

RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITÉ IBN KHALDOUN DE TIARET

DÉPARTEMENT DE GÉNIE ÉLECTRIQUE



MÉMOIRE DE FIN D'ÉTUDES

Pour L'obtention du Diplôme de Master

Domaine : Science et Technologie

Filière : Génie Électrique

Spécialité : Réseaux Électriques

THÈME

Contribution à l'étude des Décharges Plasmas à Barrière Diélectrique

Préparé par :

Mr.: BOUMAZA ABDELKADER

Mr : BOUMEIENE YOUCEF

Soutenu publiquement devant le jury composé de :

Nom Prénoms	Grade	Qualité
Mr, A.BOUAZZA	MC « A » : Université de Tiaret	Président
M ^{me} . M. BEDOUI	MA « A » : Université de Tiaret	Rapporteur
Mr, A. MOKHTARI	MA « A » : Université de Tiaret	Examineur
M ^{me} , A. BEKAOUAL	MA « A » : Université de Tiaret	Examineur

PROMOTION : 2019 - 2020

Remerciements

En premier lieu, nous tenons à remercier Allah, qui nous a donné la force pour accomplir ce travail.

Nous remercions en deuxième lieu notre promoteur Madame M. BEDOUI, et à tous nos enseignants qui nous ont suivis depuis la maternelle à ce jour.

Nous tenons particulièrement à remercier Monsieur A. BOUAZZA, qui m'a fait l'honneur de présider le jury de mémoire.

Nous tenons à remercier aussi Monsieur A. MOKHTARI, pour m'avoir fait l'honneur d'examiner ce travail.

Nous tenons également à remercier aussi Madame A. BEKAOUAL, pour m'avoir fait l'honneur d'examiner ce travail.

Merci à tous pour le temps consacré à la lecture de ce document et les améliorations suggérées .Nous profitons de cette page pour remercier les enseignants du Département de Génie électrique.

Nos derniers remerciements et ce ne sont pas les moindres, vont à tous ceux qui ont participé de près ou de loin pour l'aboutissement de ce travail spécialement.

*Boumaza Abdelkader
&
Boumediene Youcef*



Dédicaces

Je dédie ce modeste travail à :

Mes très chers, respectueux et magnifiques parents qui m'ont soutenu tout au long de ma vie.

Ma fiancée Hanane.

Mes chers frères.

Mes chères sœurs.

Mon collègue Youcef,

Mes collègues Sihem, Abir, Nacera, Lamia.

Mes cousins et cousines.

Toute personnes qui m'ont encouragé ou aidé au long de mes études.

Boumaza Abdelkader

Dédicaces

Il est naturel que ma pensée la plus forte aille vers ma mère, à qui je dois la vie et une part de ma personnalité. « Que ALLAH protège Incha-allah »
Ce travail est dédié à mon père, que j'ai tant aimé qu'il assiste à ma soutenance mais le bon Dieu a voulu ainsi...j'espère qu'il apprécie cet humble geste comme preuve de reconnaissance de la part de son fils qui a toujours prié pour le salut de son âme. Puisse Dieu, le tout puissant, l'avoir en sa sainte miséricorde.

Je dédie ce travail :

À ma mère qui m'a toujours soutenu et encouragé dans mes études et à ma belle-famille.

À mes frères et sœurs.

À mes tantes, oncles, cousins et cousines.

À mes collègues Abdelkader, Sihem, Abir, Lamia.

A tous mes amis.

Boumediene Youcef

Liste des abréviations

Abréviations	Significations
i_0	Le courant cathodique
$I(x)$	Le courant électrique
$I(0)$	Le courant initial à la cathode
I ion	Courant des ions
$V_g(t)$	Tension gaz hélium
$V_g(t)$	Tension Alternatif Appliquer
$V_d(t)$	Tension mémoire
w	Pulsation
$\vec{\nabla}$	Operateur Nabla
f_i	Fréquence des ions
f_e	Fréquence des électrons
ϵ_0	Permittivité du vide
n_i	Nombre des ions
n_e	Nombre des électrons
e	Charge d'électron
n	La densité de particules.
$n\vec{u}$	Le flux macroscopique de particules.
\vec{S}	Terme de collision
\vec{Q}	Flux de chaleur
\vec{V}	La vitesse du gaz porteur
\vec{S}_e	Énergie moyenne d'électron
$\vec{\Gamma}_e$	Énergie moyenne de flux
\vec{S}_e	Energie d'électron totale dans le collision
μ_e	Mobilité d'électron
\vec{D}_e	Coefficient de diffusion pour l'électron
V	Le potentiel électrostatique

q	Charge d'électron
\vec{E}_1	Champ électrique dans le gaz diélectrique
$\vec{V}_{e,th}$	Vitesse thermique d'électron
K	Constante de Boltzmann
m_e	Masse d'électron
γ_p	Le coefficient de l'émission secondaire
ε_r	Permittivité diélectrique

« ----- »

Liste des Figures

Chapitre I

Fig.I.1 :	Représentation schématique des quatre états de la matière.	3
Fig.I.2 :	Schéma de la différence entre un gaz neutre et un plasma	4
Fig.I.3 :	Différentes géométries d'électrodes pour les décharges DBD	7
Fig.I.4 :	Configuration d'une Décharge à Barrière Diélectrique	8
Fig.I.5 :	Photographie d'une DBD filamentaire dans l'air (vue latérale)	9
Fig.I.6 :	Photographie d'une décharge DBD filamentaire vue de dessus	9
Fig.I.7 :	Schéma représentant le principe du mécanisme de claquage de Townsend.	10
Fig.I.8 :	Photographie d'une décharge de Townsend dans l'azote.	11
Fig.I.9 :	Schéma de principe d'un ozoniseur utilisé dans le traitement d'eau.	12
Fig.I.10 :	Utilisation d'une DBD dans le traitement surfacique de plastiques	13
Fig.I.11 :	Lampe plane sans mercure.	14

Chapitre II

Fig.II.1 :	Schéma d'un modèle complet de réacteur.	17.
-------------------	--	-----

Chapitre III

Fig.III.1 :	Modèle (a) 2D et (b) 3D de la DBD.	30
Fig.III.2 :	Évolution temporelle du courant de décharge pendant deux cycles de la tension appliquée dans l'Hélium.	32
Fig.III.3 :	Évolution temporelle du courant de décharge pendant deux cycles de la tension appliquée dans l'Argon.	32
Fig.III.4 :	Évolution temporelle du courant de décharge pendant deux cycles de la tension appliquée dans l'Azote.	33
Fig.III.5 :	Évolution temporelle de la densité électronique, pour un plasma DBD d'hélium, pour $V_0 = 800V$, $f = 200Hz$ et un espace gaz de 1 mm d'épaisseur.	34
Fig.III.6 :	Évolution temporelle de la densité électronique, pour un plasma DBD d'argon, pour $V_0 = 800V$, $f = 200Hz$ et un espace gaz de 1 mm d'épaisseur.	34

Fig.III.7 : Évolution temporelle de la densité électronique, pour un plasma DBD d'azote, pour $V_0 = 6000V$, $f = 200$ Hz et un espace gaz de 1 mm d'épaisseur..... 35

Fig.III.8 : Évolution spatiale de la densité électronique, pour un plasma DBD d'hélium, pour $V_0 = 800$ V, $f = 200$ Hz et un espace plasma de 1 mm d'épaisseur, à différents instants. 36

Fig.III.9 : Evolution spatiale de la densité électronique, pour un plasma DBD d'argon, pour $V_0 = 800$ V, $f = 200$ Hz et un espace plasma de 1 mm d'épaisseur, à différents instants. 37

Fig.III.10 : Évolution spatiale de la densité électronique, pour un plasma DBD d'azote, pour $V_0 = 6000$ V, $f = 200$ Hz et un espace plasma de 1 mm d'épaisseur, à différents instants. 37

Fig.III.11 : Variation spatiotemporelle du champ électrique pour une DBD dans l'hélium. .. 38

Fig.III.12 : Variation spatiotemporelle du champ électrique pour une DBD dans l'argon. 39

Fig.III.13 : Variation spatiotemporelle du champ électrique pour une DBD dans l'azote.. 39

« ----- »

Liste des Tableaux

Chapitre II

Tableau II.1 : Processus de collision importants dans la décharge d'Hélium	26
Tableau II.2 : Processus de collision importants dans la décharge d'Argon	27
Tableau II.3 : Processus de collision importants dans la décharge d'Azote.....	27
Tableau II.4 : Réaction de la surface d'Hélium.	27
Tableau II.5 : Réaction de la surface d'Argon	27
Tableau II.6 : Réaction de la surface d'Azote.....	27

Chapitre III

Tableau.III.1 Paramètres de simulation de l'Hélium	30
Tableau.III.2 : Paramètres de simulation de l'Argon	31
Tableau.III.3 : Paramètres de simulation de l'Azote	31

« ----- »

Sommaire

Introduction générale	1
Chapitre I : Principes Fondamentaux et Synthèse Bibliographique	
I.1 Introduction	3
I.2 Aperçu sur les Plasmas	3
I.2.1 Définitions des plasmas	3
I.2.2 Constituants d'un Plasma	4
I.2.2.1 Les Électrons	5
I.2.2.2 Les Ions	5
I.2.2.3 Les Neutres	5
I.2.2.4 Les Espèces Excitées	5
I.2.2.5 Les Fragments Moléculaires	6
I.2.2.6 Les Photons	6
I.3 Décharges à Barrière Diélectrique	6
I.3.1 Définition de la Décharge à Barrière Diélectrique	6
I.3.2 Principe de Fonctionnement d'une Décharge à Barrière Diélectrique.....	7
I.3.3 Différents Régimes de Fonctionnement d'une DBD	8
I.3.3.1 Régime Filamentaire d'une DBD	8
I.3.3.2 Régime Homogènes d'une DBD	9
I.4 Applications Actuelles des Plasmas DBD	11
I.4.1 Domaines Industrielle	11
I.4.1.1 Production d'Ozone	11
I.4.1.2 Traitement des Gaz	12
I.4.1.3 Traitement de Surfaces	12
I.4.1.4 Écrans à Plasma	13
I.4.1.5 Lampes à Excimères	14
I.4.2 Domaine Médical	14
I.5 Conclusion	15
Chapitre II : Modèle Numérique et Systèmes D'équations	
II.1 Introduction	16
II.2 Modèles Électriques	17
II.3 Modèles microscopiques	18
II.3.1 Résolution directe de l'équation de Boltzmann	18
II.3.2 Modèles particuliers	19

II.3.3	Modèles fluides	20
II.3.3.1	Modèle D'ordre Zéro	20
II.3.3.2	Modèle D'ordre Un.....	21
II.3.3.3	Modèle d'ordre Deux.....	22
II.4	Modèle à deux populations d'électrons	23
II.5	Model hybride Monte-Carlo.....	23
II.6	Modèle Chimique et Thermique.....	23
II.6.1	Modèle Chimique	23
II.6.2	Modèle thermique ou hydrodynamique	24
II.7	Modèle Mathématique Étudié	25
II.8	Le modèle cinétique pris en considération	26
II.9	Conclusion.....	28
Chapitre III : Étude de la Décharge Plasma à Barrière Diélectrique		
III.1	Introduction	29
III.2	Géométrie Étudiée pour la DBD.....	29
III.3	Conditions Initiales	30
III.4	Résultats de la modélisation 2D d'une DBD à Pression Atmosphérique	30
III.4.1	Résultats de la simulation et discussion	30
III.5	Conclusion	40
Conclusion Générale		41
Références bibliographiques		
Résumé		

Introduction Générale

Introduction générale

La physique des plasmas hors équilibre à la pression atmosphérique représente la partie essentielle à l'étude d'une décharge à barrière diélectrique, elle est actuellement l'objet de nombreux travaux de recherche ; c'est un domaine en plein essor. Différents types de plasmas, présentant des caractéristiques très différentes, peuvent être générés à la pression atmosphérique en changeant simplement la forme de l'excitation électrique, la géométrie du réacteur ou celle des électrodes. A l'heure actuelle, les décharges à barrière diélectrique, les torches micro-ondes et les micro-décharges sont les plus étudiées à travers le monde.

Les décharges à barrière diélectrique (DBD) sont connues depuis plus d'un siècle, et les premières expériences avec ces décharges ont été rapportées par Siemens [1]. Le champ d'applications de ce procédé est très large: génération d'ozone, activation et traitement de surface, laser CO₂, exci-lampes (lampe à excimères), depuis une dizaine d'années dans les écrans plats à plasma, etc., et touche de nombreux domaines industriels : électronique, textile, emballage, automobile.

Le terme « décharge électrique » englobe l'ensemble des phénomènes physico-chimiques qui permettent de transférer de l'énergie d'une source extérieure (électrique et/ou magnétique) vers un gaz pour le rendre conducteur. Le principe est simple. Un isolant électrique solide est mis entre les électrodes, dans le passage du courant, de telle façon que la tension appliquée sur les électrodes se répartisse entre le diélectrique solide et le gaz. Ainsi, lorsque le gaz devient conducteur, l'isolant solide se charge, la tension à ses bornes augmente, celle appliquée sur le gaz diminue ce qui induit l'extinction de la décharge avant que le niveau d'ionisation du gaz soit suffisant pour induire le passage à l'arc.

L'étude des décharges DBD, aussi bien d'un point de vue expérimental que numérique, a pour objectif de mieux comprendre les phénomènes de base pour connaître les propriétés physiques et électriques du plasma ainsi que les différents régimes de décharges observables (filamentaire, luminescent, Townsend) ; pour ensuite essayer de prédire par le calcul basé sur un modèle de décharge les conditions optimales de fonctionnement de la décharge en vue de telle ou telle application.

Alors la modélisation numérique peut être un outil très important entre les mains des scientifiques et chercheurs pour comprendre, optimiser et approfondir ou élargir l'étude des différents phénomènes physiques qui sont complémentaires aux expériences.

De plus, lorsque l'expérience à mettre en place est lourde financièrement et/ou matériellement, une étude numérique peut lui être substituée.

L'étude décrite dans ce mémoire présente un objectif qui est la modélisation par l'utilisation du logiciel COMSOL Multiphysics de la décharge DBD pour décrire les propriétés (densités de charge et le champ électrique) et les caractéristiques électriques à pression atmosphérique.

Le manuscrit de ce mémoire est structuré en trois chapitres :

Le premier chapitre sera consacré à la présentation d'une synthèse bibliographique sur les différentes notions de base sur la décharge plasma et plus particulièrement la décharge plasma à barrière diélectrique pour la description des différents mécanismes de création des plasmas froids à pression atmosphérique. Leur principe de fonctionnement, les différents régimes caractérisant les DBD et domaines d'applications industrielles seront rapportés.

Le deuxième chapitre est consacré à la décharge électrique de façon générale, en décrivant les différentes équations régissant la décharge plasma à barrière diélectrique, particulièrement, les trois premiers moments de l'équation de Boltzmann couplés à l'équation de Poisson.

Le troisième chapitre sera consacré à la présentation des résultats de la simulation bidimensionnelle de la décharge DBD dans le cas de l'hélium, de l'argon et de l'azote simulé à l'aide du logiciel COMSOL, ainsi que les conditions initiales appliquées à la simulation pour un plasma généré par une tension d'alimentation de forme sinusoïdale et créé à pression atmosphérique.

Enfin, une conclusion générale fera la synthèse des principaux résultats obtenus.

« ----- »

Chapitre I :
*Principes Fondamentaux et Synthèse
Bibliographique*

I.1 Introduction

Dans ce premier chapitre, nous essayons de faire une synthèse bibliographique sur les différentes notions de base sur la décharge plasma et plus particulièrement la décharge plasma à barrière diélectrique. Nous consacrerons la première partie de ce chapitre à la définition succincte de la physique des plasmas et leurs propriétés ainsi qu'à la description des différents mécanismes de création des plasmas froids à pression atmosphérique.

Dans la seconde partie, nous ferons, dans un premier temps, une description détaillée des décharges plasmas à barrière diélectrique (DBD) créées à pression atmosphérique par la présentation de leur principe de fonctionnement, leurs caractéristiques ainsi que les différents régimes de DBD. Nous terminerons le chapitre par une brève étude bibliographique concernant les différents domaines d'applications industrielles des plasmas par DBD.

I.2 Aperçu sur les Plasmas

I.2.1 Définitions des plasmas

Le terme "plasma", introduit en physique en 1928 par le physicien Langmuir, désigne un gaz ionisé électriquement neutre. Le plasma constitue le quatrième état de la matière après l'état solide, l'état liquide et l'état gazeux. A l'état solide, les molécules sont rapprochées les unes des autres ce qui donne au solide son caractère indéformable. Si on fournit de l'énergie, sous forme de chaleur par exemple, les molécules tentent de s'éloigner les unes des autres sans adopter de forme propre ; c'est l'état liquide. Si la chaleur augmente encore, le liquide se transforme en gaz et un gaz surchauffé forme un plasma, 4ème état de la matière où les électrons sont excités ou arrachés des atomes [2]. L'ensemble des états cités est illustré sur la figure (I.1).

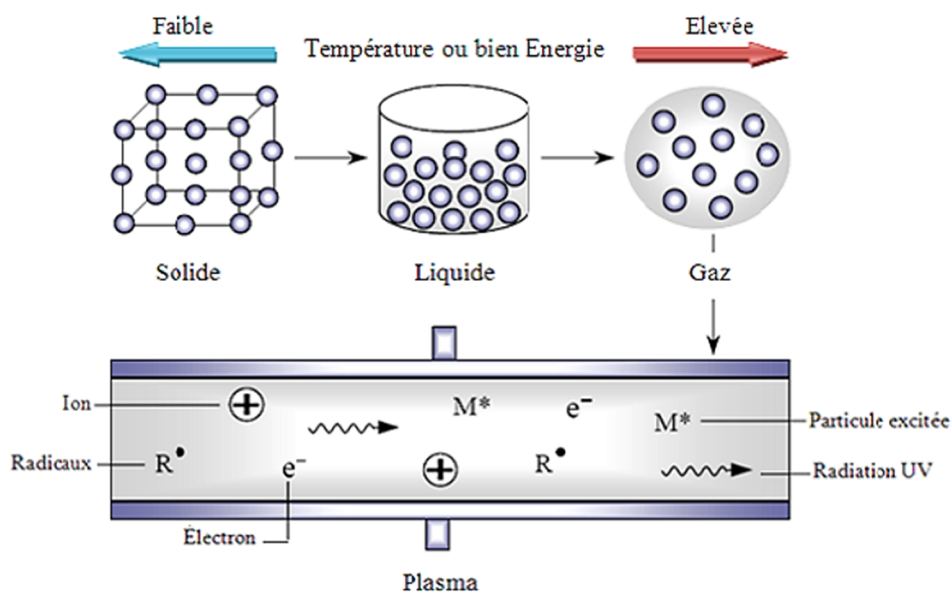


Fig.I.1 : Représentation schématique des quatre états de la matière. [2]

Le plasma est le quatrième état de la matière formant 99% de l'univers. Il se trouve dans la nature dans les nébuleuses, dans le nuage d'hydrogène composant le milieu interstellaire, dans les étoiles (cœur de l'étoile siège de réactions de fusion nucléaires) et dans l'environnement terrestre. Le plasma peut être créé artificiellement dans les laboratoires tels que les décharges plasmas électriques dans les tubes fluorescents et les plasmas de fusion dans les tokamaks. Par ailleurs, La physique des plasmas est développée en intégrant toutes les avancées de la physique moderne. Cette technologie peut être utilisée pour de nombreuses applications telles que les lampes à néon, les écrans plasmas ainsi que la gravure ou le dépôt par plasma en microélectronique où plus de 50% des étapes de fabrication des microprocesseurs utilisent les plasmas, mais aussi dans de nombreuses nouvelles technologies de traitement de surfaces comme l'implantation ionique [3].

Le procédé de création de plasma est basé sur l'injection d'un gaz « plasma gène » dans une enceinte sous vide partiel ou à pression atmosphérique. Une source électrique est appliquée pour produire notamment l'ionisation du gaz plasmagène. Le champ électrique agit directement sur les particules chargées (les électrons et les ions) où l'énergie injectée est transférée principalement aux électrons, qui participent à la formation d'espèces actives par processus d'ionisation, d'attachement, de recombinaison mais aussi d'excitation et de dissociation du gaz. Les interactions dans le plasma créent un comportement collectif, (figure I.2), qui n'existe pas dans les gaz neutres et procurent au plasma des propriétés uniques [4].

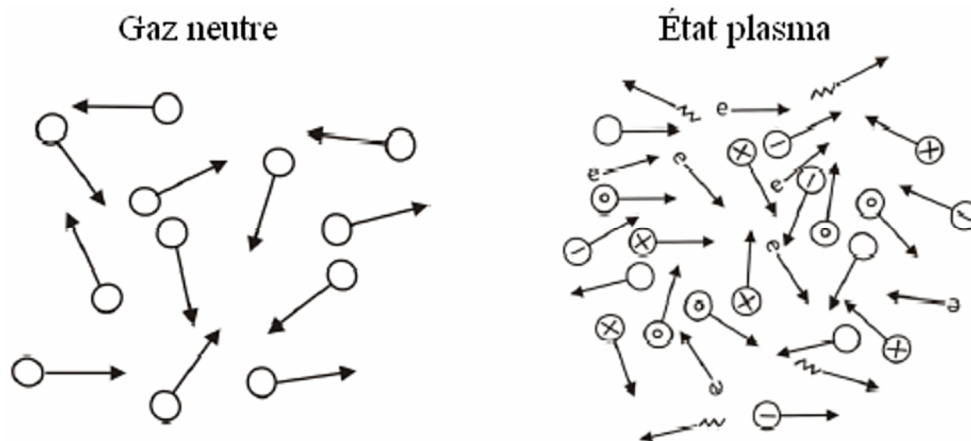


Fig.I.2 : Schéma de la différence entre un gaz neutre et un plasma [3].

I.2.2 Constituants d'un Plasma

Un plasma est constitué de particules neutres (atomes, radicaux libres), d'ions positifs ou négatifs, d'électrons et des photons. Il peut aussi contenir des atomes (ou molécules) dits « excités », dans lesquels les électrons restent liés au noyau, mais sont portés à des états d'énergie potentielle élevés. Leur désexcitation s'effectue avec émission de photons.

Cela permet à ce gaz d'être émetteur de lumière. Un plasma peut être qualifié comme un milieu gazeux partiellement ou totalement ionisé et macroscopiquement neutre selon que les charges positives et négatives s'équilibrent entre elles ou pas. Du fait de la présence de particules chargées libres, le plasma est un conducteur électrique. Les constituants d'un plasma sont différents par leurs masses et leurs charges [5], on distingue :

I.2.2.1 Les Électrons

Les électrons sont les particules les plus énergétiques et rapides dans un plasma à cause de leur faible masse. Le mouvement, la vitesse et l'énergie des électrons dans un réacteur plasma dépendent de la nature du gaz plasmagène, de la pression et de la source d'excitation de la décharge. Les électrons représentent le véritable moteur des décharges électriques. Ils sont responsables des principales réactions produites dans le plasma. A haute fréquence les électrons répandent aux perturbations électriques sur des échelles de temps beaucoup plus courtes, contrairement aux ions [5].

I.2.2.2 Les Ions

A l'inverse des électrons, les espèces ioniques dans un plasma sont très variées. Lorsque la décharge électrique est très puissante, les ions sont en général de composition chimique simple mais peuvent être multichargés. Par contre dans les décharges traditionnelles (faible puissance), les ions sont en général une fois chargés. Les ions existent principalement sous forme d'ions positifs, mais il n'est pas exclu la présence d'ions négatifs dans le cas de gaz électronégatifs (oxygène, halogène). A cause de leur importante masse et leur faible mobilité, leur comportement est très différent de celui des électrons. Il dépend de la fréquence du champ électrique d'entretien, de la décharge et de la densité électronique. Dans un plasma froid, la concentration des ions est environ 10⁴ fois plus faible que celle des neutres [5].

I.2.2.3 Les Neutres

Les neutres sont les espèces majoritaires dans un plasma, ils sont responsables de la formation des dépôts solides. Les collisions électron- neutre dans plasma peuvent produire des ions, des radicaux ou des espèces excitées. Les neutres peuvent être soit dans l'état fondamental, ou dans une série d'états excités, leur désexcitation produit des photons [5].

I.2.2.4 Les Espèces Excitées

Les espèces monoatomiques peuvent exister dans des états électroniques radiatifs ou métastables. Les états radiatifs se désexcitent vers l'état fondamental par émission de photons ultraviolets ou visibles et les états métastables ne se désexcitent que lors des collisions avec les parois ou d'autres particules.

Les espèces multi-atomiques occupent des états vibrationnels ou rotationnels, car leur degré de liberté est plus élevé [5].

I.2.2.5 Les Fragments Moléculaires

Un plasma contient un grand nombre de fragments moléculaires qui peuvent être des atomes simples ou d'édifices moléculaires plus complexes, parmi lesquels on reconnaît les radicaux de la chimie traditionnelle (CH₃, CH₂, CH) [5].

I.2.2.6 Les Photons

Le photon particule élémentaire, de masse et de charge nulle, le photon est l'aspect corpusculaire de la lumière dans un plasma. Les plasmas sont des sources abondantes de photons émis par la désexcitation des états électroniques. Ces photons sont caractérisés par des longueurs d'ondes (ou fréquences) dépendant des espèces émissives. Ils sont donc porteurs d'information sur la composition du plasma (spectroscopie d'émission optique). La quantité de photons émis par le plasma peut représenter une part notable de l'énergie dissipée dans la décharge [5].

I.3 Décharges à Barrière Diélectrique

Comme le travail développé dans le cadre de ce mémoire ayant pour objectif la simulation et la caractérisation de décharges à barrière diélectrique, nous essayons de présenter, dans cette section, les principaux types des plasmas DBD considérés par cette étude. Nous donnerons les différentes configurations possibles et nous décrirons les principes et les phénomènes mis en jeu pour le fonctionnement de ce type de décharge.

I.3.1 Définition de la Décharge à Barrière Diélectrique

La décharge à barrière diélectrique (aussi connu sous le nom de décharge contrôlée par barrière diélectrique, ou DBD) est une décharge électrique créée entre deux électrodes séparées par un matériau diélectrique. De manière générale, la décharge est créée à l'aide d'un courant alternatif appliqué aux bornes des électrodes [6].

Les DBD concilient une simplicité de mise en œuvre et d'utilisation avec les propriétés d'un plasma hors équilibre. En travaillant à la pression atmosphérique, il est possible d'effectuer des traitements à grande échelle, économiques et compatibles avec une production en ligne. Les plasmas hors équilibre, que l'on rencontre généralement dans les procédés plasma sous vide, permettent un traitement de surface sans altérer le matériau et sa surface grâce à une température de gaz comparable à la température ambiante. De plus, l'utilisation de la barrière diélectrique homogénéise la répartition des charges en surface des électrodes et empêche toute transition à l'arc et tout échauffement local important.

Ce procédé permet donc le traitement de films polymères tels que le polyéthylène (PE) ou le polyéthylène téréphtalate (PET) sans risque d'altération (trou, échauffement, etc.). L'exploration, dans le cadre du présent travail, d'une nouvelle gamme de pressions allant de 10 à 1000 mbar pour ce procédé offre une ouverture vers de nouvelles applications [6].

Des différences de potentiel de l'ordre de la dizaine de kV sont nécessaires pour créer une décharge pour un espace inter-électrodes de quelques mm. Les DBD fonctionnent de façon optimale dans la gamme des fréquences allant de 50 Hz à 10 MHz [3,6]. Il existe plusieurs configurations géométriques des électrodes dans ce type de décharge. Plan-plan, pointe-plan, multipoints-plan, lame-cylindre, fil-cylindre et cylindre-cylindre comme indiqué sur la Figure (I-3).[7]

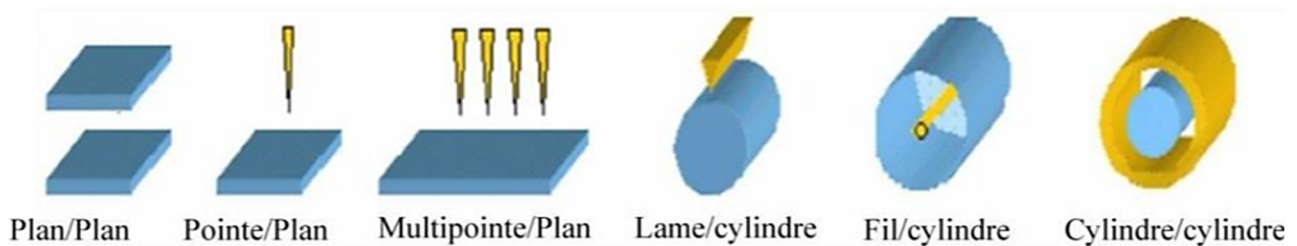


Fig.I.3 : Différentes géométries d'électrodes pour les décharges DBD [8].

I.3.2 Principe de Fonctionnement d'une Décharge à Barrière Diélectrique

Une DBD est une source de plasma froid hors équilibre caractérisée par la présence d'au moins un diélectrique entre les deux électrodes métalliques (Figure I.4). En l'absence de barrière diélectrique, l'établissement d'un canal conducteur entre les deux électrodes métalliques peut conduire à la formation d'un arc, d'où l'utilisation de celle-ci ; en contre parti, cela impose l'utilisation d'une source électrique alternative.

La DBD peut instinctivement être vue comme un condensateur avec diélectriques. Normalement dans un condensateur, si l'on applique une trop grande différence de potentiel, on peut atteindre la tension de claquage. Lorsqu'on atteint cette tension entre deux électrodes simples, un arc électrique se crée entre elles. Cet arc est dû à une concentration de charges; localisés en un endroit de la surface d'une électrode, d'une manière analogue à la formation d'orage. Comme dans la plupart des cas en laboratoire des tensions alternatives sont utilisées, l'éclair se répète des milliers de fois au même endroit puisque les charges ont été concentrées lors de la première décharge. Un canal de décharge serait alors formé et le plasma se situerait principalement près de l'éclair. L'effet des diélectriques est de répartir les charges accumulées uniformément sur leur surface.

De plus, en accumulant les charges à leurs surfaces, le diélectrique aide à créer un champ électrique inverse au champ électrique appliqué aux bornes des électrodes. Cette dernière propriété cause un arrêt de la décharge avant le passage à l'arc à la tension prévue par la loi de Paschen. Au lieu d'avoir une décharge très énergétique, on aura une décharge stable et répartie sur la surface totale des électrodes cachées par les diélectriques [4].

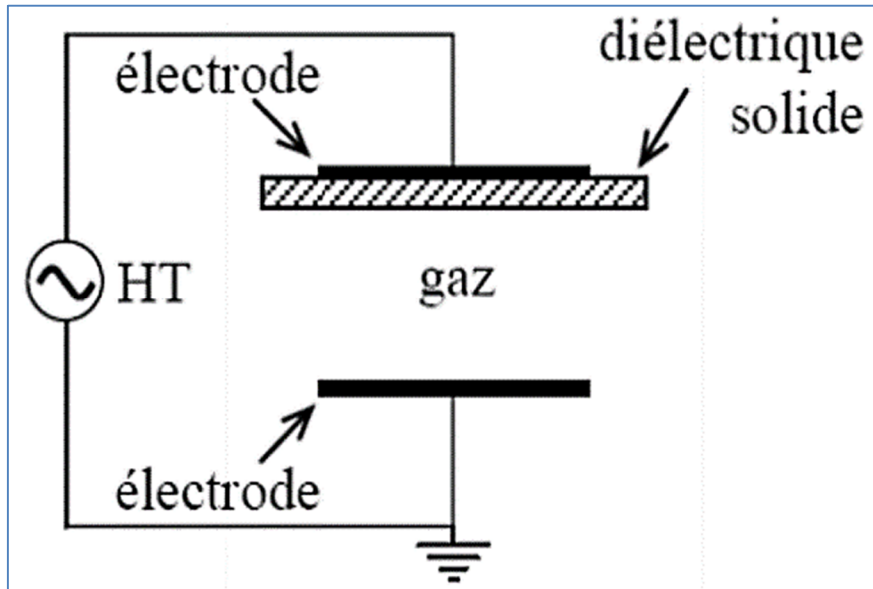


Fig.I.4 : Configuration d'une Décharge à Barrière Diélectrique. [9]

I.3.3 Différents Régimes de Fonctionnement d'une DBD

Dans cette section, nous présentons les principales caractéristiques des régimes de décharge à barrière diélectrique basées sur le type de claquage du gaz. Pour une DBD on peut distinguer deux grandes familles de claquage, selon leurs mécanismes: les décharges filamenteuses «claquage de streamer» et les décharges homogènes « claquage de Townsend ».

Ces différents régimes sont influencés par plusieurs paramètres, comme ; la pression, la fréquence, la tension appliquée, la distance inter-électrodes et la nature du gaz.

I.3.3.1 Régime Filamentaire d'une DBD

Le régime de décharge généralement observé dans le cas des DBD à pression atmosphérique est le régime filamentaire [8], dans le cas d'une DBD réalisée dans une configuration plan-plan, le principe de fonctionnement précédemment décrit se traduit par une multitude de micro-décharges se répartissant aléatoirement sur la surface des électrodes. Ce comportement peut être mis en évidence par des photographies rapides avec des temps de pose très courts. Les Figure I.5et I.6 présentent des exemples de photographies d'une décharge filamentaire vue de côté et vue de dessus en utilisant un ensemble (diélectrique + électrode) transparent [10].

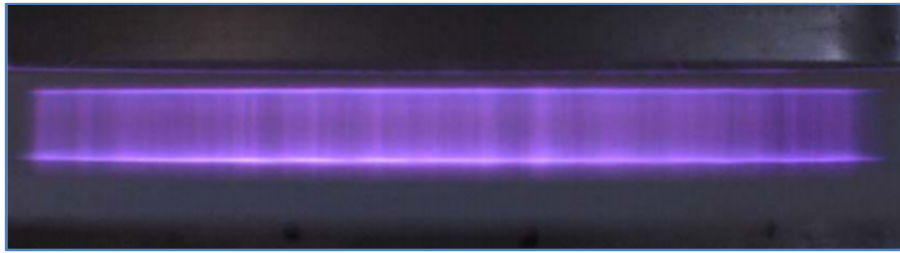


Fig.I.5 : Photographie d'une DBD filamentaire dans l'air (vue latérale) [11]

Dans ce mode de décharge, la formation du plasma se fait sous la forme d'une multitude de canaux appelés micro-décharges (ou « streamers »), indépendantes les unes des autres et distribuées aléatoirement dans le temps et l'espace. Cependant, pour un temps suffisamment long, toute la surface des électrodes est atteinte par des micro-décharges [11] (figure I.6). Ces micros décharges possèdent des caractéristiques singulières qui ne peuvent pas être expliquées par les théories classiques basées sur les mécanismes de Townsend.

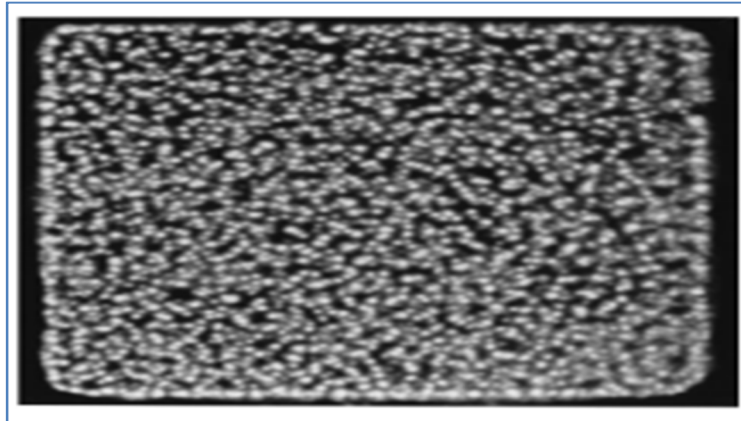


Fig.I.6 : Photographie d'une décharge DBD filamentaire vue de dessus [12].

I.3.3.2 Régime Homogène d'une DBD

Généralement les plasmas DBD créés à la pression atmosphérique ne sont pas homogènes et opèrent en mode filamentaire. Cependant, sous certaines conditions très particulières (nature du gaz, type de l'alimentation électrique et ou du diélectrique), il est possible d'avoir une décharge homogène à la pression atmosphérique dans différents gaz recouvrant l'intégralité de la surface des électrodes comme par exemple l'argon, l'azote ou encore l'air. Les décharges homogènes regroupent deux régimes de décharge différents : le régime de « Townsend » et le régime « luminescent » habituellement rencontré à basse pression ou observé dans les gaz rares (comme les décharges que nous trouvons dans les tubes à néon ou tubes fluorescents). Toutefois, quel que soit le régime de décharge, son initiation reste la même.

Contrairement à la décharge filamentaire, le mécanisme de claquage d'une décharge homogène est de type Townsend, c'est à dire contrôlée par l'émission électronique secondaire à la cathode sous l'effet du bombardement ionique et des états excités métastables [12]. Le principe du mécanisme de claquage de Townsend est basé sur la création d'une avalanche électronique sous un champ électrique E plus faible que pour une décharge filamentaire. Ceci nécessite au départ la présence d'un grand nombre d'électrons « germes » dans la zone de décharge. L'accélération de ces électrons sous l'effet du champ électrique leur fait acquérir une énergie pouvant être suffisante pour ioniser des espèces neutres du gaz par collision, les électrons résultant de cette réaction sont alors à nouveau accélérés et entrent à leur tour en collision avec d'autres espèces et ainsi de suite (premier processus d'ionisation). On a alors une avalanche électronique (dite primaire) décrite par le coefficient de Townsend α . En même temps, les ions créés par l'avalanche électronique sont à leur tour accélérés dans le sens opposé et ainsi attirés vers la cathode (figure I.7) ;

Ils peuvent lors de leurs collisions sur la cathode éjecter de celle-ci des électrons, appelés électrons secondaires. La probabilité de cette émission est appelée coefficient d'émission secondaire [13].

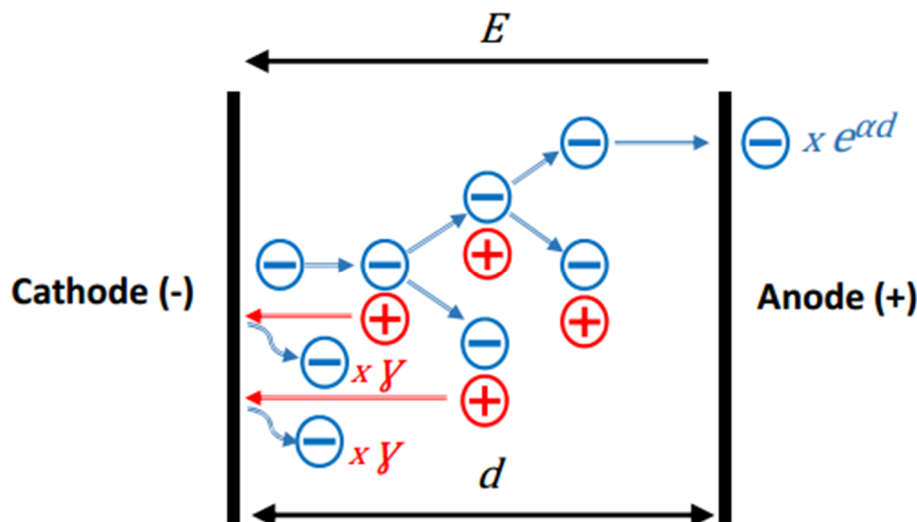


Fig.I.7 : Schéma représentant le principe du mécanisme de claquage de Townsend. [14]

Pour maintenir la décharge sous la forme homogène, le processus d'émission cathodique des électrons doit permettre la création de suffisamment d'électrons afin d'amorcer de nouvelles avalanches. La décharge est ainsi auto entretenue par l'émission secondaire de la cathode. Figure I.8 présente un exemple d'une décharge de Townsend dans l'azote montrant une répartition de façon homogène de la décharge sur la surface des électrodes.



Fig.I.8 : Photographie d'une décharge de Townsend dans l'azote. [14]

I.4 Applications Actuelles des Plasmas DBD

Dans cette section, nous traitons le cas particulier des plasmas DBD à pression atmosphérique qui sont de plus en plus adoptés à diverses applications en raison de leurs propriétés physiques et chimiques. Parmi ces propriétés nous citons : le claquage du gaz qui conduit à la génération d'une décharge électrique et la création d'espèces chimiquement actives tels les électrons, les ions, les métastables, les radicaux libres et les espèces excitées qui entrent en contact direct avec les objets placés entre les électrodes et conduisent à des modifications dans leur propriétés de surface. La grande diversité d'applications offertes par les plasmas DBD est un point motivant, qui peut être appliqué dans différents Domaines.

I.4.1 Domaines Industrielle

Les DBD à la pression atmosphérique ont de multiples applications, que ce soit dans le domaine de la chimie des plasmas, de l'éclairage ou du traitement de surface.

Elles sont couramment utilisées en raison de leur simplicité de mise en œuvre à l'échelle industrielle. Cette simplicité est liée en grande partie au fait qu'un dispositif de vide n'est pas nécessaire.

I.4.1.1 Production d'Ozone

Les premières expériences utilisant des décharges à barrières diélectriques à pression atmosphérique furent réalisées par Siemens, en 1857, qui obtint ainsi la première synthèse de l'ozone dans l'air à partir d'une DBD largement utilisés de nos jours.

L'ozone sert essentiellement au traitement de l'eau, en éliminant les bactéries, les virus et les odeurs désagréables. La production d'ozone « O₃ » à pression atmosphérique, est réalisée à partir de l'air ($\sim 4N_2 + O_2$), de l'oxygène (moléculaire à son état fondamental) « O₂ », ou d'autres mélanges gazeux composés d'oxygène et d'azote « N₂ » (moléculaire à son état fondamental) [15].

La (figure I.9) présente le schéma de principe d'un ozoniseur alimenté en oxygène. Ici la DBD est constituée de deux barrières diélectriques coaxiales, la décharge est effectuée dans le volume par lequel le gaz circule. Le courant électrique va convertir une partie du gaz entrant en ozone.

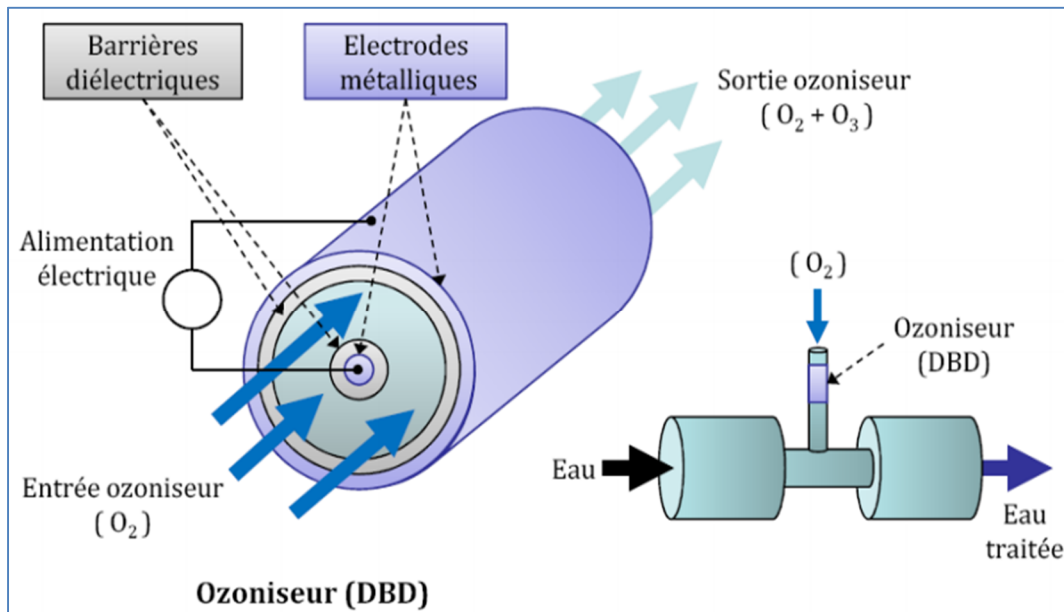


Fig.I.9 : Schéma de principe d'un ozoniseur utilisé dans le traitement d'eau. [15]

I.4.1.2 Traitement des Gaz

La configuration de DBD mise au point pour la production d'ozone, est également appliquée à la décomposition des gaz toxiques (entrant dans « l'ozoniseur » au lieu de l'oxygène) comme sulfure d'Hydrogène H₂S, par des collisions avec : des électrons, des radicaux, des ions ou des photons (rayonnement UV). [9]



Aujourd'hui, la DBD est objet d'étude dans la destruction des gaz d'échappement toxiques, comme le monoxyde de carbone CO, les oxydes d'azote NO_x et dans la réduction des émissions à effet de serre, comme le dioxyde de carbone CO₂, responsables du réchauffement de la planète.[16]

I.4.1.3 Traitement de Surfaces

Grâce à la caractéristique « homogène » des DBD, elles sont utilisées dans la modification de surfaces ; un exemple est le traitement des plastiques, pour leur permettre de coller facilement ou d'être réceptifs à l'encre d'impression. La DBD peut être facilement introduite dans le processus industriel de production de papier, en effectuant la décharge entre un rouleau qui fait tourner le papier et une électrode (parfois plusieurs) recouverte par un diélectrique, comme montre la figure I-10.

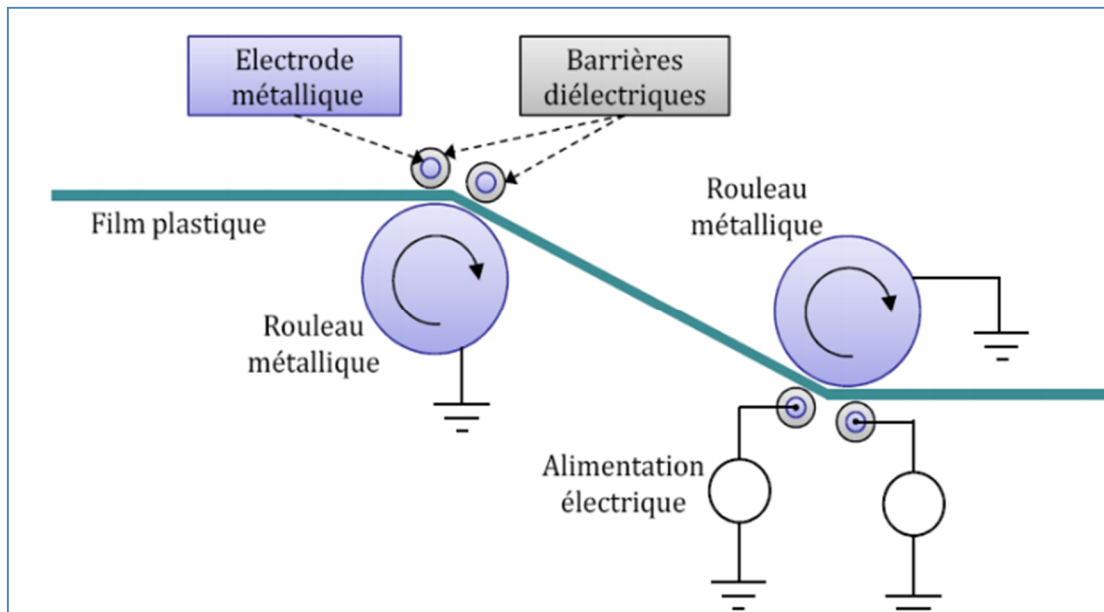


Fig.I.10 : Utilisation d'une DBD dans le traitement surfacique de plastiques [9].

Les DBD sont amplement étudiées pour l'industrie des composants microélectroniques ; elles peuvent être impliquées dans plusieurs étapes de la fabrication d'un circuit intégré. Avec les DBD, il est possible de réaliser des dépôts de surfaces et des gravures, qui sont d'ailleurs très précises. Elles permettent de réaliser des gravures, caractéristique nécessaire pour la miniaturisation. Un intérêt de la DBD est la possibilité d'augmenter la pression du réacteur tout en obtenant, grâce à la structure plus homogène dans ce type de décharge, les mêmes résultats que ceux d'un procédé plasma actuel ; en conséquence les coûts de réalisation des puces peuvent chuter énormément, car le travail sous vide est très onéreux [9].

I.4.1.4 Écrans à Plasma

Les électrodes des deux faces sont recouvertes d'une couche de diélectrique. Les couches de diélectriques ont un effet mémoire qui constitue d'un des principes les plus importants dans le fonctionnement d'un écran à plasma.

En effet, la formation du plasma dans des différentes cellules du panneau serait rendue trop difficile ou trop coûteuse en énergie sans l'utilisation du diélectrique. Celle-ci va donc constituer un lien de stockage et décharge des charges qui vont, par excitation et collision avec des atomes du gaz emprisonnés dans le panneau.

I.4.1.5 Lampes à Excimères

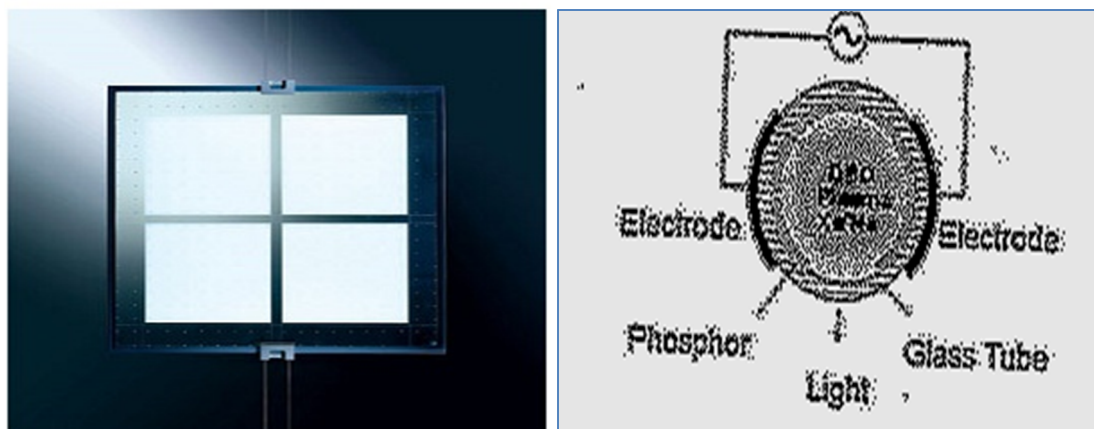


Fig.I.11 : Lampe plane sans mercure. [17]

Le terme excimère désigne une molécule constituée de deux atomes électriquement excités afin de permettre la réaction chimique. Ces molécules, liant un atome de gaz halogène et un atome de gaz rare, n'existent évidemment pas à l'état naturel. On a donc recours à une décharge électrique pour réaliser cette réaction.

Le principe de fonctionnement des lampes à excimères est basé sur la décomposition radiative des états d'excimères créés par une décharge à barrière diélectrique dans un gaz rare ou des composés moléculaires de gaz rares et d'halogénure. Les sources d'excimère peuvent permettre très efficacement des intensités UV élevées, donc elles sont capables de délivrer une haute puissance, une haute efficacité et de pouvoir choisir les longueurs d'ondes spécifiques générant des radiations sélectives. [9]

I.4.2 Domaine Médical

Les applications biomédicales du plasma ont été limitées jusqu'à la dernière décennie aux plasmas thermiques utilisés pour la cautérisation et la dissection, et utilisés pour l'électrochirurgie pour dessécher le tissu en le traversant par un courant électrique.

D'autres types d'applications biomédicales des plasmas basés toujours sur des températures élevées locales sont ensuite apparus, tel que le coagulateur à plasma d'argon (APC) pour la cautérisation et la dévitalisation des tissus. Parmi les applications chirurgicales du coagulateur à plasma d'argon on trouve la chirurgie de la peau, la chirurgie des tumeurs du cerveau, la gastroentérologie, la chirurgie du sein, l'endoscopie bronchologique, la gynécologie, la chirurgie viscérale et l'urologie. Cependant, les plasmas thermiques interagissent avec les tissus vivants, principalement par la chaleur, ce qui dans certains cas n'est pas souhaitable, voir contre indiqué.

Les plasmas froids non thermiques créés à la pression atmosphérique, tels que les décharges DBD, grâce à leur fonctionnement à des températures proches de l'ambiante et leur capacité à produire des radicaux, des ions, des électrons, des UV et un champ électrique, ont permis ces dernières années le développement de nouvelles applications en biomédicale. Parmi les applications les plus étudiées, nous citons la coagulation du sang, le traitement de cellules cancéreuses, la cicatrisation des plaies, l'odontologie et la stérilisation. [17]

I.5 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre, les notions essentielles permettant de comprendre les mécanismes de décharge se produisant dans le gaz d'un dispositif de décharge à barrière diélectrique. Nous avons, d'abord, introduit les différentes grandeurs définissant un plasma. Puis nous avons expliqué les différents régimes de décharge pouvant se développer dans un gaz. Une partie prépondérante de cette étude bibliographique a été consacrée aux décharges à barrières diélectriques. Nous avons rappelé les principes des DBD de la façon générale, leurs différentes configurations ainsi que certaines de leurs applications.

Suite à ce chapitre qui se voulait purement descriptif, nous nous intéresserons dans le second chapitre aux systèmes d'équations qui régissent le fonctionnement des décharges à barrière diélectrique à travers la présentation des équations de continuité, de conservation de la charge et de Poisson qui est en générale utilisée pour déterminer le champ électrique dans la décharge. Le but de ce mémoire étant, particulièrement, la modélisation des DBD aussi bien pour la configuration DBD.

« ----- »

Chapitre II :
*Modèle Numérique et Systèmes
D'équations*

II.1 Introduction

En physique, lorsqu'on dit « modèle » cela indique l'ensemble des différents systèmes d'équations et des hypothèses simplificatrices qu'on utilise pour donner une représentation mathématique de tous les traits majeurs de certains phénomènes physiques. Alors pour décrire le comportement de la décharge plasma à barrière diélectrique à la pression atmosphérique, la modélisation numérique peut être un outil très important entre les mains des scientifiques et chercheurs pour comprendre, optimiser et approfondir ou élargir l'étude des différents phénomènes physiques qui sont complémentaires aux expériences. De plus, lorsque l'expérience à mettre en place est lourde financièrement et/ou matériellement, une étude numérique peut lui être substituée.

Ce chapitre est composé de deux parties, la première partie est consacrée à une description complète sur plusieurs modèles mathématiques de façon générale, en décrivant les différentes équations régissant la décharge plasma à barrière diélectrique, particulièrement, les trois premiers moments de l'équation de Boltzmann couplés à l'équation de Poisson. La deuxième partie sera dédiée à la description du modèle mathématique étudié dans notre travail. Afin de présenter les différentes équations régissant les plasmas, il est indispensable de présenter les conditions aux limites qui constituent l'étape essentielle de la simulation numérique. Les travaux de modélisation sur les décharges utilisées sont nombreux, toutefois aucun d'entre eux n'a pu prendre en compte l'ensemble des phénomènes mis en jeu [18].

En effet, une description complète de ce type de réacteur doit reposer sur l'association de plusieurs modèles :

- Un modèle électrique permettant une bonne description du couplage entre les phénomènes de transport des particules chargées (électrons, ions) et le champ électrique.
- Un modèle thermique ou hydrodynamique décrivant l'évolution du gaz porteur à l'intérieur de l'enceinte.
- Un modèle chimique décrivant l'interaction et l'évolution des concentrations des différentes espèces actives présentes dans le plasma.
- Un modèle des réactions de surface permettant d'évaluer les vitesses de dépôt et de gravure sur l'échantillon [19]

Le modèle complet, représenté Figure (II.1), est encore trop complexe à mettre au point. C'est pourquoi, en fonction de l'objectif de la modélisation, on peut retirer un ou plusieurs modèles.

Le modèle électrique peut être considéré comme le noyau principal de la modélisation, et beaucoup d'auteurs se sont limités à ce seul modèle pour décrire leur décharge. Les autres modèles peuvent être vus comme des modules supplémentaires afin d'améliorer la modélisation.

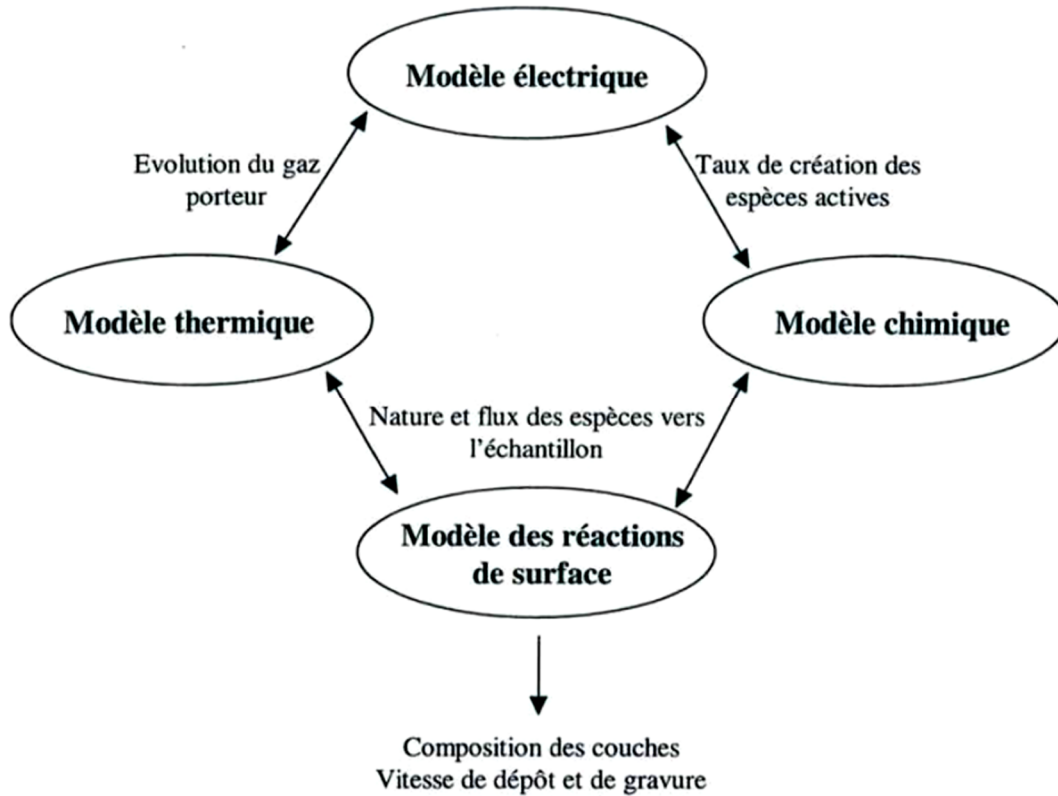


Fig.II.1 : Schéma d'un modèle complet de réacteur. [19]

Nous allons étudier tout d'abord les différents modèles électriques existants puis nous décrirons plus brièvement les modèles thermique et chimique. Les modèles des réactions de surface ne faisant pas partie de notre étude, ils ne seront pas développés ici.

II.2 Modèles Électriques

La modélisation électrique d'un plasma hors équilibre thermodynamique dans une décharge lumineuse anormale basse pression (de l'ordre du Torr) nécessite de décrire le couplage entre les phénomènes de transport des particules chargées et le champ électrique. En fait, les différents coefficients de transport d'un modèle macroscopique dépendent du champ électrique qui lui dépend directement de la charge d'espace. Il faut donc pour une bonne description avoir auto cohérence entre ces différents phénomènes. Au niveau microscopique, le transport des particules chargées est parfaitement bien décrit par l'équation de Boltzmann :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{w} \cdot \vec{\nabla}_r f + \vec{a}(r, t) \cdot \vec{\nabla}_w f = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{collision}} \quad (\text{II.1})$$

L'équation [II.1] est une équation de continuité dans l'espace des phases position-vitesse (r, w) pour les fonctions de distribution $f(r, w, t)$ des différentes particules présentes dans le plasma sous l'effet :

- Des forces extérieures $\vec{a}(r, t) = \frac{e\vec{E}}{m}$
- Des collisions électron-neutre ou ion-neutre.

Dans une décharge luminescente, la charge d'espace modifie le champ E qui agit sur les fonctions de distributions électronique et ionique. Pour déterminer à chaque instant le champ électrique, on couple aux équations de Boltzmann pour chaque espèce, l'équation de Poisson :

$$\vec{\nabla}_r \cdot \vec{E} = \frac{e}{\epsilon_0} \int (f_i - f_e) dw = \frac{e}{\epsilon_0} (n_i - n_e) \quad (\text{II.2})$$

f_i et f_e sont respectivement les fonctions de distribution pour les ions et les électrons. n_i et n_e les densités ioniques et électroniques.

Ainsi le modèle idéal pour décrire ce type de décharge serait formé d'une équation de Boltzmann (II.1) pour chaque espèce de particule présente dans le plasma couplé à l'équation de Poisson. *Ce qui donnerait le système d'équations Suivant:*

$$\begin{cases} \frac{\partial f_e}{\partial t} + w_e \cdot \vec{\nabla} f_e + \vec{a}(r, t) \vec{\nabla}_w f = \left(\frac{\partial f_e}{\partial t} \right)_{\text{collision}} \\ \frac{\partial f_i}{\partial t} + w_i \cdot \vec{\nabla} f_i + \vec{a}(r, t) \vec{\nabla}_w f = \left(\frac{\partial f_i}{\partial t} \right)_{\text{collision}} \\ \vec{\nabla}_r \cdot \vec{E} = \frac{e}{\epsilon_0} \int (f_i - f_e) dw = \frac{e}{\epsilon_0} (n_i - n_e) \end{cases} \quad (\text{II.3})$$

La résolution d'un tel système est extrêmement difficile et n'est pas toujours nécessaire. C'est pourquoi nous sommes amenés suivant les conditions et le niveau de précision requis, à faire des applications simplificatrices des phénomènes mis en jeu. Permettant ainsi de passer à une description macroscopique. Ces approximations conduisent généralement à distinguer deux grandes catégories de modèles physiques, modèles microscopiques, modèles macroscopiques (ou fluides). Nous verrons par la suite que pour la modélisation électrique, le choix entre une approche microscopique et une approche macroscopique dépendra essentiellement de la gamme de pression ou l'on se situe.

II.3 Modèles microscopiques

II.3.1 Résolution directe de l'équation de Boltzmann

Cette méthode peut être utilisée pour calculer la fonction de distribution électronique et permet en principe la résolution de l'équation de Boltzmann dans l'espace des phases complet (3 dimensions dans l'espace des positions, 3 dans l'espace des vitesses). Si les variables de position et de vitesse peuvent être séparées, la fonction de distribution ne dépendra plus que de la vitesse (à une position et un temps donné).

Elle pourra ainsi s'écrire sous la forme d'une fonction de distribution en vitesse $F(w)$. Une technique généralement appliquée en l'absence de champ magnétique est de développer $F(w)$ en une série de polynômes de Legendre.

$$F(w) = \sum_k F_k \cdot P_k(\cos\theta) = F_0(w) + F_1(w)\cos\theta + \dots \quad (\text{II.4})$$

Où θ reflète l'anisotropie de la fonction de distribution.

L'équation de Boltzmann se transforme alors en une série d'équations dépendant chacune d'un $F_k(w)$. Dans la plupart des cas, on s'arrête aux deux premières qui sont fonction de $F_0(w)$ qui représente la partie isotrope de la fonction de distribution et de $F_1(w)$. Cette méthode a été utilisée ces dernières années dans le cas de décharge DC par Rockwood S.D et Ferreira CM, Pitchford L.C, et Phelps A. ont discuté de l'importance de tous les termes d'ordre supérieur.

II.3.2 Modèles particuliers

Les modèles particuliers constituent la principale approche microscopique de la modélisation électrique. Dans ce type de modèle, on représente l'ensemble des ions ou des électrons par un nombre fini de super particules. On suit la trajectoire de chacune des particules dans l'espace des phases. D'après l'équation de Boltzmann, le mouvement des particules est influencé par la présence du champ électrique et par les collisions. L'intégration des équations du mouvement couplées à l'équation de Poisson est effectuée grâce aux méthodes Particule in Cell (PIC). La détermination des termes sources dus aux collisions électron-neutre ou ion-neutre est faite à l'aide de la méthode statistique de Monte Carlo [19].

Ces méthodes ont permis de simuler numériquement de façon très satisfaisante des décharges de type RF ou DC mais elles sont généralement assez gourmandes en temps de calcul, ceci pour deux raisons :

- Dans ces types de décharge, les méthodes utilisées sont explicites, ce qui oblige à prendre un pas de temps assez petit devant la période plasma électronique afin de pouvoir réévaluer correctement le profil du champ électrique. Ce problème n'est pas important pour des plasmas de densité moyenne (10^8 à 10^9 cm^{-3}) mais devient inacceptable dans des régions type leur négative où la densité électronique peut atteindre 10^{12} cm^{-3} .
- La méthode de Monte Carlo étant une méthode statistique, sa précision n'augmente qu'en fonction de la racine carrée du nombre d'événements. Pour obtenir une statistique correcte il faut traiter un nombre de collisions assez élevé.

II.3.3 Modèles fluides

Dans un modèle fluide, on ne cherche plus à caractériser les particules présentes dans le plasma par leur fonction de distribution mais par des grandeurs moyennes telles que la densité, la vitesse moyenne ou l'énergie moyenne ... Pour ce faire, on remplace l'équation de Boltzmann par ses premiers moments dans l'espace des vitesses.

On obtient ainsi après multiplications successives par l'équation de continuité. Par $m\mathbf{w}$ l'équation de transfert de la Quantité de mouvement et par $\frac{1}{2}m\mathbf{w}^2$ l'équation d'énergie. Les différents modèles fluides sont obtenus en prenant soit un, deux ou trois moments de l'équation de Boltzmann. Mais il faut cependant faire deux remarques :

- L'équation de Boltzmann étant équivalente à une infinité d'équations de moments, il faut faire différentes hypothèses sur moments d'ordre supérieur pour fermer le système.
- Les termes associés aux collisions entre les différentes espèces de particules sont évalués en supposant connue la forme de la fonction de distribution des particules (maxwellienne, de Druyvesteyn...). Pour obtenir une bonne description de ces termes, il faudrait pouvoir faire évoluer la fonction de distribution électronique suivant la région où l'on se situe. Elle devrait passer d'une distribution monocinétique dans la région cathodique à une distribution thermique dans la colonne positive.

Nous allons maintenant détailler les différents modèles fluides utilisés pour le gaz d'électrons ainsi que les hypothèses généralement employées. Un modèle d'ordre est généralement suffisant pour les ions.

II.3.3.1 Modèle D'ordre Zéro

On l'obtient en ne considérant que le premier moment de l'équation de Boltzmann c'est à dire l'équation de continuité pour chaque espèce de particules [19]

$$\frac{\partial \bar{n}}{\partial t} + \nabla \cdot n\vec{u} = \vec{S} \quad (\text{II.5})$$

Où $\bar{n} = \int f(\mathbf{r}, \mathbf{w}, t) d\mathbf{w}$ est la densité de particules.

$n\vec{u} = \int \mathbf{w} \cdot f(\mathbf{r}, \mathbf{w}, t) d\mathbf{w}$ est le flux macroscopique de particules.

$\vec{S} = \int \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{coll}} d\mathbf{w}$: est le terme de collision incluant tous les processus inélastiques, (ionisation, attachement, recombinaison...).

Un grand nombre d'auteurs ont utilisé ce modèle en y joignant des hypothèses complémentaires :

- La diffusion est négligée.

- On suppose qu'il y a équilibre local entre le champ électrique et la cinétique des particules (A.C.L.). C'est à dire que le gain d'énergie des particules sous l'effet du champ électrique est compensé localement (dans l'espace et dans le temps) par les pertes dues aux collisions. Il en résulte que les propriétés de transport des particules (mobilité, coefficient de diffusion, fréquences moyennes de collision ...) ne dépendent que de l'intensité du champ électrique réduit local E/P .
- Le seul terme de création pris en compte est l'ionisation $S = \text{Surface}$

On obtient ainsi que :

$$n\vec{u} = n\vec{V}_{d,eq} \left(\frac{\vec{E}}{P} \right) = n\mu_{eq} \left(\frac{\vec{E}}{P} \right) \vec{E} \quad (\text{II.6})$$

$$\vec{S}_{iz} = n\alpha_{iz,eq} \left(\frac{\vec{E}}{P} \right) V_{d,eq} \left(\frac{\vec{E}}{P} \right) \text{ ou } \vec{S}_{iz} = nV_{iz,dq} \left(\frac{\vec{E}}{P} \right) \quad (\text{II.7})$$

Où $V_{d,eq}$, μ_{eq} , $\alpha_{iz,eq}$ et $V_{iz,eq}$ sont respectivement la vitesse de dérive, la mobilité, le coefficient d'ionisation de Townsend et la fréquence d'ionisation de la particule en régime d'équilibre. Ce type de modèle ne peut pas décrire convenablement le gaz électronique dans des régions de la décharge comme la lueur négative ou la colonne positive, car la diffusion y joue un rôle fondamental.

II.3.3.2 Modèle D'ordre Un

Pour rendre plus réaliste ce système, on peut lui adjoindre le second moment de l'équation de Boltzmann (l'équation de bilan de quantité de mouvement) obtenu en l'intégrant dans l'espace des vitesses après multiplication par $m\vec{w}$. Ce qui nous donne :

$$\frac{\partial (nm\vec{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (nm\vec{u}\vec{u}) + \nabla \cdot \vec{P} - nq\vec{E} = \int \vec{w} \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{coll}} \quad (\text{II.8})$$

Où P est le tenseur de pression cinétique, $\vec{P} = nm (\vec{w} - \vec{u}) \odot (\vec{w} - \vec{u})$

Pour fermer ce système, il nous faut de nouvelles hypothèses. Les plus utilisées sont :

- On néglige le terme de dérive temporelle $\frac{\partial (nm\vec{u})}{\partial t}$ ce qui implique que la variation du flux par unité de temps doit être très inférieure à la fréquence de collision. Ceci est plus valable pour les ions que pour les électrons car leur mobilité est plus faible.
- On néglige l'énergie de dérive devant l'énergie thermique. Cette hypothèse est vraie dans la lueur négative car dans cette zone. L'énergie de dérive est quasiment nulle. Par contre dans la zone cathodique, les électrons primaires (issus du bombardement de la cathode par les ions) sont accélérés dans la gaine par le fort champ électrique et ont donc des vitesses très orientées.

L'énergie de dérive de ces électrons est donc du même [19] Ordre de grandeur que l'énergie thermique. Cette hypothèse ne peut donc être vérifiée que pour des régimes collisionnes et des variations du champ électrique faibles devant le temps moyen entre deux collisions .À partir de ces hypothèses, l'équation de transfert de la quantité de mouvement devient :

$$\vec{u} = n\vec{V}_d - \vec{\nabla} \cdot (n\vec{D}) \quad (\text{II.9})$$

Où la vitesse de dérive \vec{V}_d et le tenseur de diffusion \vec{D} peuvent être obtenus dans le cadre de l'approximation du champ électrique local (A.C.L.).

BOEUF a utilisé ce modèle en régime stationnaire dans une géométrie bidimensionnelle pour décrire une décharge continue dans l'hélium à une pression de 1 Torr .Ce type de modèle utilisant l'hypothèse de l'équilibre local ne peut donner une représentation correcte des processus d'ionisation dans la décharge, plus particulièrement l'ionisation due aux électrons primaires qui gagnent leur énergie dans la chute cathodique (où règne un fort champ électrique) et la dépose sous forme de collisions inélastiques dans la lueur négative.

II.3.3.3 Modèle d'ordre Deux

Pour améliorer cette description des phénomènes d'ionisation, on peut ajouter aux équations de continuité et de transport de la quantité de mouvement une équation de bilan d'énergie, obtenue en multipliant l'équation de Boltzmann par l'énergie totale puis en l'intégrant dans l'espace des vitesses.

$$\frac{\partial n\epsilon}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n\epsilon\vec{u}) + \vec{\nabla} \cdot (\vec{P} \cdot \vec{u}) - nq\vec{E} \cdot \vec{u} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{Q} + \int \frac{1}{2}mw^2 \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{coll}} dw \quad (\text{II.10})$$

$$\text{Où } \vec{Q} \text{ est le flux de chaleur : } \vec{Q} = \frac{m}{2} \int (\vec{w} - \vec{u}) \leftrightarrow (\vec{w} - \vec{u}) \quad (\text{II.11})$$

Pour fermer ce système, on utilise généralement les hypothèses suivantes.

- Le terme de flux de chaleur est négligé $\vec{Q} = \vec{0}$.
- L'énergie thermique est grande devant l'énergie de dérive.
- Le tenseur de pression cinétique est isotrope $\vec{P} = nkT\vec{I}$. Ceci n'est pas correct pour les électrons présents dans la chute cathodique car ils possèdent dans cette zone des vitesses très orientées.

Le troisième moment de l'équation-Boltzmann va nous permettre d'obtenir l'énergie moyenne des électrons, le terme source d'ionisation de l'équation de continuité ne dépendra plus du champ électrique local E/P mais de l'énergie moyenne des électrons : $S_{iz} = ne \text{ viz } (\epsilon)$ [19].

Ceci consiste donc à supposer que toutes les grandeurs moyennes ne dépendent que de l'énergie moyenne locale des électrons (Approximation de l'énergie moyenne locale A.E.L.).

Cette hypothèse est raisonnable dans la colonne positive d'une décharge luminescente mais n'est plus valable dans la région cathodique. Dans cette zone, l'ionisation dépend principalement de la queue de la distribution et ne peut donc être correctement décrite à l'aide de l'énergie moyenne qui est déterminée principalement par les électrons froids.

II.4 Modèle à deux populations d'électrons

Dans ce type de modèle fluide, la fonction de distribution électronique est divisée en deux Parties :

- Les électrons froids du plasma forment le corps de la fonction de distribution et sont traités grâce à l'approximation du champ électrique local ou de l'énergie moyenne locale. Ils sont donc décrits à l'aide des deux ou trois premiers moments de l'équation de Boltzmann.
- Les électrons rapides forment quant à eux un faisceau mono énergétique et sont donc décrits par une équation de continuité et une équation d'énergie.

Ce type de modèle surestime la pénétration des électrons rapides ainsi que leur ionisation dans la lueur négative mais il donne néanmoins des résultats physiquement raisonnables. [19]

II.5 Model hybride Monte-Carlo

Dans les modèles fluides à une ou deux populations d'électrons. La principale difficulté pour obtenir une bonne modélisation du plasma est de trouver une description réaliste des différents mécanismes d'ionisation. Les différentes approximations A.C.L. ou A.E.L, ne sont physiquement acceptables que dans la colonne positive alors qu'un modèle à deux populations d'électrons a tendance à surestimer l'ionisation dans la lueur négative.

Une solution à ce problème a été développée depuis quelques années. Elle consiste à utiliser un modèle hybride : Le modèle est toujours constitué de deux populations d'électrons mais le terme source d'ionisation des électrons rapides sera calculé à l'aide de la méthode de Monte Carlo, en connaissant l'évolution spatio-temporelle du champ électrique grâce à l'équation de Poisson.

II.6 Modèle Chimique et Thermique

II.6.1 Modèle Chimique

Généralement, un modèle chimique est constitué d'un système d'équations de continuité décrivant chacune l'évolution des concentrations de chaque espèce(i), chargée ou non, présente dans le plasma.

$$\frac{\partial \bar{n}_i}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\bar{n}_i \vec{V}) = S_i + P_i \quad (\text{II.12})$$

Où : \vec{V} est la vitesse du gaz porteur

Si : est une tenue source incluant la production d'espèce (i) :

- Par impact électronique sur une autre espèce.
- Par réactions entre deux autres espèces.

P_i : est un terme de perte de l'espèce (i) incluant la production d'une autre espèce :

- Par impact électronique sur l'espèce (i).
- Par réactions entre l'espèce (i) et les autres espèces

Il faut remarquer que l'ensemble des équations pour les espèces non chargées constitue l'équation de continuité du gaz porteur si l'on couple un modèle chimique avec un modèle thermique. S'est servi de ce modèle en négligeant le gradient spatial. Il est couplé à une résolution directe de l'équation de Boltzmann pour déterminer la fonction de distribution en énergie des électrons et la densité des états vibrationnels dans un gaz d'azote en supposant le champ électrique réduit E/N constant (similaire à des zones de colonne positive). [19]

II.6.2 Modèle thermique ou hydrodynamique

Ce modèle permet de décrire l'évolution du gaz porteur (gaz électriquement neutre) à l'intérieur de l'enceinte. Il se compose généralement des 3 équations DC la mécanique des fluides (équations de conservation de la densité équation DC Navier-Stokes et bilan d'énergie) plus une équation d'état (généralement l'équation des gaz parfaits) permettant ainsi de calculer en chaque point et à chaque instant la vitesse d'écoulement, la densité, la température et la pression du gaz porteur.

Dans le cas d'un gaz faiblement ionisé, elles peuvent s'écrire sous la forme :

- L'équation de conservation de la densité :

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (N\vec{V}) = 0 \quad (II.13)$$

- L'équation de conservation de la quantité de mouvement (équation de Navier-Stokes)

$$\frac{\partial (mN\vec{V})}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (mN\vec{V})\vec{V} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{P} + \vec{\nabla} \cdot \vec{\tau} + \vec{C} \quad (II.14)$$

- L'équation d'énergie :

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\varepsilon\vec{V}) = \vec{\nabla} \cdot \vec{Q} + \vec{\nabla} \cdot (\vec{V} \cdot \vec{P}) + \vec{\nabla} \cdot (\vec{V} \cdot \vec{\tau}) + \phi_e \quad (II.15)$$

P est le tenseur de pression cinétique ($\vec{P} = NkT\vec{I}$), $\vec{\tau}$ le tenseur des contraintes visqueuses,

\vec{C} Le terme de transfert de quantité de mouvement des particules chargées vers les particules neutres, \vec{Q} le flux de chaleur résultant du gradient de température et ϕ_e , le terme source d'injection d'énergie.

Ce type du modèle a été utilisé en régime stationnaire ($\frac{\partial}{\partial t} = 0$) par J.L Marchand [20] pour modéliser les plasmas.

II.7 Modèle Mathématique Étudié

$$\frac{\partial \vec{n}_k}{\partial t} + \vec{\nabla}(\vec{\Gamma}_k) = \vec{S}_k \quad (II.16)$$

Où :

\vec{n}_k : Densité d'électron

$\vec{\Gamma}_k$; Le flux de particules

\vec{S}_k ; Le terme source qui dépend de l'ionisation:

$$\vec{\Gamma}_k = \vec{n}_k \cdot \vec{u}_k = Z \cdot (\vec{n}_k \cdot \vec{u}_k \vec{E} - \vec{\nabla} n_k \cdot \vec{D}_k) \quad (II.17)$$

$$Z = \begin{cases} -1 & \text{pour les electrons } e^- \\ +1 & \text{pour les ions } + \end{cases}$$

Avec :

μ_k : Charge espèces de mobilités.

D_k : Coefficient de diffusion.

E : Champ électrique.

$$\frac{\partial (n_e \varepsilon)}{\partial t} + \vec{\nabla}(\vec{\Gamma}_\varepsilon) + \vec{E} \vec{\Gamma}_e = \vec{S}_\varepsilon \quad (II.18)$$

$$\vec{\Gamma}_\varepsilon = -n_e \mu_e \vec{E} - \vec{\nabla} n_e \vec{D}_\varepsilon \quad (II.19)$$

Avec :

ε : Énergie moyenne d'électron.

$\vec{\Gamma}_\varepsilon$: Énergie moyenne de flux.

μ_e et D_ε : La mobilité d'électron et de coefficient de diffusion pour le flux d'électron respectivement.

$$\Delta \vec{V} = \frac{q}{\varepsilon_0} (n_e - n_i) \quad (II.20)$$

Avec :

$$\vec{E} = -\vec{\nabla} \vec{V} \quad (II.21)$$

V : Potentiel électrostatique.

q : Charge d'électron.

ε_0 : Permittivité du vide.

Dans le réacteur DBD la surface de la charge d'accumulation et produite dans la surface du diélectrique qui est adjacent avec l'épaisseur où se trouve le plasma [22].

Ce phénomène s'explique par les conditions aux limites suivant :

$$\begin{cases} \vec{n}(\vec{D}_1 - \vec{D}_2) = \rho \\ \vec{n}(\vec{E}_1 \cdot \varepsilon_1 - \vec{E}_2 \cdot \varepsilon_2) = \rho \end{cases} \quad \text{L'équation de continuité} \quad (\text{II.22})$$

\vec{E}_1 et \vec{E}_2 : Représentent le champ électrique dans le gaz diélectrique.

ε_1 et ε_2 : les permittivité relative du gaz et du diélectrique respectivement.

Les conditions aux limites du flux d'électron sont :

$$-n\vec{\Gamma}e = \frac{1}{2}\vec{V}_{e,th}n_e - \sum_p \lambda_p(\vec{\Gamma}_p)\vec{V}_{e,th} = \sqrt{\frac{8KT_e}{\pi m_e}} \quad (\text{II.23})$$

$\vec{V}_{e,th}$: La vitesse thermique d'électron.

K : constante de Boltzmann.

m_e : Masse d'électron.

Le deuxième terme de l'équation (II.23) est le gain d'électron qui est due à l'effet de l'émission secondaire.

λ_p : c'est le coefficient de l'émission secondaire.

$$\text{L'énergie flux d'électron est : } -\vec{\Gamma}n\varepsilon = \left(\frac{5}{6}\vec{V}_{e,th}n_e\varepsilon\right) - \sum \varepsilon_p(\vec{\Gamma}_p \cdot n) \quad (\text{II.24})$$

Le deuxième terme de l'équation (II.24)est l'émission secondaire de l'énergie du flux.

ε_p : L'énergie moyenne secondaire d'électron.

II.8 Le modèle cinétique pris en considération

Pour modéliser une décharge, plasma la connaissance des paramètres de transport du gaz plasmagène est nécessaire. L'ensemble des réactions chimiques considérées dans cette simulation englobe des réactions élastiques, des excitations et des ionisations. Pour les plasmas d'argon, d'hélium et d'azote, les différentes réactions sont résumées dans les tableaux II-1, II-2 et II-3 suivants :

Tableau II.1 : Processus de collision importants dans la décharge d'Hélium [20].

Réaction	Formule	Type	$\Delta\varepsilon(eV)$
1	$e + He \rightarrow e + He$	Élastique	0
2	$e + He \rightarrow e + Hes$	Excitation	19.5
3	$e + Hes \rightarrow e + He^+$	Ionisation	24.5

Tableau II.2 : Processus de collision importants dans la décharge d'Argon [22].

Réaction	Formule	Type	$\Delta\varepsilon(eV)$
1	$e + Ar \rightarrow e + Ar$	Elastique	0
2	$e + Ar \rightarrow e + Ars$	Excitation	11.5
3	$e + Ars \rightarrow e + Ar$	Excitation	-11.5
4	$e + Ar \rightarrow 2e + Ar^+$	Ionisation	15.8
5	$e + Ars \rightarrow 2e + Ar^+$	Ionisation	4.427

Tableau II.3 : Processus de collision importants dans la décharge d'Azote [23].

Réaction	Formule	Type	$\Delta\varepsilon(eV)$
1	$e + N_2 \rightarrow e + N_2$	Elastique	0
2	$e + N_2 \rightarrow e + N_{2s}$	Excitation	11.5
3	$e + N_{2s} \rightarrow e + N_2$	Excitation	-11.5
4	$e + N_2 \rightarrow 2e + N_2^+$	Ionisation	15.58
5	$e + N_{2s} \rightarrow 2e + N_2^+$	Ionisation	4.427

En plus des réactions volumétriques, les réactions superficielles suivantes sont mises en œuvre sont résumées dans les tableaux II-4, II-5 et II-6 suivants :

Tableau II.4 : Réaction de la surface d'Hélium [20].

Réaction	Formule	Coefficient d'adhérence
1	$He_s \rightarrow He$	1
2	$He^+ \rightarrow He$	0

Tableau II.5 : Réaction de la surface d'Argon [22].

Réaction	Formule	Coefficient d'adhérence
1	$Ars \rightarrow Ar$	1
2	$Ar^+ \rightarrow Ar$	1

Tableau II.6 : Réaction de la surface d'Azote [23].

Réaction	Formule	Coefficient d'adhérence
1	$N_{2s} \rightarrow N_2$	1
2	$N_2^+ \rightarrow N_2$	1

II.9 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté les différents modèles (cinétique, particulaire, hybride et fluide) qui sont utilisés pour la modélisation des décharges plasma DBD. Nous avons consacré la première partie du chapitre à la présentation des équations régissant la décharge plasma DBD en se basant sur le modèle fluide. Dans la deuxième partie, nous avons donné, dans un premier temps, un aperçu sur le modèle mathématique utilisé dans ce travail et le modèle cinétique pris en considération. Dans le prochain chapitre nous présentons la résolution de ces équations, ainsi que les résultats obtenus.

« ----- »

Chapitre III :
*Étude de la Décharge Plasma à
Barrière Diélectrique*

III.1 Introduction

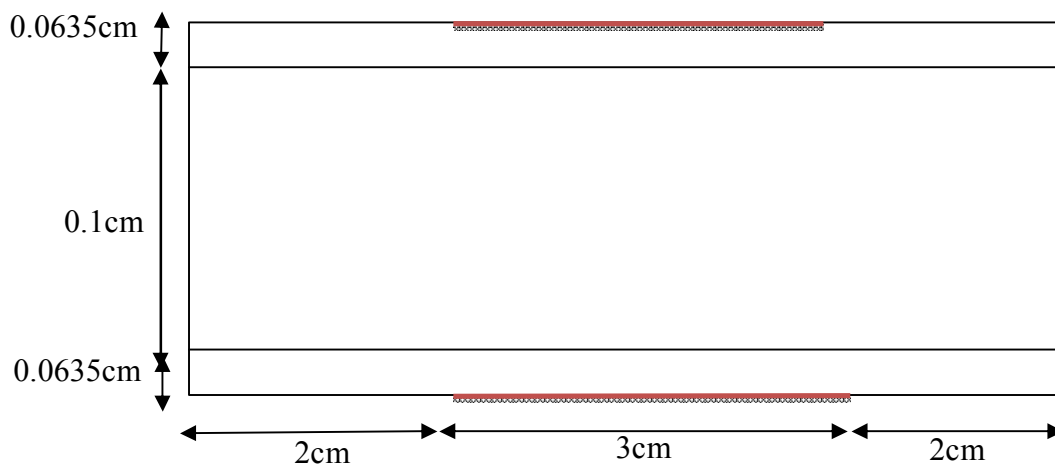
Les décharges à barrières diélectriques (DBD) sont des plasmas froids hors équilibre thermodynamique générés généralement à des pressions élevées, ils sont caractérisés par la présence, d'au moins, une couche diélectrique entre les deux électrodes métalliques. Le fonctionnement de ces décharges à la pression atmosphérique est particulièrement intéressant pour un certain nombre d'applications, y compris principalement la génération d'ozone provenant de l'air ou de l'oxygène, le traitement des matériaux et la stérilisation ... etc.

Nous consacrons ce chapitre à la présentation des résultats des travaux effectués sur les décharges plasmas à barrière diélectrique. Nous exposerons, les résultats de la simulation bidimensionnelle 2D de décharges DBD dans le cas de l'Hélium, l'Argon et l'Azote, créées à pression atmosphérique, pour une tension d'alimentation de forme sinusoïdale.

Comme nous l'avons développé dans le chapitre 2, les modèles élaborés dans le cadre de notre étude, sont de type fluide, auto-cohérent et basés sur la résolution des trois premiers moments de l'équation de Boltzmann couplés à l'équation de Poisson. L'adaptation du modèle de simulation, élaboré sous COMSOL Multiphysics, à la structure étudiée se fait à travers l'introduction des conditions aux limites et les conditions initiales

Le COMSOL Multiphysics 4.3b, est un outil très employé dans des secteurs divers de recherche, car il facilite les étapes de modélisation et de simulation, soit : la définition de la géométrie, des propriétés physiques des matériaux présents et des conditions aux frontières, le maillage, la résolution et l'affichage des résultats. Par ailleurs, l'utilisation de logiciel ne demande pas de connaissances approfondies dans les mathématiques ou les analyses numériques. [24]

III.2 Géométrie Étudiée pour la DBD



(a)

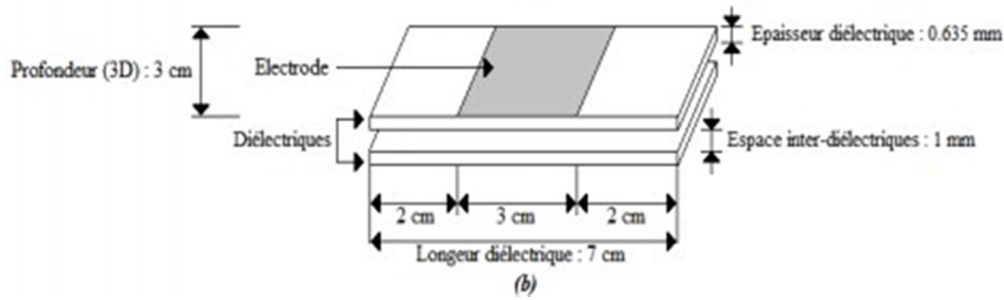


Fig.III.1 : Modèle (a) 2D et (b) 3D de la DBD.

III.3 Conditions Initiales

Nous avons considéré, pour l’instant $t = 0$, les conditions initiales suivantes :

- Une densité initiale d’électrons $n_{e,0}$ qui représente un petit nombre d’électrons germes, supposés être présents dans l'espace inter électrode, égale à : $n_{e,0} = 10^6$ ($1/m^3$).
- Un potentiel nul : $V = 0$ (V)
- Une énergie électronique initiale $\varepsilon_0 = 5V$
- Pour cette simulation nous avons considéré un signal avec une amplitude V_0 de 800V et une fréquence f de 200Hz.

III.4 Résultats de la modélisation 2D d’une DBD à Pression Atmosphérique

Dans ce paragraphe, nous allons présenter les résultats obtenus par la simulation numérique d’une décharge contrôlée par barrières diélectriques dans trois gaz différents, soit l’hélium, l’argon et l’azote à pression atmosphérique. Cette simulation a pour objectif l’étude de l’effet des conditions de la DBD sur les caractéristiques électriques respectives des plasmas générés pour les trois gaz.

III.4.1 Résultats de la simulation et discussion

Les caractéristiques spatio-temporelles de la DBD dans des plasmas d’argon, d’hélium et d’azote ont été étudiées numériquement à pression atmosphérique, avec une température de gaz de 400 K, un coefficient d’émission d’électrons secondaires de 0,01. Les paramètres de simulations des 3 gaz sont présentés dans les tableaux (III.1, III.2 et III.3) suivants :

Tableau.III.1 Paramètres de simulation de l’Hélium [22]

Paramètres	Désignation
Gaz	Hélium
Distances inter diélectriques	1 mm
Amplitude de tension Appliquer	800 V
Permittivité relative du diélectrique (Alumine)	9.6
Fréquence d’excitation	200Hz

Tableau.III.2 : Paramètres de simulation de l'Argon [22].

Paramètres	Désignation
Gaz	Argon
Distances inter diélectriques	1mm
Amplitude de tension Appliquer	800 V
Permittivité relative du diélectrique (Alumine)	9.6
Fréquence d'excitation	200Hz

Tableau.III.3 : Paramètres de simulation de l'Azote [22].

Paramètre	Désignation
Gaz	Azote
Distances inter diélectriques	1mm
Amplitude de tension Appliquer	6000 V
Permittivité relative du diélectrique (Alumine)	9.6
Fréquence d'excitation	200Hz

Les figures III-2, III-3 et III-4 présentent les résultats de la simulation des DBD en termes d'évolution temporelle des caractéristiques électriques : tension appliquée $V_a(t)$ et courant de décharge $I_d(t)$. D'après les figures III-2, III-3 et III-4 nous remarquons que, pour les trois gaz, le profil de courant présente un seul pic par demi-période de la tension appliquée, ce qui signifie que la décharge plasma se produit deux fois dans chaque période. Nous remarquons aussi que le courant est reproductible d'une décharge à l'autre.

À partir de ces figures, la comparaison des formes du signal de courant de décharge obtenues pour ces DBD indique que l'amplitude du pic de courant de la décharge dans l'hélium est élevée (environ 0,00162A) que celle de la décharge dans l'argon (environ 0,00161 A) et celle de la décharge dans l'azote (environ 0,00044 A). Nous pouvons également voir que les caractéristiques actuelles présentent une durée de décharge plus courte pour l'hélium (environ 0.0011s), (0.012s pour l'argon) et (0.0021s pour l'azote).

Ainsi, d'après l'allure des courants de décharge des figures III-2, III-3 et III-4 nous pouvons conclure que pour les conditions de décharge considérées à pression atmosphérique, les plasmas créés dans les trois gaz sont en régime homogène. En effet, ce régime est caractérisé par un seul pic de courant par demi-alternance.

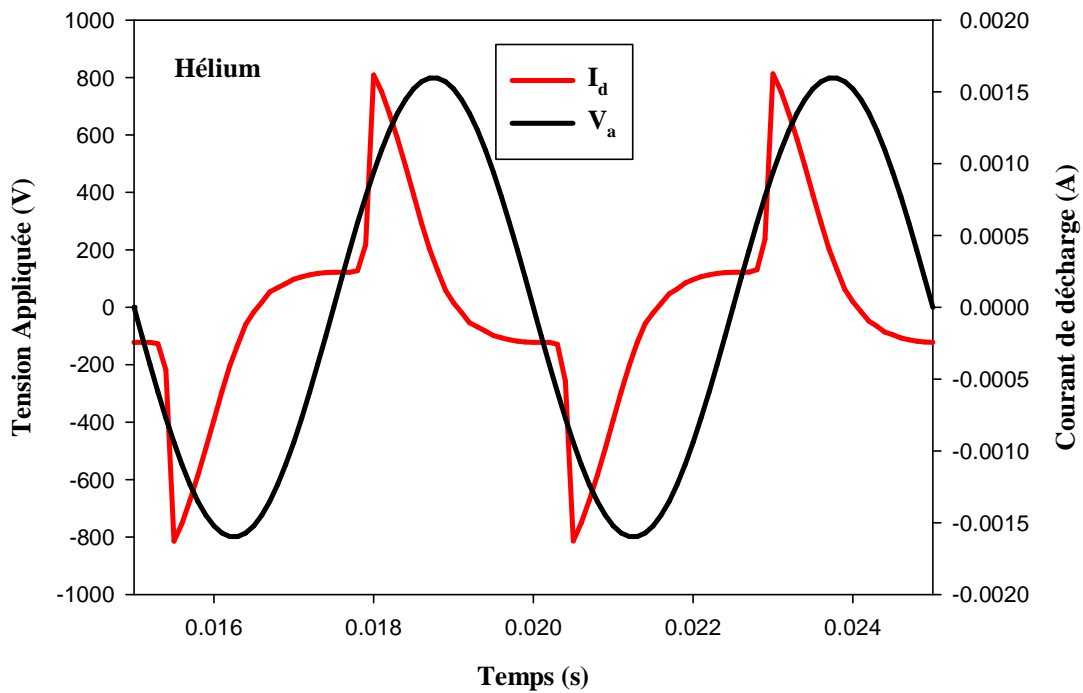


Fig.III.2 : Évolution temporelle du courant de décharge pendant deux cycles de la tension appliquée dans l'Hélium.

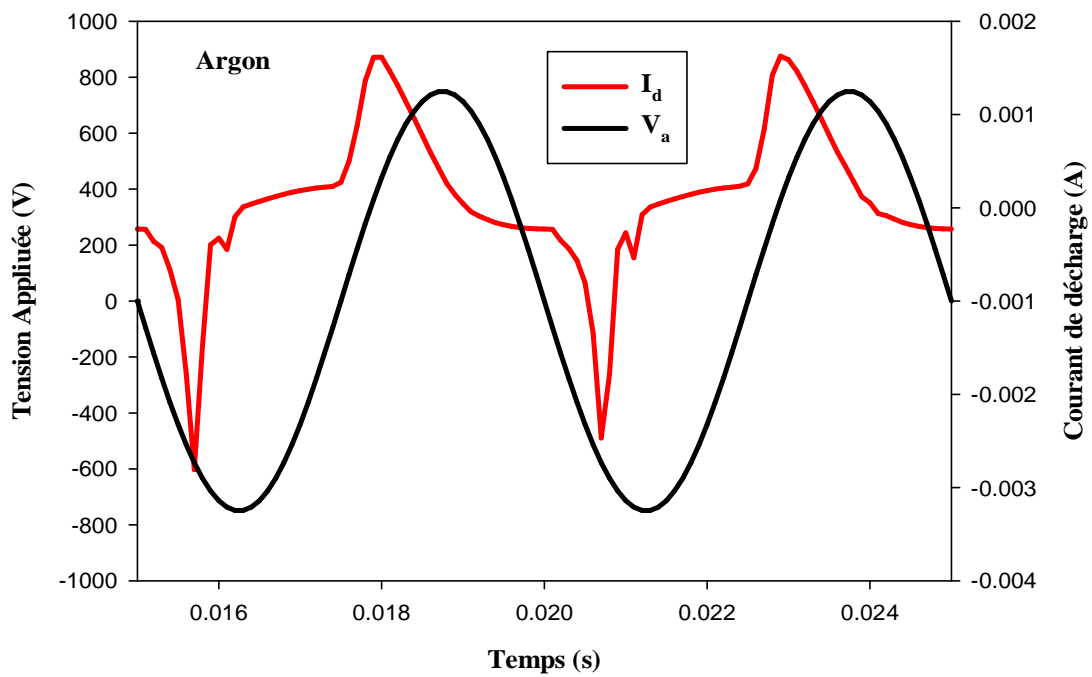


Fig.III.3 : Évolution temporelle du courant de décharge pendant deux cycles de la tension appliquée dans l'Argon.

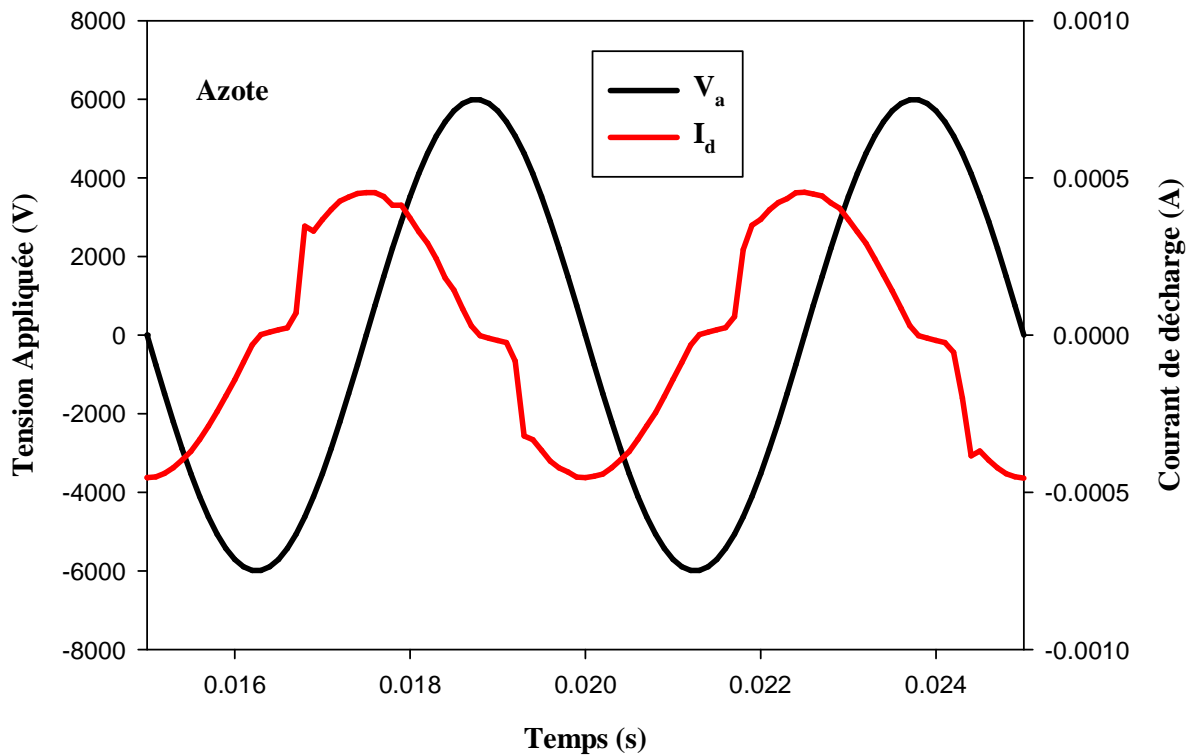


Fig.III.4 : Évolution temporelle du courant de décharge pendant deux cycles de la tension appliquée dans l'Azote.

Les figures III-5, III-6 et III-7 présentent les résultats de la simulation de distribution de la densité électronique durant deux périodes du signal appliqué. L'évolution des densités électroniques calculées du plasma de chaque décharge est illustrée sur les figures III-5, III-6 et III-7 en fonction des caractéristiques de courant de décharge.

Ces figures confirment la présence d'un pic plus élevé dans les caractéristiques de la DBD de l'hélium par la valeur élevée de la densité électronique lors de la décharge. Le pic apparaît pour une valeur de la densité électronique d'environ $4 \times 10^{12} \text{ m}^{-3}$ dans l'hélium, $1.5 \times 10^{12} \text{ m}^{-3}$ dans l'argon et $2 \times 10^{12} \text{ m}^{-3}$

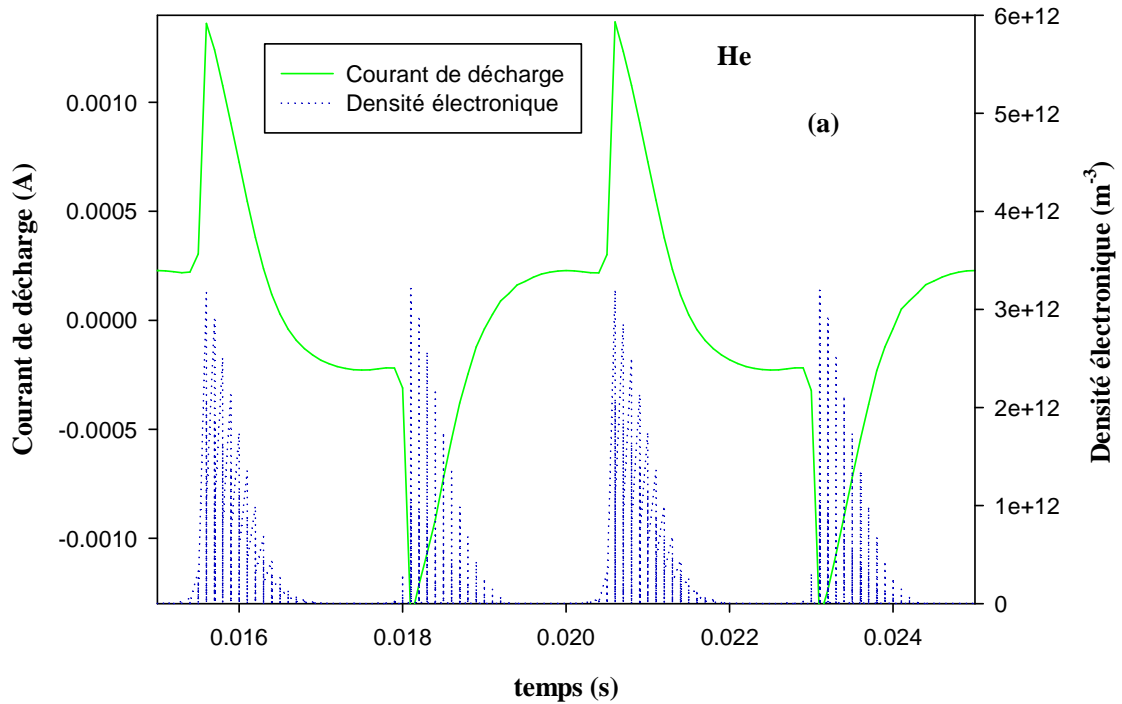


Fig.III.5 : Évolution temporelle de la densité électronique, pour un plasma DBD d'hélium, pour $V_0= 800\text{V}$, $f= 200\text{Hz}$ et un espace gaz de 1 mm d'épaisseur.

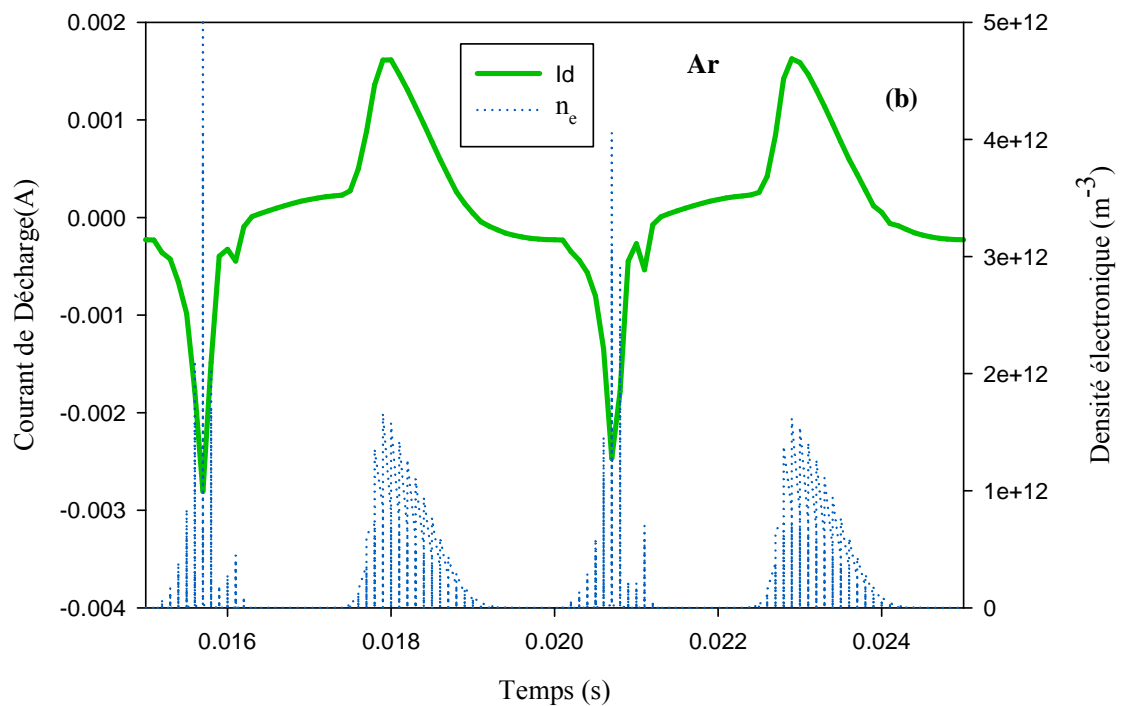


Fig.III.6 : Évolution temporelle de la densité électronique, pour un plasma DBD d'argon, pour $V_0= 800\text{V}$, $f= 200\text{Hz}$ et un espace gaz de 1 mm d'épaisseur.

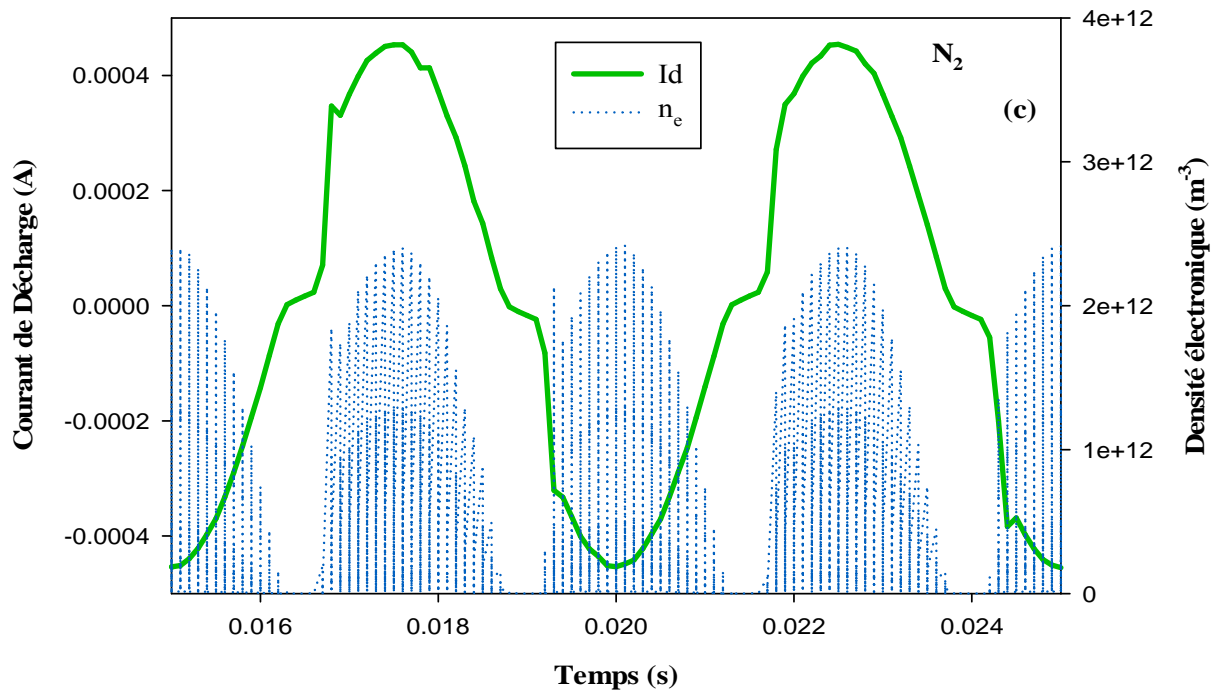


Fig.III.7 : Évolution temporelle de la densité électronique, pour un plasma DBD d’azote, pour $V_0= 6000V$, $f= 200Hz$ et un espace gaz de 1 mm d’épaisseur.

Les figures III-8, III-9 et III-10 illustrent l’évolution spatiale de la densité électronique de l’hélium, l’argon et l’azote, respectivement à différents instants de l’intervalle correspondant aux pics de courant de décharge présenté sur les figures III-2,III-3 et III-4.

Sur la figure III-8, nous avons illustré, en plus de la distribution spatiale de la densité électronique du plasma d’hélium, l’emplacement exact des instants considérés sur le pic de courant. Dans cette simulation, la cathode (0V) est située à droite du premier diélectrique ($x=0.16$ cm) et le deuxième diélectrique à gauche ($x=0.06$ cm).

La figure III-8 montre clairement qu’à $t = 0.018$ s la densité d’électrons maximale est située près de la cathode avec une valeur de $3,82 \times 10^{12} \text{ m}^{-3}$. La densité électronique commence à diminuer au voisinage de la cathode. À partir du l’instant $t = 0.0182$ s du courant de décharge, la densité électronique près de la cathode continue à diminuer jusqu’à une valeur de $2.27 \times 10^{12} \text{ m}^{-3}$, tandis que la densité près de l’anode reste la même, de sorte que la structure à décharge lumineuse soit formée.

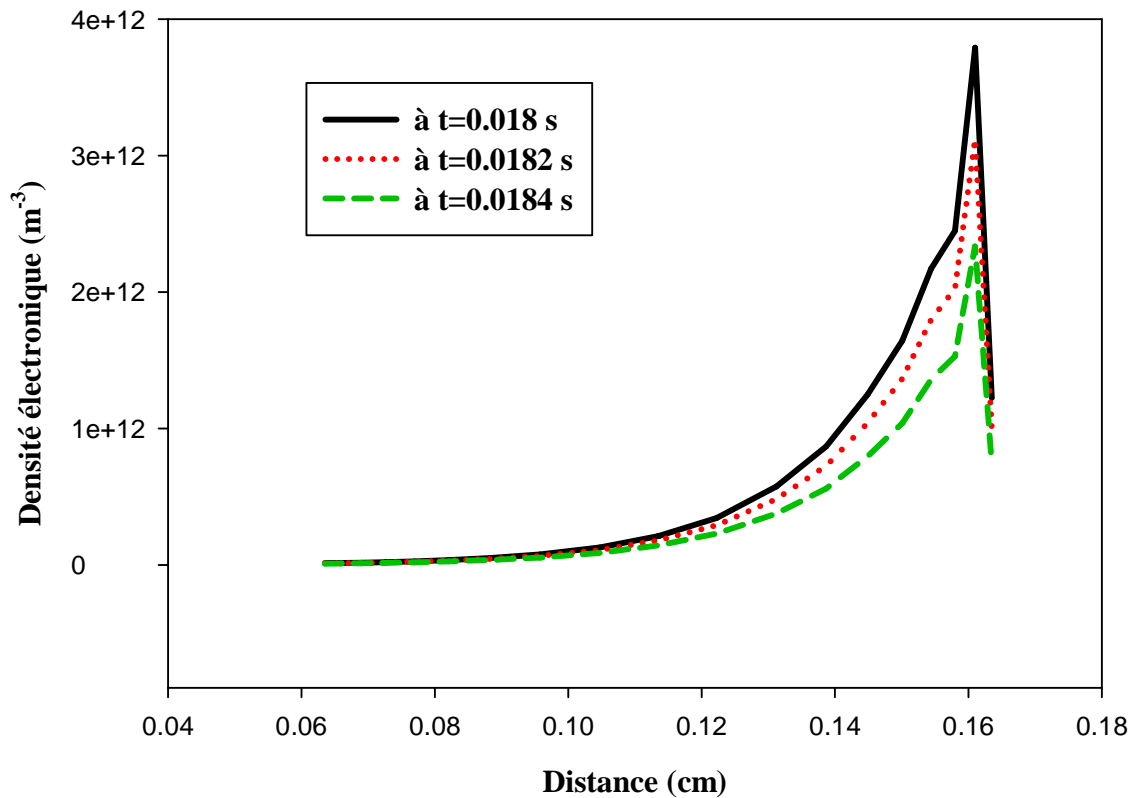


Fig.III.8 : Évolution spatiale de la densité électronique, pour un plasma DBD d'hélium, pour $V_0 = 800\text{V}$, $f = 200\text{Hz}$ et un espace plasma de 1 mm d'épaisseur, à différents instants.

La figure III-9 montre qu'à $t = 0.0179$ s la densité d'électrons maximale est située près de la cathode avec une valeur de $1,66 \times 10^{12} \text{ m}^{-3}$. La densité électronique commence à diminuer au voisinage de la cathode. À partir de l'instant $t = 0.0182$ s du courant de décharge, la densité électronique près de la cathode continue à diminuer jusqu'à une valeur de $1.26 \times 10^{12} \text{ m}^{-3}$, tandis que la densité près de l'anode reste la même, de sorte que la structure à décharge lumineuse soit formée.

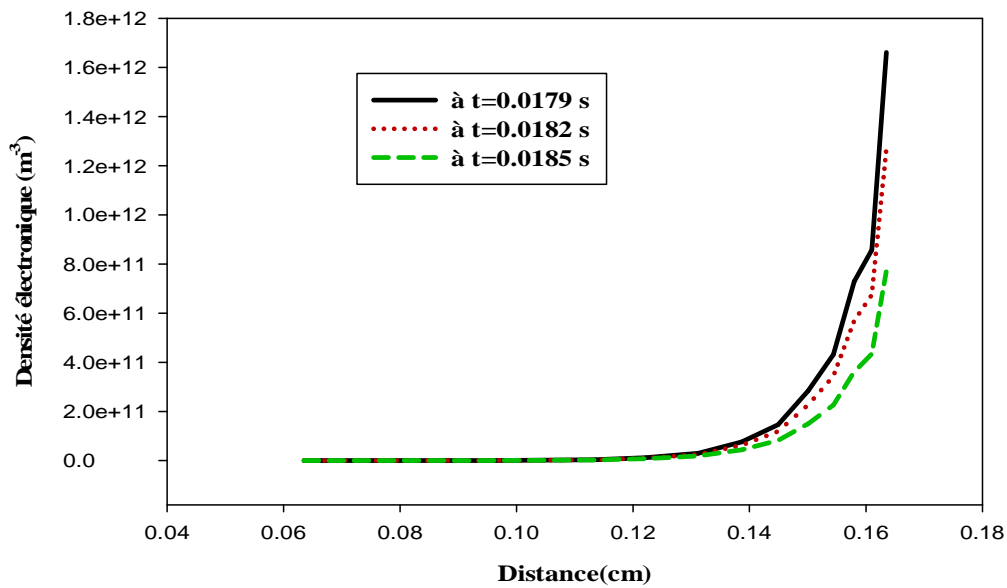


Fig.III.9 : Évolution spatiale de la densité électronique, pour un plasma DBD d'argon, pour $V_0=800V$, $f=200Hz$ et un espace plasma de 1 mm d'épaisseur, à différents instants.

La figure III-10 montre qu'à $t = 0.0174$ s la densité d'électrons maximale est située près de la cathode avec une valeur de $2,36 \times 10^{12} m^{-3}$. La densité électronique commence à diminuer au voisinage de la cathode. À partir du l'instant $t = 0.0179$ s du courant de décharge, la densité électronique près de la cathode continue à diminuer jusqu'à une valeur de $2,05 \times 10^{12} m^{-3}$, tandis que la densité près de l'anode reste la même.

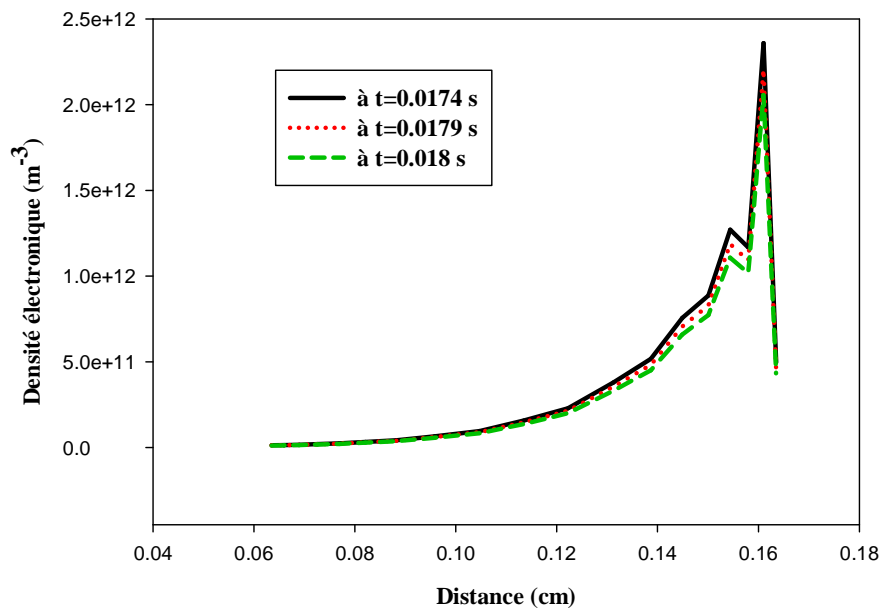


Fig.III.10 : Évolution spatiale de la densité électronique, pour un plasma DBD d'azote, pour $V_0=6000V$, $f=200Hz$ et un espace plasma de 1 mm d'épaisseur, à différents instants.

Après avoir présenté la distribution spatiale et temporelle de la densité électrique dans la décharge DBD, nous étudions dans ce qui suit les variations spatio-temporelles des caractéristiques du plasma dans l'espace inter-électrodes, soit le champ électrique. Le résultat de la simulation de la variation du champ électrique en fonction de la distance inter-électrodes est présenté sur les figures III-11, III-12 et III-13, pour les trois gaz.

Sur les figures III-11, III-12 et III-13 suivantes, nous avons représenté le résultat de la simulation du profil du champ électrique à différents instants, dans le cas des trois gaz hélium, argon et l'azote, respectivement. Dans le centre de la décharge plasma (colonne positive) nous remarquons que le champ électrique est augmenté, par contre dans la gaine(coté cathode) on observe que le champ électrique est intense pour une valeur maximale d'environ $2,5374 \times 10^5$ V/m pour l'argon, $5,693 \times 10^5$ V/m pour l'hélium et $3,53 \times 10^5$ V/m pour l'azote.

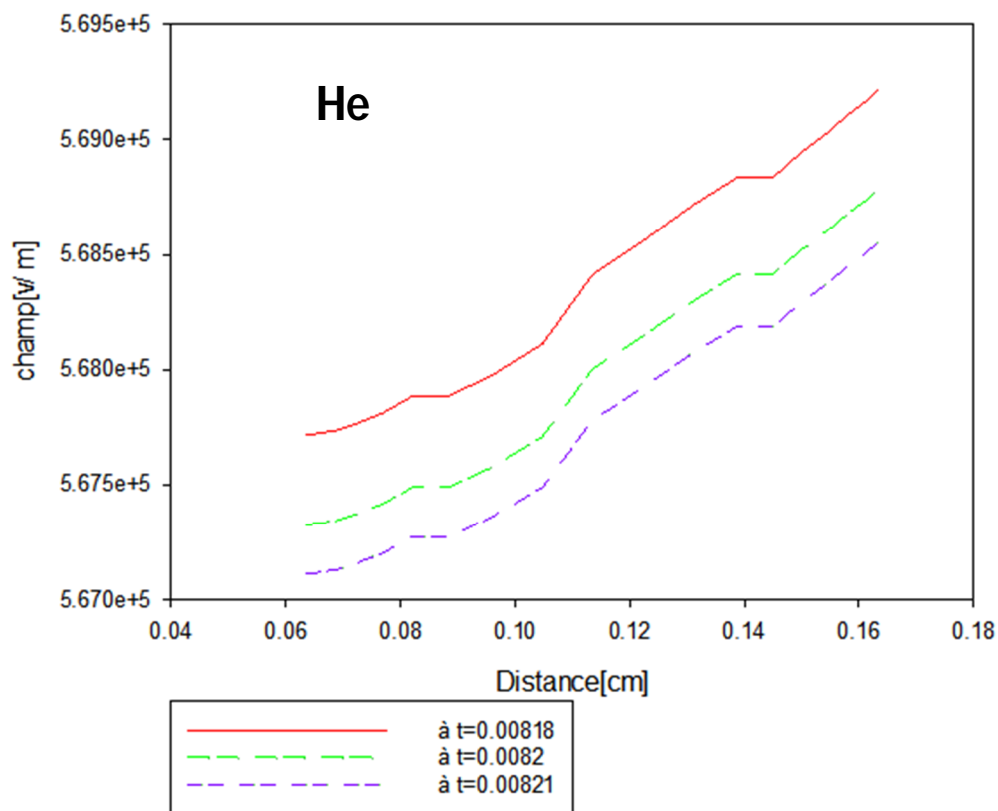


Fig.III.11 : Variation spatiotemporelle du champ électrique pour une DBD dans l'hélium.

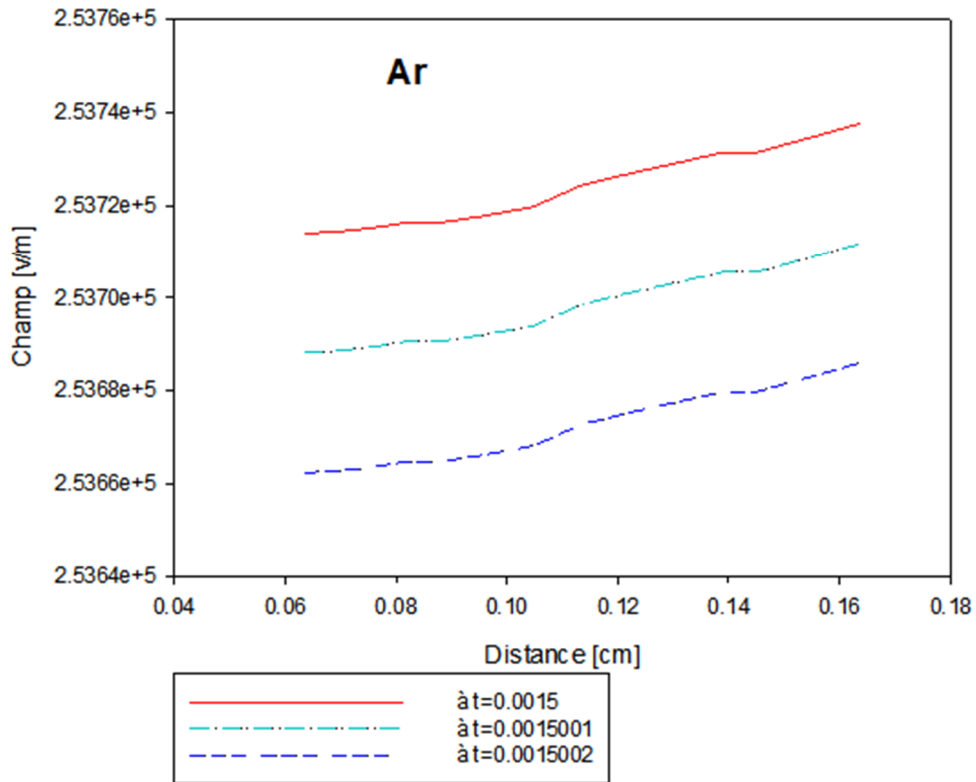


Fig.III.12 : Variation spatiotemporelle du champ électrique pour une DBD dans l'argon.

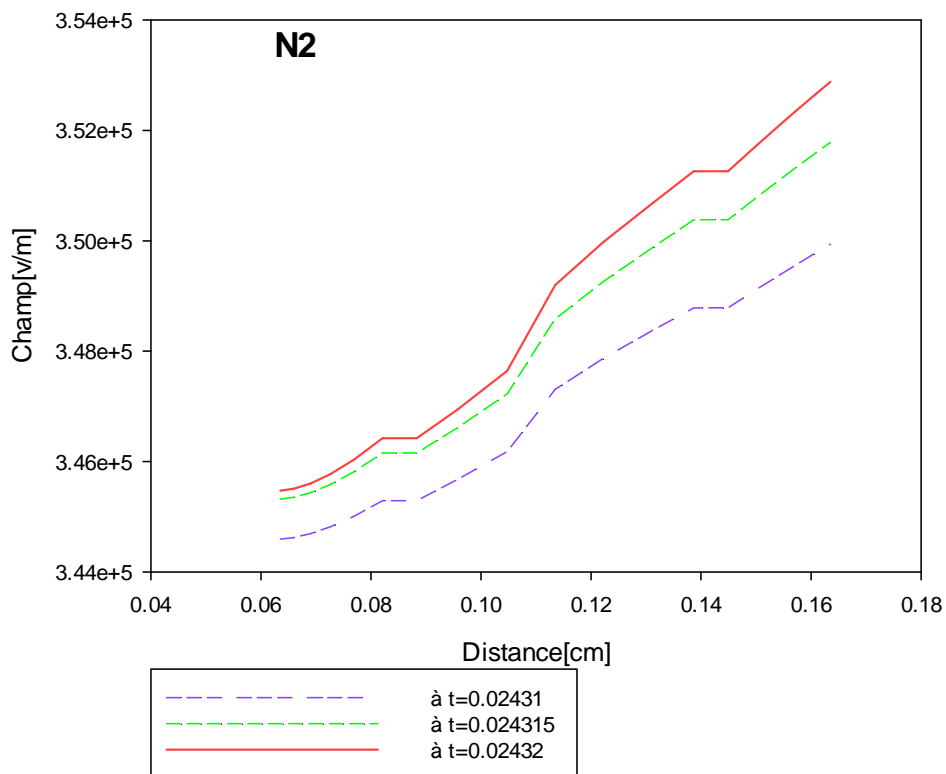


Fig.III.13 : Variation spatiotemporelle du champ électrique pour une DBD dans l'azote.

III.5 Conclusion

Nous avons présenté, dans ce chapitre, les résultats numériques des décharges plasmas à barrière diélectrique à pression atmosphérique, nous avons présenté les résultats issus de la modélisation pour des plasmas d'hélium, d'argon et d'azote. Le modèle théorique a été résolu par la méthode des éléments finis par l'utilisation du logiciel COMSOL Multiphysics. Ce modèle est élaboré pour illustrer l'évolution des différentes caractéristiques électriques de décharge en mode homogène. Les résultats de la simulation ont révélé que les caractéristiques simulées des plasmas DBD d'hélium, d'argon et d'azote sont en accord avec les plasmas habituellement obtenus dans la décharge lumineuse à basse pression. Les formes d'onde du courant sont typiques d'une DBD homogène qui est caractérisée par la présence d'un seul pic de courant de décharge pour chaque demi-période de la tension appliquée.

« ----- »

Conclusion Générale

Conclusion Générale

Dans ce manuscrit nous avons présenté une étude qualitative sur les décharges à barrières diélectriques (DBD) à pression atmosphérique qui sont, de nos jours, très fréquemment présentes dans des nombreuses applications industrielles. C'est un domaine de recherche très actif que ce soit du point de vue technique d'élaboration et utilisation ou du point de vue modélisation et simulation.

Dans notre travail nous nous sommes intéressées à l'étude des décharges plasmas à barrière diélectrique (DBD) en considérant l'aspect numérique. L'étude bibliographique que nous avons présentée nous a permis d'identifier les différents paramètres qui contrôlent la décharge homogène dans les DBD à pression atmosphérique ; ces derniers sont : la dimension de l'espace plasma entre les deux électrodes ; la fréquence d'excitation, l'amplitude de la tension appliquée ainsi que la composition du gaz et la nature du diélectrique.

L'objectif de ce mémoire cible l'aspect de l'étude des DBD est consacré à l'élaboration d'un modèle bidimensionnel (2D) d'une décharge DBD à pression atmosphérique par l'utilisation du logiciel COMSOL Multiphysics pour la description des différentes caractéristiques des plasmas qu'elles soient physiques ou électriques. Les modèles fluides auto-cohérents élaborés pour la simulation 2D des décharges à barrière diélectrique, sont basés sur la résolution des trois premiers moments de l'équation de Boltzmann (équation de continuité, transfert de la quantité de mouvement et l'équation d'énergie d'électron) couplés à l'équation de Poisson. Cependant, les modèles élaborés nous ont permis de décrire les propriétés (densités de charge et le champ électrique) et les caractéristiques électriques $I_d(t)$ et $V_a(t)$ des DBD à pression atmosphérique, pour la simulation bidimensionnelle des décharges plasmas à barrière diélectrique à pression atmosphérique.

Les caractéristiques simulées des plasmas DBD d'hélium, d'argon et d'azote sont en accord avec les plasmas expérimentaux rapportés dans la littérature. Les formes d'onde du courant sont typiques d'une DBD homogène qui est caractérisée par la présence d'un seul pic de courant de décharge pour chaque demi-période de la tension appliquée.

Le travail ainsi présenté dans ce manuscrit pourrait être enrichi par une simulation 2D de la décharge à barrière diélectrique dans l'air, en reproduisant les mêmes conditions de la simulation. Une telle étude permettra d'améliorer le modèle et de l'exploiter pour étudier les paramètres qui ne sont pas accessibles par la mesure.

« ----- »

**Références
Bibliographiques**

Références bibliographiques

- [1] Siemens, W. Poggendorfs, Ann. Phys. Chem, article 1857, 102, 66.
- [2] M. A. Lieberman, A. J. Lichtenberg, “principles of plasma discharges and materials processing”, John Wiley, New York, 1994.
- [3] I. Denysenko, K. Ostrikov, P.P. Rutkevych, S. Xu, “Numerical Simulation Of Nano particle Generating Electronegative Plasmas In The Pecvd Of Nanostructured Silicon Film”, Computational Materials Science, 30(3-4), 303-307, 2004.
- [4] I. Rafatov, E. A. Bogdanov and A. A. Kudryavtsev, “On the accuracy and reliability of different fluid models of the direct current glow discharge” Phys. Plasmas 19, 2012.
- [5] D. Hash, D. Bose, T.R. Govindan, M. Meyyappan, “Simulation of the dc plasma in carbon nanotube growth”, Journal of Applied Physics, 93, 10, 6284-6290 Part 1, 2003.
- [6] Remy Maurau, « Etude de l'influence du régime d'une décharge à barrière diélectrique dans un mélange HMDSO/N₂, sur les propriétés d'un procédé de dépôt », Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2009.
- [7] Fridman, A. Chirokov, A. Gutsol, “Non-thermal atmospheric pressure discharges”, J. Phys. D:Appl. Phys., 2005 38(2).
- [8] A. V. Randonnier, “Conception et simulation d'un réacteur fil-cylindre à décharge couronne avec barrière diélectrique adapté au traitement des oxydes d'azote dans des effluents marqués par un isotope”. Thèse de doctorat, Université Paris VI, **2002**.
- [9] Lachemat Ahmed, «Contribution à l'Étude Numérique des Décharges à Barrière Diélectrique (DBD) dans L'Hélium », Mémoire de Master, Université Ibn Khaldoun de Tiaret, 2017
- [10] Mohamed Chérif Bouzidi, « Étude d'une Décharge à Barrière Diélectrique DBD homogène dans l'azote à pression, atmosphérique : Effet mémoire et Optimisation du transfert de Puissance», Thèse de Doctorat, Université de Toulouse, 2013.
- [11] U. Kogelschatz, “Dielectric-barrier Discharges: Their History, Discharge Physics, and Industrial Applications”, Plasma Chemistry and Plasma Processing, **23** (1), 2003, pp. 1-46.
- [12] S. Okazaki, M. Kogoma, M. Uehara and Y. Kimura, “Appearance of stable glow discharge in air, argon, oxygen, and nitrogen at atmospheric pressure using a 50 Hz source”, J. Phys. D: Appl. Phys., **26**, 1993, pp. 889-892.
- [13] T. Yokoyama, M. Kogoma, T. Moriwaki and S. Okazaki, “The mechanism of the stabilization of glow plasma at atmospheric pressure”, J. Phys. D: Appl. Phys., **23**, 1990, pp. 1125-1128.

- [14] SARIDJ Ahmed, « Étude du comportement d'une décharge électrique homogène à la pression atmosphérique », Mémoire de Master, Université des Sciences et de la Technologie d'Oran, 2010.
- [15] Rafael. Diez Medina, « Alimentation de puissance d'une lampe exciplexe à décharge à barrière Diélectrique, en vue du contrôle du rayonnement », Thèse de Doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2008.
- [16] T. Ikematsu, N. Hayashi, S. Ihara, S. Satoh, C. Yamabe. « Advanced oxidation processes (AOPs) assisted by excimer lamp ». Vacuum 73 (2004) 579–582.
- [17] Lyes Benterrouche, « Investigations sur l'application des plasmas froids dans la stérilisation », Thèse de Doctorat, Université Frères Mentouri, Constantine, 2015.
- [18] Lister, G. G. Low-pressure gas discharge modelling. Journal of Physics D: Applied Physics, 25(12), 1649.1992
- [19] Eric Ferret, « Utilisation de Comsol Multi-physics dans la réalisation de modèles numériques », Cyril IACONELLI Réunion GMN 3A 06/12/2011.
- [20] U.Kogelschatz, “Plasma Chemistry and Plasma Processing”, Invited Review, 2003-46.
- [21] LATROUS Abdelhadi Modélisation électrique d'une décharge à barrières diélectriques DBD, mémoire de magister, Université Mohamed Boudiaf USTO, 2015
- [22] www.comsol.com .[Accessed 26Nov 2019]
- [23] LXCAT, Electron Scattering Database, University of Toulouse, France. www.lxcat.net. [Accessed 26Nov 2019].
- [24] Comsol Multiphysics User's guide, version 4.3. [Logiciel], Burlington, ma : Comsol, Inc., juin 2013.

« ----- »

ملخص

تصريفات الحاجز العازل التي تعمل عند الضغط الجوي هي بشكل عام تصريفات من النوع الخيطي ، ولكن في ظل ظروف معينة يمكن أن تكون متجانسة. يتكون العمل الحالي من تطوير نموذج سائل رقمي ثنائي الأبعاد لوصف الخصائص الفيزيائية (كثافة الشحنة والمجال الكهربائي) والخصائص الكهربائية (تيار التفريغ والجهد المطبق) لتصريفات الحاجز العازل (DBD) عند الضغط الجوي. لهذا ، قمنا بتطوير نموذج باستخدام البرنامج التجاري COMSOL Multiphysics. تم تطوير الدراسة في حالة DBD التي تغذيها إشارة جيبية الشكل ، في حالة الهيليوم والأرجون وبلازما النيتروجين ، لوصف سلوك تصريفات الحاجز العازل.

الكلمات المفتاحية: تصريفات الحاجز العازل DBD ، الضغط الجوي ، الخصائص الكهربائية ، نموذج السوائل ، COMSOL.

Résumé

Les décharges à barrières diélectriques fonctionnant à pression atmosphérique sont des décharges généralement de type filamentaire, mais sous certaines conditions elles peuvent être homogènes. Le présent travail consiste, à élaborer un modèle fluide numérique bidimensionnel pour décrire les propriétés physiques (densités de charge et champ électrique) et les caractéristiques électriques (courant de décharge et tension appliquée) des décharges à barrière diélectrique (DBD) à pression atmosphérique. Pour cela, nous avons élaboré un modèle en exploitant le logiciel commercial COMSOL Multiphysics. L'étude est développée dans le cas de DBD alimentées par un signal de forme sinusoïdale, dans le cas de plasmas d'hélium, d'argon et d'azote, pour décrire le comportement des décharges à barrière diélectrique.

Mot-clés : Décharges à Barrière Diélectrique DBD, Pression Atmosphérique, Caractéristique Électrique, Modèle Fluide, COMSOL.

Abstract

Dielectric barrier discharges operating at atmospheric pressure are generally filamentary type discharges, but under particular conditions, they can be homogeneous. The present work consists, in developing a two-dimensional numerical fluid model to describe the physic properties (charge densities and electric fields) and the electrical characteristics (discharge current and applied voltage) of dielectric barrier (DBD) discharges at atmospheric pressure. For this, we developed a model using the commercial software COMSOL Multiphysics, in the case of discharges. The study is developed in the case of a DBD powered by a sinusoidal signal, in the case of helium, argon and azote plasmas, to describe the behavior of dielectric barrier discharges.

Keywords: Dielectric Barrier Discharges DBD, Atmospheric Pressure, Fluid Model, Electrical Characteristic, COMSOL.