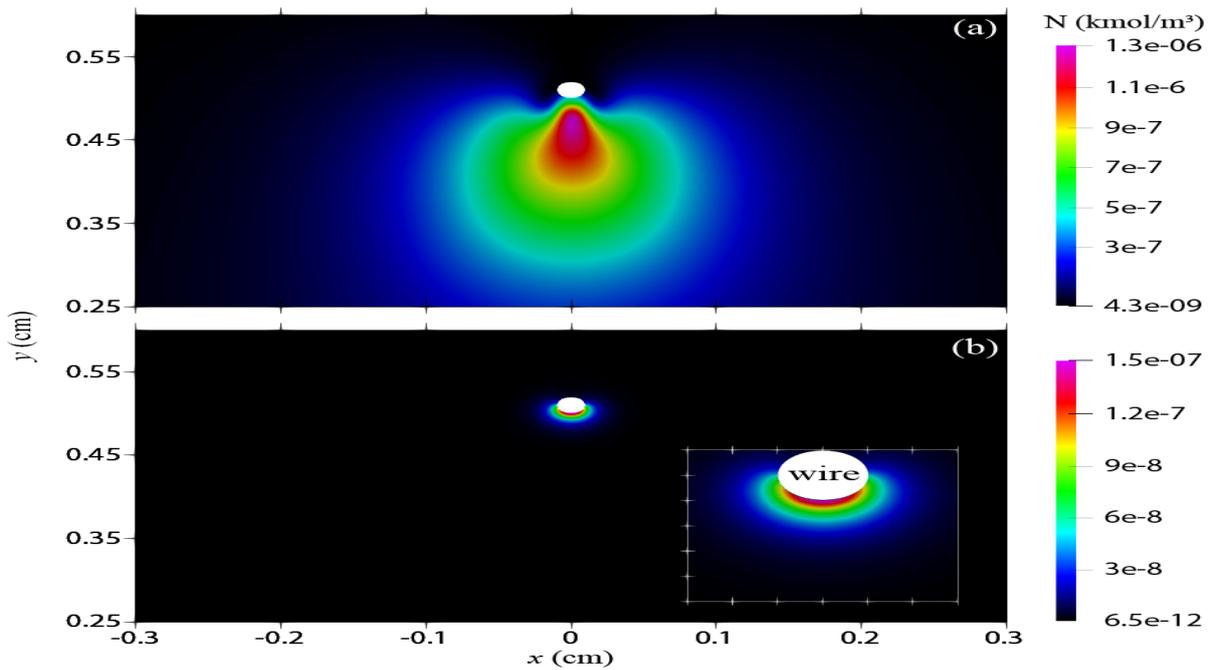


Figure IV.7: Distribution à 2D de N, pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$ et $d = 0.5 \text{ cm}$; (a) Negative corona, $\phi = -9 \text{ kV}$, (b) Positive corona, $\phi = +9 \text{ kV}$.

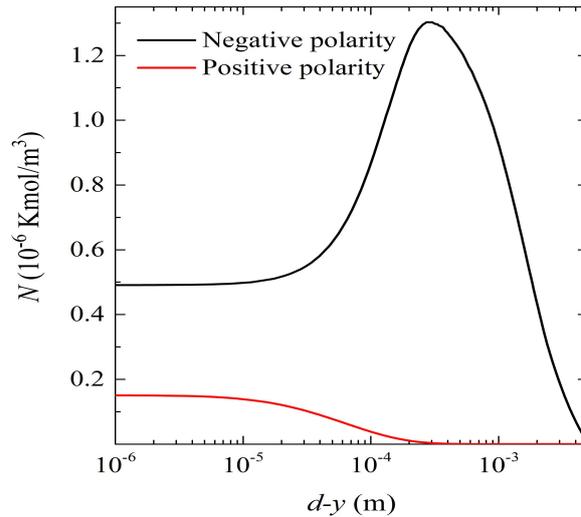


Figure IV.8: Distribution de N le long de l'axe de symétrie, pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$ et $d = 0.5 \text{ cm}$;(b) Positive corona (couleur rouge), $\phi = +9 \text{ kV}$. (a) Negative corona (couleur noire), $\phi = -9 \text{ kV}$

L'espace pris par la distribution de N forme un croissant autour du fil et s'étend le long de l'axe de symétrie jusqu'à environ $250 \mu\text{m}$ où la concentration de N ($[N]$) descend vers $2,72 \cdot 10^{-9} \text{ kmol/m}^3$. La valeur maximale de la $[N]$, se manifeste sur la surface du fil et atteint environ $1,36 \cdot 10^{-7} \text{ kmol/m}^3$. Puis, elle diminue en allant vers la PI et aboutit vers une distance du fil d'environ $120 \mu\text{m}$, vers $5 \cdot 10^{-9} \text{ kmol/m}^3$. Partout ailleurs, la $[N]$ est insignifiante.

Dans la PN, la distribution de N est semblable celle de l'O (figure IV.7a) et la $[N]$ commence à être appréciable à partir de la surface du fil. La distribution de N prend une forme semblable à une pomme qui est symétrique par rapport à l'axe de symétrie, légèrement étalée du côté du fil et s'étend vers la PI jusqu'à environ $2200 \mu\text{m}$. A une distance du fil avoisinant $420 \mu\text{m}$, la $[N]$ maximale est d'environ $1,31 \cdot 10^{-6} \text{ kmol/m}^3$ et diminue jusqu'à environ $2,62 \cdot 10^{-8} \text{ kmol/m}^3$ vers sa périphérie.

La ressemblance de distribution entre les atomes N et les électrons, dans la PN, pourrait indiquer que c'est dans cette région que s'effectue essentiellement l'interaction entre les électrons et les molécules N_2 et, par conséquent, la production des atomes N (R2). Quant à l'augmentation de l'étendue de distribution des atomes N s'expliquerait par la grande durée de vie des atomes N par rapport à celle des atomes O . En conséquence, les atomes N ont plus de temps pour se disperser davantage avant d'être consommés par la réaction (R10) et/ou par la réaction de recombinaison de N avec NO pour donner N_2 et O :



Toute proportion gardée, la comparaison des résultats entre les deux polarités (PP et PN) pour l'O et valable pour les atomes N.

La figure IV.8 révèle bien la grande différence, en intensité, de distribution de N entre les deux polarités le long de l'axe de symétrie.

IV.4.3 Ozone (O₃)

L'O₃ est entièrement formé dans la Z.I. dans une réaction à trois corps (R8 et R9) et, accessoirement, lors de la réaction des molécules excitées O*₂ avec les molécules O₂ (R5).

Dans la PN, puisque la durée de vie de l'O₃ (≈ 10 s) est plus longue que la durée pendant laquelle le gaz réside dans le réacteur, même pour cette faible vitesse d'entrée (2,5 m/s), l'O₃ sera transporté loin du fil, avec peu de perte, ce qui donne la distribution de la figure IV.9b, dans la PP.

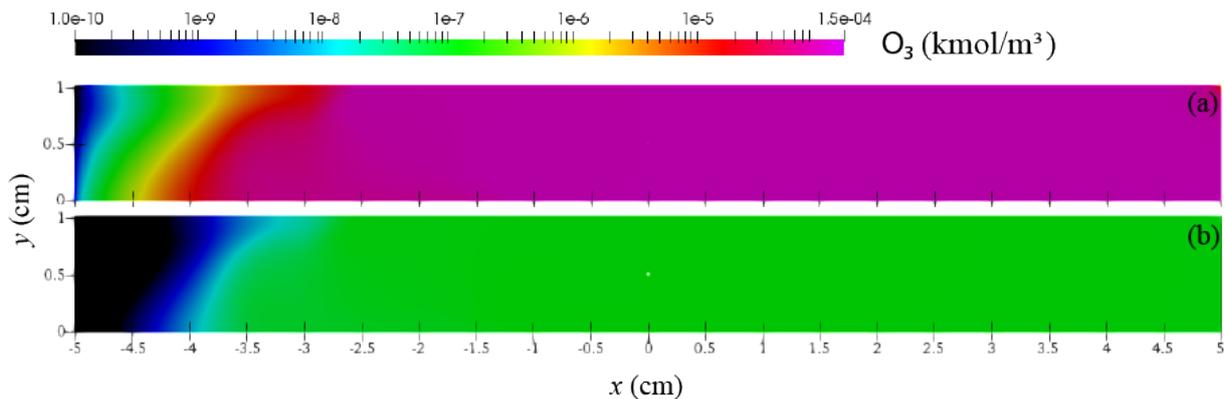


Figure IV.9: Distribution à 2D de l'O₃, pour $r_0 = 100 \mu\text{m}$ et $d = 0.5 \text{ cm}$; (a) Negative corona, $\phi = -9$ kV, (b) Positive corona, $\phi = +9$ kV.

L'écoulement turbulent généré par le vent ionique homogénéise beaucoup plus efficacement la répartition de l'O₃. Plus encore, l'O₃ diffuse contre le courant du gaz, vers l'entrée du réacteur. Globalement, la [O₃] augmente à partir de l'axe de symétrie en se dirigeant vers la sortie du réacteur, alors qu'elle diminue en se dirigeant vers l'entrée du réacteur à partir de cet axe. L'explication serait qu'en aval de l'axe de symétrie la diffusion de l'O₃ s'effectue dans le sens de l'écoulement d'air, alors qu'en amont de cet axe la diffusion de l'O₃ s'effectue dans le sens inverse. Plus précisément, la concentration de l'O₃ ([O₃]), qui est maximale au niveau de la sortie du réacteur ($x = 5 \text{ cm}$), dont la valeur est d'environ $1,67 \cdot 10^{-7} \text{ kmol/m}^3$, commence à diminuer selon différents gradients, simultanément, suivant ox et oy jusqu'à environ $x = -3$

cm du côté de la PI et environ $x = -2,5$ cm du côté de la PS. En dehors de cet espace, la $[O_3]$ devient insignifiante.

Dans la PN, la distribution spatiale de l' O_3 est très semblable à celle de la PP (figure IV.9a).

Cependant l'intensité de la $[O_3]$ est, manifestement, plus importante dans la PN que dans la PP. En effet, à la sortie du réacteur, la $[O_3]$ est maximale et atteint environ $6,7 \cdot 10^{-5}$ kmol/m³. Puis, cette $[O_3]$ diminue progressivement en se dirigeant vers l'entrée du réacteur. L'augmentation de la production de l' O_3 dans la PN par rapport à la PP serait due, essentiellement, l'espace de distribution de la DE qui est plus important dans la PN.

Le tableau IV.1 compare les résultats des concentrations maximales des espèces chimiques produites lors de la décharge couronne dans les deux polarités (PP et PN) :

Tableau IV.1 : Comparaison, entre PN et PP, des concentrations électroniques maximales (DE) et celles des espèces neutres produites par la décharge couronne.

| DE ou espèce chimique | Polarité | Concentration maximale (kmol/m ³) | $\frac{[esp\grave{e}ce]_{maxPN}}{[esp\grave{e}ce]_{maxPP}}$ | Ordre de grandeur (PN/PP) _{max} |
|-----------------------|-----------|---|---|--|
| <i>DE</i> | <i>PP</i> | $2,11 \cdot 10^{14}$ | 1,72/2,11 | |
| | <i>PN</i> | $1,72 \cdot 10^{14}$ | | |
| <i>O</i> | <i>PP</i> | $1,0110^{-8}$ | 3,8/1, 01 > 1 | |
| | <i>PN</i> | $3,810^{-8}$ | | |
| <i>N</i> | <i>PP</i> | $1,36 \cdot 10^{-7}$ | (1,31/1,36)10 > 1 | ≈ 1 |
| | <i>PN</i> | $1,31 \cdot 10^{-6}$ | | |
| <i>O₃</i> | <i>PP</i> | $1,67 \cdot 10^{-7}$ | (6,7/1,67)10² > 1 | ≈ 3 |
| | <i>PN</i> | $6,7 \cdot 10^{-5}$ | | |

La ressemblance de l'espace de distribution de la DE, d'une part, et de l'O et N, d'autre part, dans la PP et la PN, respectivement, laisse suggérer que c'est dans cette région que se déroulent les réactions chimiques 'précurseurs' produisant l'O (R1 et R3) et N (R2 et R4).

Pour toutes les espèces chimiques, le rapport des concentrations maximales (PN/PP) est toujours supérieur à un (1) (tableau IV.1). Ceci s'effectue, par exemple, dans un ordre grandeur de trois (3) pour l' O_3 et de un (1) pour N. L'explication, même partielle, relève

L'apparition des deux tourbillons secondaires, qui sont spécifiques à la PN, et qui renforcerait la production des espèces en question. Car l'écoulement EHD subit moins d'accélération vers la PI. Ceci donnerait plus de temps aux espèces chimiques, y compris O_2 et N_2 , d'inter-réagir entre elles, de former plus d'atomes (O et N) et/ou molécules des différentes espèces et d'augmenter, ainsi, leurs productions.

Références bibliographies

Références bibliographies

- [1] R. S. SIGMOND “Toward a fundamental model for steady pointe-plane corona discharge” J. Appl. Phys., vol. 55, n°1, p150-157, Janv. 1984.
- [2] W. DEUTSH, “Über die dichtevertelung unipolar inoenstrome” Ann. Phys., vol. 408, n° 5, p588-612, 1933.
- [3] J. CHEN ET J. DAVIDSON “model of negative DC corona plasma: comparaison to the positive DC corona plasma” Plasma Chen. Plasma Process, vol. 23, n° , p 83-102, mars 2003.
- [4] K. YANALLAH, F. PONTIGA, M. R. BOUAZZA, ET J. H. Chen “ The effect of the electric wind on the spatial distribution of chemical species in the positive corona discharge” J. Phys. Appl. Phy. Vol. 50, n°33, p 375204, 2013.
- [5] M. R. BOUAZZA, K. YANALLAH, F. PONTIGA, ET J. H. CHEN, « A simplified formulation of wire-plate corona discharge in air: Application to the ion wind simulation », J. Electrostat., vol. 92, p. 54-65, avr. 2018, doi: 10.1016/j.elstat.2018.02.001.
- [6] B. A. KOZLOV ET V. I. SOLOVYOV, « Electric wind in electrode systems with corona points », Tech. Phys., vol. 52, no 7, p. 892-897, juill. 2007, doi: 10.1134/S1063784207070109.

CONCLUSION GENERALE

Il a été procédé, dans ce travail, à la comparaison de la production d’ozone lors d’une décharge électrique couronne, entre une polarité positive et une polarité négative, dans l’air à pression atmosphérique, à l’état stationnaire, dans une configuration géométrique ‘fil-plan’. Le point a été mis, plus particulièrement, sur la production d’ozone par cette décharge et sur sa répartition spatiale à 2D.

Tout d’abord, la décharge électrique couronne a été, globalement, définie et ses principales caractéristiques ont été évoquées.

Puis, nous avons pris connaissance de certaines généralités sur l’ozone, des techniques artificielles de sa production, ainsi que ses principales applications.

Ensuite, les modèles de simulation et leur couplage ont été brièvement décrits.

La présence de la force EHD fait apparaître, pour les deux polarités, deux tourbillons, globalement, symétriques par rapport à l’axe fil-plaque, qui se situent plus ou moins au niveau du milieu de la distance inter-plaques. En présence d’une faible vitesse d’entrée d’air et en présence d’une force EHD, les vitesses du gaz sont importantes (quelques mètres par secondes), et elles apparaissent dans l’espace inter-électrodes, et au niveau de la plaque inférieure grâce aux tourbillons.

En résumé :

La comparaison des résultats issus des deux polarités permettrait d’évoquer les points suivants:

-La ressemblance de la forme de l’espace de distribution de la DE, d’une part, et de celles de l’O et N, d’autre part, respectivement, dans la PP et la PN, indiquerait que c’est dans cette région que se déroulent les réactions ‘précurseurs’ donnant l’O (R1 et R3) et N (R2 et R4).

-Il existe une ressemblance entre la forme de distribution de N et celle de l’O, dans la PP et la PN. Cependant l’étendue de cet espace est plus importante pour N. Ceci s’expliquerait par le fait que N a une durée de vie plus longue que celle de l’O et, par conséquent, N peut se disperser plus que l’O

-L’augmentation de la production des espèces dans la PN par rapport à la PP serait due, essentiellement, au volume de distribution de la DE qui est plus important dans la PN, et dont l’effet est plus important que celui de la concentration de DE qui est, par contre, plus importante dans la PP.

-La naissance des tourbillons sous le fil est vraisemblablement à l’origine de la dissymétrie de distribution de l’O₃ (PP et PN) et N (PP) entre la demi partie supérieure et la demi partie inférieure de l’espace inter-plaques. Plus précisément, dans le sens de l’écoulement d’air, ces espèces sont poussées davantage par ces tourbillons vers la Pen se dirigeant vers la sortie du

CONCLUSION GENERALE

réacteur. Ceci expliquerait globalement l'augmentation de l'étendue de la concentration maximale du côté de la PS par rapport à la PI. Du côté de l'entrée du réacteur, ces tourbillons poussent les espèces en question vers l'entrée du réacteur, dans le sens inverse de l'écoulement d'air. Ceci expliquerait globalement l'augmentation de l'étendue de distribution spatiale de ces espèces du côté de la PI par rapport à la PS.

-Malgré une grande différence de production d'un produit à une autre, les concentrations des produits de réactions sont dans tous les cas plus importantes dans la PN par rapport à la PP, dont l'ordre de grandeur peut s'élever jusqu'à trois (3) pour l'O₃ et un (1) pour N.

ملخص:

في هذا العمل ، تمت المحاكاة العددية لكل من التفريغين الكهربائيين الإكليلين الموجب والسالب لتحديد إنتاج الأنواع الكيميائية ما بين قطبين 'سلك - صفيحة' بينهما هواء في حالة الاستقرار. السلك خاضع لجهد وتوزيعاتها الفضائية ذات بعدين اثنين عال (+9 كيلو فولت أو -9 كيلو فولت) ؛ و هو على مسافة 0.5 سم من الصفيحة (او اللوحة) و مواز لها. يتم وضع لوحة عازلة إضافية بالتوازي مع السلك و على بعد 0.5 سم و فوقه ، وذلك لحصر تدفق الغاز. لكل من التفريغين ، تؤخذ سرعة دخول الغاز في المفاعل على أنها 2.5 سم.

يتم محاكاة القوة الكهرو هيدرو ديناميكية التي هي مصدر التدفق الكهرو ديناميكي (او الرياح الايونية) بنموذج تحليلي مبسط. يتم حقن هذه القوة في معادلات نافيه-ستوكس لحلها باستخدام معادلات استمرارية الجسيمات المحايدة (غير المشحونة). ثم تحديد معاملات 'كسب / فقدان' الأنواع المحايدة انطلاقاً من نموذج كيميائي للبلازما الذي يعطي أهم التفاعلات التي تحدث بين الإلكترونات والذرات والجزيئات. أتاح الحل العددي لهذه المعادلات إمكانية مقارنة تأثيرات الأيونات وعلى التوزيع المكاني للجسيمات كما أظهرت نتائج المحاكاة أن تأثير دوامة (O₃ و N و O) قطبية السلك على كثافتها الاضطراب في محيط السلك على اثر التفريغ التاجي يكون أكثر أهمية في القطبية السالبة. لذلك، تختلف التوزيعات المكانية للجسيمات المحايدة وكثافتها في القطبية السالبة مقارنة بالقطبية الموجبة بعامل يختلف من نوع لآخر. بالنسبة للأوزون ، يكون التوزيع المكاني متشابهاً في كلا القطبين ، لكن الكثافة في القطبية السالبة أكبر بنحو الف مرة

الكلمات المفتاحية

التفريغ التاجي القوة الكهرو ديناميكية القطبية الموجبة القطبية السالبة نموذج المحاكاة التوزيع المكاني للجسيمات المحايدة

Abstract: In this work, positive corona and negative corona are investigated numerically to compare their respective species productions and spatial distributions in dry air, assuming a parallel wire-plate electrode configuration and a stationary discharge. The wire is subjected to high voltage (+9 kV or -9 kV) while the plate, at a distance of 0.5 cm below the wire, is grounded. An additional insulating plate, with the sole purpose of confining the flow, is situated 0.5 cm above the wire. The gas velocity at the entry of the channel is taken as $v_0 = 2.5$ cm/s, both in positive and negative corona.

The electro hydrodynamic (EHD) force, which is at the origin of the EHD flow (or ionic wind), is computed by means of a simplified analytical model previously proposed by our team. This force is used in Navier-Stokes equation, which is solved along with the continuity equations for neutral species. The gain/loss rates of neutral species, required in the continuity equations, are determined from a plasma-chemical model that includes the most important reactions between electrons, atoms and molecules. The numerical solution of these equations allows us to compare the effect of the corona wire polarity on the 2D spatial distribution of neutral species (O, N, O₃, and, NO) and their corresponding number densities (kmol/m³). The simulation results show that the effect of turbulence in the vicinity of the corona wire is greater, in intensity and extent, in the case of negative corona. Consequently, the spatial distributions of the neutral species are different, and their number densities are greater in negative corona, compared to positive corona, by a factor that varies from species to species. In the case of ozone (O₃), the spatial distribution inside the reactor is approximately similar in both coronas but, in negative corona, the concentration of ozone is around three orders of magnitude higher than that of the positive corona.

Key words: Corona discharge, force EHD, positive corona, negative corona, simulation model, neutral species spatial distribution.

Résumé: Dans ce travail, les deux décharges couronnes positive et négative ont été simulées numériquement pour déterminer les productions des espèces et leurs distributions spatiales dans l'air pour une configuration d'électrodes parallèles 'fil-plan', à l'état stationnaire. Le fil est soumis à une haute tension (+9 kV ou -9 kV) ; tandis que la plaque (ou plan) est mise à la terre, à une distance de 0,5 cm du fil. Une plaque additionnelle isolante est mise parallèlement à la première, à 0,5 cm au-dessus du fil, dont le but est de confiner l'écoulement du gaz. Pour les deux décharges, la vitesse d'entrée du gaz dans le réacteur est prise égale à 2,5 cm. La force électro hydrodynamique (EHD), qui est à l'origine de l'écoulement EHD (ou vent ionique) est simulée en utilisant un modèle analytique simplifié. Cette force est injectée dans les équations de Navier-Stokes pour les résoudre en utilisant les équations de continuité des particules neutres. Les taux de gain/perte des espèces neutres sont déterminés à partir d'un modèle chimique du plasma incluant les plus importantes réactions se produisant entre les électrons, les atomes et les molécules. La solution numérique de ces équations a permis de comparer les effets de la polarité du fil sur la distribution spatiale, à 2D, des particules neutres (O, N et O₃) et sur leurs densités (kmol/m³). Les résultats de la simulation ont montré que l'effet de la turbulence au voisinage du fil couronne est plus important dans polarité négative. Par conséquent, les distributions spatiales des particules neutres sont différentes et leurs densités sont plus importantes dans la polarité négative par rapport à la polarité positive d'un facteur qui varie d'une espèce à une autre. Pour l'ozone, la distribution spatiale est similaire dans les deux polarités, mais la densité dans la polarité négative est plus grande d'un ordre de grandeur d'environ trois.

Mots clés : Décharge couronne, force EHD, polarité positive, polarité négative, modèle de simulation, distribution des particules neutres.